
UNIVERSIDADE FEDERAL DE PERNAMBUCO
CENTRO DE TECNOLOGIA E GEOCIÊNCIAS
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA

SENSOR ÓPTICO EM FIBRA MULTIMODO
BASEADO EM RESSONÂNCIA DE PLÁSMONS DE
SUPERFÍCIE

por

SÉRGIO CAMPELLO OLIVEIRA

Dissertação submetida ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica da
Universidade Federal de Pernambuco como parte dos requisitos para a obtenção do grau de
Mestre em Engenharia Elétrica.

ORIENTADOR: EDUARDO FONTANA, PhD.

Recife, Abril de 2004.

© Sérgio Campello Oliveira, 2004



Universidade Federal de Pernambuco

Pós-Graduação em Engenharia Elétrica

PARECER DA COMISSÃO EXAMINADORA DE DEFESA DE
DISSERTAÇÃO DE MESTRADO ACADÊMICO DE

SÉRGIO CAMPELLO OLIVEIRA

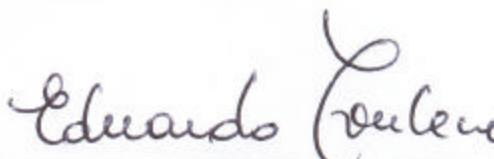
TÍTULO

“SENSOR ÓPTICO EM FIBRA MULTIMODO BASEADO EM
RESSONÂNCIA DE PLÁSMONS DE SUPERFÍCIE”


A comissão examinadora composta pelos professores:
EDUARDO FONTANA, DES/UFPE, ANTONIO JERONIMO BELFORT DE
OLIVEIRA, DES/UFPE e MARCELO SAMPAIO DE ALENCAR, DEE/UFCG,
sob a presidência do prof. Joaquim Ferreira Martins Filho, Coordenador do
Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica, consideram o candidato
SÉRGIO CAMPELLO OLIVEIRA APROVADO.

Recife, 16 de abril de 2004.


JOAQUIM FERREIRA MARTINS FILHO
Coordenador do PPGE


EDUARDO FONTANA
Orientador e Membro Titular Interno


MARCELO SAMPAIO DE ALENCAR
Membro Titular Externo


ANTONIO JERONIMO BELFORT DE
OLIVEIRA
Membro Titular Interno

*Dedico esta dissertação à minha mãe
Tânia Campello Oliveira, pelo
incrível exemplo de determinação
que me trouxe até aqui.*

Agradecimentos

À instituição de suporte a pesquisa: CAPES (Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Ensino Superior), ao Departamento de Eletrônica e Sistemas (DES), ao Grupo de Fotônica e à UFPE (Universidade Federal de Pernambuco), pelo apoio financeiro e pela concessão de uso de suas estruturas durante o desenvolvimento deste trabalho.

Aos professores do Grupo de Fotônica e do corpo docente do programa de Pós Graduação em Engenharia Elétrica da UFPE, em especial ao professor Eduardo Fontana, pela orientação neste mestrado, e pela orientação em cinco anos de trabalhos em conjunto de monitoria e iniciação científica, bem como pela atenção despendida sempre com bastante presteza.

Aos meus pais, Gilberto Cavalcanti Oliveira e Tânia Campello Oliveira, pela educação a mim oferecida com muito sacrifício e boa vontade tornando-me o homem que sou hoje. À minha irmã, Tatiana Campello Oliveira Duarte e ao meu sobrinho Eduardo Aquino Duarte Neto, pelo convívio agradável e pelo apoio e ajuda quando necessários. A minha tia Maria do Carmo Cavalcanti Oliveira, por todo o apoio e carinho. A minha namorada Ariane Aléxio que soube entender a ausência nas horas de trabalho, e por ser a âncora que me segurava nas dificuldades. A todos os membros e amigos do Grupo de Fotônica, em especial agradecimentos a Carmelo José Albanez Bastos Filho, José Paulo G. de Oliveira, Eric de Albuquerque Jorge Arantes e Isnaldo J. S. Coelho pelo conhecimento compartilhado nas horas de dúvidas. E finalmente um agradecimento especial para Renato Bandeira Lima pelas horas de trabalho, noites e finais de semana de trabalho intenso sem os quais não seria possível a conclusão deste mestrado.

Resumo da Dissertação apresentada à UFPE como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de Mestre em Engenharia Elétrica.

SENSOR ÓPTICO EM FIBRA MULTIMODO BASEADO EM RESSONÂNCIA DE PLÁSMONS DE SUPERFÍCIE

Sérgio Campello Oliveira

Abril / 2004

Orientador: Eduardo Fontana, PhD.

Área de Concentração: Fotônica

Palavras-chave: Fibras Multimodo, Sensores Ópticos, Plásmons de Superfície, RPS.

Número de Páginas: 87

Este trabalho tem como objetivo o estudo teórico e experimental do fenômeno de ressonância de plásmons de superfície (RPS) em fibras ópticas multimodo e sua aplicação no desenvolvimento de sensores a fibra. Apresenta-se inicialmente uma revisão da teoria de oscilações de plásmons de superfície, que inclui as condições necessárias e as configurações experimentais clássicas para observação dessas oscilações. Em seguida são apresentadas configurações descritas na literatura para a excitação de plásmons de superfície fazendo uso de fibras ópticas. Um modelo teórico para a distribuição de luz irradiada por uma fibra óptica multimodo parcialmente metalizada é revisado e comentado. Na parte experimental do trabalho, foi montado um sistema de iluminação e detecção óptica para medição precisa da distribuição de luz irradiada por uma fibra óptica. Um programa desenvolvido com interface gráfica compatível com o ambiente *Windows*[®] permite o tratamento automatizado das imagens gravadas e extração de parâmetros característicos da fibra sob teste. Com esse sistema foi possível realizar a observação experimental inédita do efeito de ressonância de plásmons de superfície na luz irradiada de fibras multimodo parcialmente metalizadas. A aplicabilidade do efeito no desenvolvimento de sensores foi testada na medição da concentração de sal de soluções aquosas, quando ficou demonstrado que a estratégia de detecção proposta pode atingir um aumento de sensibilidade de até dez vezes aquela obtida por meio de esquemas convencionais de detecção do efeito de RPS em fibras multimodo.

Abstract of Dissertation presented to UFPE as a partial fulfillment of the requirements for the degree of Master in Electrical Engineering.

MULTIMODE OPTICAL FIBER SENSOR BASED ON SURFACE PLASMON RESONANCE

Sérgio Campello Oliveira

April / 2004

Supervisor: Eduardo Fontana, PhD.

Area of Concentration: Photonics

Keywords: Surface Plasmons, SPR, Optical Sensors.

Number of Pages: 87

This work is directed to the theoretical and experimental study of the surface plasmon resonance (SPR) effect in multimode optical fibers and its application in the development of fiber sensors. A review of the theoretical framework related to surface plasmon oscillations (SPO) is first presented, that includes the analysis of conditions for their existence as well as classical configurations used for observation of these oscillations. Configurations described in the literature for observation of the SPR effect in optical fibers are also presented and a theoretical model for the light irradiated by a, partially metallized, multimode optical fiber is reviewed. In the experimental portion of the work, an illumination and optical detection system coupled to a data acquisition system was set up for precise measurement of the light irradiated by an optical fiber. A *Windows* compatible, software code with graphical interface was developed for automatic processing of irradiated image patterns that allowed determination of optical fiber parameters. With this system it was possible to make the first experimental observation of the SPR effect within the light distribution irradiated by a, partially metallized, optical fiber. The usefulness of the effect for the development of optical fiber sensors was tested by determining salt concentration in aqueous solutions. Results of these experiments showed that the proposed detection strategy can reach up to an order of magnitude sensitivity enhancement relative to that achieved by use of conventional detection schemes of the SPR effect in multimode fibers.

Sumário

Introdução	1
Capítulo 1 – Plásmons de Superfície em Interface Simples	7
1.1 Plásmons de Superfície	7
1.1.1 Transmissão total: ângulo de Brewster.....	13
1.1.2 Confinamento: plásmons de superfície	13
1.2 Excitação de Plásmons de Superfície.....	17
Capítulo 2 – Plásmons de Superfície em Fibras Ópticas Multimodo.....	23
2.1 Sensores a Fibra.....	23
2.2 Excitação de Plásmons de Superfície em Fibras Ópticas.....	25
2.3 Modelo Teórico do Efeito de Ressonância de Plásmons de Superfície em Fibras Ópticas Multimodo	29
2.4 Considerações de Projeto	35
2.5 Distribuição de Intensidade	36
Capítulo 3 – Sistema de Aquisição de Imagens	40
3.1 Implementação do Sistema de Aquisição de Imagens	40
3.2 Sistema de Polimento.....	43
3.3 Aproximação Gaussiana e Extração de Parâmetros da Fibra.....	45
3.3.1 Medidas Experimentais de Abertura Numérica.....	49
Capítulo 4 – Observação Experimental do Efeito de RPS em Fibras Ópticas Multimodo..	57
4.1 Efeito de RPS Aplicado ao Desenvolvimento de Sensores em Fibra Multimodo.....	57
4.2 Processo de Fabricação de Sensores	59
4.3 Montagem Experimental.....	60
4.4 Protocolo Experimental.....	62
4.5 Observação Experimental do Efeito de RPS em Fibra Multimodo	63
4.6 Medidas de Concentração de NaCl em Soluções Aquosas	66
4.7 Trabalhos Futuros	71
Conclusões	77
Referências Bibliográficas	80

Lista de Figuras

Fig. 1.1 – Geometria utilizada na análise do problema de reflexão em uma interface simples.

Fig. 1.2 – Densidade de potência associada a um plásmon de superfície se propagando em uma interface ouro-vácuo.

Fig. 1.3 – Configurações clássicas de Kretschmann(a) e de Otto(b) para excitação de plásmons de superfície.

Fig. 1.4 – Geometria contendo uma interface dupla usada para derivar a função refletância (1.34).

Fig. 1.5 – Função refletância calculada a partir de (1.34) para uma estrutura sílica-ouro-água. O filme de ouro possui uma espessura de 570 Å. As constantes ópticas estão listadas na Tabela 2.1.

Fig. 2.1 – Configuração básica da extremidade sensível de um biossensor baseado em medição de fluorescência por campo evanescente.

Fig. 2.2 – Montagem experimental para a excitação ou remoção seletiva de modos em uma fibra multimodo[22].

Fig. 2.3 – Configurações descritas na literatura de sensores em fibras ópticas monomodo baseados em plásmons de superfície.

Fig. 2.4 – Configurações descritas na literatura de sensores construídos com fibras ópticas multimodo baseados em plásmons de superfície.

Fig. 2.5 – Geometria da secção transversal de uma fibra óptica parcialmente metalizada, utilizada no modelo teórico da Ref. [41].

Fig. 2.6 – Visão detalhada da parte metalizada na ponta da fibra mostrando as dimensões relevantes ao projeto [41].

Fig. 2.7 – Simulações prevendo a distribuição de luz para diferentes comprimentos de onda e diferentes combinações de estados de polarização obtidas na Ref. [41], com os parâmetros mostrados na Tabela 2.1.

Fig. 2.8 – Perfil da distribuição de intensidade de luz no diâmetro horizontal da Fig. 2.7 para o caso up (não polarizado na entrada e polarizado na saída) com um comprimento de onda de 632,8 nm, calculada a partir da equação (2.17) com $\phi = 0$ e para os parâmetros da Tabela 2.1.

Fig. 2.9 – Geometria da parte metalizada da fibra sem a abertura mostrando o efeito do mascaramento da absorção de intensidade provocado pelos raios não meridionais.

Fig. 3.1 – Diagrama de blocos do sistema de aquisição de imagens.

Fig. 3.2 – Sistema de aquisição de imagens para caracterização de fibras ópticas.

Fig. 3.3 – Fotografia da fonte de luz (laser He-Ne a esquerda) e do sistema de acoplamento (objetiva e lentes ao centro e a direita). Na fotografia também se vê o carretel comportando a fibra óptica.

Fig. 3.4 – Conjunto de discos utilizados pelo sistema portátil de polimento para laboratório.

Fig. 3.5 – Fotografia do sistema compacto adaptado para o polimento de extremidades de fibras ópticas.

Fig. 3.6 – Fibra óptica com núcleo de raio a e ângulo de aceitação θ_a .

Fig. 3.7 – Esquema de medição do ângulo de divergência do feixe.

Fig. 3.8 – Interface gráfica do software de extração de parâmetros (a), e visualização rápida de um dos arquivos de dados (b). Os pontos no gráfico representam os valores medidos experimentalmente e a linha contínua representa a curva gaussiana definida em (3.9) ajustada à curva experimental pelo método das correções diferenciais.

Fig. 3.9 – Distribuição típica de intensidade irradiada pela fibra multimodo investigada neste trabalho. As curvas tracejada e sólida, praticamente idênticas, representam, respectivamente, os resultados obtidos após filtragem digital e após o ajuste de parâmetros com o método das correções diferenciais.

Fig. 3.10 – Dependência axial do parâmetro C obtida no sistema de aquisição de imagem para fibra multimodo 3M de 1 mm de diâmetro.

Fig. 3.11 – Possíveis posições relativas entre a ponta da fibra óptica e o foco da lente L2. (a) Posição ideal. (b) Posição para tornar o perfil mais retangular e com maior ângulo de aceitação.

Fig. 3.12 – Perfil de distribuição de intensidade medido com a situação de acoplamento da Fig. 3.11(b). A curva pontilhada representa os dados experimentais e a curva contínua a função gaussiana que mais se aproxima da distribuição experimental segundo o método das correções diferenciais.

Fig. 4.1 – Ilustração do deslocamento e da diminuição da profundidade da curva de RPS, devido a uma pequena mudança no índice de refração do meio externo em contato com o metal. O retângulo delimita a região angular guiada pela fibra e as curvas foram calculadas com os parâmetros da Tabela 4.1.

Fig. 4.2 – Foto da ponta metalizada de um sensor em fibra multimodo.

Fig. 4.3 – Aparato experimental construído para a observação da ressonância de plásmons de superfície em uma fibra multimodo parcialmente metalizada.

Fig. 4.4 – Projeto do sensor proposto em [41] modificado para facilitar a observação, sem o filme de cromo e sem a abertura na saída. O polarizador na saída tem a função descrita no capítulo 2.

Fig. 4.5 – Dados experimentais e versão filtrada da distribuição de intensidade gravada pelo sensor de imagem (CCD) para a primeira ponta metalizada imersa em água pura. Esta primeira ponta, que rapidamente se danificou, mostrou-se quase que perfeitamente simétrica, evidenciando o fenômeno de RPS na forma prevista na Fig. 2.8.

Fig. 4.6 – Dados experimentais e versão filtrada da distribuição de intensidade gravada pelo sensor de imagem (CCD) para o segundo sensor imerso em água pura.

Fig. 4.7 – Relação entre o índice de refração da solução e a concentração de NaCl.

Fig. 4.8 – Distribuições de intensidade filtradas mostrando o padrão de luz irradiada pela segunda ponta metalizada sobre RPS para três concentrações diferentes de solução aquosa de NaCl. Os números ao lado das curvas representam a concentração molar das soluções utilizadas.

Fig. 4.9 – Mudança relativa de sinal associada com as funções $\Delta I/I$ e $\Delta P/P$ definidas em (4.1) e (4.2), respectivamente. Nota-se que a mudança de intensidade em um pixel escolhido próximo a posição de ressonância pode representar um aumento de até dez vezes a sensibilidade do sensor em relação a absorção total de energia.

Fig. 4.10 – Comparação qualitativa entre o padrão de distribuição de intensidade simulada (a) e o observado (b) em RPS. Neste caso utilizamos a segunda ponta metalizada e como meio externo a água pura.

Fig. 4.11 – Desenho esquemático (c) e fotografias (a) e (b), da nova célula de reação montada para agilizar as trocas de substância.

Fig. 4.12 – Desenho esquemático do LED não polido (a) e do LED polido (b). No desenho está destacado um contato metálico que passa por cima da superfície opticamente ativa que define o limite máximo de polimento.

Fig. 4.13 – Espectros dos LEDs azul, verde, vermelho e infravermelho medidos em nosso laboratório.

Fig. 4.14– Distribuição de intensidade de luz esperada para o LED infravermelho com espectro mostrado na Fig. 4.13. No cálculo foi utilizado um índice de refração de 1,4008 para o meio externo, permissividade complexa do ouro $\epsilon_{\text{ouro}} = -34,145 - j 0,998$ e índice de refração do núcleo da fibra $n_{\text{núcleo}} = 1,451$.

Lista de Tabelas

Tabela 2.1 – Parâmetros geométricos e ópticos para o sensor óptico em fibra multimodo baseado em plásmons de superfície da Ref. [41].

Tabela 4.1 – Parâmetros geométricos e ópticos para o sensor óptico em fibra multimodo baseado em plásmons de superfície.

Tabela 4.2 – Faixa de índices de refração detectáveis para diferentes comprimentos de onda.

Introdução

No ambiente industrial torna-se cada vez mais presente o emprego de técnicas de monitoração e controle de processos de fabricação, com sensores baseados em uma diversidade de princípios físicos utilizados para esse fim. Particularmente em diversos setores da indústria química e farmacêutica, na Agricultura, na área das Ciências Biológicas, entre outras, é cada vez mais crescente o interesse em sensores ópticos. Esses sensores possuem características importantes, tais como: imunidade eletromagnética, possibilidade de monitoração remota e em tempo real, grande sensibilidade, são não invasivos, grande precisão, entre outras. Tais características são muito atrativas para a produção de sensores comerciais de baixo custo e com grande confiabilidade. Dentre os sensores ópticos mais promissores se destacam aqueles baseados em ressonância de plásmons de superfície (RPS) [1-6] e nas redes de Bragg de longo [7-9] e curto período [10-12].

Recentemente com o avanço nas pesquisas com sensores a fibra baseados em redes de Bragg de curto e longo período é possível medir com certa precisão alterações nas propriedades de um meio material como, por exemplo, mudanças de temperatura, pressão, densidade, etc. Nesses sensores, a detecção de modificações desses parâmetros se baseia na medição de variações no espectro de comprimentos de onda de operação, o que torna o processo de medição caro e sofisticado. No caso específico da fabricação de sensores a fibra com redes de Bragg de curto período, é necessário afinar a casca da fibra até que o campo evanescente da luz guiada seja atingido, o que geralmente é feito com o emprego de técnicas precisas de tratamento químico [11].

Por muitos anos plásmons de superfície têm sido alvo de muitas pesquisas e têm se mostrado como uma das ferramentas ópticas mais eficientes para a caracterização de propriedades materiais de substâncias sólidas, líquidas ou gasosas, bem como para a obtenção de constantes ópticas de filmes finos metálicos ou dielétricos. Algumas aplicações comerciais de emprego dessas oscilações na área de biotecnologia já foram

disponibilizadas no mercado por grandes empresas como a Texas Instruments [13] e a BIACORE [14], por exemplo.

Plásmons de superfície são oscilações coletivas de elétrons que ocorrem na interface entre um metal e um dielétrico, provocadas por uma onda eletromagnética. Essas oscilações exibem uma intensidade máxima na interface que decai exponencialmente ao longo de sua direção normal em ambos os sentidos [15-17]. Inicialmente utilizadas no desenvolvimento de sensores, essas oscilações tiveram suas primeiras aplicações na extração de constantes ópticas de filmes finos metálicos de ouro, prata, alumínio, níquel e platina [18] e mais recentemente também se descobriu que é possível excitar plásmons de superfície em filmes de cromo [18]. Em outros trabalhos, plásmons de superfície também foram utilizados para detectar mudanças nas características da camada dielétrica adjacente ao metal [19-21].

Muitas outras aplicações surgiram ao longo dos anos, como por exemplo: construção de polarizadores em fibras ópticas [18], excitação seletiva de modos de mais alta ordem em fibras ópticas, divisores de feixe baseados na polarização do campo [22] e até aplicações em óptica não-linear como geração de segundo harmônico, modulação da luz e mistura de quatro ondas [23].

Para excitar plásmons de superfície é preciso se gerar uma onda evanescente em uma interface metal-dielétrico, com campo elétrico polarizado na direção normal à interface. Isso pode ser conseguido refletindo um feixe de luz polarizada nessa interface com ângulo de incidência acima do ângulo crítico de reflexão interna total. Esse requisito é necessário uma vez que a magnitude do vetor de onda da oscilação é maior que a de qualquer feixe de luz que se propague no vácuo [16], sendo portanto necessário o emprego de um meio de acoplamento que aumente a magnitude do vetor de onda do campo de excitação. Para um sistema de múltiplas camadas dielétricas contendo uma camada metálica, com todas as interfaces paralelas entre si, condições de contorno para os campos eletromagnéticos impõem a conservação da componente do vetor de onda, paralela a cada interface. Isso faz com que um campo eletromagnético incidente em uma das faces externas da estrutura não tenha vetor de onda com magnitude suficiente para excitação do

plásmon de superfície na interface metálica. Considerando esses fatores, surgiram basicamente três formas de se acoplar energia das ondas eletromagnéticas aos plásmons de superfície: através de prismas triangulares, semicilíndricos ou hemisféricos, através de grades de difração ou utilizando fibras ópticas.

A técnica utilizando prismas triangulares foi a primeira a ser proposta em duas configurações semelhantes. Na primeira, denominada de configuração de Kretschmann [16], tem-se uma interface prisma-metal-dielétrico com o metal sendo um filme em geral de algumas centenas de ângstroms, evaporado diretamente em uma das faces retangulares do prisma. A outra configuração, denominada de configuração de Otto [15], possui uma interface do tipo prisma-dielétrico-metal e nesse caso o dielétrico é um filme fino de alguns milhares de ângstroms. Para conduzir experimentos nessas configurações um feixe de luz ilumina internamente a face do prisma contendo a interface metal-dielétrico, com o ângulo de incidência sendo controlado externamente. Medindo a dependência angular da intensidade do feixe refletido na interface, a posição de ressonância do acoplamento entre a onda incidente e a oscilação de plásmon de superfície, é identificada como uma forte atenuação de intensidade. Essa técnica, também conhecida como a técnica de reflexão total atenuada (do termo inglês *attenuated total reflection* - ATR) é a mais comum para o acoplamento de plásmons de superfície. A técnica ATR usada com prismas triangulares apresenta alguns problemas, pois requer um sistema de rotação mecânica do prisma do tipo $\theta \rightarrow 2\theta$ para detecção automática do feixe refletido [2,15,17,19-21,23-24]. Além disso, o feixe ao entrar no prisma sofre um pequeno desvio na sua trajetória, e à medida que o prisma gira esse desvio muda, fazendo com que o feixe de luz não atinja a interface sempre no mesmo ponto. Com a existência de pequenas uniformidades na superfície isso causa um aumento na largura angular da curva de ressonância que, por sua vez, leva a um aumento no erro de obtenção de parâmetros físicos da interface [23].

No caso de prismas semicilíndricos ou hemisféricos o problema do deslocamento do feixe ao longo da interface metal-dielétrico é evitado, uma vez que o feixe incidente é sempre mantido na direção perpendicular à superfície curva do prisma. Por outro lado, a face curva funciona como uma lente, exigindo o uso de um sistema extra de lentes para

compensar o efeito de aumento da divergência angular do feixe de luz pela superfície curva do prisma [23].

As grades de difração são estruturas de superfície ondulada tendo periodicidade da mesma ordem de grandeza do comprimento de onda de operação. Essa característica de superfície não planar causa a quebra de conservação da componente interfacial do vetor de onda, o que gera um conjunto discreto de ordens de difração refletidas e transmitidas pela superfície. Se uma grade de difração é coberta com um filme metálico é possível acoplar um feixe de luz incidente na estrutura com plásmons de superfície na interface externa do metal, sem a necessidade de utilização de um prisma de acoplamento, uma vez que o aumento na componente do vetor de onda paralelo à superfície metálica é fornecido diretamente pela grade de difração. Grades de difração dimensionadas para excitar plásmons de superfície têm sido investigadas na literatura para o desenvolvimento de sensores de gás [25-27]. O modelo teórico de excitação de plásmons de superfície em grades de difração exige um tratamento matemático mais complexo, o que requer um maior esforço computacional durante o processo de extração de parâmetros das curvas experimentais [28].

Outra forma de se excitar plásmons de superfície é por meio das fibras ópticas. Como a luz guiada na fibra reflete na interface entre o núcleo e a casca com ângulo de incidência superior ao ângulo crítico, um campo evanescente é criado na casca e a condição necessária para excitação de plásmons de superfície é satisfeita. Portanto basta se ter acesso ao campo evanescente presente na casca, e cobrir parte da fibra com uma camada metálica de modo a prover as condições necessárias para o acoplamento da luz guiada com plásmons de superfície na região metalizada.

Fibras monomodo já foram utilizadas como sensores baseados em ressonância de plásmon de superfície (RPS) de várias maneiras. Uma técnica consiste em polir a casca da fibra enquanto se monitora a potência de luz transmitida pela fibra. Identifica-se então o grau de aproximação da superfície de polimento à interface núcleo-casca a partir do momento em que a potência óptica transmitida começa a diminuir. A partir desse ponto evapora-se um filme metálico fino formando assim uma estrutura de três interfaces do tipo

núcleo-casca-metal-meio dielétrico externo. Variando as características ópticas do meio dielétrico externo mudam-se as condições de acoplamento entre o modo fundamental propagado na fibra e os plásmons de superfície excitados na interface metal-dielétrico [29,30]. Para se alterar a faixa de medição de índices de refração pode-se mudar a estrutura da interface, acrescentando uma camada dielétrica com alto índice de refração por cima do filme metálico [31]. Como o campo elétrico associado aos plásmons de superfície é normal à superfície metálica é preciso usar fibras que mantenham a polarização da luz, ou, alternativamente, pedaços pequenos de fibra. Nesses sensores a excitação de oscilações de plásmons de superfície pode ser detectada observando mudanças no estado de polarização ou na absorção em uma das polarizações guiadas.

Outra forma de excitação de plásmons de superfície em fibras monomodo pode ser obtida com o polimento de uma ponta de fibra e posterior metalização. A ponta da fibra é polida com um ângulo específico em relação à direção longitudinal para se conseguir o casamento entre os vetores de onda do modo fundamental e do plásmon de superfície [32-34]. Com isso parte da luz refletida será guiada de volta ao longo da fibra e a outra parte será irradiada para fora da fibra. Dessa forma tanto a imagem irradiada pela fibra quanto o estado de polarização da luz guiada de volta são influenciados por variações nas propriedades físicas do meio externo em contato com a ponta sensível da fibra [32-34].

Como as fibras multimodo com larga abertura numérica possuem núcleos com diâmetros bem maiores do que aqueles de fibras monomodo, isso facilita a evaporação do filme metálico que pode ser feita ao redor do núcleo, após remoção de um trecho da casca da fibra [35]. Dessa forma alguns modos guiados pela fibra irão acoplar de forma mais intensa aos plásmons de superfície dependendo do comprimento de onda utilizado e do valor do índice de refração da camada externa. Essa dependência com o comprimento de onda pode ser usada para se medir o índice de refração do meio externo [35,36]. Uma estratégia para se acoplar luz aos plásmons de superfície, já implementada comercialmente, consiste na iluminação da fibra com lâmpada halógena, e observação do espectro da luz refletida em um espelho fabricado na extremidade sensível da fibra [37,38].

O trabalho descrito nesta dissertação teve como objetivo o estudo teórico e experimental do fenômeno de ressonância de plásmons de superfície (RPS) em fibras ópticas multimodo e sua aplicação no desenvolvimento de sensores a fibra. Em particular foi implementado experimentalmente um modo de detecção do efeito, conforme proposto teoricamente na literatura [39,40], que exhibe ganhos significativos de sensibilidade relativamente ao modo de detecção convencional [37].

Apresenta-se no Capítulo 1 uma revisão da teoria de oscilações de plásmons de superfície, que inclui as condições necessárias e as configurações experimentais clássicas para observação dessas oscilações. No Capítulo 2 são apresentadas configurações descritas na literatura para a excitação de plásmons de superfície fazendo uso de fibras ópticas. Um modelo teórico [41] para a distribuição de luz irradiada por uma fibra óptica multimodo parcialmente metalizada é revisado e comentado. No Capítulo 3 é feita a descrição da montagem e desenvolvimento do sistema de iluminação e detecção óptica, bem como do sistema de aquisição de dados, para medição precisa da distribuição de luz irradiada por uma fibra óptica e extração de seus parâmetros característicos. No Capítulo 4 é apresentado o registro experimental pioneiro obtido no Laboratório de Sensores Ópticos (LSO) do Grupo de Fotônica da UFPE, da existência do efeito de ressonância de plásmons de superfície na distribuição de luz irradiada por uma fibra óptica multimodo parcialmente metalizada. Ainda nesse capítulo são descritos resultados experimentais demonstrando a aplicabilidade do efeito no desenvolvimento de sensores com a realização de experimentos de medição da concentração de sal de soluções aquosas. As conclusões e propostas futuras deste trabalho são apresentadas ao final da dissertação.

Capítulo 1 – Plásmons de Superfície em Interface Simples

Plásmon de superfície é uma oscilação coletiva de elétrons que ocorre na interface de um metal com um dielétrico. Essa oscilação possui um campo evanescente na direção perpendicular à interface e se propaga ao longo dela, sendo absorvido pelo metal e dissipado em forma de calor. No caso de ambos os meios envolvidos não serem semi-infinitos existe uma perda adicional por radiação, pois nesse caso, na superfície externa de cada meio pode haver ainda um resíduo do campo eletromagnético associado à oscilação que pode ser irradiado para fora da interface. Outros mecanismos de perdas como rugosidade na interface, entre outras imperfeições, também afetam as características de propagação dos plásmons de superfície.

Uma vez que as oscilações de elétrons no metal, associadas aos plásmons de superfície ocorrem na direção perpendicular à interface, o acoplamento de energia eletromagnética com essas oscilações requer que o campo elétrico de excitação tenha uma componente normal à interface, conforme detalhado a seguir.

1.1 Plásmons de Superfície

Para demonstrar a existência dos plásmons de superfície bem como determinar as suas características, vamos considerar a interface entre dois meios semi-infinitos e uma onda incidente na interface como mostra a Fig. 1.1. Admite-se que a onda incidente esteja polarizada no plano de incidência. Conforme indicado na Fig. 1.1, θ_1 é o ângulo de incidência da onda, que atinge a interface pelo meio 1 e é transmitida para o meio 2, ϵ_1 e ϵ_2 são as permissividades relativas dos meios 1 e 2 respectivamente. A direção perpendicular à interface é definida como o eixo z e uma direção paralela à interface, contida no plano de incidência, é representada pelo eixo x . Conforme indicado na Fig. 1.1, há interesse em determinar sob que condições é possível obter apenas uma onda de saída no meio 2.

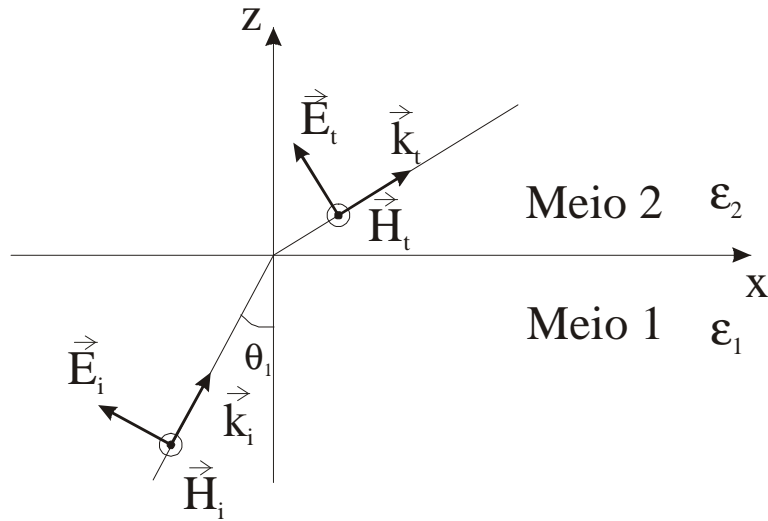


Fig. 1.1 – Geometria utilizada na análise do problema de reflexão em uma interface simples.

Considerando uma onda harmônica incidente no meio 1 pode-se escrever seus campos elétrico e magnético respectivamente como

$$\vec{E}_i = \vec{E}_0 e^{-j(\vec{k}_i \cdot \vec{r} - \omega t)} \quad (1.1)$$

e

$$\vec{H}_i = \frac{1}{\omega \mu_0} (\vec{k}_i \times \vec{E}_i), \quad (1.2)$$

em que \vec{k}_i é o vetor de onda da onda incidente, $\vec{r} = x\hat{a}_x + y\hat{a}_y + z\hat{a}_z$ é o vetor posição, ω representa a frequência da onda e μ_0 é a permeabilidade magnética do vácuo. Admite-se que os meios em questão são não magnéticos. Segundo a Fig. 1.1 \vec{E}_0 pode ser escrito usando suas componentes nas direções x e z

$$\vec{E}_0 = E_0 [-\cos(\theta_1)\hat{a}_x + \text{sen}(\theta_1)\hat{a}_z], \quad (1.3)$$

e o vetor de onda do campo incidente na forma

$$\vec{k}_i = k_x \hat{a}_x + k_1 \hat{a}_z. \quad (1.4)$$

Com auxílio da Fig. 1.1 o seno e co-seno em (1.3) podem ser escritos como

$$\begin{cases} \cos(\theta_1) = \frac{k_1}{k_i} \\ \text{sen}(\theta_1) = \frac{k_x}{k_i} \end{cases}. \quad (1.5)$$

Assim \vec{E}_0 pode ser reescrito substituindo (1.5) em (1.3) fornecendo

$$\vec{E}_0 = \frac{E_0}{k_i} (-k_1 \hat{a}_x + k_x \hat{a}_z). \quad (1.6)$$

Para simplificar a notação pode-se omitir a dependência temporal representada pelo termo ωt e reescrever (1.1) na forma

$$\vec{E}_i = A(-k_1 \hat{a}_x + k_x \hat{a}_z) e^{-j(k_x x + k_1 z)}, \quad (1.7)$$

na qual foi usada a definição do vetor posição $\vec{r} = x\hat{a}_x + y\hat{a}_y + z\hat{a}_z$ e a constante $A = \frac{E_0}{k_i}$

foi introduzida para simplificar ainda mais a notação.

Para deduzir uma expressão para o campo magnético da onda incidente pode-se calcular o produto vetorial no segundo membro de (1.2) utilizando (1.4) e (1.7), fornecendo

$$\vec{k}_i \times \vec{E}_i = -A\epsilon_1 k_0^2 \hat{a}_y e^{-j(k_x x + k_1 z)}. \quad (1.8)$$

Para obter a equação (1.8) utilizou-se a definição de $k_i = \sqrt{\epsilon_1} k_0$, com $k_0 = \omega/c = 2\pi/\lambda$, na qual λ representa o comprimento de onda no vácuo, e a relação $k_i^2 = k_x^2 + k_z^2$, diretamente obtida de (1.4). Finalmente inserindo (1.8) em (1.2) obtém-se

$$\vec{H}_i = -\frac{A\epsilon_1 k_0^2}{\omega\mu_0} \hat{a}_y e^{-j(k_x x + k_z z)}. \quad (1.9)$$

Procedendo da mesma forma para a onda transmitida para o meio 2, chegam-se a expressões análogas para os campos elétrico e magnético

$$\begin{cases} \vec{E}_t = B(-k_2 \hat{a}_x + k'_x \hat{a}_z) e^{-j(k'_x x + k_2 z)} \\ \vec{H}_t = -\frac{B\epsilon_2 k_0^2}{\omega\mu_0} \hat{a}_y e^{-j(k'_x x + k_2 z)} \end{cases}, \quad (1.10)$$

com o vetor de onda da onda transmitida no meio 2 sendo dado por

$$\vec{k}_t = k'_x \hat{a}_x + k_2 \hat{a}_z. \quad (1.11)$$

O conjunto de expressões (1.10) e as equações (1.7) e (1.9) representam os campos elétricos e magnéticos para as ondas transmitida e incidente respectivamente. Aplicando a condição de continuidade da componente tangencial do campo elétrico na interface, com o auxílio de (1.7) e (1.10) temos

$$-Ak_1 e^{-j(k_x x)} = -Bk_2 e^{-j(k'_x x)}, \quad (1.12)$$

que será satisfeita se

$$Ak_1 = Bk_2 \quad (1.13)$$

e

$$k_x = k'_x. \quad (1.14)$$

O resultado evidenciado em (1.14) mostra que a componente do vetor de onda, paralela à interface se conserva quando a onda muda de meio. Esse resultado pode ser estendido para múltiplas interfaces paralelas. Aplicando agora a condição de continuidade para a componente tangencial do campo magnético, com o auxílio de (1.9) e (1.10) obtém-se

$$-\frac{A\varepsilon_1 k_0^2}{\omega\mu_0} = -\frac{B\varepsilon_2 k_0^2}{\omega\mu_0}, \quad (1.15)$$

donde

$$A\varepsilon_1 = B\varepsilon_2. \quad (1.16)$$

As equações (1.13) e (1.16) constituem um sistema de equações que pode ser escrito na forma matricial

$$\begin{pmatrix} -k_1 & k_2 \\ -\varepsilon_1 & \varepsilon_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (1.17)$$

Esse sistema linear só admite solução não trivial para as constantes A e B se o determinante da matriz principal for igual a zero. Calculando o determinante da matriz principal em (1.17) e igualando o resultado a zero chega-se a condição

$$k_2 = \frac{k_1\varepsilon_2}{\varepsilon_1}. \quad (1.18)$$

A relação (1.18) evidencia uma relação entre as componentes normais à interface dos vetores de onda nos dois meios, k_1 e k_2 . Uma segunda relação entre esses parâmetros é obtida de (1.4) e (1.11), ou equivalentemente de

$$\begin{cases} k_x^2 + k_1^2 = \epsilon_1 k_0^2 \\ k_x^2 + k_2^2 = \epsilon_2 k_0^2 \end{cases} \quad (1.19)$$

Substituindo o parâmetro k_2 em (1.18) no sistema de equações (1.19) e resolvendo esse último para encontrar os valores de k_1 e k_x , obtém-se

$$k_1 = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon_1^2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}} \quad (1.20)$$

e

$$k_x = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}} \quad (1.21)$$

Inserindo (1.20) em (1.18) resulta

$$k_2 = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon_2^2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}} \quad (1.22)$$

A Fig. 1.1 retrata o caso de uma transmissão total em uma interface simples. Portanto, as Equações (1.20)-(1.22) representam as componentes dos vetores de onda para um campo com polarização paralela sofrer transmissão total.

Uma das condições necessárias para o aparecimento dos plásmons de superfície é a presença de um meio de permissividade elétrica negativa, o que é satisfeito para a maioria dos metais na região espectral do visível e infravermelho. Portanto podemos calcular as propriedades da interface para a situação em que ambas as permissividades dos meios são positivas, ou no caso de apenas uma ser positiva, conforme detalhado a seguir.

1.1.1 Transmissão total: ângulo de Brewster

Primeiro analisando o caso no qual as permissividades dos dois meios são positivas e fazendo nova referência à Fig 1.1 pode-se escrever

$$\tan(\theta_1) = \frac{k_x}{k_1}. \quad (1.23)$$

Inserindo (1.20) e (1.21) em (1.23) obtém-se

$$\tan(\theta_1) = \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (1.24)$$

O ângulo θ_1 é exatamente o ângulo de Brewster, o qual representa o ângulo de incidência de uma onda com polarização paralela em uma interface, para o qual toda a intensidade da radiação eletromagnética é transmitida.

Nesse caso em que ambas as permissividades são positivas todas as componentes dos vetores de onda são reais, não havendo nenhuma espécie de confinamento.

1.1.2 Confinamento: plásmons de superfície

Vamos analisar agora o caso em que uma das permissividades é positiva e a outra é negativa. Consideremos que na Fig. 1.1 os meios 1 e 2 tenham permissividades satisfazendo às condições

$$\begin{cases} \epsilon_1 < 0 \\ \epsilon_2 > 0 \end{cases}.$$

Examinando as Equações (1.20)-(1.22), para as componentes dos vetores de onda nos dois meios, observa-se que é possível obter um valor real para k_x e valores puramente imaginários para k_1 e k_2 se

$$\begin{cases} \epsilon_1 \epsilon_2 < 0 \\ \epsilon_1 + \epsilon_2 < 0 \end{cases} \quad (1.25)$$

Sob essas condições, os parâmetros k_1 e k_2 podem ser postos nas formas

$$k_1 = \pm j\gamma_1 \quad (1.26a)$$

e

$$k_2 = \pm j\gamma_2, \quad (1.26b)$$

com

$$\gamma_1 = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon_1^2}{|\epsilon_1 + \epsilon_2|}} \quad (1.27a)$$

e

$$\gamma_2 = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon_2^2}{|\epsilon_1 + \epsilon_2|}}. \quad (1.27b)$$

Como k_x é real a onda se propaga na direção x , porém o fato de k_1 e k_2 serem imaginários puros leva à conclusão de que a intensidade da onda cresce ou decresce exponencialmente à medida em que se aumenta a distância da interface $z = 0$. A situação em que a intensidade da onda cresce infinitamente levaria à condição de energia infinita, o que é fisicamente impossível. Portanto, a escolha fisicamente realizável é aquela na qual a

intensidade de campo decai exponencialmente em ambos os sentidos da direção z , logo os sinais utilizados em (1.26) devem ser tais que

$$k_1 = j\gamma_1 \quad (1.28a)$$

e

$$k_2 = -j\gamma_2. \quad (1.28b)$$

Com essa escolha, os campos elétricos nos meios 1 e 2 assumem as formas

$$\vec{E}_i = (-j\gamma_1 \hat{a}_x + k_x \hat{a}_z) e^{\gamma_1 z} e^{-j(k_x x)} \quad (1.29a)$$

e

$$\vec{E}_t = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} (j\gamma_2 \hat{a}_x + k_x \hat{a}_z) e^{-\gamma_2 z} e^{-j(k_x x)}. \quad (1.29b)$$

Na dedução de (1.29) a amplitude da onda incidente foi normalizada fazendo $A = 1$, e o valor correspondente de B foi obtido utilizando (1.16).

A partir das equações (1.9), (1.10), (1.13), (1.29a) e (1.29b) e com o auxílio das relações (1.27a), (1.27b) e (1.21) pode-se determinar o fluxo de potência no sentido do eixo x da Fig. 1.1, dado por

$$S_x = -\frac{1}{2} E_z H_y^*.$$

Uma vez que a componente y do campo magnético é contínua na interface a fórmula anterior indica que, o sinal da componente z do campo elétrico em cada lado da interface determina o sinal da componente x do vetor de Poynting.

A Fig. 1.2 mostra a dependência em z da densidade de potência em ambos os lados da interface ouro ($\epsilon' = -10,77593$ [54]) vácuo ($\epsilon' = 1$). Como é possível ver na Fig.1.2 a densidade de potência atinge o máximo na interface e decai exponencialmente em ambos os meios com o aumento da distância à interface, o que caracteriza o confinamento da potência óptica. A densidade de potência exibe sinais diferentes nos dois lados da interface, sendo negativa do lado metálico e positiva do lado do vácuo. É fácil verificar pelo exame direto da figura, no entanto, que a potência líquida que flui no sentido do eixo x é positiva.

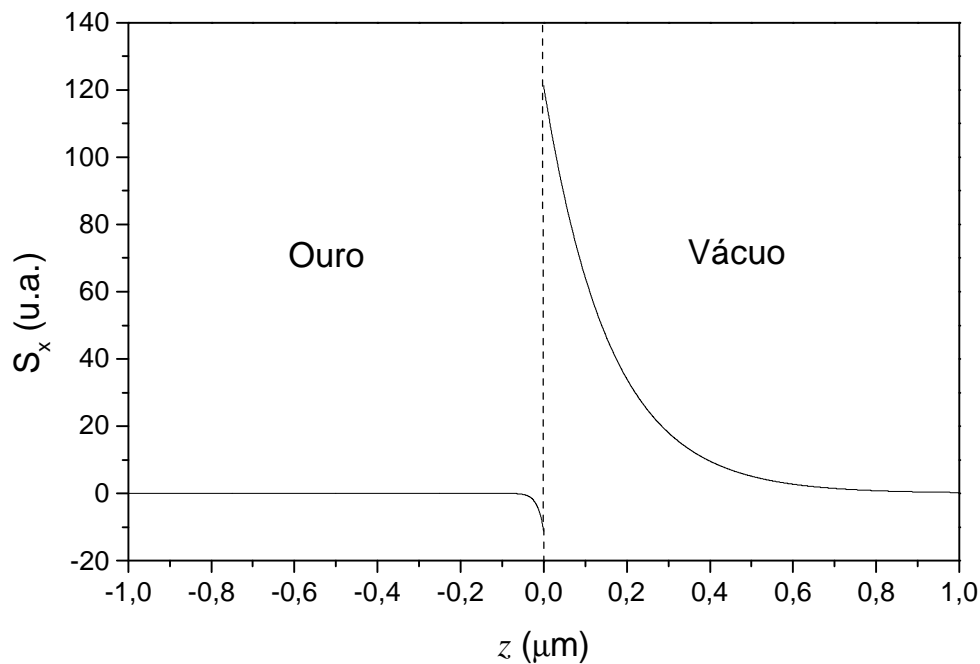


Fig. 1.2 – Densidade de potência associada a um plásmom de superfície se propagando em uma interface ouro-vácuo.

1.2 Excitação de Plásmons de Superfície

Diante do que foi visto, são necessárias algumas condições para excitar plásmons de superfície. Inicialmente é necessário operar em uma faixa de comprimentos de onda em que o meio metálico tenha permissividade negativa. Também é necessário que a soma das permissividades dos dois meios seja negativa, ou equivalentemente, que o módulo da permissividade do dielétrico seja menor que aquela do metal. Satisfeitas essas condições, os campos tornam-se evanescentes em ambos os lados da interface. Essa propriedade implica que a componente x do vetor de onda do plásmom de superfície satisfaz a condição

$$k_x = k_{PS} = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}} > k_0. \quad (1.30)$$

Essa desigualdade impossibilita a excitação de plásmons de superfície pela iluminação direta de uma estrutura de camadas múltiplas com interfaces paralelas, uma vez que o número de onda do campo incidente pela interface externa da estrutura é sempre inferior ao parâmetro k_{PS} .

Para se conseguir que um campo evanescente seja produzido em um lado de uma interface, pode-se utilizar o conceito de reflexão interna total em estruturas prismáticas. Duas configurações clássicas baseadas nesse conceito estão ilustradas na Fig. 1.3.

A Fig. 1.3(a) mostra a configuração de Kretschmann [16] para excitação de plásmons de superfície. Nessa configuração o metal pode ser evaporado diretamente em uma face retangular do prisma. A espessura do filme metálico tem de ser delgada o suficiente para que o campo transmitido pelo metal tenha ainda uma amplitude significativa no meio 3. Ajustando o ângulo de incidência do feixe no prisma é possível obter um acoplamento ressonante com plásmons de superfície na interface entre os meios 2 e 3 da Fig. 1.3(a). A Fig. 1.3(b) é a configuração de Otto [15] na qual existe uma camada fina de dielétrico ou espaçamento de ar entre o prisma e o metal. Nessa configuração os plásmons de superfície também ocorrem na interface entre os meios 2 e 3, e nesse caso o metal não precisa ser configurado como um filme fino.

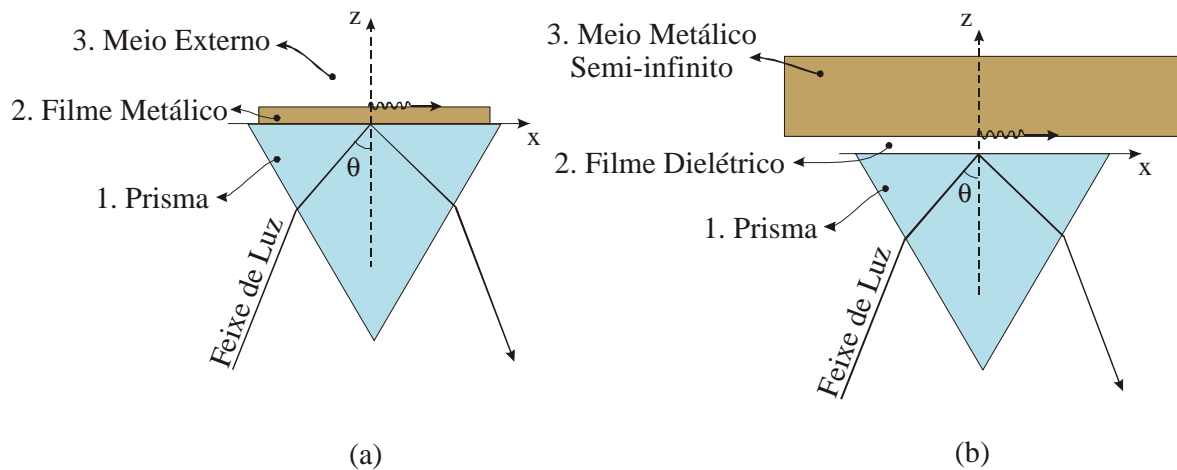


Fig. 1.3 – Configurações clássicas de Kretschmann(a) e de Otto(b) para excitação de plásmons de superfície.

Nas configurações de Otto e Kretschmann o prisma aumenta o número de onda do campo incidente para

$$k_p = n_1 k_0,$$

com componente x dada por

$$k_{px} = n_1 k_0 \text{ sen } \theta. \tag{1.31}$$

Ajustando o ângulo de incidência em um valor acima do ângulo crítico obtém-se acoplamento máximo entre o feixe incidente e o plásmon de superfície na condição de ressonância

$$k_{px} = k_{PS},$$

em que k_{PS} é o número de onda do plásmon de superfície em uma das estruturas compostas da Fig. 1.3. A condição acima, com o auxílio de (1.31), permite obter o ângulo de ressonância

$$\theta_{PS} = \arcsen\left(\frac{k_{PS}}{n_1 k_0}\right). \quad (1.32)$$

Um valor aproximado para o ângulo de ressonância pode ser obtido com base em (1.30) para a magnitude do vetor de onda do plásmon de superfície. Nessa aproximação, para um modelo com interface simples, a relação (1.32), com o auxílio de (1.30), fornece

$$\theta_{PS} \approx \arcsen\left(\frac{1}{n_1} \sqrt{\frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}}\right). \quad (1.33)$$

Os plásmons de superfície podem ser detectados utilizando uma das geometrias mostradas na Fig. 1.3 por meio da monitoração da intensidade do feixe refletido da face superior do prisma. O efeito de acoplamento é melhor observado com o emprego de um feixe de luz polarizado no plano de incidência, uma vez que a oscilação requer uma componente de campo elétrico normal à interface. Ajustando o ângulo de incidência em torno do valor dado por (1.33) observa-se uma forte absorção na intensidade de luz refletida da interface metálica, um efeito indicativo do acoplamento.

Essa técnica conhecida como *attenuated total reflection* (ATR) foi utilizada em muitos trabalhos para fabricação de sensores químicos e biológicos [2,19,23,15] bem como para a medição de constantes ópticas e espessura de filmes metálicos [16], no caso da configuração de Kretschmann.

Como visto, para se excitarem plásmons de superfície, é necessário utilizar um sistema de pelo menos duas interfaces. Para o caso de duas interfaces, conforme ilustrado na Fig. 1.4, é possível obter o ângulo de ressonância por meio do conhecimento da função reflectância, que descreve o comportamento da intensidade do feixe refletido [42]

$$R = \left| \frac{r_{12} + r_{23} e^{-2jkd}}{1 + r_{12} r_{23} e^{-2jkd}} \right|^2, \quad (1.34)$$

em que

$$r_{12} = \frac{\sqrt{\epsilon_2} \cos(\theta_1) - \sqrt{\epsilon_1} \cos(\theta_2)}{\sqrt{\epsilon_2} \cos(\theta_1) + \sqrt{\epsilon_1} \cos(\theta_2)} \quad (1.35)$$

e

$$r_{23} = \frac{\sqrt{\epsilon_3} \cos(\theta_2) - \sqrt{\epsilon_2} \cos(\theta_3)}{\sqrt{\epsilon_3} \cos(\theta_2) + \sqrt{\epsilon_2} \cos(\theta_3)}, \quad (1.36)$$

e os ângulos θ_2 e θ_3 podem ser calculados por

$$\cos(\theta_2) = \left(1 - \frac{\epsilon_1 \sin^2(\theta_1)}{\epsilon_2} \right)^{1/2} \quad (1.37)$$

e

$$\cos(\theta_3) = \left(1 - \frac{\epsilon_1 \sin^2(\theta_1)}{\epsilon_3} \right)^{1/2}, \quad (1.38)$$

onde ϵ_1 , ϵ_2 e ϵ_3 representam as permissividades elétricas dos meios 1, 2 e 3, conforme indicado na Fig. 1.4.

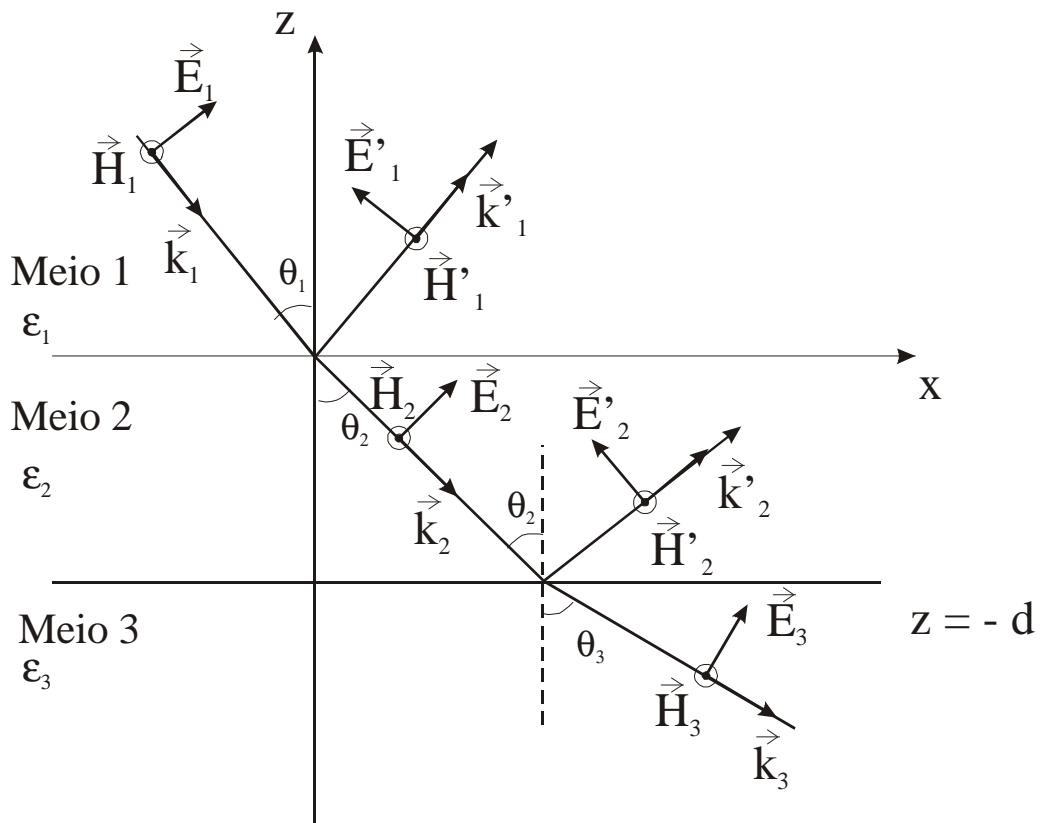


Fig. 1.4 – Geometria contendo uma interface dupla usada para derivar a função refletância (1.34).

Uma curva típica da refletância calculada a partir de (1.34), está mostrada na Fig. 1.5. Para esse cálculo uma estrutura sílica(1)-ouro(2)-água(3) foi adotada para o esquema da Fig. 1.4, sendo utilizada uma espessura de filme de ouro de 570 \AA , um comprimento de onda $\lambda = 632,8 \text{ nm}$, com os valores das constantes ópticas mostrados na Tabela 2.1 no Capítulo 2, e utilizando $n_3 = 1,332$ para o índice de refração da água nesse comprimento de onda [43].

Na Fig. 1.5 estão destacados o ângulo crítico θ_c , a partir do qual ocorre a reflexão interna total, o ângulo de ressonância θ_{PS} , para o qual ocorre o mínimo de refletância e a largura de linha a meia altura $\Delta\theta_{PS}$.

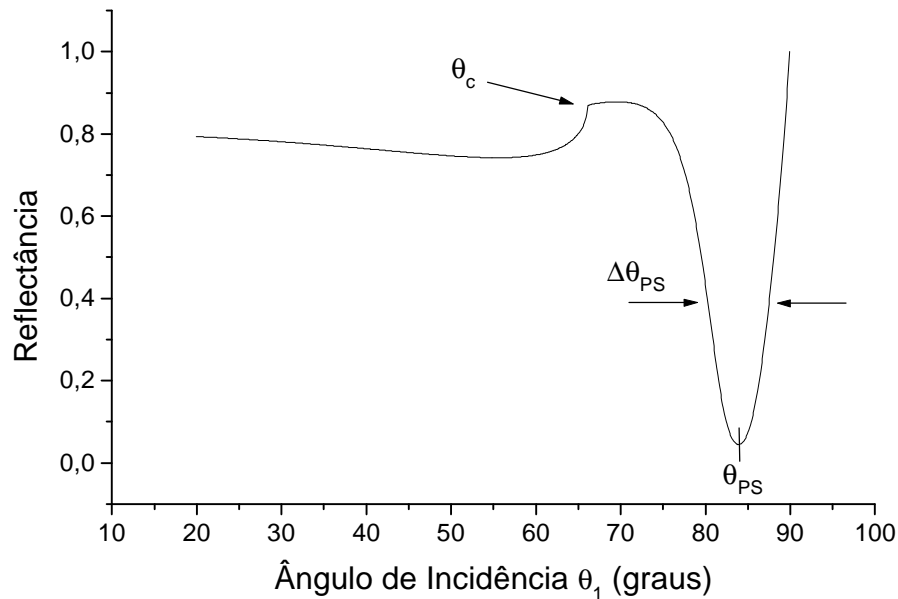


Fig. 1.5 – Função reflectância calculada a partir de (1.34) para uma estrutura sílica-ouro-água. O filme de ouro possui uma espessura de 570 Å. As constantes ópticas estão listadas na Tabela 2.1.

A curva característica da reflectância é fortemente influenciada pelos parâmetros característicos da estrutura de múltiplas camadas, como, por exemplo, a espessura do filme, a rugosidade da superfície metálica, as constantes ópticas dos meios envolvidos, etc. Modificações nesses parâmetros afetam a posição da ressonância, a largura da curva e o valor mínimo da reflectância. A análise desses efeitos permite o desenvolvimento de sistemas ópticos de medição de propriedades ópticas e estruturais de filmes finos [16,19,20], bem como o desenvolvimento de sensores ópticos [2,19].

Uma outra forma de excitação de plásmons de superfície faz uso de fibras ópticas [14,18,23,30-33,35,44]. Na fibra óptica os raios ópticos se propagam refletindo na interface núcleo-casca com ângulos de incidência superiores ao ângulo crítico, gerando portanto um campo evanescente na casca. Essa característica pode ser usada em conjunção com a aplicação de um filme metálico na estrutura da fibra para excitar plásmons de superfície no metal. No próximo capítulo serão descritas algumas configurações utilizadas na literatura com esse fim e aquela adotada no desenvolvimento experimental do presente trabalho.

Capítulo 2 – Plásmons de Superfície em Fibras Ópticas Multimodo

No Capítulo 1 foram descritas as configurações clássicas de Otto e Kretschmann para excitação de plásmons de superfície. Uma terceira maneira de se excitarem plásmons de superfície é utilizando fibras ópticas. Nas fibras ópticas os modos guiados podem ser aproximados por meio da óptica geométrica, como raios ópticos guiados por reflexão interna total na interface entre o núcleo e a casca. Portanto existe um campo elétrico evanescente presente em toda a casca da fibra óptica. Assim a fibra óptica pode fazer o papel do prisma nas configurações de Otto e Kretschmann fornecendo o aumento de magnitude do vetor de onda necessário para o acoplamento de luz aos plásmons de superfície.

2.1 Sensores a Fibra

A utilização de fibras ópticas no desenvolvimento de sensores tem várias características interessantes como por exemplo, o formato miniaturizado, a possibilidade de emprego em ambientes hostis, a imunidade a interferência eletromagnética, etc. Essas características tornam os sensores a fibra muito atrativos para aplicações *in-vitro* e *in-vivo*, na área de biotecnologia, por exemplo [45]. Esses sensores, genericamente denominados de biossensores, com capacidade de monitoração em tempo real apresentam grandes vantagens em relação a métodos tradicionais de medição que chegam a levar dias ou até semanas para produzir resultados [13].

Medição de fluorescência em conjunção com excitação por campo evanescente utilizando fibras ópticas é uma técnica que tem sido muito explorada na literatura para o desenvolvimento de biossensores ópticos [45-49]. Nesses dispositivos, a fibra tem uma extremidade sensível a moléculas específicas de proteína (antígenos, anticorpos, partículas virais etc.) em uma amostra biológica. A casca da fibra é removida em uma secção longitudinal da extremidade e proteínas, que reagem especificamente com proteínas sob

teste na amostra, são imobilizadas na superfície exposta do núcleo. A partir da medida de alterações na fluorescência do complexo macromolecular formado na extremidade sensível da fibra, pode-se detectar a presença e concentração das proteínas sob teste na amostra biológica. Variações dessa técnica para medição *in situ* de amostras biológicas utilizam o modo de ensaio competitivo no qual a amostra biológica é misturada com uma solução pura das proteínas alvo, marcadas com moléculas fluorescentes [48,49]. Assim, as moléculas alvo competem, com aquelas da amostra, para reação com as proteínas específicas imobilizadas na superfície do núcleo da fibra. O sinal de fluorescência gerado na extremidade sensível da fibra é assim inversamente proporcional à concentração de proteínas específicas na amostra sob teste.

A Fig. 2.1 apresenta a configuração básica utilizada na extremidade sensível da fibra de biossensores baseados em medição de fluorescência por campo evanescente [47]. Em uma secção longitudinal da ponta da fibra a casca é removida e o campo evanescente interage apenas com um pequeno volume da amostra biológica, em uma região que se estende por cerca de um comprimento de onda da superfície exposta do núcleo. A camada de epóxi de cor preta colocada no final da fibra absorve a luz transmitida e evita que outras moléculas que estejam próximas à superfície sejam excitadas. A luz emitida pelas moléculas fluorescentes que reagem especificamente com aquelas imobilizadas na superfície do núcleo exposto da fibra é em parte guiada de volta para a entrada da fibra. Na outra ponta da fibra um sistema que separa a luz guiada em ambos os sentidos é utilizado e apenas a luz emitida pelas moléculas ou proteínas é captada.

Esses sensores em geral utilizam lasers de argônio operando com uma potência de até 200 mW e, como a intensidade do sinal de fluorescência é muito baixa, é necessário o uso de fotomultiplicadoras que precisam de tensões de até 700 V para operar. Outro grande problema enfrentado por esse tipo de sensor é que o espectro e a intensidade do sinal de fluorescência é muito sensível à temperatura, o que torna necessário um controle preciso desse parâmetro para evitar erros de leitura.

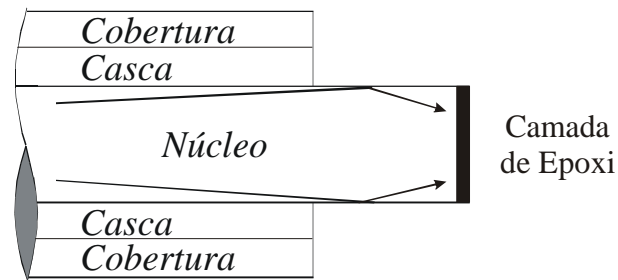


Fig. 2.1 – Configuração básica da extremidade sensível de um biossensor baseado em medição de fluorescência por campo evanescente.

2.2 Excitação de Plásmons de Superfície em Fibras Ópticas

Plásmons de superfície em fibras ópticas foram usados para construir fibras polarizadoras e fibras separadoras de feixe, por exemplo [18,22]. Além disso, é possível excitar seletivamente modos em fibras ópticas [22]. No trabalho de Barcelos [22] foi montado o aparato experimental da Fig. 2.2, com uma fibra óptica índice degrau, que suporta dois modos no comprimento de onda de 632,8 nm, montada sobre um suporte curvo. Parte de sua casca foi removida polindo a fibra lateralmente, até que o campo evanescente dos modos propagantes se tornasse acessível. Um filme fino metálico de prata foi evaporado no lado polido da fibra, e um prisma foi colocado em contato óptico com o filme metálico usando um líquido casador de índices de refração.

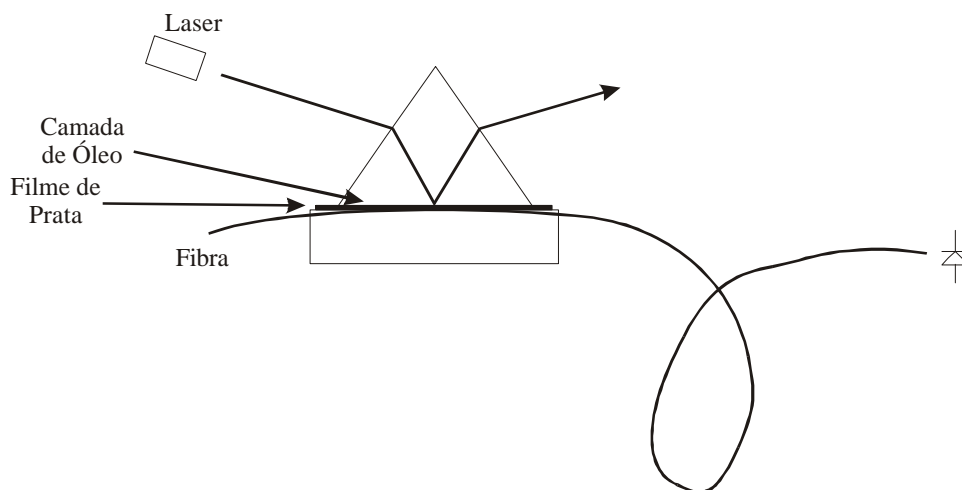


Fig. 2.2 – Montagem experimental para a excitação ou remoção seletiva de modos em uma fibra multimodo [22].

Na ausência do filme metálico a luz pode ser acoplada diretamente a cada modo da fibra escolhendo o ângulo de acoplamento apropriado com o prisma. Já na presença do filme metálico apenas o modo da fibra que tem casamento de fase com os plásmons de superfície é fortemente excitado. Esse dispositivo pode ser usado na construção de acopladores ou derivadores sintonizáveis para monitoração de potência óptica [22].

Existem várias configurações descritas na literatura que utilizam excitação de plásmons de superfície em fibras monomodo e multimodo para o desenvolvimento de sensores ópticos [29-41]. Para o caso de fibras monomodo, em uma configuração a casca da fibra é removida por meio de polimento ou de tratamento químico até a região de localização do campo evanescente, conforme ilustrado na Fig. 2.3(a). Um filme fino metálico é então evaporado de modo a permitir a excitação de plásmons de superfície na interface entre o filme metálico e o meio externo [29]. Em uma outra configuração uma ponta da fibra é polida formando um ângulo bem definido com o eixo longitudinal, conforme ilustrado na Fig. 2.3(b). Um filme fino metálico é então evaporado nessa ponta da fibra óptica [32,33], e nesse caso a presença dos plásmons de superfície pode ser detectada no estado de polarização da luz refletida pelo filme metálico e guiada de volta pela fibra [32], ou na distribuição de luz irradiada lateralmente pela fibra [33,34].

Recentemente, surgiram aplicações de sensores em fibra monomodo utilizando geometrias inovadoras, possíveis graças ao amadurecimento da tecnologia de tratamento químico de superfícies [11,50]. Em uma configuração um cone foi moldado na ponta da fibra e um filme metálico foi evaporado cobrindo a totalidade da ponta da fibra inclusive o cone, conforme ilustrado na Fig. 2.3(c). A presença dos plásmons de superfície é detectada na mudança do estado de polarização na luz refletida no filme e guiada de volta pela fibra óptica [50].

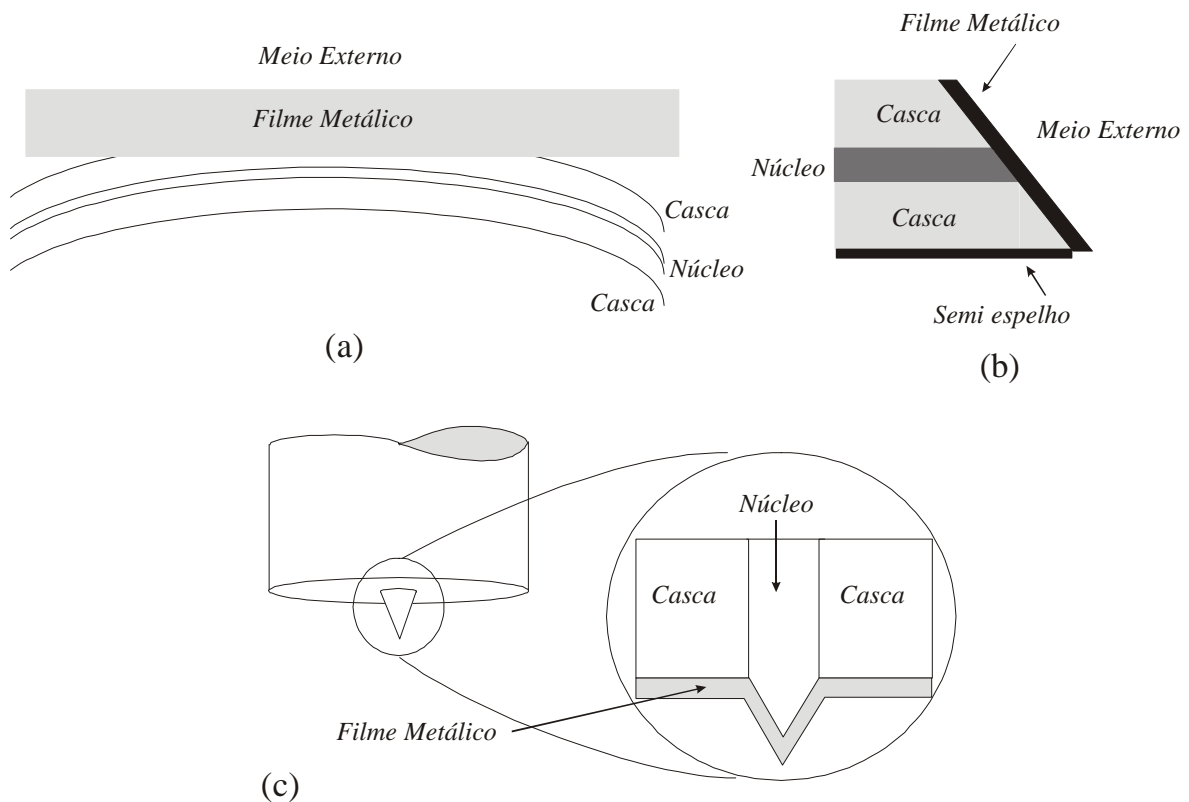


Fig. 2.3 – Configurações descritas na literatura de sensores em fibras ópticas monomodo baseados em plásmons de superfície.

Como as fibras ópticas multimodo têm um diâmetro de núcleo bem maior que as fibras monomodo, é mais fácil construir sensores baseados em plásmons de superfície com essas fibras, pois é possível evaporar diretamente o filme metálico ao redor da fibra. A remoção da casca nesse caso é feita preferencialmente por tratamento químico, pois é difícil polir a superfície cilíndrica da casca. A Fig. 2.4 ilustra algumas configurações de sensores baseados em plásmons de superfície utilizando fibras multimodo [14,37,35,41]. Na configuração mostrada na Fig. 2.4(a) evapora-se uma camada fina de prata ao redor do núcleo e uma camada espessa na ponta da fibra [37]. Os raios ópticos propagantes na fibra refletem na camada espessa de prata e são guiados de volta até a entrada da fibra, onde um sistema óptico separa os feixes segundo suas direções de propagação [37]. Quando os raios ópticos atingem a parte da fibra coberta com o filme de prata, parte de sua energia é acoplada com os plásmons de superfície. Nessa configuração utiliza-se uma fonte de luz de banda larga e o espectro da luz refletida e guiada de volta é observado em um espectrômetro [37]. Na configuração mostrada na Fig. 2.4(b), um laser diodo lança luz dentro da fibra óptica em um ângulo específico [14], e o feixe de luz propaga-se dentro da

fibra até atingir a superfície metalizada com um ângulo próximo ao de ressonância. A camada de *Thiol* na Fig. 2.4(b) é utilizada no condicionamento da camada de transdução do dispositivo para uso como biossensor [14]. Na Fig. 2.4(c) está mostrada uma configuração semelhante à da Fig. 2.4(a), porém nessa configuração não existe o espelho de prata na ponta de saída da fibra e mede-se o espectro da luz transmitida pela fibra. Na configuração da Fig. 2.4(d) luz monocromática é lançada dentro da fibra e apenas uma pequena faixa angular dos raios guiados acopla-se aos plásmons de superfície [41]. A estratégia de detecção dessa configuração baseia-se na observação da distribuição de luz irradiada na saída da fibra [41].

Devido à faixa angular dos raios guiados pela fibra ser reduzida, o que torna alto o valor do ângulo crítico para reflexão interna total, é necessário que se tenha um meio externo com índice de refração relativamente elevado para que o ângulo de acoplamento com plásmons de superfície esteja situado na faixa angular guiada pela fibra. Isso implica que nenhuma configuração mostrada na Fig. 2.4 é adequada para o desenvolvimento de sensores para operação em meios gasosos, mas sim para utilização em substâncias líquidas com índice de refração inferior ao da sílica, como é o caso, por exemplo, de soluções aquosas.

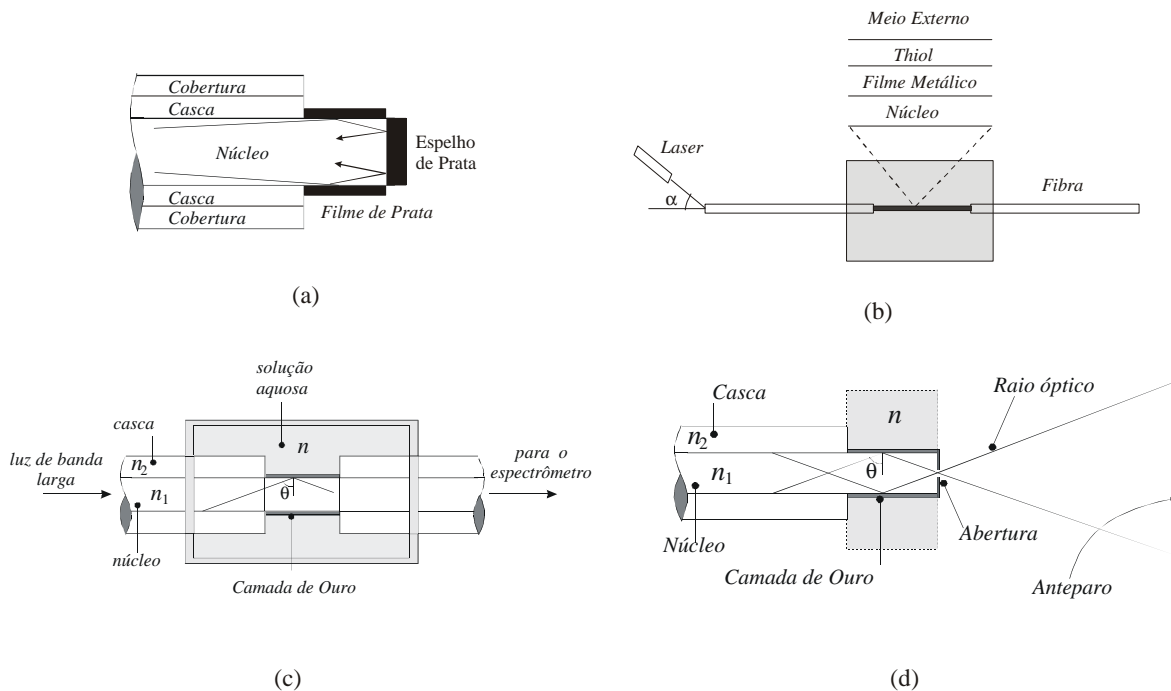


Fig. 2.4 – Configurações descritas na literatura de sensores construídos com fibras ópticas multimodo baseados em plásmons de superfície.

2.3 Modelo Teórico do Efeito de Ressonância de Plásmons de Superfície em Fibras Ópticas Multimodo

A configuração utilizada na investigação experimental deste trabalho utiliza a geometria mostrada na Fig. 2.4(d) [41]. A detecção nesse esquema baseia-se na caracterização de alterações na imagem transmitida pela fibra, produzidas por variações nos parâmetros físicos do meio externo.

O modelo teórico proposto na Ref. [41] para o sensor mostrado na Fig. 2.4(d), utiliza a geometria mostrada na Fig. 2.5 para o cálculo da distribuição de luz transmitida por uma fibra multimodo, com a casca removida em uma parte da secção longitudinal cujo núcleo é coberto com um filme fino de espessura uniforme.

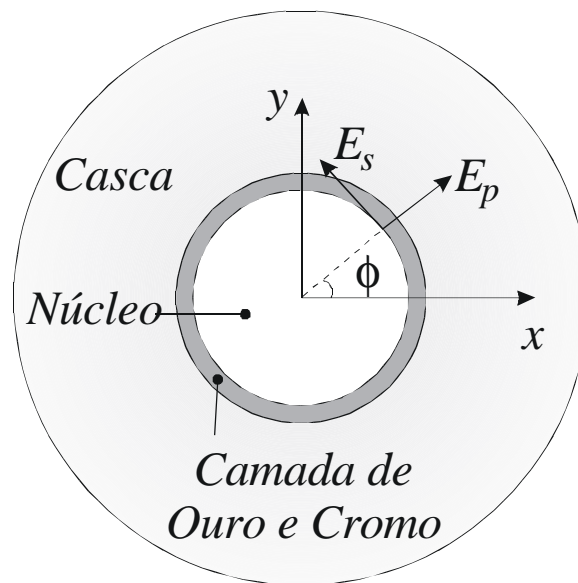


Fig. 2.5 – Geometria da secção transversal de uma fibra óptica parcialmente metalizada, utilizada no modelo teórico da Ref. [41].

No formalismo desenvolvido na Ref. [41] admite-se apenas a propagação de raios meridionais com ângulo de incidência θ relativamente ao eixo normal à superfície cilíndrica do núcleo da fibra. O campo elétrico da luz guiada pela fibra é expresso no sistema de coordenadas cartesianas mostrado na Fig. 2.5 na forma matricial

$$\tilde{E}_{xy} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}. \quad (2.1)$$

Esse campo é então decomposto em suas componentes normal E_p e tangencial E_s à superfície cilíndrica a partir da transformação

$$\tilde{E}_{ps} = \tilde{R}(\phi)\tilde{E}_{xy}, \quad (2.2)$$

na qual

$$\tilde{R}(\phi) = \begin{pmatrix} \cos(\phi) & \text{sen}(\phi) \\ -\text{sen}(\phi) & \cos(\phi) \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

e

$$\tilde{E}_{ps} \equiv \begin{pmatrix} E_p \\ E_s \end{pmatrix}. \quad (2.4)$$

Como a luz se propaga sofrendo reflexão interna total dentro da fibra, admite-se que o coeficiente de reflexão é unitário e apenas um deslocamento na fase é introduzido no campo elétrico após cada reflexão na seção não metalizada da fibra. Dessa forma, as componentes radial (p) e azimutal (s) do campo antes e depois de uma dada reflexão obedecem à relação matricial

$$\tilde{E}_{ps}^{<n>} = \tilde{W}_0 \tilde{E}_{ps}^{<n-1>}, \quad (2.5)$$

em que a matriz \tilde{W}_0 pode ser expressa como

$$\tilde{W}_0 = \begin{pmatrix} e^{j\gamma_p} & 0 \\ 0 & e^{j\gamma_s} \end{pmatrix}, \quad (2.6)$$

e os termos γ_p e γ_s representam o deslocamento de fase do campo nas direções radial e azimutal, respectivamente.

Para caracterizar a reflexão do feixe na parte metalizada da fibra óptica, introduz-se uma matriz de coeficientes de reflexão representada por

$$\tilde{W}_1 = \begin{pmatrix} |r_p| e^{j\delta_p} & 0 \\ 0 & |r_s| e^{j\delta_s} \end{pmatrix}, \quad (2.7)$$

em que $r_p = |r_p| e^{j\delta_p}$ e $r_s = |r_s| e^{j\delta_s}$ representam, respectivamente, os coeficientes de reflexão para as componentes p e s do campo na porção metalizada da fibra.

Supondo que o feixe sofra N_0 reflexões na parte não metalizada e N_1 reflexões na parte metalizada, o campo elétrico na saída da fibra pode ser expresso como

$$\tilde{E}_{ps}^{<N_0+N_1>} = \tilde{W} \tilde{E}_{ps}^{<0>}, \quad (2.8)$$

com o campo elétrico antes da primeira reflexão sendo definido por

$$\tilde{E}_{ps}^{<0>} \equiv \begin{pmatrix} E_{p0} \\ E_{s0} \end{pmatrix}, \quad (2.9)$$

e a matriz de transmissão definida por

$$\tilde{W} \equiv (\tilde{W}_1)^{N_1} (\tilde{W}_0)^{N_0} = e^{j\Delta_p} \begin{pmatrix} |r_p|^{N_1} & 0 \\ 0 & |r_s|^{N_1} e^{j\Delta} \end{pmatrix}, \quad (2.10)$$

com

$$\begin{cases} \Delta_s \equiv N_1 \delta_s + N_0 \gamma_s \\ \Delta_p \equiv N_1 \delta_p + N_0 \gamma_p \\ \Delta \equiv \Delta_s - \Delta_p \end{cases} \quad (2.11)$$

Inserindo as relações (2.9) e (2.10) em (2.8) vem

$$\tilde{E}_{Saída} \equiv E_{ps}^{\langle N_0+N_1 \rangle} = e^{j\Delta P} \begin{pmatrix} |r_p|^{N_1} E_{p0} \\ |r_s|^{N_1} e^{j\Delta} E_{s0} \end{pmatrix}. \quad (2.12)$$

Na Ref. [41] a distribuição de intensidade da luz irradiada pela fibra é representada em termos da função $F(\theta, \phi)$, definida como a magnitude do quadrado do campo, ou equivalentemente

$$F(\theta, \phi) = \tilde{E}_{saída}^\dagger \tilde{E}_{saída}, \quad (2.13)$$

em que $\tilde{E}_{saída}^\dagger$ representa a matriz hermitiana conjugada associada ao campo elétrico na saída da fibra.

Como discutido no Capítulo 1, os plásmons de superfície são dependentes da polarização e só podem ser excitados com luz polarizada no plano de incidência. Portanto existem algumas considerações a serem feitas sobre a intensidade da luz na saída. Primeiro pode-se lançar luz polarizada, ou não polarizada, na entrada da fibra, e também colocar, ou não, um polarizador na saída da fibra. Como neste trabalho não foi utilizada uma fibra mantenedora de polarização, a opção de se polarizar a luz na entrada parece a princípio não ter sentido, pois a luz perderia seu estado de polarização durante a propagação pela fibra. No entanto, para o comprimento de fibra de 10 m utilizado nos experimentos conduzidos neste trabalho, observou-se que a distribuição de intensidade na saída da fibra dependia do estado de polarização da luz na entrada, demonstrando que a fibra mantinha até certo grau o estado de polarização do feixe de luz acoplado na entrada da fibra.

Vamos inicialmente analisar o caso em que não há polarizadores nem na entrada nem na saída da fibra. Se a fibra for iluminada com luz não polarizada, pode-se considerar

$$|E_{p0}| = |E_{s0}| = E_0. \quad (2.14)$$

Utilizando (2.14) em (2.12) e com o auxílio de (2.13) chega-se a

$$F_{UU}(\theta) = e^{-j\Delta P} \left(|r_P|^{N_1} E_0 \quad |r_S|^{N_1} e^{-j\Delta} E_0 \right) e^{j\Delta P} \begin{pmatrix} |r_P|^{N_1} E_0 \\ |r_S|^{N_1} e^{j\Delta} E_0 \end{pmatrix},$$

que após alguma simplificação pode ser expressa por

$$F_{UU}(\theta) = \left(|r_P|^{2N_1} + |r_S|^{2N_1} \right) E_0^2. \quad (2.15)$$

O subscrito *UU* (*unpolarized-unpolarized*) na função *F* em (2.15), refere-se ao caso de feixes não polarizados na entrada e na saída da fibra.

Colocando um polarizador na entrada da fibra, e ajustando a sua orientação para que o campo elétrico tenha apenas uma componente na direção *x*, pode-se escrever

$$E_{x0} = E_0, \quad (2.16)$$

ou equivalentemente no sistema *ps*,

$$\tilde{E}_{ps}^{<0>} = \begin{pmatrix} \cos(\phi) \\ -\sin(\phi) \end{pmatrix} E_0. \quad (2.17)$$

A partir do conhecimento das condições iniciais do campo elétrico e procedendo de forma semelhante ao caso sem polarizadores, é possível calcular a distribuição de intensidade com luz polarizada na entrada e não polarizada na saída. Substituindo (2.17) em (2.12) e utilizando (2.13) obtém-se

$$F_{PU}(\theta, \phi) = e^{-j\Delta P} \left[|r_p|^{N_1} \cos(\phi) E_0 \quad - |r_s|^{N_1} e^{-j\Delta} \sin(\phi) E_0 \right] e^{j\Delta P} \begin{pmatrix} |r_p|^{N_1} \cos(\phi) E_0 \\ - |r_s|^{N_1} e^{j\Delta} \sin(\phi) E_0 \end{pmatrix},$$

que pode ser simplificada para

$$F_{PU}(\theta, \phi) = \left[|r_p|^{2N_1} \cos^2(\phi) + |r_s|^{2N_1} \sin^2(\phi) \right] E_0^2. \quad (2.18)$$

Se for colocado também um polarizador na saída, tem-se inicialmente que analisar o efeito do polarizador sobre o campo elétrico. Substituindo a expressão (2.17) em (2.12), o campo elétrico na saída é da forma

$$\tilde{E}_{saída} = e^{j\Delta P} \begin{pmatrix} |r_p|^{N_1} \cos(\phi) E_0 \\ - |r_s|^{N_1} e^{j\Delta} \sin(\phi) E_0 \end{pmatrix}. \quad (2.19)$$

O campo no sistema xy pode ser obtido utilizando a transformação inversa de (2.2), ou seja,

$$\tilde{E}_{xy} = \tilde{R}^{-1}(\phi) \tilde{E}_{saída}, \quad (2.20)$$

o que fornece

$$\tilde{E}_{xy} = e^{j\Delta P} \begin{pmatrix} |r_p|^{N_1} \cos^2(\phi) + |r_s|^{N_1} e^{j\Delta} \sin^2(\phi) \\ |r_p|^{N_1} \sin(\phi) \cos(\phi) - |r_s|^{N_1} e^{j\Delta} \sin(\phi) \cos(\phi) \end{pmatrix} E_0. \quad (2.21)$$

Quando a luz é transmitida pelo polarizador na direção x , a componente y em (2.21) é eliminada. Utilizando (2.13), pode-se calcular a distribuição de intensidade para o caso de haver polarizadores na entrada e na saída como

$$F_{PP}(\theta, \phi) = \left(|r_p|^{2N_1} \cos^4(\phi) + |r_s|^{2N_1} \sin^4(\phi) + 2|r_p|^{N_1}|r_s|^{N_1} \sin(\phi)\cos(\phi)\cos(\Delta) \right) E_0^2. \quad (2.22)$$

O caso em que luz não polarizada é lançada na entrada da fibra e um polarizador é colocado após a sua saída é idêntico ao caso onde a luz é polarizada apenas na entrada, portanto

$$F_{UP} = F_{PU}. \quad (2.23)$$

As Expressões (2.15), (2.18), e (2.22) podem ser usadas para calcular a distribuição da intensidade de luz na saída da fibra desde que seja conhecida a distribuição de intensidade de luz na sua entrada.

2.4 Considerações de Projeto

Os parâmetros da parte metalizada da fibra devem ser corretamente projetados para otimizar o acoplamento da luz guiada pela fibra com os plásmons de superfície. A Fig. 2.6 mostra em detalhes a geometria da ponta da fibra que contém a parte metalizada [41]. Conforme proposto na Ref. [41] a extremidade de saída da fibra deveria idealmente ser confeccionada com uma pequena abertura circular, mostrada na Fig. 2.6, que permitisse apenas a passagem de raios meridionais, evitando assim possíveis efeitos de interferência provenientes dos raios oblíquos, conforme discutido em mais detalhe na Secção 2.5.

O comprimento da parte metalizada deve ser calculado para permitir apenas uma única reflexão dos feixes na interface entre o núcleo da fibra e o metal. A partir da Fig. 2.6 esse comprimento pode ser calculado em função do ângulo crítico como

$$l = 4a \tan(\theta_c). \quad (2.24)$$

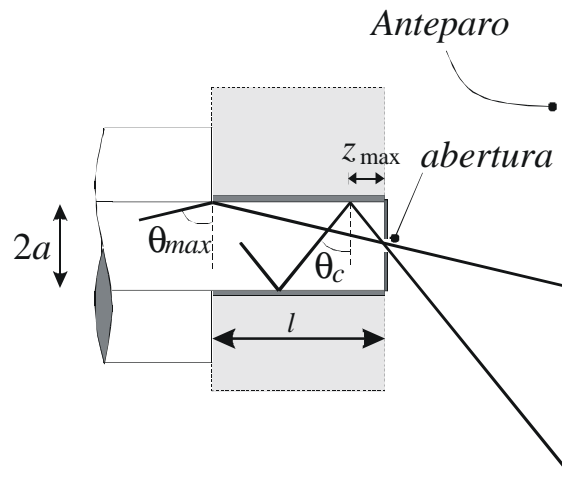


Fig. 2.6 – Visão detalhada da parte metalizada na ponta da fibra mostrando as dimensões relevantes ao projeto [41].

O parâmetro z_{\max} , define a distância mínima até a extremidade da fibra que garante que um raio óptico refletido na porção metalizada da fibra seja transmitido pela abertura central indicada na Fig. 2.6. Esse parâmetro, obtido diretamente da geometria da Fig. 2.6, é dado por

$$z_{\max} = a \tan(\theta_c). \quad (2.25)$$

A espessura da camada metálica precisa ser fina o suficiente para permitir que o campo evanescente atinja a superfície externa do metal. A quantidade de energia transmitida da onda incidente para os plásmons de superfície é fortemente dependente dessa espessura. Para o comprimento de onda de 632,8 nm e assumindo operação do sensor em uma solução aquosa com índice de refração próximo àquele da água ($n = 1,33$) [43] a espessura ótima para observação do efeito de ressonância de plásmons de superfície é aproximadamente 57 nm [51].

2.5 Distribuição de Intensidade

Para o caso de uma fibra óptica tendo grande valor do número V , a análise torna-se mais simplificada admitindo que a distribuição de intensidade no interior da fibra tem um perfil gaussiano [52]. Dessa forma a distribuição de intensidade pode ser modelada como

$$I = I_0 \exp(-r^2 / w^2), \quad (2.26)$$

em que r representa a coordenada radial da fibra e w é o valor de r para o qual a intensidade cai a 36,8% do valor máximo. Observando a Fig. 2.6 pode-se converter essa intensidade para escrevê-la em função do ângulo de reflexão do feixe na interface núcleo-casca. Assim a distribuição de intensidade se propagando dentro da fibra pode ser aproximada por [44]

$$I(\theta) = I_0 \exp \left[-\ln(20) \left(\frac{\tan \theta_c}{\tan \theta} \right)^2 \right], \quad (2.27)$$

na qual está sendo utilizada a definição de abertura numérica correspondente a uma intensidade relativa de 5% em relação ao valor máximo [44].

Tabela 2.1 – Parâmetros geométricos e ópticos para o sensor óptico em fibra multimodo baseado em plásmons de superfície da Ref. [41].

Parâmetro	Valor	Valor	Valor
Comprimento de Onda, λ	632,8 nm	670 nm	760 nm
Diâmetro do Núcleo, $2a$	1 mm	1 mm	1 mm
Ângulo Crítico, θ_c	72,7°	72,7°	72,7°
Espessura do Filme de Ouro	50 nm	50 nm	50 nm
Espessura do Filme de Cromo	3 nm	3 nm	3 nm
Comp. Do Filme Metálico, l	6,42 mm	6,42 mm	6,42 mm
Índice de Ref. do Núcleo ^a , n_1	1,45702	1,456	1,454
Permissividade do Ouro ^b , ϵ_{Au}	-10,776 - j 0,767	-13,308 - j 0,693	-19,671 - j 0,718
Permissividade do Cromo ^b , ϵ_{Cr}	-6,46 - j 30,848	- 5,28 - j 32,368	- 2,51 - j 35,426

^a Obtido de [53]

^b Obtido de [54]

A distribuição de intensidade (2.27) pode ser usada para representar a componente E_0^2 das Equações (2.15), (2.18) e (2.22). A Fig. 2.7 apresenta uma simulação obtida na

Ref. [41] para diferentes comprimentos de onda e utilizando as diferentes combinações de polarizadores na entrada e na saída da fibra para o caso de uma fibra óptica com as características listadas na Tabela 2.1.

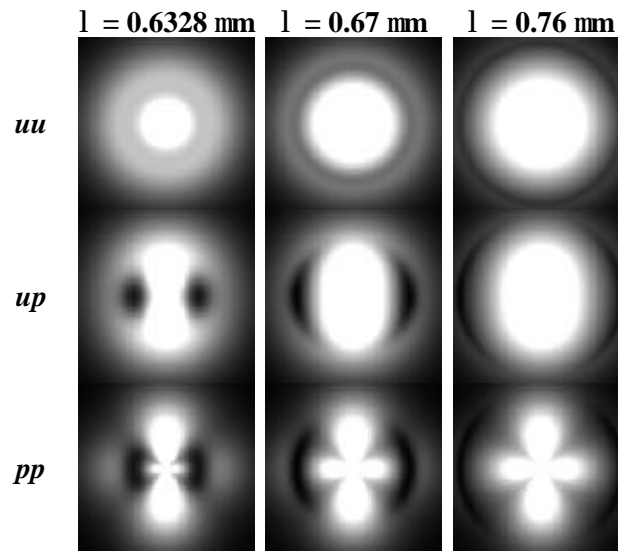


Fig. 2.7 – Simulações prevendo a distribuição de luz para diferentes comprimentos de onda e diferentes combinações de estados de polarização obtidas na Ref. [41], com os parâmetros mostrados na Tabela 2.1.

Observando a segunda linha de imagens da Fig. 2.7, correspondente ao caso de luz não polarizada na entrada e polarizada na saída, vê-se que temos um máximo central, dois mínimos locais e finalmente a intensidade cai a zero à medida que nos deslocamos do centro para a borda da distribuição. A Fig. 2.8 mostra a dependência angular da distribuição de luz no eixo $\phi=0$, correspondente ao eixo horizontal ao longo do maior diâmetro da distribuição de luz irradiada, para o caso $\lambda = 632,8$ nm e para os parâmetros mostrados na Tabela 2.1, utilizando água como meio externo.

A proposta feita na Ref. [41] de fabricação de uma pequena abertura no centro da superfície de saída da fibra pode ser uma tarefa bastante complicada e de difícil execução, pois mesmo utilizando técnicas de evaporação é necessário o preciso posicionamento de uma pequena máscara circular no centro da superfície de saída da fibra. Uma alternativa é a utilização de uma *abertura externa* que pode ser posicionada transversalmente com o emprego de um sistema de translação de precisão.

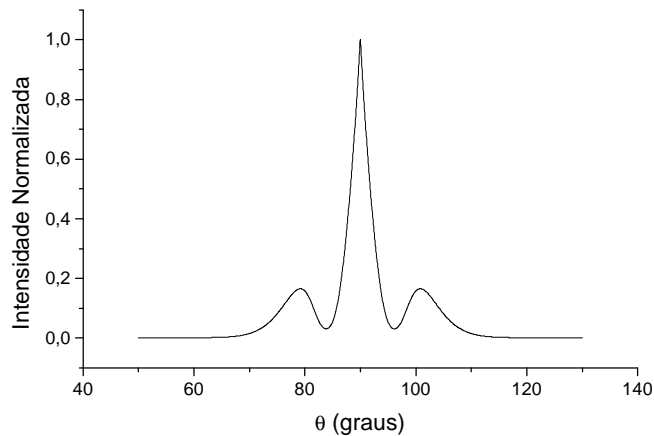


Fig. 2.8 – Perfil da distribuição de intensidade de luz no diâmetro horizontal da Fig. 2.7 para o caso UP (não polarizado na entrada e polarizado na saída) com um comprimento de onda de 632,8 nm, calculada a partir da Equação (2.17) com $\phi = 0$ e para os parâmetros da Tabela 2.1.

Vale observar que a não-colocação da abertura na saída da fibra representa um problema para a observação da ressonância de plásmons de superfície, uma vez que raios ópticos provenientes de reflexões internas em pontos metalizados ou não do núcleo da fibra podem interferir ao formarem a imagem, conforme ilustrado na Fig. 2.9.

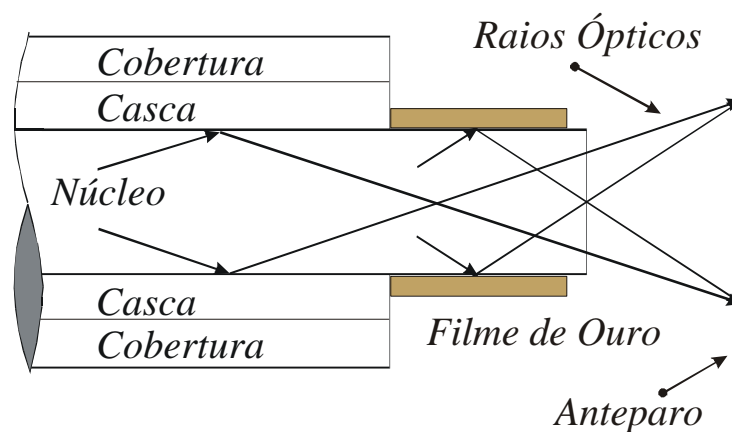


Fig. 2.9 – Geometria da parte metalizada da fibra sem a abertura mostrando o efeito do mascaramento da absorção de intensidade provocado pelos raios não meridionais.

Capítulo 3 – Sistema de Aquisição de Imagens

Como descrito anteriormente, a detecção de plásmons de superfície na configuração mostrada no Capítulo 2, requer a implementação de um sistema eficiente de determinação da distribuição espacial de intensidade da luz emitida pela fibra. Para tal foi construído um sistema de aquisição de imagens composto de um estágio de acoplamento óptico e de um estágio de detecção e gravação de dados, capaz de determinar a distribuição angular da luz irradiada por uma fibra óptica. Uma vez que as condições de lançamento da luz na entrada de uma fibra óptica podem afetar o padrão da luz irradiada na saída, o sistema de acoplamento foi desenvolvido de forma a garantir condições ideais de acoplamento da luz na entrada da fibra. Os trabalhos conduzidos nessa primeira fase de desenvolvimento experimental estão descritos nas secções seguintes.

3.1 Implementação do Sistema de Aquisição de Imagens

O sistema de aquisição de imagens consiste basicamente em quatro estágios: a fonte de luz, o sistema de acoplamento, a fibra óptica e o sistema de detecção e gravação de imagem, como mostrado na Fig. 3.1.

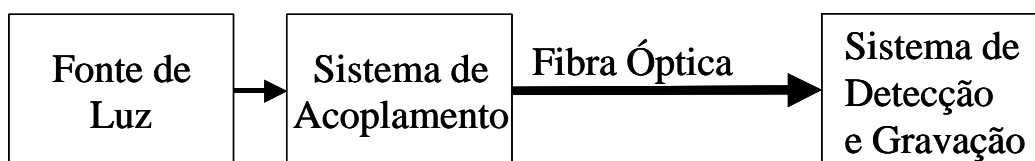


Fig. 3.1 – Diagrama de blocos do sistema de aquisição de imagens.

A fonte de luz utilizada é um laser de He-Ne emitindo no comprimento de onda de 632,8 nm, tendo 1 mW de potência e perfil gaussiano de intensidade. O sistema de acoplamento é necessário para se garantir o alinhamento entre a fonte de luz e a fibra, bem como garantir que a faixa angular contida na abertura numérica da fibra seja totalmente ou quase totalmente atingida. Esse sistema tem também o atributo de controlar o nível de potência óptica acoplado à fibra óptica. Após passagem pelo trecho de fibra óptica sob

teste, tem-se o sistema de detecção e gravação que deve ser capaz de captar e gravar a distribuição da luz radiada pela fibra óptica, e obter parâmetros da fibra óptica sob teste a partir do processamento dos dados.

O sistema está ilustrado mais detalhadamente na Fig. 3.2 e foi montado com suportes de precisão sobre uma mesa óptica que minimiza os efeitos de vibrações mecânicas no ambiente. Como pode ser observado, o laser de He-Ne passa inicialmente por um par de polarizadores P , que agem como um atenuador variável. O efeito de atenuação é obtido variando o ângulo entre os dois eixos de polarização, o que permite controlar o nível de potência acoplada à fibra e evitar a saturação do sensor de imagem. Após passar por P , o feixe de luz é transmitido através de um sistema de lentes, dimensionado para maximizar a abertura numérica do feixe. Isso é obtido com a objetiva e a lente $L1$ separadas de uma distância igual à soma das respectivas distâncias focais, formando assim um telescópio. A lente $L2$ possui um comprimento focal de 3,82 cm e ambas as lentes $L1$ e $L2$ possuem 5 cm de diâmetro. Com esse dimensionamento se consegue uma abertura numérica de aproximadamente 0,5 que é superior à abertura numérica da fibra indicada na Tabela 2.1.

Para a detecção do perfil da luz irradiada utiliza-se um dispositivo CCD composto por 512 fotodetectores, cada um tendo área ativa de $50 \mu\text{m} \times 2,5 \text{ mm}$ totalizando 2,56 cm de comprimento (Hamamatsu Corporation, NJ, EUA). Os fotodetectores são interligados a um circuito *driver* que faz a integração do sinal detectado. O sistema possui uma chave giratória para a seleção da frequência de operação e conseqüentemente do tempo de integração, atualmente posicionada em 62,5 kHz. Esse sensor de imagens é conectado a um PC por meio de uma placa de aquisição de dados DAS-16, (Keithley Instruments, Ohio, EUA) com uma taxa de amostragem de 100 kHz para a conversão analógico/digital. No PC um *software* desenvolvido no laboratório LSO do Grupo de Fotônica com o ambiente *quickbasic* para DOS, faz o controle da placa de aquisição de dados, utilizando rotinas de DMA (*Direct Memory Access*) fornecidas pelo fabricante. Apesar de o programa ser ambientado para DOS ele possui janelas gráficas controladas pelo *mouse*, sendo portanto auto-explicativo e de fácil utilização.

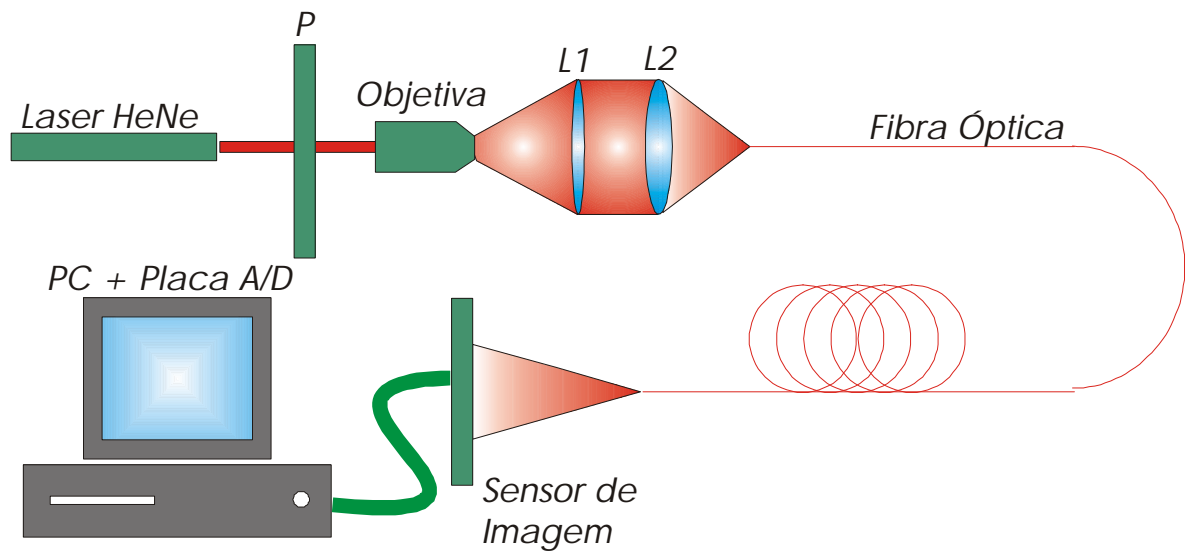


Fig. 3.2 – Sistema de aquisição de imagens para caracterização de fibras ópticas.

Para permitir um fácil alinhamento do feixe de luz com os elementos do sistema de aquisição de imagens, a objetiva possui um ajuste de posicionamento que permite variar a sua altura bem como o ângulo de incidência relativamente ao eixo óptico do laser. As lentes possuem um ajuste na altura e ao longo da direção do feixe. A ponta de entrada da fibra está montada sobre um sistema que permite o ajuste longitudinal e em duas direções perpendiculares no plano transversal, além de também permitir o ajuste do ângulo de incidência da luz na entrada da fibra, feito por dois ajustes angulares perpendiculares entre si. O sensor de imagem está posicionado sobre um translador controlado por um parafuso micrométrico permitindo um controle preciso da variação da sua distância até a extremidade de saída da fibra. A Fig. 3.3 mostra uma fotografia da porção do sistema de aquisição de imagens da Fig. 3.2 até a extremidade de entrada da fibra.

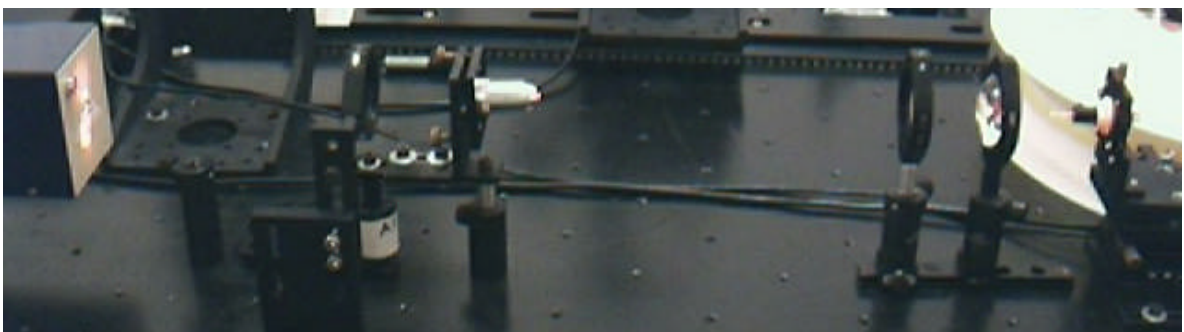


Fig. 3.3 – Fotografia da fonte de luz (laser He-Ne a esquerda) e do sistema de acoplamento (objetiva e lentes ao centro e a direita). Na fotografia também se vê o carretel comportando a fibra óptica.

3.2 Sistema de Polimento

Devido ao grande diâmetro do núcleo, o que torna difícil o corte das extremidades da fibra, estas foram polidas opticamente com um sistema compacto de laboratório, com cada extremidade a ser tratada sendo montada sobre um suporte adequado para garantir um polimento aproximadamente perpendicular ao eixo longitudinal da fibra.

A Fig. 3.4 é uma fotografia do conjunto de discos utilizados no sistema de polimento, com os discos de polimento grosso situados à esquerda e os discos de polimento fino, à direita na foto. Os discos de polimento grosso são usados para remoção das grandes imperfeições da superfície e moldá-la em ângulo reto com relação ao eixo da fibra. Os discos são utilizados de forma sequencial, com um grau de polimento gradualmente mais fino entre discos sucessivos. Um dos discos de polimento grosso, formado por um disco metálico impregnado com partículas de diamante é também utilizado para o corte de trechos de fibras ópticas.



Fig. 3.4 – Conjunto de discos utilizados pelo sistema portátil de polimento para laboratório.

Na Fig. 3.5 vê-se em detalhes o sistema de suporte dos discos de polimento. Os discos são montados sobre uma máquina rotatória com velocidade angular controlável. O reservatório na parte superior da foto contém água e tem sua vazão controlada pela torneira que aparece na foto. A água é utilizada para resfriar a superfície do disco e da fibra óptica. Sobre os discos de polimento fino é espalhada uma pasta de diamante que facilita o polimento da superfície. À esquerda na Fig. 3.5 vê-se o sistema mecânico de suporte da fibra óptica, desenvolvido no laboratório LSO do Grupo de Fotônica para garantir um polimento aproximadamente perpendicular em relação ao eixo da fibra. Esse suporte está montado sobre uma mola que permite que se regule a pressão sobre o disco exercida pela ponta da fibra.

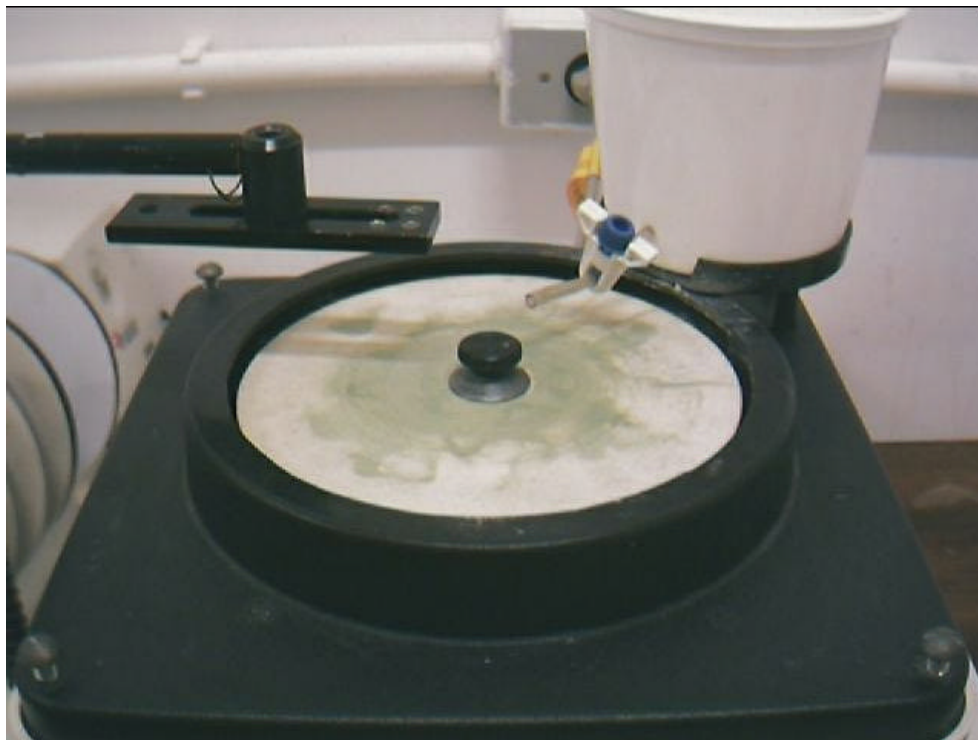


Fig. 3.5 – Fotografia do sistema compacto adaptado para o polimento de extremidades de fibras ópticas.

3.3 Aproximação Gaussiana e Extração de Parâmetros da Fibra

A primeira parte do trabalho experimental descrito nesta dissertação envolveu a montagem do sistema de aquisição de imagens e estratégias de polimento descritas nas secções anteriores. Isso serviu como ponto de partida para o desenvolvimento e caracterização de sensores baseados no efeito de ressonância de plásmons de superfície em fibras ópticas multimodo. Ainda na fase de caracterização do sistema de aquisição de imagens foram desenvolvidas técnicas e programas computacionais para o processamento dos dados experimentais. Verificou-se durante esse desenvolvimento que a partir da medição da distribuição de luz irradiada é possível se determinar, com relativa precisão, alguns parâmetros característicos da fibra óptica em teste, como por exemplo: a abertura numérica [55], o perfil de índices de refração [56,57], o raio modal e a partir desse último encontrar um valor aproximado para a frequência normalizada [58].

A abertura numérica (AN) de uma fibra óptica determina sua capacidade de captação e liberação de luz em sistemas sensores. Para o caso de uma fibra óptica de índice degrau a AN é uma medida do ângulo de aceitação θ_a em um ponto arbitrário do núcleo da fibra, conforme ilustrado na Fig. 3.6.

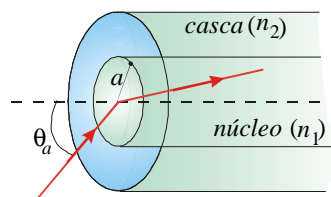


Fig. 3.6 – Fibra óptica com núcleo de raio a e ângulo de aceitação θ_a .

Do ponto de vista da óptica geométrica, raios ópticos injetados na superfície de entrada da fibra com ângulos inferiores a esse valor são guiados por reflexão interna total. Para uma fibra óptica índice degrau imersa no ar, o ângulo θ_a é dado por [52]

$$\theta_a = \text{sen}^{-1}\left(\sqrt{n_1^2 - n_2^2}\right), \quad (3.1)$$

em que n_1 e n_2 são os índices de refração do núcleo e da casca respectivamente. Por definição, a abertura numérica é expressa em função do ângulo de aceitação na forma

$$AN \equiv \text{sen } \theta_a = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}. \quad (3.2)$$

A abertura numérica pode também ser relacionada diretamente com a diferença relativa de índices

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2}, \quad (3.3)$$

pela expressão

$$AN = n_1 \sqrt{2\Delta}. \quad (3.4)$$

Uma forma aproximada de estimar a abertura numérica de uma fibra óptica pode ser realizada injetando luz branca em uma das extremidades de um trecho longo da fibra e medindo, a uma certa distância da extremidade de saída, o diâmetro do feixe de luz irradiado. A relação entre essas dimensões permite obter uma primeira aproximação para o parâmetro θ_a e de (3.2), a abertura numérica. Porém como a fibra tem grande abertura numérica, a intensidade de luz irradiada da fibra decresce rapidamente ao se afastar da extremidade de saída da fibra, o que praticamente impossibilita a medição utilizando a técnica descrita anteriormente.

A forma adotada para a medição de AN está ilustrada na Fig. 3.7, e consiste em posicionar um sensor de imagem a uma distância variável z da extremidade de saída da fibra, na qual a meia largura do feixe irradiado é w . O critério de definição desse parâmetro será discutido mais detalhadamente adiante. Da geometria da Fig. 3.7 obtém-se

$$\tan(\theta_a) = \frac{w_1}{z_1}.$$

No entanto, medir com precisão a distância z do sensor até a extremidade de saída da fibra nem sempre é uma tarefa fácil, uma vez que o encapsulamento do sensor de imagem impede a definição do ponto $z = 0$, correspondente a distância nula entre fibra e sensor. Esse problema pode ser evitado fazendo medições da distribuição de luz irradiada em pontos deslocados de uma distância $\Delta z = z_2 - z_1$ em que as meias larguras diferem de $\Delta w = w_2 - w_1$, conforme indicado na Fig. 3.7. Com a medição desses parâmetros, o ângulo de divergência θ_a pode ser calculado por meio da relação

$$\theta_a = \arctan\left(\frac{\Delta w}{\Delta z}\right). \quad (3.5)$$

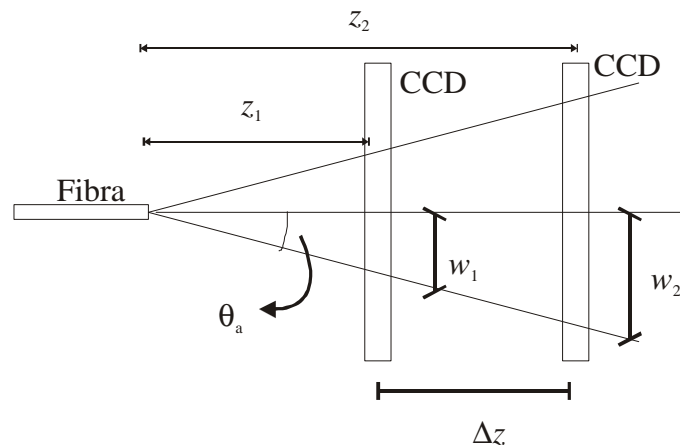


Fig. 3.7 – Esquema de medição do ângulo de divergência do feixe.

Note-se que a definição da meia largura w é de certa forma ambígua uma vez que a distribuição transversal da luz irradiada pela fibra óptica não termina abruptamente como previsto pela aproximação da óptica geométrica, mas exibe uma distribuição de intensidade que diminui gradualmente em direção às bordas dessa distribuição. Mais adiante será visto como resolver essa ambigüidade.

O raio modal é um segundo parâmetro de importância na caracterização de uma fibra óptica operando no regime monomodo. A precisa caracterização desse parâmetro permite determinar perdas resultantes de interconexão de fibras, emendas etc., além de ser uma ferramenta importante na determinação da dispersão de guia de onda em sistemas de comunicações ópticas. O raio modal simplifica a representação matemática da distribuição

de potência luminosa no interior de uma fibra óptica e é definido assumindo uma distribuição gaussiana para o perfil do campo guiado na fibra. Assim, o campo do modo fundamental é aproximado para a forma gaussiana segundo [58]

$$\Psi(r) = e^{-r^2/w^2}, \quad (3.6)$$

em que r e w representam a coordenada radial e o raio modal, respectivamente. Para o caso específico de fibra de índice degrau, uma aproximação freqüentemente adotada na literatura para esse parâmetro é da forma [58]

$$w/a \approx 0,65 + \frac{1,619}{V^{3/2}} + \frac{2,879}{V^6}, \quad (3.7)$$

em que

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda} AN, \quad (3.8)$$

é o número V ou frequência normalizada no comprimento de onda λ para a fibra óptica com núcleo de raio a . A aproximação (3.7) é válida para $V > 0,8$ e é obtida maximizando o acoplamento entre o perfil gaussiano definido por (3.6) e o modo fundamental, caracterizado por funções de Bessel no núcleo e na casca da fibra [58]. A expressão (3.7) pode ser invertida de forma a permitir a obtenção do número V a partir da medida de w e do conhecimento do raio do núcleo da fibra. Curvas características que expressam a dependência do raio modal com o número V podem ser obtidas para outros perfis de índices de forma a permitir a caracterização dessas fibras a partir da medida do raio modal [58].

3.3.1 Medidas Experimentais de Abertura Numérica

A fibra, fabricada pela 3M (3M Specialty Optical Fibers, EUA) tem um núcleo de sílica de 1mm de diâmetro e uma casca polimérica de 40 μm de espessura, com uma abertura numérica nominal de aproximadamente 0,48. Um carretel com uma fibra de aproximadamente 10 m de comprimento foi utilizado nas medidas experimentais, de forma a garantir uma mistura razoavelmente uniforme dos modos guiados pela fibra.

Dado o grande diâmetro do núcleo não há efeitos significativos de difração na luz irradiada na saída da fibra. Portanto tentou-se medir a abertura numérica da fibra a partir da dependência axial da distribuição transversal da luz por ela irradiada. Admitindo que a abertura numérica seja obtida no ponto da distribuição de luz onde a intensidade seja 5% do valor máximo, conforme convencionalmente adotado [59], pode-se obter a abertura numérica da medição da dependência axial desse ponto. Outras aproximações também são adotadas na literatura para a definição da abertura numérica. Para medição do raio modal por exemplo, se convencionou que este seja definido no ponto $1/e$ da distribuição de intensidade, ou seja, quando a intensidade cai a 36,8 % do seu valor máximo. Em alguns sistemas de medição de abertura numérica o ponto de $1/e^2$ da curva de intensidade é também freqüentemente utilizado, correspondente a 13 % do valor máximo [59]. Uma vez que notou-se nos experimentos que os critérios $1/e$ e $1/e^2$ implicam numa quantidade considerável de energia luminosa no exterior dos cones de irradiação assim obtidos, decidiu-se por adotar o critério de 5% para o cálculo de abertura numérica da fibra sob teste.

A obtenção direta desse ponto na distribuição de intensidade não foi em princípio uma tarefa simples uma vez que se observou experimentalmente uma quantidade considerável de ruído espacial no sinal medido pelo sensor de imagem. Isso tornava difícil a localização do ponto de intensidade máxima e aquele correspondente a 5% desse valor. Diante dessas dificuldades foi implementado inicialmente um procedimento de filtragem digital do sinal medido. Esse procedimento foi implementado em *Mathcad* com o emprego das funções embutidas de transformada rápida direta e inversa de Fourier. O procedimento consistia em obter o espectro com a transformada rápida de Fourier FFT, do sinal gravado,

a partir do qual se poderia estabelecer uma largura adequada do filtro digital para obtenção de uma versão suavizada do sinal medido. Com esse procedimento foi possível obter os pontos de máximo e de 5% do valor máximo da distribuição de intensidade, para cada uma das medidas gravadas pelo sensor de imagem.

Apesar dessa estratégia ter se mostrado satisfatória na determinação dos pontos característicos da distribuição de intensidade, implementou-se uma segunda técnica que se mostrou menos dependente do espectro do sinal gravado e portanto, mais eficiente e de fácil automatização. O procedimento utilizando filtragem exigia que, para cada imagem adquirida, se calculasse a FFT, e o espectro resultante tinha que ser observado para só então se definir a largura do filtro utilizado, tornando assim a automatização do processo complexa.

Em conformidade com o comportamento esperado para a distribuição irradiada por uma fibra óptica monomodo, para o caso multimodo admite-se também uma aproximação gaussiana da distribuição de intensidade da forma

$$f(A, B, C, x) = Ae^{-2(x-B)^2/C^2}, \quad (3.9)$$

onde A , B e C representam, respectivamente, a intensidade máxima, sua localização e a largura relativa para a qual a intensidade vale A/e^2 ou equivalentemente, $0,1365A$. Observando o fato de que o laser utilizado como fonte de luz tem um perfil de distribuição de intensidade gaussiano, é razoável considerar que essa distribuição se mantenha ao longo da fibra e que na saída tenha-se uma distribuição também gaussiana. De fato, como será visto adiante, essa consideração é válida dependendo das condições de lançamento.

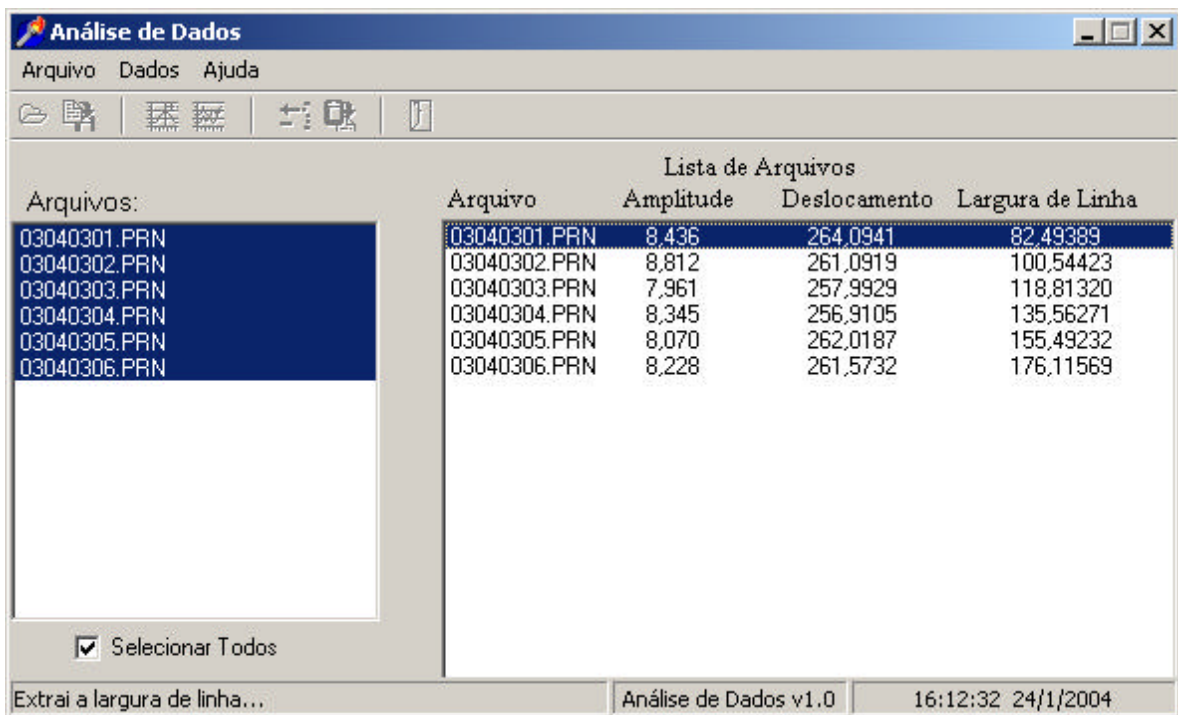
Para determinação dos três parâmetros da função gaussiana em (3.9) utilizou-se o método das correções diferenciais [62]. Nesse método os N valores da distribuição medidos pelo sensor de imagem, representados pelos pontos experimentais (i, y_i) , $i \in [1, N]$ são utilizados para o ajuste dos parâmetros A , B e C da função $f_i \equiv f(A, B, C, i)$ de forma a minimizar o erro quadrático,

$$\xi \equiv \sum_{i=1}^N (y_i - f_i)^2 . \quad (3.10)$$

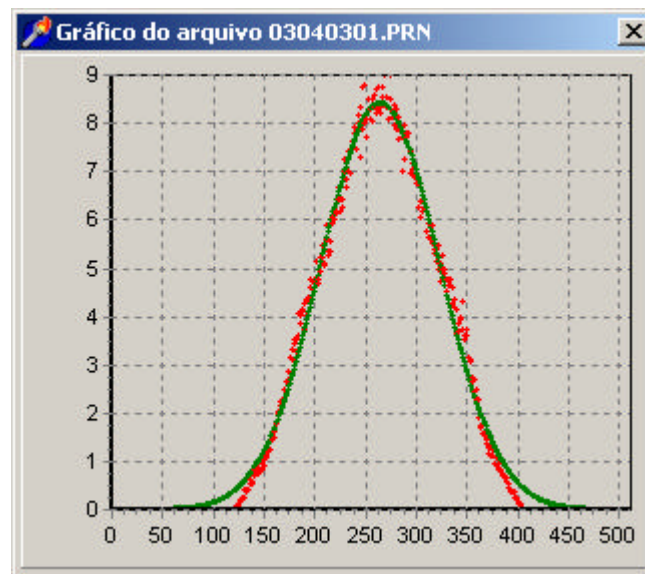
A minimização de (3.10) fornece um sistema linear de três equações para as correções diferenciais ΔA , ΔB e ΔC que devem ser aplicadas aos valores atribuídos a A , B e C , respectivamente. Um procedimento iterativo é então implementado para o cálculo sucessivo das correções diferenciais até que convergência dentro de uma margem de erro seja atingida. As estimativas iniciais para os valores dos três parâmetros podem ser obtidas de forma aproximada diretamente da curva medida.

O procedimento iterativo foi implementado no ambiente *Mathcad* e convergência foi demonstrada em todas as medidas experimentais. Um código muito mais eficiente baseado nesse método foi implementado no ambiente *Delphi*, e demonstrou ser muito mais rápido do que a versão correspondente em *Mathcad*. Esse programa permitiu fazer o processamento de um número arbitrário de arquivos de dados e obter automaticamente os respectivos conjuntos de três parâmetros associados a cada distribuição. Além disso a versão *Delphi* foi implementada com uma interface gráfica, mostrada na Fig. 3.8(a), que facilita o intercâmbio de informações com aplicativos como *Word* e *Excel*, além de permitir a visualização automática da distribuição de intensidade e da curva gaussiana, ilustradas na Fig. 3.8(b), correspondentes a um certo arquivo de dados. Na Fig. 3.8(b) os pontos representam os valores medidos experimentalmente com o sensor de imagem da Fig. 3.2, e a linha contínua representa a curva gaussiana definida em (3.9) ajustada aos pontos segundo o método das correções diferenciais.

A Fig. 3.9 mostra uma curva típica de distribuição de intensidade medida pelo sensor de imagem. Os pontos traçados no gráfico correspondem aos dados experimentais, ilustrando o grau de ruído espacial associado à medida. As linhas tracejada e sólida representam, respectivamente, a curva obtida após filtragem digital do sinal e após ajuste da função gaussiana aos dados experimentais. Como pode ser aí observado, a diferença entre essas curvas é pequena, e ambas representam com fidelidade o valor médio da distribuição de intensidade.



(a)



(b)

Fig. 3.8 – Interface gráfica do software de extração de parâmetros (a), e visualização rápida de um dos arquivos de dados (b). Os pontos no gráfico representam os valores medidos experimentalmente e a linha contínua representa a curva gaussiana definida em (3.9) ajustada à curva experimental pelo método das correções diferenciais.

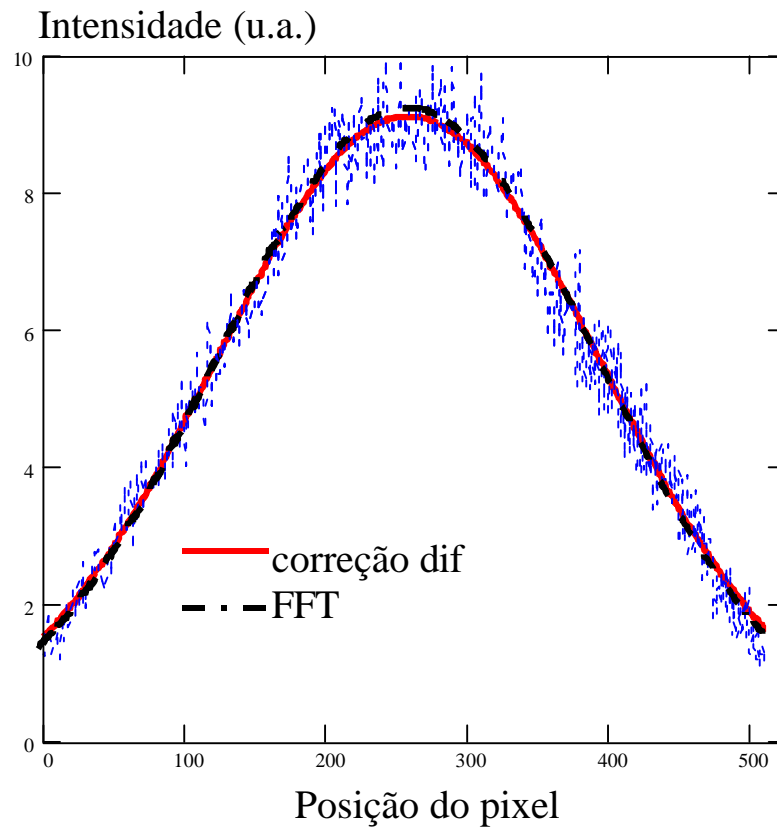


Fig. 3.9 – Distribuição típica de intensidade irradiada pela fibra multimodo investigada neste trabalho. As curvas tracejada e sólida, praticamente idênticas, representam, respectivamente, os resultados obtidos após filtragem digital e após o ajuste de parâmetros com o método das correções diferenciais.

A Fig. 3.10 ilustra a dependência axial da largura relativa C definida em (3.9). Os pontos do gráfico representam os valores obtidos de onze medidas da distribuição de intensidade irradiada na saída da fibra multimodo, com o parâmetro C associado a cada ponto obtido a partir do método das correções diferenciais descrito anteriormente. A curva sólida no gráfico da Fig. 3.10 representa a tendência linear de variação da largura relativa. Para obtenção da abertura numérica $AN_{5\%}$, correspondente ao ponto para o qual a intensidade é 5% do valor máximo, utiliza-se a definição dada em (3.2) em conjunto com (3.9) para obter

$$AN_{5\%} = \text{sen} \left[\tan^{-1} \left(\alpha \sqrt{\ln \sqrt{20}} \right) \right], \quad (3.11)$$

em que $\alpha \equiv dC/dz$ é a declividade da curva de ajuste da Fig. 3.10.

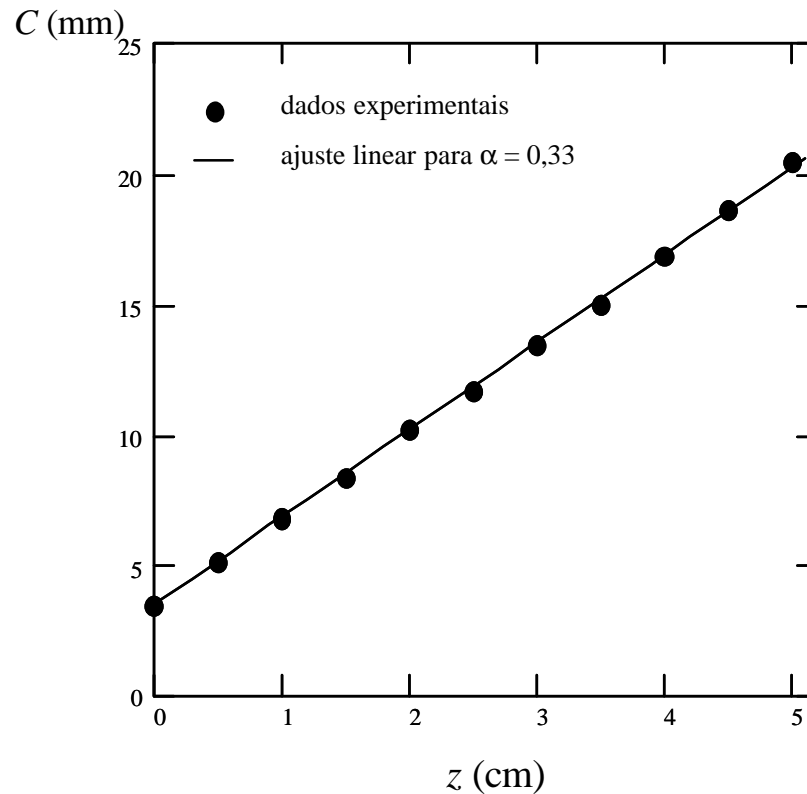


Fig. 3.10 – Dependência axial do parâmetro C obtida no sistema de aquisição de imagem para fibra multimodo 3M de 1 mm de diâmetro.

A partir dos dados da Fig. 3.10 obtém-se $\alpha=0,33$ e de (3.11) $AN_{5\%} = 0,38$. Esse valor é cerca de 20% inferior ao valor especificado pelo fabricante. Essa diferença pode ocorrer uma vez que tanto o perfil da distribuição de luz bem como as suas características de divergência são altamente influenciados pelas condições de acoplamento da luz na fibra. É também possível que a especificação de abertura numérica dada pelo fabricante leve em conta que a fibra esteja sendo iluminada com luz branca, ou em um comprimento de onda diferente daquele utilizado no experimento.

A Fig. 3.11 mostra possibilidades de mudança no acoplamento da luz na entrada da fibra que produzem mudanças substanciais no formato do feixe na saída da fibra.

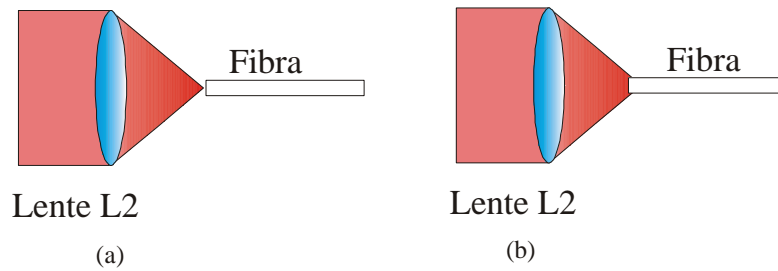


Fig. 3.11 – Possíveis posições relativas entre a ponta da fibra óptica e o foco da lente L2. (a) Posição ideal. (b) Posição para tornar o perfil mais retangular e com maior ângulo de aceitação.

A Fig. 3.11(a) representa a situação ideal em que a ponta da fibra está localizada exatamente sobre o foco da lente L2. À medida que se aproxima a ponta da fibra da lente L2, como na Fig. 3.11(b), o formato do feixe assume a distribuição de pontos mostrada na Fig. 3.12. Fica claro a partir desse experimento que o feixe tem agora uma distribuição de intensidade mais próxima de um perfil retangular, muito provavelmente devido a um aumento de acoplamento do feixe de luz com raios oblíquos na fibra, o que efetivamente aumentaria a abertura numérica [52].

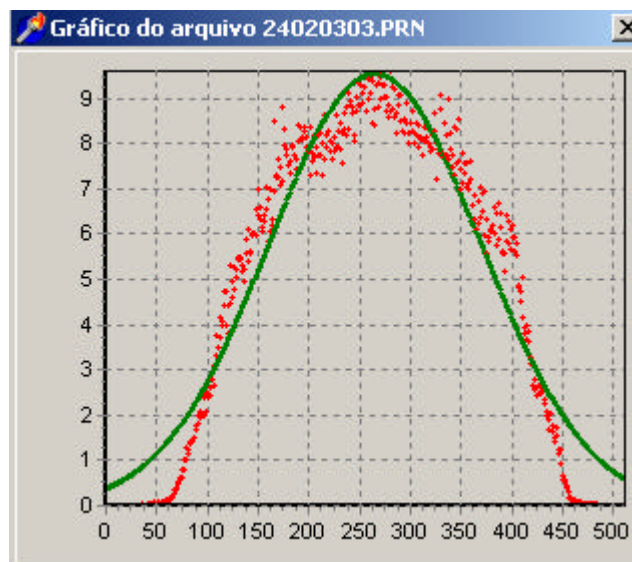


Fig. 3.12 – Perfil de distribuição de intensidade medido com a situação de acoplamento da Fig. 3.11(b). A curva pontilhada representa os dados experimentais e a curva contínua a função gaussiana que mais se aproxima da distribuição experimental segundo o método das correções diferenciais.

Tendo um controle eficiente das condições de acoplamento, é possível então garantir um perfil bem próximo de um gaussiano com um ângulo de divergência alto o suficiente para atingir a faixa angular necessária à excitação de plásmons de superfície nos sensores investigados neste trabalho conforme será descrito em detalhes no Capítulo 4.

Capítulo 4 – Observação Experimental do Efeito de RPS em Fibras Ópticas Multimodo

Até agora foi discutida a existência dos plásmons de superfície e as formas clássicas para sua observação utilizando prismas, foram apresentados o modelo teórico e as características de projeto de um sensor em fibra multimodo utilizando plásmons de superfície e foi descrita a construção de um sistema preciso de aquisição de imagens, necessário para detectar a distribuição de intensidade irradiada por fibras com alta abertura numérica.

Neste capítulo vamos descrever os métodos utilizados para fabricação e operação do sensor, as principais dificuldades encontradas, bem como descrever a observação experimental inédita obtida no laboratório LSO do Grupo de Fotônica do efeito de ressonância de plásmons de superfície na luz irradiada por uma fibra óptica multimodo. Também serão mostrados resultados preliminares da utilização do sistema sensor para medição de concentração de NaCl em soluções aquosas. Ainda neste capítulo serão discutidos trabalhos dirigidos a possíveis aplicações comerciais desse tipo de sensor.

4.1 Efeito de RPS Aplicado ao Desenvolvimento de Sensores em Fibra Multimodo

O fenômeno da ressonância de plásmons de superfície (RPS) é muito sensível a variações no índice de refração do meio externo. A mudança na ressonância se mostra de três formas diferentes: deslocamento da posição angular do mínimo da reflectância, variação do valor mínimo da curva de reflectância e aumento ou diminuição da largura da curva de ressonância. A Fig. 4.1 mostra duas curvas da reflectância para uma estrutura de sílica-ouro-água, no comprimento de onda $\lambda = 632,8$ nm, com os parâmetros ópticos indicados na Tabela 4.1 e para um filme de ouro tendo 57 nm de espessura. Na Fig. 4.1 pode-se notar que uma mudança de 0,007 no índice de refração do meio externo em contato com o filme metálico provoca uma mudança substancial no ângulo de ressonância.

O retângulo na Fig. 4.1 delimita a região angular que seria guiada pela fibra óptica de sílica utilizada nos experimentos, e cujos parâmetros estão também indicados na Tabela 4.1. As dimensões e materiais usados para a fabricação do sensor como: a espessura do filme metálico, o comprimento de onda utilizado bem como o índice de refração do meio externo, devem ser corretamente escolhidos para que o ângulo de ressonância θ_{PS} esteja situado na faixa angular guiada pela fibra, caso contrário não será possível o acoplamento de energia entre a luz guiada pela fibra e os plásmons de superfície. Também é necessário se levar em conta no projeto do sensor parâmetros como a abertura numérica da fibra e o índice de refração do núcleo.

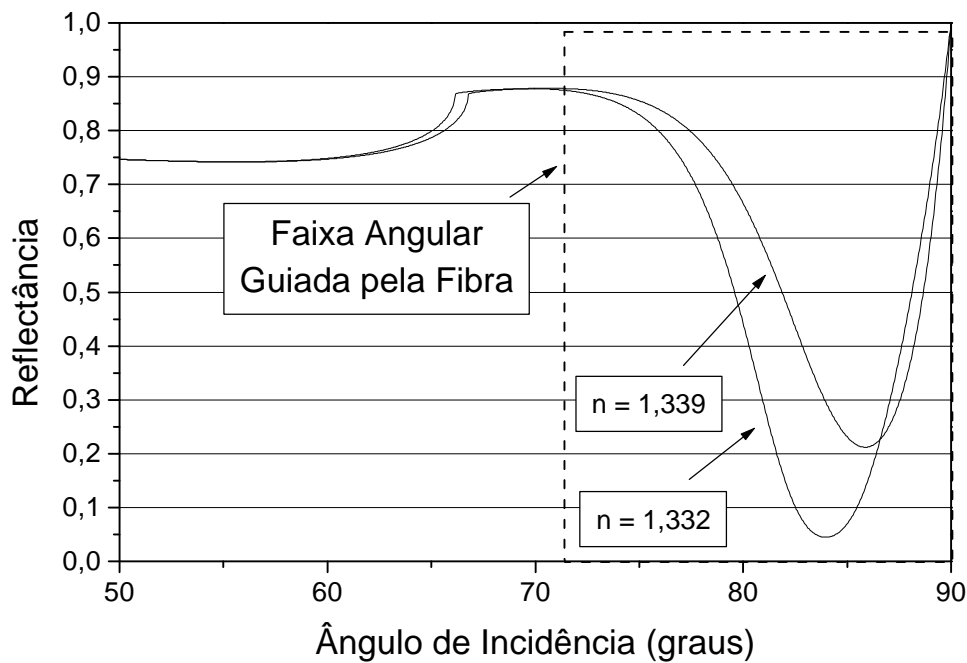


Fig. 4.1 – Ilustração do deslocamento e da diminuição da profundidade da curva de RPS, devido a uma pequena mudança no índice de refração do meio externo em contato com o metal. O retângulo delimita a região angular guiada pela fibra e as curvas foram calculadas com os parâmetros da Tabela 4.1.

4.2 Processo de Fabricação de Sensores

Para se construírem sensores em fibra multimodo para operação em meio aquoso, utilizando o efeito de ressonância de plásmons de superfície como mecanismo de transdução, foi utilizada a fibra de alta abertura numérica fabricada pela 3M com parâmetros especificados na Tabela 4.1. Conforme já descrito anteriormente, essa fibra tem núcleo de sílica e casca de material polimérico solúvel em acetona.

Devido ao grande diâmetro do núcleo da fibra utilizada, as técnicas padrão de corte de fibras ópticas não funcionam adequadamente no presente caso. Para obter trechos de fibras ópticas com extremidades tendo superfícies de qualidade óptica foi utilizado o sistema compacto de corte e polimento descrito no Capítulo 3. Dessa forma trechos de fibra de 10 cm de comprimento com polimento óptico nas duas extremidades foram produzidos. Para metalização de parte do núcleo em um dos lados do sensor, cerca de 1 cm da casca de uma das extremidades da fibra é removida. Isso é feito por imersão dessa ponta em acetona e remoção dos resíduos da casca com um estilete, com todo o processo sendo supervisionado com um microscópio. Após essa etapa, a ponta tendo o núcleo exposto é lavada com água destilada.

Utilizando esse procedimento, foram produzidas três fibras com aproximadamente 10 cm de comprimento. Essas fibras foram enviadas ao laboratório Ginzton na Universidade de Stanford (Stanford, CA, EUA) onde foram metalizadas com filme de ouro de 57 nm de espessura no setor de microfabricação do referido laboratório. Para garantir uma camada uniforme na superfície cilíndrica do núcleo, a ponta foi montada sobre um sistema giratório com velocidade angular constante. Desta forma o tempo de evaporação podia ser programado para aplicação da camada metálica em função da velocidade angular.

A Fig. 4.2 mostra uma foto da ponta de um dos sensores em fibra multimodo. Observa-se a camada plástica de proteção na porção esquerda da foto e a região seguinte consistindo apenas do núcleo de 1mm de diâmetro parcialmente coberto ao longo de uma secção longitudinal de 8,5 mm de comprimento, com o filme de ouro de 57 nm de espessura. A Tabela 4.1 lista os parâmetros relevantes do sensor a fibra multimodo.



Fig. 4.2 – Foto da ponta metalizada de um sensor em fibra multimodo.

Tabela 4.1 – Parâmetros geométricos e ópticos para o sensor óptico em fibra multimodo baseado em plásmons de superfície.

Parâmetro	Valor
Comprimento de Onda, λ	632,8 nm
Diâmetro do Núcleo, $2a$	1 mm
Abertura Numérica, NA	0,48
Ângulo Crítico, θ_c	$70,77^\circ$
Espessura do Filme de Ouro	57 nm
Comprimento do Filme Metálico, l	8,5 mm
Índice de Refração do Núcleo ^a , n_1	1,45702
Permissividade Complexa do Ouro ^b , ϵ	$-10,776 - j 0,767$

^a Obtido de [53]

^b Obtido de [54]

4.3 Montagem Experimental

A Fig. 4.3 mostra o esquema do sistema de aquisição de imagens para a investigação experimental de sensores em fibra multimodo baseados em ressonância de plásmons de superfície. Basicamente tem-se o mesmo sistema de aquisição de imagens descrito em detalhes no Capítulo 3, com o feixe de luz do laser de He-Ne sendo acoplado a um carretel de 10 m de fibra multimodo 3M. A ponta de saída do carretel é montada em um suporte e alinhada com o sensor a partir de um sistema de translação com três graus de liberdade. Conforme indicado na Fig. 4.3 a porção metalizada do sensor é imersa em uma célula de reação construída no laboratório LSO do Grupo de Fotônica utilizando lâminas

de microscópio. A porção inferior direita da Fig. 4.3 mostra a parte ampliada do fundo da célula de reação indicando a trajetória de um raio óptico emitido da fibra e atravessando uma porção da solução aquosa e a lâmina de vidro do fundo da célula. Para obter máximo contraste do efeito de ressonância de plásmons de superfície na distribuição de luz irradiada pela fibra óptica, o polarizador P mostrado na Fig. 4.3 é utilizado entre a célula de reação e o sensor de imagem para permitir a gravação da dependência angular da função $F_{UP}(\theta, \phi)$ definida pela expressão (2.17) do Capítulo 2. Esse polarizador está montado sobre um sistema de rotação que permite girar a direção da polarização transmitida de qualquer ângulo relativamente àquela da linha de fotodetectores do sensor de imagem. Assim, é possível por exemplo relacionar os registros correspondentes ao máximo e mínimo contraste do efeito de ressonância, correspondentes, respectivamente às condições $\phi = 0$ e $\phi = 90^\circ$ em (2.17), respectivamente.

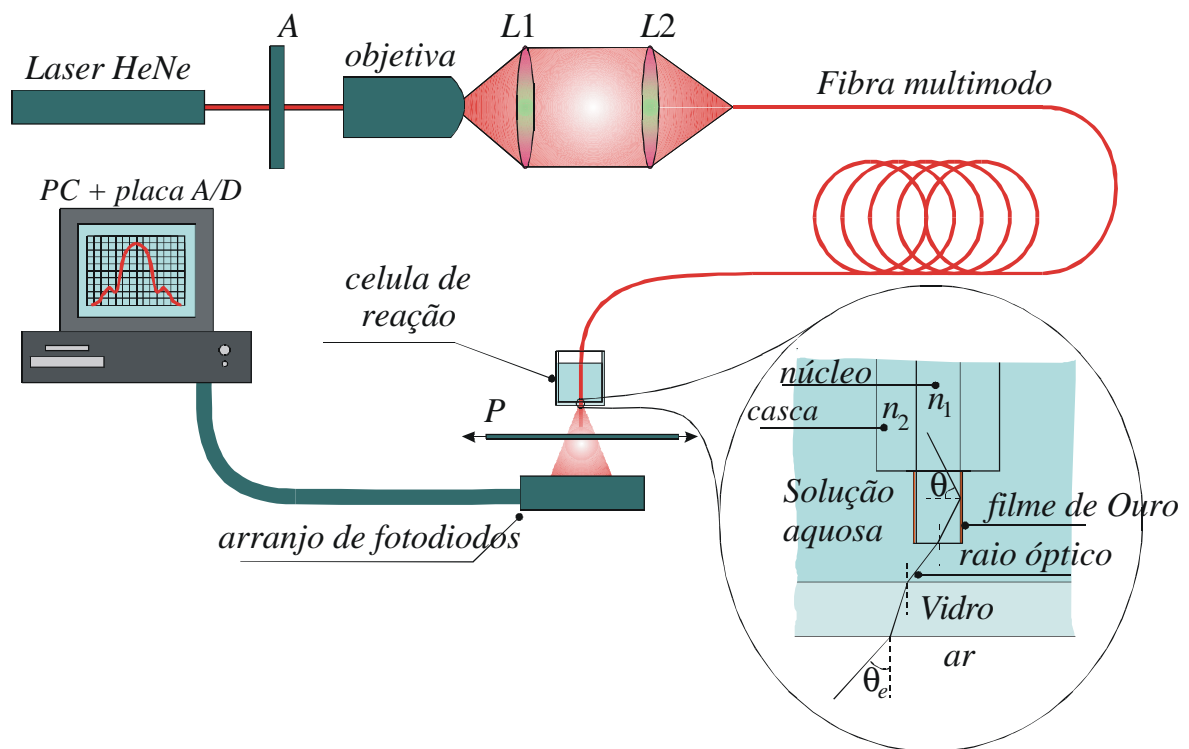


Fig. 4.3 – Aparato experimental construído para a observação da ressonância de plásmons de superfície em uma fibra multimodo parcialmente metalizada.

4.4 Protocolo Experimental

A Fig. 4.4 mostra a geometria do sensor óptico construído em uma fibra multimodo metalizada seguindo a proposta da Ref. [41]. O sensor construído no laboratório LSO do Grupo de Fotônica possui algumas alterações em relação ao projeto original, que incluem a ausência de uma subcamada adesiva de cromo sob o filme de ouro, adotada nas simulações numéricas da Ref. [41]. Além de o filme de ouro do sensor desenvolvido ter a espessura de 57 nm, que difere daquela adotada na Ref. [41] a extremidade de saída da fibra não possui a abertura circular central originalmente proposta [41] permitindo assim a passagem de raios não meridionais.

Os experimentos com o primeiro sensor foram iniciados cerca de um mês após a metalização dos três sensores. Isso foi feito como tentativa de melhorar o grau de adesão do ouro ao vidro por envelhecimento, evitando assim a degradação causada na curva de ressonância pelo emprego de uma subcamada adesiva de cromo, um procedimento geralmente adotado em outros trabalhos relatados na literatura [2]. No entanto, esse tempo de envelhecimento mostrou a princípio ser insuficiente pois a primeira ponta danificou-se com certa facilidade, permitindo apenas a realização de um experimento com água pura. Durante a troca de substâncias, retirada da água e colocação de solução salina, uma parte da camada de ouro se despreendeu da fibra danificando o sistema sensor e exigindo a substituição por uma nova ponta metalizada. Esperou-se mais algum tempo na esperança de que a adesão do ouro ao vidro aumentasse e aumentou-se o cuidado com o manuseio do segundo sensor. Com essas precauções adicionais o segundo sensor já resistiu a várias trocas de substância e ainda está em condições de uso.

Durante as trocas de substância foi seguido um protocolo de lavagem para evitar a obtenção de resultados contaminados com os resultados de experimentos anteriores. Inicialmente a célula de reação é preenchida com água pura deionizada. Em seguida a substância a ser medida é colocada na célula de reação e a medição é feita. Retira-se a solução utilizada e novamente preenche-se a célula de reação com água pura deionizada, esperando algum tempo para que algum resíduo do soluto remanescente dentro da célula se dissolva. Só então se coloca a próxima substância a ser medida.

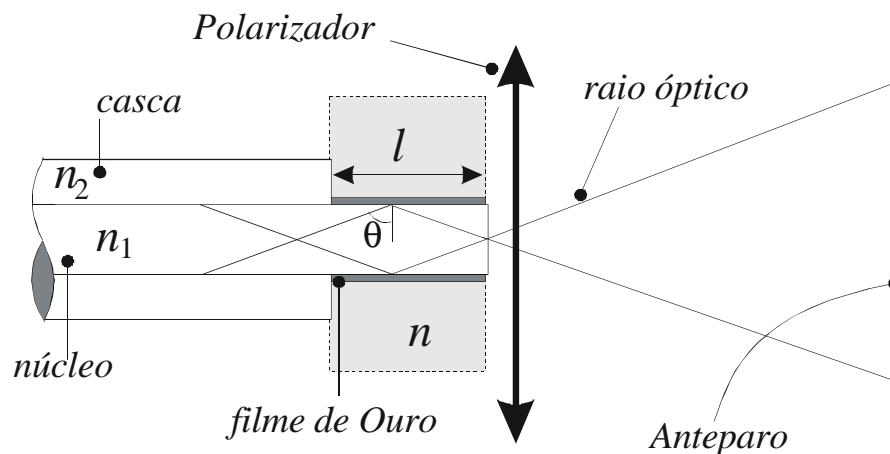


Fig. 4.4 – Projeto do sensor proposto em [41] modificado para facilitar a observação, sem o filme de cromo e sem a abertura na saída. O polarizador na saída tem a função descrita no Capítulo 2.

4.5 Observação Experimental do Efeito de RPS em Fibra Multimodo

Vistas as características de projeto, como dimensões e constantes ópticas do sensor, e descritas as características do sistema de aquisição de imagens, é possível então apresentar a primeira evidência experimental obtida no laboratório LSO do efeito de RPS na distribuição de luz irradiada de uma fibra multimodo metalizada, imersa em solução aquosa.

A Fig. 4.5 mostra a primeira evidência da observação experimental inédita do efeito de RPS na distribuição de luz irradiada por uma fibra multimodo metalizada com filme de ouro. Pode-se perceber dois mínimos locais provocados pela absorção ressonante indicando o efeito de RPS. Isso mostra claramente que uma pequena faixa angular tem sua energia acoplada aos plásmons de superfície, na região metalizada da fibra. Na Fig. 4.5 pode-se ver que os dados experimentais gravados pelo CCD apresentam uma grande quantidade de ruído espacial. Esse ruído deve-se a motivos como, vibrações mecânicas tanto na fibra quanto nos demais elementos utilizados na montagem do sistema de aquisição de imagem, flutuações na potência do laser e interferências construtivas e destrutivas presentes na imagem. Para reduzir as vibrações mecânicas, o sistema está montado sobre uma mesa óptica apoiada sobre amortecedores de borracha e sobre uma

camada de areia. Para eliminar a segunda fonte de ruído presente no sistema, causado pelas flutuações na potência do laser, pode-se usar um fotodetector para captar uma potência de referência. Se o sinal captado pelo CCD for dividido pelo sinal captado pelo fotodetector de referência serão eliminadas as flutuações do sinal causadas por flutuações na potência do laser. A terceira fonte de ruído, as interferências construtivas e destrutivas presentes na imagem, existe porque o sistema está sendo iluminado com uma fonte de luz coerente. Para se reduzir esse último tipo de ruído espacial pode-se utilizar LEDs como fonte de luz no lugar de lasers. Dessa forma será lançada luz de menor coerência na fibra e as interferências deixarão de existir.

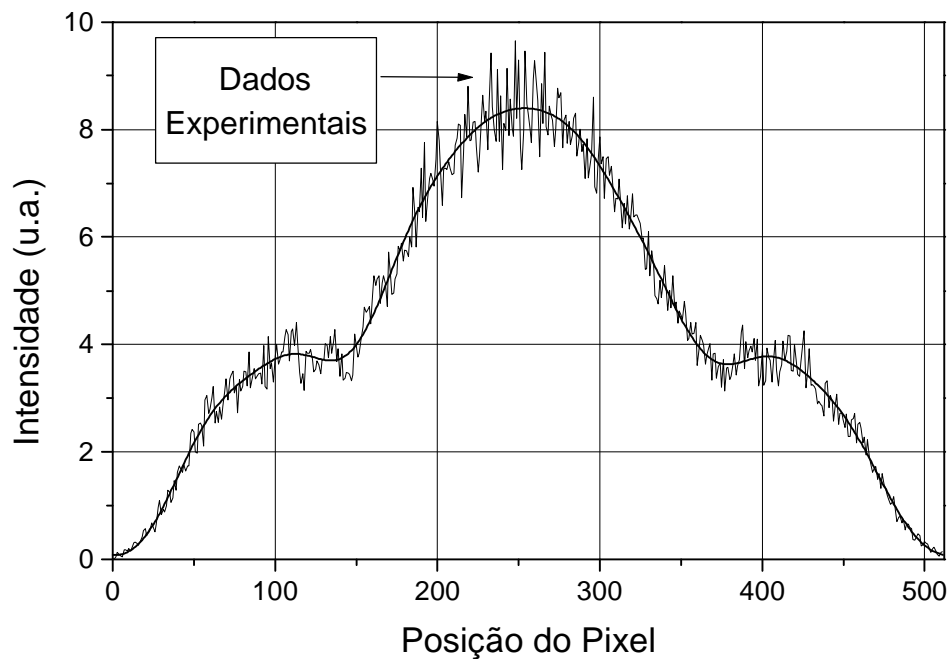


Fig. 4.5 – Dados experimentais e versão filtrada da distribuição de intensidade gravada pelo sensor de imagem (CCD) para a primeira ponta metalizada imersa em água pura. Esta primeira ponta, que rapidamente se danificou, mostrou-se quase que perfeitamente simétrica, evidenciando o fenômeno de RPS na forma prevista na Fig. 2.8.

Mesmo que se implementem todas as medidas descritas acima para se reduzir o ruído, ainda assim existirão ruídos, mesmo que estes apareçam na conversão do domínio óptico para o elétrico. Para se obter uma curva suave que facilite a obtenção de parâmetros, implementou-se um procedimento de filtragem digital conforme mencionado no Capítulo

3. Na Fig. 4.5 a linha contínua suave representa a versão filtrada do sinal gravado pelo sensor de imagem. Pode-se perceber que a versão filtrada representa o sinal original com boa fidelidade. Neste caso não foi implementado o procedimento das correções diferenciais porque a implementação deste procedimento com muitas variáveis a se determinar gera um grande esforço computacional e nem sempre gera bons resultados. Outro problema para se implementar o método das correções diferenciais é que não há uma expressão analítica que descreva de maneira eficiente o formato da distribuição de luz irradiada pela fibra sem a abertura na saída.

Se compararmos o sinal filtrado da Fig. 4.5 com o sinal teórico da Fig. 2.8, percebe-se que os resultados experimentais confirmam a tendência da curva teórica. As diferenças na profundidade da absorção são devidas ao efeito do mascaramento do fenômeno provocado pela falta da abertura na saída da fibra conforme descrito na Secção 2.5.

O procedimento para o cálculo do ângulo de divergência do feixe descrito na Secção 3.3 não se mostra eficiente, pois ele se baseia na aproximação pela função gaussiana para determinação do ângulo. No futuro pretendemos relacionar de forma mais eficiente a posição do pixel com o ângulo de divergência dos raios ópticos, de modo que se possa determinar de forma precisa a posição do máximo da ressonância, representado pelo ponto de máxima absorção.

Como descrito, a primeira ponta utilizada para obter os resultados da Fig. 4.5 danificou-se rapidamente. Após substituí-la por uma segunda ponta metalizada, mediu-se novamente a distribuição de luz irradiada utilizando água como meio externo. Essa distribuição está retratada na Fig. 4.6.

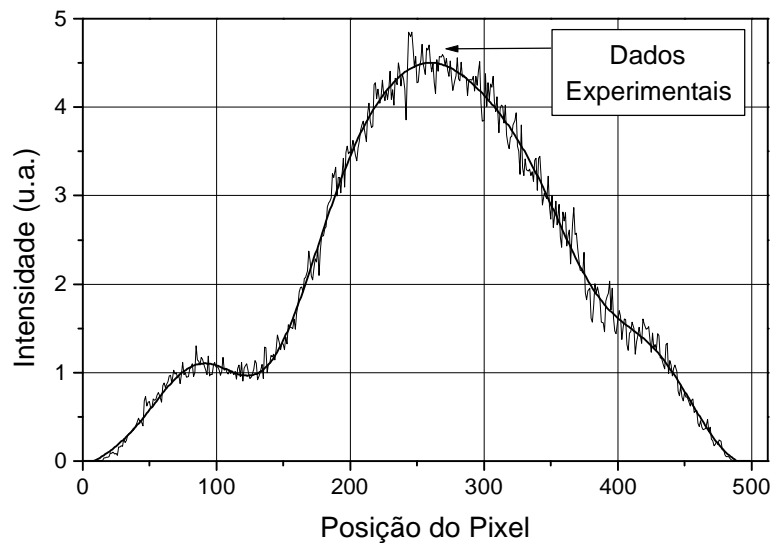


Fig. 4.6 – Dados experimentais e versão filtrada da distribuição de intensidade gravada pelo sensor de imagem (CCD) para o segundo sensor imerso em água pura.

Como mostrado na Fig. 4.6 a distribuição de luz emitida por esta ponta metalizada apresenta uma assimetria não esperada. A ressonância mostrou-se presente apenas em um dos lados da imagem, como vê-se no lado esquerdo da Fig. 4.6. Acredita-se que isso se deva provavelmente a uma não-uniformidade na espessura da camada metálica desse segundo sensor. Isso pode ter acontecido porque a fibra não teria girado com uma velocidade constante durante a evaporação do ouro ou devido a sua localização no interior da câmara de metalização. Porém como a ressonância mostrou-se bem definida em um dos lados da curva experimental, decidiu-se por utilizar esse sensor no restante dos experimentos descritos nesta dissertação.

4.6 Medidas de Concentração de NaCl em Soluções Aquosas

Para demonstrar o uso do sistema óptico descrito na secção anterior no desenvolvimento de sensores ópticos, mediram-se as modificações induzidas na distribuição de luz irradiada provocadas por mudanças na concentração de NaCl em soluções aquosas. Como a ressonância de plásmos de superfície é dependente do índice

de refração do meio externo, foram procuradas substâncias líquidas que tivessem uma relação bem conhecida entre concentração e índice de refração. Pesquisas preliminares mostraram que o índice de refração das soluções salinas apresenta uma relação linear com a concentração de soluto, com um coeficiente $dn/dC = 9,366 \times 10^{-3} / M$ a uma temperatura $T = 300$ K e um índice de refração de 1,332 correspondente ao índice de refração da água pura, ou seja, com concentração de NaCl igual a zero [63]. A Fig. 4.7 mostra a relação entre o índice de refração e a concentração de NaCl em água.

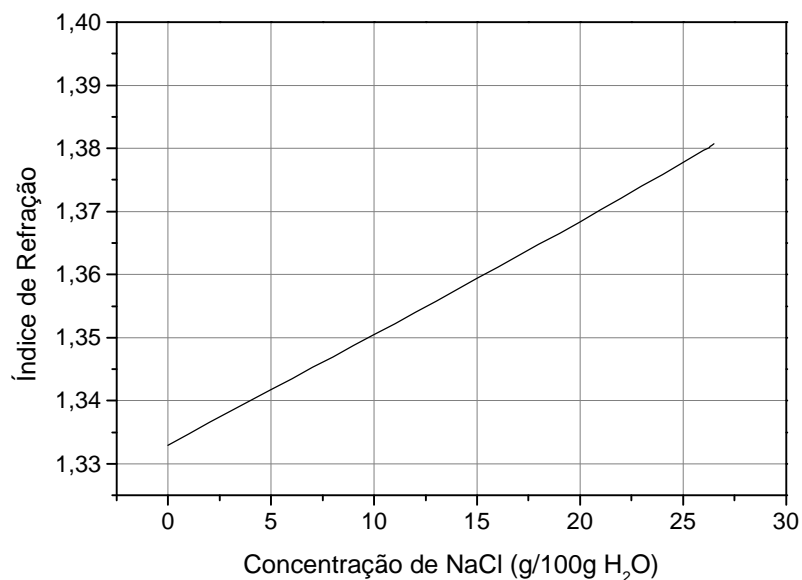


Fig. 4.7 – Relação entre o índice de refração da solução e a concentração de NaCl.

Duas soluções com diferentes concentrações foram preparadas no LIKA-UFPE. Essas soluções foram feitas utilizando água deionizada e uma amostra aproximadamente pura de NaCl, com massas medidas por uma balança de precisão. As duas soluções preparadas possuem concentrações molares de 0,6 e 1,2 M respectivamente.

A Fig. 4.8 mostra as distribuições de intensidade de luz captadas pelo sensor de imagem para a água pura e para as duas soluções salinas, todas feitas no mesmo dia em ambiente com temperatura controlada próxima dos 300 K. Na Fig. 4.8 ficam claras as diferenças entre as distribuições de intensidade para as diferentes concentrações de NaCl.

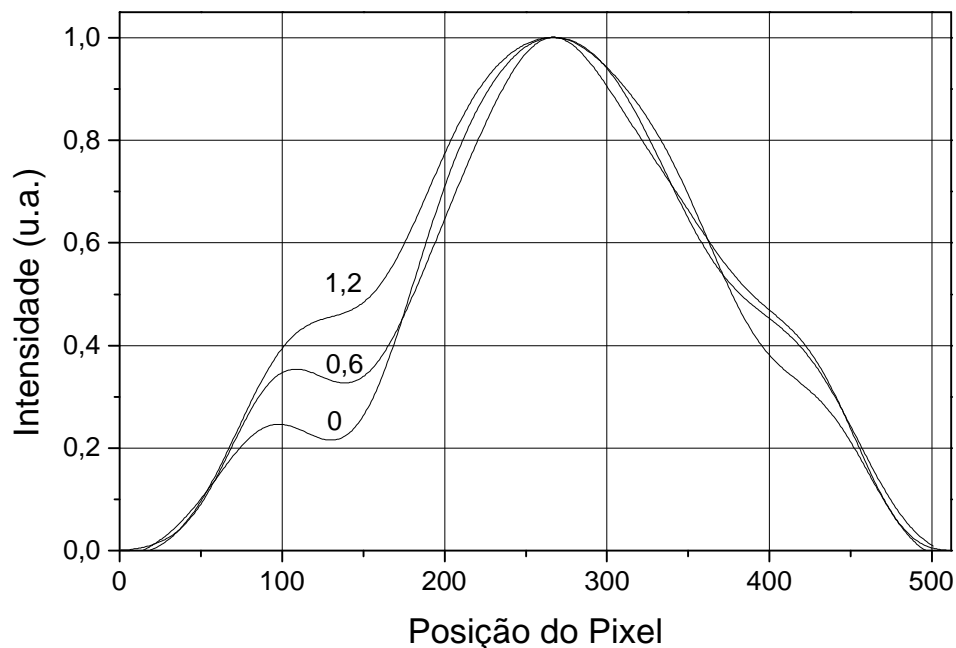


Fig. 4.8 – Distribuições de intensidade filtradas mostrando o padrão de luz irradiada pela segunda ponta metalizada para três concentrações diferentes de solução aquosa de NaCl. Os números ao lado das curvas representam a concentração molar das soluções utilizadas.

Os sensores ópticos com plásmons de superfície relatados na literatura que baseiam sua estratégia de detecção no estado de polarização da luz guiada de volta apresentam baixa sensibilidade e por vezes resultados de difícil distinção [50]. Uma configuração semelhante à estudada neste trabalho utilizando fibra multimodo mostrada na Fig. 2.3 (c) ilumina a fibra com luz de banda larga, reflete essa luz em um espelho de prata colocado na saída da fibra e capta a luz refletida de volta para a entrada da fibra. Enquanto a luz se propaga pela fibra e encontra a parte metalizada, os diferentes comprimentos de onda acoplam energia aos plásmons de superfície com intensidades diferentes. A partir da análise do espectro da luz refletida, determina-se o índice de refração do meio externo. Essa estratégia, portanto, está baseada na absorção total da energia provocada pelos plásmons de superfície.

A partir do conhecimento do formato da distribuição de intensidade de luz emitida pela fibra metalizada pode-se adotar estratégias diferentes para detectar mudanças no

índice de refração do meio externo em contato com o metal. Uma forma é escolher um pixel específico próximo à ressonância, e monitorar a sua intensidade. Analisando a Fig. 4.8, a maior mudança relativa de intensidade acontece no pixel 132. Pode-se definir as funções: variação relativa de intensidade de um pixel específico e variação relativa da potência total detectada, respectivamente, como

$$\frac{\Delta I}{I} \equiv \frac{I_{p=132}(C_{NaCl}) - I_{p=132}(0)}{I_{p=132}(0)} \quad (4.1)$$

e

$$\frac{\Delta P}{P} \equiv \frac{P(C_{NaCl}) - P(0)}{P(0)}, \quad (4.2)$$

em que $I_{p=132}(C_{NaCl})$ é a intensidade gravada pelo pixel 132 do sensor de imagem e $P(C_{NaCl})$ é a potência óptica total para uma dada concentração de NaCl.

Na Fig. 4.9 são vistas as mudanças nas variações relativas de intensidade do pixel 132 e de potência total detectada. Como se pode perceber, há regiões de concentração molar nas quais a detecção utilizando um ponto fixo de monitoração pode ser até dez vezes mais sensível que aquela baseada na medição da absorção total de potência provocada pelos plásmons de superfície.

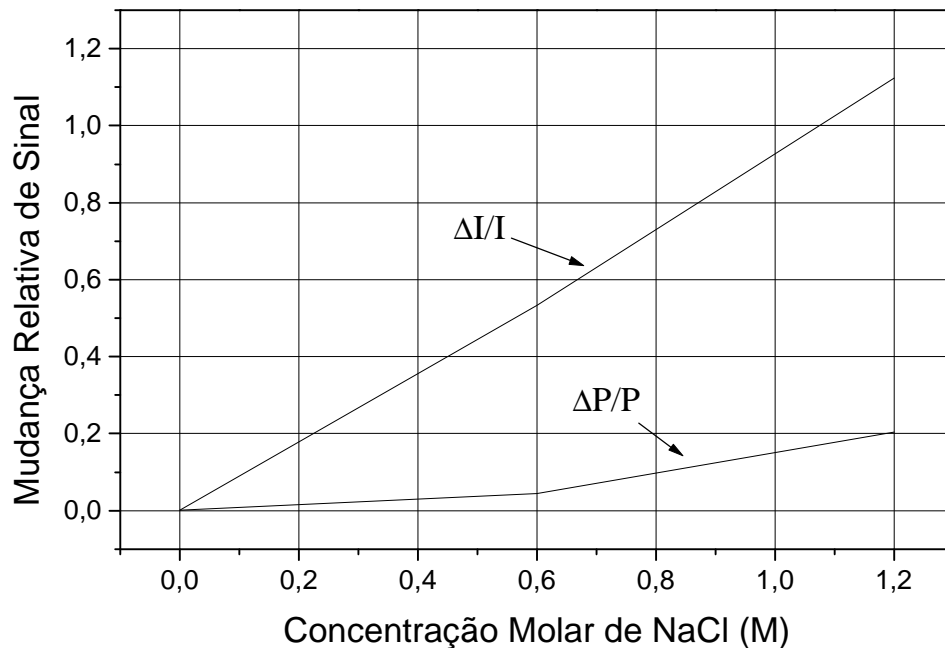


Fig. 4.9 – Mudança relativa de sinal associada com as funções $\Delta I/I$ e $\Delta P/P$ definidas em (4.1) e (4.2), respectivamente. Nota-se que a mudança de intensidade em um pixel escolhido próximo à posição de ressonância pode representar um aumento de até dez vezes a sensibilidade do sensor em relação à absorção total de energia.

Na Fig. 4.10 compara-se a imagem simulada transmitida pela ponta metalizada e a imagem detectada pelo sensor de imagem. Infelizmente não foi possível registrar a fotografia da imagem transmitida pela primeira ponta metalizada. Devido ao problema de não-uniformidade de espessura da segunda ponta metalizada, só é possível comparar um dos lados da imagem experimental com a imagem simulada. Vê-se que na imagem experimental aparece a absorção do feixe na região alinhada com o eixo do polarizador colocado na saída. No momento em que essa fotografia foi tirada, girou-se o polarizador para ter certeza de que a absorção se devia aos plásmons de superfície e não a algum outro problema. E enquanto girava-se o polarizador, a mancha escura representando a absorção acompanhava o giro do polarizador.

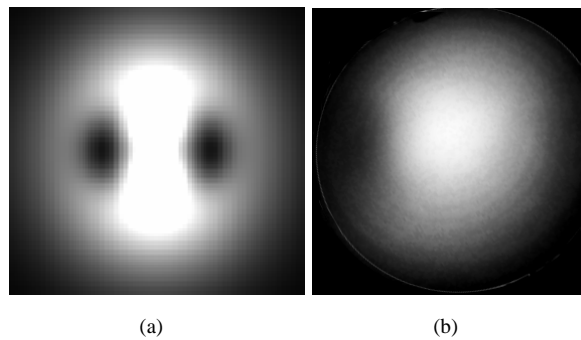


Fig. 4.10 – Comparação qualitativa entre o padrão de distribuição de intensidade simulada (a) e o observado (b) em RPS. Neste caso foi utilizada a segunda ponta metalizada e como meio externo a água pura.

As diferenças entre as imagens podem ser atribuídas a fatores como: defeito na fabricação da ponta, não-utilização da abertura e a inclinação em relação ao eixo da fibra do ponto onde a foto foi tirada. Alguns anéis podem ser percebidos na imagem experimental. Tais anéis só surgiram após a emenda mecânica entre a ponta metalizada e a fibra óptica, e acontecem devido à interferência provocada pela pequena separação entre a ponta metalizada e a fibra e aparecem na imagem transmitida por conta do pequeno tamanho da ponta metalizada.

4.7 Trabalhos Futuros

Nesta secção serão comentadas algumas alterações a serem feitas na montagem experimental, algumas já em andamento, para reduzir a incidência de ruído, reduzir o tempo entre troca de soluções e calcular de forma mais eficiente a distribuição angular da intensidade de luz, relacionando a posição de cada pixel com o ângulo de incidência na interface núcleo-casca do raio óptico incidente naquele pixel.

Dentre as primeiras mudanças, já foi construída uma nova célula de reação que permite a troca de soluções sem a necessidade de sua remoção. Essa nova célula segue os mesmos requisitos da anterior: precisa ter o fundo plano e transparente para permitir a passagem da imagem transmitida sem distorcê-la; ser pequena e muito bem vedada pois o sensor de imagem está posicionado logo abaixo dela. Na Fig. 4.11 vê-se duas fotografias (a) e (b) e um desenho esquemático (c) dessa nova célula de reação. Ela consiste em um

corpo de um tubo de ensaio feito com um plástico especial não reativo, perfurado em dois pontos com agulhas de seringas, seu fundo foi cortado e um fundo de vidro obtido de lâminas de microscópio foi colado com cola óptica. A vedação e resistência mecânica dos encaixes foram reforçadas com Araldite. Na Fig. 4.11 (b) a célula de reação está colocada em seu lugar na montagem. Abaixo dela temos o suporte para a colocação do polarizador, e acima, o suporte de sustentação da ponta metalizada. Também pode ser visto um dos ajustes de posicionamento disponíveis para o alinhamento entre a ponta metalizada e a fibra.

Essas mudanças no projeto da célula de reação além de acelerar a troca de soluções permitem que isso seja feito sem a remoção do sensor de imagem do seu local. Isso vai reduzir erros de reposicionamento lateral. No futuro pretende-se acoplar as seringas em uma máquina de bombeamento provocando um fluxo constante de substância e automatizando a medição de índices de refração. Nessa operação a substância seria injetada por baixo e retirada pela parte de cima, o sistema automatizado poderia interromper o fluxo e a fonte do líquido seria substituída pela nova substância a ser medida.

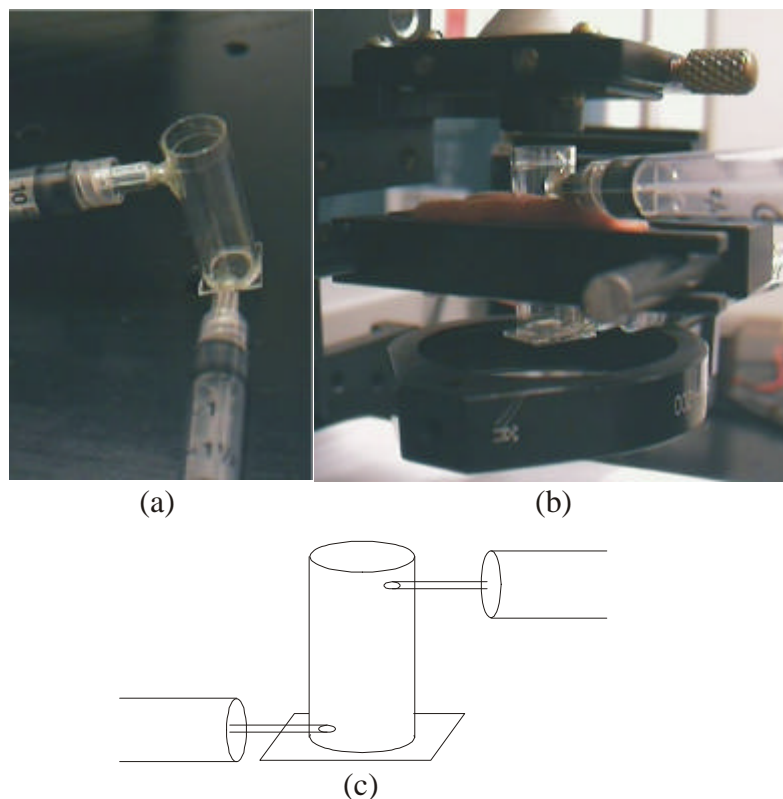


Fig. 4.11 – Desenho esquemático (c) e fotografias (a) e (b), da nova célula de reação montada para agilizar as trocas de substância.

Uma segunda mudança, já em fase de implementação, é a iluminação do sistema com fonte de luz não coerente, utilizando LEDs. Essa substituição do laser por LEDs visa à redução de ruído espacial provocado pelas interferências construtivas e destrutivas presentes na imagem transmitida, e também a reduzir a complexidade do sistema de acoplamento de luz na entrada da fibra, dispensando o uso das lentes. Para se iluminarem as fibras utilizando LEDs ficou decidido utilizar-se LEDs de sinalização e LEDs infravermelhos usados em controles remotos, todos acessíveis a um baixo custo. Esses LEDs possuem um encapsulamento que dificulta o acoplamento da luz diretamente à fibra. Retirou-se esse encapsulamento polindo a superfície do LED da mesma forma que fizemos com as pontas da fibra, conforme descrito na Secção 3.2.

A Fig. 4.12 mostra um desenho esquemático do LED antes do polimento (a) e após o polimento (b), destacando a estrutura do substrato e os contatos elétricos. Um pequeno fio metálico atravessa a parte superior da superfície opticamente ativa até fazer contato com ela. Esse fio impõe o limite do polimento, pois não é possível se aproximar mais da superfície emissora de luz sem danificar esse fio e conseqüentemente danificar o LED.

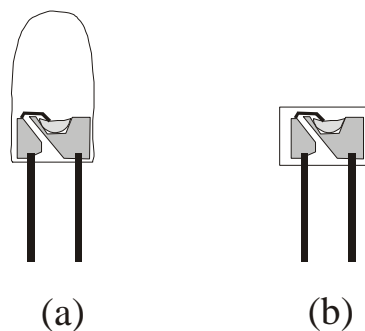


Fig. 4.12 – Desenho esquemático do LED não polido (a) e do LED polido (b). No desenho está destacado um contato metálico que passa por cima da superfície opticamente ativa que define o limite máximo de polimento.

Com o uso dos LEDs como fonte de luz, espera-se que haja um alargamento na ressonância devida à maior largura espectral dos LEDs. Essa maior largura espectral produzirá resultados diferentes dos apresentados na Fig. 4.8, porém uma nova calibração pode ser conseguida e não devemos ter problemas para detectar as variações de índices de refração esperadas.

Para se realizar uma caracterização completa do sensor óptico discutido nesta dissertação, é preciso investigar seu comportamento em outros comprimentos de onda. No laboratório LSO do Grupo de Fotônica existiam disponíveis de imediato LEDs azuis, verdes, vermelhos e infravermelhos. Os espectros de emissão desses LEDs foram medidos e estão mostrados na Fig. 4.13.

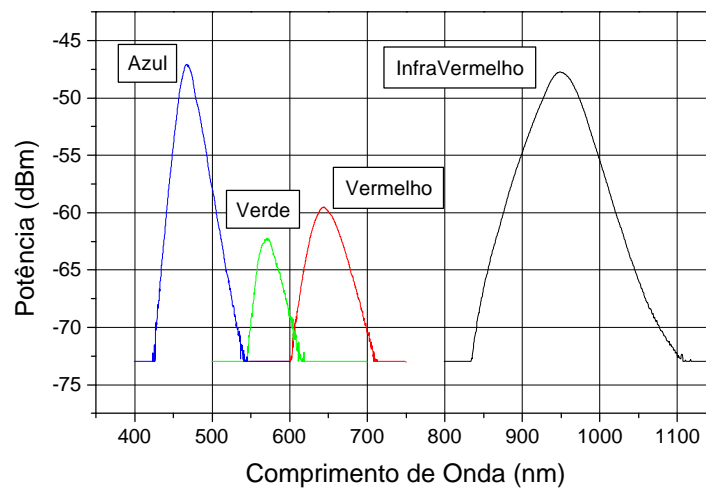


Fig. 4.13 – Espectros dos LEDs azul, verde, vermelho e infravermelho medidos em nosso laboratório.

Como é bem sabido, os plásmons de superfície aparecem em regiões de comprimento de onda numa faixa do visível e infravermelho próximo [36]. Simulações realizadas utilizando o aplicativo *Mathcad* foram conduzidas prevendo o comportamento da distribuição de intensidade da imagem transmitida fazendo $\phi = 0$ em (2.17). Com o LED azul, com comprimento de onda central próximo dos 470 nm a ressonância não aparece. Com o LED verde podem ser percebidas diferenças no formato da imagem transmitida, porém a ressonância é muito larga e dificilmente se conseguirão observar experimentalmente essas mudanças, e provavelmente não será possível se utilizar esse comprimento de onda para medir índices de refração do meio externo. No vermelho, utilizando LEDs, espera-se obter resultados semelhantes aos apresentados na seção 4.5, porém com menos ruído e com uma ressonância mais larga. O LED infravermelho, com comprimento de onda central de 940 nm ($\epsilon_{ouro} = -34,145 - j 0,998$ e $n_{núcleo} = 1,451$), pode aumentar a faixa de índices de refração detectáveis pelo sistema, sendo capaz de medir índices de refração maiores. No infravermelho a ressonância se mostra mais estreita, e essa

diminuição na largura da ressonância deve compensar o alargamento provocado pela maior largura espectral do LED. A Fig. 4.14 mostra o resultado teórico esperado para a distribuição de luz no centro da imagem, ou seja, a linha captada pelo CCD. Na Fig. 4.14 fica claro a menor largura da ressonância, e foram utilizadas as mesmas características do sensor descritas na Tabela 4.1 e o índice de refração do meio externo foi de 1,4008.

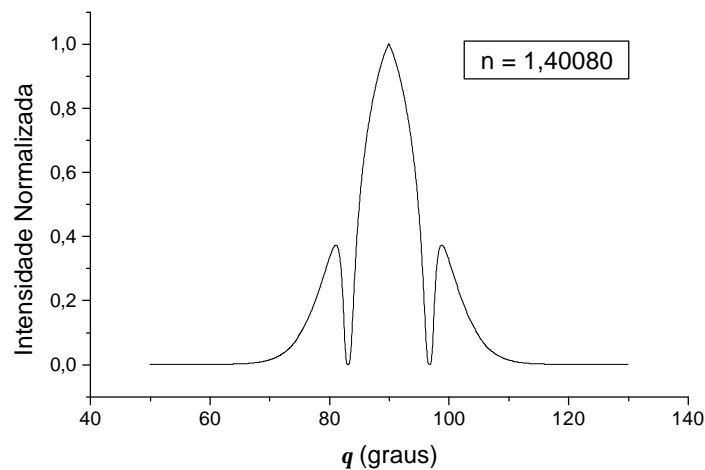


Fig. 4.14– Distribuição de intensidade de luz esperada para o LED infravermelho com espectro mostrado na Fig. 4.13. No cálculo foi utilizado um índice de refração de 1,4008 para o meio externo, permissividade complexa do ouro $\epsilon_{\text{ouro}} = -34,145 - j 0,998$ e índice de refração do núcleo da fibra $n_{\text{núcleo}} = 1,451$.

A Tabela 4.2 lista a faixa de índices de refração detectáveis em cada comprimento de onda, para todos os LEDs disponíveis no laboratório e investigados para a observação dos plásmons de superfície.

Tabela 4.2 – Faixa de índices de refração detectáveis para diferentes comprimentos de onda.

Comprimento de Onda (nm)	Faixa de Índices de Refração
470 (Azul)	Não aparece ressonância
580 (Verde)	Mudanças na distribuição de luz dificilmente detectáveis
632,8 (Vermelho)	1,324 – 1,349
940 (Infravermelho)	1,376 – 1,4128

Pretende-se também adquirir LEDs que emitam na faixa do infravermelho próximo, com comprimento de onda central próximo dos 780 nm. Com isso pretende-se cobrir a faixa de índices que vai de 1,35 a 1,37 que não seria detectada pelo sistema sensor com os comprimentos de onda disponíveis até agora.

Finalmente, caso tenha-se sucesso, nas mudanças planejadas pretende-se partir para um sistema compacto e com uma montagem definitiva, investigando a possibilidade de se remover a fibra de 10 m e utilizar apenas a ponta metalizada, iluminada por LEDs. Caso obtenha-se sucesso também nessa última mudança, pode-se partir para um sistema de tratamento das imagens adquiridas sem a necessidade do uso do computador, substituindo-o por microcontroladores capazes de fornecer o resultado por meio de um display de cristal líquido, tendo construído dessa forma um protótipo de um sistema de medição de índices de refração, com aplicações em medição de concentração de soluções, temperatura, e qualquer outra grandeza que altere o índice de refração de substâncias líquidas.

Conclusões

Diante do exposto demonstrou-se neste trabalho a observação experimental inédita do efeito de RPS na distribuição de luz irradiada por uma fibra multimodo metalizada com filme de ouro. Durante os experimentos realizados para se observar o fenômeno, muitas dificuldades foram enfrentadas as quais levaram ao domínio das peculiaridades dos processos de acoplamento de luz na fibra óptica, à medição do ângulo de divergência do feixe na saída da fibra, ao tratamento das imagens, etc.. Esse domínio propiciou um maior entendimento sobre o fenômeno e sobre o experimento.

Dentre as condições necessárias à observação dos plásmons de superfície na configuração proposta, está a maximização da abertura numérica e a correta determinação do perfil da distribuição da intensidade de luz irradiada pela fibra. Para tal, foi projetado e construído um sistema preciso de aquisição de imagens capaz de gravar as distribuições de intensidade emitidas pela fibra a diferentes distâncias de sua ponta. O conjunto de códigos computacionais desenvolvidos neste trabalho permitiu também calcular o ângulo de divergência do feixe irradiado pela fibra. Implementou-se um sistema de filtragem digital capaz de minimizar fontes de erros provenientes de ruído espacial. Esse sistema de filtragem utiliza rotinas de transformada rápida de Fourier direta e inversa, disponíveis no aplicativo *Mathcad*. Com a substituição do processo de filtragem digital pelo método das correções diferenciais, implementado no ambiente *Delphi* com interface gráfica compatível com o sistema operacional *Windows*, foi possível automatizar o tratamento das imagens e obter de forma rápida e eficiente os parâmetros característicos de cada distribuição de imagem obtida experimentalmente. Isso reduziu o tempo de processamento de uma série de aquisições de algumas dezenas de minutos para alguns segundos.

Uma das partes fundamentais deste projeto é o domínio da confecção de sensores configurados em uma fibra óptica multimodo com alta abertura numérica, não convencional, possuindo um núcleo com 1 mm de diâmetro. Para esse grande diâmetro não existem técnicas nem ferramentas adequadas para cortar as pontas da fibra, deixando suas extremidades com qualidade óptica. Utilizou-se um sistema portátil de polimento para

cortar e polir as pontas da fibra, atingindo a qualidade óptica necessária para o desenvolvimento de sensores.

Além da simples demonstração da presença dos plásmons de superfície na imagem transmitida pela fibra, também foi demonstrado o efetivo funcionamento do sistema proposto como sensor, utilizando-o para a detecção de três diferentes concentrações de NaCl dissolvido em água. Como discutido no Capítulo 4 desta dissertação, o fenômeno de RPS aparece numa faixa angular estreita, e cuja absorção total é uma pequena fração da potência óptica transmitida pela fibra. Isso faz com que a potência óptica total transmitida pela fibra seja pouco sensível a variações nas propriedades ópticas do meio externo. Por outro lado, a característica ressonante da distribuição de intensidade permite que variações nas propriedades ópticas do meio externo induzam grandes variações de intensidade em um ponto próximo ao ângulo de ressonância, o que pode ser observado diretamente na distribuição de luz irradiada pela fibra. As medidas experimentais mostraram que a estratégia de detecção proposta permite obter um aumento de sensibilidade de aproximadamente uma ordem de grandeza em relação ao método tradicional de medição espectral proposto na literatura [44].

Foram mostrados nesta dissertação resultados experimentais utilizando um laser como fonte de luz, isso porque a sua pequena largura espectral facilita a observação dos plásmons de superfície. Porém foram comentados os problemas associados à utilização de luz monocromática como a quantidade excessiva de ruído e a necessidade da construção de um telescópio com lentes para aumentar a faixa angular do feixe acoplado na entrada da fibra. Pretende-se desenvolver um sistema sensor que utiliza LEDs como fonte de luz. Esse novo sistema reduzirá a quantidade de ruído espacial presente na distribuição de luz, porém poderá aumentar a largura da curva de ressonância devido à menor coerência da fonte de luz, o que implica numa redução de sensibilidade do sistema sensor. Contudo, com a utilização de LEDs e operação do sistema na região do infravermelho próxima ao comprimento de onda de $\lambda = 1 \mu\text{m}$, a largura da ressonância torna-se extremamente reduzida, recuperando assim a sensibilidade em potencial do efeito de RPS. Esperamos em futuro próximo poder construir um sistema sensor compacto e de baixo custo e explorar

aplicações diversas dessa técnica, como por exemplo no desenvolvimento de sensores químicos e biossensores.

Referências Bibliográficas

- [1] M. T. Flanagan and R. H. Pantell, "Surface plasmon resonance and immunosensors," *Electron. Lett.*, vol. 20, no.23, pp. 968-970 (1984).
- [2] E. Fontana, R. H. Pantell and S.Strober, "Surface plasmon immunoassay," *Appl. Optics*, vol. 29, no.31, pp. 4694-4704 (1990).
- [3] S. Sjolander and C. Urbaniczky, "Integrated fluid handling system for biomolecular interaction analysis," *Anal. Chem.*, vol.63, no.20, pp. 2336-2345 (1991).
- [4] O. Esteban, M. Cruz-Navarrete, A. Gonzalez-Cano and E. Bernabeu, "Measurement of the degree of salinity of water with a fiber-optic sensor," *Appl. Optics*, vol. 38, no. 25, pp.5267-5271 (1999).
- [5] M. J. Jory, P. S. Vukusic and J. R. Sambles, "Development of a prototype gas sensor using surface-plasmon resonance on gratings," *Sens. and Actuators B*, vol. 17, no. 3, pp.203-209 (1994).
- [6] R. L. Rich and D. G. Myszka, "Survey of the 1999 surface plasmon resonance biosensor literature," *J. of Mol. Rec.*, vol. 13, no. 6, pp. 388-407 (2000).
- [7] M. Åslund, J. Cannong, L. Poladian and M. de Sterke, "Novel Bragg grating translation detection technique with 10 nm spatial accuracy", *Proc. of the International Microwave and Optoelectronics Conference*, pp. 897-900, Foz do Iguaçu (2003).
- [8] Y. Zhu et al, "A Long-Period Grating Refractometer: Measurements of Refractive Index Sensitivity", *Proc. of the International Microwave and Optoelectronics Conference*, pp. 901-906, Foz do Iguaçu (2003).

- [9] R. Falate et al, "Petroleum Hydrocarbon Detection with Long Period Gratings", *Proc. of the International Microwave and Optoelectronics Conference*, pp. 907-910, Foz do Iguaçu (2003).
- [10] A. L. C. Triques et al, "Thermal Treatment of Fiber Bragg Gratings for Sensing and Telecommunication Applications", *Proc. of the International Microwave and Optoelectronics Conference*, pp. 883-886, Foz do Iguaçu (2003).
- [11] I. Abe et al, "Characterization of Bragg Gratings in Normal and Reduced Diameter HiBi Fibers", *Proc. of the International Microwave and Optoelectronics Conference*, pp. 887-892, Foz do Iguaçu (2003).
- [12] N. Takahashi, W. Thognum, T. Ogawa and S. Tanaka, "Compensation of Temperature-Induced Fluctuation in Fibre-Bragg-Grating Vibration Sensor by Using Feedback Control of Source Wavelength", *Proc. of the International Microwave and Optoelectronics Conference*, pp. 893-896, Foz do Iguaçu (2003).
- [13] J. Ouellette, "Biosensors: Microelectronics marries biology", *The Industrial Physicist*, pp. 11-14 (1998).
- [14] W. B. Lin, J. M. Chovelon, M. Lacroix and N. Jaffrezic-Renalt "Intrinsic Fiber-Optic Immunosensors Based on Monochromatic Light Excitation of Surface Plasmon Resonance", *Journal of Applied Physics*, Vol. 39, N° 9A/B (2000).
- [15] A. Otto, "Excitation of Nonradiative Surface Plasma Waves in Silver by the Method of Frustrated Total Reflection", *Zeitschrift für Physik - 216*, pp. 398-410 (1968).
- [16] E. Kretschmann, "Determination of optical constants of metals through the stimulation of surface plasma oscillations," (in German), *Z. Phys.*, vol. 241, no. 4, pp. 313-324 (1971).

- [17] Eduardo Fontana, “Analysis of Optical Surfaces by Means of Surface Plasmon Spectroscopy”, *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, Vol. 45, N° 2, pp. 339-405 (1996).
- [18] M. N. Zervas, “Surface Plasmon-Polariton Fiber-Optic Polarizers Using Thin Chromium Films”, *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 2, N° 8, pp. 597-599 (1990).
- [19] H. E. de Bruijn, R. P. H. Kooyman and J. Greve “Determination of dielectric permittivity and thickness of a metal layer from a surface plasmon resonance experiment”, *Applied Optics*, Vol. 29, N° 13, pp. 1974-1978 (1990).
- [20] W. P. Chen and J M. Chen, “ Use of surface plasma waves for determination of the thickness and optical constants of thin metallic films”, *Journal of the Optical Society of America*, Vol. 71(2), pp. 189-191 (1981).
- [21] Eduardo Fontana, R. H. Pantell and M. Moslehi, “Characterization of dielectric-coated, metal mirrors using surface plasmon spectroscopy”, *Applied Optics*, Vol. 27, N° 16, pp. 3334-3340 (1988).
- [22] S. Barcelos, M. N. Zervas and P. St. J. Russell, “Selective Excitation of Fiber-Modes Using Surface Plasmons”, *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 7, N° 9, pp. 1051-1053 (1995).
- [23] J. D. Richards et al, “Surface-plasmon excitation using a polarization-preserving optical fiber and an index-matching fluid optical cell”, *Applied Optics*, Vol. 32, N° 16, pp. 2901-2906 (1993).
- [24] Eduardo Fontana, R. F. Dutra and J. O. M. Neto “Prospects for Development of Immunoassays Based on Surface Plasmon Resonance Imaging”, *Proc of the International Microwave and Optoelectronics Conference*, pp. 181-184 (2001).

- [25] D. C. Cullen and C. R. Lowe, "A Direct Surface Plasmon-Polariton Immunosensor: Preliminary Investigation of Non-specific Adsorption of Serum Components to the Sensor Interface", *Sensors and Actuators*, B1, pp. 576-579 (1990).
- [26] Z. Chen and H. J. Simon, "Attenuated total reflectance from a layered silver grating with coupled surface waves", *Journal of Optical Society of America*, B, Vol. 5, No. 7, pp. 1396-1400 (1988).
- [27] M. J. Jory, P. S. Vukusic and J. R. Sambles, "Development of a prototype gas sensor using surface plasmon resonance on gratings", *Sensors and Actuators B*, 17, pp. 203-209 (1994).
- [28] Eduardo Fontana, "Surface Plasmon Resonance on a Recordable Compact Disk", *Proc. of International Microwave and Optoelectronics Conference*, pp. 667-672, Foz do Iguaçu, 2003.
- [29] Ó. Esteban, R. Alonso, M.C. Navarrete and A. González-Cano, "Surface Plasmon Excitation in Fiber-Optics Sensors: A Novel Theoretical Approach", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 20, N° 3, pp. 448-453 (2002).
- [30] W. J. H. Bender, R. E. Dessy, M. S. Miller and R. O. Claus, "Feasibility of a Chemical Microsensor Based on Surface Plasmon Resonance on Fiber Optics Modified by Multilayer Vapor Deposition", *Analytical Chemistry*, Vol. 66, N°. 7, pp. 963-970 (1994).
- [31] I. Garcés, C. Aldea and J. Mateo, "Four-layer chemical fibre optic plasmon-based sensor", *Sensors and Actuators B*, N° 7, pp. 771-774 (1992).
- [32] L. De Maria, M. Martinelli and G. Vegettia, "Fiber-optic sensor based on surface plasmon interrogation", *Sensors and actuators B*, Vol. 12, pp. 221-223 (1993).

- [33] Eduardo Fontana, H. D. Dulman, D. E. Doggett and R. H. Pantell, "Surface Plasmon Resonance on a Single Mode Optical Fiber", *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, Vol. 47, N° 1, pp. 168-173 (1998).
- [34] Eduardo Fontana, "A Theoretical Analysis of the Coupling of Light to Surface-Plasmon Oscillations at the Edge of a Slab Waveguide", *IEEE Transactions on Microwave and Techniques*, Vol. 46, N° 46, pp. 234-241 (1998).
- [35] R. C. Jorgenson and S. S. Yee, "A fiber-optic chemical sensor based on surface plasmon resonance," *Sensors and Actuators B*, vol.12, no.3, pp. 213-220 (1993).
- [36] R. C. Jorgenson, C. Jung, S. S. Yee and L. W. Burgess, "Multi-wavelength surface plasmon resonance as an optical sensor for characterizing the complex refractive indices of chemical samples", *Sensors and Actuators B*, 13-14, pp. 721-722 (1993).
- [37] R. C. Jorgenson and S. S. Yee, "Control of the dynamic range and sensitivity of a surface plasmon resonance based fiber optic sensor", *Sensors and Actuators A*, Vol. 43, pp. 44-48 (1994).
- [38] M. Mar, R. Jorgenson, S. Letellier and S. Yee, "In-Situ Characterization of Multilayered Langmuir-Blodgett Films Using a Surface Resonance Fiber Optic Sensor", *Proc. of the 15th Annual International Conference on Engineering in Medicine and Biology*, Vol. 15 (3), pp. 1551-1552 (1993).
- [39] Eduardo Fontana, "Surface plasmon fiber sensor for antibody detection", Proposal to the *U. S. National Institutes of Health, Adelphi Technology, Inc.*, Palo Alto, (1991).
- [40] Eduardo Fontana, "Chemical sensing with gold coated optical fibers", *Proc. of the International Microwave and Optoelectronics Conference*, Rio de Janeiro, 1999, Vol. 2, pp. 415-419 (1999).

- [41] Eduardo Fontana, “A Novel Gold-Coated Multimode Fiber Sensor”, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 50, No. 1, pp.82-87 (2002).
- [42] H. J. Simon, D. E. Mitchell and J. G. Watson, “Surface plasmons in silver films – a novel undergraduate experiment”, *American Journal of Physics*, Vol. 43, N° 7, pp. 630-636 (1975).
- [43] P. Schiebener, J. Straub, J. M. H. Levelt Sengers and J. S. Gallagher, “Refractive Index of Water and Steam as Function of Wavelength, Temperature and Density”, *J. of Phys and Chem. Ref. Data*, Vol. 19, pp. 677-717 (1990).
- [44] S. C. Oliveira, R. B. Lima and Eduardo Fontana, “Experimental Observation of Surface Plasmon Resonance in a Gold-Coated Multimode Fiber”, *Proc. of the International Microwave and Optoelectronics Conference*, pp. 673-678, Foz do Iguaçu (2003).
- [45] F. P. Anderson and W. G. Miller, “Fiber Optic Immunochemical Sensor for Continuous, Reversible Measurement of Phenytoin”, *Clinical Chemistry*, Vol. 34, N° 7, pp. 1417-1421 (1988).
- [46] K. Newby, W. M. Reichert, J. D. Andrade and R. E. Benner, “Remote spectroscopic sensing of chemical adsorption using a single multimode optical fiber”, *Applied Optics*, Vol. 23, N° 11, pp. 1812-1815 (1984).
- [47] J. D. Andrade, R. A. Vanwagenen, D. E. Gregonis, K. Newby and J. N. Lin, “Remote Fiber-Optic Biosensors Based on Evanescent-Excited Fluoro-Immunoassay: Concept and Progress”, *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 32, N° 7, pp. 1175-1179 (1985).
- [48] K. Newby, J. D. Andrade, R. E. Benner and W. M. Reichert, “Remote Sensing of Protein Adsorption Using a Single Optical Fiber”, *Journal of Colloid and Interface Science*, Vol. 111, N° 1, pp. 280-282 (1986).

- [49] A. J. Wang and M. A. Arnold, "Dual-Enzyme Fiber-Optic Biosensor for Glutamate Based on Reduced Nicotinamide Adenine Dinucleotide Luminescence", *Analytical Chemistry*, Vol. 64, N° 9, pp.1051-1055 (1992).
- [50] K. Kurihara et al, "A Fiber-Optic Microdevice for Surface Plasmon Resonance Sensing Using a Chemically-Etched Single-Mode Fiber", *2nd Annual International IEEE-EMBS Special Topic Conference on Microtechnologies in Medicine & Biology*, pp. 384-385 (2002).
- [51] J. O. Maciel Neto, *Ressonância de Plásmons de Superfície: relação de dispersão, otimização de parâmetros e observação experimental*, Dissertação de Mestrado, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica , UFPE, Brasil, 2000, pp. 79-81.
- [52] A. Ghatak, K. Thyagarajan, "Introduction to Fiber Optics", *First Edition*, Cambridge University press, 1998, pp. 29-41, 422-423.
- [53] H. Murata, *Handbook of Optical Fibers and Cables*, New York, Marcel Dekker, 1988, pp. 41-42.
- [54] J. H. Weaver, "Optical properties of metals," in *Handbook of Chemistry and Physics*, 71st. ed., D.R.Kudem Ed. Boston, MA: CRC Press, 1991, pp.1287-1302.
- [55] Sérgio C. Oliveira e Eduardo Fontana, "Sistema de Aquisição de Imagens para Caracterização de Fibras Ópticas", *Anais do 10º Simpósio Brasileiro de Microondas e Optoeletrônica*, pp. 234-237, Recife (2002).
- [56] A. H. Cherin, P. J. Rich, "Measurement of Loss and Output Numerical Aperture of Optical Fiber Splices," *Applied Optics*, Vol. 17, N° 4, pp. 642-645 (1978).
- [57] H. Park *et al.*, "Prototype for Numerical Aperture Tester for Step-Index Specialty Medical Optical Fiber," *Proceedings of the IEEE 28th. Annual Northeast Bioengineering Conference*, pp. 103-104 (2002).

- [58] D. Brooks and S. Ruschin, "Improved Near-Field Method for Refractive Index Measurement of Optical Waveguides", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 8, No. 2, pp. 254-256 (1996).
- [59] J. H. Lin and C. K. Chen, "An Inverse Algorithm to Calculate the Refractive Index Profiles of Periodically Segmented Waveguides From the Measured Near-Field Intensities", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 20, No. 1, pp. 58-64 (2002).
- [60] D. Marcuse, "Gaussian Approximation of the Fundamental Modes of Graded Index Fibers," *Journal of the Optical Society of America*, Vol. 68, N^o. 1, pp. 103 – 109 (1978).
- [61] D. L. Franzen *et al.*, "Numerical Aperture of Multimode Fibers by Several Methods: Resolving Differences," *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 7, N^o. 6, pp. 896-901 (1989).
- [62] K. L. Nielsen, "Methods in Numerical Analysis", Macmillan, New York, pp. 308, 1964.
- [63] Kamal M. Aly and E. Esmail, "Refractive index of salt water: effect of temperature," *Opt. Materials*, vol. 2, no. 3, pp. 195-199, (1993).