

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS

FACULDADE DE ENGENHARIA ELÉTRICA

DEPARTAMENTO DE COMUNICAÇÕES

**ANÁLISE DA PROPAGAÇÃO SUBMARINA DE FEIXES ÓPTICOS
PARA CARACTERIZAÇÃO DO CANAL DE COMUNICAÇÃO ENTRE
EQUIPAMENTOS DE PRODUÇÃO DE PETRÓLEO
OFFSHORE .**

Carlos Maximiliano Leão Mazzuco *n/459*

ORIENTADOR : PROF. DR. LEONARDO SOUZA MENDES / UNICAMP

CO - ORIENTADOR : PROF. DR. JEAN PIERRE von der WEID / PUC - RJ

Este exemplar contém a versão final da tese
defendida por CARLOS MAXIMILIANO LEÃO
MAZZUCO à Comissão
Ju'gadora em 11.3.94.
Leonardo Souza Mendes
Orientador

Tese apresentada à Faculdade de Engenharia
Elétrica da Universidade Estadual de
Campinas - UNICAMP, como parte dos
requisitos para a obtenção do título de
Mestre em Engenharia Elétrica.

MARÇO DE 1994



Aos meus avós e ao inesquecível amigo José Ricardo Murer.

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Leonardo Souza Mendes e ao Prof. Jean Pierre von der Weid , pelo incentivo e interesse demonstrados na orientação e desenvolvimento deste trabalho .

Aos Eng. José Miranda Formigli Filho , Eng. Orlando José Soares Ribeiro, Eng. Eduardo Carneiro e Eng. Antonio Claudio Sant' Anna, pelo apoio e estímulo a este projeto .

À Petróleo Brasileiro S.A. , pelo suporte financeiro .

RESUMO

Este trabalho tem como objetivo o estudo da propagação submarina de um feixe óptico para caracterização do canal de comunicação entre equipamentos de produção de petróleo offshore .

Os avanços tecnológicos das últimas décadas e o surgimento do laser deram origem a novos equipamentos e a era das comunicações ópticas . A produção de petróleo em águas profundas exige um sistema de controle dos equipamentos submarinos com maior capacidade de controle e portanto um canal de comunicação mais eficiente do que os sistemas empregados atualmente . A utilização das potencialidades do laser para um sistema de comunicação só é possível através da propagação não guiada do feixe óptico . Através da análise do comportamento de um feixe óptico propagando no meio submarino determinou-se as janelas de transmissão, seus respectivos alcances e os desvios causados pelas variações sazonais do perfil do índice de refração em diversas situações . Os efeitos da turbulência foram analisados através do *Beam Propagation Method*, com a obtenção de expressões para o cálculo da cintura e intensidade média do feixe .

Uma análise conjunta dos resultados obtidos e das restrições impostas pelos equipamentos e pelo meio submarino permitiu identificar o melhor arranjo para o sistema óptico de comunicação e de seus pontos críticos .

ABSTRACT

The aim of this work is to study the underwater propagation of laser beams in order to characterize a subsea optical communication channel between offshore petroleum equipment .

The technological development of the last decades and the advent of laser has led to a new generation of optical systems and to the age of optical communication . The oil and gas production in deep waters requires new control system for the subsea equipment with improved channel capacity compared to the control systems used nowadays . The utilization of the laser beams potential for a communication system between subsea e equipment is only possible through the non guided propagation of optical beams . Through the analysis of the behaviour of an optical beam propagating in the ocean , one obtains the link ranges for the available laser's wavelengths and the deviation due to refractive index variations in many practical situations . The effects of the turbulent medium in the optical beam is analysed using the *Beam Propagation Method*, the equations for the beamwaist and mean intensity profile are then obtained .

The results from the propagation analysis and the characteristics and restrictions of the subsea equipment are considered in order to identify the best arrangement for the optical communication system and it's critical points .

SUMÁRIO

APRESENTAÇÃO	01
CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO	03
1.1 - Histórico	03
1.2 - O Ambiente de Exploração de Petróleo Offshore	06
1.3 - Controle Remoto de Equipamentos	11
CAPÍTULO 2 - PROPRIEDADES ÓPTICAS DA ÁGUA DO MAR	16
2.1 - Coeficiente de Atenuação Difuso (Extinção)	17
2.1.1 - Janela de 800 nm	22
2.1.2 - Janela de 650 nm	22
2.1.3 - Janela de 530 nm	23
2.1.4 - Janela de 480 nm	24
2.2 - Índice de Refração	25
2.2.1 - Dados Ambientais da Bacia de Campos	25
2.2.2 - Perfis do Índice de Refração (Bacia de Campos)	32
CAPÍTULO 3 - ESTUDO DA TRAJETÓRIA DO FEIXE ÓPTICO - UMA ANÁLISE UTILIZANDO A ÓPTICA DE RAIOS	38
3.1 - Equação da Propagação (Óptica de Raios)	39
3.2 - Simulação Numérica das Trajetórias dos Enlaces	42
3.2.1 - Resultados Numéricos das Simulações	44
3.2.2 - Enlaces Fundo - Fundo à 300m e 600m	48

3.2.3 - Enlace entre 150m e 300m (meia água - fundo)	51
3.3 - Estudo do Intervalo de Variação do Perfil do Índice de Refração ao Longo do	
Ano	52
3.4 - Exemplos de Arranjos de Enlaces Ópticos Submarinos	53
3.4.1 - Enlaces Superfície-Fundo Totalmente Não Guiado	54
3.4.2 - Enlaces 150m a 300m (Meia Á gua - Fundo)	54
3.4.3 - Enlaces Superfície-Fundo Guiado e Fundo-Fundo Não Guiado	55
3.4.4 - Enlaces Superfície-Fundo Utilizando Bóia como Suporte para o	
Equipamento de Comunicação na Superfície	57
3.5 - Estudo da Amplitude de Ajuste dos Ângulos de Lançamento do Feixe para	
Mesma Chegada	57
3.6 - Cálculo da Dimensão do Splot do Feixe na Chegada	59
3.7 - Análise Conjunta dos Desvios na do Feixe e dos Movimentos das	
Plataformas	63
3.8 - Sistema de Alinhamento do Feixe (Beam Tracking System)	64
CAPÍTULO 4 - A INFLUÊNCIA DA TURBULÊNCIA - UMA ANÁLISE	
ONDULATÓRIA	68
4.1 - Espectro da Turbulência do Meio	69
4.2 - Estudo da Propagação Submarina de Feixes Ópticos Através do Beam Propagation	
Method	78
4.2.1 - Equação de Onda para o Meio Turbulento	79
4.2.2 - Parâmetros Estatísticos da Fase Induzida	85

4.2.3 - A Função Ambiguidade	87
4.2.4 - Propagação do Feixe no Meio Turbulento	88
CAPÍTULO 5 - CONCLUSÕES E SUGESTÕES	100
APÊNDICES :	
A - TABELAS DE ÍNDICES DE REFRAÇÃO E DADOS AMBIENTAIS DA BACIA DE CAMPOS (REGIÃO DE ALBACORA)	103
B - OBTENÇÃO DOS PERFIS DE PRESSÃO A PARTIR DOS DADOS DE DENSIDADE	110
C - POLINÔMIOS DOS PERFIS DO ÍNDICE DE REFRAÇÃO E RESULTADOS DOS ENLACES	113
D - ANÁLISE DOS PERFIS DO ÍNDICE DE REFRAÇÃO DOS MESES MAIS CRÍTICOS DO ANO (ABRIL E SETEMBRO)	123
E - ANÁLISE DOS POLINÔMIOS UTILIZADOS PARA DESCREVEREM OS PERFIS DO ÍNDICE DE REFRAÇÃO	127
F - ANÁLISE DO TERMO DE DEPOLARIZAÇÃO DA EQUAÇÃO DE ONDA PARA O MEIO TURBULENTO (OCEANO)	129
G - INTEGRAL DE DIFRAÇÃO DE FRESNEL	133
H - FUNÇÕES ESTATÍSTICAS PARA PROCESSOS ALEATÓRIOS	138
REFERÊNCIAS	142

ÍNDICE DE FIGURAS

CAPÍTULO - 1

Fig. (1) - Movimentos típicos das plataformas semi-submersível e pernas tensionadas .. 9

CAPÍTULO - 2

Fig. (2) - Coeficientes de atenuação difuso e de absorção da água 20

Fig. (3) - Perfil anual da temperatura da água (máximo, médio e m'nimo) 26

Fig. (4) - Perfil vertical médio da temperatura da água 27

Fig. (5) - Perfil vertical da salinidade da água (máxima, média e mínima) 28

Fig. (6) - Perfil mensal médio da salinidade da água 29

Fig. (7) - Perfil vertical anual da densidade da água (máximo, médio e mínimo) 30

Fig. (8) - Perfil vertical médio da densidade da água 31

Fig. (9) - Perfis do índice de refração para a região de Albacora 37

CAPÍTULO - 3

Fig. (10) - Significado da relação $ns = grad\theta$ 40

Fig. (11) - Relações geométricas da trajetória 41

Fig. (12) - Comportamento das características da água com profundidade 43

Fig. (13) - Perfis do índice de refração para profundidade até 900 metros 45

Fig. (14) - Geometria dos enlaces superfície-fundo (vice-versa) 44

Fig. (15) - Trajetória do feixe em enlace fundo-fundo (300m) para 1000m de
alcance 50

Fig. (16) - Trajetória do feixe em enlace fundo-fundo (300m) para 3000m de
alcance 50

Fig. (17) - Exemplo de enlaces entre 150m e 300m (fundo-superfície), indicando a necessidade de posicionamento do sistema de comunicação abaixo da superfície, para garantir chegada do feixe no receptor antes de atingir a superfície	51
Fig. (18) - Exemplo do arranjo de enlace óptico totalmente não guiado utilizando plataforma flutuante como suporte	54
Fig. (19) - Exemplo do arranjo de enlace óptico meia água-fundo utilizando plataforma fixa como suporte	55
Fig. (20) - Exemplo do arranjo de enlace fundo-fundo não guiado utilizando plataforma de pernas tensionadas como suporte	56
Fig. (21) - Exemplo de cálculo da dimensão do spot para alcance de 1000m	60

CAPÍTULO - 4

Fig. (22) - Aspecto do espectro escalar universal para sistemas com números de Schmidt elevado (razão entre a viscosidade cinemática e a difusividade) : (a) range inercial e subrange viscoso-convectivo; (b) subranges viscoso-convectivo e difusivo	70
Fig. (23) - Espectro das flutuações de temperatura (a) e (b) espectro das flutuações de salinidade em água turbulenta	72

APÊNDICE - B

Fig. (A) - Perfis verticais de pressão máxima, média e mínima	112
---	-----

APÊNDICE - D

Fig. (A) - Perfis do índice de refração para os meses deAbril e Setembro	125
--	-----

NOMENCLATURA

H_S	→ altura de ondas em metros
T_Z	→ período de zero ascendente
T.L.P.	→ tension leg platform
$\tilde{n}(\lambda)$	→ índice de refração complexo
$n(\lambda)$	→ índice de refração
$S(\lambda)$	→ coeficiente de extinção da água do mar
λ	→ comprimento de onda
z	→ direção de propagação ou profundidade
E	→ vetor intensidade do campo elétrico
c	→ coeficiente de atenuação
a	→ coeficiente de atenuação total
b	→ coeficiente de espalhamento total
b_f	→ coeficiente de espalhamento no sentido de propagação
b_b	→ coeficiente de espalhamento no sentido contrário a propagação
c_w	→ coeficiente de atenuação da água pura
b_p	→ coeficiente de espalhamento devido às partículas
a_p	→ coeficiente de absorção devido às partículas
a_y	→ coeficiente de absorção devido ao material orgânico dissolvido
a_w	→ coeficiente de absorção da água pura
b_m	→ coeficiente de espalhamento molecular da água pura
g	→ grama
Kg	→ quilograma
$\mathbf{r} = (x, y, z)$	→ posição
$\delta(\mathbf{r})$	→ função escalar real da posição
t	→ tempo
$n(\mathbf{r}, t)$	→ índice de refração em função da posição e do tempo
$n(z)$	→ índice de refração em função da profundidade
D_x	→ diferença no alcance entre os pontos de chegada em metros
D_z	→ diferença na profundidade entre os pontos de chegada em metros
$X_{m\acute{a}x}$	→ alcance máximo do enlace em metros (afastamento em x)
$w(z)$	→ cintura do feixe no plano z
L_0	→ escala externa da turbulência do meio
l_0	→ escala interna da turbulência do meio
R_E	→ número de Reynolds
V	→ velocidade do fluido
d	→ diâmetro do tubo
ν	→ viscosidade cinemática do fluido
Φ	→ espectro da turbulência (flutuações) do meio

$n_1 \rightarrow$ variações em torno da média (turbulência) no índice de refração
 $C_n(r) \rightarrow$ função autocorrelação do índice de refração
 $D_n(r) \rightarrow$ função estrutura do índice de refração
 $P_n^2 \rightarrow$ constante de estrutura do índice de refração
 $\sigma_{n_1}^2 \rightarrow$ variância do índice de refração
 $S \rightarrow$ salinidade
 $T \rightarrow$ temperatura
 $\eta \rightarrow$ micro escala de Kolmogorov
 $\epsilon \rightarrow$ razão de dissipação de energia do meio
 $g \rightarrow$ aceleração da gravidade
 $B_T \rightarrow$ coeficiente de expansão térmica do fluido
 $q_T \rightarrow$ fluxo de calor turbulento relacionado a potência de aquecimento aplicado ao sistema
 $c_p \rightarrow$ calor específico do fluido
 $\rho \rightarrow$ densidade do fluido
 $\Omega \rightarrow$ coeficiente de ajuste do modelo de turbulência ao sistema em estudo
 $\mathbf{H} \rightarrow$ vetor intensidade do campo magnético
 $\mathbf{D} \rightarrow$ vetor deslocamento do campo elétrico
 $\mathbf{B} \rightarrow$ vetor indução magnética
 $\rho \rightarrow$ densidade de cargas
 $\mu \rightarrow$ permeabilidade magnética do meio
 $\mu_0 \rightarrow$ permeabilidade magnética do espaço livre
 $\epsilon \rightarrow$ constante dielétrica do meio
 $\epsilon_0 \rightarrow$ constante dielétrica do espaço livre
 $w \rightarrow 2\pi f$
 $f \rightarrow$ frequência
 $\phi \rightarrow$ fase induzida pela turbulência
 $B_{n_1} \rightarrow$ função autocovariança do índice de refração
 $B_\phi \rightarrow$ função autocovariança da fase induzida pela turbulência
 $\zeta_0 \rightarrow$ dimensões das irregularidades no índice de refração na direção z
 $\sigma_\phi^2 \rightarrow$ variância da fase induzida pela turbulência
 $\Gamma \rightarrow$ função de autocorrelação lateral do campo
 $A \rightarrow$ função Ambiguidade
 $\rho(\xi, \eta) \rightarrow$ função autocovariança normalizada da fase
 $w_0 \rightarrow$ cintura do feixe em $z = 0$
 $I_0 \rightarrow$ intensidade do campo em meio não turbulento

$\langle I(x, y, z) \rangle \rightarrow$ perfil da intensidade média do campo em meio turbulento

$D(z) \rightarrow$ densidade da água do mar em função da profundidade

$P(z) \rightarrow$ perfil da pressão do meio em função da profundidade

$S(z) \rightarrow$ somas exponenciais utilizadas para extrapolação dos valores do índice de refração para as profundidades de 700, 800 e 900m.

$m_x \rightarrow$ média do processo aleatório

APRESENTAÇÃO

Este trabalho está estruturado em cinco capítulos . No Capítulo 1, Introdução, são apresentados um histórico da evolução das comunicações ópticas, o problema do controle à distância dos equipamentos submarinos de produção de petróleo e a proposta de utilização de feixes ópticos em propagação não guiada como canal de comunicação entre estes equipamentos .

No Capítulo 2, PROPRIEDADES ÓPTICAS DA ÁGUA DO MAR, utilizando as constantes de atenuação para os diversos comprimentos de onda, são identificadas as diversas janelas de transmissão e seus respectivos alcances . A partir dos dados ambientais da região de Albacora e de tabelas com valores do índice de refração em função da salinidade, pressão e temperatura, são obtidos os perfis do índice de refração .

No Capítulo 3, ESTUDO DA TRAJETÓRIA DO FEIXE ÓPTICO - UMA ANÁLISE UTILIZANDO A ÓPTICA DE RAIOS, através da óptica geométrica é obtida a equação de propagação de raios atravessando um meio cujo índice de refração é dependente do espaço . São então simulados diversos enlaces para levantar os desvios na chegada do feixe e identificar os casos mais críticos . Uma análise conjunta dos movimentos das plataformas e dos desvios do feixe é feita visando caracterizar os aspectos envolvidos no projeto de um sistema de alinhamento do feixe . Os resultados numéricos são apresentados em tabelas e discutidos .

No Capítulo 4, A INFLUÊNCIA DA TURBULÊNCIA - UMA ANÁLISE ONDULATÓRIA, os efeitos da turbulência do meio submarino sobre o feixe óptico são apresentados e a teoria da turbulência é empregada para obtenção da expressão do espectro da turbulência . Numa segunda etapa o *Beam Propagation Method* descrito, no trabalho de R.H. Clarke, é utilizado como base para verificar as modificações introduzidas pelo meio submarino nas expressões obtidas para a atmosfera turbulenta e também a validade do método . São

apresentadas as expressões para o cálculo da dimensão e intensidade média do feixe após percorrer certa distância no meio turbulento .

No Capítulo 5, CONCLUSÕES, são apresentadas as principais conclusões e sugestões de continuidade e aplicação deste trabalho .

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

1.1 - HISTÓRICO

A comunicação é uma necessidade básica do ser humano . Desde a antiguidade, um dos principais interesses da humanidade tem sido desenvolver tecnologias para enviar mensagens entre pontos distantes . [1]

Qualquer que seja o seu emprego , um sistema de comunicação apresenta os seguintes elementos principais : fonte, transmissor, canal de transmissão, receptor e destinatário . O canal é o meio que interliga a distância que separa o transmissor do receptor, e pode ser uma linha guiada (fibra óptica , cabo coaxial) ou não guiada (atmosfera , meio submarino) . O sinal que carrega a informação, ao atravessar o canal de transmissão, sofre atenuação e distorções . A função do receptor é extrair do sinal enfraquecido e distorcido a informação original e amplificá-la, antes de enviá-lo ao destinatário .

Muitas formas de sistemas de comunicações tem aparecido ao longo dos últimos anos e para as mais diversas aplicações, sempre em busca de maiores capacidades, distâncias e fidelidade .

Até o século dezenove todos sistemas de comunicação apresentavam taxas muito baixas de transmissão e consistiam basicamente de sinais acústicos e ópticos . A comunicação óptica foi utilizada na antiguidade (sinais de fogo e fumaça) mas obviamente eram sistemas extremamente rústicos e limitados quanto a eficiência e alcance . Dessa forma verificou-se ser mais rápido e eficiente enviar a mensagem por intermédio de um mensageiro .

A invenção do telégrafo por Morse em 1838 consistiu um marco nas comunicações, inaugurando a era das comunicações elétricas . A utilização do telégrafo cresceu rapidamente e o uso de cabos para transmissão de informações ganhou novo impulso com o invento do telefone . Os cabos eram o único meio para comunicação elétrica até o descobrimento das

ondas eletromagnéticas por Hertz em 1887 . O primeiro resultado prático desta nova modalidade de comunicação ocorreu em 1895 com a demonstração do rádio por Marconi .

Nos anos que se seguiram parcelas maiores do espectro eletromagnético foram utilizadas para transmitir as informações, isto porque, nos sistemas elétricos, o sinal que contém a informação é sobreposto ao sinal da portadora . Como a quantidade de informação que pode ser transmitida está diretamente relacionada com a frequência da portadora, aumentando-se a frequência da portadora, teoricamente, aumentamos a capacidade do canal .

Assim a tendência no desenvolvimento dos sistemas de comunicações elétricas sempre foi empregar frequências cada vez mais altas, as quais permitiam aumento na capacidade de transmissão do canal . Isto levou ao surgimento da televisão, radar, enlaces em microondas, e satélites . Esses sistemas utilizam as frequências de ondas eletromagnéticas que correspondem aos comprimentos de onda da faixa de centímetros a milímetros .

A parcela de frequências superiores às anteriores é a região óptica, que abrange a faixa do ultravioleta (50 nm) até o infravermelho (100 μ m) . [2-3]

O interesse nas comunicações ópticas aumentou com o invento do laser em 1960 . Antes disso os sistemas ópticos utilizando lâmpadas sofriam dos mesmos problemas dos sistemas primitivos que utilizavam tochas, isto é, alcance e capacidade extremamente baixos .

O laser por sua vez constitui uma fonte de faixa estreita de radiação óptica adequada ao uso como portadora de informações . O laser possui uma capacidade teórica cem mil vezes maior que a dos sistemas de microondas utilizados até então, o que significa uma capacidade de carregar aproximadamente 10 milhões de canais de TV . [1]

Apesar de extraordinária capacidade, o laser não era adequado para transmissões atmosférica usando linha de visada direta . Chuva e outros fatores ambientais afetam de maneira adversa a transmissão da luz do laser, mas sua alta capacidade motivou a realização de inúmeros experimentos utilizando canais atmosféricos logo após o surgimento do laser .

Esses experimentos serviram, no entanto, para demonstrar que a comunicação óptica

com laser era exequível . Além disso, apesar dos custos altíssimos, o desenvolvimento de muitos componentes e da teoria envolvida nas comunicações ópticas foram impulsionadas por estes experimentos . Assim em 1960 o elemento chave para um sistema óptico à laser, o meio adequado e eficiente a propagação da luz, ainda não estava disponível .

Paralela à busca de um canal eficiente para a propagação do laser, muitos desenvolvimentos na área de sistemas ópticos não guiados foram conseguidos para enlaces terrestres de curta distância , longa distância terra - espaço e enlaces satélite- satélite .

Embora tendo conhecimento de que a luz poderia ser guiada por uma fibra de vidro, as fibras disponíveis apresentavam uma atenuação elevada . Somente em 1970 surgiu a fibra de baixa perda 20-dB / Km , com a redução do grau de impurezas (Corning Glass Works / Maurer , Keck , Kapron), que tornou a comunicação óptica uma realidade .

Nas duas décadas seguintes pesquisadores trabalharam exaustivamente para reduzir a atenuação para 0.16-dB / Km em comprimento de onda de 1550 nm , muito próximo do valor teórico que é de 0.14-dB / Km .

Avanços idênticos foram obtidos nas áreas de fontes semicondutoras , detetores , teoria da comunicação e tecnologia de transmissão . O resultado é um sistema de comunicação que apresenta diversas vantagens em relação às tecnologias anteriores . Entre as vantagens do sistema óptico à fibra citamos : baixa perda , alta capacidade , peso e dimensões pequenas, imunidade a interferência, isolamento elétrica e sigilo .

A natureza turbulenta de certos meios (atmosfera, oceano, e plasma) geram problemas adicionais à propagação de feixes ópticos, como cintilação, difração induzida entre outros . Estes problemas são conhecidos de longo tempo pelos astrônomos . Por causa disso, parte da teoria necessária para o estudo da propagação de feixes ópticos em ambientes turbulentos já estava disponível .

Recentemente ocorreu um novo interesse na propagação de feixes de laser na atmosfera

para fins de comunicação . Experimentos indicaram que o laser é um substituto eficaz como sistemas reservas para enlaces de microondas em linha de visada de dezenas de quilômetros .

Diversos sistemas ópticos em propagação não guiada em meios turbulentos foram desenvolvidos para diferentes propósitos, como sensoriamento remoto e imagens submarinas . Apesar do meio submarino ser desfavorável à propagação de luz já existem registros de sistemas de comunicações à laser para curtas distâncias . No entanto estudos para sistemas ópticos submarinos de longa distância encontram obstáculos no elevado coeficiente de atenuação da água do mar e na falta de fontes de laser apropriadas no comprimento de onda adequado .

A solução dos diversos problemas envolvidos na propagação submarina de feixes ópticos permitiria a concepção de um sistema de comunicação ou de geração de imagens por laser de especial interesse para a indústria do petróleo .

1.2 - O AMBIENTE DE EXPLORAÇÃO DE PETRÓLEO OFFSHORE

A caracterização dos diversos tipos de equipamentos e plataformas utilizados na produção de petróleo offshore é importante para o entendimento da motivação do estudo da propagação submarina de feixes ópticos e das restrições impostas por este ambiente na concepção do sistema de comunicação .

Os equipamentos, plataformas e arranjos empregados nesses sistemas de produção de petróleo ao redor do mundo são de grande variedade e grau de complexidade . Vamos limitar nossa análise aos equipamentos mais comumente empregados no Brasil e a suas implicações no que se refere ao aspecto da propagação do feixe e ao projeto do sistema de comunicação propriamente dito .

No caso dos equipamentos instalados no fundo do mar, os aspectos mais importantes que afetam diretamente o projeto do sistema de comunicação são :

I- dimensões : o espaço disponível numa plataforma para a movimentação de equipamentos é limitado, portanto o sistema de comunicação deve ter dimensões reduzidas de forma que possa ser acoplado ao equipamento suporte sem que modifique suas características originais e que fique protegido dos impactos a que estão sujeitos quando da instalação . As dimensões do menor e do maior equipamento são 3,5m x 3,5m x 6,0m (L x C x A) e 25m x 25m x 7m respectivamente .

II- peso : assim como as dimensões , o peso do sistema de comunicação deve ser tal que não interfira sensivelmente no conjunto e também deve permitir sua manipulação por veículos de operação remota, pois no projeto do sistema deve ser prevista a possibilidade de sua retirada para manutenção sem a necessidade de retirada do equipamento de produção de petróleo, o que seria extremamente desvantajoso e de custos elevados .

O ambiente onde o sistema será instalado também apresenta aspectos interessantes a serem considerados no projeto do sistema de comunicação . As pressões elevadas e a água salgada são complicadores no projeto pois limitam a abertura do transmissor e receptor, e a dificuldade de acesso, com custos elevados, exigem maior tempo de vida e confiabilidade dos componentes . No entanto as temperaturas baixas (4 a 7 graus centígrados) encontradas nas profundidades onde são instalados esses equipamentos são um fator favorável ao funcionamento do sistema óptico, já que lasers de alta potência necessitam de um eficiente sistema de refrigeração . A existência de uma fonte luminosa pode levar a proliferação de algum tipo de vida marinha nas lentes do sistema e portanto um dispositivo de limpeza deve ser considerado no projeto .

A fonte de energia também constitui um ponto importante no projeto pois as potências das fontes de laser são elevadas como será verificado à seguir .

Os tipos de plataformas empregadas como suporte aos sistemas de produção apresentam movimentos diferentes em resposta aos fatores ambientais (vento, ondas,

carregamento, profundidade e correnteza) a que estão submetidas de forma aleatória . Esses movimentos formam um fator adicional a ser considerado no projeto porque obriga o emprego de um sistema de direcionamento eficaz que corrija os desvios devidos aos movimentos da plataforma, além daqueles devidos às variações sazonais do perfil do índice de refração .

A seguir serão apresentados os tipos de plataformas e as amplitudes de seus movimentos para diversas condições de mar :

- plataformas fixas : composta de estrutura metálica ou de concreto apoiada no fundo do mar, seu limite de instalação encontra-se na faixa de 250m de profundidade . Este tipo de plataforma apresenta apenas movimento de inclinação em amplitudes pequenas descritas em função do afastamento em relação a posição de repouso, ou seja, é praticamente transparente aos efeitos ambientais . O afastamento para condições centenárias de mar encontra-se na faixa de $1 / 200 \times \text{profundidade (m)}$, assim para uma plataforma instalada em 200m de profundidade sua inclinação máxima seria de 0,29 graus . As plataformas fixas apresentam a desvantagem de não poderem ser instaladas em profundidades elevadas, mas por possuírem apenas movimentos reduzidos de translação (inclinação), constituem uma base adequada para instalação do sistema de comunicação .

- plataformas flutuantes : nesse tipo de arranjo, normalmente empregados em profundidades maiores, uma plataforma semi submersível ancorada é utilizada como suporte aos equipamentos de produção . Por não possuírem ligação rígida com o fundo do mar essas plataformas, ao sofrerem a ação dos fatores ambientais, respondem com movimentos de rotação e deslocamento em todos os eixos e de amplitudes e períodos bem acentuadas e de natureza aleatória . Esses movimentos podem significar um aspecto desfavorável ao seu uso como base para instalação do sistema óptico de comunicação . Os movimentos de primeira ordem (corpo rígido) das plataformas semi-submersíveis e pernas tensionadas são

apresentadas na Fig. (1), as amplitudes dos movimentos para as plataformas semi-submersíveis são apresentadas na tabela (A) . [4]

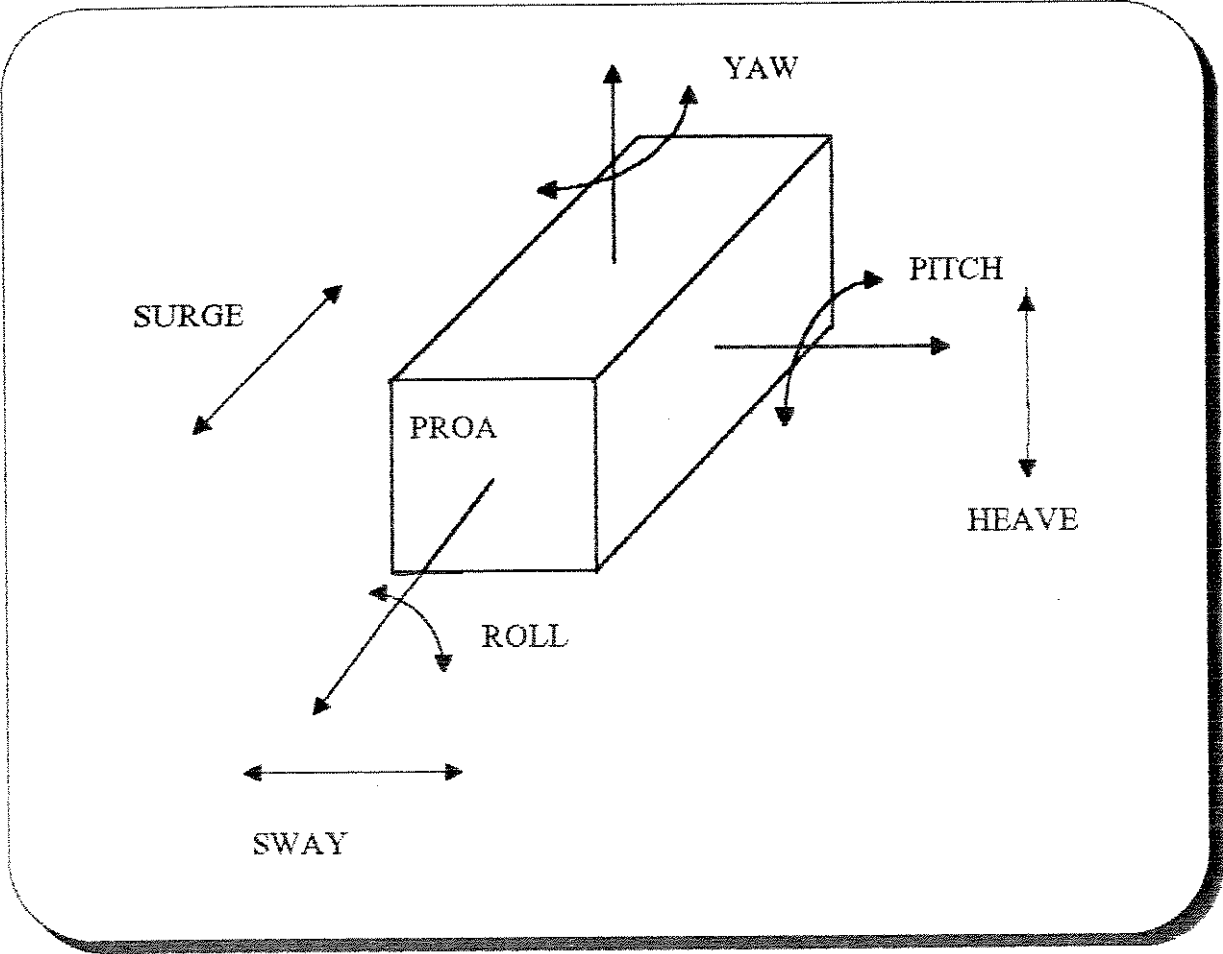


Fig. (1) Movimentos típicos das plataformas semi-submersível e pernas tensionadas .

	Hs *	Tz	surge *	sway *	heave *	roll	pitch	yaw
mar	metros	segundos	metros	metros	metros	graus	graus	graus
calmo	3,0	4,4	0,45	0,47	0,15	0,75	0,6	0,60
médio	5,0	5,7	0,9	0,85	0,9	2,1	1,5	0,95
tempes	7,5	9,2	3,2	2,8	2,5	4,2	3,4	0,83

Tabela (A) - Amplitude dos movimentos das plataformas semi-submersíveis .

Hs = altura significativa de onda
Tz = período de zero ascendente
- * duplas amplitudes significativas
duplas amplitudes máximas = 1,86 x dupla amplitudes significativas (estatística)

- plataformas de pernas tensionadas : em se tratando de regiões onde a profundidade é elevada existe um terceiro tipo de plataforma utilizada que é um híbrido entre as plataformas fixas e as plataformas flutuantes, são as chamadas plataformas de pernas tensionadas . A plataforma é do tipo flutuante, mas é mantida na posição através de tendões tensionados fixados em bases especiais no fundo do mar . Apesar de também apresentarem movimentos de rotação e deslocamento em todos os eixos como nos sistemas flutuantes, as amplitudes desses movimentos em alguns casos são bastante reduzidas . Entretanto os movimentos de surge e sway deste tipo de plataforma apresentam amplitudes bem maiores, praticamente o dobro , devido as características de projeto , em relação aos mesmos valores desses movimentos no caso das flutuantes . Os movimentos de primeira ordem para as plataformas de pernas tensionadas são apresentados na Tabela (B) . [4]

- * duplas amplitudes significativas (plataforma tensionada)

	Hs *	Tz	surge *	sway *	heave *	roll	pitch	yaw
mar	metros	segundos	metros	metros	metros	graus	graus	graus
calmo	3,0	4,4	1,2	1,3	0,03	0,01	0,01	0,5
médio	5,0	5,7	2,5	2,4	0,1	0,03	0,03	0,8
tempest.	7,5	9,2	6,4	6,2	0,28	0,06	0,06	0,7

Tabela (B) - Amplitudes dos movimentos das plataformas de pernas tensionadas .

As amplitudes dos movimentos anteriores são somados aos afastamentos devido a incidência ambiental, aqui chamados de offsets e expressos em % da profundidade onde estão instaladas as plataformas e são apresentados na Tabela (C) . [4]

condição	semi-submers.	T. L. P.
mar calmo	5 %	2 %
médio	10 %	5 %
tempestade	15 %	8 %

Tabela (C) - Afastamentos devido a incidência ambiental .

Partindo dos tipos de equipamentos e plataformas apresentados, podemos adiantar que diversos arranjos para uma rede de comunicação e controle óptico são possíveis . Assim poderíamos ter enlaces entre equipamentos submarinos (fundo - fundo de longa distância), dentro de um mesmo equipamento (fundo - fundo de curta distância) e entre equipamentos submarinos e as plataformas de produção (fundo - superfície de longa distância) .

Outras possibilidades de enlaces seriam os enlaces entre veículos de operação remota e entre veículos e equipamentos para coleta de dados armazenados ou ainda para acionamento de funções do equipamento em caso de emergência quando da perda do enlace com o sistema principal. Esses também seriam enlaces de curta distância . Um sistema óptico de comunicação submarina para curtas distâncias desenvolvido por alguns centros de pesquisa [5] encontra-se em fase final de preparativos para os testes de campo .

1.3 - CONTROLE REMOTO DE EQUIPAMENTOS

O desenvolvimento tecnológico alcançado nas últimas décadas, possibilitou o surgimento de equipamentos que precisam ser controlados remotamente (satélites, mísseis, veículos de operação remota) . Os processos ou ambientes onde esses equipamentos são empregados exigem, muitas vezes, um canal de comunicação de alta capacidade e velocidade .

Um exemplo típico da situação descrita acima , dificuldade de acesso e distância, pode ser encontrado na indústria do petróleo, em particular na exploração offshore . Uma situação

mais crítica é aquela encontrada na exploração offshore efetuada em profundidades acima do limite atual de mergulho comercial (310 metros) . A dificuldade de acesso a essa profundidade limite pode ser caracterizada pela infra-estrutura (2 Diving Support Vessels) e pelos custos (US\$ 150 mil por dia para poucas horas de trabalho) envolvidos, estando ainda sujeito as condições ambientais .

Toda tecnologia que possa ser utilizada na produção de petróleo a essas profundidades é de especial interesse para o Brasil, pois suas reservas mais importantes se localizam em profundidades superiores a 300 metros .

Devido a dificuldade de acesso e a condições ambientais severas, os equipamentos utilizados na produção de petróleo offshore são sofisticados e de preços elevados, sem levar em consideração os custos de instalação e manutenção . Os equipamentos submarinos de produção devem possuir a capacidade de produzir, com segurança, os poços, e também de enviar dados a respeito das condições de produção para monitoração (temperatura, pressão, vazão) do reservatório . O acesso a esses equipamentos só é possível através de veículos de operação remota .

O controle e monitoração destes equipamentos é feito a distância pela unidade de produção, na maioria dos casos localizada a centenas, ou até milhares, de metros do equipamento a ser controlado e a profundidades que vão de 80 metros a até 1000 metros . Dessa forma devemos ter a disposição um eficiente e confiável canal de comunicação entre a plataforma e o equipamento submarino e vice-versa .

Com os equipamentos de petróleo instalados no fundo do mar o caminho da evolução dos sistemas de comunicação para controle e monitoração também passa por sistemas extremamente simples até aos sistemas atuais de controle eletro-hidráulico multiplexado utilizando cabos coaxiais ou ainda o sistema hidro-acústico .

O sistema mais utilizado ainda é o hidráulico direto, este sistema apesar de simples apresenta diversos problemas (entupimento, vazamentos e rompimentos de linhas) e seu sistema elétrico, nem sempre utilizado, possui capacidade de canal limitada . Apesar do progresso conseguido com os sistema mais recentes os mesmos também apresentam diversos problemas, o eletro-hidráulico possui um sistema hidráulico extremamente complexo e obriga o lançamento de cabo coaxial (conexões submarinas de cabos coaxiais são problemáticas), o sistema hidro-acústico apresenta problemas gravíssimos de propagação (tunniling - tunelamento : caminho preferencial para propagação do sinal numa direção desfavorável ao enlace) que o torna inviável para longas distâncias e ainda possui capacidade inferior a um sistema óptico .

A utilização de fibras ópticas como canal de comunicação nos veículos de operação remota já possui tecnologia totalmente conhecida . No entanto, a dificuldade de acesso associada a precisão necessária na execução das conexões em ambiente submarino inviabiliza sua utilização para comunicação entre equipamentos submarinos de petróleo, já que muitas vezes a retirada do equipamento suporte ou do sistema de comunicação se faz necessária para manutenção na superfície . Assim as conexões ópticas tornam o emprego das fibras praticamente impossível com a tecnologia disponível atualmente .

A outra possibilidade para o aproveitamento das vantagens das comunicações ópticas, utilizando a tecnologia do laser, nesse tipo de equipamento é a utilização do próprio meio submarino como canal de comunicação, ou seja, utilizar a propagação não guiada do feixe óptico no meio submarino .

Nesse sistema, apesar da inexistência de um cabo lançado interligando os equipamentos (custo do cabo, lançamento e possibilidade de ruptura) e de eliminarmos os problemas associados as conexões submarinas da fibra óptica, o meio submarino caracteriza-se por ser turbulento, isto é, suas características variam no tempo e no espaço de

maneira aleatória, e turvo, pois em certas condições (concentração de partículas em suspensão devido a correntezas ou ainda a concentração de animais frente a fontes luminosas) a absorção e espalhamento tornam o meio extremamente desfavorável a propagação da luz, mesmo nos comprimentos de onda onde esses efeitos são menos notados .

O sistema de comunicação para controle dos equipamentos aqui proposto teria a vantagem de possuir um canal de capacidade elevada que permitiria a transmissão de sinais de controle extremamente complexos, fazendo com que os equipamentos submarinos de petróleo passassem por modificações significativas, podendo culminar com uma geração totalmente elétrica de equipamentos eliminando por completo os problemáticos circuitos hidráulicos .

Os principais obstáculos a um sistema de comunicação óptico submarino em propagação não guiada são : o alto coeficiente de atenuação da água do mar, a inexistência de fontes de laser compactas nos comprimentos de onda onde a atenuação é reduzida, e a natureza turbulenta das características ópticas do meio .

Os problemas que surgem com a propagação de feixes ópticos em meios turbulentos, além é claro da atenuação do sinal, são : cintilação, curvatura do feixe, diferentes ângulos de chegada, difração mais acentuada e distorções na fase . O conhecimento dos efeitos do meio turbulento na propagação de feixes ópticos para o projeto do sistema de comunicação pode ainda trazer a possibilidade de se criar um sistema de posicionamento dinâmico a laser para os veículos de operação remota e de um sistema de imagens mais adequado ao meio submarino .

Assim o campo e as possibilidades de utilização de feixes ópticos, para comunicação, posicionamento e imagens nos sistemas de produção offshore de petróleo, é extremamente vasto e de grande interesse comercial e estratégico .

Este trabalho tem como objetivo estudar alguns desses efeitos de forma a caracterizar o meio submarino como canal de comunicação entre os equipamentos de produção de petróleo offshore . Este estudo levará em consideração as características do meio submarino e dos

equipamentos utilizados na mais importante região de petróleo offshore do Brasil , a Bacia de Campos localizada no litoral norte do Estado do Rio de Janeiro .

Utilizando os dados de atenuação da água do mar para os diversos comprimentos de onda e as características das fontes de laser disponíveis atualmente são identificadas as janelas de transmissão e seus respectivos alcances máximos .

Numa segunda parte, a partir dos dados ambientais coletados na região de Albacora pelo navio Orion nos anos de 1987 e 1988, e de tabelas contendo dados experimentais sobre o índice de refração da água do mar são obtidos os perfis do índice de refração com a profundidade e suas variações ao longo do ano .

O índice de refração, isto é, seu perfil, será importante no estudo da trajetória do feixe pois provoca a curvatura do feixe com diferentes chegadas considerando-se as variações de grande escala , como é o caso da sazonalidade . Este é um aspecto importante no projeto da abertura do receptor ou da necessidade de um sistema de direcionamento do feixe .

Outros aspectos importantes como : os tipos dos sistemas de produção empregados, os movimentos associados aos diversos tipos de plataformas, os equipamentos submarinos e suas dimensões e fontes de energia, serão considerados na caracterização do meio submarino como canal de comunicação para o sistema óptico à laser .

Finalmente serão analisados alguns efeitos da turbulência no sinal e obtidas expressões utilizando-se o *Beam Propagation Method*, como proposto por R.H. Clarke [6], validando assim para o meio submarino as expressões obtidas para a atmosfera turbulenta . Essas expressões são utilizadas no cálculo da intensidade média e da cintura do feixe de laser após sua propagação por certa distância no meio turbulento .

CAPÍTULO 2

PROPRIEDADES ÓPTICAS DA ÁGUA DO MAR

Entre as propriedades físicas e químicas da água do mar, o coeficiente de extinção e o índice de refração são com certeza as mais importantes na análise da propagação de feixes ópticos. O índice de refração, com suas variações aleatórias e sazonais, é responsável pela trajetória do feixe e por distorções na amplitude e na fase do sinal; já o coeficiente de extinção será responsável pela atenuação e espalhamento do sinal. O índice de refração $n(\lambda)$ e o coeficiente de extinção $S(\lambda)$ da água são, respectivamente, a parte real e imaginária do índice de refração complexo $\tilde{n}(\lambda) = n(\lambda) - jS(\lambda)$, onde λ é o comprimento de onda, conforme definido por Hale & Querry [7].

As propriedades ópticas da água, em especial o coeficiente de extinção, foram investigados por inúmeros autores [7 - 16] utilizando diferentes métodos, equipamentos e amostras de diversas regiões. O resultado são valores bastante discrepantes entre si que, como consequência, geram uma certa incerteza na escolha do conjunto de dados mais confiáveis.

Essas propriedades ópticas da água do mar [8] podem ser divididas em inerentes e aparentes. Uma propriedade óptica é considerada inerente se o seu valor operacional num dado ponto do meio é invariante com mudanças na distribuição da radiação nesse ponto. Propriedades ópticas inerentes (P.O.I.) especificam diretamente as características verdadeiras do espalhamento e absorção do meio e são dependentes do material dissolvido e em suspensão e das propriedades eletromagnéticas do meio. Essas propriedades são de particular importância prática quando considera-se a transmissão de imagens de alta resolução através da água do mar.

Uma propriedade óptica é aparente se seu valor operacional num dado ponto do meio é dependente da distribuição da radiação nesse ponto. Propriedades ópticas aparentes (P.O.A.) podem ser relacionadas as P.O.I. por meio da teoria da transferência radiativa. Assim como as P.O.I. as P.O.A. são dependentes dos materiais dissolvidos e em suspensão na água e da

geometria da distribuição da luz da fonte . As P.O.A. são de particular importância quando consideramos a penetração de energia radiante nas águas oceânicas . Os dados disponíveis e aqui considerados, os classificados como de água oceânica limpa, se distinguem dos demais por serem de áreas de mar aberto e remotas onde a absorção e o espalhamento por material dissolvido e particulado em suspensão são bem pequenos .

2.1 - COEFICIENTE DE ATENUAÇÃO DIFUSO (EXTINÇÃO)

O coeficiente de atenuação difuso para a irradiância $S(\lambda)$ é a P.O.A. que fornece a medida mais direta da penetração de energia radiante na água do mar . Ele é a propriedade óptica necessária para a solução de uma grande quantidade de problemas científicos e de engenharia . Ele pode ser medido *in situ* por instrumentos apropriados, e está diretamente relacionada as P.O.I. [17 - 18], tendo-se mostrado quasi-inerente [19] .

O efeito da atenuação pode ser descrito pela lei exponencial da atenuação [20], isto é, a variação na intensidade do feixe é proporcional à distância (dz) percorrida pelo feixe e da característica do meio (S),

$$\frac{dE(\lambda, z)}{E(\lambda, z)} = -S(\lambda)dz \quad (2.1.1)$$

Na equação anterior, o sinal (-) indica perda .

Integrando em z e suprimindo λ pois o coeficiente de atenuação é tomado para um comprimento de onda específico, temos

$$\int_{E_0}^{E(z)} \frac{dE(z)}{E(z)} = -S(\lambda) \int_0^z dz \quad (2.1.2)$$

Esta integração leva a

$$E(z) = E_0 \exp [-Sz] \quad - \text{Lei de Beer's} \quad (2.1.3)$$

onde $E(z)$ é o campo após percorrer a distância z e E_0 é o campo original no plano de lançamento $z = 0$.

A equação (2.1.3) inclui tanto o fenômeno da absorção como o do espalhamento. Inúmeros estudos teóricos e experimentais mostraram ou derivaram relações entre o coeficiente de atenuação e as P.O.I. de águas naturais . Preisendorfer [17], por exemplo, derivou as seguintes relações aproximadas

$$c = a + b \quad (2.1.4)$$

$$c \approx S + b_f \quad (2.1.5)$$

onde $c = a + b$ é o coeficiente de atenuação do feixe, a é o coeficiente de absorção total, $b = b_f + b_b$ é o coeficiente de espalhamento total, b_f é o coeficiente de espalhamento no sentido da propagação, b_b é o coeficiente de espalhamento no sentido contrário ao da propagação do feixe . Todos esses coeficientes são função do comprimento de onda . O espalhamento, junto com a absorção [15], é o processo fundamental que determina a propagação da luz na água do mar . Podemos considerar o espalhamento numa maneira simplificada como sendo o desvio do feixe da sua linha de propagação . O estudo teórico e experimental do problema do espalhamento associado ao meio submarino é extremamente difícil . Uma razão para isto é que o espalhamento na água do mar possui dois componentes inteiramente diferentes, o espalhamento produzido pela água propriamente dita (Espalhamento Rayleigh - pelas moléculas da água pura) e aquele produzido pelas partículas em suspensão (Espalhamento Mie) . O espalhamento pela água pura apresenta variações relativamente pequenas, afetadas somente por mudanças na temperatura e pressão, enquanto que o espalhamento por partículas é dependente da concentração altamente variável da matéria particulada . O espalhamento pode ser encarado como o resultado de três fenômenos físicos : através da ação da partícula , a luz é desviado da

linha de propagação (difração), a luz penetra na partícula e sai com ou sem uma ou mais reflexões internas (refração) e o feixe é refletido externamente . Alguns desse fenômenos são dependentes da composição, das dimensões e do índice de refração da partícula . Da mesma maneira a absorção depende da composição e das características das partículas .

Em se tratando de águas naturais, o coeficiente de atenuação pode ser escrito da seguinte forma :

$$c = c_w + b_p + a_p + a_y \quad (2.1.6)$$

onde c_w é o coeficiente de atenuação para a água pura, b_p é o coeficiente de espalhamento pelas partículas, a_p é o coeficiente de absorção pelas partículas e a_y é o coeficiente de absorção pelo material orgânico dissolvido .

A água ópticamente pura é definida como um meio que é livre de material dissolvido e de material particulado em suspensão . Assim :

$$c_w = a_w + b_m \quad (2.1.7)$$

onde a_w é o coeficiente de absorção para água pura e b_m é o coeficiente de espalhamento molecular para a água pura . Assim o coeficiente a_w fornecerá uma boa dimensão da atenuação sofrida pelo feixe . A figura (2) e a tabela (1) são exemplos desses dados .

O índice de absorção irá determinar a potência necessária ao transmissor para o alcance desejado . Considerando os dados contidos nas curvas e tabelas em conjunto com a tecnologia disponível para a fabricação de fontes de laser, identificamos alguns comprimentos de ondas (janelas de transmissão) mais adequados à propagação de feixes ópticos em meio submarino .

- coeficiente de atenuação difuso c
- coeficiente de absorção a_w

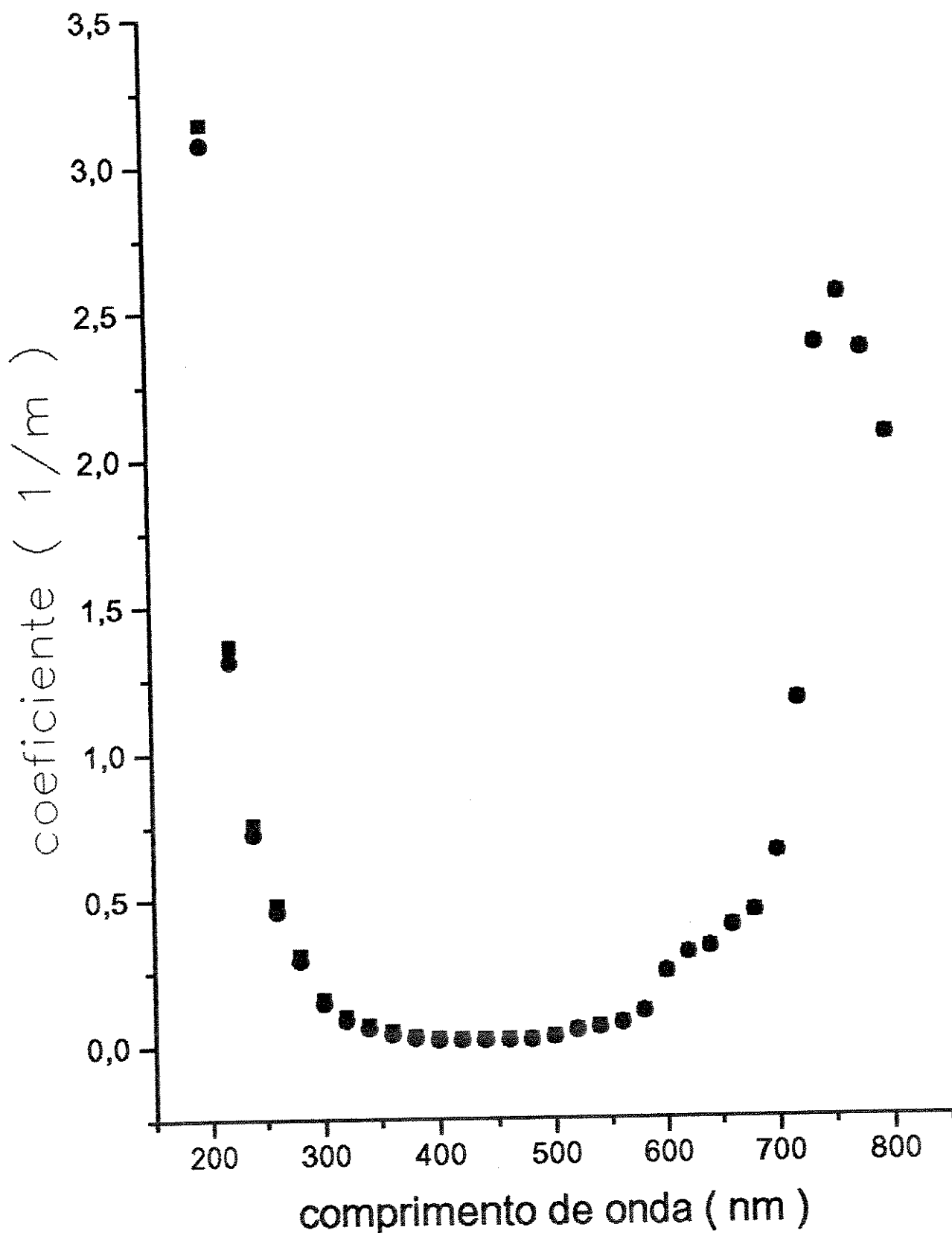


Fig. (2) Coeficientes de atenuação difuso e de absorção da água [8] .

$\lambda(\text{nm})$	$K_w^{sw}(\text{m}^{-1})$	$a_w(\text{m}^{-1})$	$b_m^{sw}(\text{m}^{-1})$	$b_m^{fw}(\text{m}^{-1})$
200	3.14	3.07	0.151	0.116
210	2.05	1.99	0.119	0.0935
220	1.36	1.31	0.0995	0.0770
230	0.968	0.927	0.0820	0.0635
240	0.754	0.720	0.0685	0.0525
250	0.588	0.559	0.0575	0.0443
260	0.481	0.457	0.0485	0.0375
270	0.394	0.373	0.0415	0.0320
280	0.306	0.288	0.0353	0.0272
290	0.230	0.215	0.0305	0.0235
300	0.154	0.141	0.0262	0.0201
310	0.116	0.105	0.0229	0.0176
320	0.0944	0.0844	0.0200	0.0153
330	0.0765	0.0678	0.0175	0.0134
340	0.0637	0.0561	0.0153	0.0118
350	0.0530	0.0463	0.0134	0.0103
360	0.0439	0.0379	0.0120	0.0091
370	0.0353	0.0300	0.0106	0.0081
380	0.0267	0.0220	0.0094	0.0072
390	0.0233	0.0191	0.0084	0.0065
400	0.0209	0.0171	0.0076	0.0058
410	0.0196	0.0162	0.0068	0.0052
420	0.0184	0.0153	0.0061	0.0047
430	0.0172	0.0144	0.0055	0.0042
440	0.0170	0.0145	0.0049	0.0038
450	0.0168	0.0145	0.0045	0.0035
460	0.0176	0.0156	0.0041	0.0031
470	0.0175	0.0156	0.0037	0.0029
480	0.0194	0.0176	0.0034	0.0026
490	0.0212	0.0196	0.0031	0.0024
500	0.0271	0.0257	0.0029	0.0022
510	0.0370	0.0357	0.0026	0.0020
520	0.0489	0.0477	0.0024	0.0019
530	0.0519	0.0507	0.0022	0.0017
540	0.0568	0.0558	0.0021	0.0016
550	0.0648	0.0638	0.0019	0.0015
560	0.0717	0.0708	0.0018	0.0014
570	0.0807	0.0799	0.0017	0.0013
580	0.109	0.108	0.0016	0.0012
590	0.158	0.157	0.0015	0.0011
600	0.245	0.244	0.0014	0.0011
610	0.290	0.289	0.0013	0.0010
620	0.310	0.309	0.0012	0.0009
630	0.320	0.319	0.0011	0.0009
640	0.330	0.329	0.0010	0.0008
650	0.350	0.349	0.0010	0.0007
660	0.400	0.400	0.0008	0.0007
670	0.430	0.430	0.0008	0.0007
680	0.450	0.450	0.0007	0.0006
690	0.500	0.500	0.0007	0.0006
700	0.650	0.650	0.0007	0.0005
710	0.834	0.839	0.0007	0.0005
720	1.170	1.169	0.0006	0.0005
730	1.800	1.799	0.0006	0.0005
740	2.380	2.38	0.0006	0.0004
750	2.47	2.47	0.0005	0.0004
760	2.55	2.55	0.0005	0.0004
770	2.51	2.51	0.0005	0.0004
780	2.36	2.36	0.0004	0.0003
790	2.16	2.16	0.0004	0.0003
800	2.07	2.07	0.0004	0.0003

Tabela (1) . Coeficiente difuso de atenuação da água do mar [$K_w^{SW}(\lambda)$] e coeficiente de absorção [$a_w(\lambda)$] e espalhamento [$b_m^{SW}(\lambda)$, $b_m^{fw}(\lambda)$] para água do mar e doce em função do comprimento de onda [8] .

2.1.1 - JANELA DE 800 nm

Os lasers disponíveis nesse comprimento de onda apresentam a vantagem de serem compactos, mas operam e foram desenvolvidos visando o uso em comunicações ópticas para a janela de fibra óptica . No caso do meio submarino essa janela apresenta um índice de atenuação elevado.

A janela de 800nm [21] corresponde ao comprimento de onda dos lasers de GaAlAs (780 - 905nm) que são as fontes mais baratas e de melhor performance em termos de potência emitida . Nestes comprimentos de onda pode-se encontrar fontes cuja potência vai desde 5mW até 20W em emissão contínua . Nesta faixa de comprimento de onda os coeficientes de atenuação podem ser tomados como sendo $\sim 2m^{-1}$ o que corresponde a uma atenuação de $8.7dBm^{-1}$. No caso de uma fonte com 5mW e um detetor de silício com uma potência mínima na recepção da ordem de $-60dBm$ (para uma taxa de 2 Mb / s, [1]) pode-se prever uma distância máxima para o enlace de 5 a 6 m entre a fonte e o detetor . Já no caso de uma fonte de 20W de potência óptica esta distância pode ser aumentada para 11m apenas .

Assim conclui-se que, para esta janela de transmissão, não há interesse em se empregar fontes de alta potência, mais caras, porque não se modifica significativamente e qualitativamente o alcance de transmissão, sempre restrita a alguns metros . Devido às facilidades de trabalho (fontes compactas) e o baixo custo das fontes nesta janela, pode-se empregá-las para enlaces ou para transmissão a curta distância entre equipamentos e um veículo de controle remoto, ou ainda entre equipamentos de um mesmo sistema submarino .

2.1.2 - JANELA DE 650 nm

Esta janela corresponde a uma nova série de diodos laser semicondutores que foi lançada no mercado recentemente para competir com os lasers de He-Ne (a gás) . As fontes de He-Ne são complexas e de dimensões inadequadas ao emprego em sistemas submarinos .

A grande vantagem desta janela é que o coeficiente de atenuação é sensivelmente menor do que em 800 nm . Neste caso o coeficiente pode variar em torno de $0.2m^{-1}$ (600 nm), ou seja, a água é quase dez vezes mais transparente nesta faixa do que na janela de 800 nm . Com um coeficiente de atenuação de $0.5m^{-1}$ tem-se uma perda de $\sim 2.2dBm^{-1}$. Por outro lado, os detectores de Si são menos sensíveis nesta faixa do que na de 800 nm, de modo que pode-se contar com cerca de -50 dBm para a potência mínima no receptor . Neste caso, uma fonte de $+5dBm$ de potência óptica teria um alcance de cerca de 26 m . Isto mostra que as faixas de transmissão próximas desta janela apresentam vantagens sobre as da janela de 800 nm pela margem de potência com que se pode trabalhar . Não existem atualmente fontes de grande potência, nesta faixa, disponíveis no mercado, porém no futuro será possível obter fontes com até 1W de potência óptica, pois a tecnologia deste tipo de fonte de laser não é essencialmente diferente daquela empregada na fabricação das fontes de 800 nm . Um ponto importante a ser considerado é que trata-se mais de um problema de mercado para fontes tão potentes nesta faixa, do que de tecnologia . Mas mesmo que tivéssemos uma fonte disponível de 1W de potência o alcance máximo do enlace poderia ser elevado para cerca de 35 m , o que ainda estaria ainda tecnicamente dentro da mesma faixa de aplicação da janela de 800 nm, ou seja, enlaces de curta distância [22-23] . O sistema construído pela PUC-RJ / CENPES opera nesta janela em comprimento de onda de 660 nm . [5]

2.1.3 - JANELA DE 530 nm

Nesta janela dispomos de uma fonte de laser nova no mercado que consiste de um laser YAG com frequência dobrada e bombeado por um laser semiconductor . Embora bastante complexa e de custo elevado atualmente, esta fonte é de grande interesse por combinar o bombeamento por laser semiconductor, e portanto a capacidade de controle eletrônico, com a grande transparência da água do mar neste comprimento de onda . O coeficiente de atenuação nesta faixa está em torno de $0.03m^{-1}$ a $0.006m^{-1}$, ou seja, acima de dez vezes mais transparente que na janela de 650 nm . Considerando ainda que a sensibilidade dos detectores

de Si cai com a redução do comprimento de onda, supondo uma potência mínima no receptor em torno de -45dBm e de uma fonte de 100mW (já existem fontes de até 3W mas de grandes dimensões), teríamos um alcance máximo em torno de 300 m nas águas com coeficiente de 0.051 m^{-1} ou ainda cerca de 700 m em águas mais transparentes .Nesta janela verifica-se uma diferença qualitativa no alcance do enlace, viabilizando esta faixa para a propagação livre de feixes ópticos em meio submarino em centenas de metros, e portanto possibilitando enlaces de média distância entre a plataforma e os equipamentos submarinos .

2.1.4 - JANELA DE 480 nm

Nesta faixa de comprimentos de onda a água do mar se apresenta mais transparente, sendo portanto de grande interesse para o estudo da propagação de feixes ópticos no ambiente submarino . As fontes de laser disponíveis atualmente se resumem aos lasers de ion de argônio, apesar de já terem sido reportados sucessos experimentais de fontes à semicondutor, o que representaria um grande potencial para sistemas ópticos à laser para uso submarino . As fontes de ion de argônio são equipamentos sofisticados e normalmente utilizados apenas em ensaios em laboratório . Existem lasers de argônio com potências que vão desde 100 mW (relativamente pequenas e portáteis, refrigerados à ar) até cerca de 10W , em grandes sistemas com sofisticados sistemas de refrigeração à água e com grandes dimensões que tornam seu emprego inadequado para sistemas submarinos .

Nesta janela, o coeficiente de atenuação está em torno de 0.0176m^{-1} . Uma fonte com 150mW de potência em 480 nm [22] teria um alcance máximo de cerca de 1100m . Alguns autores [16] também reportam um coeficiente de atenuação para esta faixa de 0.005m^{-1} o que elevaria o alcance máximo para o enlace com a mesma potência para cerca de 3500m .

Até aqui discutimos os problemas ligados a atenuação e a potência envolvida no enlace sem considerar os efeitos da geometria da trajetória do feixe e da sua abertura pelo efeito da

difração, principalmente em enlaces de longa distância, o que será discutido a seguir. Analisando os pontos descritos anteriormente podemos identificar duas janelas de interesse : a de 650 nm para enlaces de curta distância (dezenas de metros) e a de 530 nm para enlaces de média distância (centenas de metros) . Apesar das restrições tecnológicas da janela de 480 nm não podemos deixar de considerá-la no caso de enlaces de longas distâncias (milhares de metros) .

2.2 - ÍNDICE DE REFRAÇÃO

O índice de refração (razão entre a velocidade da luz no meio considerado e a velocidade da luz no vácuo) assim como o índice de absorção é dependente do comprimento de onda e das características físicas do meio, ou seja, da densidade, da composição do meio e das condições a que o meio está submetido (temperatura, salinidade, pressão e flutuações aleatórias) . A salinidade é de extremo interesse para os que estudam os fenômenos e a biologia marinha . Devido a grande dificuldade em se medir diretamente a salinidade, medidas do índice de refração são utilizadas para sua determinação . Assim foram obtidas várias medidas do índice de refração em diferentes temperaturas, pressões e salinidades . Será a partir dos dados obtidos dessas medidas (Apêndice A - Tabelas I a IV) e dos dados ambientais (temperatura, salinidade e densidade em função da profundidade) colhidos pelo navio Orion na região em estudo nos anos de 1987 e 1988 que determinaremos o perfil do índice de refração em diversas situações.

As tabelas V a X do Apêndice A fornecem esses dados ambientais .

2.2.1 - DADOS AMBIENTAIS DA BACIA DE CAMPOS

Os dados de temperatura, densidade e salinidade à diferentes profundidades (5a 600m) e nos diversos meses do ano foram plotados e encontram se nas figuras 3 a 8 apresentadas a seguir . [21]

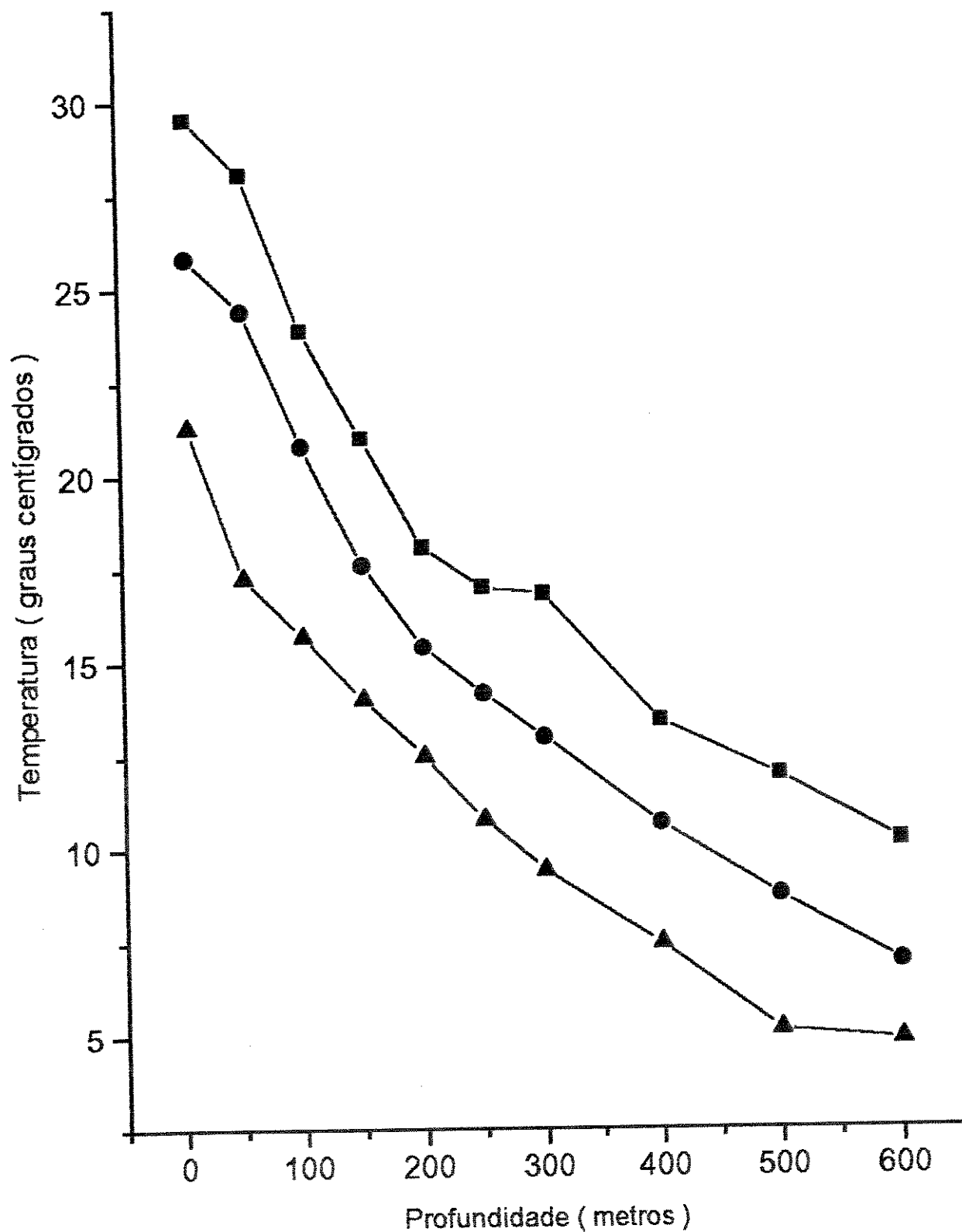
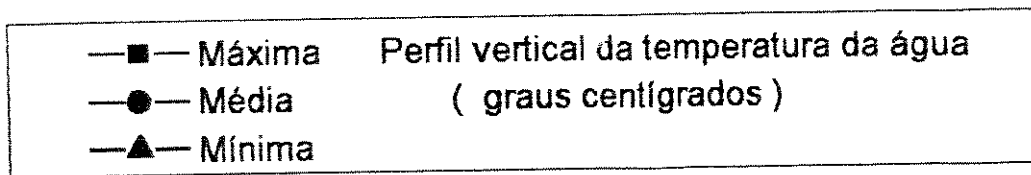


Fig. (3) Perfil anual da temperatura da água (máximo, médio e mínimo)

Varição mensal do perfil da temperatura
da água em graus centígrados

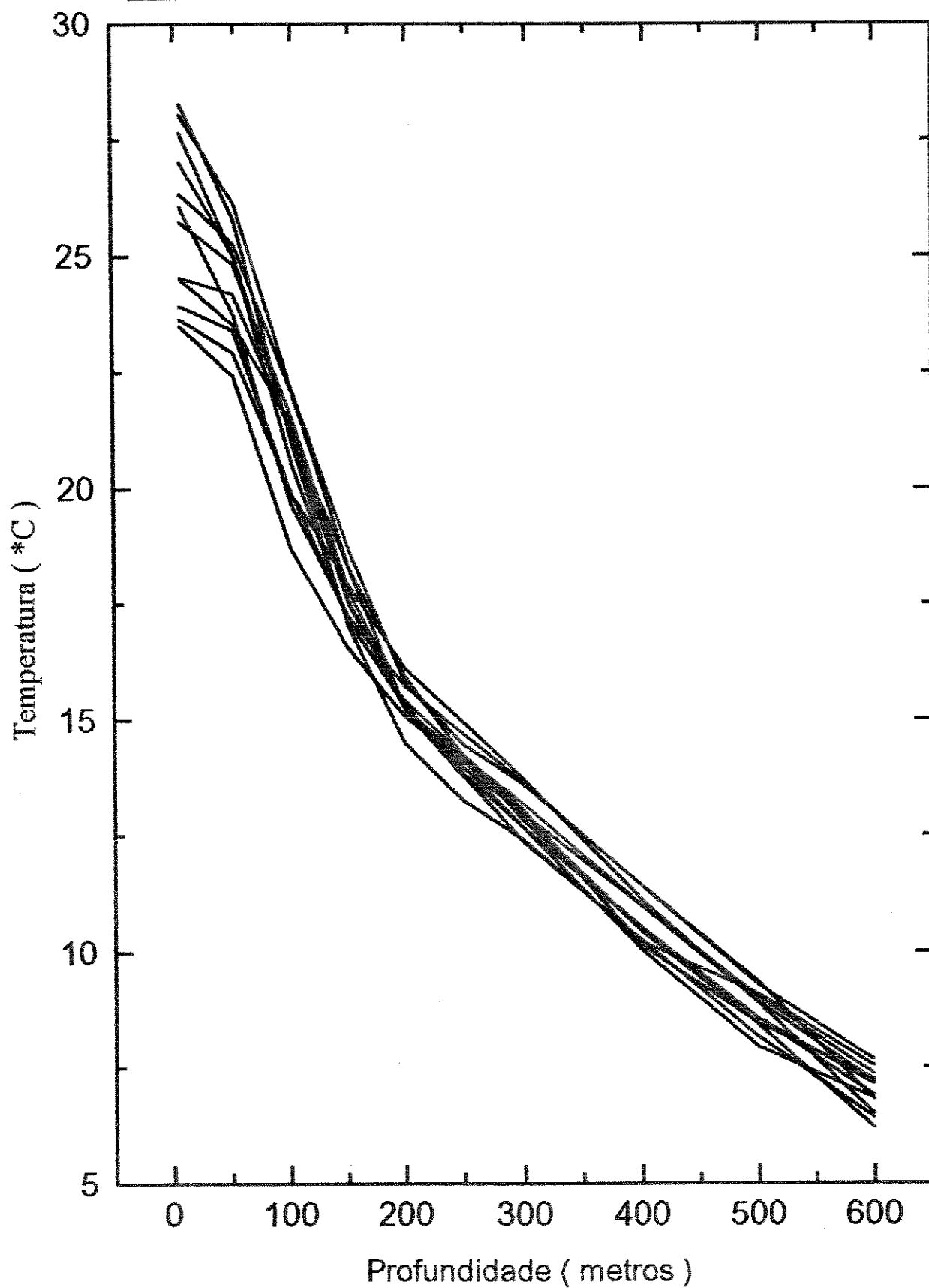


Fig. (4) Perfil vertical médio da temperatura da água .

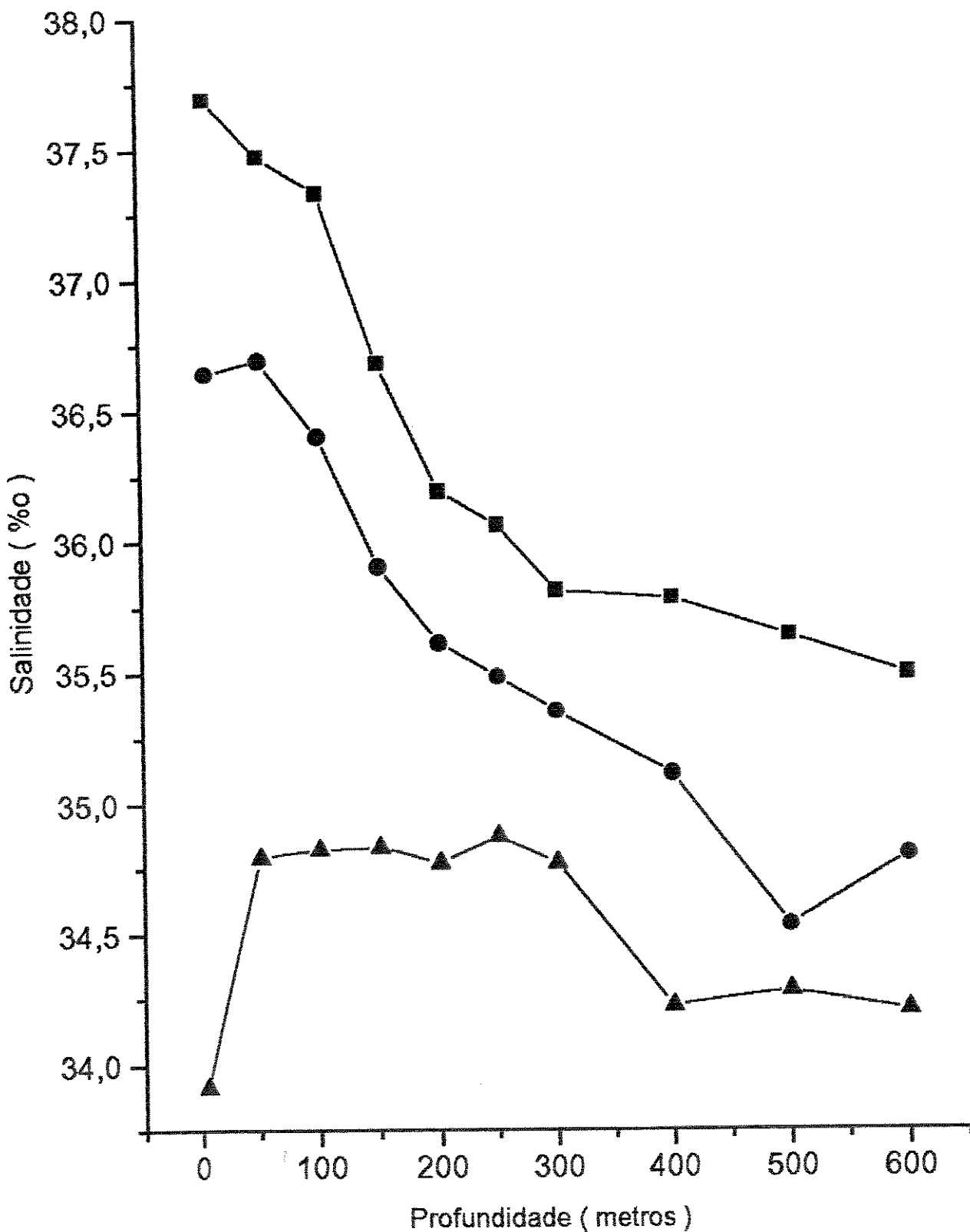
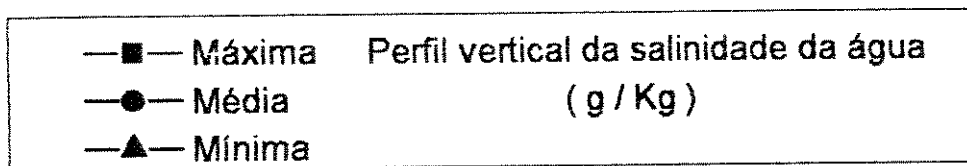


Fig. (5) Perfil vertical da salinidade da água (máxima, média e mínima)

Variação mensal do perfil da salinidade
média da água (g / Kg)

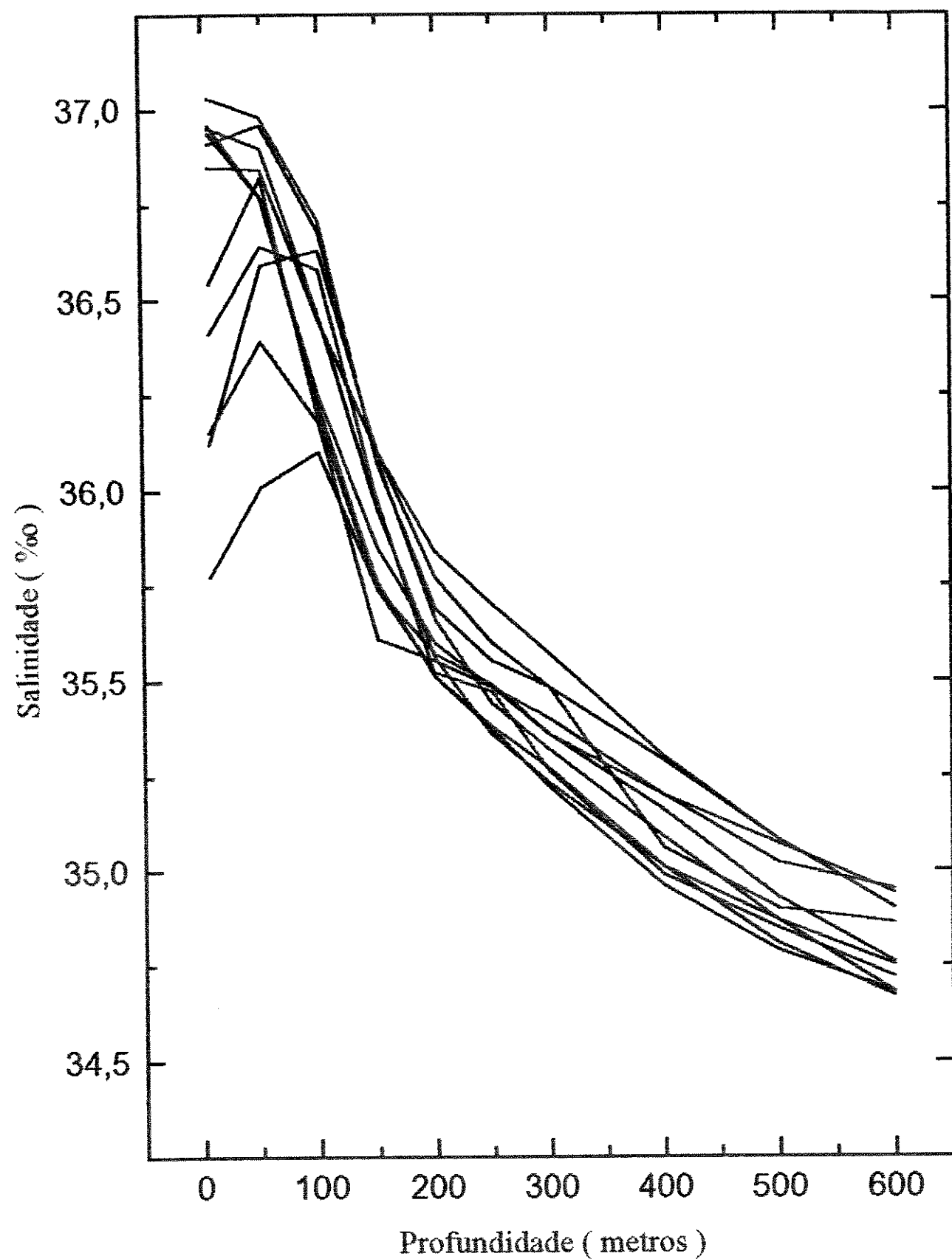


Fig. (6) Perfil mensal médio da salinidade da água .

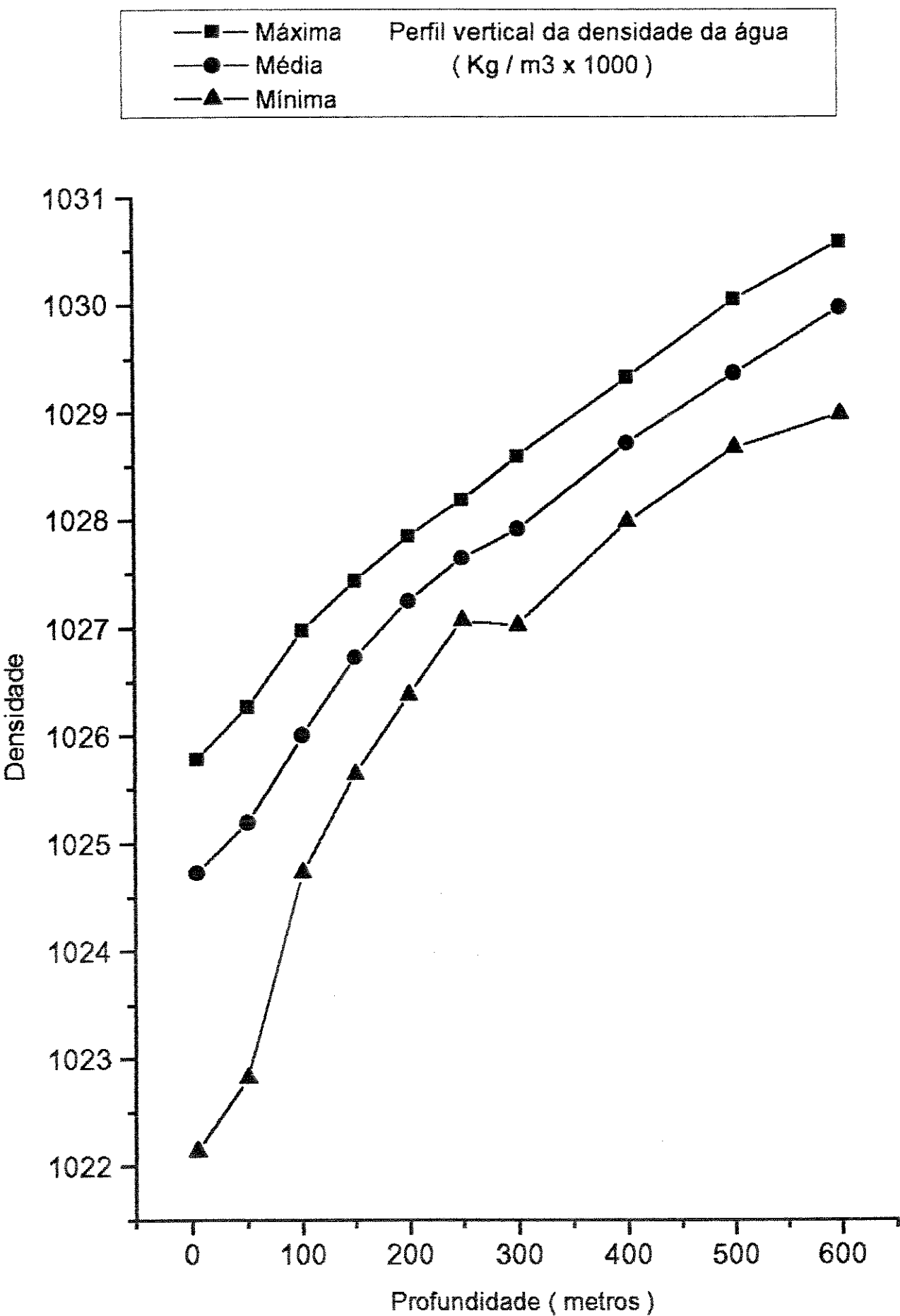


Fig. (7) Perfil vertical anual da densidade da água (máximo, médio e mínimo) .

Varição mensal do perfil da densidade
média da água (sigma)

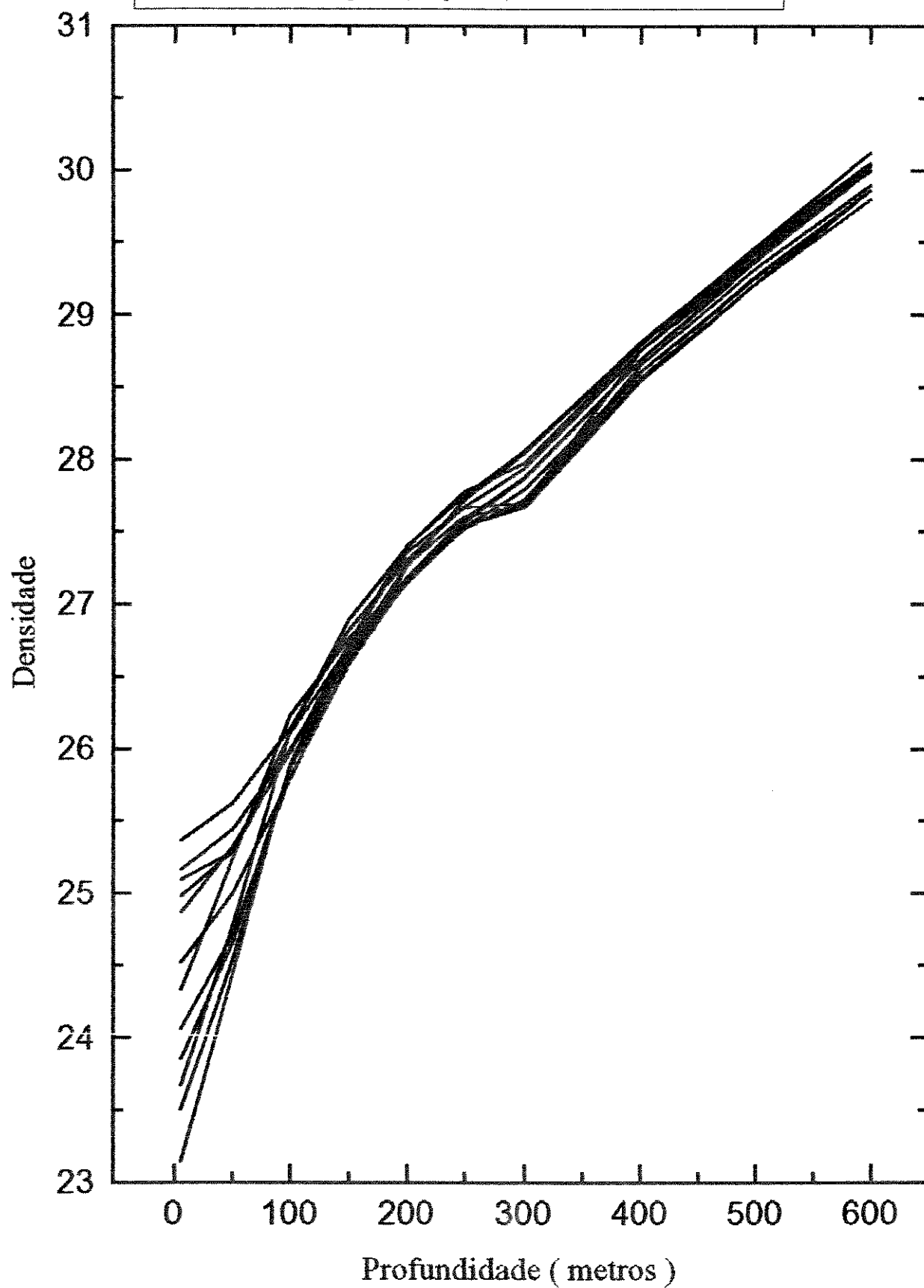


Fig. (8) Perfil vertical mensal médio da densidade da água .

A análise desses gráficos indica a existência de três regiões de gradientes distintos para as variações sazonais da salinidade, densidade e temperatura . O primeiro trecho, que corresponde as profundidades entre 0 e 150m, apresenta grandes variações nos valores desses parâmetros como resultado de estarem mais sujeitas as interferências do meio externo (chuva, foz de rios, ventos e insolação ligados a sazonalidade) .

Entre 200m e 400m observa-se uma região onde as variações tornam se bem menores ao longo do ano e de 400m até 600m essas variações nos valores da temperatura , salinidade e densidade são extremamente pequenas . Assim a região da superfície seria de maior turbulência e variações, portanto desfavorável a propagação de feixes ópticos . Enquanto que o fundo seria uma região mais bem comportada em se tratando de índice de refração e portanto mais adequada a propagação, ou seja, a superfície deve ser evitada .

No comportamento da salinidade com a sazonalidade é esperado que nos meses mais quentes tenhamos uma maior insolação e portanto uma maior evaporação o que levaria a uma maior salinidade, baseado neste fato e analisando os dados ambientais verifica-se que o mes mais quente é Abril e que coincide de certa forma com o mes de maior salinidade da mesma forma que o mes mais frio é Setembro que também coincide com o mes de menor salinidade (esta correlação não é perfeita mas está bem próxima da ideal) . Assim é de se esperar que as variações no índice de refração ao longo do ano estejam limitados aos extremos definidos por essas situações, mes mais quente maior salinidade e mes mais frio menor salinidade .

2.2.2 - PERFIS DO ÍNDICE DE REFRAÇÃO (BACIA DE CAMPOS)

Utilizando os dados de densidade máxima , média e mínima ajustam-se os polinômios (Apêndice B) que melhor descrevem o comportamento da densidade com a profundidade (eixo z) para isto foi empregado o programa de ajuste de curvas do software Origin¹ .

Integrando os polinômios de densidade chega-se as expressões das pressões em função

da profundidade (Apêndice B) e levantadas as curvas de pressão . É importante observar que os dados de densidades foram medidos *in situ* logo já estão considerados os efeitos de pressão, temperatura e salinidade . Analisando os valores das pressões obtidas para cada profundidade em relação as densidades máxima, média e mínima verificamos que a diferença entre estes valores é extremamente pequena . Embora essa diferença seja pequena ela será considerada na obtenção dos perfis do índice de refração .

A partir da tabela I (Apêndice A), que fornece valores do índice de refração, para comprimento de onda de 501.7 nm à várias temperaturas e pressões com salinidade constante de 35‰, e combinando os dados de temperatura e pressões máxima, média e mínima são obtidos através de interpolação linear as curvas de índice de refração em função da profundidade já corrigidas para temperatura e pressão .

A correção para salinidade é feita utilizando os perfis de salinidade máxima, média e mínima e dos dados da tabela II (Apêndice A), que fornece o índice de refração à diferentes temperaturas e salinidades . Analisando esta tabela verifica-se que para uma mesma temperatura um acréscimo de 2‰ na salinidade corresponde a um aumento de 0.00037 no valor do índice de refração . Este comportamento da variação do índice de refração em função de diferentes salinidades permanece praticamente constante para todas as faixas de temperatura e de salinidade cobertas pela tabela .

Assim as diferenças entre o valor de 35‰, considerado inicialmente, será subtraído dos valores de salinidade para cada profundidade e em cada situação (máxima, média e mínima) e multiplicado por 0.000185 . O resultado é então somado aos valores obtidos anteriormente (não corrigidos para salinidade), resultando nos perfis finais do índice de refração em função da profundidade .

A tabela II do Apêndice B fornece dados para comprimento de onda de 589nm e os dados que foram corrigidos foram obtidos para 501.7nm, será considerado que o

comportamento do índice de refração com a salinidade seja idêntico para os dois comprimentos de onda . Analisando os resultados finais corrigidos para salinidade verifica-se que as condições de pressão (máxima, média e mínima) não interfere nos resultados , dessa forma chegamos aos perfis finais do índice de refração, onde são consideradas as combinações de temperatura , salinidade . Tabelas (2 - 10) e Fig. (9).

As diversas combinações de densidades, temperatura e salinidade resultaram em 9 perfis do índice de refração em função da profundidade, que descrevem as diferentes situações durante o ano conforme classificação abaixo :

- 1- pressão , máxima temperatura , mínima salinidade .
- 2- pressão , máxima temperatura , média salinidade .
- 3- pressão , máxima temperatura , máxima salinidade .
- 4- pressão , média temperatura , mínima salinidade .
- 5- pressão , média temperatura , média salinidade .
- 6- pressão , média temperatura , máxima salinidade .
- 7- pressão , mínima temperatura , mínima salinidade .
- 8- pressão , mínima temperatura , média salinidade .
- 9- pressão , mínima temperatura , máxima salinidade .

*** as situações descritas pelos perfis do índice de refração acima serão denominadas de "casos" (1 a 9) e serão utilizados como referência para as simulações dos enlaces calculados no Capítulo 3 .

PERFIS DO ÍNDICE DE REFRAÇÃO

	Tabela - 2	Tabela - 3	Tabela - 4
profundidade	pressão	pressão	pressão
em	máx. temp.	máx. temp.	máx. temp.
metros	min. salinid.	méd. salinid.	máx. salinid.
5	1,34201	1,34251	1,34271
50	1,34240	1,34276	1,34290
100	1,34295	1,34325	1,34342
150	1,34335	1,34354	1,34369
200	1,34372	1,34387	1,34398
250	1,34392	1,34403	1,34414
300	1,34399	1,34410	1,34419
400	1,34437	1,34453	1,34466
500	1,34465	1,34470	1,34490
600	1,34494	1,34505	1,34510
	caso 1	caso 2	caso 3

	Tabela - 5	Tabela - 6	Tabela - 7
profundidade	pressão	pressão	pressão
em	méd. temp.	méd. temp.	méd. temp.
metros	min. salinid.	méd. salinid.	máx. salinid.
5	1,34243	1,34294	1,34313
50	1,34282	1,34318	1,34332
100	1,34329	1,34359	1,34376
150	1,34371	1,34390	1,34405
200	1,34400	1,34415	1,34426
250	1,34420	1,34432	1,34442
300	1,34436	1,34447	1,34455
400	1,34461	1,34477	1,34490
500	1,34491	1,34496	1,34517
600	1,34517	1,34528	1,34541
	caso 4	caso 5	caso 6

PERFIS DO ÍNDICE DE REFRAÇÃO (continuação)

	Tabela - 8	Tabela - 9	Tabela - 10
profundidade	pressão	pressão	pressão
em	mín. temp.	mín. temp.	mín. temp.
metros	mín. salinid.	méd. salinid.	máx. salinid.
5	1,34294	1,34344	1,34364
50	1,34359	1,34394	1,34409
100	1,34383	1,34413	1,34430
150	1,34406	1,34426	1,34441
200	1,34426	1,34441	1,34452
250	1,34450	1,34461	1,34472
300	1,34466	1,34477	1,34485
400	1,34484	1,34501	1,34513
500	1,34516	1,34521	1,34542
600	1,34531	1,34542	1,34555
	caso 7	caso 8	caso 9

Perfis do índice de refração gerados a partir
dos dados ambientais da região de Albacora

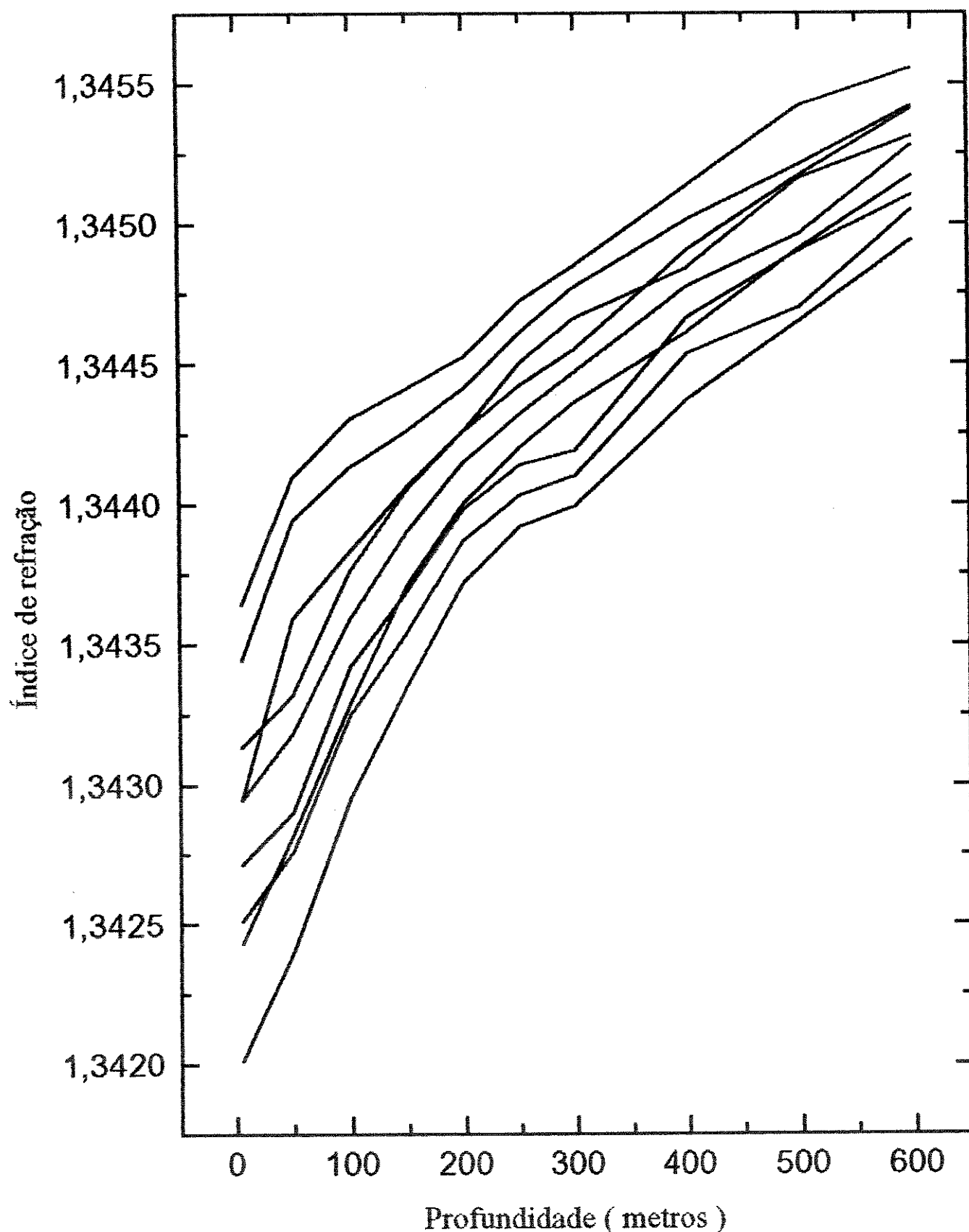


Fig.(9) . Perfis do índice de refração para região de Albacora .

CAPÍTULO 3

ESTUDO DA TRAJETÓRIA DO FEIXE ÓPTICO :

UMA ANÁLISE UTILIZANDO A ÓPTICA DE RAIOS

Num sistema de comunicação, para se configurar o enlace, é necessário que o sinal transmitido chegue ao receptor . No caso de enlaces ópticos submarinos não guiados, a existência de um gradiente no índice de refração da água determina uma trajetória bem definida para o feixe, enquanto que as variações sazonais deste gradiente provocam, em cada situação, um desvio no feixe . Estes desvios podem fazer com que o sinal (feixe) não atinja o receptor .

Para tratar do problema do desvio do feixe faremos uso da óptica geométrica, ou seja, o feixe será considerado um raio, não possuindo portanto dimensões nas direções transversais .

O uso da óptica geométrica é adequado neste caso já que os comprimentos de onda do laser (480 a 800 nm) são muito pequenos e podem ser considerados iguais a zero .

No estudo da trajetória do raio óptico iremos considerar o índice de refração como sendo função da profundidade (coordenada z), ou seja, o índice de refração será constante em diferentes pontos de mesma profundidade (x e y) . O meio será também considerado isotrópico e apresentando variações sazonais nos perfis de temperatura, salinidade e densidade. A existência de um perfil do índice de refração já fornece informações do comportamento esperado do raio ao propagar nesse meio : curvatura do raio e diferentes alcances nas diversas situações descritas pelas variações sazonais do índice de refração .

O cálculo da trajetória do raio baseia-se na integração da equação de propagação, obtida a partir da óptica geométrica (Equação do Eikonal) .

Com os resultados das simulações são analisados diversos arranjos para os sistemas de comunicação, considerando-se as características das plataformas, para identificação do arranjo que se mostra mais vantajoso .

A dimensão do feixe na chegada, efeito da difração, é calculada de forma aproximada, utilizando a equação da propagação (óptica geométrica) e considerando o feixe como sendo composto por dois raios distintos, com diferentes ângulos de lançamento, separados pelo ângulo de divergência característico da fonte . A diferença entre os pontos de chegada é considerado o tamanho do feixe .

A análise das amplitudes dos ajustes necessários nos ângulos de lançamento para garantir mesmo ponto de chegada em diferentes situações de índice de refração (sazonalidade) é utilizada para fornecer informações necessárias para o projeto do sistema de direcionamento do feixe (tracking system) .

3.1 - EQUAÇÃO DA PROPAGAÇÃO (ÓPTICA DE RAIOS)

O ponto de partida para obtenção da equação de propagação é a Equação do Eikonal [20]

$$(\text{grad } \mathfrak{S})^2 = n^2(x, y, z) \quad (3.1.1)$$

onde a função $\mathfrak{S}(\mathbf{r})$, é uma função escalar real da posição , frequentemente chamada o *eikonal*, e n o índice de refração no ponto $\mathbf{r}$. A equação 3.1.1 é a equação básica da óptica geométrica e pode ser obtida a partir das Equações de Maxwell de primeira ordem . As superfícies

$$\mathfrak{S}(\mathbf{r}) = \text{constante}$$

podem ser chamadas de frentes de onda geométricas . Ainda considerando a equação do Eikonal podemos afirmar

$$s = \frac{\text{grad } \mathfrak{S}}{n} \quad (3.1.2)$$

Se $\mathbf{r}(s)$ é o vetor de posição de um ponto P de um raio, considerado como uma função do comprimento do arco s do raio, então $d\mathbf{r}/ds = \mathbf{s}$, e a equação do raio pode ser escrita como

$$n \frac{d\mathbf{r}}{ds} = \text{grad } \mathfrak{S} \quad (3.1.3)$$

O significado da equação 3.1.3 fica mais claro com as seguintes observações . Considerando duas frentes de onda vizinhas $\mathfrak{S} = \text{constante}$ e $\mathfrak{S} + d\mathfrak{S} = \text{constante}$, conforme Figura (10) . Então

$$\frac{d\mathfrak{S}}{ds} = \frac{d\mathbf{r}}{ds} \cdot \text{grad } \mathfrak{S} = n \quad (3.1.4)$$

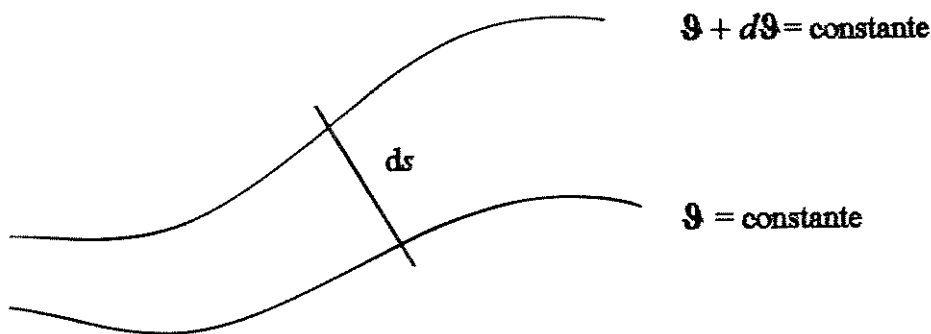


Fig (10) - Significado da relação $n\mathbf{s} = \text{grad } \mathfrak{S}$

Assim a distância ds entre pontos nas extremidades opostas da normal que corta as duas frentes de onda é inversamente proporcional ao índice de refração, isto é, diretamente proporcional a v (velocidade da luz no meio em estudo) .

Derivando a equação 3.1.3 em relação a s e fazendo uso de algumas relações da análise vetorial, temos

$$\frac{d}{ds} \left(n \frac{d\mathbf{r}}{ds} \right) = \nabla n = \text{grad } n \quad (3.1.5)$$

O índice de refração n é função apenas da profundidade (função de z) e a trajetória é planar, Fig. (11) .

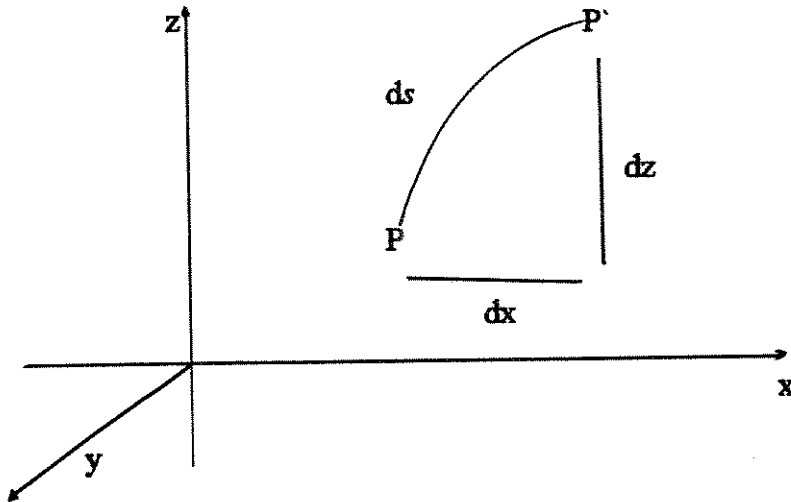


Fig (11) - Relações geométricas da trajetória .

Da figura (11) temos

$$\frac{ds}{dx} = \sqrt{1 + \left(\frac{dz}{dx}\right)^2} \quad (3.1.6)$$

Utilizando a relação (3.1.6) na equação (3.1.5) obtemos a Equação da Propagação

$$\frac{d^2z}{dx^2} = \frac{1}{n(z)} \left[1 + \left(\frac{dz}{dx}\right)^2 \right] \frac{dn(z)}{dz} \quad (3.1.7)$$

onde z é a profundidade, $n(z)$ é o perfil do índice de refração em função de z e $\frac{dz}{dx}$ é a tangente do ângulo de lançamento do feixe no ponto $x = 0$ e $z = 0$.

Com a integração numérica da equação (3.1.7), utilizando o software Mathematica², foram calculadas trajetórias e desvios nos pontos de chegada do feixe, nas diversas situações e

arranjos de interesse para a indústria do petróleo .Nestes cálculos verifica-se apenas os desvios devidos às variações sazonais do índice de refração .

3.2 - SIMULAÇÃO NUMÉRICA DAS TRAJETÓRIAS DOS ENLACES

Os desvios e alcances (trajetória) dos enlaces em diversos arranjos são calculados para profundidades de 300m, 600m, 900m e entre 150m e 300m, (enlaces fundo-superfície e vice-versa) e para 300m e 600m (enlaces fundo-fundo) .

Os cálculos são efetuados para todas as diferentes situações de índice de refração que ocorrem ao longo do ano para identificação das situações mais críticas . Por situações mais críticas entende-se aquelas que apresentam as maiores diferenças, entre si, nos desvios .

Para enlaces (fundo-superfície ou vice-versa) em 300m o perfil do índice de refração é obtido a partir do perfil de 600m . É considerado que o perfil do índice de refração de uma região de 300m de profundidade é igual ao perfil até 300m de uma região de 600m . Esta aproximação é necessária porque os dados disponíveis (temperatura, salinidade e densidade) foram obtidos para uma região de 600m de profundidade . Utilizando o software Origin foram ajustados os polinômios que melhor descreviam estes perfis (Apêndice C) .

Para enlaces em 600m de profundidade não foi necessário nenhum tipo de aproximação para os perfis do índice de refração e os polinômios (Apêndice C) foram obtidos a partir de ajustes utilizando-se o software Origin .

No caso de enlaces em 900m de profundidade, o perfil da região de 600m foi considerado como igual ao perfil até 600m de uma região de 900m . Devido a inexistência de dados (temperatura, salinidade e densidade) para profundidades entre 600m e 900m, o comportamento dos perfis (temperatura, salinidade e densidade) foi analisado e observou-se uma tendência de estabilização , comportamento exponencial, Fig. (12) .

O comportamento exponencial destes perfis é resultado da redução das influências dos

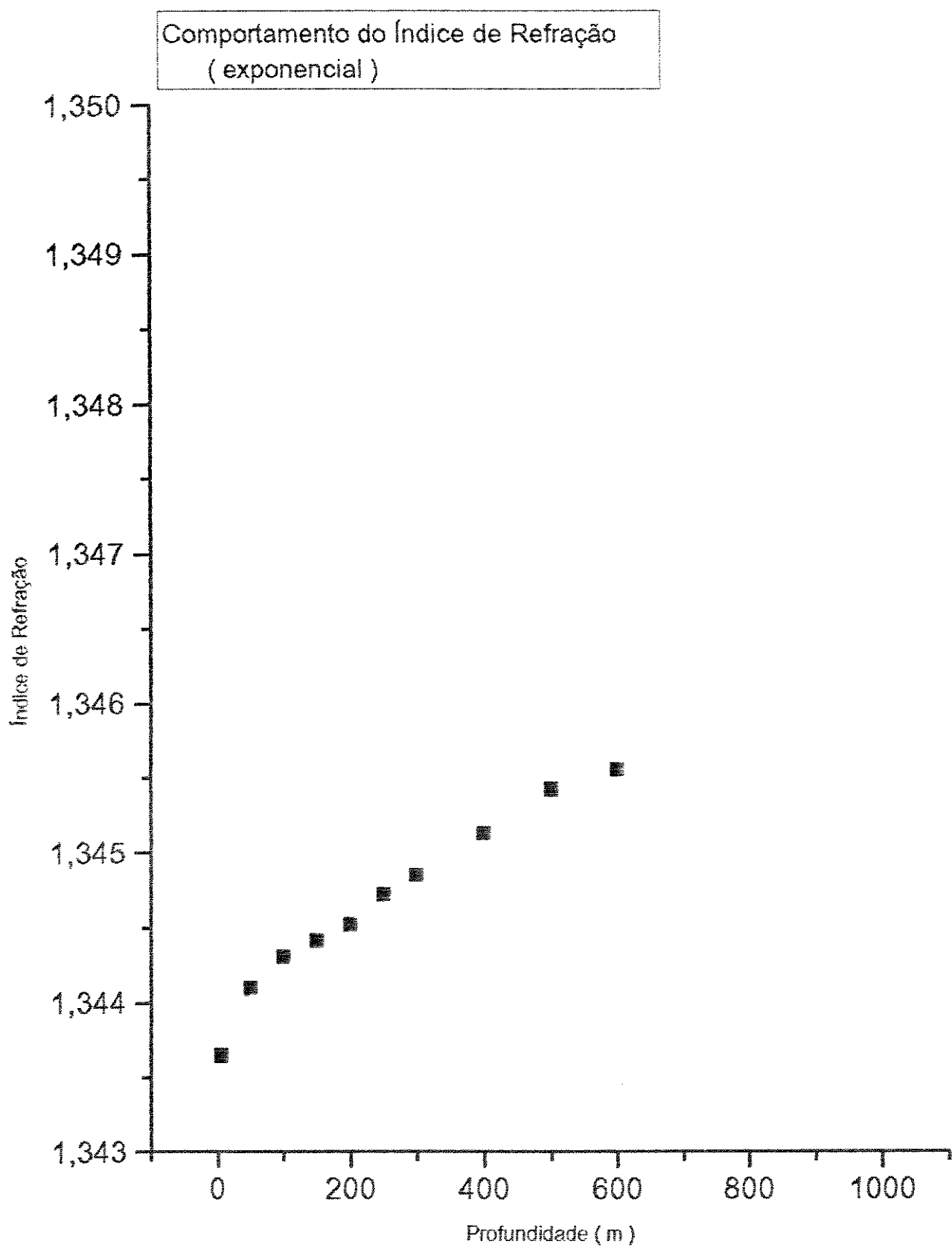


Fig. (12) - Comportamento das características da água com a profundidade .

fenômenos que ocorrem na superfície (chuva, insolação) com o aumento da profundidade . Para obtenção dos valores até 900m foram ajustadas somas exponenciais (Apêndice C) para os dados até 600m e a partir dessas curvas foram gerados os valores para profundidades de 700m, 800m e 900m . Os perfis são apresentados na Fig. (13) . De posse desses valores foram ajustados polinômios para descreverem estes perfis . A escolha do uso de polinômios para ajuste das curvas, está no fato dos mesmos facilitarem a obtenção das derivadas e a implementação do programa para solução da equação da trajetória no software Mathematica .

Os resultados gerais (alcances) das simulações de enlaces fundo-superfície ou vice-versa, para profundidades de 300m, 600m e 900m e diversos ângulos (os ângulos são considerados em relação à horizontal) são apresentados no Apêndice C - Tabelas I - VI .

3.2.1 - RESULTADOS NUMÉRICOS DAS SIMULAÇÕES

Os resultados para os enlaces, com profundidade fixa (300, 600 e 900m), serão apresentados apenas para ângulo de lançamento de 20 graus . As diferenças nas chegadas em z (profundidade) serão chamadas de Dz , as diferenças em x (afastamento) serão chamadas de Dx e o afastamento máximo será denominado $X_{\max}$. A geometria destes enlaces, incluindo as diferenças Dx , Dz e $X_{\max}$, são apresentaadas na Fig. (14) .

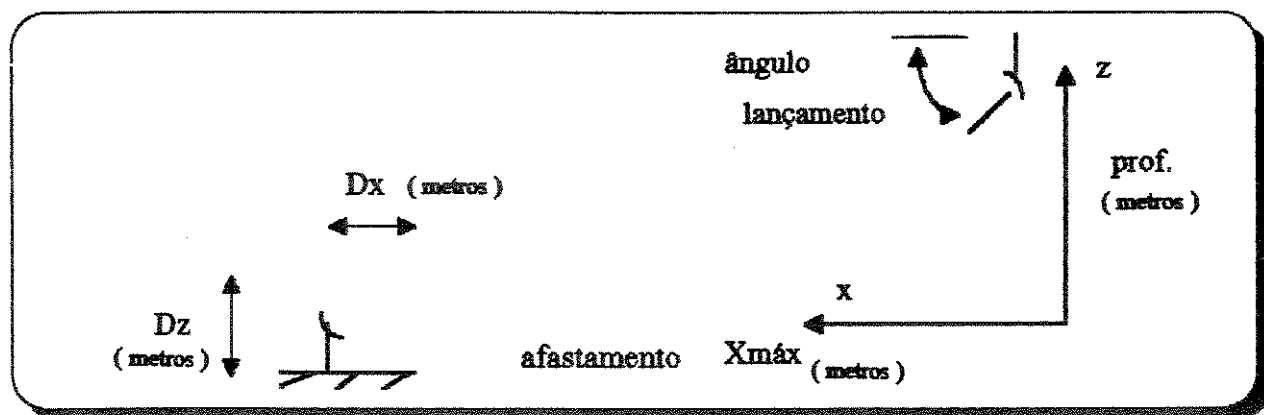


Fig. (14) - Geometria dos enlaces superfície-fundo (vice-versa) .

Perfis do índice de refração até 900 metros
extrapolados a partir dos dados ambientais

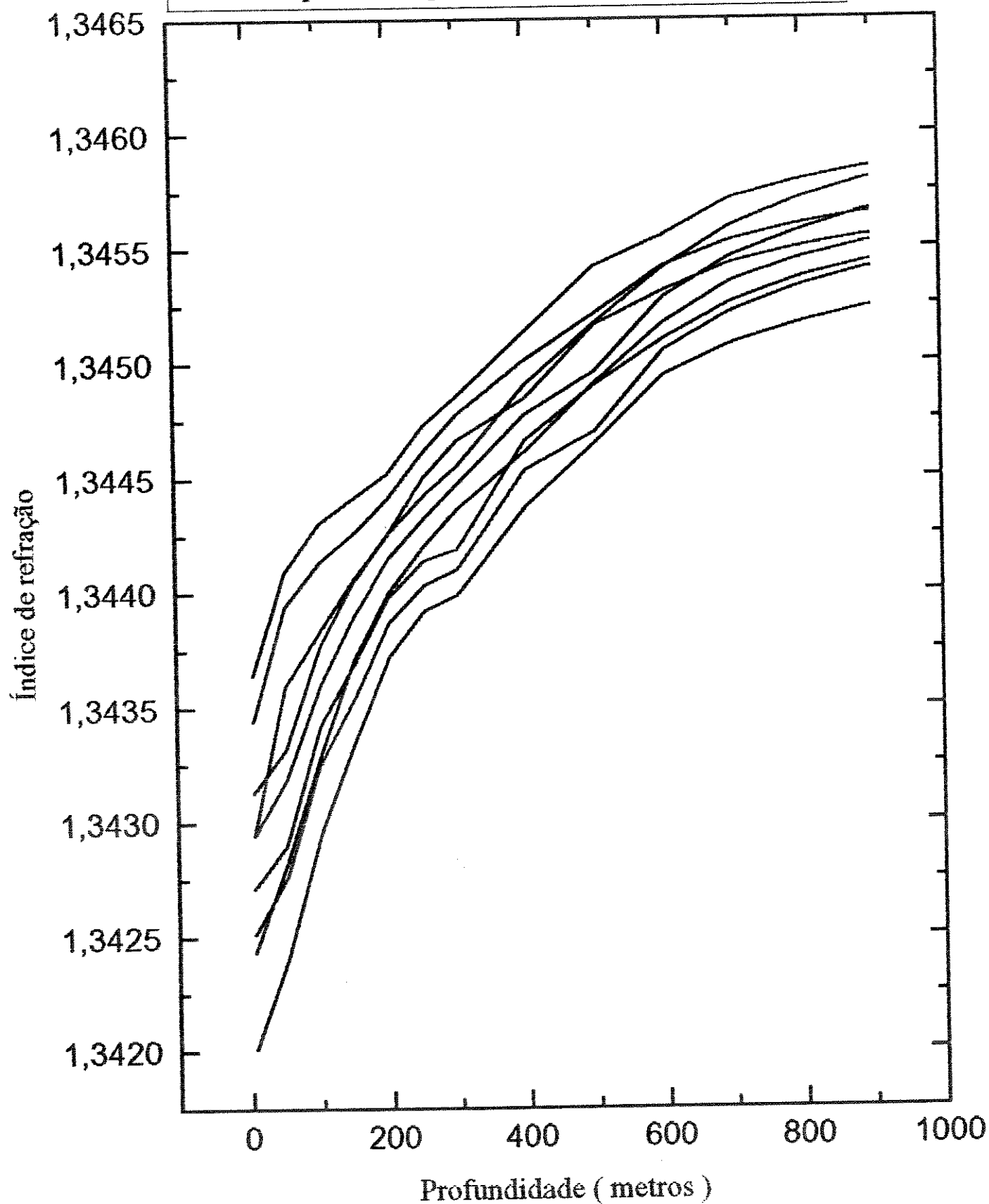


Fig (13) - Perfis do índice de refração para profundidades até 900m .

Os resultados para os enlaces (fundo-superfície ou vice-versa) para profundidades fixas de 300m, 600m e 900m são apresentados nas Tabelas (11-13) a seguir .

enlace a 300m	superfície - fundo		fundo - superfície	
profundidade				
deslocamentos	casos 1 e 9	casos 3 e 7	casos 4 e 9	casos 3 e 7
em metros	mais críticos	mais esperados	mais críticos	mais esperados
Dx	2,56	1,13	1,65	0,25
Dz	0,95	0,41	0,60	0,10
Xmax	819,97	819,30	828,35	827,65

Tabela (11) - Resultados para enlace a 300m de profundidade .

enlace a 600m	superfície - fundo		fundo - superfície	
profundidade				
deslocamentos	casos 1 e 8	casos 3 e 7	casos 1 e 8	casos 3 e 7
em metros	mais críticos	mais esperados	mais críticos	mais esperados
Dx	8,01	0,29	3,78	1,52
Dz	2,97	0,11	1,36	0,55
Xmax	1636,30	1632,52	1660,05	1658,53

Tabela (12) - Resultados para enlace a 600m de profundidade .

enlace a 900m	superfície - fundo		fundo - superfície	
profundidade				
deslocamentos	casos 1 e 9	casos 3 e 7	casos 1 e 8	casos 3 e 7
em metros	mais críticos	mais esperados	mais críticos	mais esperados
Dx	14,04	2,17	5,04	2,82
Dz	5,22	0,80	1,806	1,01
Xmax	2451,48	2445,70	2488,78	2487,29

Tabela (13) - Resultados para enlace a 900m de profundidade .

Um caso de interesse é o enlace, superfície - fundo ou vice-versa, a longa distância com alcance fixo (afastamento no eixo x) para as diversas profundidades pois permite avaliar os ângulos necessários para mesmas chegadas nas diversas situações, e a influência desses ângulos nas diferenças entre os pontos de chegada . Os polinômios empregados são os mesmos empregados para o cálculo dos enlaces superfície-fundo (Apêndice - C) e os resultados são apresentados a seguir :

- profundidade 300m , alcance 3000m , ângulo de lançamento de 5.1 graus .

- casos 1 e 9 : $Dz = 10.93m$

- casos 3 e 7 : $Dz = 5.42m$

- profundidade 600m , alcance 3000m , ângulo de lançamento de 10.9 graus .

- casos 1 e 8 : $Dz = 9.2m$

- casos 3 e 7 : $Dz = 0.67m$ **

** as situações descritas pelos perfis nos casos 3 e 7 para profundidade de 600m apresentam comportamento anômalo, possivelmente devido a problemas ou desvios na obtenção dos dados de salinidade, densidade e temperatura para esta profundidade ou como resultado particular da combinação destes dados para obtenção destes perfis, e devem ser considerados com ressalvas .

- profundidade 900m , alcance 3000m , ângulo de lançamento de 16.4 graus .

- casos 1 e 9 : $Dz = 7.53m$

- casos 3 e 7 : $Dz = 1.16m$

Verifica-se que a variação da chegada está relacionada com o ângulo da lançamento (modo como o feixe enxerga o gradiente do índice de refração) pois no enlace de 900m apesar do feixe propagar por mais tempo (maior distância) dentro do gradiente ele experimenta menores desvios entre os pontos de chegada, assim maiores ângulos implicam em menores desvios, mesmo a maiores distâncias .

3.2.2 - ENLACES FUNDO - FUNDO À 300m E 600m

Estes enlaces foram calculados para profundidades de 300m e 600m e para alcances de 1000m e 3000m (distâncias típicas entre equipamentos e alcance possíveis com lasers disponíveis atualmente), nas situações mais críticas, com o objetivo de obter dados da sensibilidade de ajuste, dos ângulos de lançamento, para mesmo ponto de chegada nas duas situações e também da ordem de grandeza desses ângulos . Os resultados são apresentados na Tabela 14 e 15 .

Tabela 14 - Resultados para enlaces fundo-fundo a 300 metros .

profundidade	alcance	ângulo	chegada	desvio Dz
300m	metros	graus	metros	metros
caso - 4	1000	0.028	0.030	0.05
caso - 9	1000	0.031 **	0.038	
caso - 4	3000	0.082	0.054	0.44
caso - 9	3000	0.091 **	0.034	

** o aumento do ângulo do caso 4 para o 9 não é compatível com os resultados obtidos no enlace fundo - superfície pois no trecho onde o feixe propaga no enlace fundo - fundo os gradientes em módulo se invertem .

Observamos que os desvios nos pontos de chegadas são sensivelmente menores nos enlaces fundo-fundo que nos enlaces fundo-superfície, isto é explicado pelo fato que as variações do índice de refração no fundo ao longo do ano são bem menores. Este comportamento também é esperado para a turbulência, isto é, a intensidade da turbulência no fundo deve ser menor do que a intensidade da turbulência na superfície .

No enlace a 600m fundo-fundo o desvio (3,8 metros) observado nos pontos de chegada não é compatível com o comportamento esperado, pois o desvio nos pontos de chegada para o mesmo alcance no enlace superfície-fundo (condição mais desfavorável - maior gradiente) é de 3,0 metros .

Tabela 15 - Resultados para enlazes fundo - fundo a 600m .

profundidade 600m	alcance metros	ângulos graus	chegada metros	desvio Dz metros
caso - 1	1000m	0.086	0.024	
caso - 8	1000m	0.008 ***	0.022	1,37
caso - 1	3000m	0.253	0.067	
caso - 8	3000m	0.022 ***	0.069	12,00
caso - 1	1660 ****	0.14	-0.007	
caso - 8	1660 ****	0.011	-0.007	3.8

*** neste caso o comportamento do gradiente total é idêntico ao gradiente para o trecho do enlace fundo - fundo .

**** este enlace foi calculado com alcance específico para possibilitar a comparação com o enlace com mesmo alcance na situação superfície fundo para verificação das vantagens das menores variações no índice observadas no fundo .

Não será calculado para a profundidade de 900m já que os valores do índice de refração onde o feixe irá propagar foram extrapolados a partir de dados de 600m e podem de alguma forma não corresponder a realidade, também não será calculado para caso da inclinação do talude (inclinação do terreno) pois o caso fundo - fundo é mais crítico . O único cuidado quando do projeto do enlace é o levantamento das cotas batimétricas (descrição do relevo do fundo do mar) da região para a verificação da existência de possíveis obstáculos naturais, cuidado esse que deve ser tomado em todos enlazes . A situação de enlazes fundo - fundo envolvendo a inclinação do talude é considerada em outros enlazes, já que as inclinações envolvidas nestes casos são bem próximas . As inclinações típicas observadas na região são :

faixa de profundidade em metros	afastamento em metros	inclinação do talude em graus
400 - 550	5000	1.72
500 - 650	4000	2.15
550 - 700	3000	2.86
650 - 800	5000	1.72

As figuras (15 - 16) exemplificam a trajetória do feixe em enlaces fundo-fundo em profundidade de 300m e para alcances de 1000m e 3000m respectivamente .

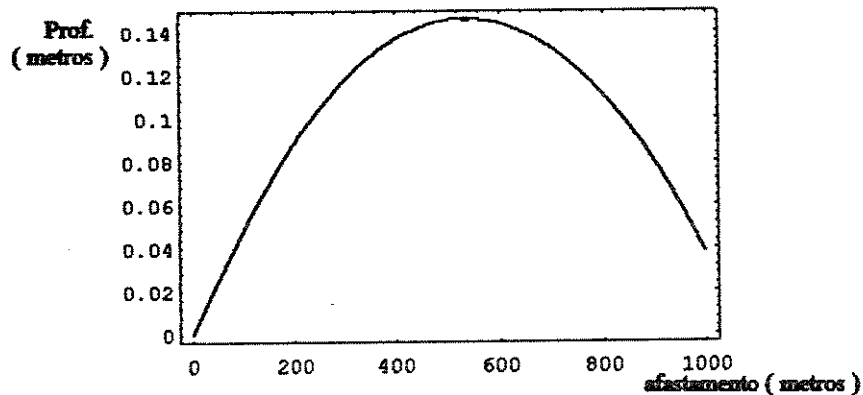


Fig (15) - Trajetória do feixe em enlace fundo-fundo (300m) para 1000m de alcance .

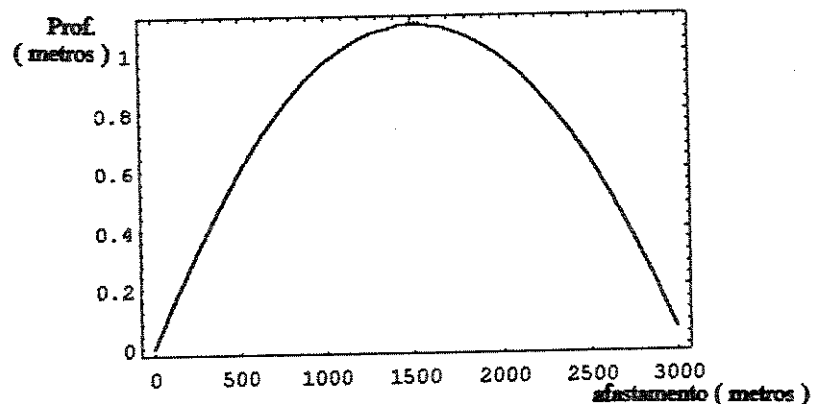


Fig (16) - Trajetória do feixe em enlace fundo-fundo (300m) para 3000m de alcance .

3.2.3 - ENLACE ENTRE 150m E 300m (MEIA ÁGUA - FUNDO)

Se a plataforma que serve de suporte para a produção é do tipo fixa ou de pernas tensionadas, existe a possibilidade de se instalar o equipamento de comunicação na estrutura da mesma numa profundidade intermediária . Esta medida possibilita reduzir os efeitos das variações maiores no gradiente do índice de refração próximo a superfície e portanto nos desvios . A instalação do sistema em 150m de profundidade permite o acesso ao equipamento, através de mergulho, para possíveis reparos e também elimina o trecho até 150m onde as variações no índice de refração se manifestam mais intensamente . O procedimento para a identificação das situações mais críticas foi idêntico ao utilizado nas simulações anteriores, ajusta-se um polinômio que melhor descreve o índice de refração e calcula-se as trajetórias para as diversas situações do índice de refração, verificando os casos que apresentam maiores diferenças nos pontos de chegada .

Neste caso os cálculos para identificação dessas situações foram efetuados para alcance fixo de 10000m (fora da realidade dos alcances possíveis com as fontes disponíveis), o que levou a necessidade de ângulos de lançamento negativos e por sua vez o polinômio deve representar as profundidades negativas . A situação para alcances elevados obriga que o equipamento seja posicionado a certa profundidade, para evitar que o feixe atinja a superfície antes de alcançar o receptor . Fig. (17)

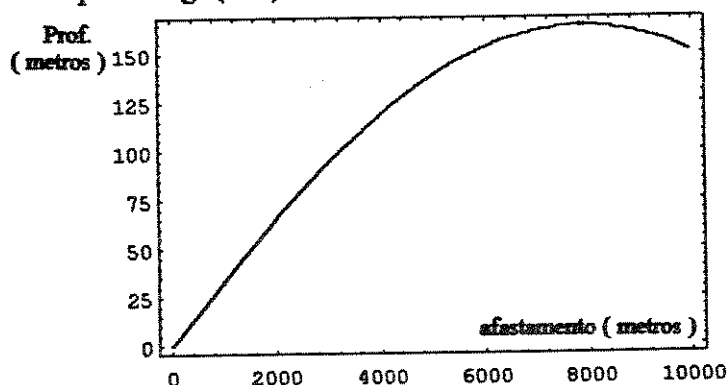


Fig. (17) - Exemplo de enlaces entre 150m e 300m (fundo-superfície), indicando a necessidade de posicionamento do sistema de comunicação abaixo da superfície, para garantir chegada do feixe no receptor antes de atingir a superfície .

Após a identificação dos casos mais críticos um enlace de 300m de alcance foi calculado para efeito de comparação com outro enlace para mesma distância só que da superfície até o fundo diretamente . Os resultados comprovam a redução dos desvios, e a redução é da ordem de 4m para este caso . Os resultados comparativos são apresentados na Tabela 16 .

casos 1 e 9 (mais críticos)		
faixa de profundidade	ângulo de lançamento	desvios Dz
150 - 300m	2.8 graus	6.48m
0 - 300m	5.1 graus	10.93m
casos 3 e 7 (mais esperados)		
150 - 300m	2.8 graus	2.32m
0 - 300m	5.1 graus	5.42m

Tabela 16 - Resultados comparativos dos enlaces 150-300m e 0-300m .

3.3 - ESTUDO DO INTERVALO DE VARIAÇÃO DO PERFIL DO ÍNDICE DE REFRAÇÃO AO LONGO DO ANO

Os resultados obtidos até este momento levaram em consideração os perfis gerados a partir das combinações dos dados de temperatura, pressão e salinidade nas situações extremas, ou seja, valores máximos e mínimos . Devido a disponibilidade desses dados em valores médios observados mês a mês e tendo identificados os meses mais quente e mais frio (análise foi baseada nos dados até 150m, pois abaixo dessas profundidades as variações são muito pequenas e todos os dados praticamente se relacionam) Abril e Setembro, respectivamente, foram obtidos os perfis do índice de refração utilizando-se das mesmas tabelas (Apêndice A) e procedimentos dos casos anteriores . A partir desses perfis (Apêndice D) foram simulados enlaces a 600m de profundidade com o objetivo de verificar se as situações mais críticas

incluem os perfis descritos pelos meses de Abril e Setembro observados ao longo do ano e se esses casos (Abril e Setembro) se correlacionam com seus respectivos casos gerados a partir de combinações das condições de temperatura e salinidade . Os resultados das simulações (600m superfície - fundo) considerando os meses de Abril e Setembro são apresentados no Apêndice D .

Analisando esses resultados podemos verificar que, conforme esperado, os casos gerados com as combinações de dados de temperatura e salinidade máxima e mínima englobam os possíveis piores casos ao longo do ano, e os resultados dos enlaces para os perfis do índice de refração para máxima temperatura / máxima salinidade (caso 3) e mínima temperatura / mínima salinidades (caso 7) ficam bem próximos dos resultados obtidos para os perfis de Abril e Setembro, respectivamente .

Uma análise sobre as considerações que devem ser feitas e cuidados a serem tomados na escolha ou ajuste dos polinômios utilizados para descrever os diversos perfis do índice de refração são apresentadas no Apêndice E .

3.4 - EXEMPLOS DE ARRANJOS DE ENLACES ÓPTICOS SUBMARINOS

Serão apresentados a seguir exemplos de arranjos de enlaces ópticos submarinos, onde serão considerados os pontos discutidos até este momento como : movimentos das plataformas, desvios devido a sazonalidade, dificuldade de acesso, complexidade do sistema, gradiente do índice de refração e as vantagens e desvantagens de cada arranjo . Com os resultados obtidos, verificamos que o equipamento, quando instalado na plataforma, deve ser posicionado a algumas dezenas de metros da superfície de modo a evitar o trecho mais turbulento do meio e também para permitir certos tipos de enlaces à longa distância onde são necessários ângulos negativos de lançamento do feixe .

3.4.1 - ENLACE SUPERFÍCIE-FUNDO TOTALMENTE NÃO GUIADO

Neste tipo de enlace todo percurso será não guiado e tem a desvantagem do feixe estar sofrendo a ação das variações no índice de refração na sua totalidade . Apresenta a vantagem de não possuir conexões de fibras ópticas submarinas ou de qualquer outra natureza (apenas sinal de controle) . No caso de plataformas fixas o efeito dos movimentos seria bastante reduzido . Um exemplo deste tipo de arranjo é apresentado na Fig. (18)

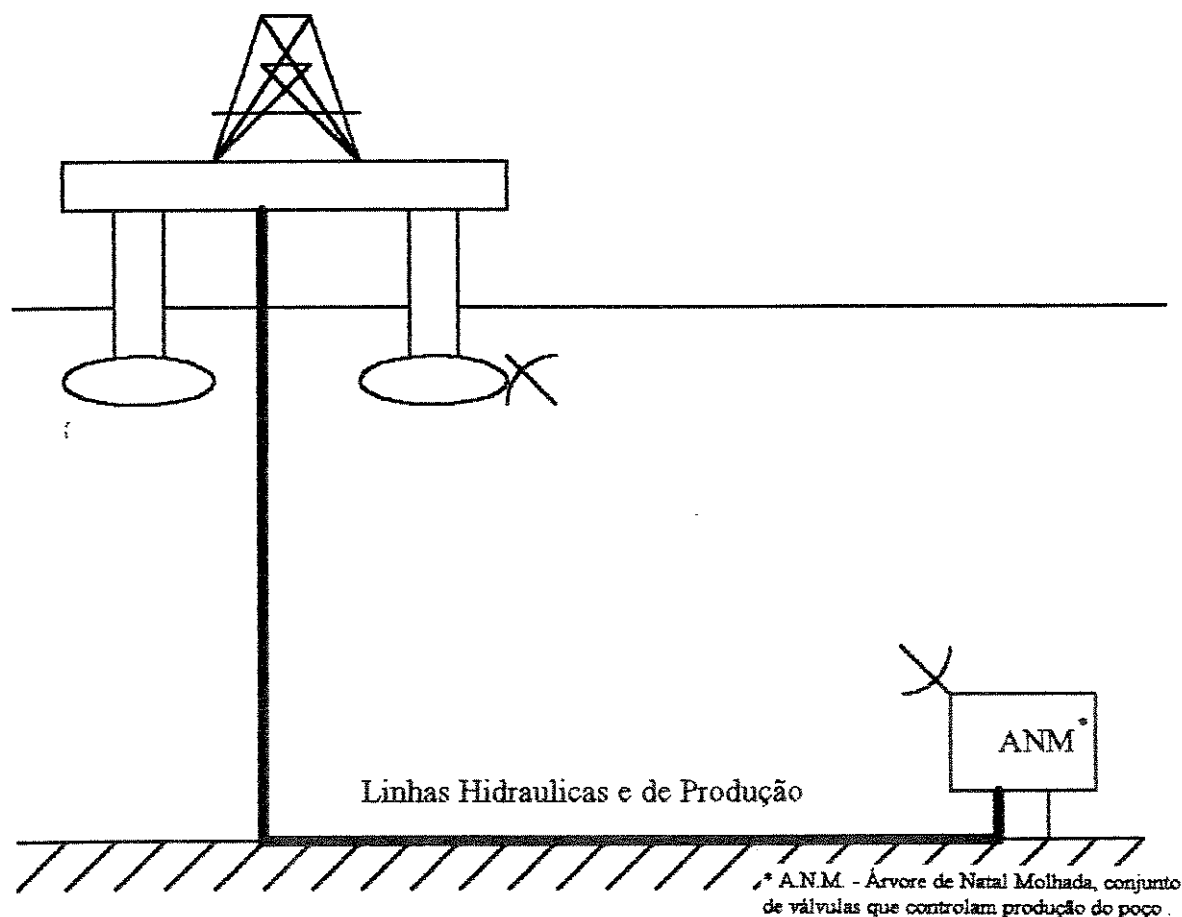


Fig. (18) - Exemplo do arranjo de enlace óptico totalmente não guiado utilizando plataforma flutuante como suporte .

3.4.2 - ENLACE 150m a 300m (MEIA ÁGUA - FUNDO)

O equipamento é instalado numa profundidade intermediária, na estrutura da plataforma, de forma a reduzir o percurso onde o feixe está exposto as variações do índice de refração e portanto reduzir seus efeitos como : desvios e variações na fase e amplitude do sinal.

A sugestão da profundidade de 150m é em virtude de facilitar e baratear o acesso ao equipamento por mergulhadores, em caso de necessidade de ajustes ou reparos . A necessidade de um suporte físico para o equipamento, limita a sua aplicação em plataformas fixas ou de pernas tensionadas e assim os desvios devidos aos movimentos das plataformas também são pequenos . A desvantagem de termos uma conexão óptica submarina pode ser eliminada fazendo com que o equipamento possa ser manipulado e trazido a superfície por veículos de operação remota . Exemplo do arranjo descrito acima é apresentado na Fig. (19) .

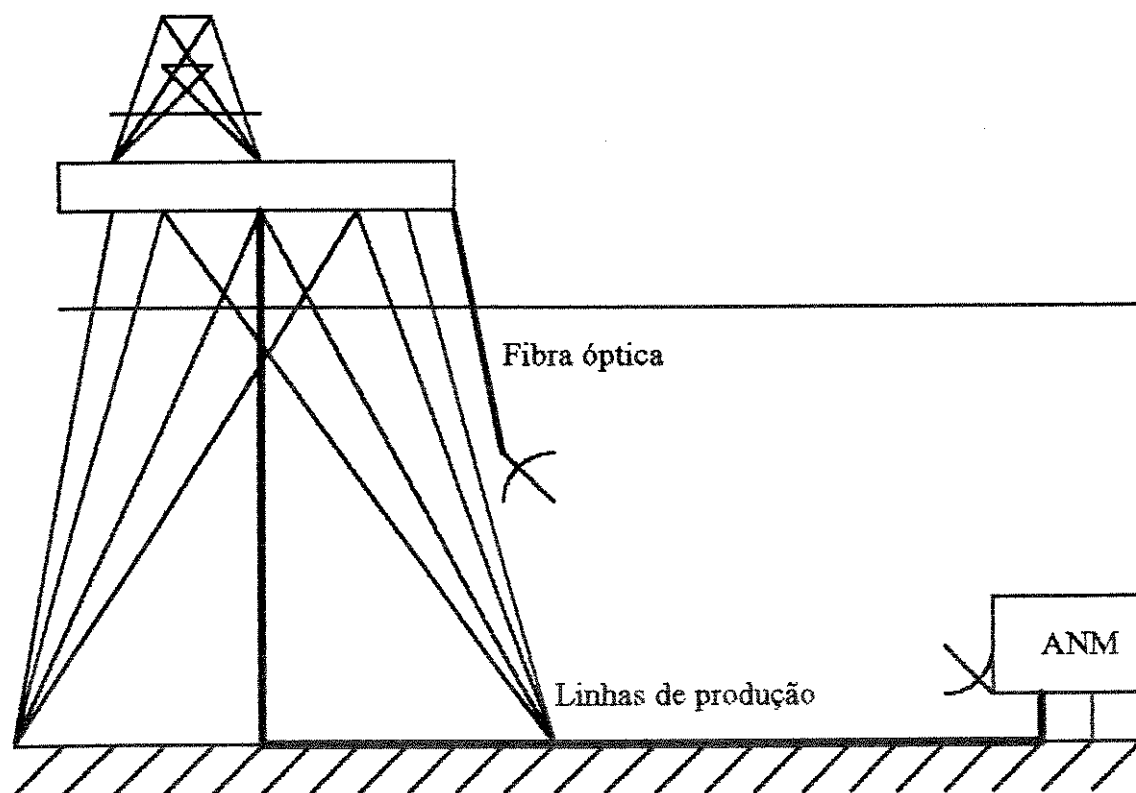


Fig. (19) - Exemplo do arranjo de enlace óptico meio-água - fundo utilizando plataforma fixa como suporte .

3.4.3 - ENLACE SUPERFÍCIE - FUNDO GUIADO E FUNDO - FUNDO NÃO GUIADO

Com o objetivo de reduzir os efeitos das variações no índice de refração e dos movimentos das plataformas e ainda a distância do enlace não guiado, sugere-se este tipo de enlace .

Neste arranjo o equipamento seria instalado no fundo do mar, em estrutura adequada, abaixo da plataforma (protegido de acidentes - âncoras) e ligado a plataforma por intermédio de fibra óptica e ainda teria a possibilidade de ser recolhido para reparos; o que reduz sensivelmente o problema de termos uma conexão óptica submarina . Aliada a essas vantagens temos o enlace não guiado no fundo onde as variações no índice são pequenas e como o equipamento está apoiado no fundo do mar o agravante dos movimentos das plataformas é eliminado .

Com o que foi exposto acima verificamos que este arranjo é o mais adequado ao uso na aplicação submarina e será escolhido para as análises dos efeitos da turbulência . Exemplo deste arranjo é apresentado na Fig. (20) .

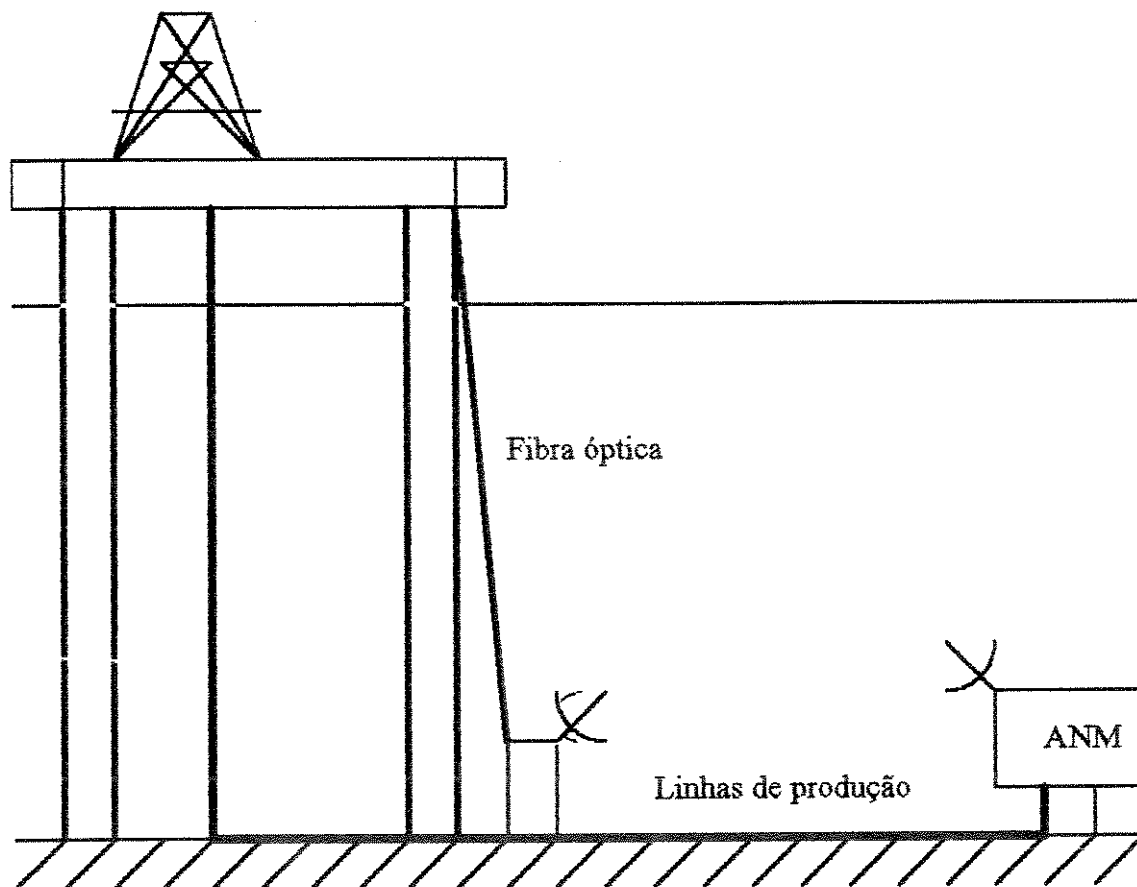


Fig. (20) - Exemplo do arranjo de enlace fundo-fundo não guiado utilizando plataforma de pernas tensionadas como suporte . Neste arranjo todo equipamento está apoiado no fundo do mar (livre de movimentos).

3.4.4 - ENLACE SUPERFÍCIE - FUNDO UTILIZANDO BÓIA COMO SUPORTE PARA O EQUIPAMENTO DE COMUNICAÇÃO NA SUPERFÍCIE

O feixe se lançado paralelo ao gradiente do índice de refração (ângulo de 90 graus) não sofre desvios, curvaturas devido as variações no índice, e é com a intenção de aproveitar esta característica na geometria de propagação do feixe que foi levantada a possibilidade de utilizarmos uma bóia posicionada acima do equipamento submarino . O enlace entre a plataforma e a bóia poderia ser através de microondas ou laser em propagação livre na atmosfera . Estando sujeito as flutuações no índice de refração e portanto aos mesmos efeitos já conhecidos .Entretanto este arranjo apresenta certos problemas que tornam seu emprego extremamente desaconselhável .

Um desses problemas são as amplitudes e frequências dos movimentos da bóia em respostas as perturbações do meio devido as suas dimensões e forma estrutural; outros aspectos seriam a forma de ancoragem e sistema de fornecimento de energia para o sistema . Uma solução para amenizar o problema dos movimentos, seria a utilização de um sistema associado ao sistema dinâmico de direcionamento para a manutenção da posição como os empregados em horizontes artificiais de aeronaves .A questão da fonte de energia poderia ser solucionada pelo emprego de baterias associadas a células solares embora o ambiente não seja adequado (maresia - corrosão) . Outro ponto desfavorável a este arranjo é que a bóia consiste em obstáculo a navegação, muito intensa na área . Assim o risco de acidente com dano ou mesmo perda do equipamento é elevado, ou seja, este arranjo apresenta grandes desvantagens e não será considerado nos estudos futuros .

3.5 - ESTUDO DA AMPLITUDE DE AJUSTE DOS ÂNGULOS DE LANÇAMENTO DO FEIXE PARA MESMA CHEGADA

Nos enlaces estudados encontramos diferentes profundidades de chegada do feixe

devido às variações de grande escala (sazonalidade), no índice de refração ao longo do ano. Considerando que um sistema de ajuste automático do ângulo de lançamento para manutenção do ponto de chegada seja instalado, existe a necessidade de conhecer a amplitude desses ajustes para o projeto deste sistema . Para isso foram considerados enlaces superfície - fundo em 300m de profundidade e alcances de 1000m e 3000m e enlaces fundo - fundo em 300m e 600m com alcances de 1000m e 3000m . A amplitude dos ajustes no ângulo são apresentados na Tabela 17 . Estes ajustes encontram-se na faixa de décimos a milésimos de graus, ou seja, o equipamento de ajuste deve ser extremamente preciso .

enlace	superfície - fundo (300m de profundidade)			ajuste graus
perfil	alcance (m)	ângulo (graus)	chegada (z)	
caso - 4	1000	16.4	297.90 m	< 0.1
caso - 9	1000	16.5	298.45 m	
caso - 4	3000	4.9	287.71 m	< 0.2
caso - 9	3000	5.1	287.01 m	
	fundo - fundo (300m de profundidade)			
caso - 4	1000	0.028	0.03 m	0.003
caso - 9	1000	0.031	0.038 m	
caso - 4	3000	0.082	0.054 m	0.009
caso - 9	3000	0.091	0.034 m	
	fundo - fundo (600m de profundidade)			
caso - 1	1000	0.086	0.024 m	0.078
caso - 8	1000	0.008	0.022 m	
caso - 1	3000	0.253	0.067 m	0.231
caso - 8	3000	0.022	0.069 m	

Tabela (17) - Amplitude de ajuste do ângulo de lançamento para mesmo ponto de chegada .

Outros resultados interessantes são : para correção de 1m no afastamento (eixo x) num enlace superfície - fundo a 600m de profundidade e afastamento de 1660m é preciso

variar o ângulo de 0.01 graus e a correção para a profundidade (eixo z) é de 0.2 graus para cada metro . Essas correções consideram o feixe como pontual na chegada, se considerarmos a difração, e portanto a abertura do feixe, a necessidade dessas correções podem ser amenizadas.

3.6 - CÁLCULO DA DIMENSÃO DO SPOT DO FEIXE NA CHEGADA

O estudo da trajetória do feixe realizado até aqui, utilizando a óptica geométrica, não considera a existência do efeito da difração que provoca abertura do feixe . Este aspecto é extremamente importante para a caracterização do canal de comunicação óptico, pois define a distribuição de intensidade do feixe e de suas dimensões no ponto de chegada; o primeiro relacionado a sensibilidade do detector e o segundo com o projeto do sistema de direcionamento (tracking system) .

Devido a complexidade de se considerar o gradiente da constante de propagação na fórmula de difração Fresnel iremos simular a difração do feixe através da divergência entre dois raios ópticos localizados, no espaço, nos pontos de e^{-1} ou e^{-2} do perfil transversal do feixe de laser .

Para o cálculo do spot do feixe iremos desconsiderar a dimensão do feixe no transmissor, quando comparada com as distâncias envolvidas nos enlaces (feixe 1mm - enlace 50 a 300m) . É então aplicado o mesmo método empregado anteriormente nos cálculos da trajetória dos raios . Assim, aos ângulos obtidos anteriormente foram somados os ângulos de divergência (full beam) . A diferença entre os pontos na chegada fornece uma idéia da dimensão do spot do feixe . Fig. (21)

Os resultados das diversas situações são apresentados nas Tabelas 18 - 21 . Nestas tabelas a dimensão do spot foi corrigida pela média dos ângulos de no receptor .

Analisando os resultados verificamos que o gradiente induz o efeito de uma leve focalização do feixe em alguns casos . Como foi considerado inicialmente que o índice de

refração varia somente com a profundidade, verifica-se a tendência do feixe de tomar a forma elíptica pois a abertura do feixe ao longo do eixo z é menor que a do eixo y .

Um estudo da difração considerando o efeito da turbulência será apresentado no
Capítulo - 4 .

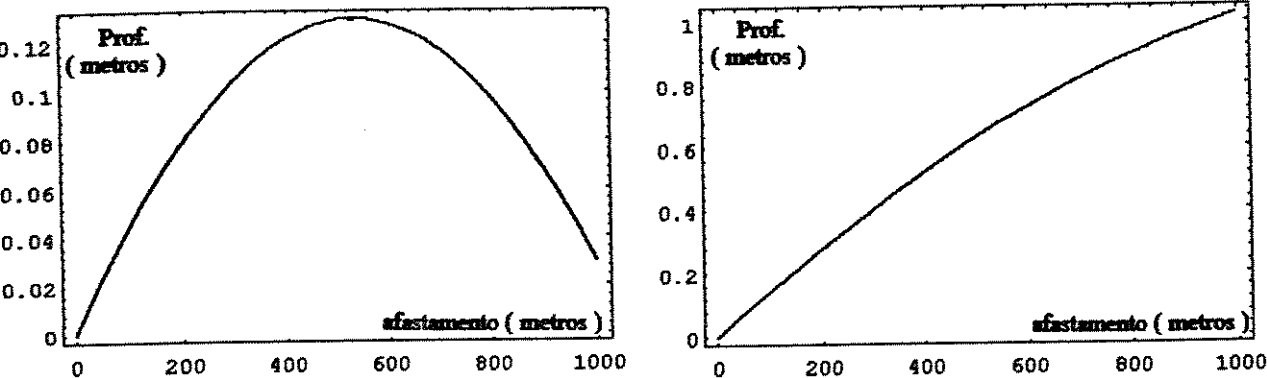


Fig. (21) - Exemplo de cálculo da dimensão do spot para alcance de 1000m .

enlace caso - 1	superfície - fundo (300m de profundidade)			spot s/ gradiente ind. de refração
	divergência	chegada	spot corrigido	
ângulo de lançamento de 5.1 graus	1 mrad	300.87 m	2.91 m	3.02 m
alcance 3000 m	5 mrad	312.57 m	14.53 m	15.08 m
chegada 297.94	10 mrad	327.17 m	29.03 m	30.15 m
ângulo de lançamento de 16.5 graus	1 mrad	300.88 m	1.04 m	1.05 m
alcance 1000m	5 mrad	305.23 m	5.20 m	5.22 m
chegada 299.80	10 mrad	310.68 m	10.42 m	10.44 m
ângulo de lançamento de 44.9 graus	1 mrad	300.14 m	0.42 m	0.42 m
alcance 300m	5 mrad	302.55 m	2.12 m	2.12 m
chegada 299.55	10 mrad	305.59 m	4.27 m	4.24 m

Tabela (18) - Cáculo dos spots do feixe para enlace superfície - fundo em 300 m .

enlace caso - 1	superfície - fundo (600m de profundidade)			spot s/ gradiente índ. de refração
	divergência	chegada	spot corrigido	
ângulo de lançamento de 10.9 graus	1 mrad	603.75 m	3.01 m	3.06 m
alcance 3000m	5 mrad	616.03 m	15.06 m	15.30 m
chegada 600.68	10 mrad	631.43 m	30.17 m	30.59 m
ângulo de lançamento de 30.8 graus	1 mrad	600.79 m	1.16 m	1.17 m
alcance 1000m	5 mrad	606.23 m	5.83 m	5.83 m
chegada 599.43	10 mrad	613.07 m	11.70 m	11.66 m
ângulo de lançamento de 63.4 graus	1 mrad	601.68 m	0.67 m	0.67 m
alcance 300m	5 mrad	607.75 m	3.38 m	3.35 m
chegada 600.18	10 mrad	615.48 m	6.82 m	6.71 m

Tabela (19) - Resultados dos spots do feixe para enlace superfície - fundo em 600m .

Tabela (20) - Resultados do spot do feixe para enlace superfície-fundo em 900m .

enlace caso - 1	superfície - fundo (900m de profundidade)			spot s/ gradiente índ. de refração
	divergência	chegada	spot corrigido	
ângulo de lançamento de 16.4 graus	1 mrad	904.87 m	3.1 m	3.13 m
alcance 3000m	5 mrad	917.82 m	15.53 m	15.66 m
chegada 901.63	10 mrad	934.07 m	31.11 m	31.32 m
ângulo de lançamento de 41.9 graus	1 mrad	902.50 m	1.34 m	1.35 m
alcance 1000 m	5 mrad	909.76 m	6.67 m	6.73 m
chegada 900.68	10 mrad	918.92 m	13.55 m	13.45 m

ângulo de lançamento de 71.5 graus	1 mrad	901.30 m	0.95 m	0.95 m
alcance 300m	5 mrad	913.47 m	4.79 m	4.74 m
chegada 898.31	10 mrad	929.10 m	9.73 m	9.49 m

Tabela (20 continuação) - Resultados dos spots do feixe para enlace superfície - fundo em 900m .

cálculo do spot do feixe no enlace fundo - fundo em 300m de profundidade			
caso - 4	alcance 1000m	ângulo lançamento = 0.028 graus	
divergência	chegada	chegada original	spot
1 mrad	1.02 m	0.03 m	1.0 m
5 mrad	5.00 m	0.03 m	5.0 m
10 mrad	9.97 m	0.03 m	10.0 m
caso - 4	alcance 3000m	ângulo lançamento = 0.082 graus	
divergência	chegada	chegada original	spot
1 mrad	2.89 m	0.06 m	2.84 m
5 mrad	14.24 m	0.06 m	14.2 m
10 mrad	28.45 m	0.06 m	28.4 m
cálculo do spot do feixe no enlace fundo - fundo em 600m de profundidade			
caso - 1	alcance 1000m	ângulo lançamento = 0.086 graus	
divergência	chegada	chegada original	spot
1 mrad	1.03 m	0.03 m	1.0 m
5 mrad	5.04 m	0.03 m	5.01 m
10 mrad	10.05 m	0.03 m	10.02 m
caso - 1	alcance 3000m	ângulo lançamento = 0.253 graus	
divergência	chegada	chegada original	spot
1 mrad	3.13 m	0.07 m	3.06 m
5 mrad	15.36 m	0.07 m	15.30 m
10 mrad	30.64 m	0.07 m	30.50 m

Tabela (21) - Resultados dos spot para enlace fundo - fundo em 300 e 600 m .

Não serão calculados as dimensões dos spots do feixe para o enlace fundo - fundo em 900 metros de profundidade , porque os dados para o gradiente do índice de refração de 600m a 900m foram extrapolados a partir dos dados até 600m e podem conter erros .

3.7- ANÁLISE CONJUNTA DOS DESVIOS NA CHEGADA DO FEIXE E DOS MOVIMENTOS DAS PLATAFORMAS

Uma análise conjunta dos resultados das simulações e dos movimentos das plataformas é apresentada com o objetivo de determinar se a combinação dos mesmos implica numa situação que impossibilite o projeto de um sistema óptico de comunicação entre os equipamentos submarinos .

A necessidade de um sistema automático de direcionamento do feixe já era previsto em se considereando somente os movimentos das plataformas, mas nos enlaces fundo- fundo as amplitudes dos desvios devido as variações do índice de refração ao longo do ano combinados com as dimensões do feixe na chegada podem levar a necessidade de um sistema de direcionamento .

Da observação dos resultados das simulações verifica-se que os desvios nos pontos de chegada do feixe devido a sazonalidade são menores nos enlaces fundo-superfície e apresentam maior alcance (comportamento esperado) do que nos enlaces superfície-fundo, para as mesmas condições, caracterizando o enlace superfície-fundo como o mais crítico .

Nos enlaces com alcance fixo de 3000m em profundidades de 300, 600 e 900m os desvios devido a sazonalidade são da ordem de 11, 9 e 7.5 metros respectivamente nos (situações mais críticas) e 5.4, 0.7 e 1.2 metros nas situações mais esperadas. O cálculo aproximado das dimensões do feixe para estes enlaces fornecem spots de 2.91, 3 e 3.1 metros respectivamente, que quando analisados em conjunto com os desvios para os casos mais críticos indicam a necessidade de um sistema de direcionamento enquanto que se analisados

com os casos mais esperados a necessidade desse sistema encontra-se no limite, isto é, sem considerar os movimentos das plataformas .

Nos enlaces fundo-fundo os desvios são da ordem de 1 metro, excessão ao enlace em 600m de profundidade e alcance de 3000m que apresentou resultado anômalo, com desvio de 12 metros, desvio maior do que na condição mais crítica superfície-fundo . Assim nos enlaces fundo-fundo não haveria necessidade de um sistema de direcionamento pois não existem os movimentos das plataformas, e mesmo com os desvios, parte do feixe ainda ilumina o receptor.

As frequências de ajuste da direção do feixe para os desvios devido a sazonalidade são extremamente baixas e não representam problema . As frequências necessárias para compensar os movimentos das plataformas são $3 * 10^9$ maiores do que as necessárias devido à sazonalidade, mas também não são problema . Os sistemas com motores de passo e piezoelétricos possuem frequências altíssimas de servo-controle, e atendem as necessidades destes sistemas .

Uma alternativa para minimizar o problema dos desvios e dos movimentos seria o aumento do spot do feixe na chegada mas sob pena de diluição da potência recebida .

Analisando o que foi exposto até aqui, chega-se à conclusão que o enlace fundo-fundo é o mais indicado para o uso submarino mas que o enlace superfície-fundo com plataforma flutuante apesar de mais crítico é factível . Assim para o estudo dos efeitos da turbulência na propagação submarina de feixes ópticos será considerado apenas o enlace fundo-fundo em 600 metros de profundidade . Este é o caso de maior interesse para a aplicação na indústria do petróleo .

3.8 - SISTEMA DE ALINHAMENTO DO FEIXE (BEAM TRACKING SYSTEM)

Para se configurar uma comunicação é necessário que o sinal transmitido chegue ao

receptor e somente então será efetuada a sincronização e a transmissão das informações . [24]

Dessa forma o sinal enviado além de sofrer os efeitos da atenuação, espalhamento e difração deve ser direcionado adequadamente para garantir a sua chegada no receptor, da mesma forma que o detector do receptor deve ser capaz de determinar a direção do sinal recebido . Em enlaces onde a largura do feixe é estreita ou com propagação em longas distâncias os problemas de manutenção do alinhamento do feixe entre transmissor e receptor tornam-se extremamente importantes no projeto desses sistemas de longo alcance .

Assim em sistemas de comunicação onde existe a necessidade de alinhamento as seguintes operações são necessárias : direcionamento (pointing), determinação da direção de chegada (spatial acquisition) e manutenção das condições para a realização das duas operações anteriores (spatial tracking) . Um sistema óptico dotado de alinhamento dinâmico do feixe requer um sensor de posição de imagem . Os sensores existentes atualmente atendem as necessidades para o emprego submarino . O sinal de saída desse sensor é que será utilizado como sinal de realimentação do loop de controle do servomecanismo .

A precisão e velocidade desse sistema devem ser adequados, como visto anteriormente, aos efeitos sofridos pelo feixe . Analisando as simulações dos enlaces estudados verifica-se que pequenas variações nos ângulos de lançamento do feixe ocasionam grandes variações no ponto de chegada do feixe fazendo com que o sistema seja muito sensível, portanto deve-se considerar as vibrações de alta frequência associadas à estrutura da plataforma .

O feixe possui uma largura característica da fonte utilizada, isto é, está confinado em frações de mili-radianos . Se este feixe deve ser detectado pelo receptor, então ele deve ser direcionado dentro de aproximadamente metade de sua largura . Considerando que a precisão do sistema de alinhamento é de $\pm P_e$ radianos (pointing error, receptor pontual) então o feixe deve ter no mínimo $2 * P_e$ de maneira a garantir a recepção . A falta de precisão no direcionamento do feixe é causada por diversos fatores, o primeiro e maior deles é a falta de

habilidade em determinar exatamente a direção desejada . Assim há a necessidade de se definir um sistema de coordenadas fundamental de referência (em alguns sistemas atmosféricos estrelas são utilizadas como referência). O segundo fator que causa erros no direcionamento tem origem no próprio equipamento responsável pelo direcionamento (eletrônico ou mecânico), e aparece na forma de fadiga, ruídos, fabricação defeituosa da estrutura e outros . O terceiro fator é a incapacidade de compensar exatamente os movimentos do transmissor e receptor . O quarto fator é o meio submarino propriamente dito, o direcionamento é afetado pelo deslocamento e espalhamento do feixe causado pela turbulência e variações no gradiente do índice de refração . O espalhamento do feixe leva a diluição da potência e causa erros de direcionamento.

Outro aspecto a ser considerado é a distância do enlace . A partir de certo valor o tempo de propagação é significativo e movimentos relativos do transmissor e receptor passam a ser importantes . Mas este não é o caso no enlace submarino onde as distâncias são curtas .

A determinação da chegada do feixe (spatial acquisition) requer que o receptor seja apontado na direção de chegada do campo . Esse alinhamento deve estar dentro de algum grau de precisão (ângulo de resolução) . No processo de aquisição espacial alguns procedimentos são mais comuns :

- varredura da antena : o sistema do receptor (lente mais o fotodetector) é movimentado num certo raio de visão para encontrar o feixe transmitido .

- varredura do plano focal : neste arranjo, a lente e o receptor são fixos, com um amplo raio de visão e o plano focal é varrido para localizar o feixe .

- arranjo de plano focal : um conjunto ordenado de detectores é utilizado para cobrir o plano focal .

- busca sequencial : um conjunto de detectores é utilizado, e o campo de visão é reajustado em passos sequenciais para "aproximar" o transmissor .

Após direcionar e determinar a chegada do feixe ainda existe a necessidade de se manter o feixe transmitido na área do detector, que é o chamado "spatial tracking". O erro de voltagem devido ao desalinhamento no detector é utilizado num loop de controle para realinhar o feixe. O sistema deve ser capaz de corrigir erros de azimuth e elevação (servo loops separados) e, como dito anteriormente, deve possuir uma faixa capaz de corrigir os movimentos esperados do feixe. Apesar de complicados existem diversos arranjos para estes loops de controle que satisfazem as necessidades de alinhamento normalmente encontradas nas diversas aplicações.

A escolha do melhor sistema de direcionamento para o meio submarino depende de um melhor conhecimento do comportamento do feixe ao se propagar neste meio em conjunto com os outros fatores como os movimentos das plataformas quando for o caso.

CAPÍTULO 4

A INFLUÊNCIA DA TURBULÊNCIA :

UMA ANÁLISE ONDULATÓRIA

O ambiente submarino é um meio não homogêneo [25 - 27] onde o índice de refração é função da posição e do tempo. Podemos considerá-lo, de maneira conveniente, como um meio composto de um grande número de regiões de dimensões variáveis, onde o índice de refração varia em torno de uma média . Quando um feixe de laser se propaga no oceano, a interação com o meio produz variações aleatórias na amplitude, fase e polarização do sinal. Essa aleatoriedade leva a uma variedade de efeitos os quais tendem a degradar o desempenho do sistema. Embora esses efeitos estejam relacionados, eles serão listados em separados a seguir :

- desvio do feixe : neste efeito o feixe como um todo pode ser desviado da linha de visada, devido à turbulência, gerando uma perda de potência na abertura do receptor .

- dança da imagem : variações no ângulo de chegada da frente de onda recebida fará com que a imagem seja focalizada em diferentes pontos do plano focal do sistema óptico do receptor .

- espalhamento do feixe : o desvio em ângulos pequenos dos raios, pelas não homogeneidades, espalham a energia do feixe sobre uma grande região .

- imagem manchada : destruição da coerência de fase ao longo do feixe (mudança rápida da fase com a posição) leva ao aparecimento de manchas na imagem .

- cintilação : interferências destrutivas dentro do feixe produzem flutuações locais da amplitude, de forma que, no feixe, aparecem áreas claras e escuras . Isto gera flutuações na potência recebida, que são fortemente dependentes das dimensões da abertura do receptor . As variações no tempo dessas flutuações devem ser consideradas nos sistemas A.M. .

- flutuações na fase : variações no tempo da fase gera modulação espúria que interfere

na modulação do sinal e a variação espacial tende a destruir a modulação do sinal em sistemas por modulação na amplitude (A.M).

Todos os efeitos descritos acima são determinados por flutuações na amplitude e na fase e para uma discussão quantitativa do problema é preciso a solução da equação de onda com as condições de contorno adequadas . Qualquer discussão quantitativa dos efeitos da turbulência deve levar em conta as dimensões do feixe ($w(z)$), que pode variar de milímetros à metros. Outro parâmetro importante é a razão entre $w(z)$ e as dimensões das não homogeneidades . Outros pontos são o espectro e a intensidade da turbulência, esta última descrita pela constante de estrutura . O conhecimento desses pontos permitem obter informações importantes sobre os efeitos sofridos pelo feixe no meio turbulento .

4.1 - ESPECTRO DA TURBULÊNCIA DO MEIO

O índice de refração de um meio é, em geral, função da posição e do tempo . No modelamento elétrico do meio, este pode ser considerado como formado por um conjunto de regiões de diferentes dimensões, chamadas de células (eddies), onde são observadas as variações no índice de refração . As regiões de maior e menor dimensão são chamadas de escala externa (L_0) e interna (l_0) respectivamente . Na atmosfera L_0 é da ordem de 100 metros na direção horizontal e l_0 é da ordem de 1 a 10 milímetros próximo do solo . No ensaio efetuado por Elliot, Kerr e Pincus [28] para estudo da propagação de feixes ópticos em turbulência gerada em laboratório, utilizando um tanque de etanol, l_0 mostrou ser da ordem de milímetros .

As variações no índice de refração podem ser divididas em variações de grande escala, gradiente com a profundidade, e de pequena escala como flutuações causadas pela turbulência. A turbulência é somada às variações de grande escala . As flutuações no índice de refração, como observado anteriormente, são resultantes de perturbações na salinidade e na temperatura da água do mar, considerando que o efeito da pressão é pequeno e portanto desprezível . Essas

perturbações são introduzidas no meio por intermédio de ventos, correntes, chuvas, foz de rios, grau de insolação e muitos outros . A energia cinética é normalmente introduzida no meio pelos fenomenos citados acima, dessa forma é razoável assumir que a energia é introduzida através da ação de regiões de dimensões maiores que um valor mínimo, ou seja da escala externa .

Definindo a constante de propagação como $k_0 = 2\pi/L_0$, podemos especificar um espectro de energia para as flutuações no índice de refração em função da constante de propagação . Dessa forma o espectro possui, conforme observado e proposto por vários autores [29 - 34], a forma mostrada na figura abaixo .

*** os termos que aparecem nas figuras abaixo não serão definidos já que as figuras tem somente a finalidade de ilustrar a forma que o espectro da turbulência assume nos diversos ranges .

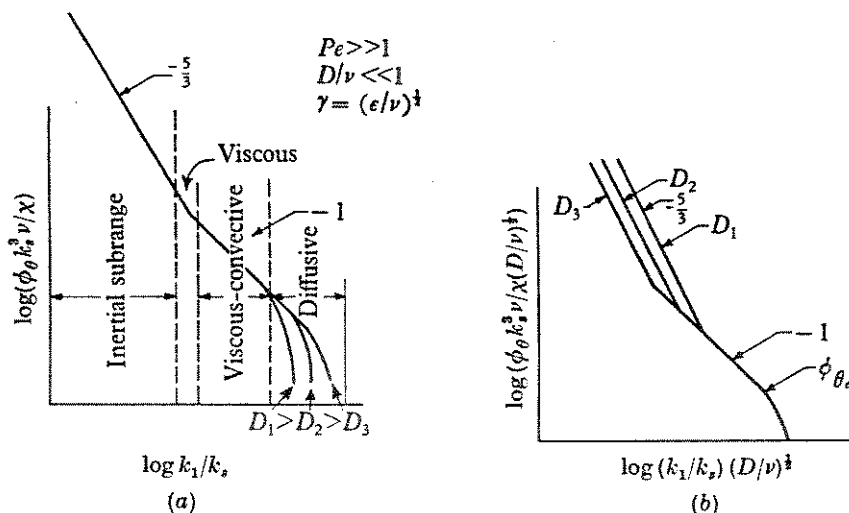


Fig. (22) - Aspecto do espectro escalar universal para sistemas com número de Schmidt elevado (razão entre a viscosidade cinemática e a difusividade) : (a) range inercial e subrange viscoso-convectivo; (b) subranges viscoso-convectivo e difusivo [34] .

A energia é então introduzida no range dos menores valores da constante de propagação, acima do range inercial. Nesse range o número de Reynolds é tão alto para as grandes células (eddies) que elas são instáveis e se dividem em células menores .

O número de Reynolds é adimensional, representa a razão das forças de inércia pelas forças de viscosidade . É utilizado como meio de comparação entre fluxos e também para determinação do regime do fluxo, isto é, fluxos com número de Reynolds acima de 2000 são turbulentos e abaixo deste limite são laminares . Para fluxos em dutos o número de Reynold é definido por :

$$R_E = \frac{Vd}{\nu} \quad (4.1.1)$$

onde V é a velocidade, d é o diâmetro do tubo e ν é a viscosidade cinemática .

Para fluidos com número de Reynolds elevado é esperado termos baixa viscosidade e portanto maior será o sucesso das forças de inércia em transferir energia para as células de elevada constante de propagação , ou seja, células de menores dimensões .

Dessa forma elas transferem energia para as células (eddies) de menor dimensão e esse fenômeno se estende até a escala interna, onde a energia é dissipada na forma de calor, chamado de range difusivo . Estudo de diversos autores mostram que cada meio apresenta um espectro característico para as flutuações no índice de refração .

O espectro das flutuações (Φ) no índice de refração causadas pelas flutuações na salinidade e na temperatura na água é bastante diferente do espectro desenvolvido pelas flutuações da temperatura e da umidade na atmosfera. Isto porque a razão entre a viscosidade cinemática (ν) e difusividade (D) é muito maior para as flutuações de temperatura ($\nu/D = 7$, número de Prandtl) e salinidade ($\nu/D = 700$, número de Schmidt) na água do que para flutuações de temperatura ($\nu/D = 0.72$) e umidade ($\nu/D = 0.63$) no ar . Na água o espectro da temperatura e salinidade apresentam um range viscoso-convectivo , como observado por Hill e Hill e Clifford . [29 - 30]

Vários modelos foram propostos por Hill para descrever o espectro das flutuações de

temperatura e salinidade na água, nas figuras abaixo os espectros apresentados foram obtidos a partir do modelo número 4 de Hill .

*** as figuras abaixo tem somente a função de ilustrar o comportamento do espectro da temperatura e salinidade em função da constante de propagação . Assim os termos não serão definidos .

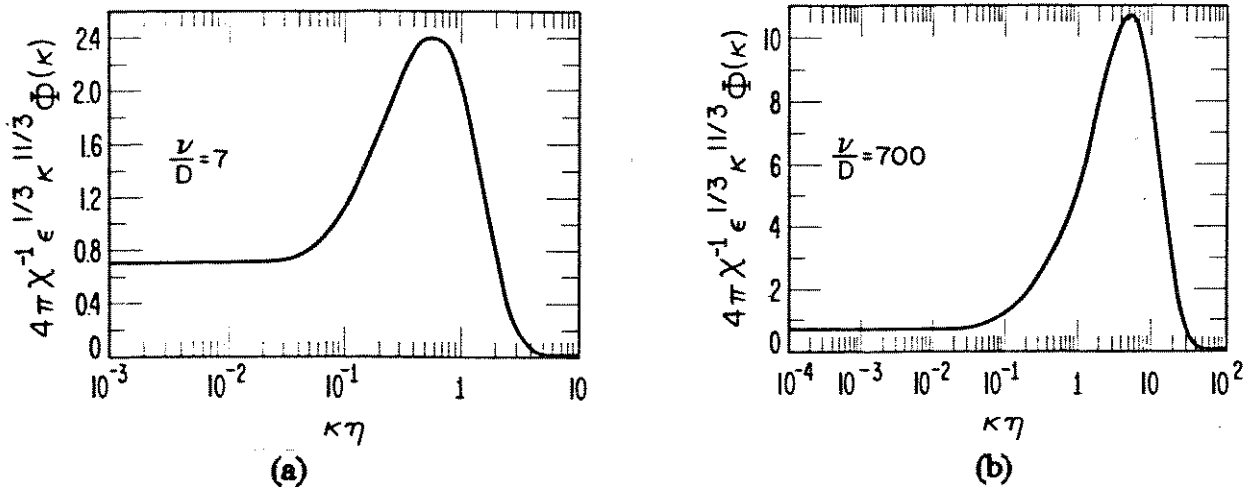


Fig. [23] - Espectro das flutuações de temperatura (a) e espectro das flutuações de salinidade em água turbulenta .

Ref. [29]

Assim como a atmosfera, o meio submarino será considerado como possuindo turbulência homogênea e isotrópica para efeito de praticidade do estudo . O problema da turbulência homogênea é discutida nos trabalhos de Batchelor [32] .O objetivo aqui é relacionar o problema da turbulência com os seus efeitos nas ondas eletromagnéticas . O índice de refração será definido como sendo formado por uma parcela referente a um valor médio, a qual é somada a parcela referente às flutuações, ou seja,

$$n(r, t) = n_0 + n_1(r, t) \quad n_0 = \langle n(r, t) \rangle \quad (4.1.2)$$

onde $\langle \rangle$ indica valor médio (esperança matemática) .

No caso do problema eletromagnético, somente variações espaciais serão consideradas.

De maneira semelhante à utilizada para definir o espectro de potência para processos

estocásticos, o espectro pode ser definido como a transformada tri-dimensional de Fourier da autocorrelação . Esta relação especial entre a autocorrelação e o espectro é conhecida como o teorema de Wiener - Khinchin , e é definida da seguinte forma

$$C(r) = \iiint_{-\infty}^{\infty} \Phi(k) \exp \{j k \cdot r\} d k \quad (4.1.3)$$

onde $r = (x, y, z)$.

Como será visto no próximo capítulo o conhecimento do espectro das flutuações da temperatura e salinidade, e conseqüentemente da autocorrelação, é importante para o cálculo de importantes efeitos causados pela turbulência . O sinal original após atravessar o meio aleatório será também aleatório e sua caracterização se dará por meio de funções estatísticas como por exemplo: a variância da intensidade logarítmica, covariância da amplitude logarítmica e função estrutura de fase. No estudo das flutuações da intensidade, o importante são as dimensões de escala pequenas, enquanto que para as flutuações de fase as dimensões de escala maiores são as mais importantes . Na região das escalas maiores o espectro do índice de refração não possui um formato definido . Dessa forma qualquer tentativa para determinar a variância das flutuações da fase não faz sentido. Assim a função estrutura de fase é utilizada, por ser menos sensível às escalas maiores e é definida como [56] :

$$Dn_1(\tau) = \langle [n_1(r) - n_1(r + \tau)]^2 \rangle \quad (4.1.4)$$

A função de estrutura se relaciona com a função autocorrelação da seguinte forma

$$Dn_1(\tau) = \langle n_1^2(r) \rangle + \langle n_1^2(r + \tau) \rangle - 2Cn_1(\tau) \quad (4.1.5)$$

O trabalho de Lawrence e Strohbehn [35] fornece praticamente todas as expressões para o cálculo das funções citadas acima em função da escala externa, escala interna, espectro das flutuações e constante de estrutura . A constante de estrutura (parâmetro de estrutura) do índice de refração fornece uma medida da intensidade das flutuações no índice de refração e é definida como,

$$P_n^2 = \frac{\langle (n_1 - n_2)^2 \rangle}{r_{12}^{2/3}} \quad (4.1.6)$$

que correlaciona o quadrado da diferença do índice de refração entre dois pontos separados pela distância r (essa relação é válida para o range inercial) .

Para o caso da atmosfera, esses parâmetros são conhecidos e a avaliação dos efeitos causados pela turbulência podem ser numericamente calculados. No caso do meio submarino esses parâmetros não se encontram bem definidos ou não foram ainda medidos e tabelados como acontece na atmosfera, isto porque muitas dessas medidas são extremamente difíceis de serem obtidas no ambiente submarino. Considerando a turbulência como estatisticamente isotrópica e homogênea, as funções de autocorrelação e autocovariança não dependem da direção, o que implica que as medidas efetuadas numa linha contém as informações de todas as tres dimensões, só a magnitude depende da direção . Introduzindo coordenadas esféricas e integrando com relação aos dois ângulos, temos,

$$C(r) = \frac{4\pi}{r} \int_0^{\infty} k \Phi(k) \sin(kr) dk \quad (4.1.7)$$

Por definição, $C_{n_1}(0) = \sigma_{n_1}^2$, então,

$$\sigma_{n_1}^2 = \lim_{r \rightarrow 0} \frac{4\pi}{r} \int_0^\infty k \Phi_{n_1}(k) \sin(kr) dk = 4\pi \int_0^\infty k^2 \Phi_{n_1}(k) dk \quad (4.1.8)$$

Ou seja, a partir do conhecimento do espectro das flutuações do índice de refração podemos calcular a sua variância e com isso obter os resultados procurados para a dimensão e perfil da intensidade do feixe .

Ainda com respeito as variações de n_1 temos [36] ,

$$n_1 = \left(\frac{\partial n_1}{\partial T} \right)_S \cdot \delta T + \left(\frac{\partial n_1}{\partial S} \right)_T \cdot \delta S \quad (4.1.9)$$

onde T e S são temperatura e salinidade respectivamente . Fazendo

$$\frac{\partial n_1}{\partial T} \approx \frac{\Delta n_1}{\Delta T}_{S \rightarrow cte} \cdot \frac{\langle T \rangle}{\langle T \rangle} \Rightarrow A_T = \frac{\Delta n_1}{\Delta T}_{S \rightarrow cte} \cdot \langle T \rangle \text{ (adimensional)} \quad (4.1.10)$$

Analogamente :

$$A_S = \frac{\Delta n_1}{\Delta S}_{T \rightarrow cte} \cdot \langle S \rangle \text{ (adimensional)} \quad (4.1.11)$$

$$\text{Reescrevendo (41) vem : } n_1 = A_T \frac{\delta T}{\langle T \rangle} + A_S \frac{\delta S}{\langle S \rangle} \quad (4.1.12)$$

Como sabemos a quantidade de interesse é a função de correlação das flutuações do índice de refração , que é definida como :

$$C_n(r, \rho) = \langle n_1(r) n_1(r + \rho) \rangle \quad (4.1.13)$$

Considerando o meio aleatório mas estatisticamente homogêneo, $C_n(r, \rho)$ dependerá somente de ρ e substituindo a expressão de n_1 na equação anterior temos,

$$C_n(\rho) = \frac{A_T^2}{\langle T \rangle^2} C_T(\rho) + \frac{A_S^2}{\langle S \rangle^2} C_S(\rho) + \frac{2A_TA_S}{\langle T \rangle \langle S \rangle} C_{TS}(\rho) \quad (4.1.14)$$

$$\text{onde : } C_T(\rho) = \langle \delta T(r) \delta T(r + \rho) \rangle \quad (4.1.15)$$

$$C_S(\rho) = \langle \delta S(r) \delta S(r + \rho) \rangle \quad (4.1.16)$$

$$C_{TS}(\rho) = \langle \delta T(r) \delta S(r + \rho) \rangle \quad (4.1.17)$$

Normalmente, utilizamos o espectro em função da constante de propagação das expressões acima . Assim,

$$\Phi_n(\mathbf{k}) = \frac{A_T^2}{\langle T \rangle^2} \Phi_T(\mathbf{k}) + \frac{A_S^2}{\langle S \rangle^2} \Phi_S(\mathbf{k}) + \frac{2A_TA_S}{\langle T \rangle \langle S \rangle} \Phi_{TS}(\mathbf{k}) \quad (4.1.18)$$

Podemos ainda reescrever esta expressão (4.1.18) em função dos parâmetros de estrutura :

$$P_n^2 = \frac{A_T^2}{\langle T \rangle^2} P_T^2 + \frac{A_S^2}{\langle S \rangle^2} P_S^2 + \frac{2A_TA_S}{\langle T \rangle \langle S \rangle} P_{TS}^2 \quad (4.1.19)$$

Assim, conhecidos os espectros das flutuações da temperatura e da salinidade é possível obter a função de autocorrelação e a variância das variações do índice de refração .

Conforme Hill [29] a forma do espectro de um sistema com número de Prandtl elevado para o range viscoso-convectivo e viscoso-dissipativo é :

$$\Phi(k) = \Omega k^{-1} \exp[-kl_1] \quad (4.1.20)$$

onde l_1 se relaciona com a micro-escala de Kolmogorov η é dada por :

$$\eta = \frac{l_1 \sqrt{\text{Pr}}}{5.5} \quad (4.1.21)$$

A micro-escala de Kolmogorov é dada por :

$$\eta = \left(\frac{v^3}{\varepsilon} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (4.1.22)$$

onde ε é a razão de dissipação da energia e pode ser dada para o caso de turbulência gerada artificialmente em laboratório por :

$$\varepsilon \approx \frac{g B_T q_T}{C_p \rho} \quad (4.1.23)$$

onde : g = aceleração da gravidade

B_T = coeficiente de expansão térmica

q_T = fluxo de calor turbulento relacionado a potência de aquecimento aplicada ao sistema

C_p = calor específico

ρ = densidade

O conhecimento desses parâmetros e de Ω (coeficiente de ajuste da curva ao dados do sistema) permitem obter o espectro das flutuações das grandezas em estudo e consequentemente de sua função de autocorrelação.

O espectro da turbulência é característico de cada região. A inexistência de dados deste espectro para a região em estudo impede que valores numéricos sejam obtidos para a

cintura e perfil da intensidade do feixe . Assim ensaios devem ser realizados para obtenção dos parâmetros e perfeita caracterização do espectro das flutuações na temperatura e salinidade .

4.2 - ESTUDO DA PROPAGAÇÃO SUBMARINA DE FEIXES ÓPTICOS ATRAVÉS DO BEAM PROPAGATION METHOD

Este estudo é baseado na análise da propagação de feixes de laser na atmosfera turbulenta descrita no trabalho de R. H. Clarke [6] . Outros trabalhos que tratam da propagação de feixes ópticos em ambientes turbulentos, são listados nas referências [35 a 45] .

O objetivo deste estudo é determinar as modificações introduzidas pelo meio submarino nas expressões do trabalho de Clarke, bem como verificar a validade do método para o meio submarino . O ponto de partida é a obtenção da equação de onda para o meio turbulento e a partir dela empregar o método conhecido por *Beam Propagation Method* (split - step Fourier method ou multiple random phase-screen method) [46] . A idéia que permite o emprego do método é que as flutuações no índice de refração são bem pequenas mas ao longo de dimensões muito grandes quando comparadas com o comprimento de onda, de tal forma que a difração e o espalhamento podem ser separados artificialmente . O enlace é então dividido em várias seções pequenas onde a onda é levemente perturbada em cada seção, sendo o efeito cumulativo ao longo do enlace .

Em cada uma dessas seções as irregularidades são removidas na forma de uma fase aleatória acumulada e então a difração no espaço livre é considerada dentro da seção agora uniforme, este processo é então repetido sucessivamente até o fim do percurso considerado no enlace . O efeito da turbulência no sinal é introduzido através da fase aleatória .

4.2.1 - EQUAÇÃO DE ONDA PARA O MEIO TURBULENTO

As condições para empregar o método são : as dimensões das irregularidades no índice de refração devem ser grandes comparadas com o comprimento de onda, e a magnitude dessas flutuações devem ser bem pequenas .

Das Equações de Maxwell, e considerando o meio não magnético e livre de cargas,

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (4.2.1.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (4.2.1.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho = 0 \quad (4.2.1.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (4.2.1.4)$$

onde $\mathbf{E}$ é o vetor intensidade do campo elétrico, $\mathbf{H}$ é vetor intensidade do campo magnético, $\mathbf{D}$ é o vetor deslocamento do campo elétrico, $\mathbf{B}$ é vetor indução magnética, ρ é a densidade de cargas e μ é a permeabilidade magnética do meio . As grandezas grafadas em **negrito** referem-se a vetores .

Define-se : $\mathbf{E} = \hat{i}E(r)e^{j\omega t} \rightarrow$ vetor campo elétrico

$E = U(r,t)e^{-jkz} \rightarrow$ equação do envelope do campo elétrico .

$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$
 $\rangle \rightarrow$ relações constitutivas .

$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}$

$\mu = \mu_0 \rightarrow$ permeabilidade magnética do meio em função da
permeabilidade magnética do espaço livre .

$\epsilon = n^2 \epsilon_0 \rightarrow$ constante dielétrica do meio em função da constante dielétrica do espaço livre .

$k^2 = \omega^2 \mu \epsilon \rightarrow$ relação de dispersão .

O índice de refração será definido como :

$$n(\mathbf{r}, t) = n_0(\mathbf{r}, t) + n_1(\mathbf{r}, t) \quad (4.2.1.5)$$

isto é, uma parcela média $n_0(\mathbf{r}, t)$ à qual é somada uma perturbação $n_1(\mathbf{r}, t)$ (flutuações no índice de refração). A variação com o tempo será desconsiderada quando comparada com o comprimento de onda, isto significa um congelamento do meio, restando somente a variação com a posição ($\mathbf{r}$ é vetor posição [x, y, z]). A constante de propagação do meio possuirá um valor médio definido como $k = n_0 k_0$ onde k_0 é a constante de propagação para espaço livre . Partindo das equações de Maxwell, temos :

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial}{\partial t} \nabla \times \mathbf{H} \rightarrow \nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (4.2.1.6)$$

Como

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} ,$$

Temos :

$$\nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial^2}{\partial t^2} \epsilon \mathbf{E} \rightarrow \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} = -\mu \epsilon_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} n^2 \mathbf{E} \quad (4.2.1.7)$$

Mas

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 0 \rightarrow \nabla \cdot (\epsilon \mathbf{E}) = 0 \rightarrow \nabla \cdot (\epsilon_0 n^2 \mathbf{E}) = 0 \rightarrow \epsilon_0 \nabla \cdot (n^2 \mathbf{E}) = 0$$

De onde obtemos

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = -\frac{2\nabla n \cdot \mathbf{E}}{n}$$

Substituindo em (4.2.1.6) vem

$$\nabla \left(\frac{-2\nabla n \cdot \mathbf{E}}{n} \right) - \nabla^2 \mathbf{E} = -\mu\epsilon_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} n^2 \mathbf{E} \quad (4.2.1.8)$$

mas

$$d(\ln n) = \frac{dn}{n} \text{ e } \nabla(\ln n) = \frac{\nabla n}{n}$$

Assim obtemos finalmente

$$\nabla^2 \mathbf{E} + 2\nabla(\mathbf{E} \cdot \nabla(\ln n)) = \mu\epsilon_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} n^2 \mathbf{E} \quad (4.2.1.9)$$

que é a equação de onda tridimensional que considera a variação espacial do índice de refração .

Nas frequências ópticas podemos assumir de forma razoável que as variações no índice são lentas comparadas com um comprimento de onda, bem como com o envelope de E . O segundo termo da esquerda contém os termos de interação entre as componentes ortogonais do campo e dá origem ao efeito da depolarização. Estudos mostram que este efeito pode ser desprezado (Apêndice F) .

Substituindo $\mathbf{E}$ por sua expressão $\mathbf{E} = \hat{\mathbf{i}}U(r)e^{-jkz}e^{j\omega t}$, onde o campo elétrico é considerado como polarizado na direção x e propagando-se em z , temos

$$\nabla^2 Ue^{-jkz} + \mu\epsilon_0 \omega^2 n^2 Ue^{-jkz} = 0 \quad (4.2.1.10)$$

Expandindo-se a equação (4.2.1.10) a partir de $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$, obtemos

$$e^{-jkz} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \right) + n^2 k_0^2 U e^{-jkz} + e^{-jkz} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial z^2} - 2jk \frac{\partial U}{\partial z} - k^2 U \right) = 0 \quad (4.2.1.11)$$

mas nas frequências ópticas temos, $\frac{\partial^2 U}{\partial z^2} \ll k \frac{\partial U}{\partial z}$, assim

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - 2jk \frac{\partial U}{\partial z} + (n^2 k_0^2 - k^2) U = 0 \quad (4.2.1.12)$$

A expressão acima é a aproximação parabólica da equação de onda para meios turbulentos . Lembrando que $n = n_0 + n_1$ onde n_0 é um valor médio adequado e n_1 são variações em torno da média e são da ordem de 10^{-6} . Fazendo $n_0 k_0 = k$ (valor médio da constante de propagação) temos :

$$n^2 = n_0^2 + 2n_0 n_1 + n_1^2 \cong n_0^2 + 2n_0 n_1 \quad (4.2.1.13)$$

Substituindo a equação anterior em (4.2.1.12) obtemos

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - 2jk \frac{\partial U}{\partial z} + (n_0^2 k_0^2 + 2n_0 k_0^2 n_1 - k^2) U = 0 \quad (4.2.1.14)$$

Para o caso da atmosfera, o valor médio do índice de refração é 1, dessa forma obtemos a equação (2) do trabalho de R. H. Clarke,

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - 2jk \frac{\partial U}{\partial z} + 2n_1 k^2 U = 0 \quad (4.2.1.15)$$

onde $k = k_0$ pois $n_0 = 1$

A partir de (4.2.1.15) para uma onda com partida em $z = 0$, a solução da equação usando-se o *Beam Propagation Method* (B.P.M.) é obtida em dois passos iterativos. Inicialmente, assume-se que não existem variações no índice de refração. Assim a solução para o campo em qualquer plano z é dada pela fórmula de difração de Fresnel (Apêndice G) .

$$E(x, y, z) = j \frac{e^{-jkz}}{\lambda z} \iint_{-\infty}^{\infty} E(x', y', 0) \exp \left\{ -\frac{jk}{2z} [(x-x')^2 + (y-y')^2] \right\} dx' dy' \quad (4.2.1.16)$$

onde $E(x', y', 0)$ é a amplitude do campo em $z = 0$.

Em uma segunda fase do método a difração é ignorada e as variações no índice de refração são restauradas gerando a seguinte expressão :

$$-2jk \frac{\partial U}{\partial z} + 2n_1 k^2 U = 0 \rightarrow -\frac{\partial U}{\partial z} = jkn_1 U \rightarrow \frac{\partial U}{U} = -jkn_1 \partial z$$

Integrando a equação anterior obtemos

$$U(x, y, z) = U(x, y, 0) \exp \{ j\phi(x, y) \} \quad (4.2.1.17)$$

onde

$$\phi(x, y) = -k \int_0^z n_1(x, y, z) dz \quad (4.2.1.18)$$

A expressão (4.2.1.18) é a fase induzida pela turbulência no índice de refração .

No caso do meio submarino a média do índice de refração é diferente de 1, e é da

ordem de 1.34, assim a equação (4.2.1.14) fica :

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - 2jk \frac{\partial U}{\partial z} + (n_0^2 k_0^2 - k^2)U + 2n_0 n_1 k_0^2 U = 0 \quad (4.2.1.19)$$

Aplicando o *Beam Propagation Method* e considerando inicialmente que não existem flutuações no índice de refração, verificamos que o campo em qualquer plano z é dado novamente pela fórmula de Fresnel,

$$E(x, y, z) = j \frac{e^{-jkz}}{\lambda z} \iint_{-\infty}^{\infty} E(x', y', 0) \exp \left\{ -\frac{jk}{2z} [(x-x')^2 + (y-y')^2] \right\} dx' dy'$$

onde k é diferente de k_0 pois $n_0 \neq 1$

Se agora a difração for ignorada e as variações no índice forem restauradas obtemos

$$-2jk \frac{\partial U}{\partial z} + 2n_0 n_1 k_0^2 U = 0 \quad (4.2.1.20)$$

que integrando leva a

$$U(x, y, z) = U(x, y, 0) \exp \{ j\phi(x, y) \}$$

onde

$$\phi(x, y) = -k_0 \int_0^z n_1(x, y, z) dz \quad (4.2.1.21)$$

Comparando a expressão (4.2.1.21) com a obtida para atmosfera (4.2.1.18), verificamos que a fase induzida pela turbulência depende apenas das características próprias de cada meio, ou seja de n_1 , e da distância do enlace . Já o processo de difração descrito pela equação de Fresnel nos dois casos, diferencia-se no valor da constante de propagação médio considerado . Dessa forma a solução da equação de onda (4.2.1.12) é obtida artificialmente em duas partes, uma permite a difração e suprime os efeitos da turbulência e a outra suprime a difração e restaura os efeitos causados pela turbulência na forma de uma fase induzida . O campo propagando no meio turbulento em qualquer plano z , é dado pela combinação dessas duas partes. No caso do meio apresentar um gradiente no índice de refração com a profundidade (para o caso do oceano) ou com a altura (para o caso da atmosfera), a equação (4.2.1.21) fornece tanto os efeitos de variação da fase como o da curvatura do feixe, este já observado no estudo anterior baseado na óptica geométrica, ou seja, o feixe sofre difração e curvatura a medida que propaga .

4.2.2 - PARÂMETROS ESTATÍSTICOS DA FASE INDUZIDA

Neste estudo iremos considerar que o meio é uniforme na média e as flutuações no índice de refração $n_1(x, y, z)$ formam um processo aleatório de média zero . A magnitude e a dimensão dessas flutuações serão consideradas de forma que as condições para a aplicação do *Beam Propagation Method* sejam satisfeitas .

Aplicando-se o método a uma seção do enlace entre o plano $z = 0$ e o plano $z = \Delta z$ temos a fase aleatória acumulada ao longo de raios paralelos de comprimento Δz dada por :

$$\phi(x, y) = -k_0 \int_0^{\Delta z} n_1(x, y, z) dz \quad (4.2.2.1)$$

As médias e funções estatísticas desse processo aleatório serão utilizados mais tarde e definidas a seguir (Apêndice H). Considerando-se as flutuações no índice de refração

como um processo aleatório de média zero, então

$$\langle \phi(x, y) \rangle = 0 \quad (4.2.2.2)$$

onde $\langle \rangle$ indicam a esperança matemática .

Se n_1 é estacionário no sentido amplo, ou seja, as funções estatísticas dependem somente da diferença entre os pontos onde o processo é analisado, teremos

$$f(x_1, x_2; t_1, t_2) = f(x_1, x_2; \tau)$$

onde $\tau = t_1 - t_2$. Assim a autocovariança é dada por,

$$B_{n_1}(\xi, \eta, \zeta) = \langle n_1(x, y, z) n_1(x + \xi, y + \eta, z + \zeta) \rangle \quad (4.2.2.3)$$

A variância para um processo com média zero é igual a $\langle n_1^2 \rangle$. Para obtê-la, basta considerar os deslocamentos na equação (4.2.2.3) iguais a zero,

$$\sigma_{n_1}^2 = B_{n_1}(0, 0, 0) \quad (4.2.2.4)$$

A autocovariança para um processo estacionário no sentido amplo e com média zero é igual a sua autocorrelação . Então a autocovariança da fase é dada por :

$$B_\phi(\xi, \eta) = k_0^2 \int_0^{\Delta z} \int_0^{\Delta z} \langle n_1(x, y, z) n_1(x + \xi, y + \eta, z') \rangle dz' dz \quad (4.2.2.5)$$

$$B_\phi(\xi, \eta) = k_0^2 \Delta z \int_{-\Delta z}^{\Delta z} B_{n_1}(\xi, \eta, \zeta) d\zeta \quad (4.2.2.6)$$

Assumindo que a largura da seção é

$$\Delta z \gg \zeta_0 \quad \text{condição (I)}$$

onde ζ_0 é a dimensão das irregularidades na direção z, podemos aproximar a integral em (4.2.2.6) como,

$$B_\phi(\xi, \eta) = k_0^2 \Delta z \iint_{-\infty}^{\infty} B_{n_1}(\xi, \eta, \zeta) d\zeta \quad (4.2.2.7)$$

Como consequência da condição (I) e do teorema do limite central, a fase no plano de saída poderá ser considerada Gaussiana mesmo que o índice de refração não seja Gaussiano.

Para caracterizar completamente o processo aleatório da fase, apresentamos sua variância obtida a partir da equação (4.2.2.7),

$$\sigma_\phi^2 \sim k_0^2 \sigma_{n_1}^2 \zeta_0 \Delta z \quad (4.2.2.8)$$

Sendo o *Beam Propagation Method* uma técnica de perturbação aplicada localmente, é importante que em cada seção a variância da fase seja bem menor que 1. Nas aplicações como as aqui consideradas, flutuações extremamente pequenas e em frequências da faixa do laser, esta condição é satisfeita mesmo assumindo $\Delta z \gg \zeta_0$.

4.2.3 - A FUNÇÃO AMBIGUIDADE

A distribuição do campo no plano $z = \Delta z$ é dada por: $E_0(x, y, \Delta z) \exp\{j\phi(x, y)\}$, onde $E_0(x, y, \Delta z)$, é o campo difratado no plano $z = \Delta z$ e $\phi(x, y)$ é o processo de fase aleatório dado pela equação (4.2.2.1), e acumulado por uma seção de largura Δz . Para cobrir todo percurso do enlace basta considerar a metodologia anterior sucessivamente.

Se considerarmos o campo em algum plano z dentro do meio turbulento (aleatório) então o campo também será aleatório . Uma propriedade de interesse desse campo será sua função de autocorrelação lateral do campo :

$$\Gamma(x, y; \xi, \eta; z) = \langle E^*(x - \xi/2, y - \eta/2, z) E(x + \xi/2, y + \eta/2, z) \rangle \quad (4.2.3.1)$$

A intensidade média do campo é dada por :

$$\langle I(x, y, z) \rangle = \langle |E(x, y, z)|^2 \rangle = \Gamma(x, y; 0, 0; z) \quad (4.2.3.2)$$

A função autocorrelação não é simples de ser calculada, entretanto a sua transformada de Fourier é . Papoulis introduziu a transformada de Fourier de $\Gamma()$, chamando de função Ambiguidade [48] de um campo óptico, e demonstrou que ela simplifica o cálculo de campos difratados . A definição da função Ambiguidade que será utilizada aqui, para um campo no plano z , é

$$A(\mu, \nu; \xi, \eta; z) = \frac{1}{\lambda^2} \iint_{-\infty}^{\infty} \Gamma(x, y; \xi, \eta; z) \exp\{jk(\mu x + \nu y)\} dx dy \quad (4.2.3.3)$$

Se o meio é uniforme dentro da seção considerada , pode ser mostrado que sob certas condições quando a difração de Fresnel ocorre, a função Ambiguidade no plano $z + \Delta z$ é [48]

$$A(\mu, \nu; \xi, \eta; z + \Delta z) = A(\mu, \nu; \xi - \mu \Delta z, \eta - \nu \Delta z; z) \quad (4.2.3.4)$$

4.2.4 - PROPAGAÇÃO DO FEIXE NO MEIO TURBULENTO

Definindo o campo no plano de lançamento $z = 0$ como sendo $E(x, y, 0)$, a função Ambiguidade no plano $z = 0$ é dada pela combinação das equações (4.2.3.3) e (4.2.3.4) :

$$\begin{aligned}
A(\mu, \nu; \xi, \eta; 0) &= A_0(\mu, \nu; \xi, \eta) = \\
&= \frac{1}{\lambda^2} \iint_{-\infty}^{\infty} E^*(x - \xi/2, y - \eta/2, 0) E(x + \xi/2, y + \eta/2, 0) \exp\{jk(\mu x + \nu y)\} dx dy
\end{aligned}
\tag{4.2.4.1}$$

Dividindo-se o percurso do enlace em várias pequenas seções de largura Δz_i , $i = 1, 2, \dots, N$ e assumindo que em cada seção o meio é uniforme, com os efeitos das irregularidades deslocados para o plano de saída, teremos que a função Ambiguidade imediatamente antes do plano $z = \Delta z_1$, é :

$$A(\mu, \nu; \xi, \eta; \Delta z_1^-) = A_0(\mu, \nu; \xi - \mu \Delta z_1, \eta - \nu \Delta z_1) \tag{4.2.4.2}$$

onde A_0 é dado pela equação (4.2.4.1).

A fase acumulada pode ser utilizada para descrever o campo a direita do plano de saída, como sendo igual a

$$E(x, y, \Delta z_1^+) = E(x, y, \Delta z_1^-) \exp\{j\phi(x, y)\} \tag{4.2.4.3}$$

Assumindo que o processo que descreve a fase seja estacionário, nos limites laterais do feixe dentro da primeira seção, a função Ambiguidade no plano de saída é dada por :

$$A(\mu, \nu; \xi, \eta; \Delta z_1^+) = A_0(\mu, \nu; \xi - \mu \Delta z_1, \eta - \nu \Delta z_1) \exp\{B_{\phi_1}(\xi, \eta) - B_{\phi_1}(0, 0)\} \tag{4.2.4.4}$$

onde o argumento da exponencial é chamado de função estrutura de fase .

Definindo a função autocovariância normalizada de fase como

$$\rho(\xi, \eta) = \frac{\langle \phi(x, y) \phi^*(x + \xi, y + \eta) \rangle}{\langle \phi(x, y) \phi^*(x, y) \rangle} \quad (4.2.4.5)$$

obtemos

$$B_\phi(\xi, \eta) = \sigma_{\phi_1}^2 \rho(\xi, \eta) \quad (4.2.4.5)$$

e a variância da primeira seção será dada por

$$\sigma_{\phi_1}^2 = k_0^2 \sigma_{\pi_1}^2 \zeta_0 \Delta z_1 \quad (4.2.4.6)$$

Reescrevendo a equação (4.2.4.4),

$$A(\mu, v; \xi, \eta; \Delta z_1^+) = A_0(\mu, v; \xi - \mu \Delta z_1, \eta - v \Delta z_1) \exp\{-\sigma_{\phi_1}^2 [1 - \rho(\xi, \eta)]\} \quad (4.2.4.7)$$

lembrando sempre que $\Delta z_1 \gg \zeta_0$ mas com $\sigma_{\phi_1}^2 \ll 1$.

Seguindo o raciocínio do método para a próxima seção Δz_2 , por analogia com a equação (4.2.4.7) vem :

$$A(\mu, v; \xi, \eta; \Delta z_1 + \Delta z_2^+) = A_0(\mu, v; \xi - \mu \Delta z_2, \eta - v \Delta z_2; \Delta z_1^+) \cdot \exp\{-\sigma_{\phi_2}^2 [1 - \rho(\xi, \eta)]\} \quad (4.2.4.8)$$

Combinando as equações (4.2.4.7) e (4.2.4.8) temos :

$$A(\mu, v; \xi, \eta; \Delta z_1 + \Delta z_2^+) = A_0(\mu, v; \xi - \mu[\Delta z_1 + \Delta z_2], \eta - v[\Delta z_1 + \Delta z_2]) \\ \cdot \exp\{-\sigma_{\phi_2}^2 [1 - \rho(\xi, \eta)]\} \exp\{-\sigma_{\phi_1}^2 [1 - \rho(\xi - \mu\Delta z_2, \eta - v\Delta z_2)]\} \quad (4.2.4.9)$$

Para estender os resultados para todo enlace toma-se $z = \sum_{i=1}^N \Delta z_i$; não existe retropropagação (garantida pelas condições impostas pelo *Beam Propagation Method*); a turbulência é estatisticamente uniforme ao longo do enlace e do feixe . Assim, a função Ambiguidade no plano z fica :

$$A(\mu, v; \xi, \eta; z) = A_0(\mu, v; \xi - \mu z, \eta - v z) \\ \cdot \exp\left\{-\sum_{n=1}^N \sigma_{\phi n}^2 \left[1 - \rho\left(\xi - \mu\left\{z - \sum_{i=1}^n \Delta z_i\right\}, \eta - v\left\{z - \sum_{i=1}^n \Delta z_i\right\}\right)\right]\right\} \quad (4.2.4.10)$$

onde A_0 é dado pela equação (4.2.4.1) .

A função Ambiguidade da equação (4.2.4.10) pode ser escrita na forma de integral se tomarmos as seções como sendo suficientemente pequenas, assim

$$A(\mu, v; \xi, \eta; z) = A_0(\mu, v; \xi - \mu z, \eta - v z) \\ \cdot \exp\left\{-k_0^2 \sigma_{n_1}^2 \zeta_0 \left[z - \int_0^z \rho(\xi - \mu z', \eta - v z') dz'\right]\right\} \quad (4.2.4.11)$$

A função autocorrelação lateral do campo é

$$\Gamma(x, y; \xi, \eta; z) = \iint_{-\infty}^{\infty} A(\mu, \nu; \xi, \eta; z) \exp\{-jk(\mu x + \nu y)\} d\mu d\nu \quad (4.2.4.12)$$

onde a função Ambiguidade é dada pela equação (4.2.4.11).

Sabendo que $\langle \exp(u) \rangle = \exp \langle \frac{1}{2}u^2 \rangle$ é válida para processos Gaussianos com média zero, então o campo médio pode ser obtido a partir da equação (4.2.4.3). Tomando sua esperança matemática, obtemos as equações

$$\langle E(x, y, \Delta z_1) \rangle = E_0(x, y, \Delta z_1) \langle \exp(j\phi) \rangle \quad (4.2.4.13)$$

$$\phi(x, y) = -k_0 \int_0^{\Delta z_1} n_1(x, y, \Delta z_1) dz \Rightarrow \phi^2(x, y) = k_0^2 \iint_0^{\Delta z_1} n_1^2(x, y, \Delta z_1) dz dz' \quad (4.2.4.14)$$

$$\langle E(x, y, \Delta z_1) \rangle = E_0(x, y, \Delta z_1) \exp \langle -\frac{1}{2}\phi^2(x, y) \rangle \quad (4.2.4.15)$$

$$\langle E(x, y, \Delta z_1) \rangle = E_0(x, y, \Delta z_1) \exp \left\{ -\frac{1}{2}k_0^2 \iint_0^{\Delta z_1} \langle n_1^2(x, y, \Delta z_1) \rangle dz dz' \right\} \quad (4.2.4.16)$$

$$\langle E(x, y, \Delta z_1) \rangle = E_0(x, y, \Delta z_1) \exp \left\{ -\frac{1}{2}\sigma_{\phi_1}^2 \right\} \quad (4.2.4.17)$$

Considerando todas as seções do percurso temos :

$$\langle E(x, y, \Delta z_1) \rangle = E_0(x, y, \Delta z_1) \exp \left\{ -\frac{1}{2} k_0^2 \sigma_n^2 \zeta_0 z \right\} \quad (4.2.4.18)$$

A expressão (4.2.4.18) também é chamada de parte coerente do campo . Assim se tivermos uma variação de fase acumulada total muito maior que uma parte coerente do campo será desprezível . A variação da fase induzida acumulada total é

$$\sigma_{\phi T}^2 = k_0^2 \sigma_n^2 \zeta_0 z \quad (4.2.4.19)$$

As equações (4.2.4.12) e (4.2.4.18) fornecem o segundo e primeiro momento estatístico respectivamente do campo propagante .

Definindo o feixe no plano $z = 0$ como sendo da forma :

$$E(x, y, 0) = E_0 \exp \left\{ -\frac{x^2 + y^2}{w_0^2} \right\} \quad (4.2.4.20)$$

onde w_0 é a cintura do feixe e $E_0 = F e^{j\phi}$ é a amplitude complexa no centro do feixe . A função Ambiguidade para este campo é obtida utilizando-se a equação (4.2.4.4), e é dada por

$$A_0(\mu, \nu; \xi, \eta) = \frac{1}{\lambda^2} \iint_{-\infty}^{\infty} E^*(x - \xi/2, y - \eta/2, 0) E(x + \xi/2, y + \eta/2, 0) \cdot \exp \{jk(\mu x + \nu y)\} dx dy \quad (4.2.4.21)$$

Introduzindo a expressão da amplitude complexa do feixe na equação acima temos,

$$A_0(\mu, \nu; \xi, \eta) = \frac{1}{\lambda^2} \iint_{-\infty}^{\infty} F e^{-j\Phi} \exp \left\{ -\frac{(x - \xi/2)^2 + (y - \eta/2)^2}{w_0^2} \right\} \\ F e^{j\Phi} \exp \left\{ -\frac{(x + \xi/2)^2 + (y + \eta/2)^2}{w_0^2} \right\} \exp \{jk(\mu x + \nu y)\} dx dy \quad (4.2.4.22)$$

Desenvolvendo as potências das exponenciais intermediárias temos,

$$A_0(\mu, \nu; \xi, \eta) = \frac{|E_0|^2}{\lambda^2} \iint_{-\infty}^{\infty} \exp \left\{ -\frac{1}{2w_0^2}(\xi^2 + \eta^2) \right\} \exp \left\{ -\frac{2}{w_0^2}(x^2 + y^2) \right\} \\ \cdot \exp \{jk(\mu x + \nu y)\} dx dy \quad (4.2.4.23)$$

Efetuada a integral vem,

$$A_0(\mu, \nu; \xi, \eta) = \frac{\pi w_0^2 |E_0|^2}{2\lambda^2} \exp \left\{ -\frac{\pi^2 w_0^2}{2\lambda^2}(\mu^2 + \nu^2) \right\} \exp \left\{ -\frac{\xi^2 + \eta^2}{2w_0^2} \right\} \quad (4.2.4.24)$$

Combinando as equações (4.2.4.11), (4.2.4.12) e (4.2.4.24) encontramos a expressão para a função autocorrelação lateral do campo que é dada por,

$$\begin{aligned} \Gamma(x, y; \xi, \eta; z) = & \frac{\pi w_0^2 |E_0|^2}{2\lambda^2} \iint_{-\infty}^{\infty} \exp \left\{ -\frac{\pi^2 w_0^2}{2\lambda^2} (\mu^2 + v^2) \right\} \\ & \exp \{ -jk(\mu x + v y) \} \cdot \exp \left\{ -\frac{(\xi - \mu z)^2 + (\eta - v z)^2}{2w_0^2} \right\} \\ & \cdot \exp \left\{ -k_0^2 \sigma_{\pi_1}^2 \zeta_0 \left[z - \int_0^z \rho(\xi - \mu z', \eta - v z') dz' \right] \right\} d\mu dv \end{aligned}$$

(4.2.4.25)

A intensidade média do campo pode ser obtida fazendo ξ e η igual a zero conforme estabelecido em (4.2.3.2) . Se ainda considerarmos a inexistência de flutuações no índice de refração na equação acima (4.2.4.25), encontraremos a fórmula correspondente a intensidade para a propagação no espaço livre de um feixe de laser .

$$\begin{aligned} I_0(x, y, z) = & \frac{\pi w_0^2 |E_0|^2}{2\lambda^2} \iint_{-\infty}^{\infty} \exp \left\{ -\frac{\pi^2 w_0^2}{2\lambda^2} (\mu^2 + v^2) \right\} \exp \left\{ -\frac{z^2}{2w_0^2} (\mu^2 + v^2) \right\} \\ & \cdot \exp \{ -jk(\mu x + v y) \} d\mu dv \end{aligned}$$

(4.2.4.26)

Integrando temos :

$$I_0(x, y, z) = \frac{|E_0|^2 \pi^2 w_0^2}{2\lambda^2} \exp \left\{ -\frac{\pi^2}{\lambda^2} (x^2 + y^2) \left(\frac{2\lambda^2}{\pi^2 w_0^2} + \frac{2w_0^2}{z^2} \right) \right\} \cdot \left(\frac{2\lambda^2}{\pi^2 w_0^2} + \frac{2w_0^2}{z^2} \right) \quad (4.2.4.27)$$

Reescrevendo a equação acima temos,

$$I_0(x, y, z) = |E_0|^2 w_0^2 \left(\frac{1}{w_0^2} + \frac{\pi^2 w_0^2}{\lambda^2 z^2} \right) \exp \left\{ -2(x^2 + y^2) \left(\frac{1}{w_0^2} + \frac{\pi^2 w_0^2}{\lambda^2 z^2} \right) \right\} \quad (4.2.4.28)$$

$$\text{Fazendo : } w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2} \quad (4.2.4.29)$$

que fornece a cintura do feixe em função da distância . [46]

A equação (4.2.4.28) fica

$$I_0(x, y, z) = \frac{|E_0|^2 w_0^2}{w^2(z)} \exp \left\{ -\frac{2(x^2 + y^2)}{w^2(z)} \right\} \quad (4.2.4.30)$$

A distância : $z_F = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$ indica a transição entre o campo próximo (feixe colimado) e o campo distante (difração linear do feixe) .

Para o campo atravessando um meio turbulento a intensidade média será dada pela equação (4.2.4.25) com a seguinte aproximação : a variável z' será substituída pela constante z . Assim a intensidade média é, de maneira aproximada, dada por,

$$\begin{aligned} \langle I(x, y, z) \rangle = & \frac{\pi w_0^2 |E_0|^2}{2\lambda^2} \iint_{-\infty}^{\infty} \exp \left\{ -\frac{\pi^2 w_0^2}{2\lambda^2} (\mu^2 + \nu^2) \right\} \exp \left\{ -z^2 \frac{\mu^2 + \nu^2}{2w_0^2} \right\} \\ & \cdot \exp \left\{ -\sigma_{\phi_T}^2 [1 - \rho(-\mu z, -\nu z)] \right\} \exp \left\{ -jk(\mu x + \nu y) \right\} d\mu d\nu \end{aligned} \quad (4.2.4.31)$$

Fazendo a substituição : $\mu z = -\xi$ e $\nu z = -\eta$, reescrevemos a equação (4.2.4.31) na forma,

$$\begin{aligned} \langle I(x, y, z) \rangle = & \frac{\pi w_0^2 |E_0|^2}{2\lambda^2 z^2} \iint_{-\infty}^{\infty} \exp \left\{ -\left(\frac{\pi^2 w_0^2}{2\lambda^2 z^2} + \frac{1}{2w_0^2} \right) (\xi^2 + \eta^2) \right\} \\ & \cdot \exp \left\{ -\sigma_{\phi_T}^2 [1 - \rho(\xi, \eta)] \right\} \exp \left\{ j \frac{k(\xi x + \eta y)}{z} \right\} d\xi d\eta \end{aligned} \quad (4.2.4.32)$$

Se reescrevermos a exponencial intermediária da equação acima na forma de uma soma,

$$\exp \left\{ -\sigma_{\phi_T}^2 [1 - \rho(\xi, \eta)] \right\} = \exp \left\{ -\sigma_{\phi_T}^2 \right\} + \exp \left\{ -\sigma_{\phi_T}^2 \right\} \left[\exp \left\{ \sigma_{\phi_T}^2 \rho(\xi, \eta) \right\} - 1 \right] \quad (4.2.4.33)$$

assim a intensidade média pode ser separada na forma da soma da intensidade coerente e da intensidade incoerentemente espalhada,

$$\langle I(x, y, z) \rangle = I_0(x, y, z) \exp \left\{ -\sigma_{\phi_T}^2 \right\} + I_S(x, y, z) \quad (4.2.4.34)$$

Fazendo $\sigma_{\phi_T}^2 \ll 1$ ou $\sigma_{\phi_T}^2 \gg 1$ obtemos as intensidades médias para enlaces de curta e longa distâncias, respectivamente. No caso de enlaces de curta distância a equação (4.2.4.33) indica que a parte coerente irá predominar e a expressão para parte incoerente bem como o comportamento do feixe são comentados em mais detalhes na referência [6]. Nossa atenção será voltada especificamente para enlaces de longa distância porque é o que descreve a situação normalmente encontrada na indústria do petróleo e também porque é o caso onde os efeitos da turbulência estão presentes de maneira mais intensa.

Se o enlace é suficientemente longo para fazer com que $\sigma_{\phi_T}^2 \gg 1$, então novamente de acordo com a equação (4.2.4.33) a parte coerente será desprezível e a equação (4.2.4.32) será utilizada para descrever o campo espalhado. Nesta situação o comportamento da exponencial intermediária será dominado pelo comportamento de $\rho(\xi, \eta)$ próximo da origem. No caso de turbulência [49],

$$\rho(\xi, \eta) = 1 - \frac{\xi^2 + \eta^2}{a^2} + \dots \quad (4.2.4.35)$$

onde a é considerado a dimensão da escala de dissipação da turbulência, aqui considerada uniforme e isotrópica. Substituindo a equação (4.2.4.35) na equação (4.2.4.32) obtemos a intensidade média como,

$$\begin{aligned} \langle I(x, y, z) \rangle = & \frac{\pi w_0^2 |E_0|^2}{2\lambda^2 z^2} \iint_{-\infty}^{\infty} \exp \left\{ - \left(\frac{\pi^2 w_0^2}{2\lambda^2 z^2} + \frac{1}{2w_0^2} + \frac{\sigma_{\phi T}^2}{a^2} \right) (\xi^2 + \eta^2) \right\} \\ & \cdot \exp \left\{ j \frac{k(\xi x + \eta y)}{z} \right\} d\xi d\eta \end{aligned} \quad (4.2.4.36)$$

Se considerarmos $w_0 \gg a$, o termo $\sigma_{\phi T}^2/a^2$ irá predominar. Integrando temos

$$\langle I(x, y, z) \rangle = \frac{\pi^2 w_0^2 |E_0|^2 a^2}{2\lambda^2 z^2 \sigma_{\phi T}^2} \exp \left\{ - \frac{\pi^2 a^2}{z^2 \lambda^2 \sigma_{\phi T}^2} \frac{2}{2} (x^2 + y^2) \right\} \quad (4.2.4.37)$$

Fazendo

$$w(z) = \frac{\sqrt{2} \lambda z \sigma_{\phi T}}{\pi a} \quad (4.2.4.38)$$

Obtemos finalmente para intensidade média em enlaces longos como,

$$\langle I(x, y, z) \rangle = \frac{|E_0|^2 w_0^2}{w^2(z)} \exp \left\{ - \frac{2(x^2 + y^2)}{w^2(z)} \right\} \quad (4.2.4.39)$$

Analisando a equações (4.2.4.38) e (4.2.4.39) observamos que a cintura do feixe para enlaces longos em meios turbulentos será muito maior que o descrito para o espaço livre e que a intensidade tem perfil Gaussiano. Verifica-se também que as expressões obtidas por R. H. Clarke para a atmosfera turbulenta através do *Beam Propagation Method* não apresentaram modificações devido as características do meio submarino e serão validadas num próximo estágio deste estudo através de enlaces experimentais.

Estes enlaces experimentais permitirão obter dados que caracterizem a turbulência do meio e possíveis modificações nas expressões (4.2.4.38) e (4.2.4.39) devido a características próprias do sistema em estudo (simulação em tanque do meio submarino) . A partir destes dados e da expressão (4.2.4.38) poderemos verificar a validade dos cálculos para a cintura do feixe obtidos no Capítulo 3 através da aproximação por dois raios .

O *Beam Propagation Method* permite ainda o cálculo do campo no plano z através da combinação adequada das expressões (4.2.1.21) e (4.2.1.16), e do perfil da intensidade do feixe utilizando-se a expressão geral da intensidade (4.2.4.25) .

A variação dos valores dos diversos parâmetros, relacionados com a turbulência do meio, que formam as expressões (4.2.4.38) e (4.2.4.39) permitirão a obtenção de curvas para cálculo da cintura e perfil de intensidade do feixe para diversas situações de turbulência e arranjos de enlaces . Estas curvas não foram obtidas neste trabalho devido a inexistência dos dados que caracterizem a turbulência do meio submarino.

Assim os resultados obtidos neste capítulo, através da análise ondulatória onde é considerada a turbulência do meio submarino, constituem uma importante base teórica para a continuidade dos estudos relacionados a propagação de feixes ópticos em meio submarino, e serão empregados conforme descrito nos parágrafos anteriores .

CAPÍTULO 5

CONCLUSÕES E SUGESTÕES

O objetivo deste trabalho visava a caracterização do meio submarino como canal de comunicação óptico, para isto os seguintes pontos foram analisados : características ópticas da água do mar, alcance, desvios do feixe causados pelas variações no perfil do índice de refração, os efeitos da turbulência do meio no feixe óptico e sistemas ópticos para emprego submarino . Considerando os estudos e os resultados das simulações numéricas de vários tipos de enlace chegou-se as conclusões e sugestões apresentadas a seguir .

1 - características ópticas da água do mar

- necessidade de um levantamento *in situ* do perfil do índice de refração e das características de suas variações : sazonalidade, turbulência e seu espectro . Informações que permitiriam o cálculo de importantes parâmetros do feixe .

- os perfis empregados podem ter fornecido resultados pessimistas nas simulações dos diversos enlaces já que foram obtidos através de dados de regiões diferentes das em estudo .

2 - alcance

- enlaces estão limitados atualmente (absorção e fontes disponíveis) aos de curta e média distância .

- enlaces de curta distância tem emprego imediato na indústria do petróleo como sistema reserva para acionamento de emergência dos equipamentos submarinos e para coleta periódica de dados de fundo de poço através de veículos de operação remota .

3 - desvios do feixe causados pelas variações no índice de refração

- os desvios calculados mostraram serem compatíveis em amplitudes com os movimentos das plataformas, não significando dificuldade ao projeto do sistema óptico de comunicação (tracking system) .

- o melhor arranjo para enlace é o fundo-fundo pois podemos dispensar em algumas situações o uso do tracking system (movimento das plataformas não estão presentes) e as fontes trabalham a baixas temperaturas (maior potência = maior alcance) .

- o sistema é extremamente sensível a variações no ângulo de lançamento do feixe, desvios no ponto de chegada do feixe da ordem de metro são corrigidos com variações de décimos a milésimos de graus no ângulo de lançamento .

- resultados obtidos para a cintura do feixe através da aproximação por dois raios não foram confirmados pela análise ondulatória devido a indisponibilidade de certos parâmetros da turbulência .

4 - efeitos da turbulência no feixe óptico

- o *Beam Propagation Method* pode ser empregado para análise da propagação de feixes ópticos no meio submarino .

- o meio submarino não introduz modificações nas expressões obtidas por Clarke [6] para a atmosfera turbulenta . As expressões (4.2.4.38) e (4.2.4.39) permitem o cálculo da cintura e perfil da intensidade média do feixe e serão validadas no futuro através de enlaces experimentais .

- estudo da propagação de feixes ópticos em meios turbulentos através do *Beam Propagation Method* permitiu identificar os parâmetros da turbulência do meio submarino que não estão disponíveis e impediram o cálculo de importantes características do feixe .

5 - sistemas ópticos para emprego submarino

- identificados os pontos críticos a serem considerados no projeto :

- fonte de energia para os equipamentos submarinos .

- fontes de laser adequadas, dimensões, peso e sua vida útil .

- confiabilidade do sistema .

O conhecimento do comportamento de feixes ópticos propagando no meio submarino permite o seu uso além da comunicação em importantes áreas como o sensoriamento remoto e na geração de imagens submarinas .

Apesar da turbulência ter pouca influência nos enlaces de curta distância, a existência de turbulência de grande intensidade e localizada (produzida por exemplo pelos propulsores dos veículos de operação remota) podem afetar de modo significativo o sinal transmitido, causando distorções que impeçam sua perfeita recepção. Portanto ensaios experimentais de enlaces de curta distância com turbulência gerada em laboratório podem fornecer informações importantes sobre os efeitos da turbulência localizada .

O próximo passo no estudo seria a marinização de uma fonte de laser na faixa de 530nm e operá-la em profundidades diversas para levantamento das características de atenuação, turbulência e numa segunda fase relacionar o alcance (atenuação) com a taxa de erros (ber), gerando um novo parâmetro (penalidade) para caracterizar o meio submarino .

APÊNDICE - A

TABELAS DE ÍNDICES DE REFRAÇÃO E DADOS AMBIENTAIS

DA BACIA DE CAMPOS

(REGIÃO DE ALBACORA)

Pressure	Temperature (°C)						
	0-03	5-03	10-03	15-02	20-00	24-99	29-98
			6328 Å				
Atm.	1-34015	1-33977	1-33935	1-33899	1-33850	1-33795	1-33737
352 kg cm ⁻²	1-34539	1-34487	1-34431	1-34388	1-34331	1-34270	1-34207
703 kg cm ⁻²	1-35025	1-34962	1-34896	1-34844	1-34780	1-34713	1-34647
1055 kg cm ⁻²	1-35481	1-35403	1-35380	1-35269	1-35200	1-35129	1-35059
1406 kg cm ⁻²	—	1-35813	1-35738	1-35668	1-35592	1-35519	1-35443
			5017 Å				
Atm	1-34455	1-34455	1-34422	1-34379	1-34327	1-34272	1-34215
352 kg cm ⁻²	1-35008	1-34969	1-34924	1-34873	1-34813	1-34757	1-34694
703 kg cm ⁻²	1-35507	1-35450	1-35394	1-35333	1-35269	1-35208	1-35137
1055 kg cm ⁻²	1-35953	1-35891	1-35834	1-35764	1-35695	1-35632	1-35561
1406 kg cm ⁻²	—	1-36314	1-36241	1-36166	1-36095	1-36019	1-35946

Tabela I - Índice de refração absoluto da água do mar (S = 35‰) em função da pressão , temperatura e comprimento de onda (Stanley , 1971) . [50 - 51] .

T [°C]	S [‰]																				
	0	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20	22	24	26	28	30	32	34	36	38	40
0	3402	3441	3481	3520	3559	3598	3637	3677	3716	3755	3794	3833	3873	3912	3951	3990	4029	4069	4108	4147	4186
1	3400	3439	3478	3517	3556	3595	3634	3674	3713	3752	3791	3830	3869	3908	3947	3986	4025	4064	4103	4142	4181
2	3398	3437	3476	3515	3553	3592	3631	3670	3709	3748	3787	3826	3865	3904	3942	3981	4020	4059	4098	4137	4176
3	3395	3434	3473	3511	3550	3589	3628	3666	3705	3744	3783	3821	3860	3899	3938	3976	4015	4054	4093	4131	4170
4	3392	3431	3469	3508	3547	3585	3624	3662	3701	3740	3778	3817	3855	3894	3933	3971	4010	4048	4087	4126	4164
5	3389	3427	3466	3504	3543	3581	3620	3658	3697	3735	3773	3812	3850	3889	3927	3966	4004	4043	4081	4120	4158
6	3385	3424	3462	3500	3538	3577	3615	3653	3692	3730	3768	3807	3845	3883	3922	3960	3998	4037	4075	4113	4152
7	3381	3419	3458	3496	3534	3572	3610	3648	3687	3725	3763	3801	3839	3878	3916	3954	3992	4030	4068	4107	4145
8	3377	3415	3453	3491	3529	3567	3605	3643	3681	3719	3757	3795	3833	3871	3909	3948	3986	4024	4062	4100	4138
9	3372	3410	3448	3486	3524	3562	3600	3638	3675	3713	3751	3789	3827	3865	3903	3941	3979	4017	4055	4093	4130
10	3367	3405	3443	3518	3518	3556	3594	3632	3669	3707	3745	3783	3821	3858	3896	3934	3972	4010	4047	4085	4123
11	3362	3399	3437	3475	3512	3550	3588	3625	3663	3701	3738	3776	3814	3851	3889	3927	3964	4002	4040	4077	4115
12	3356	3394	3431	3469	3506	3544	3581	3619	3656	3694	3732	3769	3807	3844	3882	3919	3957	3994	4032	4069	4107
13	3350	3387	3425	3462	3500	3537	3575	3612	3649	3687	3724	3762	3799	3837	3874	3911	3949	3986	4024	4061	4098
14	3344	3381	3418	3456	3493	3530	3568	3605	3642	3679	3717	3754	3791	3829	3866	3903	3941	3978	4015	4053	4090
15	3337	3374	3411	3449	3486	3523	3560	3597	3635	3672	3709	3746	3783	3821	3858	3895	3932	3969	4006	4044	4081
16	3330	3367	3404	3441	3478	3515	3552	3590	3627	3664	3701	3738	3775	3812	3849	3886	3923	3960	3997	4035	4072
17	3323	3360	3397	3434	3470	3507	3544	3581	3618	3655	3692	3729	3766	3803	3840	3877	3914	3951	3988	4025	4062
18	3315	3352	3389	3425	3462	3499	3536	3573	3610	3647	3684	3720	3757	3794	3831	3868	3905	3942	3979	4016	4052
19	3307	3344	3380	3417	3454	3491	3527	3564	3601	3638	3675	3711	3748	3785	3822	3858	3895	3932	3969	4006	4042
20	3298	3335	3372	3408	3445	3482	3518	3555	3592	3629	3665	3702	3739	3775	3812	3849	3885	3922	3959	3995	4032
21	3290	3326	3363	3399	3436	3473	3509	3546	3582	3619	3656	3692	3729	3765	3802	3838	3875	3912	3948	3985	4021
22	3281	3317	3354	3390	3427	3463	3500	3536	3573	3609	3646	3682	3719	3755	3792	3828	3865	3901	3938	3974	4011
23	3271	3308	3344	3380	3417	3453	3490	3526	3562	3599	3635	3672	3708	3745	3781	3817	3854	3890	3927	3963	3999
24	3261	3298	3334	3370	3407	3443	3479	3516	3552	3588	3625	3661	3697	3734	3770	3806	3843	3879	3915	3952	3988
25	3251	3288	3324	3360	3396	3433	3469	3505	3541	3578	3614	3650	3686	3723	3759	3795	3831	3868	3904	3940	3976
26	3241	3277	3313	3349	3386	3422	3458	3494	3530	3566	3603	3639	3675	3711	3747	3783	3820	3856	3892	3928	3964
27	3230	3266	3302	3338	3375	3411	3447	3483	3519	3555	3591	3627	3663	3699	3736	3772	3808	3844	3880	3916	3952
28	3219	3255	3291	3327	3363	3399	3435	3471	3507	3543	3579	3615	3651	3687	3723	3759	3796	3832	3868	3904	3940
29	3208	3244	3279	3315	3351	3387	3423	3459	3495	3531	3567	3603	3639	3675	3711	3747	3783	3819	3855	3891	3927
30	3196	3232	3268	3303	3339	3375	3411	3447	3483	3519	3555	3591	3627	3662	3698	3734	3770	3806	3842	3878	3914

Tabela II - Diferenças para índice de refração para água do mar (589.3 nm) à várias temperaturas e salinidades

(D = (n - 1.3) 10000) (Mathias , 1974). [50 - 51]

T [°C]	Wavelength (nm)														
	404.7	435.8	457.9	467.8	480.0	488.0	501.7	508.5	514.5	546.1	577.0	579.1	589.3	632.8	643.8
0	5099	4840	4684	4621	4549	4504	4433	4400	4372	4240	4130	4124	4091	3961	3929
1	5094	4835	4679	4616	4544	4500	4428	4395	4367	4235	4126	4119	4086	3956	3925
2	5089	4830	4674	4611	4529	4495	4423	4390	4362	4230	4121	4114	4081	3951	3920
3	5084	4825	4669	4606	4534	4489	4418	4385	4357	4225	4115	4109	4076	3946	3914
4	5078	4819	4664	4601	4528	4484	4412	4379	4351	4219	4110	4103	4070	3941	3909
5	5072	4814	4658	4595	4522	4478	4407	4374	4345	4213	4104	4097	4065	3935	3903
6	5066	4807	4552	4589	4516	4472	4400	4367	4339	4207	4098	4091	4058	3929	3897
7	5060	4801	4645	4582	4510	4465	4394	4361	4333	4201	4091	4085	4052	3922	3890
8	5053	4794	4639	4576	4503	4459	4387	4354	4326	4194	4085	4078	4045	3916	3884
9	5046	4787	4632	4569	4496	4452	4380	4347	4319	4187	4078	4071	4038	3909	3877
10	5039	4780	4624	4561	4489	4444	4373	4340	4312	4180	4071	4064	4031	3901	3869
11	5031	4773	4617	4554	4481	4437	4366	4332	4304	4172	4063	4056	4023	3894	3862
12	5023	4765	4609	4546	4473	4429	4358	4325	4297	4164	4055	4048	4016	3886	3854
13	5015	4757	4601	4538	4465	4421	4350	4317	4288	4156	4047	4040	4008	3878	3846
14	5007	4748	4592	4529	4457	4412	4341	4308	4280	4148	4039	4032	3999	3869	3837
15	4998	4740	4584	4521	4448	4404	4333	4300	4271	4139	4030	4023	3991	3861	3829
16	4989	4731	4575	4512	4439	4395	4324	4291	4262	4130	4021	4014	3982	3852	3820
17	4980	4721	4566	4503	4430	4386	4314	4281	4253	4121	4012	4005	3972	3843	3811
18	4971	4712	4556	4493	4421	4376	4305	4272	4244	4111	4002	3995	3963	3833	3801
19	4961	4702	4546	4483	4411	4366	4295	4262	4234	4102	3993	3986	3953	3823	3791
20	4951	4692	4536	4473	4401	4356	4285	4252	4224	4092	3982	3976	3943	3813	3781

T[°C]	λ [nm]														
	0.4047	0.4358	0.4579	0.4678	0.4800	0.4880	0.5017	0.5085	0.5145	0.5461	0.5770	0.5791	0.5893	0.6328	0.6438
21	4940	4682	4526	4463	4390	4346	4275	4242	4214	4081	3972	3965	3933	3803	3771
22	4930	4671	4515	4452	4380	4335	4264	4231	4203	4071	3961	3955	3922	3792	3760
23	4919	4660	4504	4441	4369	4324	4253	4220	4192	4060	3951	3944	3911	3781	3749
24	4908	4649	4493	4430	4358	4313	4242	4209	4181	4048	3939	3932	3900	3770	3738
25	4896	4637	4482	4419	4346	4302	4230	4197	4169	4037	3928	3921	3888	3759	3727
26	4884	4626	4470	4407	4334	4290	4219	4186	4157	4025	3916	3909	3877	3747	3715
27	4872	4614	4458	4395	4322	4278	4207	4174	4145	4013	3904	3897	3865	3735	3703
28	4860	4601	4445	4382	4310	4265	4194	4161	4133	4001	3892	3885	3852	3722	3690
29	4847	4589	4433	4370	4297	4253	4182	4149	4120	3988	3879	3872	3840	3710	3678
30	4834	4576	4420	4357	4284	4240	4169	4136	4108	3975	3866	3859	3827	3697	3665

Tabela III - Diferenças no índice de refração para água do mar (S = 35 ‰) à várias temperaturas e comprimentos de onda (Depois Mathäus, 1974). [50 - 51]

S ₀₀ ^m	Temperature (°C)								
	0	5	10	15	20	25	30	35	40
0	224,732	224,749	224,785	224,837	224,904	224,985	225,080	225,185	225,305
2,5	224,650	224,668	224,705	224,759	224,827	224,909	225,004	225,110	225,230
5,0	224,567	224,588	224,626	224,681	224,749	224,832	224,928	225,035	225,156
7,5	224,485	224,507	224,547	224,603	224,672	224,756	224,852	224,960	225,081
10,0	224,402	224,426	224,468	224,524	224,595	224,679	224,776	224,885	225,006
12,5	224,319	224,346	224,388	224,446	224,518	224,603	224,700	224,810	224,931
15,0	224,236	224,265	224,309	224,368	224,441	224,527	224,625	224,735	224,857
17,5	224,154	224,185	224,230	224,290	224,364	224,450	224,549	224,660	224,782
20,0	224,072	224,104	224,151	224,212	224,287	224,374	224,473	224,585	224,707
22,5	223,990	224,024	224,072	224,134	224,210	224,297	224,398	224,510	224,633
25,0	223,907	223,943	223,994	224,057	224,133	224,221	224,322	224,435	224,559
27,5	223,825	223,863	223,915	223,979	224,056	224,145	224,247	224,360	224,485
30,0	223,743	223,783	223,836	223,901	223,979	224,069	224,171	224,285	224,411
32,5	223,661	223,703	223,758	223,823	223,903	223,993	224,096	224,211	224,336
35,0	223,579	223,623	223,679	223,746	223,826	223,917	224,020	224,136	224,262
37,5	223,498	223,543	223,600	223,669	223,749	223,841	223,945	224,061	224,188
40,0	223,416	223,463	223,521	223,591	223,673	223,765	223,870	223,986	224,114

Tabela IV - Velocidade da luz (589.3 nm) na água do mar a 1 atm (km / s) (Sager , 1974) . [50 - 51]

Tabela V - Perfil vertical anual da temperatura da água (graus centígrados)

(Orion - Albacora 1987 / 1988). [21]

PROF. (m)	MÁXIMA	MÉDIA	MÍNIMA
5	29.52	25.80	21.25
50	28.04	24.37	17.25
100	23.85	20.77	15.67
150	20.97	17.58	14.00
200	18.06	15.39	12.48
250	16.98	14.14	10.76
300	16.79	12.98	9.39
400	13.39	10.65	7.43
500	11.96	8.71	5.12
600	10.17	6.94	4.83

Tabela V

Tabela VI - Perfil vertical anual da salinidade da água (‰)

(Orion - Albacora 1987 - 1988). [21]

PROF. (m)	MÁXIMA	MÉDIA	MÍNIMA
5	37.69	36.64	33.91
50	37.47	36.69	34.79
100	37.33	36.40	34.82
150	36.68	35.90	34.83
200	36.19	35.61	34.77
250	36.06	35.48	34.87
300	35.81	35.35	34.77
400	35.78	35.11	34.22
500	35.64	34.53	34.28
600	35.49	34.80	34.20

Tabela VI

Tabela VII - Perfil vertical anual da densidade (kg / m³ x 1000) da água

(Orion - Albacora 1987 - 1988). [21]

PROF. (m)	MÁXIMA	MÉDIA	MÍNIMA
5	1025.77	1024.72	1022.13
50	1026.26	1025.19	1022.81
100	1026.97	1026.00	1024.72
150	1027.43	1026.72	1025.64
200	1027.85	1027.24	1026.37
250	1028.18	1027.64	1027.06
300	1028.59	1027.91	1027.02
400	1029.32	1028.71	1027.98
500	1030.05	1029.36	1028.67
600	1030.58	1029.97	1028.98

Tabela VII

Tabela VIII - Variação mensal do perfil da temperatura média da água (°C). [21]

prof. (m)	jan.	fev.	mar.	abr.	mai.	jun.	jul.	ago.	set.	out.	nov.	dez.
5	27	27.64	28.27	28.03	26.04	23.92	24.52	23.63	23.48	24.5	25.71	26.33
50	25.02	25.03	25.81	26.16	23.75	23.39	24.18	22.91	22.42	23.53	24.84	25.25
100	21.14	20.56	21.02	22.14	19.67	19.89	21.21	19.93	18.7	21.4	21.53	22.09
150	17.51	17.1	17.02	18.66	17.23	17.89	18.26	17.15	16.55	17.55	17.79	18.26
200	15.26	15.41	14.49	15.78	15.71	16.11	15.93	15.29	15.06	15.21	15.31	15.23
250	13.94	14.23	13.26	14.45	14.69	14.92	14.2	13.97	14.1	13.77	13.83	14.17
300	12.95	13.01	12.38	13.58	13.61	13.69	12.81	12.64	12.94	12.35	12.65	13.17
400	10.98	10.11	10.21	11.4	11.4	11.11	10.42	10.03	10.41	10.22	10.52	10.97
500	8.90	8.44	9.07	9.28	9.34	8.87	8.43	7.94	8.55	8.16	8.56	9.02
600	7.20	7.24	7.52	7.66	6.8	6.51	6.19	6.82	6.88	6.4	7.12	7.35

Tabela VIII

Tabela IX - Variação do perfil vertical da salinidade média (‰). (Orion - Albacora 1987 - 1988). [21]

prof. (m)	jan.	fev.	mar.	abr.	mai.	jun.	jul.	ago.	set.	out.	nov.	dez.
5	36.12	37.03		36.91	36.96	36.85	36.95	36.94	36.54	36.15	35.77	36.41
50	36.59	36.98		36.96	36.77	36.84	36.9	36.77	36.82	36.39	36.01	36.64
100	36.63	36.71		36.68	36.25	36.45	36.46	36.22	36.19	36.18	36.1	36.58
150	36.1	36.07		36.08	35.85	36.1	35.95	35.76	35.74	35.61	35.74	35.97
200	35.77	35.69		35.66	35.6	35.84	35.56	35.51	35.52	35.55	35.57	35.51
250	35.6	35.55		35.44	35.48	35.7	35.36	35.37	35.47	35.48	35.49	35.38
300	35.48	35.48		35.32	35.36	35.57	35.23	35.22	35.26	35.4	35.36	35.27
400	35.29	35.06		35.09	35.16	35.3	35.01	34.96	34.99	35.2	35.2	35.01
500	35.08	34.9		34.87	34.93	35.08	34.87	34.79	34.85	35.02	35.07	34.81
600	34.9	34.86		34.68	34.76	34.9	34.75	34.68	34.72	34.95	34.94	34.67

Tabela IX

Tabela X - Variação mensal do perfil vertical da densidade da água (σ_t). [21]

prof. (m)	jan.	fev.	mar.	abr.	mai.	jun.	jul.	ago.	set.	out.	nov.	dez.
5	23.67	23.14	23.5	23.85	24.33	24.98	25.09	25.16	25.36	24.87	24.52	24.06
50	24.78	24.44	24.55	24.66	25.24	25.29	25.29	25.44	25.62	25.32	25	24.71
100	26.12	25.9	25.89	25.87	26.23	26.1	26	25.99	26.14	25.98	25.79	25.8
150	26.89	26.73	26.66	26.58	26.76	26.71	26.67	26.67	26.82	26.73	26.61	26.58
200	27.39	27.36	27.27	27.17	27.16	27.18	27.16	27.14	27.3	27.4	27.26	27.18
250	27.78	27.66	27.6	27.54	27.52	27.59	27.57	27.53	27.67	27.75	27.72	27.54
300	27.98	27.7	27.69	27.67	27.73	27.88	27.87	27.8	27.94	28.06	28.05	27.69
400	28.8	28.76	28.66	28.55	28.61	28.7	28.7	28.61	28.76	28.81	28.81	28.57
500	29.44	29.42	29.32	29.21	29.26	29.38	29.37	29.25	29.39	29.46	29.46	29.21
600	30.04	29.99	29.9	29.8	29.86	30	30	29.86	30.02	30.05	30.12	29.86

Tabela X

APÊNDICE - B

OBTENÇÃO DOS PERFIS DE PRESSÃO

A PARTIR DOS DADOS DE DENSIDADE

(BACIA DE CAMPOS / REGIÃO DE ALBACORA)

Utilizando se os dados de densidades máximas, médias e mínimas foram ajustados polinômios através do software Origin, conforme descritos a seguir :

- densidade mínima : $D(z) = 1022.17067 - 1.554 * 10^{-2}z + 9.115 * 10^{-4}z^2 - 7.619 * 10^{-6}z^3 + 2.999 * 10^{-8}z^4 - 6.26 * 10^{-11}z^5 + 6.703 * 10^{-14}z^6 - 2.904 * 10^{-17}z^7$

- densidade média : $D(z) = 1024.7143 + 3.249 * 10^{-4}z + 2.579 * 10^{-4}z^2 - 1.787 * 10^{-6}z^3 + 5.367 * 10^{-9}z^4 - 7.478 * 10^{-12}z^5 + 3.95 * 10^{-15}z^6$

- densidade máxima : $D(z) = 1025.71467 + 8.99 * 10^{-3}z + 8.239 * 10^{-5}z^2 - 7.194 * 10^{-7}z^3 + 2.37 * 10^{-9}z^4 - 3.463 * 10^{-12}z^5 + 1.87 * 10^{-15}z^6$

Através de integração em relação a z (profundidade) obteve-se os polinômios que descrevem os perfis da pressão com a profundidade, os valores obtidos foram corrigidos com a soma de 1 atm .

Sabendo que : $P(z) = C + \int D(z)dz$ onde C é igual a 1 atm temos,

PROF. (m)	pressão mín.	pressão méd.	pressão máx.
5	1.5111	1.5124	1.5129
50	6.1117	6.1244	6.1299
100	11.2303	11.2524	11.263
150	16.3564	16.3843	16.399
200	21.4871	21.5293	21.5373
250	26.6203	26.6565	26.6775
300	31.7552	31.7955	31.8193
400	42.0304	42.0788	42.1087
500	52.3127	52.37	52.4058
600	62.6007	62.6672	62.7087

Analisando os dados acima verifica-se que as variações de pressão ao longo do ano em função das variações de densidades são extremamente pequenas e podem ser desconsideradas, no entanto elas serão consideradas no levantamento dos perfis do índice de refração. Os dados foram plotados e são apresentados na figura A .

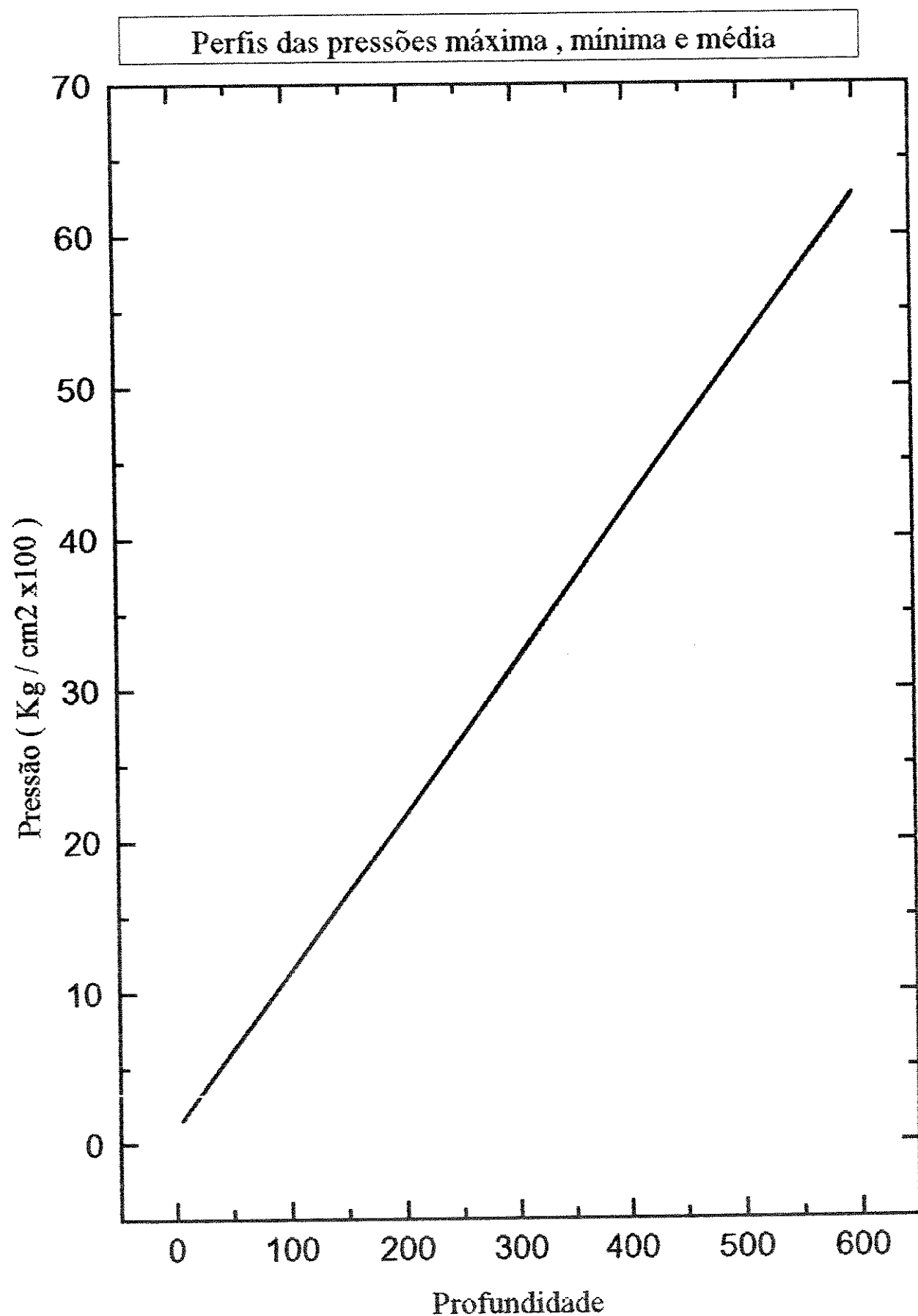


Figura A - Perfis verticais de pressão máxima , média e mínima .

APÊNDICE - C

POLINÔMIOS DOS PERFIS DO ÍNDICE DE REFRAÇÃO E RESULTADOS DOS ENLACES .

Os polinômios foram obtidos através de ajuste de curvas aos dados dos perfis do índice de refração com o uso do software Origin e a equação de propagação foi integrada utilizando o software Mathematica . As simulações de enlaces foram efetuadas para profundidades de 300, 600 e 900 m pois estas são as profundidades onde se localizam as maiores reservas brasileiras de petróleo .

- ENLACE EM 300m (superfície - fundo) :

Neste enlace a profundidade é mantida constante e os diferentes alcances são obtidos através dos diversos ângulos de lançamento do feixe .Os resultados das simulações são apresentados na Tabela I .Esta sistemática será a mesma para as outras profundidades .

- polinômios :

$$\text{caso 1 : } n(z) = 1.34195 + 9.41 * 10^{-6}z + 8.482 * 10^{-9}z^2 - 5.571 * 10^{-11}z^3$$

$$\text{caso 2 : } n(z) = 1.34246 + 6.627 * 10^{-6}z + 1.344 * 10^{-8}z^2 - 5.788 * 10^{-11}z^3$$

$$\text{caso 3 : } n(z) = 1.34265 + 6.059 * 10^{-6}z + 1.546 * 10^{-8}z^2 - 6.22 * 10^{-11}z^3$$

$$\text{caso 4 : } n(z) = 1.34239 + 6.926 * 10^{-6}z + 4.378 * 10^{-8}z^2 - 2.726 * 10^{-10}z^3 + 4.082 * 10^{-13}z^4$$

$$\text{caso 5 : } n(z) = 1.34289 + 6.722 * 10^{-6}z + 3.713 * 10^{-9}z^2 - 2.889 * 10^{-11}z^3$$

$$\text{caso 6 : } n(z) = 1.34311 + 1.523 * 10^{-6}z + 8.386 * 10^{-8}z^2 - 4.488 * 10^{-10}z^3 + 6.857 * 10^{-13}z^4$$

$$\text{caso 7: } n(z) = 1.34284 + 2.161 * 10^{-5}z - 1.754 * 10^{-7}z^2 + 7.164 * 10^{-10}z^3 - 1.015 * 10^{-12}z^4$$

$$\text{caso 8: } n(z) = 1.34334 + 1.82 * 10^{-5}z - 1.55 * 10^{-7}z^2 + 6.298 * 10^{-10}z^3 - 8.695 * 10^{-13}z^4$$

$$\text{caso 9: } n(z) = 1.34356 + 1.6 * 10^{-5}z - 1.311 * 10^{-7}z^2 + 5.169 * 10^{-10}z^3 - 6.995 * 10^{-13}z^4$$

- ENLACE EM 300m (fundo - superfície) :

Os valores para o índice de refração para a superfície foram gerados através dos polinômios pois os dados disponíveis são para profundidades de 5 a 600m . Resultados na Tabela II .

- polinômios

$$\text{caso 1: } n(z) = 1.34399 - 4.346 * 10^{-7}z - 1.716 * 10^{-8}z^2 - 8.576 * 10^{-11}z^3 + 2.427 * 10^{-13}z^4$$

$$\text{caso 2: } n(z) = 1.34413 - 1.848 * 10^{-6}z - 1.308 * 10^{-8}z^2$$

$$\text{caso 3: } n(z) = 1.3442 - 1.793 * 10^{-6}z + 1.761 * 10^{-8}z^2 - 2.561 * 10^{-10}z^3 + 5.391 * 10^{-13}z^4$$

$$\text{caso 4: } n(z) = 1.34435 - 1.23 * 10^{-6}z - 2.502 * 10^{-8}z^2 + 2.37 * 10^{-11}z^3$$

$$\text{caso 5: } n(z) = 1.34446 - 1.15 * 10^{-6}z - 2.229 * 10^{-8}z^2 + 2.889 * 10^{-11}z^3$$

$$\text{caso 6: } n(z) = 1.34455 - 4.728 * 10^{-6}z + 5.025 * 10^{-8}z^2 - 3.741 * 10^{-10}z^3 + 6.857 * 10^{-13}z^4$$

$$\text{caso 7: } n(z) = 1.34466 - 1.28 * 10^{-7}z - 7.901 * 10^{-8}z^2 + 5.022 * 10^{-10}z^3 - 1.015 * 10^{-12}z^4$$

caso 8 : $n(z) = 1.34477 - 1.081 * 10^{-6}z - 5.815 * 10^{-8}z^2 + 4.136 * 10^{-10}z^3 - 8.695 * 10^{-13}z^4$

caso 9 : $n(z) = 1.34485 - 1.344 * 10^{-6}z - 4.366 * 10^{-8}z^2 + 3.226 * 10^{-10}z^3 - 6.995 * 10^{-13}z^4$

- RESULTADOS DOS ENLACES EM 300m

Tabela I (superfície - fundo)

ângulo lançam. graus	caso 1 desloca. metros	caso 2	caso 3	caso 4	caso 5	caso 6	caso 7	caso 8	caso 9
80	52,85	52,86	52,86	52,85	52,86	52,87	52,85	52,86	52,87
60	172,98	173,03	173,04	173,00	173,05	173,06	173,00	173,05	173,06
30	517,58	518,07	518,15	517,81	518,19	518,34	517,81	518,20	518,35
20	817,41	819,02	819,30	818,17	819,45	819,95	818,17	819,45	819,97

- afastamento representa o deslocamento na horizontal a partir do transmissor para atingir a profundidade

de 300m .

Tabela II (fundo - superfície)

ângulo lançam. graus	caso 1 desloc. metros	caso 2	caso 3	caso 4	caso 5	caso 6	caso 7	caso 8	caso 9
80	52,93	52,93	52,92	52,93	52,92	52,92	52,92	52,92	52,92
60	173,34	173,32	173,31	173,34	173,32	173,31	173,32	173,30	173,29
30	520,80	520,65	520,54	520,82	520,62	520,57	520,61	520,43	520,34
20	828,30	827,79	827,40	828,35	827,66	827,50	827,65	827,00	826,70

- ENLACE EM 600m (superfície - fundo)

- polinômios

caso 1 : $n(z) = 1.3419 + 1.273 * 10^{-5}z - 2.367 * 10^{-8}z^2 + 1.82 * 10^{-11}z^3$

caso 2 : $n(z) = 1.34241 + 9.792 * 10^{-6}z - 1.67 * 10^{-8}z^2 + 1.282 * 10^{-11}z^3$

caso 3 : $n(z) = 1.34262 + 8.554 * 10^{-6}z - 1.199 * 10^{-8}z^2 + 7.762 * 10^{-12}z^3$

caso 4 : $n(z) = 1.34233 + 1.186 * 10^{-5}z - 2.187 * 10^{-8}z^2 + 1.666 * 10^{-11}z^3$

caso 5 : $n(z) = 1.34287 + 7.604 * 10^{-6}z - 4.365 * 10^{-9}z^2 - 1.645 * 10^{-11}z^3 + 2.291 * 10^{-14}z^4$

caso 6 : $n(z) = 1.34305 + 7.884 * 10^{-6}z - 1.148 * 10^{-8}z^2 + 8.198 * 10^{-12}z^3$

caso 7 : $n(z) = 1.34293 + 1.29 * 10^{-5}z - 4.467 * 10^{-8}z^2 + 8.525 * 10^{-11}z^3 - 5.936 * 10^{-16}z^4$

caso 8 : $n(z) = 1.34349 + 6.896 * 10^{-6}z - 1.151 * 10^{-8}z^2 + 9.052 * 10^{-12}z^3$

caso 9 : $n(z) = 1.34363 + 9.728 * 10^{-6}z - 4.073 * 10^{-8}z^2 + 9.367 * 10^{-11}z^3 - 7.323 * 10^{-14}z^4$

- ENLACE EM 600m (fundo - superfície)

- polinômios

caso 1 : $n(z) = 1.34495 - 3.978 * 10^{-6}z + 9.084 * 10^{-9}z^2 - 1.82 * 10^{-11}z^3$

caso 2 : $n(z) = 1.34504 - 3.599 * 10^{-6}z + 6.376 * 10^{-9}z^2 - 1.282 * 10^{-11}z^3$

caso 3 : $n(z) = 1.34511 - 2.548 * 10^{-6}z + 1.98 * 10^{-9}z^2 - 7.762 * 10^{-12}z^3$

caso 4 : $n(z) = 1.34518 - 3.609 * 10^{-6}z + 8.115 * 10^{-9}z^2 - 1.666 * 10^{-11}z^3$

caso 5 : $n(z) = 1.34527 - 3.186 * 10^{-6}z + 5.229 * 10^{-9}z^2 - 1.107 * 10^{-11}z^3$

caso 6 : $n(z) = 1.34542 - 2.964 * 10^{-6}z + 3.279 * 10^{-9}z^2 - 8.198 * 10^{-12}z^3$

caso 7 : $n(z) = 1.34531 - 7.773 * 10^{-8}z - 1.943 * 10^{-8}z^2 + 5.721 * 10^{-11}z^3 - 5.936 * 10^{-14}z^4$

caso 8 : $n(z) = 1.34541 - 3.167 * 10^{-7}z - 1.683 * 10^{-8}z^2 + 4.866 * 10^{-11}z^3 - 4.815 * 10^{-14}z^4$

caso 9 : $n(z) = 1.34559 - 2.596 * 10^{-6}z + 2.545 * 10^{-9}z^2 - 5.688 * 10^{-12}z^3$

- RESULTADOS DOS ENLACES EM 600m

Tabela III (superfície - fundo)

ângulo lançam. graus	caso 1 desloca. metros	caso 2	caso 3	caso 4	caso 5	caso 6	caso 7	caso 8	caso 9
80	105,64	105,67	105,67	105,65	105,68	105,68	105,67	105,70	105,70
60	345,74	345,86	345,88	345,78	345,91	345,92	345,87	346,01	346,00
30	1033,21	1034,30	1034,48	1033,60	1034,73	1034,83	1034,39	1035,61	1035,57
20	1628,30	1631,93	1632,52	1629,61	1633,37	1633,71	1632,23	1636,30	1636,16

Tabela IV (fundo - superficie)

ângulo lançam. graus	caso 1 desloca. metros	caso 2	caso 3	caso 4	caso 5	caso 6	caso 7	caso 8	caso 9
80	105,88	105,88	105,87	105,88	105,87	105,87	105,86	105,86	105,86
60	346,78	346,76	346,74	346,76	346,73	346,73	346,69	346,66	346,68
30	1042,61	1042,36	1042,17	1042,37	1042,11	1042,15	1041,73	1041,51	1041,65
20	1660,05	1659,18	1658,53	1659,21	1658,31	1658,44	1657,01	1656,26	1656,75

- ENLACE EM 900m (superficie - fundo)

Neste enlace os dados para o índice de refração de 600m a 900m não estão disponíveis e foram extrapolados utilizando-se de somas exponenciais que são apresentadas juntamente com o polinômio que foi ajustado para descrever o perfil total do índice de 0 a 900m .

- somas exponenciais e polinômios

caso 1 : $S(z) = 1.34201 + 0.0036 * \left(1 - \exp\left(-\frac{z}{295.508}\right) \right) - 0.0002 * \left(1 - \exp\left(-\frac{z}{147.754}\right) \right)$

$$\left(1 - \exp\left(-\frac{z}{147.754}\right) \right)$$

$$n(z) = 1.34199 + 1.037 * 10^{-5}z - 1.28 * 10^{-8}z^2 + 5.946 * 10^{-12}z^3$$

caso 2 : $S(z) = 1.34251 + 0.00373 * \left(1 - \exp\left(-\frac{z}{324.5356}\right) \right) - 0.0006 * \left(1 - \exp\left(-\frac{z}{162.2678}\right) \right)$

$$\left(1 - \exp\left(-\frac{z}{162.2678}\right) \right)$$

$$n(z) = 1.34248 + 7.994 * 10^{-6}z - 8.487 * 10^{-9}z^2 + 3.641 * 10^{-12}z^3$$

$$\underline{\text{caso 3}}: S(z) = 1.34271 + 0.00358 * \left(1 - \exp\left(-\frac{z}{317.4951}\right)\right) - 0.00064 * \left(1 - \exp\left(-\frac{z}{158.74755}\right)\right)$$

$$\left(1 - \exp\left(-\frac{z}{158.74755}\right)\right)$$

$$n(z) = 1.34266 + 7.651 * 10^{-6}z - 7.864 * 10^{-9}z^2 + 3.139 * 10^{-12}z^3$$

$$\underline{\text{caso 4}}: S(z) = 1.34243 + 0.00367 * \left(1 - \exp\left(-\frac{z}{302.46029}\right)\right) - 0.00039 * \left(1 - \exp\left(-\frac{z}{151.23014}\right)\right)$$

$$\left(1 - \exp\left(-\frac{z}{151.23014}\right)\right)$$

$$n(z) = 1.34242 + 9.681 * 10^{-6}z - 1.199 * 10^{-8}z^2 + 5.7 * 10^{-12}z^3$$

$$\underline{\text{caso 5}}: S(z) = 1.34294 + 0.00372 * \left(1 - \exp\left(-\frac{z}{340.7523}\right)\right) - 0.00074 * \left(1 - \exp\left(-\frac{z}{170.3763}\right)\right)$$

$$\left(1 - \exp\left(-\frac{z}{170.3763}\right)\right)$$

$$n(z) = 1.34291 + 7.337 * 10^{-6}z - 7.778 * 10^{-9}z^2 + 3.414 * 10^{-12}z^3$$

$$\underline{\text{caso 6}}: S(z) = 1.34313 + 0.00395 * \left(1 - \exp\left(-\frac{z}{341.749}\right)\right) - 0.001 * \left(1 - \exp\left(-\frac{z}{170.9}\right)\right)$$

$$\left(1 - \exp\left(-\frac{z}{170.9}\right)\right)$$

$$n(z) = 1.34309 + 6.769 * 10^{-6}z - 6.368 * 10^{-9}z^2 + 2.467 * 10^{-12}z^3$$

caso 7: $S(z) = 1.34294 + 0.00391 * \left(1 - \exp\left(-\frac{z}{255.2743}\right)\right) - 0.0012 * \left(1 - \exp\left(-\frac{z}{200}\right)\right)$

$$\left(1 - \exp\left(-\frac{z}{200}\right)\right)$$

$$n(z) = 1.34307 + 7.772 * 10^{-6}z - 9.32 * 10^{-9}z^2 + 4.212 * 10^{-12}z^3$$

caso 8: $S(z) = 1.34342 + 0.00335 * \left(1 - \exp\left(-\frac{z}{270.05481}\right)\right) - 0.001 * \left(1 - \exp\left(-\frac{z}{135.0274}\right)\right)$

$$\left(1 - \exp\left(-\frac{z}{135.0274}\right)\right)$$

$$n(z) = 1.34354 + 5.576 * 10^{-6}z - 5.327 * 10^{-9}z^2 + 1.962 * 10^{-12}z^3$$

caso 9: $S(z) = 1.34364 + 0.00331 * \left(1 - \exp\left(-\frac{z}{289}\right)\right) - 0.000955 * \left(1 - \exp\left(-\frac{z}{138.47245}\right)\right)$

$$\left(1 - \exp\left(-\frac{z}{138.47245}\right)\right)$$

$$n(z) = 1.34375 + 4.788 * 10^{-6}z - 3.48 * 10^{-9}z^2 + 8.545 * 10^{-13}z^3$$

- ENLACE EM 900m (fundo - superficie)

- polinômios

caso 1: $n(z) = 1.34529 - 1.779 * 10^{-6}z + 3.256 * 10^{-9}z^2 - 5.946 * 10^{-12}z^3$

caso 2: $n(z) = 1.34545 - 1.564 * 10^{-6}z + 1.344 * 10^{-9}z^2 - 3.641 * 10^{-12}z^3$

caso 3: $n(z) = 1.34546 - 1.124 * 10^{-6}z + 6.109 * 10^{-10}z^2 - 3.139 * 10^{-12}z^3$

caso 4: $n(z) = 1.34557 - 1.952 * 10^{-6}z + 3.402 * 10^{-9}z^2 - 5.7 * 10^{-12}z^3$

caso 5: $n(z) = 1.3457 - 1.631 * 10^{-6}z + 1.439 * 10^{-9}z^2 - 3.414 * 10^{-12}z^3$

caso 6: $n(z) = 1.34582 - 1.299 * 10^{-6}z + 2.914 * 10^{-10}z^2 - 2.467 * 10^{-12}z^3$

caso 7: $n(z) = 1.34556 - 1.762 * 10^{-6}z + 1.525 * 10^{-8}z^2 - 6.245 * 10^{-11}z^3 + 8.976 * 10^{-14}z^4 - 4.531 * 10^{-17}z^5$

caso 8: $n(z) = 1.34566 - 1.746 * 10^{-6}z + 1.747 * 10^{-8}z^2 - 5.968 * 10^{-11}z^3 + 8.405 * 10^{-14}z^4 - 4.105 * 10^{-17}z^5$

caso 9: $n(z) = 1.34586 - 2.311 * 10^{-6}z + 1.908 * 10^{-8}z^2 - 7.336 * 10^{-11}z^3 + 1.007 * 10^{-13}z^4 - 4.772 * 10^{-17}z^5$

- RESULTADOS DOS ENLACES EM 900m

Tabela V (superfície - fundo) .

ângulo lançam. graus	caso 1 desloca. metros	caso 2	caso 3	caso 4	caso 5	caso 6	caso 7	caso 8	caso 9
80	158,42	158,46	158,46	158,43	158,47	158,48	158,48	158,52	158,53
60	518,43	518,60	518,64	518,50	518,68	518,70	518,72	518,88	518,91
30	1548,30	1549,78	1550,14	1548,92	1550,45	1550,67	1550,79	1552,26	1552,53
20	2437,44	2442,36	2443,54	2439,50	2444,57	2445,30	2445,70	2450,59	2451,48

Tabela VI (fundo - superficie) .

ângulo lançam. graus	caso 1 desloca. metros	caso 2	caso 3	caso 4	caso 5	caso 6	caso 7	caso 8	caso 9
80	158,82	158,82	158,81	158,82	158,81	158,79	158,78	158,78	158,79
60	520,13	520,13	520,09	520,13	520,11	520,03	520,00	519,97	520,00
30	1563,54	1563,54	1563,11	1563,51	1563,36	1562,60	1562,29	1562,07	1562,30
20	2488,78	2488,77	2487,29	2488,67	2488,16	2485,53	2484,47	2483,75	2484,50

APÊNDICE - D

ANÁLISE DOS PERFIS DO ÍNDICE DE REFRAÇÃO DOS MESES MAIS CRÍTICOS DO ANO (ABRIL E SETEMBRO)

Esta análise tem por objetivo verificar se os meses de máxima temperatura e máxima salinidade, Abril, e mínima temperatura e mínima salinidade, Setembro, tem perfis relacionados com os perfis obtidos a partir dos dados ambientais em condições máxima e mínima, isto é, casos 3 e 7 respectivamente .

Apesar de verificada a pequena influência das variações de pressão nos perfis do índice de refração, elas serão consideradas nos cálculos . O procedimento para obtenção dos perfis é idêntico aos casos anteriores . A partir dos dados de densidade ajusta-se uma curva e então integra-se em relação a profundidade, resultando no polinômio que descreve a pressão em função da profundidade, de posse dessa curva e dos dados de salinidade e temperatura; através das tabelas do Apêndice A, chega-se aos perfis do índice de refração (Figura A) em função da profundidade, apresentados na Tabela I .

Tabela I - Perfis do índice de refração para os meses de Abril e Setembro

profundidade em metros	índice de refração Abril	índice de refração Setembro
5	1.34273	1.34319
50	1.34302	1.34341
100	1.34348	1.34377
150	1.34382	1.34399
200	1.34412	1.34418
250	1.34428	1.34432
300	1.34441	1.34445
400	1.34471	1.34478

profundidade em metros	Índ. Refração Abril	Índ. Refração Setembro
500	1.34496	1.34503
600	1.34521	1.34527

cont. Tabela I - Perfis do índice de refração para os meses de Abril e Setembro .

Os resultados das simulações dos enlaces são apresentados na Tabela II .

- ENLACE EM 600m PARA MES DE ABRIL(superfície fundo)

- polinômio

$$n(z) = 1.34263 + 1.013 * 10^{-5}z - 1.745 * 10^{-8}z^2 + 1.289 * 10^{-11}z^3$$

- ENLACE EM 600m PARA MES DE ABRIL (fundo - superfície)

- polinômio

$$n(z) = 1.34521 - 3.11 * 10^{-6}z + 5.756 * 10^{-9}z^2 - 1.289 * 10^{-11}z^3$$

- ENLACE EM 600m PARA MES DE SETEMBRO (superfície - fundo)

- polinômio

$$n(z) = 1.34315 + 6.726 * 10^{-6}z - 9.586 * 10^{-9}z^2 + 7.175 * 10^{-12}z^3$$

- ENLACE EM 600m PARA MES DE SETEMBRO (fundo - superfície)

- polinômio

$$n(z) = 1.34528 - 2.971 * 10^{-6}z + 3.328 * 10^{-9}z^2 - 7.175 * 10^{-12}z^3$$

Perfis do índice de refração dos meses
Abril e Setembro

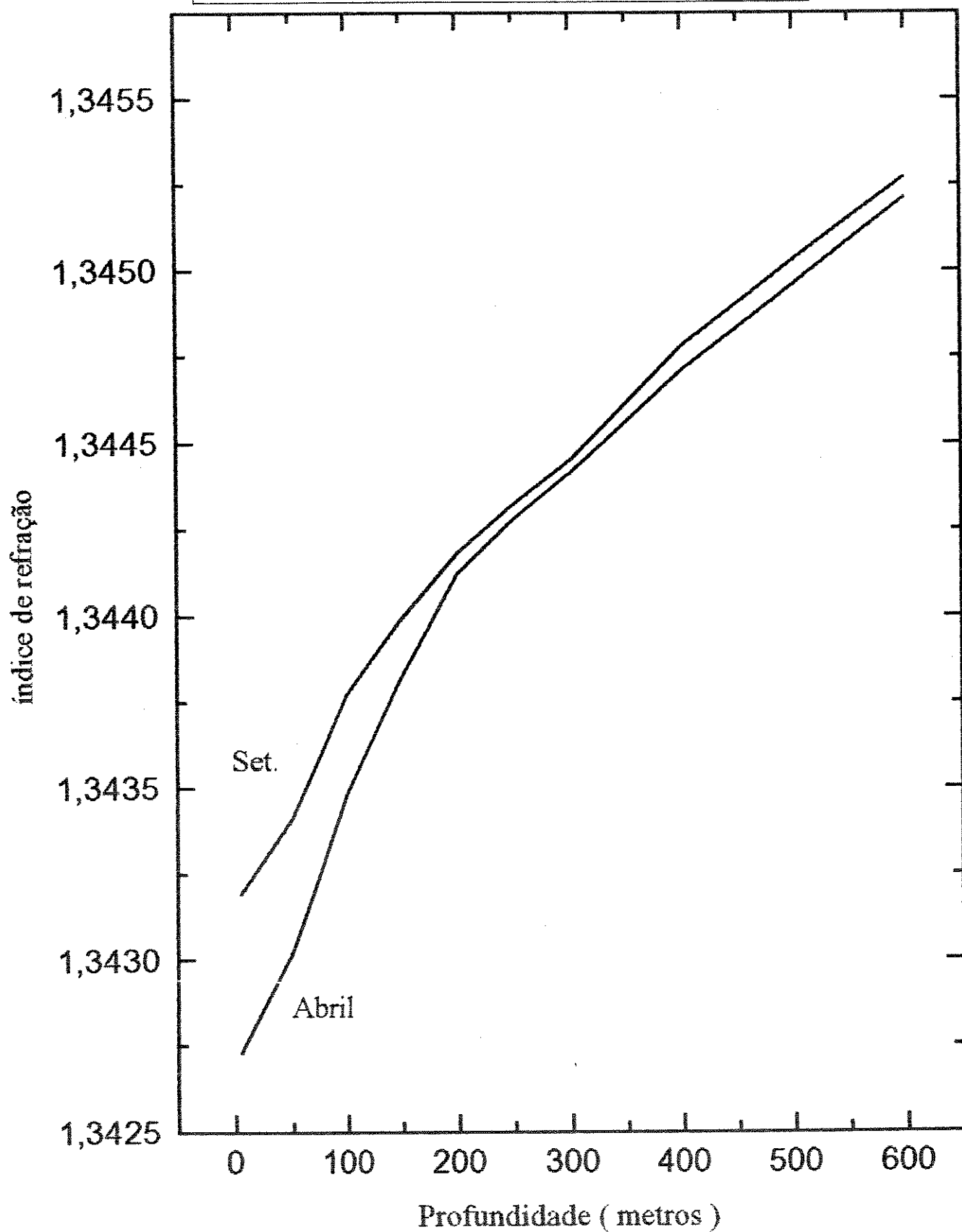


Figura A - Perfis do índice de refração para os meses de Abril e Setembro .

- RESULTADOS DOS ENLACES EM 600m PARA MESES ABRIL E SETEMBRO

Tabela II - Resultados dos enalces para os meses mais críticos .

ângulo de lançamento graus	superfície - fundo deslocamento em metros		fundo - superfície deslocamento em metros	
	mes	mes	mes	mes
	de	de	de	de
	Abril	Setembro	Abril	Setembro
80	105.66	105.69	105.87	105.87
60	345.85	345.98	346.73	346.71
30	1034.19	1035.37	1042.15	1041.96
20	1631.56	1635.50	1658.45	1657.81

Os resultados acima indicam que os meses de Abril e Setembro se correlacionam como era esperado com os casos 3 e 7 (perfis do índice de refração obtidos com a combinação dos dados de temperatura e salinidade máximas e mínimas) . Os desvios são bem próximos dos obtidos com os perfis 3 e 7 e menores que os desvios observados nas simulações com os casos mais críticos em profundidade de 600m , casos 1 e 8 .

APÊNDICE - E

ANÁLISE DOS POLINÔMIOS UTILIZADOS PARA DESCREVEREM OS PERFIS DO ÍNDICE DE REFRAÇÃO

Os perfis, as variações e flutuações do índice de refração constituem as informações mais importantes para o estudo da propagação submarina de feixes ópticos, pois irão determinar praticamente todos os efeitos aos quais o feixe estará exposto. Dada a sua importância, os polinômios que descrevem os perfis devem representar o mais fielmente possível estes perfis, e com o cuidado de possuírem comportamento "suave", isto é, as derivadas desses polinômios não devem possuir descontinuidade ou pontos de inflexão.

Outro aspecto importante são limites de validade das expressões, durante as simulações. Nos cálculos das equações de propagação os intervalos de interpolação devem estar rigorosamente dentro dos limites para os quais as mesmas foram ajustadas.

A partir dos dados dos índices de refração optou-se por definir um polinômio que melhor se ajustasse a esses dados para uma dada faixa de profundidade e não por um polinômio geral que fosse válido para toda faixa de profundidade, zero a 900m. Isto implica em análise criteriosa desses polinômios antes do seu emprego nos diversos casos. Um exemplo do que foi exposto acima ficou claro quando do uso do polinômio ajustado para 600 metros fundo - superfície no cálculo dos ângulos de lançamento e desvios no enlace fundo - fundo. Apesar de apresentar resultados compatíveis no enlace fundo superfície o mesmo apresentou resultados incompatíveis no enlace fundo - fundo, pois no trecho de profundidades próximas do fundo onde o feixe propaga, o polinômio ajustado apresentava insignificante aumento do valor do índice de refração o que provocava um desvio ascendente no feixe, fazendo com que o mesmo não atingisse o alvo (receptor). Neste caso um novo polinômio foi ajustado tomando-se o cuidado de remover a anomalia. As simulações foram recalculadas e os

resultados reavaliados, estando então compatíveis com o comportamento esperado para a trajetória do feixe .

Quanto ao intervalo de validade do polinômio ajustado, um ponto que deve ser considerado é que se o comportamento da trajetória esperada do feixe é conhecida então deve-se empregar o conjunto de dados para este intervalo e só então o polinômio deve ser ajustado. Exemplo deste caso foi detectado no cálculo do enlace entre 150 a 300m de profundidade, com o surgimento de uma inflexão na curva de propagação do feixe, pois no cálculo do alcance máximo do feixe o intervalo de interpolação ultrapassava o limite de validade do polinômio inicialmente ajustado e nos trechos que excediam o intervalo de validade o mesmo apresentava comportamento incompatível com o esperado para o índice de refração, isto é, o índice decrescia enquanto que o esperado seria o seu aumento com a profundidade .

Como no caso anterior um novo polinômio foi ajustado e a anomalia removida . Assim após o ajuste do polinômio para representar o gradiente do índice de refração, estes pontos devem ser verificados antes de iniciar os cálculos das simulações sob pena de cometerem erros que levem a falsas conclusões .

APÊNDICE - F

ANÁLISE DO TERMO DE DEPOLARIZAÇÃO DA EQUAÇÃO DE ONDA PARA O MEIO TURBULENTO . (OCEANO)

Se as flutuações no índice de refração são consideradas na obtenção da equação de onda, essas flutuações resultam num termo onde existe interação entre as componentes ortogonais do campo, dando origem ao efeito da depolarização .

$$\nabla^2 E + k^2 n^2 E = \underbrace{-2\nabla[E \cdot \nabla(\ln n)]}_{\text{depolarização}} \quad (1)$$

Este acoplamento induzido pela turbulência faz com que parte da energia do campo originalmente contida numa única direção seja dividida entre as tres direções. Diversos autores estudaram a eficiência desse efeito para o caso da atmosfera turbulenta, e concluíram que a depolarização pode ser desprezada baseados no fato de que os comprimentos de onda no laser são muitos menores que as dimensões das menores variações no meio (escala interna).

O objetivo deste estudo é verificar se a depolarização pode ser desprezada no caso do meio submarino. Assumindo a onda propagando na direção z, polarizada em x e turbulência homogênea e isotrópica . Os enlaces encontrados nas situações consideradas nos sistemas de produção de petróleo podem ser, como visto anteriormente, do tipo fundo-fundo ou fundo - superfície (vice-versa). A análise será feita apenas para caso fundo-fundo pois é o mais adequado para a aplicação que se destina (evita movimentos das plataformas e ambiente é menos sujeito a perturbações) . O índice de refração não apresenta gradiente ao longo do enlace

mas assume um valor médio adequado para cada profundidade , para 600m este valor médio é da ordem de 1.345245 .Assim o índice de refração assume a forma,

$$n = n_0 + n_1(x, y, z) \quad (2)$$

onde n_0 é o valor médio e n_1 são as flutuações no índice ($\ll 1$)

Desenvolvendo $\ln n$ em série de Taylor , temos,

$$\ln(n_0 + n_1) = \ln n_0 + \frac{n_1}{n_0} - \frac{n_1^2}{2n_0^2} + \dots \quad (3)$$

Termos de ordem maior que n_1 serão desconsiderados. Assim o termo de depolarização fica,

$$2\nabla\left(E.\nabla\left(\ln n_0 + \frac{n_1}{n_0}\right)\right) \Rightarrow 2\nabla\left[E.\left(\nabla \ln n_0 + \nabla \frac{n_1}{n_0}\right)\right] \quad (4)$$

No caso em estudo $n_0 = cte \Rightarrow \nabla \ln n_0 = 0$. A equação (4) reduz a,

$$2\nabla\left(E.\nabla \frac{n_1}{n_0}\right) \Rightarrow \frac{2}{n_0}\nabla(E.\nabla n_1) \quad (5)$$

Na análise de Strobehn [52] para atmosfera o termo de depolarização reduz-se a $2\nabla(E.\nabla n_1)$ e o efeito da depolarização é muito pequeno e portanto desconsiderado . No meio submarino o termo de de polarização é igual ao do estudo de Strobehn a menos que dividido pelo valor médio do índice de refração, ou seja, será ainda ligeiramente menor (25% menor que no caso da atmosfera) . O resultado obtido por Strobehn e Clifford [52] para a relação

entre a componente depolarizada e a componente original do sinal é dada por

$$R_M(0) = \langle m^2 \rangle = \frac{4\sqrt{\pi} L \langle n_1^2 \rangle}{k^2 l^3} \quad (6)$$

$$\text{onde } M = \frac{E_{1y}}{E_0} \quad (7)$$

A expressão (6) é função do comprimento de onda, da turbulência e da distância do enlace (L), assim para que o efeito da depolarização seja significativo em se tratando de frequências do laser será necessário que a distância do enlace e a turbulência sejam extremamente elevados, o que não ocorre no meio submarino onde as distâncias máximas esperadas estão em torno de 3000 metros.

No trabalho mais recente de Clifford et al [53] o resultado obtido para a relação (R) utilizando a teoria do modo acoplado é $R = 2\pi \langle n_1^2 \rangle (z^2/d^2)$, onde z é a distância do enlace e d é da ordem de 1 metro, concluímos que a depolarização pode ser desconsiderada para enlaces de curta distância.

Portanto também será desconsiderado na equação de onda, que passa a ter a seguinte forma,

$$\nabla^2 E + k^2 n^2 E = 0 \quad \text{Equação de Helmotz} \quad (8)$$

No caso do enlace fundo - superfície o índice de refração apresenta um gradiente com a profundidade o que torna a análise da depolarização mais complexa, uma análise simplificada preliminar indica que podemos desconsiderar o efeito da depolarização, bastando para isso dividir o percurso em pequenas seções onde o gradiente seria incluído nas flutuações do índice

de refração, sendo o efeito da depolarização cumulativo . Considerando que os alcances no caso submarino estariam limitados a 5000m, as seções seriam da ordem de 1 a 1.5 m e a depolarização para cada seção seriam extremamete pequenas o efeito acumulado ainda assim seria muito pequeno e pode ser desconsiderado .

APÊNDICE - G

INTEGRAL DE DIFRAÇÃO DE FRESNEL

A fórmula de difração de Fresnel [47] será utilizada no método de cálculo para descrever um campo após atravessar uma região turbulenta e por isso sua obtenção será discutida a seguir .

A integral de difração de Fresnel expressa a distribuição da amplitude de uma onda escalar em qualquer seção z , em função da distribuição em $z = 0$.

Para aplicar a teoria da difração escalar a um campo eletromagnético, é necessário que se utilize a equação de onda na forma escalar como a equação de Helmotz obtida anteriormente . Assim,

$$\nabla E + k^2 E = 0 \quad (1)$$

A amplitude E do vetor potencial obedece a equação de onda escalar e nenhuma outra restrição é imposta sobre E .

Uma solução geral do tipo onda plana da equação de onda escalar em coordenadas Cartesianas é da forma

$$e^{-jk_x x} e^{-jk_y y} e^{-jk_z z} \quad (2)$$

com,

$$k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = k^2 = \frac{w^2}{c^2} \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \quad (3)$$

Se o vetor propagação k é inclinado por um pequeno ângulo em relação ao eixo z , então o vetor onda é paraxial, e

$$k_z = \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} \cong k - \frac{k_x^2 + k_y^2}{2k} \quad (4)$$

Esta é a aproximação paraxial para a componente z . Assim devemos nos limitar a campos que são compostos de ondas que obedecem esta restrição. Definindo

$$E(x, y, z) = u(x, y, z) \exp(-jkz) \quad (5)$$

e usar $u(x, y, z)$ como a distribuição da amplitude. Construindo a distribuição da amplitude $u(x, y, z)$ pela superposição de ondas planas. Na análise da difração é necessária a transformada espacial bi-dimensional de Fourier.

$$u(x, y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \int_{-\infty}^{\infty} dk_y U_0(k_x, k_y) \exp \left[-j(k_x x + k_y y) \right] * \exp \left[j \left\{ \frac{(k_x^2 + k_y^2)}{2k} \right\} z \right] \quad (6)$$

$U_0(k_x, k_y)$ é a amplitude da solução de plana com componentes transversas específicas de k , k_x e k_y . Para que a aproximação paraxial seja válida, a função $U_0(k_x, k_y)$ deve desaparecer para argumentos que fiquem fora desse range. Assim,

$$\frac{\sqrt{k_x^2 + k_y^2}}{k} \ll 1 \quad (7)$$

O significado de $U_0(k_x, k_y)$ fica claro observando que, para $z = 0$, a distribuição da amplitude $u_0(x, y)$ é, de acordo com a equação (6),

$$u_0(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \int_{-\infty}^{\infty} dk_y U_0(k_x, k_y) \exp[-j(k_x x + k_y y)] \quad (8)$$

A função amplitude da onda $U_0(k_x, k_y)$ é a transformada de Fourier da distribuição de amplitude em $z = 0$, $u_0(x, y)$. Dessa forma podemos expressar a função amplitude de onda em termos da distribuição de amplitude, de acordo com a relação

$$U_0(k_x, k_y) = \left(\frac{1}{2\pi}\right)^2 \int_{-\infty}^{\infty} dx_0 \int_{-\infty}^{\infty} dy_0 u_0(x_0, y_0) \exp[j(k_x x_0 + k_y y_0)] \quad (9)$$

Na aproximação paraxial, que é válida quando o campo pode ser expresso em termos da superposição de ondas com vetores de onda paraxiais, é possível escrever a solução da equação de onda escalar $u(x, y, z)$ em termos da distribuição $u_0(x, y)$, em $z = 0$. Combinando as equações (6) e (9) temos,

$$u(x, y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} dx_0 \int_{-\infty}^{\infty} dy_0 u_0(x_0, y_0) \left(\frac{1}{2\pi}\right)^2 \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \int_{-\infty}^{\infty} dk_y \exp[-j\{k_x(x-x_0) + k_y(y-y_0)\}] \exp\left[j\left\{\frac{(k_x^2 + k_y^2)}{2k}\right\}z\right] \quad (10)$$

A expressão anterior é a convolução de $u_0(x, y)$ com o *Fresnel kernel*,

$$h(x, y, z) = \left(\frac{1}{2\pi}\right)^2 \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \int_{-\infty}^{\infty} dk_y \exp \left[-j(k_x x + k_y y) \right] \exp \left[j \left\{ \frac{(k_x^2 + k_y^2)}{2k} \right\} z \right] \quad (11)$$

Integrando a expressão anterior primeiramente só em função de k_x temos,

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} dk_x e^{-jk_x x} e^{j\left(\frac{k_x^2}{2k}\right)z} &= e^{-j\left(\frac{kx^2}{2z}\right)} \int_{-\infty}^{\infty} dk_x e^{j\left[k_x - k\left(\frac{x}{z}\right)\right]^2 \frac{z}{2k}} \\ &= \sqrt{\frac{jk}{z}} e^{-j\left(\frac{kx^2}{2z}\right)} \int_{-\infty}^{\infty} d\zeta e^{-\frac{\zeta^2}{2}} = \sqrt{\frac{2\pi jk}{z}} e^{-j\left(\frac{kx^2}{2z}\right)}, \end{aligned} \quad (12)$$

$$\text{onde, } \zeta^2 \equiv -j \frac{\left[k_x - k\left(\frac{x}{z}\right)\right]^2 z}{k} \quad (13)$$

Se procedimento análogo for aplicado a integral em relação a k_y . O resultado para o *Fresnel kernel* será

$$h(x, y, z) = \frac{j}{\lambda z} e^{-jk \left[\frac{(x^2 + y^2)}{2z} \right]} \quad (14)$$

Substituindo a equação (14) na equação (10) temos a equação da difração de Fresnel

na aproximação paraxial

$$u(x, y, z) = \frac{j}{\lambda z} \int_{-\infty}^{\infty} dx_0 \int_{-\infty}^{\infty} dy_0 u_0(x_0, y_0) e^{-j\left(\frac{k}{2z}\right)\left[(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2\right]} \quad (15)$$

Se restaurarmos o termo de fase, $\exp[-jkz]$, na equação (15) chegamos a equação (4.2.1.15) do *Beam Propagation Method*. Se agora considerarmos o campo em $z = 0$ como Gaussiano encontraremos para a distribuição do campo para plano z arbitrário e cintura do feixe as mesmas expressões do trabalho de R.H.Clarke, (4.2.4.30) e (4.2.4.29), respectivamente.

APÊNDICE - H

FUNÇÕES ESTATÍSTICAS PARA PROCESSOS ALEATÓRIOS

A estacionariedade é uma característica importante de certos processos aleatórios, um processo aleatório é dito estacionário no sentido restrito se a função densidade de probabilidade associada é invariante a mudanças na origem, isto é, [54 - 56],

$$f_{X(t)}(x) = f_{X(t+T)}(x) \quad (1)$$

Um aspecto importante da maioria dos processos aleatórios estacionários é que eles podem ser bem descritos apenas pelos primeiro e segundo momentos . Se o processo aleatório depende somente da diferença do tempo $\tau = t_i - t_k$ ele é dito estacionário no sentido amplo .

Várias são as situações práticas em que não se pode determinar (por meios de medidas adequadas) a distribuição de probabilidade de um processo aleatório. Assim uma descrição parcial mas útil do processo aleatório pode ser feito pela média, função autocorrelação e autocovariança .

Seja um processo aleatório $X(t)$. Definimos a média do processo como

$$m_X(t_k) = E[X(t_k)] \quad (2)$$

onde E é o operador esperança e definindo a função densidade de probabilidade da variável em estudo como $f_{X(t_k)}(x)$, a expressão para a média é dada por

$$m_X(t_k) = \int_{-\infty}^{\infty} x f_{X(t_k)}(x) dx \quad (3)$$

$$\text{A função autocorrelação é } C_X(t_k, t_i) = E[X(t_k)X(t_i)] \quad (4)$$

A função autocovariança é

$$B_X(t_k, t_i) = E[(X(t_k) - m_X(t_k))(X(t_i) - m_X(t_i))] \quad (5)$$

A expressão (5) acima se for expandida fornece a relação entre a média e as funções autocovariança e autocorrelação que segue,

$$B_X(t_k, t_i) = C_X(t_k, t_i) - m_X(t_k)m_X(t_i) \quad (6)$$

Assim um processo que tenha média zero para qualquer instante sua autocorrelação é igual a sua autocovariança . Agora podemos dar mais clareza a definição de processo aleatório estacionário no sentido amplo quando satisfaz as condições abaixo

$$m_X(t_k) = m_X \quad \text{para todo } t_k$$

$$C_X(t_k, t_i) = C_X(t_k - t_i)$$

$$B_X(t_k, t_i) = B_X(t_k - t_i)$$

Um importante teorema que se aplica a processos aleatórios é o Teorema do Limite Central, aqui limitaremos a apresentar o teorema e certas condições necessárias para a sua validade, maiores detalhes sobre este teorema podem ser encontrados na literatura especializada em estatística . O teorema estabelece que

Sejam $U_1, U_2, \dots, U_n$ variáveis aleatórias independentes com distribuições de probabilidade arbitrárias, médias $\tilde{u}_1, \tilde{u}_2, \dots, \tilde{u}_n$ e variâncias $\sigma_1^2, \sigma_2^2, \dots, \sigma_n^2$. Além disso, seja a variável aleatória Z definida por

$$Z = \frac{1}{\sqrt{n}} \sum_{i=1}^n \frac{U_i - \tilde{u}_i}{\sigma_1} \quad (7)$$

observa-se que para todo n , Z tem média zero e desvio padrão unitário.

Então sob certas condições que são normalmente satisfeitas na prática, a medida que o número de variáveis aleatórias tende ao infinito, a função densidade de probabilidade $p_Z(z)$ aproxima-se de uma densidade Gaussiana,

$$\lim_{n \rightarrow \infty} p_Z(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp \left\{ -\frac{z^2}{2} \right\} \quad (8)$$

Como dito anteriormente existem diversas condições que garantem a validade do teorema. Aqui descreveremos apenas o conjunto de condições suficientes para validação do teorema, assim devem existir dois números positivos p e q tais que

$$\sigma_i^2 > p > 0 \text{ para todo } i$$

$$E \left[|u_i - \tilde{u}_i|^3 \right] < q \text{ para todo } i$$

Um processo Gaussiano possui inúmeras vantagens. Primeiro possui várias propriedades que permitem obter resultados analíticos. Segundo, processos aleatórios produzidos por fenômenos físicos geralmente são bem descritos por um modelo Gaussiano. E o teorema descrito acima fornece a justificativa matemática para usar o processo Gaussiano como modelo para diferentes fenômenos físicos onde a variável aleatória observada, num dado instante, é resultado de um número muito grande de eventos aleatórios individuais. Esse princípio é utilizado para garantir que a fase induzida pela turbulência no plano de saída

considerado no estudo da propagação de feixes no meio submarino seja considerado Gaussiano, embora o índice de refração não seja Gaussiano .

REFERÊNCIAS

- [1] - Keiser, G., Optical Fiber Communications, McGraw-hill, 1991 .
- [2] - Palais, Joseph C., Fiber Optics Communications, Prentice Hall, 1988 .
- [3] - Sterling, Donald J. Jr, Technicians Guide to Fiber Optics, Delmar Publisher's Inc., 1987 .
- [4] - contato pessoal com Eng. José Alfredo Ferrari Júnior / PETROBRÁS / DEPRO / DIVAP / SENAV .
- [5] - von der Weid, Jean P., Silva, J. A. P. and Sant'anna, A. C., Underwater Cableless Data Transmission (to be published)
- [6] - Clarke, R. H, Analysis of Laser Beam Propagation in a Turbulent Atmosphere, AT&T Technical Journal, Vol. 64, # 7, 1985 .
- [7] - Hale, G. M. and Querry, M. R, Optical Constants of Water in the 200nm to 200 μ m Wavelength Region, Applied Optics, Vol. 12, # 3, 1973 .
- [8] - Smith, R. C. and Baker, K. S., Optical Properties of the Clearest Natural Waters (200 - 800 nm), Applied Optics, Vol. 20, # 2, 1981 .
- [9] - Tyler, J. E., Smith, R. C. and Wilson Jr, W. H., Predicted Optical Properties for Clear Natural Water, Journal of the Optical Society of America, Vol. 62, # 1, 1972 .
- [10] - Marshall, B. R. and Smith, R. C., Raman Scattering and In-water Ocean Optical Properties, Applied Optics, Vol. 29, # 1, 1990 .
- [11] - Querry, M. R., Cary, P. G. and Waring, R. C. , Split-pulse Laser Method for Measuring Attenuation Coefficients of Transparents Liquids : Application to Deionized Filtered Water in the Visible Region, Applied Optics, Vol. 17, # 22, 1978 .
- [12] - Hulburt, E. O., Optics of Distilled and Natural Water, Journal of the Optical Society of America, Vol. 35, # 11, 1945 .
- [13] - Tam, A. C. and Patel, C. K. N., Optical Absorptions of Ligth and Heavy Water by Laser Optoacoustic Spectroscopy, Applied Optics, Vol. 18, # 19, 1979 .

[14] - Stavn, R. H. and Weidemann, A. D., Optical Modeling of Clear Ocean Light Fields : Raman Scattering Effects, Applied Optics, Vol. 27, # 19, 1988 .

[15] - Jerlov, N. G., Marine Optics, Elsevier Scientific Publishing Company, Amsterdam, 1976 .

[16] - Jerlov, N. G. and Nielsen, E. S., Optical Aspects of Oceanography, Academic Press, 1974 .

[17] - Preisendorfer, R. W., Hydrologic Optics (U.S. Department of Commerce, NOAA, ERL, 1976) .

[18] - Gordon, H. R., Brown, O. B. and Jacobs, M. M., Computed Relationship Between the Inherent and Apparent Optical Properties of Flat Homogeneous Ocean, Applied Optics, Vol. 14, # 2, 1975 .

[19] - Baker, K. S., Smith, R. C., Proc. Soc. Photo Opt. Instrum. Eng., 208, 60, 1979 .

[20] - Born, M. and Wolf, E., Principles of Optics, Oxford Pergamon, 1980 .

[21] - Relatórios Interno PUCRJ / Petrobras, Transmissão óptica em meio livre : 1- Estudo das janelas de transmissão, 2- Estudo da variação do índice de refração com a temperatura e pressão : modelagem da trajetória do raio luminoso em não homogêneo, Relatório Interno Petrobrás, Especificação Técnica de Dados Ambientais, Bacia de Campos, Região de Albacora (ET-3010.20-11200-941--001)

[22] - Longacre, Jacobs R., Freeman, Dennis and Snow, Judith B., High Data Rate Underwater Laser Communicatios, SPIE Vol. 1302 Ocean Optics X, 1990 .

[23] - Forand, J. L., Fournier, G. R., Bonnier, D., Pelletier, G. and Pace, P., NEARSCAT : A Full Spectrum Narrow Forward Angle Transmissometer-Naphelometer, Defense Research Establishment Valcartier, Quebec, Canada, Oceans 1993 .

[24] - Gagliardi, R. M. and Karp, S., Optical Communications, John Wiley & Sons, 1976 .

[25] - Davis, J. I., Consideration of Atmospheric Turbulence in Laser Systems Design, Applied Optics, Vol. 5, # 1, 1966 .

[26] - Brookner, E., Atmosphere Propagation and Communication Channel Model for Laser Wavelengths, IEEE Transactions on Communication Technology, Vol. Com-18, # 4, 1970 .

[27] - Hoversten, E. V., Harger, R. O. and Halme, S. J., Communication Theory for the Turbulent Atmosphere, Proceedings of the IEEE, Vol. 58, # 10, 1970 .

[28] - Elliot, R. A., Kerr, J. R. and Pincus, P. A., Optical Propagation in Laboratory-generated Turbulence, Applied Optics, Vol. 18, # 19, 1979 .

[29] - Hill, R. J., Optical Propagation in Turbulent Water, Journal of the Optical Society of America, Vol. 68, # 8, 1978 .

[30] - Hill, R. J. and Clifford, S. F., Modified Spectrum of Atmospheric Temperature Fluctuations and its Application to Optical Propagation, Journal of the Optical Society of America, Vol. 68, # 7, 1978 .

[31] - Grant, H. L., Hughes, B. A., Vogel, W. M. and Moilliet, A., The Spectrum of Temperature Fluctuations in Turbulent Flow, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 34, part 3, 1968.

[32] - Batchelor, G. K., Small-scale Variation of Convected Quantities Like Temperature in Turbulent Fluid, Part 1 General Discussion and the Case of Small Conductivity and Part 2 The Case of Large Conductivity, Journal of Fluid Mechanics, Vol 5, 1959 .

[33] - Hill, R. J., Models of the Scalar Spectrum for Turbulent Advection, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 88, part 3, 1978 .

[34] - Gibson, C. Hand Schwarz, W. H., The Universal Equilibrium Spectra of Turbulent Velocity and Scalar Fields, Journal of Fluid Mechanics, Vol #6, 1963 .

[35] - Strohbehn, J. W., Line-of-Sight Wave Propagation Through the Turbulent Atmosphere, Proceedings of the IEEE, Vol. 56, # 8, 1968 .

[36] - Fante, R. L., Wave Propagation in Random Media : A Systems Approach, Progress in Optics, Vol. XXII, 1985 .

[37] - Strohbehn, J. W., Optical Propagation Through the Turbulent Atmosphere, Progress in Optics, Vol. IX, 1972 .

[38] - Tatarskii, V. I. and Zavorotnyi, V. U., Strong Fluctuations in Light Propagation in a Randomly Inhomogeneous Medium, Progress in Optics, Vol. XVIII, 1981 .

[39] - Lawrence, R. S. and Strohbehn, J. W., A Survey of Clear-Air Propagation Effects Relevant to Optical Communications, Proceedings of the IEEE, Vol. 58, # 10 1970 .

[40] - Searles, S. K., Hart, G. A., Dowling, J. A. and Hanley, S. T., Laser Beam Propagation in Turbulent Conditions, Applied Optics, Vol. 30, # 4, 1991 .

[41] - Tur, M. and Beran, M. J., Wave Propagation in Random Media : a Comparison of Two Theories, Journal of the Optical Society of America, Vol. 73, # 10, 1983 .

[42] - Lutomirski, R. F. and Yura, H. T., Propagation of a Finite Optical Beam in an Inhomogeneous Medium, Applied Optics, Vol. 10, # 7, 1971 .

[43] - Crosignani, B. and Porto, P. Di, Electromagnetic Propagation in a Turbulent Medium : a New Approach, Journal of the Optical Society of America , Vol. 73, # 11, 1983 .

[44] - Bissonnette, L. R., Propagation Model of Laser Beams in Turbulence, Journal of the Optical Society of America, Vol. 73, # 9, 1983 .

[45] - Kravtsov, Y. A., Propagation of Electromagnetic Waves Through a Turbulent Atmosphere, Reports on Progress in Physics, pp 39 - 112, 1992 .

[46] - Roey, J. V., Donk, J. van der and Lagasse, P. E., Beam Propagation Method : Analysis and Assessment, Journal of the Optical Society of America, Vol. 71, # 7, 1981 .

[47] - Hauss, H. A., Waves and Fields in Optoelectronics, Prentice-Hall, 1984 .

[48] - Papoulis, A., Ambiguity Function in Fourier Optics, Journal of the Optical Society of America, Vol. 64, # 6, 1974 .

[49] - Ratcliffe, J. A., Some Aspects of Diffraction Theory and Their Application to the Ionosphere, Reports on Progress in Physics, Vol. 19, 1956 .

[50] - Riley, J. P . and Skirrow, G., Chemical Oceanography, Academic Press, 1975 .

[51] - Riley, J. P. and Chester, R., Introduction to Marine Chemistry, Academic Press, 1971 .

[52] - Strohbehn, J. W. and Clifford, S.F., Polarization and Angle-of-Arrival Fluctuations for a Plane Wave Propagated Through a Turbulent Medium, IEEE Transaction Antennas and Propagation, Vol. 15, # 3, 1967 .

[53] - Crosignani, B., Porto, P. Di and Clifford, S. F., Coupled Theory Approach to Depolarization Associated With Propagation in Turbulent Media, Applied Optics, Vol. 27, # 11 , 1988 .

[54] - Papoulis, A., Probability, Random Variables, and Stochastic Processes, Mc-Graw Hill, 1991 .

[55] - Haykin, S., Digital Communications, John Wiley & Sons, 1988 .

[56] - Goodman, J. W., Statistical Optics, John Wiley & Sons, 1985 .