

U.F.R.G.S. - M.E.C.

INSTITUTO DE PESQUISAS HIDRÁULICAS

CURSO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM RECURSOS HÍDRICOS
E SANEAMENTO

SIMULAÇÃO NUMÉRICA DA ESTRATIFICAÇÃO
TÉRMICA
EM RESERVATÓRIOS

PEDRO ANTÔNIO MOLINAS

Dissertação apresentada como requisito parcial
para a obtenção do Grau de Mestre em Engenharia
(Área de concentração: Recursos Hídricos e Saneamento)

Professor Orientador: Ph.D Carlos Eduardo Morelli Tucci

Porto Alegre - RS - Brasil - Novembro de 1991

MUSEO
del rigor en la ciencia

...En aquel Imperio, el Arte de la Cartografía logró tal Perfección que el mapa de una sola Provincia ocupaba toda una Ciudad, y el mapa del imperio, toda una Provincia. Con el tiempo esos Mapas Desmesurados no satisficieron y los Colegios de Cartógrafos levantaron un Mapa del Imperio, que tenía el tamaño del Imperio y coincidía puntualmente con él. Menos Adictas al Estudio de la Cartografía, las Generaciones Siguietes entendieron que ese dilatado Mapa era Inútil y no sin Impiedad lo entregaron a las Inclemencias del Sol y de los Inviernos. En los desiertos del Oeste perduran despedazadas Ruinas del Mapa, habitadas por Animales y por Mendigos; en todo el País no hay otra reliquia de las Disciplinas Geográficas.

Suarez Miranda: VIAJES DE VARONES PRUDENTES, libro cuarto, cap. XLV Lérida, 1658.

Borges, Jorge Luis; EL HACEDOR, 5a Edición, Buenos Aires, EMECE Editores, 1967, pp. 145-146.

Agradecimentos

Expresso minha gratidão a todos aqueles que direta ou indiretamente contribuíram para a realização deste trabalho.

A alguns, cujo papel foi decisivo, desejo agradecer de forma especial:

- a todos meus professores que me guiaram nas diversas etapas da graduação e do mestrado.
- ao meu orientador Prof. Carlos Eduardo Morelli Tucci pela sua experiência técnica que soube transmitir exemplarmente;
- ao Instituto de Pesquisas Hidráulicas da Universidade Federal do Rio Grande do Sul pela oportunidade de desenvolver este trabalho e a todo seu corpo técnico e administrativo que fizeram possível este trabalho;
- à Itaipu Binacional pelo apoio brindado e o interesse demonstrado neste trabalho;
- à CAPES e pelo seu intermédio ao governo brasileiro pelo apoio financeiro;
- aos meus colegas de Mestrado pela discussão fraterna, em especial a Eduardo Zamanillo pelas idéias propostas e pelo espírito crítico que sempre o anima;
- a Alejandra, minha companheira, e a Ernesto, meu filho, pela compreensão e apoio neste anos.

RESUMO.

A determinação das condições de estratificação térmica em reservatórios é parcela importante do estudo da qualidade da água dos mesmos.

Neste estudo é desenvolvido um modelo para a simulação de perfis térmicos baseado na equação de transporte vertical de calor, e complementado por um balanço energético global para simular a mistura turbulenta devida ao vento.

O modelo foi aplicado ao reservatório de Itaipu e comparado com dados disponíveis. Os resultados obtidos são satisfatórios.

ABSTRACT

The thermal stratification conditions is an important part of water quality studies in reservoirs.

In this study a methodology for the simulation of thermal profiles is developed. This methodology is based upon the vertical equation of heat transport complemented by a global energetic balance for simulation of the turbulent mixture caused by the wind.

This methodology has been applied to Itaipu reservoir and the results compared to available data. The results obtained are satisfactory.

SUMÁRIO

	Página.
1-Introdução.	
1-1-Generalidades	1
1-2-Objetivos e relevância.	3
2-Estratificação térmica em reservatórios.	
2-1-Processos envolvidos.	6
2-2-A turbulência em fluxos estratificados.	9
2-3-Metodologias para o estudo da estratificação térmica em reservatórios: Alguns Modelos existentes . . .	17
3-Modelo de estratificação térmica.	
3-1-Estrutura geral do modelo	33
3-2-Modelo de troca de calor.	34
3-3-O tratamento das entradas e saídas.	45
3-4-A difusão efetiva	53
3-5-O sub-modelo de mistura turbulenta devida ao vento. .	57
3-6-Solução numérica.	61
4-Simulação da estratificação térmica em reservatórios.	
4-1-Descrição do reservatório em estudo	80
4-2-Tratamento das variáveis de entrada ao modelo	86
4-3-Estudo de sensibilidade dos parâmetros do modelo. . .	96
4-4-Calibração do modelo e discussão dos resultados . . .	102
5-Considerações finais.	
5-1-Aspectos para a avaliação do modelo	121
5-2-Dificuldades do modelo e problemas a ser resolvidos	122
5-3-Conclusões.	123
5-4-Recomendações para o uso do modelo.	123
5-5-Desenvolvimentos futuros.	124
-Anexo A: Dedução das expressões linearizadas da equação de troca térmica	125
-Referências	129

LISTA DE FIGURAS.

	Página.
Figura 2-1: Perfil térmico de um reservatório sujeito à estratificação.	7
Figura 2-2: a)Aparatos da experiência descrita por Turner [1973], b)Perfis densimétricos da experiência	11
Figura 2-3: Taxa de crescimento da camada homogênea em função do número de Richardson (Fonte: Turner [1973])	14
Figura 2-4 Esquematização de um perfil térmico segundo o modelo do D.H.L [1988].	20
Figura 2-5: Esquema de discretização do reservatório [Orlob 1984].	30
Figura 3-1: Estrutura geral do modelo	33
Figura 3-2: Possíveis comportamentos de uma vazão ao penetrar num corpo de água estratificado.	49
Figura 3-3: Desenvolvimento da velocidade máxima do perfil gaussiano de velocidades como função da distância até a fonte e o Froude densimétrico.(Figura obtida de Chen & Nikitopoulos [1979])	50
Figura 3-4: Esquema do perfil de velocidades de uma vazão efluente num reservatório não estratificado (Fonte: Henderson-Sellers, 1978).	51
Figura 3-5: Esquema do perfil de velocidades de uma vazão efluente num reservatório estratificado (Fonte: Henderson-Sellers, 1978).	52
Figura 3-6: Esquema de discretização adoptado na solução numérica.	61
Figura 3-7: Matriz de coeficientes do sistema de equações.	70
Figura 3-8: Evolução do perfil térmico do reservatório de Itaipu, com condições de contorno constantes no tempo	76
Figura 4-1: Mapa da região do reservatório de Itaipu. Fonte:Itaipu [1987]	81
Figura 4-2: Linhas Isotermiais-Estação "3". Fonte:Brunkow et alii, [1987]	83
Figura 4-3: Linhas Isotermiais-Estação "4". Fonte:Brunkow et alii, [1987]	83
Figura 4-4: Linhas Isotermiais-Estação "5". Fonte:Brunkow et alii, [1987]	84

Figura 4-5: Isolinhas de percentagem de saturação do oxigênio dissolvido.-Estação 4 Fonte:Brunkow et alii, [1987].	85
Figura 4-6: Isolinhas de percentagem de saturação do oxigênio dissolvido.-Estação 5 Fonte:Brunkow et alii, [1987].	85
Figura 4-7: Perfis da barragem de Itaipu na região de vertedouros e de Tomadas de Turbinas. Fonte: Itaipu, [1979].	87
Figura 4-8: Dados de Radiação no reservatório de Itaipu	89
Figura 4-9: Dados de Temperatura média diária no reservatório de Itaipu.	90
Figura 4-10: Dados de umidade relativa no reservatório de Itaipu	92
Figura 4-11: Dados de velocidade do vento na estação meteorológica de Itaipu	92
Figura 4-12: Tabela de vazões afluentes médias mensais ao reservatório de Itaipu	93
Figura 4-13: Tabela de vazões vertidas médias mensais na barragem de Itaipu.	94
Figura 4-14: Tabela de vazões turbinadas médias mensais na barragem de Itaipu	94
Figura 4-15: Dados de temperaturas das vazões afluentes ao reservatório de Itaipu	95
Figura 4-16: Perfis Térmicos observados e simulados na estação 5 do Reservatório de Itaipu	106

1-Introdução.

1-1-Generalidades.

Atualmente existe uma preocupação crescente com relação aos efeitos das grandes obras de engenharia sobre o meio ambiente. Esta preocupação pelas mudanças que possam acontecer como consequência das atividades atuais do homem vêm sendo internalizada nos mais diversos segmentos da sociedade.

No contexto da engenharia de recursos hídricos surge a necessidade de aprimorar o conhecimento do comportamento dos complexos sistemas físicos e bióticos gerados pela construção das grandes obras de engenharia. O desenvolvimento de ferramentas analíticas capazes de prever quais serão as tendências futuras destes ecossistemas, tanto em seus aspectos quantitativos como qualitativos, permitirá compreender melhor os processos envolvidos e contribuirá para que a sociedade conheça as vantagens e prejuízos da construção de futuras obras de engenharia.

Em particular, o estudo do comportamento da qualidade da água em corpos de água decorrentes da construção de barragens representa um importante tópico ainda a ser pesquisado.

O que diferencia essencialmente um reservatório de outro corpo de água natural não é nem seu tamanho nem sua morfologia, pois encontramos corpos de água naturais como lagos ou lagoas com morfologias semelhantes àquelas do reservatório. O que determina as maiores diferenças é o fato de que os reservatórios se encontram sujeitos permanentemente às mudanças provocadas por fatores exógenos; isto é, o controle das vazões efluentes e das oscilações de níveis de água.

No presente estudo é abordada como questão principal o estudo do comportamento da temperatura da água em reservatórios. A escolha desta variável se justifica pela influência que a mesma tem sobre

grande parte dos outros indicadores de qualidade da água.

Esta variável afeta a densidade e a viscosidade da água, a atividade microbiana de degradação da matéria orgânica, o crescimento e reprodução das algas, a cinética química das substâncias dissolvidas e o comportamento das populações aquáticas animais e vegetais.

O comportamento temporal da temperatura da água manifesta ciclos com variações sazonais e diárias produzidas pelas condições meteorológicas da região. De forma geral, as mudanças das características hidráulicas dos rios, produzidas pela construção de barragens, afetam as oscilações temporais e espaciais da temperatura, sendo que raramente afeta seu valor médio [Orlob, 1984].

O aumento da profundidade e da área inundada e a redução da velocidade da corrente na região de um reservatório transformam este num "amortecedor térmico", atenuando as temperaturas extremas dos ciclos sazonais e diários. Somado a este fenômeno, os reservatórios manifestam uma taxa líquida de fluxo de calor diferenciada com a profundidade. Este aquecimento diferenciado combinado com condições particulares de mistura e entrada/saída de massa e energia, podem produzir gradientes térmicos na vertical. A existência destes gradientes caracteriza o que se denomina estratificação térmica.

A estratificação térmica produz bloqueios nos processos de mistura nos reservatórios [Kao, 1965] e, em consequência, prejudica os mecanismos de diluição de oxigênio e degradação da matéria orgânica [VELZ, 1970].

Uma abordagem detalhada destes processos requer, pela complexidade dos mesmos e pelo número das variáveis envolvidas, a utilização de modelos matemáticos, denominados genericamente como modelos matemáticos de simulação da qualidade da água. Estes modelos baseiam-se na utilização de equações que exprimem o comportamento

dinâmico do meio hídrico e o transporte de energia e de substâncias dissolvidas ou suspensas, visando a previsão de valores de temperatura e de outras variáveis ambientais nos reservatórios.

As diferentes características dos reservatórios e dos corpos de água em geral leva à utilização de diferentes tipos de modelos matemáticos. Quando existe evidência de estratificação térmica, o estudo da dimensão vertical torna-se importante e o modelo escolhido deve simular tanto as variações temporais como as variações espaciais naquela dimensão.

1-2-Objetivos e relevância.

No país existe um número importante de reservatórios que, por suas dimensões e características, apresentam tendência à estratificação térmica.

Este fato delimita um amplo campo de aplicação na medida que estes modelos tenham sucesso na previsão da estrutura térmica dos reservatórios.

O desenvolvimento e aplicação de modelos de simulação da temperatura da água em reservatórios representa uma primeira etapa no conhecimento da ecologia dos reservatórios.

Estes modelos podem representar o corpo de água de modo integrado (zero-dimensão); de modo unidimensional, integrando as dimensões horizontais (unidimensional vertical); de modo bidimensional, integrando a dimensão correspondente à largura do reservatório (bidimensional vertical) ou integrando a dimensão vertical (bidimensional horizontal); ou no caso mais geral mantendo as três dimensões (tridimensional).

Os modelos integrados são aplicáveis a pequenos corpos de água,

onde não há gradientes importantes das variáveis de qualidade da água. Os modelos bidimensionais na horizontal são utilizados para simular corpos de água rasos e extensos.

Os outros três tipos de modelos permitem representar os processos de estratificação de temperatura e variáveis de qualidade da água com diferentes graus de detalhe na simulação distribuída.

Quando o corpo de água não possui gradiente horizontal, ou quando se deseja conhecer condições médias na vertical de um reservatório podem-se utilizar modelos do tipo unidimensional.

Os modelos bidimensionais são indicados quando o corpo de água possui duas dimensões dominantes e as variáveis não apresentam gradientes transversais.

Os modelos tridimensionais são indicados em corpos de água onde há gradientes nas três dimensões.

Os modelos unidimensionais têm sido usados principalmente para simular o comportamento térmico de reservatórios de grande tempo de residência onde as variações térmicas verticais são importantes e os perfis térmicos não se distorcem longitudinalmente.

Atualmente existe no Brasil a tendência de construir reservatórios de grande profundidade e pequeno volume de armazenamento em rios com grandes vazões. Este tipo de reservatório inunda superfícies relativamente pequenas e possui baixo tempo de residência, características que reduzem consideravelmente o impacto ambiental da implantação das barragens e tornam este tipo de reservatórios mais aceitável numa visão ambientalista.

Reservatórios com as características mencionadas podem apresentar tanto gradientes verticais como longitudinais da estratificação térmica, portanto torna-se importante pesquisar a

capacidade dos modelos unidimensionais para simular este tipo de comportamento térmico.

O objetivo principal deste estudo é o de desenvolver um modelo que permita a simulação da temperatura da água em reservatórios sujeitos a estratificação térmica, utilizando formulações de tipo unidimensional baseadas nas equação distribuída de transporte de calor.

A ênfase do modelo será na representação dos processos que ocorrem em reservatórios de pequeno tempo de residência e grande profundidade.

2-Estratificação térmica em reservatórios.

2-1-Processos envolvidos.

Em corpos de água onde a profundidade é grande e a velocidade pequena, pode ocorrer estratificação da temperatura, estratificação da densidade e outras variáveis de qualidade da água.

A estratificação térmica é causada pelo aquecimento diferenciado na vertical devido à radiação solar nos meses de primavera e verão.

O processo ocorre quando a radiação solar aquece as camadas superiores do reservatório e gera um perfil térmico estável, com águas mais leves e quentes na superfície e águas mais densas e frias nos níveis profundos. Este fenômeno é acentuado quando há presença de sedimentos em suspensão que bloqueiam a penetração da luz.[VELZ,1970]

No começo da estação fria o processo se inverte; as camadas superiores são rapidamente esfriadas tendendo a penetrar no corpo de água, produzindo mistura com as camadas inferiores e ocasionando a destruição do perfil térmico formado no período quente. A destruição deste perfil também pode ocorrer devido ao incremento da energia cinética de turbulência dentro da massa de água, causada pela variação da vazão afluyente ou pela agitação superficial provocada por ventos.

Quando um corpo de água apresenta estratificação térmica podem identificar-se três regiões diferenciadas. A saber: epilimnio, metalimnio, e hipolimnio (figura 2-1). O epilimnio é a região superficial do reservatório onde existe grande turbulência e os processos de mistura e troca de energia e massa com a atmosfera são preponderantes.

O metalimnio é uma região intermediária; nela ocorre o maior gradiente térmico, denominado de "termoclina"; nesta região se

equilibram as ações do vento, a radiação solar e o empuxo da massa de água. O hipolimnio é a região inferior do reservatório, possui um gradiente suave de temperaturas e não sofre os efeitos diretos das ações externas.

As combinações das características físicas do reservatório e as ações externas que atuam sobre o mesmo condicionam a ocorrência da estratificação térmica.

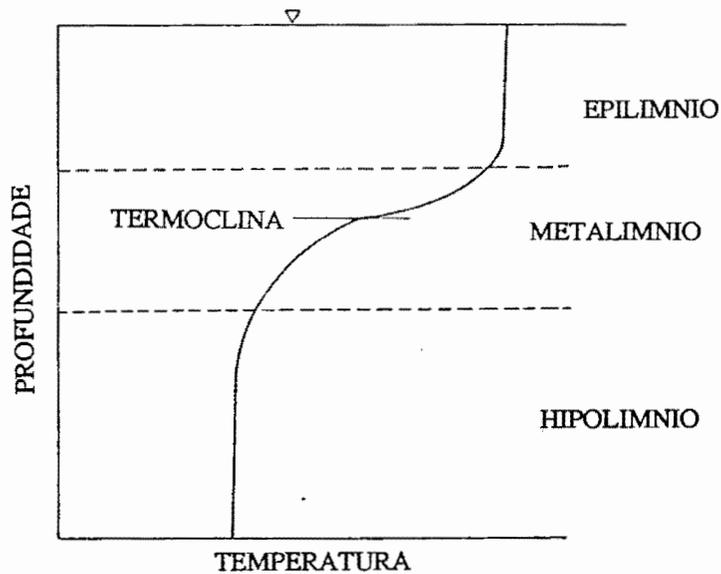


Figura 2-1 Perfil térmico de um reservatório sujeito a estratificação (Henderson-Sellers, 1978).

As principais ações externas que atuam sobre o reservatório são:

-Radiação solar- É a fonte principal de energia térmica que penetra no reservatório. Seu padrão temporal em geral determina os períodos de estratificação térmica.

-Entradas e saídas de fluxo de massa e calor- A temperatura das

vazões afluentes e efluentes do reservatório e seus níveis de entrada/saída na massa de água afetam as condições térmicas do reservatório.

-Ação do vento- O vento produz a energia mecânica responsável pela ocorrência de ondas de gravidade na superfície do reservatório. A agitação superficial é uma das fontes de turbulência e por conseguinte de capacidade de mistura no corpo de água.

A avaliação "a priori" da tendência à estratificação de um reservatório pode ser feita por meio de índices. O mais simples destes índices foi proposto pelo WRE [1969] e classifica os reservatórios com base no tempo de detenção médio da água. Este índice é expresso por:

$$T_d = V / Q \quad (2.1)$$

Onde V: volume do reservatório; Q: vazão média afluente ao mesmo. Para $T_d > 4$ meses os reservatórios poderão apresentar estratificação térmica.

Outro índice é o Número de Froude densimétrico (F_d), proposto também pelo WRE [1969]. Este índice mede a relação existente entre as forças de inércia, responsáveis pela mistura da massa de água do reservatório, e as forças de empuxo, conseqüência da estratificação.

$$F_d = U / (g d \Delta\rho / \rho_0)^{1/2} \quad (2.2)$$

Onde $U=Q/(d.b)$: Velocidade média no reservatório; $\Delta\rho$: Variação da massa específica na vertical; ρ_0 : Massa específica de referência; g: Aceleração da gravidade; d: Profundidade média do reservatório; b: Largura média do reservatório; Q: Vazão média afluente ao reservatório.

O critério do WRE menciona que para $F_d \ll 1 / \Pi$ ($\Pi=3,1416$) o

reservatório encontrar-se-á fortemente estratificado e as linhas isotermas serão horizontais. Para $0,1 < F_d < 1,0$ existirá estratificação mas poderão ocorrer gradientes horizontais de temperatura, segundo a morfologia do reservatório. Para $F_d > 1,0$ o reservatório encontrar-se-á totalmente misturado e não apresentara estratificação.

2-2-A turbulência em fluxos estratificados.

Os fluxos em fluidos com variações densimétricas são denominados na literatura de Mecânica dos Fluidos por fluxos não-homogêneos.

Segundo Schlichting [1979] as variações verticais de densidade influenciam sensivelmente a estabilidade de um fluxo na vizinhança de uma parede horizontal e modificam as condições de ocorrência de turbulência. Quando a densidade diminui no sentido ascendente, o fenômeno é estável, e quando o gradiente densimétrico é positivo o fluxo é instável.

Neste último caso, a instabilidade independe do fluxo. O exemplo clássico deste fenômeno é o aquecimento de um fluido pela superfície inferior do recipiente que o contém.

No caso do fluxo com estratificação estável, a mistura turbulenta na direção horizontal é restringida. Para que a mistura ocorra, as partículas mais pesadas devem ser elevadas e as mais leves devem ser mergulhadas em camadas mais densas, realizando-se um trabalho contra as forças hidrostáticas.

Se o fluido apresenta um gradiente densimétrico significativo, a turbulência pode ser totalmente eliminada. Este fenômeno tem particular importância em massas de água profundas como a dos oceanos e dos grandes reservatórios, e em certos fenômenos meteorológicos.

Prandtl [Apud. Schlichting, 1979] analisou o fenômeno associado aos gradientes de massa específica com um método baseado no balanço de energia e determinou que os fluxos estratificados dependem do parâmetro conhecido como número de Richardson.

Este fator relaciona as forças de empuxo originadas pelas diferenças densimétricas do fluido com as forças de inércia do fluxo:

$$R_i = -g/\rho (d\rho/dy) / (dU/dy)_w^2 \quad (2.3)$$

Onde g : aceleração da gravidade; ρ : massa específica do fluido;
 y : distância vertical positiva no sentido ascendente;
 $(dU/dy)_w$: gradiente de velocidades na vizinhança do contorno do fluido.

Valores de $R_i > 0$ indicam fluxos com estratificação estável e valores de $R_i < 0$ indicam fluxos com estratificação instável, sendo que os valores de $R_i = 0$ correspondem a fluxos homogêneos. Vários autores têm pesquisado, para diversos tipos de fluxo, o valor de R_i a partir do qual a turbulência desapareceria.

Para um fluxo nas proximidades de uma parede plana, Schlichting [1979] concluiu que $Ri > 1/24$ são suficientes para eliminar o surgimento da turbulência. Taylor [citado por Schlichting, 1979] observou fluxos turbulentos em correntes oceânicas com números de Richardson consideravelmente elevados. Atribuiu este fato à ausência de paredes.

Em função destas evidências, supõe-se que o valor de Ri crítico, isto é o valor a partir do qual a turbulência não pode desenvolver-se, dependerá principalmente de características particulares de cada fluxo, como o padrão geométrico e o tipo de fonte geradora de instabilidades no fluxo.

Um fenômeno amplamente estudado -vinculado a fluidos

estratificados- é a evolução de uma camada homogênea dentro de um fluido inicialmente estratificado submetido à ação de uma fonte de energia cinética turbulenta.

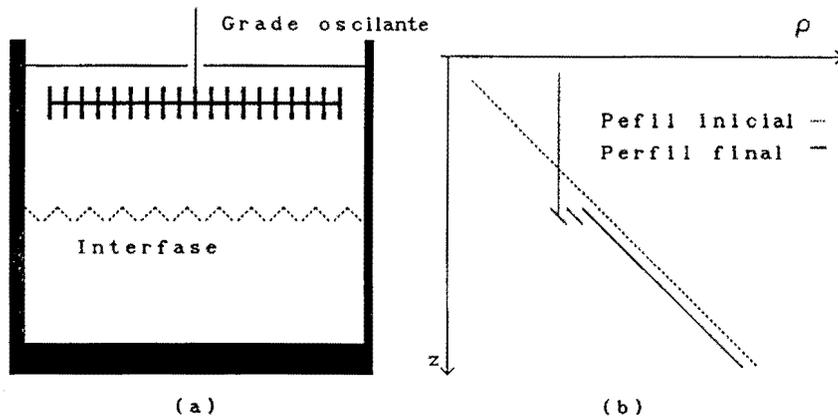


Figura 2-2: a) Aparatos da experiência descrita por Turner [1973],
b) Perfis densimétricos da experiência.

Na literatura, este fenômeno é denominado "mistura ao longo de uma interface de densidade". Este processo é análogo àquele que ocorre quando a água do oceano ou de um reservatório estratificado sofre aquecimento diferenciado da radiação solar e ação do vento.

Turner [1973] apresentou várias experiências realizadas por ele e por outros autores onde um reservatório com gradiente densimétrico é submetido à agitação provocada por uma grade oscilante.

Na figura 2-2 é apresentado o recipiente do experimento descrito por Turner e os perfis densimétricos inicial e final do experimento.

Nestes perfis densimétricos são observados padrões semelhante aos que acontecem na natureza, distinguindo-se claramente três regiões:

-uma camada superior homogênea originada pela mistura turbulenta;

-uma região de transição, denominada interface densimétrica (onde alguns turbilhões de grande escala penetram no fluido estratificado);
-e uma região inferior que permanece não-perturbada e com o perfil densimétrico inicial.

A camada misturada superior apresenta uma taxa de crescimento proporcional ao inverso do número de Richardson. A figura 2-3 mostra a relação obtida no laboratório. Na figura, U_e indica a velocidade de crescimento da camada superior e σ a a velocidade de atrito.

Nestes experimentos a análise dos casos extremos de penetração da camada homogênea dentro do fluido estratificado, mostra o que os autores denominam penetração totalmente turbulenta e penetração quase laminar.

No primeiro caso a diferença de densidade na interface é desprezível e equivale ao movimento de uma frente turbulenta avançando dentro de um fluido uniforme. A única escala de velocidades é a velocidade de atrito (u_*), associada ao esforço superficial ou à fonte de geração da turbulência. A velocidade de aprofundamento da camada homogênea será diretamente proporcional a velocidade u_* .

A velocidade de atrito é expressa por:

$$u_* = (\tau/\rho)^{1/2} \quad (2.4)$$

Onde τ : tensão de cisalhamento na superfície.

No caso da frente de aprofundamento quase laminar as acelerações gravitacionais são de uma ordem de grandeza superior à turbulência, ou seja :

$$g \delta\rho/\rho \gg \epsilon^{3/4} \nu^{-1/2} \quad (2.5)$$

Onde ϵ : taxa de dissipação de energia turbulenta por unidade de

massa; ν : viscosidade cinemática e $\delta\rho$: diferença de densidade na interface densimétrica.

A interface densimétrica permanece estável, a turbulência de pequena escala é totalmente dissipada, e a transferência de massa é feita mediante turbilhões de grandes dimensões que penetram na interface viscosa.

O volume transportado através da interface é constante, mas de dimensões muito menores que o caso precedente.

Nos dois casos a diferença de densidade entre a camada homogênea e a camada estratificada pode ser explicitada mediante o cálculo da energia potencial devida ao empuxo contida no fluido.

A energia potencial devida ao empuxo armazenado no sistema pode ser expressa por:

$$E = g h \Delta\rho (1/2 h - d) \quad (2.6)$$

Onde E: energia potencial do sistema; h: espessura da camada superior homogênea; d: profundidade total do reservatório; $\Delta\rho$: diferença de massa específica entre a camada homogênea e o fluido localizado imediatamente abaixo da interface.

O deslocamento da interface é conseqüência da mistura do fundo da camada homogênea, o produto $(g h \Delta\rho)$ permanece essencialmente constante e igual a uma constante 'C' devido à conservação do empuxo total. A equação de energia potencial do sistema pode ser derivada com relação ao tempo para se obter a taxa de variação temporal da energia potencial :

$$\frac{dE}{dt} = 1/2 (gh\Delta\rho) \frac{dh}{dt} = C v \quad (2.7)$$

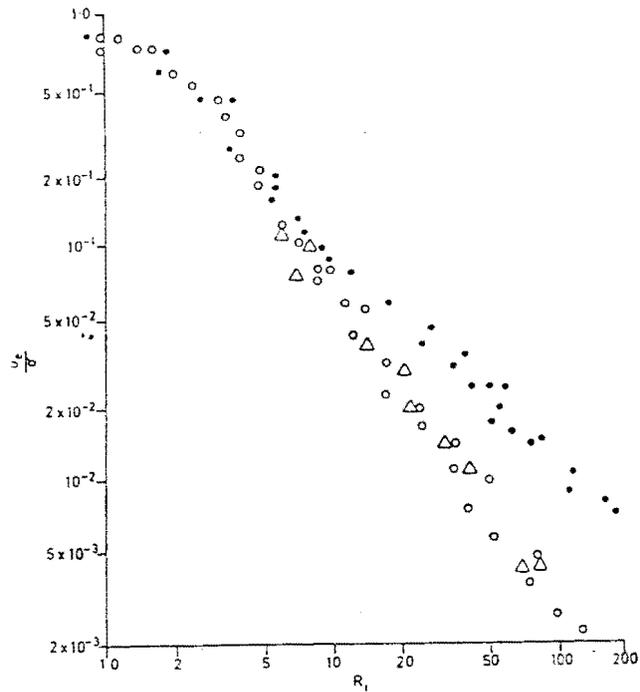


Figura 2-3: Taxa de crescimento da camada homogênea em função do número de Richardson (Turner [1973]).

Onde v é a velocidade de penetração da camada homogênea e " C " é o empuxo total por unidade de superfície do reservatório.

Considerando as seguintes hipóteses: a) a energia cinética é introduzida no sistema a uma taxa constante (por exemplo a ação de uma grade de agitação superficial funcionando ininterruptamente); b) a energia cinética é utilizada integralmente para incrementar a energia potencial do sistema; e c) a energia cinética não é consumida por fricção interna dentro da camada homogênea; pode-se afirmar que a velocidade " v " será também constante e inversamente proporcional à constante " C ".

Resumindo, para prever o comportamento do aprofundamento de uma interface única num fluido estratificado, três formulações podem ser utilizadas. Todas elas apresentam uma taxa constante de penetração da interface -mesmo sendo diferentes- e cada uma delas representam um

único processo físico.

Experimentalmente, podemos analisar qual destas formulações se ajusta mais às observações de laboratório, excluindo a formulação da energia potencial para valores pequenos do empuxo total, com camadas homogêneas de espessura muito pequenas por não ser aplicável.

Supondo que a velocidade de penetração "v" depende do empuxo total "C" e da escala de velocidades turbulenta "u_{*}", a formulação da penetração totalmente turbulenta e a formulação da energia potencial podem ser combinadas. A saber:

$$v \approx f(u_*, C) \quad (2.8)$$

Operando as variáveis dentro da função "f" da equação 2.8, obtém-se o Número de Richardson :

$$Ri = C/u_*^2 = g h \Delta\rho/\rho u_*^2 \quad (2.9)$$

e a expressão (2.8) fica:

$$v \approx [u_*, f(Ri)] \quad (2.10)$$

Onde a função f(Ri) deve ser determinada experimentalmente.

Esta formulação não leva em conta explicitamente dois aspectos importantes: não considera a dissipação de energia por efeitos viscosos dentro da camada homogênea nem o fato de que a energia entra no sistema pela superfície e não ao longo de toda a camada superficial homogênea. Quanto mais profunda seja a camada homogênea mais importantes serão os termos de armazenamento e dissipação de energia, não considerados na formulação.

Quando os efeitos viscosos são importantes, o número adimensional de Reynolds pode ser incluído na formulação anterior:

$$v \approx [u_*, f_1(Ri, Re)] \quad (2.11)$$

Sendo o Número de Reynolds expresso por:

$$Re = u_* h / \nu \quad (2.12)$$

Uma importante restrição destas experiências foi o fato de que elas foram realizadas com ausência total de advecção.

Moore e Long [1971], realizaram uma experiência com fluxo de duas camadas de densidade diferente, onde a fonte de turbulência era originada pela tensão de cisalhamento do próprio fluxo com as paredes do canal. Estes autores descreveram que o número de Richardson na interface entre as camadas adotava um valor próximo da unidade quando o sistema atingia o equilíbrio; isto é, quando a espessura da camada permanecia constante.

Outra conclusão importante apresentada por estes autores é o estabelecimento da função que relaciona a taxa de transporte de massa entre as duas camadas e o número de Richardson global do experimento. Conclusão semelhante da obtida por Turner com outro experimento.

Linden [1975] reproduziu experiências similares às realizadas por Turner e discutiu a validade da relação direta entre a taxa de aprofundamento da camada submetida a agitação turbulenta e o número de Richardson. Este autor demonstrou que a parcela de energia cinética turbulenta transformada em energia potencial densimétrica é altamente variável. O autor apresentou situações onde grande parte da energia cinética turbulenta é consumida por fricção de ondas internas dentro da própria camada homogênea e situações onde a energia cinética turbulenta é armazenada na camada homogênea, sem produzir aprofundamento da interface densimétrica.

Concluindo, as abordagens até aqui apresentadas baseiam-se na parametrização do fenômeno de mistura turbulenta em fluidos estratificados e descrevem de forma aproximada o comportamento dos mesmos, inclusive em experimentos de laboratório relativamente simples com ausência de advecção. Esta conclusão é importante porque com base nestes conceitos são representados nos modelos matemáticos usuais os comportamentos de fluxos estratificados naturais, muito mais complexos.

2-3-Metodologias para o estudo da estratificação térmica em reservatórios: Alguns Modelos existentes.

O conhecimento da evolução temporal da estratificação térmica, a partir de uma perspectiva quantitativa requer a utilização de modelos de simulação da temperatura da água.

No decorrer das três últimas décadas tem-se desenvolvido vários modelos unidimensionais verticais de simulação da estratificação térmica em reservatórios [Harleman et alli, 1968, 1972, 1978; WRE, 1969; Imberger et alli, 1978a, 1978b; Orlob, 1965, 1970, 1984; Verhaeghe [1974]; Kok 1978; Klomp, 1980; Delf, 1981]. A aplicação de modelos unidimensionais é válida para reservatórios onde existe estratificação térmica e o Froude densimétrico (F_d), definido pela eq. 2.2 não supera o valor $1/\pi$ [WRE, 1969].

Estes modelos podem ser classificados em dois grandes grupos :

- os baseados no balanço energético integrado do reservatório e
- os baseados nas equações de transporte de massa e energia na vertical do reservatório.

Dentro do primeiro grupo pode-se citar o trabalho pioneiro de Turner e Krauss [1965, 1973] e os posteriores apresentados por

Verhaeghe [1974], Klomp [1980] e Imberger [1978]. Características comuns nesta abordagem são: a determinação da espessura da camada superficial homogênea com base numa equação integrada de energia e a dificuldade para a simulação de reservatórios com processos de advecção.

Alguns dos modelos do segundo grupo são os do M.I.T. [Harleman 1968] e o do W.R.E. [1969]. A característica principal destes modelos é a facilidade para o tratamento da advecção vertical.

Versões atuais destes modelos incluem componentes baseadas na abordagem energética, explorando assim as melhores características das duas abordagens.

Uma abordagem mais detalhada da evolução temporal da estratificação térmica implica na utilização de modelos bidimensionais ou tridimensionais que substituem as estimativas empíricas da difusão turbulenta por submodelos de geração, transporte e dissipação da energia cinética turbulenta. Uma revisão completa dos avanços obtidos neste campo foi apresentada por Rodi [1984].

Modelos baseados no balanço de energia integrado.

A primeira tentativa de descrever teoricamente o fenômeno de estratificação térmica mediante um modelo dinâmico data de 1965 [Turner e Kraus, 1965a,b]. Este modelo é orientado à previsão da termoclina sazonal em regiões oceânicas onde a advecção é desprezível, mais precisamente as regiões dos oceanos localizadas dentro da denominada Zona de Calmas Intertropicais.

Os autores basearam sua formulação no parâmetro de estabilidade (Número de Richardson), e em observações de laboratório que emulam o processo natural de formação da termoclina mediante experimentos denominados de Interface de Densidade (citados anteriormente).

Turner e Kraus [1965] identificaram as seguintes limitações para seu modelo:

-O efeito do vento é transmitido para a superfície de água mediante um complexo mecanismo de atrito que inclui a ondulação da própria superfície de água e a criação de ondas de gravidade; estas ondas produzem turbilhões em todas as escalas até a escala do comprimento da profundidade da camada homogênea e permitem a constituição de uma camada superior bem misturada.

-A evaporação pode produzir movimentos convectivos de grande escala similares aos observados na atmosfera; estes movimentos podem interferir sensivelmente no balanço de energia cinética.

Outra abordagem unidimensional para a simulação de perfis de temperatura em reservatório baseada no balanço global de energia é apresentada por Imberger [1978]. Este modelo inclui um esquema de solução unidimensional do tipo lagrangiano e também novas abordagens para o tratamento das entradas e saídas de massa do reservatório (em particular saídas denominadas "seletivas" feitas a partir de tomadas de água em profundidade).

O modelo de Imberger foi amplamente utilizado para o monitoramento e previsão de variáveis de qualidade da água em reservatórios da Austrália, apresentando excelentes resultados. O fato que estes reservatórios (que pertencem a uma região semi-árida) apresentam grandes volumes com relação as vazões afluentes, facilita a utilização da abordagem lagrangiana e reduz o efeito das vazões afluentes na estrutura térmica do reservatório.

O modelo de duas camadas desenvolvido por pesquisadores do laboratório de Hidráulica de Delft na década de 70 [Verhaeghe, 1974], [Kok, 1978], [Klomp, 1980], [DHL,1981], [DHL,1988] é o mais difundido no Brasil dentre os que utilizam abordagens energéticas. Este modelo foi aplicado em vários reservatórios da Região Amazônica, na

República de Suriname (Projeto Kabalebo) e no Brasil pela ELETRONORTE (Reservatórios de Tucuruí e Balbina) [DHL, 1988] para avaliar o impacto ambiental e ajudar no monitoramento da qualidade da água.

O modelo considera o perfil térmico do reservatório, composto por duas camadas representativas do Epilimnio e Hipolimnio. A temperatura do Epilimnio é considerada constante ao longo do mesmo e a temperatura do Hipolimnio variável ou constante segundo diferentes versões do modelo.

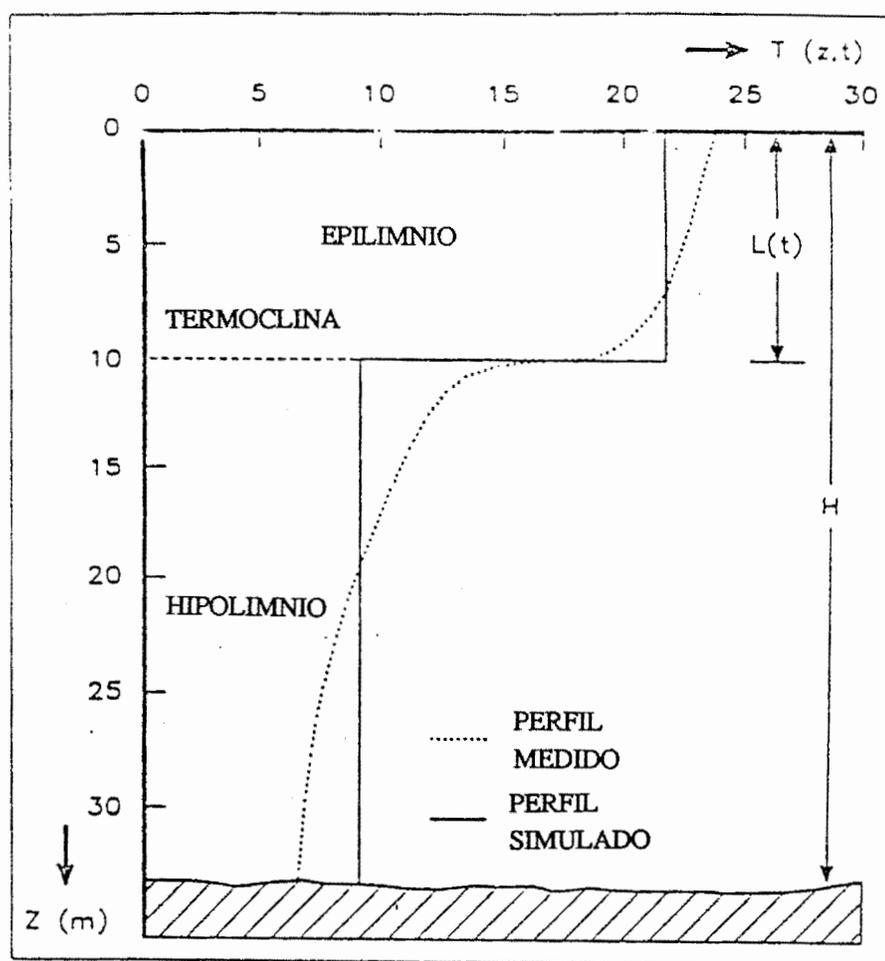


Figura 2-4 Esquemática de um perfil térmico segundo o modelo do D.H.L [1988]

$$T(z,t) = \begin{cases} T_s(t) & \text{para } 0 > z > L(t) \\ T_b(z,t) & \text{para } L(t) > z > h \end{cases} \quad (2.13)$$

Onde $T(z,t)$: Temperatura média do reservatório no tempo "t" e a profundidade "z"; $T_s(t)$: Temperatura do epilimnio, constante ao longo do mesmo; $T_b(z,t)$: Temperatura do hipolimnio; $L(t)$: Profundidade da termoclina; h : Profundidade total do reservatório.

A figura 2-4 mostra esquematicamente a representação do perfil térmico de um corpo de água realizada por este modelo.

As Equações básicas utilizadas no modelo são:

-Equação que define a posição da termoclina.

-Equação de balanço de calor aplicada para o epilimnio e hipolimnio.

-Equações de distribuição das vazões afluentes e efluentes.

-Equação da posição da termoclina.

O cálculo da posição da termoclina é baseado na hipótese de equilíbrio entre a quantidade de energia potencial devida ao empuxo e a energia cinética turbulenta do epilimnio em condições estáveis [Phillips, 1966]:

$$Ri_f(z) = \frac{\psi_b(z)}{\psi_m(z)} = 1 \text{ para } z = L \quad (2.14)$$

Onde $Ri_f(z)$: Número de Richardson; ψ_b : Energia potencial do empuxo; ψ_m : Energia cinética turbulenta; L : Profundidade da termoclina.

Dependendo do deslocamento da termoclina, a energia potencial do empuxo é dada por:

$$\psi_b = \begin{cases} \psi_s(0) & \text{para } \frac{dL}{dt} \leq 0. \\ \psi_s(0) + \psi_e(z) & \text{para } \frac{dL}{dt} > 0. \end{cases} \quad (2.15)$$

Onde ψ_s representa o empuxo produzido pelo acréscimo de energia térmica e ψ_e o empuxo produzido pelo aprofundamento do epilimnio.

Uma derivada nula ou com sinal negativo da variável "L" significa que o crescimento da energia potencial do empuxo é devido exclusivamente ao incremento de energia térmica que entra na superfície; uma derivada com sinal positivo representa uma penetração da camada misturada na região calma com o conseqüente crescimento do empuxo.

Os termos ψ_s e ψ_e têm as seguintes expressões:

$$\psi_s = \frac{g \alpha q_n}{c_p} \quad (2.16)$$

$$\psi_e = -c_E g \Delta\rho \frac{dL}{dt} \quad (2.17)$$

A energia cinética turbulenta devida ao vento tem a seguinte expressão:

$$\psi_m = \frac{\tau w^2}{z} \quad (2.18)$$

Onde g: Aceleração da gravidade; α : Coeficiente de expansão térmica da água; $q_n = K (T_E - T_L)$: Fluxo líquido de calor na superfície do reservatório (Onde K: constante de linearização do balanço térmico e

T_E : temperatura de equilíbrio; ambas são avaliadas mediante um submodelo de balanço térmico entre a superfície de água e a atmosfera. Estas variáveis serão tratadas em detalhe no item 3-2);
 T_L : Temperatura do epilimnio; c_p : Calor específico da água;
 c_E : Coeficiente adimensional de penetração; $\Delta\rho$: Diferença de massa específica entre o epilimnio e a camada superior do hipolimnio; τw^* : Fluxo líquido de energia cinética turbulenta na superfície do reservatório; α : coeficiente de expansão térmica da água.

Um aspecto polêmico do modelo é a interpretação do coeficiente adimensional de penetração (c_E). Nas publicações de Verhaeghe, [1974], Kok, [1978], e Klomp, [1980], não é mencionada a interpretação que os autores fazem deste coeficiente e tampouco indicam os valores possíveis que o coeficiente adotaria num reservatório. Nos trabalhos de DELF [1981 e 1988] é indicado que este coeficiente tem a tarefa de refletir a existência de obstáculos naturais -"como vegetação ou características morfológicas"- que impediriam a penetração da termoclina.

Outra interpretação deste coeficiente é o de refletir o fato de que uma parcela variável, e não constante, da energia cinética turbulenta é dissipada ou armazenada no epilimnio sem contribuir à produção de empuxo.

Nas apresentações do modelo feitas por Verhaeghe, [1974], Kok, [1978], e Klomp, [1980], não são consideradas as entradas e ou as saídas de massa ao reservatório. Já, no estudo dos reservatórios do Projeto Kabalebo (Suriname)[DHL,1981] e dos reservatórios de Balbina e Tucuruí (Brasil) [DHL, 1988] a simulação dos efeitos das entradas e saídas de massa ao reservatório são incluídos.

Nesta versão do modelo, a eq. 2.15 inclui um novo termo que exprime a produção de empuxo causada pela entradas ou saídas de vazões:

$$\psi_{br}(z) = - \frac{Qv(L)}{A(L)} g \Delta\rho \quad (2.19)$$

Onde $Qv(L)$ representa a vazão líquida que atravessa a termoclina, e $A(L)$ a área horizontal à profundidade da termoclina.

Também é apresentado um termo que exprime a contribuição da energia cinética por advecção devida às entradas e saídas de massa ao reservatório. Este termo é incluído na eq. 2.18.

Para o cálculo da energia cinética turbulenta devida às entradas e saídas de massa parte-se da hipótese que a produção de turbulência ocorre exclusivamente no epilimnio. A mesma seria proporcional ao cubo da "velocidade horizontal uniforme" (u_0) [DHL, 1981, pp. 23], definida por:

$$u_0 = (\ell Q)/(L A(L)) \quad (2.20)$$

Onde ℓ : Comprimento do reservatório, e Q : Média entre a vazão afluyente e efluente no epilimnio.

A energia cinética turbulenta devida às vazões de entrada/saída é definida por:

$$\psi_m'' = (\rho_0/L) 1/2 u_0^3 \quad (2.21)$$

A equação 2.21, segundo os autores [DHL, 1988], parametriza a energia cinética turbulenta em função de valores médios do escoamento.

Equações de balanço de calor.

Para o epilimnio, a equação de balanço de calor é:

$$\frac{d(V_e T_L)}{dt} = \frac{A K}{\rho_o c_p} (T_E - T_L) + Q_{le} T_l - Q_{oe} T_L + Q_v T_L i + Q_v T_h (1-i) \quad (2.22)$$

e para o hipolimnio é:

$$\frac{d(V_h T_h)}{dt} = Q_{lh} T_l - Q_{oh} T_h - Q_v T_L i - Q_v T_h (1-i) \quad (2.23)$$

Onde ρ_o : Densidade média do epilimnio; c_p : Constante de calor específico; T_h : Temperatura do hipolimnio; V_e , V_h : volumes do epilimnio e hipolimnio respectivamente; Q_{le} , Q_{oe} : vazões afluentes ao epilimnio e hipolimnio respectivamente; Q_{oh} , Q_{lh} : vazões retiradas do epilimnio e hipolimnio respectivamente; Q_v : vazão vertical trocada entre o epilimnio e o hipolimnio; $i=0$ para $Q_v > 0$. (fluxo ascendente) e $i=1$ para $Q_v < 0$. (fluxo descendente)

-Equações de distribuição das vazões afluentes e efluentes.

O modelo distribui as vazões afluentes entre o epilimnio e o hipolimnio segundo o valor da temperatura da vazão afluente. A saber:

-Se $T_l \geq T_L$ a vazão afluente se localiza inteiramente no epilimnio.

-Se $T_l \leq T_h$ a vazão afluente se localiza inteiramente no hipolimnio.

-Se $T_h \leq T_l \leq T_L$ a vazão afluente no epilimnio e no hipolimnio segue a seguinte equação:

$$Q_{le} = Q_{total} (T_l - T_h) / (T_L - T_h) \quad (2.24)$$

$$Q_{lh} = Q_{total} - Q_{le} \quad (2.25)$$

A distribuição das vazões efluentes é feita segundo o método de Wood e Binney [1976, Apud DHL, 1988]. O método define a vazão crítica a partir da qual é iniciada a retirada de vazões do epilimnio. Esta vazão é expressa por:

$$Q_c = \left[2 - \frac{(P-L)}{(h-L)} \right] (P-L)^{2,5} \left[g \frac{\Delta\rho}{\rho_0} \right]^{0,5} \quad (2.26)$$

Onde: Q_c : vazão crítica e P: profundidade da tomada de água.

Haverá retirada de vazões do epilimnio sempre que a vazão total retirada do reservatório seja maior que a vazão crítica; a relação entre a vazão total e vazão retirada do epilimnio é dada por uma relação empírica obtida por Wood e Binney [1976]:

$$\frac{Q_e}{Q_0} = 0,5 \left[2 - \frac{(P-L)}{(h-L)} \right] \frac{(X^2 + 10,62 X)}{(X^2 + 4,88 X + 15,23)} \quad (2.27)$$

Onde Q_0 : vazão total retirada do reservatório; Q_e vazão retirada do epilimnio e $X = \text{LOG}_{10}(Q_0/Q_c)$.

As equações 2.13 até 2.27 constituem o modelo de perfil térmico utilizado pelo DHL, a solução numérica segue a seguinte seqüência:

a) Calcula-se o Número de Froude Densimétrico do reservatório em estudo para o primeiro intervalo de tempo que se deseja simular e se verifica se o reservatório se encontra estratificado ($F_d < 1$). Se o Froude densimétrico for maior que a unidade o reservatório é tratado como misturado e são utilizadas as equações de balanço de calor para um "epilimnio suposto" com espessura igual à profundidade do reservatório. (normalmente estes intervalos de tempo são mensais, quinzenais ou decenais).

b) Calcula-se a temperatura de equilíbrio T_e , e o fator K utilizados na equação de fluxo líquido de calor que entra ao reservatório através do sub-modelo de balanço térmico entre a atmosfera e a

superfície de água.

c)Calcula-se a distribuição das vazões de entrada e saída ao reservatório mediante as equações 2.24, 2.25, 2.26, 2.27.

d)Calcula-se a profundidade da termoclina "L(t)" com base na equação 2.14 que exprime esta variável em forma implícita. O cálculo realiza-se por iterações.

e)Realiza-se o balanço de calor do epilimnio e hipolimnio com base na discretização das equações 2.22 e 2.23.

A formulação inicial do modelo restringia a utilização do mesmo a corpos de água de pequenas dimensões onde as afluições de água eram nulas ou desprezíveis com relação ao volume do corpo de água. Posteriormente sua utilização em reservatórios de grandes dimensões como os do Projeto Kabalebo (Suriname) e Tucuruí (Amazonia Brasileira) generalizaram seu uso a quase todos os reservatórios sujeitos a estratificação.

A revisão da bibliografia onde este modelo é aplicado a reservatórios que possuem séries de dados de temperatura observados [DHL,1981, 1988], em particular a aplicação do mesmo ao reservatório de Tucuruí, apresenta alguns detalhes com relação as variáveis de calibração do modelo que são interessantes para uma discussão sobre a aplicabilidade do modelo.

Todos os parâmetros e variáveis (com exceção do coeficiente de penetração " c_E ") utilizados no modelo são definidos "a priori" da aplicação do mesmo e com base em informações "objetivas" como intensidade do vento, vazões afluentes ou dimensões do reservatório.

Este fato restringe fortemente os graus de liberdade do modelo e obriga eventualmente à modificação das variáveis de entrada durante o processo de calibração.

No caso específico do reservatório de Tucuruí, a simulação do modelo com as variáveis e parâmetros escolhidos, segundo os dados disponíveis, apresentava a tendência de superestimar as temperaturas no reservatório.

O processo de calibração segundo os autores [DHL, 1988] consistiu em estudar o efeito da variação do coeficiente de penetração, da alteração da energia cinética turbulenta devida ao vento e às vazões mediante um coeficiente externo, e da alteração dos dados de velocidade do vento. Os autores concluíram [DHL, 1988] que um acréscimo de 50% nos dados de velocidades do vento observados apresentava o melhor ajuste.

A justificativa desta alteração nos dados de entrada ao modelo se baseou em que "provavelmente" a estimativa da velocidade do vento no reservatório é subestimada pelos dados da estação meteorológica de Tucuruí.

A ausência de um processo de definição de parâmetros claramente estabelecido dificulta sensivelmente a utilização deste modelo para reservatórios em construção onde não é possível realizar o processo de calibração.

-Modelos baseados nas equações de transporte de massa e calor.

Os modelos deste tipo mais difundidos são:

- o modelo do U.S. Army Corps of Engineers [1977], desenvolvido por Water Resource Engineers, [Orlob,1965; Orlob & Selna,1970] e
- o modelo do Massachusset Institute of Tegnology [Huber e Harleman, 1968, 1972].

As formulações destes dois modelos são similares e baseiam-se na utilização de equações de balanço de massa e calor no reservatório.

Nestas equações são considerados os efeitos das entradas e saídas de massa e calor, a radiação solar e o fenômeno de mistura turbulenta.

Equação distribuída de continuidade de massa.

Dividindo o reservatório em estudo em parcelas limitadas por planos horizontais de espessura Δz , (figura 2-5), a equação de continuidade para cada uma destas camadas fica:

$$\partial V^o / \partial t = \Delta Q_z + q_i - q_o \quad (2.28)$$

Onde V^o : Volume da camada (m^3); $\Delta Q_z = \Delta Q_z(t, Y)$: Variação da vazão na direção vertical (m^3/s); q_i : Vazão afluyente na direção horizontal à camada (m^3/s); q_o : Vazão de saída da camada (m^3/s).

Os termos q_i e q_o são avaliados externamente ao modelo e seu equacionamento é apresentado no capítulo 3.

Equação distribuída de transporte de calor.

A equação de transporte de calor para cada camada do reservatório pode ser expressa de várias formas. A equação apresentada por Orlob [1984] é a seguinte:

$$\underbrace{\partial(V^o T) / \partial t}_{(1)} = \underbrace{(q_i T_i - q_o T_o)}_{(2)} + \underbrace{\frac{1}{c \rho} \int_z^{z+\Delta z} \phi_b A dz}_{(3)} + \underbrace{\Delta(QT)_z}_{(4)} + \underbrace{E A \Delta(\partial T / \partial z)}_{(5)} \quad (2.29)$$

Onde $T=T(t, y)$: Temperatura da água ($^{\circ}C$); E : Difusão efetiva (m^2/s); $A=A(z)$: Área horizontal do reservatório (m^2); ϕ_b : Fluxo líquido de calor a uma dada profundidade (W/m^2); T_i : Temperatura da vazão de entrada ($^{\circ}C$); $\Delta(\partial T / \partial z)$: Diferença de gradientes térmicos superior e inferior à camada em estudo ($^{\circ}C/m$).

O termo indicado por (1) na equação 2.29 representa a variação temporal da energia térmica na parcela do reservatório de volume V^o . A derivada do produto $(V^o T)$ indica que esta quantidade pode variar temporalmente devido à variação do volume e também devido à variação da energia térmica contida na parcela. Esta generalização é útil para a simulação da parcela superior do reservatório que se encontra sujeita a mudanças de seu volume devido às variações de níveis no reservatório.

O termo indicado por (2) na equação 2.29 representa a variação da energia térmica devida às entradas e saídas horizontais de massa naquela parcela do reservatório.

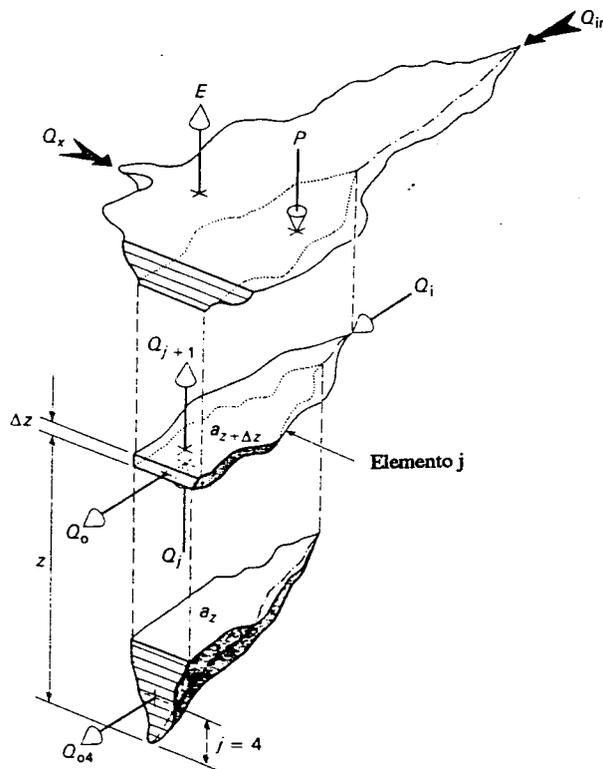


Figura 2-5 Esquema de discretização do reservatório [Orlob 1984].

O termo indicado por (3) na equação 2.29 representa a variação da energia térmica devida ao fluxo líquido de radiação solar que entra naquela parcela do reservatório.

O termo indicado por (4) na equação 2.29 representa a variação da energia térmica devida à advecção vertical.

O termo indicado por (5) na equação 2.29 representa a variação da energia térmica devida à difusão efetiva.

Os termos de radiação líquida (ϕ_b), difusão efetiva (E) e vazões afluentes e efluentes distribuídas são avaliados de forma separada no modelo. O cálculo da radiação líquida constitui um submodelo independente que é apresentado em detalhe no capítulo 3. A difusão efetiva e a distribuição de vazões também serão apresentadas no capítulo 3.

Huber e Harleman [1968, 1972] apresentam uma equação similar à eq. 2.29:

$$\underbrace{\frac{\partial T}{\partial t}}_{(1)} + \underbrace{\frac{1}{A} \frac{\partial(Q_v T)}{\partial z}}_{(4)} = \underbrace{\frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial z} \left\{ A E \frac{\partial T}{\partial z} \right\}}_{(5)} + \underbrace{\frac{q'_1 T_1 - q'_0 T}{A}}_{(2)} - \underbrace{\frac{1}{\rho c A} \frac{\partial(\phi_b A)}{\partial z}}_{(3)}$$

(2.30)

Onde Q_v é a vazão vertical no reservatório e q'_1 , q'_0 são as vazões de entrada e saída unitárias.

As equações 2.29 e 2.30 são conceitualmente idênticas, mas a equação 2.30 apresenta algumas restrições:

-O termo (1) da eq. 2.30 não considera variações da energia térmica devidas às variações de volume, o que obriga a um tratamento numérico mais complexo da parcela superior do reservatório.

-A expressão integral da equação 2.29, com relação ao volume da parcela, facilita também o tratamento numérico, permitindo que as mudanças de sentido da advecção não prejudiquem a solução numérica da equação.

Orlob e Selna [1970] introduziram uma equação no modelo, trata-se de uma condição matemática de existência da termoclina:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial Z^2} = 0. \text{ para } z = L(t,z) \quad (2.31)$$

Onde $L(t,z)$ é a profundidade da termoclina. Esta equação permite aos autores incluírem no modelo relações de variação da difusão efetiva em função da posição da termoclina.

A equação 2.31 não representa o fenômeno físico de ocorrência da termoclina, trata-se de uma condição matemática necessária mas não suficiente de existência da termoclina. É possível observar em perfis térmicos reais que esta equação possui vários pontos de solução num mesmo instante, este fato pode dificultar a solução numérica do perfil térmico.

Harleman et alli [1977] incluem no modelo um algoritmo baseado no balanço integrado de energia para simular o processo de mistura devido ao vento, combinando as vantagens das duas abordagens. Este procedimento será analisado no capítulo 3.

A impossibilidade de exprimir analiticamente as variáveis envolvidas na simulação da temperatura leva a utilizar métodos numéricos para a solução das equações 2.29 ou 2.30 e 2.31.

Normalmente utiliza-se a técnica de diferenças finitas. Harlemann utilizou um esquema explícito para a solução destas na sua primeira versão do modelo [1966], versões posteriores utilizam formulações implícitas, mais precisas e robustas.

3-Modelo de estratificação térmica.

3-1-Estrutura geral do modelo.

A estrutura geral do modelo desenvolvido é do tipo unidimensional, baseado na solução das equações de continuidade e transporte de energia apresentadas no item 2-3 e num algoritmo de mistura turbulenta devida ao vento. Em termos gerais este modelo é semelhante aos modelos desenvolvidos por Harlemann ou Orlob citados anteriormente. Foram introduzidas algumas modificações para melhorar a performance do modelo em reservatórios com grandes profundidades e reduzidos tempos de residência.

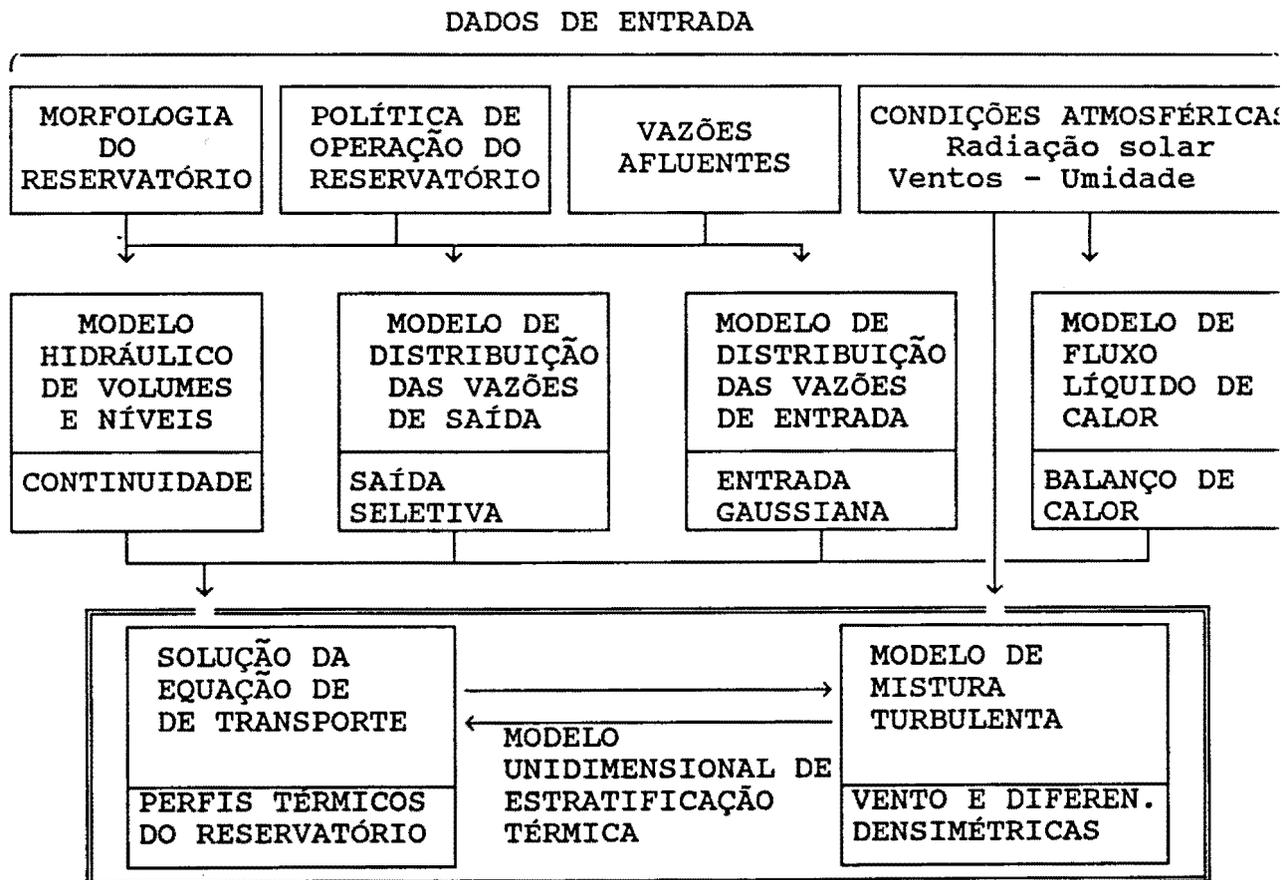


Figura 3-1: Estrutura geral do modelo.

Na figura 3-1 é apresentada uma estrutura geral do modelo. A primeira fila de processos representa a informação de entrada ao modelo. A seleção destes dados e o tratamento dado aos mesmos implica a adoção de critérios e metodologias independentes ao modelo de estratificação térmica propriamente dito, sendo que destes sub-modelos (segunda linha de processos na figura 3-1) depende em grande parte o sucesso na simulação da estratificação térmica.

A avaliação do fluxo líquido de calor que recebe o corpo de água, a distribuição vertical das vazões afluentes e efluentes ao reservatório, a escolha de valores para o coeficiente de difusão e o tratamento do efeito de mistura induzido pelo vento são as componentes externas ao modelo que tiveram um tratamento detalhado no desenvolvimento do modelo.

Na bibliografia se dispõe de várias formulações destas componentes, nos ítems seguintes deste capítulo serão discutidas aquelas que foram consideradas importantes pelo seu valor teórico ou pela adaptação às características do reservatório em estudo.

A solução numérica das equações de continuidade e transporte de calor são apresentadas no ítem 6, o esquema numérico utilizado foi do tipo implícito e privilegiou a robustez das soluções numéricas em condições de importantes fluxos advectivos, característicos dos reservatórios com baixo tempo de residência.

3-2-Modelo de troca de calor.

A metodologia mais difundida para a modelagem desta troca de calor é a desenvolvida pela T.V.A. [1972]. Este estudo estabelece que o fluxo líquido de energia térmica na superfície de água (ϕ_0), pode ser expresso como função de variáveis meteorológicas e geográficas do local onde se encontra o corpo de água.

Esta abordagem, de carácter semi-empírico é, com pequenas modificações, a metodologia utilizada pelos modelos de estratificação térmica desenvolvidos pelo MIT [Huber & Harlemann, 1968], o WRE [Selna & Orlob,1970] e o DHL [1981,1988].

A TVA [1972] identifica sete termos da equação de balanço térmico na superfície de água, distinguindo as diversas formas de manifestação da energia que intervem no processo de troca de calor:

$$q_n = (q_s + q_a - q_{sr} - q_{sa}) - (q_{br} + q_c + q_e) \quad (3.1)$$

Onde q_n : Fluxo líquido de energia térmica na interface ar-água; q_s, q_{sr} : Radiação de onda curta incidente e refletida, respectivamente; q_a, q_{sa} : Radiação de onda longa incidente e refletida, respectivamente; q_{br} : Emissão de onda longa proveniente do corpo de água; q_c : Transferência de calor sensível; q_e : Fluxo de calor de evaporação.

A seguir serão analisadas as metodologias para avaliar cada um dos termos da eq. 3.1.

a) Radiação incidente e refletida de onda curta na superfície terrestre (q_s, q_{sr})

Para estimar a radiação de onda curta na superfície terrestre é necessário determinar a mesma no topo da atmosfera.

A terra recebe no topo da atmosfera um fluxo de energia solar que abrange todos os comprimentos de onda do espectro electromagnético.

Este fenómeno apresenta grande regularidade, dependendo exclusivamente da latitude do local em estudo, da distância sol-terra e do período do ano que se estuda.

A T.V.A.[1972] apresenta a seguinte fórmula simplificada para avaliar a intensidade do fluxo de energia solar no topo da atmosfera:

$$q_{top} = 2\pi I_0 [h_{ss} \text{sen}(\phi) \text{sen}(\delta) + \cos(\phi) \cos(\delta) \text{sen}(h_{ss})] \quad (3.2)$$

Onde ϕ :Latitude do local em estudo; I_0 : Constante solar;

h_{ss} : Período de luz solar correspondente a um dia calendário, expresso pela eq.:

$$h_{ss} = \arccos \left[\frac{\text{sen}(\alpha_{ss}) \text{sen}(\phi) \text{sen}(\delta)}{\cos(\phi) \cos(\delta)} \right] \quad (3.3)$$

sendo α_{ss} : Ângulo com relação a um plano horizontal local, a partir do qual a luz solar começa a incidir no horizonte. ($\alpha_{ss}=0.$, para horizonte sem obstruções, $\alpha_{ss}>0.$, em regiões montanhosas e $\alpha_{ss}<0.$ em regiões com alta refração ($\phi > 60^0$); r : Quociente entre o raio sol-terra num dado instante e o raio médio de translação da terra ao redor do sol, expresso por:

$$r=1.0+0.017 \cos[2\pi/365 (186-D)] \quad (3.4)$$

α : ângulo que forma o sol com o horizonte local num dado instante do dia, expresso por:

$$\alpha = \text{sen}(\phi) \text{sen}(\delta) + \cos(\phi) \cos(\delta) \cos(h) \quad (3.5)$$

δ : Declinação solar, dada pela seguinte fórmula:

$$\delta = 23.45 [\pi/180] \cos[2\pi/365 (172-D)] \quad (3.6)$$

h : Hora local medida em radianes; D : dia do ano.

Os valores de radiação incidente no topo da atmosfera para cada dia do ano numa dada latitude podem ser obtidos também a partir de

tabelas, denominadas "Tabelas de Angot".

Uma parcela variável da radiação global no topo da atmosfera atinge a superfície terrestre. O processo de penetração da radiação solar na atmosfera é complexo; depende do ângulo de incidência dos raios solares, do conteúdo de vapor de água existente na atmosfera e do tipo, altitude e espessura da camada de nuvens. Os principais fenômenos que ocorrem neste processo são, segundo a importância: a reflexão, a absorção e a dispersão da energia solar.

A absorção da radiação ocorre particularmente na parcela da energia com comprimento de onda equivalente ao tamanho das moléculas de vapor de água, gás carbônico e poeira existentes na atmosfera; sendo o vapor de água o maior agente de absorção de energia solar.

Os fenômenos de dispersão e de reflexão são produto da mudança contínua de densidade da atmosfera, que varia segundo a altitude, e da variação constante do ângulo de incidência da luz solar, consequência da rotação terrestre.

Em casos extremos, com camadas de nuvens de grande espessura, a penetração da radiação é interrompida em grande parte da faixa espectral de luz visível.

Este fenômeno complexo é abordado com base em formulações empíricas que devem ser verificadas em cada local em particular. A T.V.A.[1972] apresenta a seguinte fórmula para céus sem cobertura de nuvens:

$$q_s = q_{od} e^{-nz} \quad (3.7)$$

Onde q_s e q_{od} : Radiação de onda curta na superfície e no topo da atmosfera respectivamente; n : Constante de depleção empírica;
 z : Espessura da atmosfera.

Outras fórmulas para "q_s" que incluem o efeito das nuvens são:

$$q_s = q_{od} [\alpha + \beta (S/S_o)^{2/3}] \quad (3.8)$$

$$q_s = q_{od} (1. - \lambda C^2) \quad (3.9)$$

Onde S,S_o: Período real e período teórico com brilho da luz solar, respectivamente; C: Índice de cobertura de nuvens [0 < C < 1.] e

α,β,λ: Parâmetros empíricos relacionados com o clima do local em estudo.

As equações 3.8 e 3.9, apresentadas por T.V.A. [1972], baseiam-se em trabalhos realizados por Kimball [1919] em diversos locais de U.S.A.; com alterações nos parâmetros α,β,λ são também citadas por D.H.L. [1978].

Estes parâmetros podem ser obtidos também em cada local mediante correlações entre o quociente da radiação que atinge a superfície do solo e a radiação no topo da atmosfera versus os índices de cobertura de nuvens ou insolação para o mesmo local.

A T.V.A. [1972] com base em trabalhos realizados por Kimball [1919] apresenta uma relação entre (S/S_o) e C que permite utilizar indistintamente as eq. 3.8 e 3.9 em casos de falhas na coleta do índice de insolação ou do índice de cobertura de nuvens :

$$(S/S_o) = (1. - C^{5/3}) \quad (3.10)$$

Uma parcela da radiação de onda curta que recebe o corpo de água é refletida pela superfície e não intervém no balanço térmico do mesmo.

Esta parcela depende do conteúdo de sólidos em suspensão no corpo de água, da existência de vegetação macrófita e da quantidade de fitoplanctom na superfície de água.

Admite-se que a parcela de radiação refletida, denominada albedo, representa entre 5% e 10% da radiação incidente, segundo as características já mencionadas de cada corpo de água.

b) Radiação de onda longa incidente e refletida (q_a, q_{ar}).

No item anterior foi analisado o fenômeno de absorção da radiação de onda curta ocorrido na atmosfera; esta energia absorvida é emitida novamente em outra faixa do espectro eletromagnético pelas moléculas que compõem a atmosfera.

Os componentes atmosféricos com maior capacidade de absorção/emissão são, em ordem de importância: o vapor de água, o dióxido de carbono, e o ozônio. O vapor de água é responsável pela maior parcela de energia absorvida/emitada.

Considerando que os primeiros 80. metros da atmosfera são responsáveis por 72% da emissão de onda longa atmosférica, desenvolveram-se fórmulas empíricas com base exclusivamente em dados de superfície. Estas formulações apresentam resultados aceitáveis para períodos longos [T.V.A.,1972].

As fórmulas de radiação de onda longa emitida (q_a) são as seguintes:

Fórmula de Angtron:

$$q_a = (a - b e^{-\gamma e_a}) T_a^4 \sigma \quad (3.11)$$

Onde a, b, γ : Constantes empíricas avaliadas por diversos pesquisadores em vários locais do mundo; σ : Constante de Steffan-Boltzman;

e_a : Tensão de vapor real na atmosfera, medida a 2 m. da superfície;

T_a : Temperatura real do ar, medida a 2 m. da superfície.

Fórmula de Brunt:

$$q_a = (c + d \sqrt{e_a}) T_a^4 \sigma \quad (3.12)$$

Onde c,d: Constantes avaliadas por diversos pesquisadores em varios locais do mundo.

A T.V.A. reporta uma publicação de Koberg [1964] onde o parâmetro 'c' é considerado como uma função da temperatura do ar e do índice de insolação.

As equações 3.11 e 3.12 correspondem a condições de emissão sem cobertura de nuvens. Na presença de nuvens, q_a é modificada segundo a seguinte fórmula:

$$\bar{q}_a = q_a (1. + k C^2) \quad (3.13)$$

Onde \bar{q}_a : Radiação de onda longa corrigida; k: Constante empírica que depende do tipo de cobertura de nuvens ($0.04 < k < 0.24$).

Por outro lado, a reflexão de radiação de onda longa por parte do corpo de água é desprezível; dependendo da temperatura do mesmo esta pode alcançar até 3% da energia incidente.

Em virtude disto, diversas formulações não levam em consideração a existência de energia de onda longa refletida pelo corpo de água.

c)Emissão de onda longa pelo corpo de água (q_{br}).

Todo corpo com temperatura superior ao zero absoluto emite radiação; a faixa de comprimento de onda da emissão é inversamente proporcional a temperatura do corpo. Um reservatório com temperaturas

variando entre 18 °C e 30 °C emite radiação nas frequências de 6.8 μ a 100 μ; isto é, ondas do espectro não visível.

A lei de Plank, que rege este fenômeno, estabelece que a emissão de radiação de um corpo de água é expressa pela seguinte fórmula:

$$q_{br} = \epsilon \sigma T_s^4 \quad (3.14)$$

Onde ϵ : Emissividade do corpo de água, ($\epsilon=0,97$ aproximadamente);

T_s : Temperatura da superfície de água.

d) Calor empregado na evaporação de água (q_e).

Uma superfície de água troca constantemente moléculas de vapor de água com a atmosfera circundante. Quando o número de moléculas que saem do corpo de água é maior do que as que entram ocorre evaporação. Este fenômeno é controlado pela tensão de vapor na atmosfera circundante; quando esta atinge a saturação se estabelece o equilíbrio. A tensão de vapor de saturação depende exclusivamente da temperatura do ar circundante.

Na presença de vento, o vapor de água é removido das proximidades da superfície facilitando a evaporação de outros volumes.

A energia empregada neste processo é a necessária para mudar a parcela de água evaporada do estado líquido para o gasoso. Esta parcela de energia é denominada calor latente de vaporização e é expressa pela seguinte fórmula:

$$q_e = L_h \rho_w E \quad (3.15)$$

Onde L_h : Calor latente de vaporização por unidade de massa [cal/kg];
 ρ_w : Massa específica da água; E: Quantidade de água evaporada num
 dado período; geralmente avaliada pela fórmula de Penman:

$$E = (a+b W_2) (e_s - e_a) \quad (3.16)$$

Onde a,b: Constantes empíricas a determinar em cada local;
 e_s, e_a : Tensão de vapor de saturação à temperatura da superfície de
 água, e tensão de vapor do ar a 2m. de altura sobre a fonte.

e) Transferência de calor sensível para a atmosfera (q_c).

Existe entre a superfície de água e a atmosfera circundante um
 processo de transferência de calor por difusão molecular e
 turbulenta.

Este fluxo de calor pode ser produto de convecção livre ou
 forçada. No primeiro caso, o próprio gradiente de temperatura, nas
 proximidades da superfície de água, determina a transferência de
 calor; no segundo, a existência de forças externas ao processo -como
 a velocidade do vento- contribuem à transferência de calor por
 advecção entre o corpo de água e a atmosfera.

A avaliação precisa deste processo requer o conhecimento dos
 coeficientes de difusão de massa e de energia da atmosfera. A T.V.A.
 [1972] apresenta uma equação semi-empírica para avaliação do calor
 sensível:

$$q_c = \rho_w C_p N (P/P_o) W_2 (T_s - T_a) \quad (3.17)$$

Onde C_p : Calor específico da água. N: Constante empírica avaliada por
 Kimball: $N = 1.89 \cdot 10^{-6}$ [adimensional]; P, P_o : Pressão barométrica real e
 média, respectivamente.

Edinger [1968] apresenta outra metodologia de avaliação da quantidade de calor sensível perdida por um corpo de água. Esta metodologia baseia-se na relação psicrométrica de Bowen que estabelece que o quociente entre a energia empregada por evaporação e a energia perdida em forma de calor sensível é proporcional ao quociente das diferenças entre as temperaturas do ar e da água e as tensões de vapor de saturação e real :

$$q_c/q_e = \gamma (T_s - T_a)/(e_s - e_a) \quad (3.18)$$

Onde γ : Parâmetro de Bowen; ($\gamma = 66 \cdot 10^{-5} P$ [mb/K⁰] ou $\gamma = 0.66$ aproximadamente).

Substituindo o valor de q_e obtido das eq. 3.15 e 3.16 na expressão 3.18 obtemos:

$$q_c = L_h \gamma (T_s - T_a)(a + b W_2) \quad (3.19)$$

Linearização da equação de troca térmica.

Os algoritmos apresentados são fortemente não lineares com relação à temperatura da superfície de água (T_s); isto dificulta a sua aplicação nos modelos de estratificação térmica. Existem várias metodologias de linearização destes algoritmos, dependendo principalmente das simplificações impostas no processo.

Kok [1978] utiliza uma expansão de séries de Taylor onde a temperatura da superfície de água é calculada com base na temperatura do ponto de orvalho correspondente à umidade do ar.

Edinger utiliza uma metodologia similar, mas com base no zero da escala de Celsius.

Para ambos métodos, a equação do fluxo de calor na superfície do corpo de água é dada, após a linearização, por :

$$q_n = K (T_{eq} - T_s) \quad (3.20)$$

Onde K é coeficiente de troca térmica definido conceitualmente por:

$$K = \frac{\partial q_n}{\partial T_s} \quad (3.21)$$

Segundo Kok [1978] este é calculado mediante a expressão:

$$K = 4 \sigma T_w^3 + L_h (a + b W_2) \{ \zeta(T_w) + \gamma \} \quad (3.22)$$

A temperatura de equilíbrio (T_{eq}), aquela para a qual a superfície de água não sofre variações de temperatura no processo de troca térmica é dada pela seguinte expressão:

$$T_{eq} = T_w + q^* / K \quad (3.23)$$

Sendo:

$$q^* = (1 - A_l b) G + (c + d \sqrt{e_a}) \sigma T_a^4 - \sigma T_w^4 \quad (3.24)$$

e T_s : Temperatura da superfície de água.

No Anexo A são apresentadas as deduções das expressões de Kok e Edinger e sua comparação. No modelo foi adotada a primeira metodologia.

-Penetração da radiação solar no corpo de água.

O valor de q_n calculado segundo a eq. 3.20 deve distribuir-se ao longo das profundidades do reservatório. Huber e Harlemann [1968] estabeleceram que uma porção (γ) onde ($0,0 < \gamma < 1,0$) do fluxo líquido de energia atinge somente a superfície e por conseguinte será incorporado no balanço de calor da parcela superior do reservatório

.Para a outra porção $(1-\gamma)$ os autores propõem uma distribuição com decaimento exponencial , baseados em observações de campo e laboratório.

O fluxo líquido de energia (ϕ_b) , interveniente na eq. 2.29) será:

$$\phi_b = \gamma q_n \quad (3.25)$$

para a parcela superior do reservatório; e

$$\phi = (1-\gamma) q_n e^{-kz} \quad (3.26)$$

para as outras profundidades do reservatório.

z : profundidade no reservatório e (k) e (γ) são parâmetros avaliados com base nas curvas de extinção da luz com a profundidade.

3-3-0 tratamento das entradas e saídas.

A utilização de um modelo unidimensional vertical para a simulação da estratificação térmica de um reservatório não permite a modelação simultânea de fenômenos localizados como são as entradas e saídas de massa ao reservatório.

A equação 2.29, responsável pelo cálculo do deslocamento vertical de massa no reservatório, exige que seja conhecida previamente a distribuição vertical das vazões afluentes e efluentes ao reservatório. A modelação destas distribuições deve ser feita de forma externa ao modelo, utilizando técnicas simplificadas que permitam conhecer a camada do reservatório que receberá uma dada vazão de entrada e quais serão as camadas que contribuirão para a retirada de uma vazão de saída do reservatório.

Da precisão e confiabilidade destas técnicas dependerá o êxito na simulação da advecção vertical, uns dos fenômenos mais importantes num reservatório sujeito à estratificação térmica.

-Tratamento das afluições.

O tratamento da distribuição de entradas e saídas adquire grande importância nos casos onde as vazões afluentes ao reservatórios apresentam tempos de residência pequenos.

A modelagem detalhada do processo de penetração de uma vazão num corpo de água com estratificação térmica ou densimétrica pode realizar-se mediante dois tipos de abordagens [Henderson-Seller, 1978]: a abordagem integral ou a abordagem diferencial. Estes modelos contemplam duas ou três dimensões e para sua utilização deve-se dispor de dados precisos da morfologia da região de entrada da vazão, da configuração dos perfis térmicos e da distribuição de velocidades das vazões afluentes.

Henderson-Seller [1978] apresenta uma completa revisão das metodologias integrais, Rodi [1984] descreve os métodos diferenciais e suas aplicações.

A utilização destes modelos em reservatórios de grande porte é hoje inviável no país por falta de dados apropriados nos reservatórios e pelo esforço computacional requerido em sua solução.

A penetração de uma vazão num corpo de água possui um amplo espectro de situações [Henderson-Seller, 1978]. De forma simplificada pode-se identificar três casos :

-Os denominados "plumes" que ocorrem em vazões com forças de inércia nulas ou desprezíveis e forças de empuxo importantes.

-Os denominados "jets" que ocorrem em vazões com forças de inércia importantes e forças de empuxo nulas ou desprezíveis.

-As vazões com forças de inércia e empuxo não desprezíveis, denominados "Forced Plumes" ou "Buoyant Jets".

Este fenômeno de penetração de uma vazão numa massa de água é controlado pelo número de Froude densimétrico local (similar ao expresso na eq. 2.2):

$$F_1 = \frac{Q^2}{g' H^5} \quad (3.27)$$

Onde Q: Vazão afluyente; $g' = \Delta\rho/\rho g$ e H: Profundidade do canal pelo qual a vazão penetra no corpo principal do reservatório.

"Jets" apresentam F_1 de valor infinito, "plumes" apresentam F_1 de valor zero e "Forced Plumes" ou "Buoyant Jets" F_1 valores intermediários.

Toda vazão que penetra num reservatório tenderá a ocupar as camadas com igual temperatura à mesma. Em sua trajetória sofrerá processos de mistura turbulenta com a massa de água do reservatório e dissipação de sua energia cinética. Este processo produz uma convecção na direção vertical; a difusão e convecção provocadas têm capacidade de modificar o perfil térmico e de qualquer outra substância ou propriedade no reservatório.

Segundo a posição que a "língua" de água afluyente ocupa no reservatório podemos distinguir três casos (ver figura 3-2):

a) Quando a corrente originada pela vazão de entrada permanece na superfície ("overflow").

b) Quando a corrente originada pela vazão de entrada se localiza numa profundidade intermediária entre o fundo e a superfície do

reservatório ("interflow").

c) Quando a corrente originada pela vazão de entrada se desloca pelo fundo do reservatório ("underflow").

Existem diversos métodos para o cálculo da espessura e posição da camada de água afluyente ao reservatório. Huber e Harlemann [1968] utilizaram uma formulação para a distribuição vertical de vazões afluentes que descreve de forma aproximada o fenômeno sem necessidade de utilizar informações da geometria do fluxo de entrada.

Nesta formulação a vazão afluyente é distribuída verticalmente segundo a seguinte equação :

$$U_1(Z,T) = V_{\max}(t) e^{-(z-z')^2 / 2\sigma_1^2} \quad (3.28)$$

Onde $U_1(Z,T)$: Distribuição de velocidades na vertical (m/s);

$V_{\max}(t)$: Valor máximo da velocidade obtido por integração do perfil de velocidades (m/s); z' : Profundidade do centro da distribuição de velocidades considerado como o valor de profundidade com a mesma temperatura que a vazão de entrada (m); σ_1^2 : Variância da distribuição (m^2).

A variância da distribuição depende da morfologia da zona de entrada da corrente no reservatório e da quantidade de energia cinética da vazão afluyente. Huber e Harlemann utilizaram a profundidade do rio na entrada ao reservatório como indicador de um comprimento característico que explique a variância.

Chen and Nikitopoulos [1979] estudaram a distribuição de vazões em reservatórios estratificados utilizando um modelo matemático para simular jatos de água com empuxo e energia cinética não desprezíveis baseado em técnicas diferenciais. Estes autores descrevem com detalhe a formação do perfil de distribuição gaussiano e a relação funcional

de cada um dos parâmetros da distribuição. A figura 3-3 mostra a evolução da velocidade máxima do perfil gaussiano a medida que o jato penetra no reservatório para diferentes valores de froude densimétrico.

Para calcular a distribuição vertical da vazão afluente foi utilizada a metodologia de Harlemann [1968], verificando o desenvolvimento do perfil gaussiano segundo as experiências de Chen and Nikitopoulos [1979]

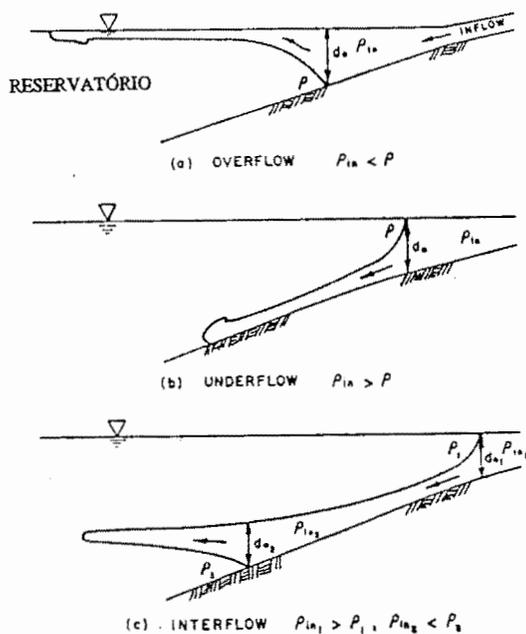


Figura 3-2 Possíveis comportamento de uma vazão ao penetrar num corpo de água estratificado (Ackermann et alii [1973]).

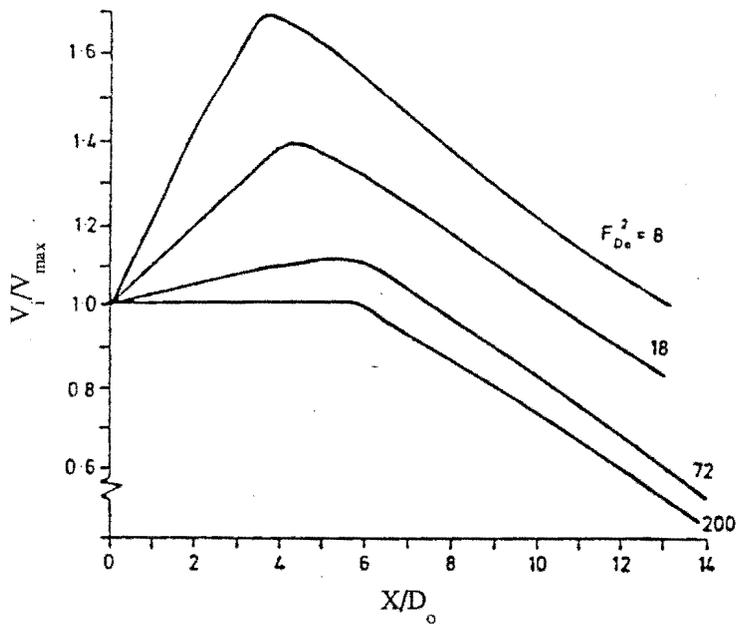


Figura 3-3: Evolução da velocidade máxima do perfil gaussiano de velocidades função da distância percorrida dentro do reservatório e o froude densimétrico. V_1 : velocidade máxima da vazão entrante ao reservatório; V_{\max} : velocidade máxima após percorrer a distância X dentro do reservatório; D_0 profundidade do leito na entrada do fluxo. (Chen & Nikitopoulos [1979])

Tratamento das saídas.

Uma diferença importante entre os reservatórios e os corpos de água naturais, é que os primeiros possuem saídas de água superficiais (vertedouros) e também saídas de água em profundidade (tomadas de água). A operação destes dispositivos obedece a condições de projeto do reservatório e pode ter os mais variados regimes.

Em reservatórios que não apresentam estratificação térmica as linhas de corrente do fluxo produzido pela abertura de qualquer orifício obedece aproximadamente às leis que regem os fluxos

potenciais, produzindo uma malha de linhas de corrente convergentes. A figura 3-4 mostra o perfil de velocidades de aproximação típico de um reservatório não estratificado.

Em reservatórios que apresentam estratificação térmica, as linhas de corrente do fluxo produzido pela abertura de qualquer orifício, não obedece às leis que regem os fluxos potenciais. Isto ocorre devido a que águas superficiais (mais leves) devem realizar um trabalho contra as forças de gravidade, para introduzir-se em regiões com maior densidade. Da mesma forma, partículas de água localizadas em regiões profundas, devem também realizar trabalho contra as forças de gravidade, para ascender e atingir o ponto de saída.

Em conseqüência, a malha de linhas de corrente nestes casos apresenta maior complexidade e a abordagem para seu estudo deve levar em conta os processos de bloqueio do deslocamento vertical das partículas originado pelo empuxo. A figura 3-5 mostra o perfil de velocidades de aproximação neste tipo de fluxo.

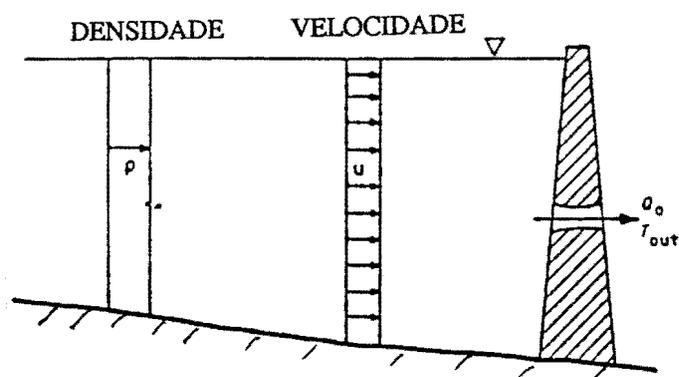


Figura 3-4: Esquema do perfil de velocidades de uma vazão efluente num reservatório não estratificado (Henderson-Sellers, 1978).

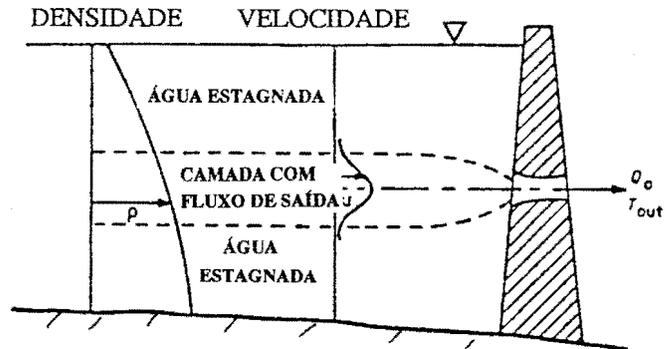


Figura 3-4: Esquema do perfil de velocidades de uma vazão efluente num reservatório estratificado (Henderson-Sellers, 1978).

Huber e Harlemann [1968] apresentaram uma formulação para a distribuição vertical das saídas produzidas por órgãos de descarga profundos, como tomadas d'água para turbinas, que utiliza uma distribuição de velocidades na vertical, conforme uma lei estatística de tipo gaussiana :

$$U_o(Z,t) = U_{\max}(t) e^{-(z-z^*)^2/2\sigma^2} \quad (3.29)$$

Onde $U_o(Z,t)$:Distribuição de velocidades na vertical (m/s);

$U_{\max}(t)$:Valor máximo da velocidade (m/s); z^* :Profundidade do centro do conduto de saída (m); σ^2 :Variância da distribuição (m^2).

Sendo "δ" a espessura da camada que aporta 95% da vazão, calculada mediante a seguinte relação empírica :

$$\delta = 4,8 (q^2 / g \epsilon)^{1/4} \quad (3.30)$$

Onde q : 95% da vazão da tomada por unidade de largura (m^2/s);
 $\epsilon = 1/\rho \, dp/dz$: gradiente de massa específica normalizado.

A variância da distribuição de velocidades da equação 3.29 é obtida com base na seguinte relação:

$$\sigma = \delta / (2, * 1,96) \quad (3.31)$$

Os mesmos autores modelaram as saídas produzidas por vertedouros retirando as mesmas das parcelas com a correspondente profundidade, não considerando retiradas de água para este fim de camadas localizadas em cotas inferiores à soleira do vertedouro. Esta abordagem pode incluir na região de entrada uma camada inferior à soleira do vertedouro, de espessura variável, que pode ser utilizada como variável de calibração .

Esta simplificação reflete de forma aproximada o comportamento real deste tipo de órgãos de descarga. A aproximação é aceitável levando em conta que o erro introduzido no perfil térmico será mínimo, já que na região superior do reservatório o gradiente de temperaturas é pequeno.

3-4-A difusão efetiva.

Sherman et alii [1978] identificam três categorias de movimentos de mistura numa massa de fluido:

1-Aqueles produzidos pela energia cinética devida à energia gravitacional potencial de uma coluna de água que sofre estratificação instável (Camadas superiores mais densas que as camadas inferiores).

2-Aqueles devidos à transformação em turbilhões de pequena escala da energia cinética associada com fenômenos de grande escala

como ondas internas (seiches) e correntes ocasionadas pela entrada ou saída de fluido de um reservatório estratificado.

3-Aqueles derivados de uma fonte externa de agitação superficial de pequena escala como as ondas de gravidade produzidas pelo vento.

Os três fenômenos manifestam-se num reservatório sujeito à estratificação, o primeiro acontece nos períodos de esfriamento superficial noturno ou sazonal, o segundo ocorre sempre que as entradas ou saídas de vazões são importantes ou quando ventos persistentes originam seiches e ondas internas; e o terceiro é consequência da ação do vento que atua continuamente sobre a superfície do reservatório.

O termo "difusão efetiva" exprime a difusão molecular, a difusão turbulenta provocada pelos fenômenos descritos acima no ítem (2) e os efeitos dispersivos dos movimentos secundários do fluido que não podem ser descritos pela advecção unidimensional.

O uso de um coeficiente de difusão efetiva supõe as seguintes hipóteses:

a)A produção e perda da energia cinética turbulenta ocorrem no mesmo espaço e tempo, desconsiderando o transporte da mesma.

b)A difusão turbulenta se distribui uniformemente nas camadas horizontais do reservatório, isto equivale a dizer que é produzida principalmente pelo movimento global da massa de água, desprezando-se os efeitos de fenômenos localizados como as entradas de fluxo e a agitação superficial.

No caso de reservatórios que estão sujeitos a importantes fluxos afluentes e efluentes e à agitação superficial devida ao vento estas hipóteses não são totalmente válidas. Neste caso é

particularmente difícil quantificar o fenômeno de difusão pois o mesmo é de uma ordem de magnitude inferior à advecção, e o uso de um coeficiente de difusão efetiva representa somente uma aproximação do problema.

Salienta-se que além do próprio termo difusivo, incluído na equação 2.29 e denominado por alguns autores [Roache, 1972] como "difusão física", a discretização da eq. 2.29 gera um outro termo de difusão denominado "difusão numérica". Este efeito, decorrente da metodologia numérica com que é calculada a solução da equação de transporte de calor será analisada no item 3-6.

A simulação da difusão turbulenta decorrente da agitação superficial devida ao vento, é tratada mediante um modelo independente baseado no balanço integrado da energia cinética turbulenta devida ao vento e a energia potencial decorrente das diferenças densimétricas.

A simulação da energia cinética devida à energia gravitacional potencial nos casos de estratificação instável é simulada com um modelo independente baseado no critério de estabilidade da coluna de água. Estes dois procedimentos são descritos no item seguinte.

A difusão efetiva pode ser simulada mediante um coeficiente de difusão variável no espaço (direção vertical) e no tempo -Coeficiente "E" da equação de transporte do calor (Eq. 2.29)-.

Rodi [1984] apresenta uma expressão para o coeficiente de difusão vertical variável no espaço e no tempo como função do número de Richardson de cada camada do reservatório. A expressão é a seguinte:

$$E = E_0 (1 + \beta R_1)^\alpha \quad (3.32)$$

Onde E_0 : Coeficiente de difusão efetiva neutra (sem estratificação),

constante no tempo e no espaço e avaliado com base em medições em lagos e oceanos [Rodi,1984] (m^2/s); $Ri=(g \Delta\rho h)/(\rho_0 U^2)$: Número de Richardson; β, α : Constantes empíricas obtidas de dados de campo [Rodi,1984]; g : Constante de gravidade terrestre (m/s^2);

$\Delta\rho$: Variação densimétrica entre a superfície e o ponto onde se avalia a difusão (kg/m^3); ρ_0 : Densidade de referência (kg/m^3); h : Distância entre a superfície e o ponto onde se avalia a difusão (m);

U^2 : Velocidade característica do fenômeno (m/s)².

A equação 3.32 exprime as variações do coeficiente de difusão devidas ao efeito inibidor da ocorrência de turbulência decorrente da estratificação do reservatório, sem incluir em sua formulação os efeitos de aumento da turbulência devidos às vazões afluentes ou efluentes do reservatório. Em reservatórios onde as entradas e/ou saídas são importantes o efeito difusivo das mesmas não pode ser desprezado.

A inclusão deste efeito na equação 3.32 pode ser feita pela adoção de um coeficiente de difusão efetivo neutro E_0 que dependa do nível de advecção existente no reservatório:

$$E_0 = f(Q_e, Q_o) \quad (3.33)$$

Onde Q_e, Q_o são as vazões totais afluentes e efluentes ao reservatório.

O tipo de função a ser utilizado nesta expressão e os parâmetros do mesmo devem ser determinados de forma empírica, durante a calibração do modelo com dados reais.

3-5-Modelos de mistura turbulenta devida as diferenças densimétricas e ao vento.

O termo (4) nas equações e 2.29 ou 2.30 descrevem o transporte de calor devido à convecção forçada produzida pela entrada/saída de vazões num reservatório.

Como foi apresentado no ítem anterior, nos corpos de água existem outros mecanismos de mistura da água fora a convecção forçada:

-os movimentos devido à diferenças de massa específica na vertical quando a estratificação é instável;

-e os causados pela ação do vento que incorpora energia mecânica turbulenta na água.

Modelo de mistura por diferenças densimétricas.

As diferenças de massa específica capazes de produzir deslocamentos de água são consequência do esfriamento superficial que gera perfis de temperaturas instáveis.

Segundo a metodologia apresentada por Harleman [1968] este fenômeno pode ser simulado verificando em cada intervalo de tempo o perfil obtido com a solução da equação 2.29/30 e misturando as camadas onde ocorrerem perfis densimétricos instáveis através de:

$$T(z_i, t) = \bar{T} = \frac{\sum_{i=j}^{i=lsup} T(z_i, t) V_i}{\sum_{i=j}^{i=lsup} V_i} \quad (3.34)$$

,para todo "zi" tal que:

$$T(z_i, t) > T(z_{i+1}, t) \quad (3.35)$$

e

$$T(z_j, t) \leq T(z_{j-1}, t) \quad (3.36)$$

Onde i indica a posição da parcela, começando a numeração a partir do fundo do reservatório; j indica a primeira parcela do reservatório onde se cumpre a condição da equação (3.36), isto é a profundidade a partir da qual o perfil térmico é estável e "isup" indica o índice da camada superficial.

Modelo de mistura devida ao efeito do vento.

Os mecanismos de transporte devidos ao efeito do vento não podem ser incluídos na equação 2.29/30 pela complexidade dos movimentos do corpo de água como consequência da agitação do vento.

Harleman [1977] apresenta uma rotina para modelar a mistura devida à ação do vento mediante um algoritmo que define a profundidade onde se extingue a influência do vento baseando-se no equilíbrio entre a energia potencial e a energia cinética turbulenta que ocorrem nesta profundidade.

Para a profundidade "j", a partir da qual a mistura devida ao efeito do vento deixa de existir:

$$(PE/KE)_j = 1. \quad (3.37)$$

Onde PE: Energia potencial dada pela expressão:

$$PE = g \sum_{l=j}^{l=isup} A_l \Delta y (\rho_{j,t} - \rho_{l,t}) D_{l,t} \quad (3.38)$$

KE: Energia Cinética turbulenta dada pela expressão:

$$KE = \tau v^* A_{sup} \Delta t \quad (3.39)$$

Sendo g: Aceleração da gravidade (m/s^2); $\rho_{j,t}, \rho_{1,t}$: Massa específica das parcelas de água (kg/m^3); $D_{1,t}$: Distância entre as parcelas (m); v^*, τ : Velocidade e tensão de atrito do vento na superfície (m/s) com as seguintes expressões:

$$\tau = \rho_a C_D U^2 \quad (3.40)$$

$$v^* = (\tau / \rho_{sup})^{1/2} \quad (3.41)$$

; Δy : Espessura das camadas (m); ρ_a : Massa específica do ar;

A_1, A_{sup} : Áreas horizontais da camada i e superficial respectivamente (m^2); U: velocidade do vento à 10 mts de altitude; Δt : Intervalo de tempo da simulação (s) e C_D : Coeficiente de arraste do vento avaliado segundo a fórmula de Begnston [1973, Apud Henderson-Sellers, 1983]:

$$C_D = 0.5 \cdot 10^{-3} U^{0.5} \quad 1 \leq U \leq 15 \text{ m/s} \quad (3.42)$$

Conhecida a parcela "j" a partir da qual o efeito do vento não atua, são misturadas todas as parcelas compreendidas entre esta e a superfície de água. As críticas e a validade deste tipo de metodologia foram discutidas no ítem 2-2.

Harleman et alii [1980] reformularam este algoritmo incluindo os efeitos de armazenamento e de perda da energia cinética turbulenta dentro da camada homogênea devida à mistura do vento.

O algoritmo alternativo baseia-se na parametrização da equação de transporte da energia cinética turbulenta, estabelecendo que a taxa de transformação da energia cinética em energia potencial é dada

pela seguinte relação:

$$\frac{d(PE)}{d(PK)} = f(Ri) \quad (3.43)$$

Sendo d(PE): Diferencial de energia potencial de empuxo, similar ao conceito apresentado na equação 2.7 e dado pela seguinte expressão:

$$d(PE) = (g \, dh \, \Delta\rho) \, h/2 \quad (3.44)$$

d(PK): Diferencial de energia cinética turbulenta devida ao vento, dado pela seguinte expressão:

$$d(PK) = \rho_o \, u_*^3 \, dt \quad (3.45)$$

f(Ri): Função do número de Richardson dada pela seguinte expressão:

$$f(Ri) = 0.057 \, Ri \, \frac{29.46 - \sqrt{Ri}}{14.2 + Ri} \quad (3.46)$$

$$\text{Onde } Ri = \frac{g \, \Delta\rho \, h}{\rho_o \, u_*^3} \quad (3.47)$$

Substituindo 3.44/.45/.46/.47 em 3.43 resulta:

$$\left[\frac{(g \, dh \, \Delta\rho) \, h/2}{\rho_o \, u_*^3 \, dt} \right] = 0.057 \left[\frac{g \, \Delta\rho \, h}{\rho_o \, u_*^3} \right] \frac{29.46 - \sqrt{(g \, \Delta\rho \, h)/(\rho_o \, u_*^3)}}{14.2 + (g \, \Delta\rho \, h)/(\rho_o \, u_*^3)} \quad (3.48)$$

A equação 3.48 pode ser utilizada para conhecer o aprofundamento da camada misturada para cada intervalo de tempo; na mesma são desconhecidas as variáveis "dh" e "Δρ". Numa primeira aproximação pode ser utilizada a diferença densimétrica do início do intervalo "Δρ^T", para se obter "dh". Conhecida a primeira aproximação desta variável se calcula "Δρ^{T+1}" e um novo "dh". Este processo se

repete até ser obtida uma aproximação compatível com a precisão requerida.

O modelo desenvolvido dispõe de algoritmos para a simulação da mistura turbulenta devida ao vento segundo as duas metodologias apresentadas.

3-6-Solução numérica.

A solução numérica das equações de continuidade e transporte de calor (2.28 e 2.29) foram obtidas pelo método de diferenças finitas.

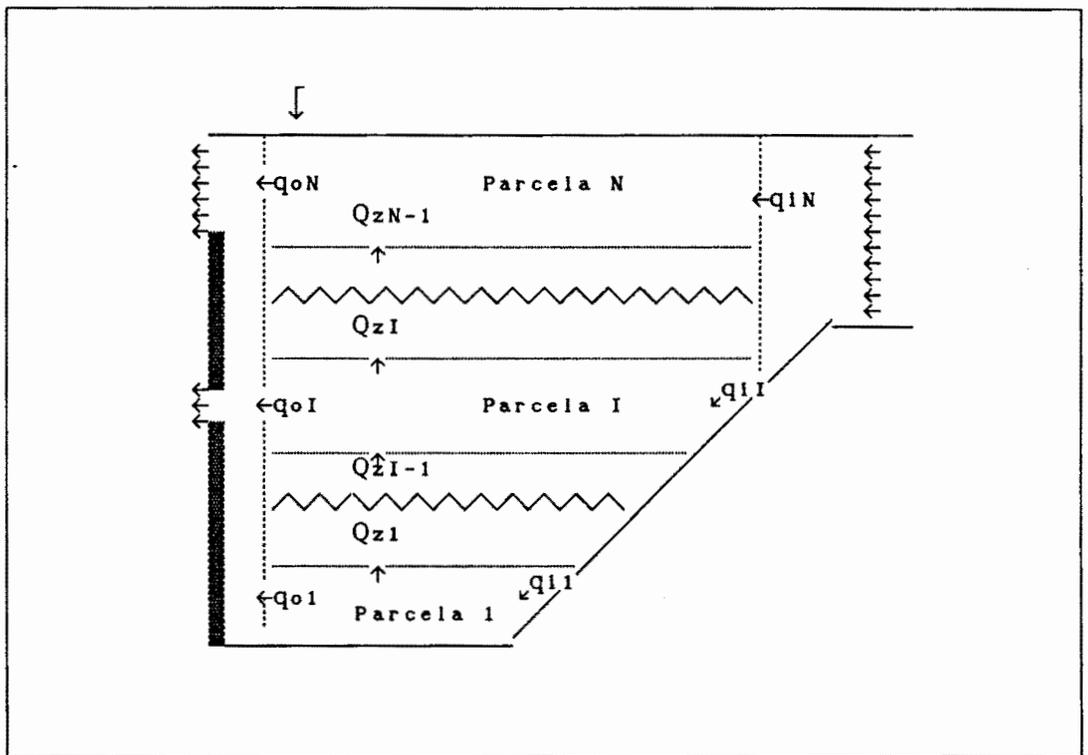


Figura 3-6: Esquema de discretização adoptado na solução numérica.

Equação de continuidade.

Sendo que a camada superficial é variável no tempo, a região sobre a qual são resolvidas as equações diferenciais é variável. Devido a isto a discretização da dimensão vertical do reservatório deve considerar as mudanças na espessura da última camada do reservatório em cada intervalo de tempo.

A metodologia utilizada foi a seguinte:

-A dimensão vertical do reservatório foi dividida em camadas de espessura Δz_i pré-determinadas, com orientação do fundo até a cota de coroamento como indica a figura 3-6.

-Com base na equação de continuidade global do reservatório dada por:

$$S_{t+1} = S_t + (Q_t - O_t) \Delta t \quad (3.49)$$

é obtido o volume ao final do intervalo de tempo.

Sendo S_{t+1} o armazenamento total do reservatório no final do intervalo de tempo (t+1); S_t o armazenamento total ao começo do mesmo intervalo de tempo e Q_t e O_t as vazões totais afluentes e efluentes ao reservatório no mesmo período.

-Conhecido o volume alcançado pelo reservatório no final do intervalo, determina-se as camadas do mesmo que têm água e são consideradas no cálculo para aquele intervalo de tempo. Calcula-se a espessura da camada superficial (denominada Δz_f) que não coincide necessariamente com a espessura de alguma das camadas predeterminadas.

-Após esse cálculo é aplicada a equação 2.28 para todas as parcelas, começando pela parcela mais profunda e lembrando que: $\partial V^0 / \partial t = 0$. para todas as parcelas com exceção da parcela superficial.

Para a camada superficial com variação no volume:

$$\partial(V^0T)/\partial t = \partial(T)/\partial t V^0 + \partial(V^0)/\partial t T =$$

$$\begin{bmatrix} t+1 & t \\ V_I & -V_I \end{bmatrix} \begin{bmatrix} t+1 & t \\ \Theta T_I & +(1-\Theta) T_I \end{bmatrix} / \Delta T + \begin{bmatrix} t+1 & t \\ T_I & -T_I \end{bmatrix} \begin{bmatrix} t+1 & t \\ \Theta V_I & +(1-\Theta)V_I \end{bmatrix} / \Delta T$$

$$(3.53)$$

Onde Θ é o parâmetro de ponderação temporal ($0 \leq \Theta \leq 1$); o índice superior associado às variáveis indica o tempo em que é avaliada a mesma e o subíndice denota a posição espacial da mesma. Assim durante o cálculo de um dado intervalo de tempo são conhecidos os valores temporais ao início (t) para qualquer posição espacial (I, I-1, I+1) e os valores iniciais e finais de todas as variáveis com exceção da temperatura da água.

-Termo das vazões de entrada e saída(2) " $(q_1 T_I - q_0 T)$ ".

$$(q_1 T_I - q_0 T) = \left\{ q_{1I} T_I - q_{0I} \begin{bmatrix} t+1 & t \\ \Theta T_I & +(1-\Theta) T_I \end{bmatrix} \right\} \quad (3.54)$$

-Termo de radiação líquida (3) " $(\frac{1}{c \rho} \int_z^{z+\Delta z} \phi_b A dz)$ ".

$$\frac{1}{c \rho} \int_z^{z+\Delta z} \phi_b A dz = \frac{1}{c \rho} \int_z^{z+\Delta z} K(T_{eq} - T) e^{-kz} A dz = \begin{bmatrix} t & t+1 & t \\ T_{eq} & -T_N & \Theta - T_N & (1-\Theta) \end{bmatrix}$$

$$\frac{(1-\gamma) K}{c \rho k} (e^{-k(H_0 - Z_{I+1})} - e^{-k(H_0 - Z_I)}) A(z) \quad (3.55)$$

-Termo convectivo (4) " $\Delta(QT)_z$ ".

$$\Delta(QT)_z = \begin{bmatrix} t+1 & t+1 \\ Q_{zI} T_I & -Q_{zI-1} T_{I-1} \end{bmatrix} \Theta + \begin{bmatrix} t & t \\ Q_{zI} T_I & -Q_{zI-1} T_{I-1} \end{bmatrix} (1-\Theta) \quad (3.56)$$

-Termo difusivo (5) "E A $\Delta(\partial T/\partial z)$ ".

$$E A \Delta(\partial T/\partial z) = \left\{ E_I \left[\begin{matrix} t & t+1 & t+1 \\ T_I & -T_{I-1} & \end{matrix} \right] \Theta + \left[\begin{matrix} t & t \\ T_I & -T_{I-1} \end{matrix} \right] (1-\Theta) \right\} \left[\frac{2 A z I}{\Delta Z_I + \Delta Z_{I-1}} \right] + \dots$$

$$\left\{ E_I \left[\begin{matrix} t & t+1 & t+1 \\ T_{I+1} & -T_I & \end{matrix} \right] \Theta + \left[\begin{matrix} t & t \\ T_{I+1} & -T_I \end{matrix} \right] (1-\Theta) \right\} \left[\frac{2 A z I+1}{\Delta Z_I + \Delta Z_{I+1}} \right] \quad (3.57)$$

Substituindo as equações 3.52 até 3.57 na equação 2.29 obtemos uma equação linear do tipo:

$$A_I T_{I-1}^{t+1} + B_I T_I^{t+1} + C_I T_{I+1}^{t+1} + E_I T_N^{t+1} = D_I \quad (3.58)$$

Onde:

$$A_I = -\Theta \left\{ \left[\frac{E_I 2 A z I+1}{\Delta Z_I + \Delta Z_{I-1}} \right] + Q_{zI-1} \right\} \quad (3.59)$$

$$B_I = V_I^t / \Delta t + \Theta \left\{ \left[\frac{E_I 2 A z I}{\Delta Z_I + \Delta Z_{I-1}} \right] + \left[\frac{E_I 2 A z I+1}{\Delta Z_I + \Delta Z_{I+1}} \right] + Q_{zI} + q_{oI} \right\} \quad (3.60)$$

$$C_I = -\Theta \left[\frac{E_I 2 A z I+1}{\Delta Z_I + \Delta Z_{I+1}} \right] \quad (3.61)$$

$$E_I = \frac{\Theta (1-\gamma) K}{c \rho k} \left(e^{-k(Ho-ZI+1)} - e^{-k(Ho-ZI)} \right) A(z) \quad (3.62)$$

$$\begin{aligned}
D_I = & T_I^t V_I^t / \Delta T + (1-\Theta) \left\{ -Q_{zI} T_I^t + Q_{zI-1} T_{I-1}^t - \left[\frac{E_{I2} A_{zI}}{\Delta Z_I + \Delta Z_{I-1}} \right] (T_I^t - T_{I-1}^t) \right. \\
& + \left. \left[\frac{E_{I2} A_{zI+1}}{\Delta Z_I + \Delta Z_{I+1}} \right] (T_{I+1}^t - T_I^t) - q_{oI} T_I^t \right\} + q_{1I} T_I^t \\
& + \left[T_{eq}^t - T_N^t (1-\Theta) \right] \frac{(1-\gamma) K}{c \rho k} (e^{-k(H_0 - Z_{I+1})} - e^{-k(H_0 - Z_I)}) A(z)
\end{aligned}
\tag{3.63}$$

As equações 3.58 ~ 3.63 são válidas para todo "I"≠1 e "I"≠N. A camada do fundo do reservatório têm o seguinte equacionamento:

$$A_1 = 0. \tag{3.64}$$

$$E_1 = 0. \tag{3.65}$$

$$B_1 = V_1^t / \Delta T + \Theta \left\{ \left[\frac{E_{12} A_{z2}}{\Delta Z_1 + \Delta Z_2} \right] + Q_{z1} + q_{o1} \right\} \tag{3.66}$$

$$C_1 = -\Theta \left[\frac{E_{12} A_{z2}}{\Delta Z_1 + \Delta Z_2} \right] \tag{3.67}$$

$$\begin{aligned}
D_1 = & T_1^t V_1^t / \Delta T + (1-\Theta) \left\{ -Q_{z1} T_1^t + \left[\frac{E_{12} A_{z2}}{\Delta Z_1 + \Delta Z_2} \right] (T_2^t - T_1^t) - q_{o1} T_1^t \right\} + q_{11} T_1^t
\end{aligned}
\tag{3.68}$$

E as equações para a camada superficial:

$$C_N = 0. \tag{3.69}$$

$$E_N = 0. \tag{3.70}$$

$$A_N = -\Theta \left\{ \left[\frac{EN \ 2 \ Azf}{\Delta Z_f + \Delta Z_{N-1}} \right] + Q_{zN-1} \right\} \quad (3.71)$$

$$B_N = \left\{ V_N^{t+1} / \Theta + V_N^t (1-\Theta) + \left[V_N^{t+1} - V_N^t \right] \Theta \right\} / \Delta T + \Theta \left\{ \left[\frac{EN \ 2 \ Azf}{\Delta Z_f + \Delta Z_{N-1}} \right] + q_{oN} \right\} +$$

$$+ \frac{\Theta K \ \gamma}{c \ \rho} A_z f + \frac{\Theta K \ (1-\gamma)}{c \ \rho \ k} \left(e^{-k(H_0 - Z_{max}^t)} - e^{-k(H_0 - Z_N^t)} \right) A_z f$$

$$D_N = \left\{ (1-\Theta) T_N^t V_N^t - \Theta T_N^t V_N^{t+1} - \left[V_N^{t+1} - V_N^t \right] (1-\Theta) T_N^t \right\} / \Delta T + \dots$$

$$+ (1-\Theta) \left\{ Q_{zN-1} T_{N-1}^t - \left[\frac{EN \ 2 \ Azf}{\Delta Z_N + \Delta Z_{N-1}} \right] (T_N^t - T_{N-1}^t) - q_{oN} T_N^t \right\} + q_{iN} T_i^t$$

$$+ \left[T_{eq}^t - T_N^t (1-\Theta) \right] \left[\frac{K \ \gamma}{c \ \rho} + \frac{K \ (1-\gamma)}{c \ \rho \ k} \right]$$

$$\left(e^{-k(H_0 - Z_{max}^t)} - e^{-k(H_0 - Z_N^t)} \right) A_z f \quad (3.72)$$

$$(3.73)$$

Aplicando a equação 3.58 para cada uma das parcelas em que foi dividido o reservatório obtemos um sistema de equações lineares com "N" incógnitas e "N" variáveis.

As condições iniciais para a solução da equação de transporte do calor consistiram em valores de temperatura da água ao longo de todas as camadas, nas simulações realizadas foram utilizados perfis térmicos observados e valores constantes de temperatura para iniciar a simulação em períodos onde se supunha que o reservatório encontrava-se desestratificado. Na discussão dos resultados obtidos será analisada em detalhe a importância das condições iniciais no

modelo.

Devido ao carácter mixto da equação 2.29, diferencial e integral ao mesmo tempo, as condições de contorno utilizadas para a solução desta equação não aparecem explicitamente. Estas se encontram colocadas implicitamente na equação e consistem em supor que o gradiente de temperaturas é nulo no fundo do reservatório: $(\partial T / \partial z)_{\text{fundo}} = 0$ e que as perdas ou ganhos de energia térmica na superfície são expressas pela equação de troca térmica: $\phi_b = K(T_{\text{eq}} - T_s)$, (eq. 3.20).

O sistema de equações lineares, decorrente da aplicação do esquema numérico à equação diferencial, para todo o domínio de simulação apresenta a particularidade de constituir uma matriz de coeficiente tri-diagonal, com a coluna de coeficientes da direita não nula. A figura 3-7 mostra esquematicamente esta matriz.

As características desta matriz, permitem o armazenamento somente dos coeficientes não nulos, mediante cinco vetores.

O algoritmo matemático utilizado para a solução deste sistema de equações foi baseado no método de Thomas [Carnahan et alii, 1975] para a solução de sistemas tri-diagonais, incluindo no mesmo uma modificação que contempla a coluna de coeficientes não nulos da direita, o algoritmo é o seguinte:

-Modificam-se os elementos das matrizes de coeficientes e de termos independentes, começando pela segunda fila das matrizes mediante as seguintes fórmulas:

$$D_I = D_I / A_I \quad B_{I-1} \quad -D_{I-1} \quad (3.74)$$

$$E_I = E_I / A_I \quad B_{I-1} \quad -E_{I-1} \quad (3.75)$$

$$C_I = C_I / A_I \quad B_{I-1} \quad (3.76)$$

$$B_I = B_I / A_I B_{I-1} - C_{I-1} \quad (3.77)$$

$$A_I = 0. \quad (3.78)$$

Sendo $I \neq N-1$ e $I \neq N$

Para $I=N-1$, as equações são as seguintes:

$$D_I = D_I / A_I B_{I-1} - D_{I-1} \quad (3.79)$$

$$C_I = C_I / A_I B_{I-1} - E_{I-1} \quad (3.80)$$

$$B_I = B_I / A_I B_{I-1} - C_{I-1} \quad (3.81)$$

$$A_I = 0. \quad (3.82)$$

E para $I=N$, as equações são as seguintes:

$$D_I = D_I / A_I B_{I-1} - D_{I-1} \quad (3.83)$$

$$C_I = C_I / A_I B_{I-1} - C_{I-1} \quad (3.84)$$

$$A_I = 0. \quad (3.85)$$

-Eliminada a diagonal inferior da matriz de coeficientes, o valor da enésima incognita é obtido por:

$$T_N^{t+1} = D_N / B_N \quad (3.86)$$

; e o valor da incognita anterior " T_{N-1}^{t+1} " é:

$$T_{N-1}^{t+1} = (D_{N-1} - T_N^{t+1}) C_I / B_I \quad (3.87)$$

;as incógnitas subsequentes são dadas por:

$$T_I^{t+1} = (D_I - T_N^{t+1} E_I - T_{I+1}^{t+1} C_I) / B_I \quad (3.88)$$

var→	1	2	3	4	5							equ	
	X	X											1
	X	X	X										2
		X	X	X									3
			X	X	X								4
.....													
							X	X	X				N-4
								X	X	X			N-3
									X	X	X		N-2
										X	X	X	N-1
											X	X	N

Figura 3-7: Matriz de coeficientes do sistema de equações, × indica os coeficientes não nulos.

Análise de estabilidade.

Lanna et alii [1977] apresentaram as condições de estabilidade para o esquema numérico adotado na solução da equação de transporte do calor (eq. 2.29); quando aplicado a equações de difusão do tipo:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = U \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \alpha \frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} \quad (3.89)$$

Onde $\alpha > 0$.. A condição de estabilidade é:

$$\Delta t \leq \frac{\Delta X^2}{(1-\theta) (2E + \Delta X U)} \quad (3.90)$$

Sendo que para $\theta = 1$. o esquema é incondicionalmente estável e para $U < 0$. existe uma condição adicional:

$$\Delta X \leq \alpha / |U| \quad (3.91)$$

A equação de transporte (2.29) apresenta algumas particularidades com relação à equação 3.89, conhecida na bibliografia como equação de Burgers, que tornam necessário realizar uma verificação da estabilidade do esquema numérico adotado.

O método utilizado foi o método de estudo da estabilidade numérica de equações diferenciais parciais lineares desenvolvido por Von Neuman [Charney et alii, 1950; O'Brien et alii, 1950; Apud Roache, 1972]. Este consiste em analisar a amplificação ou decaimento temporal de uma perturbação infinitesimal representada matematicamente por um harmônico qualquer da solução da equação diferencial expressa por uma série de Fourier finita.

Para a aplicação do método devemos eliminar as condições de contorno da equação 2.29 (pois o método é válido para uma região infinita) e a mesma deve ser linearizada, isto é, tornar os valores que multiplicam as derivadas parciais constantes ou funções do tempo ou do espaço independentes da solução da equação.

A nova equação resulta:

$$V^{\circ} \partial T / \partial t = (q_1 T_1 - q_0 T_0) + \Delta(QT)_z + E A \Delta(\partial T / \partial z) \quad (3.92)$$

Onde " V° ", " q_1 ", " q_0 " e " E " permanecem constantes no tempo, " V° " devido a que o volume é variável exclusivamente na fronteira superior do domínio da solução e o método de Von Neumann exige uma região infinita e " q_1 ", " q_0 " e " E " porque o cálculo destas variáveis incluem a utilização do perfil térmico no intervalo de tempo anterior e em consequência introduzem efeitos não lineares.

O termo de radiação é suprimido porque o cálculo do mesmo refere ao contorno superior do domínio de solução e como já foi dito o método é aplicável em regiões infinitas.

Eliminando os termos referentes à radiação, considerando todos

os incrementos espaciais iguais, as áreas iguais e as vazões de entrada e saída nulas a equação 3.58 fica:

$$A_I T_{I-1}^{t+1} + B_I T_I^{t+1} + C_I T_{I+1}^{t+1} = D_I \quad (3.93)$$

Onde:

$$A_I = -\Theta \left\{ \left[\frac{E \text{ Az}}{\Delta Z} \right] + Q_{zI-1} \right\} \quad (3.94)$$

$$B_I = V^0 / \Delta t + \Theta \left\{ 2 \left[\frac{E \text{ Az}}{\Delta Z} \right] + Q_{zI} \right\} \quad (3.95)$$

$$C_I = -\Theta \left[\frac{E \text{ Az}}{\Delta Z} \right] \quad (3.96)$$

$$D_I = T_I^t V_I^t / \Delta T + (1-\Theta) \left\{ -Q_{zI} T_I^t + Q_{zI-1} T_{I-1}^t + \left[\frac{E \text{ Az}}{\Delta Z} \right] (T_{I+1}^t - 2 T_I^t + T_{I-1}^t) \right\}$$

(3.97)

Seja τ_I^t uma solução da equação diferencial para o tempo "t" e a posição no espaço "I", a mesma pode ser expressa mediante uma série de Fourier da forma:

$$\tau_I^t = \sum_{K=-\infty}^{K=\infty} V^t e^{iK_z (I\Delta Z)} \quad (3.98)$$

pelas propriedades de linearidade, qualquer harmônico da solução é também solução da equação diferencial. Em consequência:

$$\tau_I^t = V^t e^{iK_z (I\Delta Z)} \quad (3.99)$$

É solução da equação diferencial, sendo V^t a função de

amplitude do harmônico, λ : o comprimento de onda dado por $\lambda=2\pi/k_z$; $i=\sqrt{-1}$ a base dos números complexos e $\theta=k_z \Delta z$ o ângulo de fase.

Substituindo 3.99 na equação 3.93 e operando resulta:

$$V = G \quad (3.100)$$

Onde "G" é o fator de amplificação da perturbação:

$$G = \frac{V_I^t / \Delta T - (1-\theta) \left[Q_z (1-e^{-i\theta}) + \left[\frac{E A z}{\Delta Z} \right] (2-e^{i\theta} - e^{-i\theta}) \right]}{V_I^t / \Delta T + \theta \left[Q_z (1-e^{-i\theta}) + \left[\frac{E A z}{\Delta Z} \right] (2-e^{i\theta} - e^{-i\theta}) \right]} \quad (3.101)$$

Sendo $Q_{zI} = Q_{zI+1} = Q_z$ devido à ausência de aportes na camada em estudo.

Para que o esquema numérico utilizado seja estável o método de Von Neumann exige que:

$$|G| \leq 1. \quad \forall \theta \quad (3.102)$$

Sendo G um expressão pertencente ao campo dos números complexos, o valor absoluto de G é igual ao módulo de G e igual ao quociente dos módulos das expressões do numerador e denominador da equação 3.101.

Substituindo em 3.101:

$$e^{i\theta} = \cos(\theta) + i \operatorname{sen}(\theta) \quad (3.103)$$

$$e^{-i\theta} = \cos(\theta) - i \operatorname{sen}(\theta) \quad (3.104)$$

e calculando o módulo das expressões complexas:

$$|V| = \frac{\left[\frac{V_I^T}{\Delta t} - (1-\theta) \left[Q_z (1-\cos(\theta)) + \left[\frac{E A_z}{\Delta Z} \right] 2(1-\cos(\theta)) \right] \right]^2 + (1-\theta)^2 Q_z^2 \text{sen}^2(\theta)}{\left[\frac{V_I^T}{\Delta t} + \theta \left[Q_z (1-\cos(\theta)) + \left[\frac{E A_z}{\Delta Z} \right] 2(1-\cos(\theta)) \right] \right]^2 + \theta^2 Q_z^2 \text{sen}^2(\theta)} \quad (3.105)$$

Sendo:

$$\frac{V_I^T}{\Delta t} = A \geq 0. \quad (3.106)$$

$$Q_z (1-\cos(\theta)) + \left[\frac{E A_z}{\Delta Z} \right] 2(1-\cos(\theta)) = B \quad (3.107)$$

$$Q_z^2 \text{sen}^2(\theta) = C^2 \geq 0. \quad (3.108)$$

Substituindo 3.104,105,106 na equação 3.103:

$$|V| = \frac{(A - (1-\theta)B)^2 + (1-\theta)^2 C^2}{(A + \theta B)^2 + \theta^2 C^2} = 1 + \frac{B^2 - 2B(A + \theta B) + C^2 - 2\theta C^2}{(A + \theta B)^2 + \theta^2 C^2} \quad (3.109)$$

$$\frac{B^2 - 2B(A + \theta B) + C^2 - 2\theta C^2}{(A + \theta B)^2 + \theta^2 C^2} \leq 0 \quad (3.110)$$

operando na inequação 3.110:

$$B^2 - 2B(A + \theta B) + C^2 - 2\theta C^2 \leq 0 \quad (3.110.1)$$

$$B^2 - 2B A + C^2 \leq 2\theta (C^2 + B^2) \quad (3.110.2)$$

$$\theta \geq 1/2 - B A / (B^2 + A^2) \quad (3.110.3)$$

Onde $|V| \leq 1$. para $\theta \geq 1/2$ sempre que $B \geq 0$

Análise de convergência.

Roache [1972] distingue dois tipos de convergência, a denominada "convergência de iteração" (*Iteration convergence*) e a denominada "convergência por truncamento" (*Truncation convergence*).

A convergência de iteração encontra-se associada ao conhecimento do estado de equilíbrio de um dado fenômeno físico mediante a solução numérica de uma equação diferencial. Neste caso o conceito de evolução temporal é um artifício matemático que permite, partindo de condições iniciais supostas, convergir para a solução do problema.

O critério mais usual de convergência de iteração segundo Roache [1972] diz que uma solução numérica de uma equação diferencial converge para o estado de equilíbrio o regime permanente quando a máxima diferença entre os valores correspondentes a uma iteração e os valores da solução precedente é menor que um dado valor ε ; onde ε é um número real, positivo e tão pequeno como se deseje:

$$\max_I \left| \zeta_I^{t+1} - \zeta_I^t \right| < \varepsilon \quad (3.111)$$

Já a convergência por truncamento diz respeito da aproximação entre a solução numérica e a solução analítica a medida que a discretização temporal e espacial é reduzida.

Seja ζ^t a solução analítica de uma equação diferencial; e ζ^N a solução numérica da mesma, o esquema numérico utilizado será convergente quando:

$$\lim_{\substack{\Delta t \rightarrow 0 \\ \Delta X \rightarrow 0}} \zeta^N = \zeta^t \quad (3.112)$$

No caso da solução da equação diferencial parcial de transporte

do calor é de especial interesse o conceito de convergência de iteração.

Com o objetivo de conhecer o comportamento do esquema numérico, e sua capacidade de atingir estados de equilíbrio foram realizadas simulações mantendo as condições de contorno constantes. Deste modo foi possível conhecer o perfil térmico de equilíbrio do reservatório para um conjunto fixo de variáveis exôgenas. Estas simulações significaram uma importante ferramenta para o conhecimento da influência de cada condição externa no perfil térmico do reservatório.

A figura 3-8 mostra a evolução dos perfis térmicos do reservatório de Itaipu para condições de contorno típicas da estação quente e condições iniciais completamente diferentes do perfil de equilíbrio.

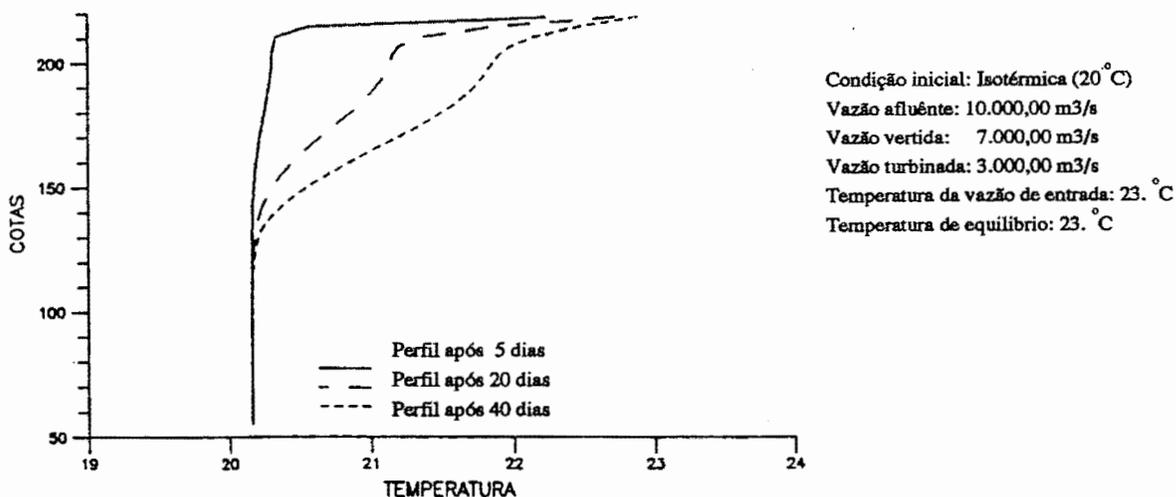


Figura 3-8: Evolução do perfil térmico do reservatório de Itaipu, com condições de contorno constantes no tempo.

Análise de precisão (Difusão numérica).

Roache [1972b] define o fenômeno de difusão numérica (denominado também "viscosidade artificial") como o erro por truncamento decorrente da utilização de certos esquemas de diferenças finitas para a solução da equação de advecção ou de advecção-difusão.

No caso do esquema de diferenças finitas adotado para a solução da equação 2.29 descrito anteriormente é possível avaliar o efeito de difusão numérica para uma versão linearizada da equação 2.29, expressa pela equação 3.92. Para maior simplicidade serão eliminados os termos de entrada/saída horizontal, considerando constante a vazão vertical "Q" e a equação diferencial será transformada numa equação diferencial clássica; assim 3.90 fica:

$$\partial T / \partial t = -U \partial T / \partial z + E \partial^2 T / \partial z^2 \quad (3.113)$$

Onde U é a velocidade vertical e E a difusão efetiva.

Aplicando o esquema de diferenças finitas descrito para $\theta = 0.5$ a equação 3.113 fica:

$$\begin{aligned} T_{i+1}^{t+1} - T_i^t = & -\alpha/2 (T_{i+1}^{t+1} - T_i^{t+1} + T_{i+1}^t - T_i^t) \dots \\ & + \beta/2 (T_{i+1}^{t+1} - 2 T_i^{t+1} + T_{i-1}^{t+1} + T_{i+1}^t - 2 T_i^t + T_{i-1}^t) \end{aligned} \quad (3.114)$$

Onde $\alpha = U \Delta t / \Delta z$ e $\beta = E \Delta t / \Delta z^2$.

Desenvolvendo em series de Taylor em torno do valor T_i^t :

$$\begin{aligned} T_{i+1}^{t+1} = & T_i^t + \partial T / \partial z \Delta z + \partial T / \partial t \Delta t + \partial^2 T / \partial t^2 \Delta t^2 / 2 + \partial^2 T / \partial z^2 \Delta z^2 / 2 + \dots \\ & \partial^2 T / \partial t \partial z \Delta x \Delta t / 2 + \dots \end{aligned} \quad (3.115)$$

$$T_1^{t+1} = T_1^t + \partial T / \partial t \Delta t + \partial^2 T / \partial t^2 \Delta t^2 / 2 + \dots \quad (3.116)$$

$$T_{1+1}^t = T_1^t + \partial T / \partial z \Delta z + \partial^2 T / \partial z^2 \Delta z^2 / 2 + \dots \quad (3.117)$$

Substituindo em 3.114 e eliminando os termos onde os incrementos Δz e Δt têm potências iguais ou superiores a dois:

$$\partial T / \partial t + \partial^2 T / \partial t^2 \Delta t / 2 = -U \partial T / \partial z + (E - U \Delta z / 2) \partial^2 T / \partial z^2 \quad (3.118)$$

Derivando 3.113 respeito da variável "t":

$$\partial^2 T / \partial t^2 = -U \partial^2 T / \partial t \partial z + \partial^3 T / \partial z^2 \partial t \quad (3.119)$$

Mudando a ordem de derivação e substituindo " $\partial T / \partial t$ " pela expressão da equação 3.113:

$$\partial^2 T / \partial t^2 = U^2 \partial^2 T / \partial t^2 - 2 U E \partial^3 T / \partial z^3 + E^2 \partial^4 T / \partial z^4 \quad (3.120)$$

Substituindo a expressão 3.120 em 3.118:

$$\partial T / \partial t = -U \partial T / \partial z + \frac{(E - U \Delta z / 2 - U^2 \Delta t / 2)}{(E^*)} \partial^2 T / \partial z^2 \quad (3.121)$$

A equação 3.121 exprime a equação diferencial que efetivamente esta sendo resolvida pelo método de diferenças finitas adotado. O termo sublinhado identificado com " E^* " é o valor de difusão efetiva realmente utilizado.

Valores de E^* negativos geram instabilidades da solução numérica. Valores negativos da velocidade vertical "U" podem reduzir o valor da difusão numérica e inclusive anular este valor. Para $U = -\Delta x / \Delta t$ o efeito de difusão numérica é nulo.

Uma método simples para avaliar a difusão numérica consiste em calcular em cada intervalo de tempo o número de Courant ($C = U \Delta t / \Delta x$) em

todo o domínio de solução, se este adota valores próximos à unidade $-1 \leq C \leq 1$. a difusão numérica torna-se desprezível. Salienta-se que o resultado desta análise é simplesmente indicativa pois outros efeitos decorrentes do carácter não-linear da solução podem manifestar-se.

4-Simulação da estratificação térmica do reservatório de Itaipu.

4-1-Descrição do reservatório em estudo.

A barragem de Itaipu, construída de forma conjunta pela República Federativa do Brasil e a República del Paraguay, se localiza sobre o rio Paraná a poucos kilometros da confluência do mesmo com o rio Iguaçu e a fronteira tripartita Brasil, Argentina e Paraguay (figura 4-1).

O objetivo da construção é a produção de energia elétrica. Atualmente a barragem é a maior produtora de hidro-energia do mundo com uma potência instalada de 12,6 milhões de kW e uma produção média anual de 79 bilhões de kW/h/ano [Itaipu, 1979].

A estrutura da barragem têm comprimento da crista de 7711.m., uma altura máxima de 185 m. e uma cota de coroamento situada a 225 m. SNM [Itaipu, 1979].

O reservatório formado pela barragem ocupa o canyon do rio Paraná e seus tribuários locais entre a barragem e os Saltos de Sete Quedas (atualmente cobertos pelas águas), configurando um corpo de água alongado na direção longitudinal e com várias ramificações devidas à inundação dos vales dos tributários.

A Área inundada pelo reservatório é de 146.000 ha. e o volume máximo normal do mesmo é de 29×10^9 m³. O rio Paraná e seus tributários até o ponto de barramento drenam uma bacia contribuinte de 820.000 km² gerando uma vazão média afluyente de 8.463m³/s. A bacia que contribue diretamente ao lago é de 20.000 km² [Itaipu, 1979].

Regime Térmico do reservatório.

O reservatório da barragem de Itaipu tem um volume relativamente pequeno em relação ao hidrograma de entrada e é operado, normalmente com apenas 0,5 m. de flutuação de níveis. O

A figura 4-1 mostra um mapa do reservatório de Itaipu; a escala é aproximada mas entre o ponto de barramento e a cidade de Guaira há uma distância de 190 km..

O regime lacustre gerado pelo reservatório começa nas proximidades das estações de amostragem identificadas pelos números 1 e 2 na vizinhança da cidade de Guaira. O local destas estações de amostragem era utilizado antigamente para medições de vazões líquidas e foram desativados devido aos efeitos de remanso do reservatório.

A estação de amostragem identificada na figura 4-1 com o número 3 corresponde à região dos antigos saltos das Sete Quedas, nesta região o reservatório atinge os 100 m. de profundidade em poucos kilometros para logo apresentar uma declividade suave até o barramento. Nesta estação começam a manifestar-se as primeiras evidências de estratificação. A figura 4-2 mostra o diagrama de linhas isotermais desta estação.

Já na estação denominada com o número 4 na figura 4-1 a estratificação térmica se encontra completamente desenvolvida, apresentando em algumas ocasiões maiores gradientes térmicos do que a estação 5 vizinha ao corpo da barragem. As figuras 4-3 e 4-4 mostram os diagramas de curvas isotermais das respectivas estações no período maio/85 a junho/86; a semelhança dos mesmos evidencia que os gradientes longitudinais de temperaturas são de uma ordem de magnitude inferior aos gradientes verticais e o corpo central do reservatório apresenta uma estratificação térmica importante.

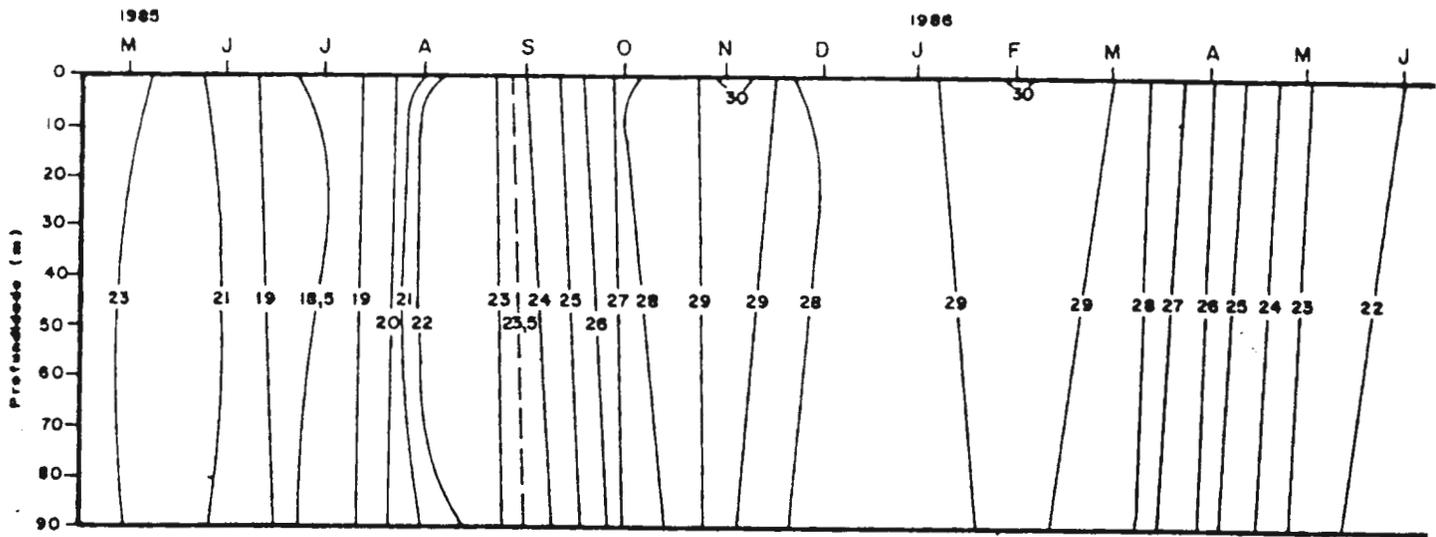


Figura 4-2:Linhas Isotermias-Estação 3.Fonte: Brunkow et alii, [1987]

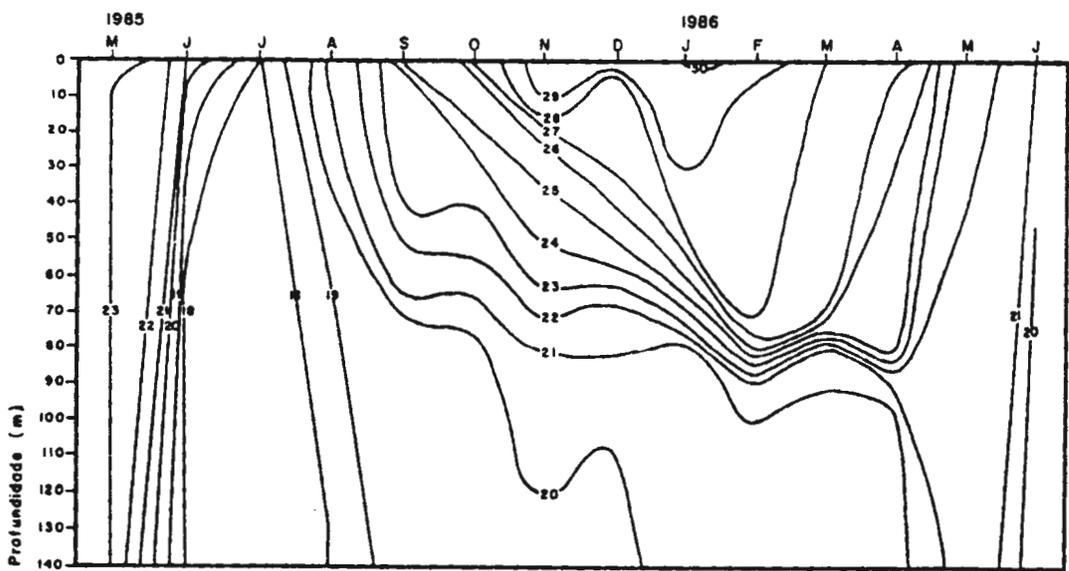


Figura 4-3 Linhas Isotermias-Estação 4.Fonte:Brunkow et alii, [1987]

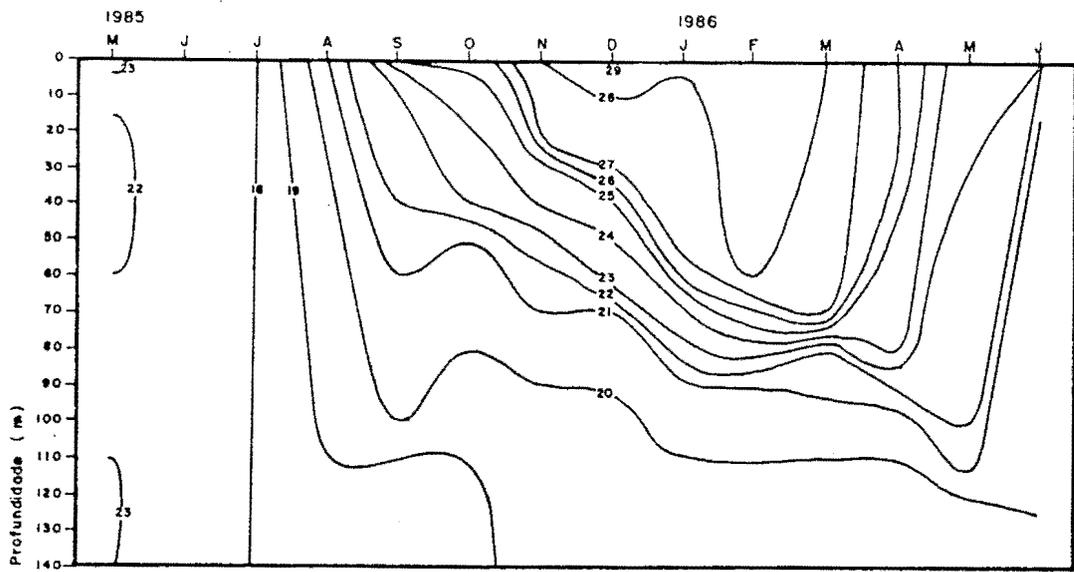


Figura 4-4 Linhas Isotermiais-Estação 5.Fonte:Brunkow et alii, [1987]

Outra variável de qualidade da água como o oxigênio dissolvido apresentam estratificações similares. As figuras 4-5 e 4-6 mostram as curvas de iso-percentagens de saturação do oxigênio dissolvido nas estações 4 e 5. Novamente se evidencia a preponderância dos gradientes verticais da variável em relação às variações longitudinais.

As evidências apresentadas acima permitiram concluir que o regime térmico do reservatório de Itaipu é susceptível de ser simulado mediante técnicas unidimensionais verticais e por conseguinte o modelo desenvolvido pode ser aplicado ao mesmo.

Nos ítems seguintes são apresentados os pontos relevantes na aplicação do modelo e os resultados obtidos.

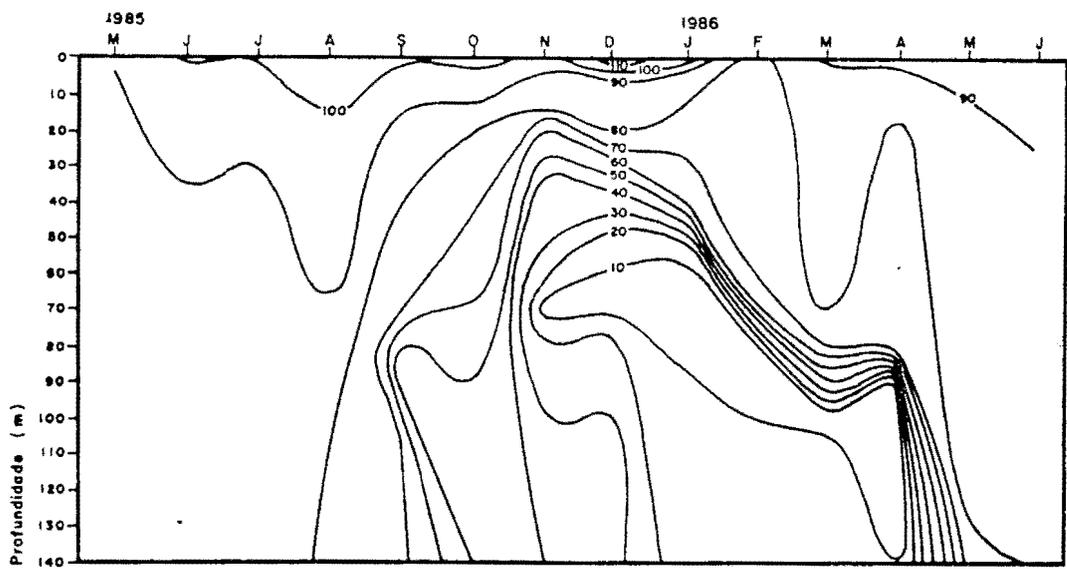


Figura 4-5: Isolinhas de percentagem de saturação do oxigênio dissolvido.-Estação 4 Fonte:Brunkow et alii, [1987]

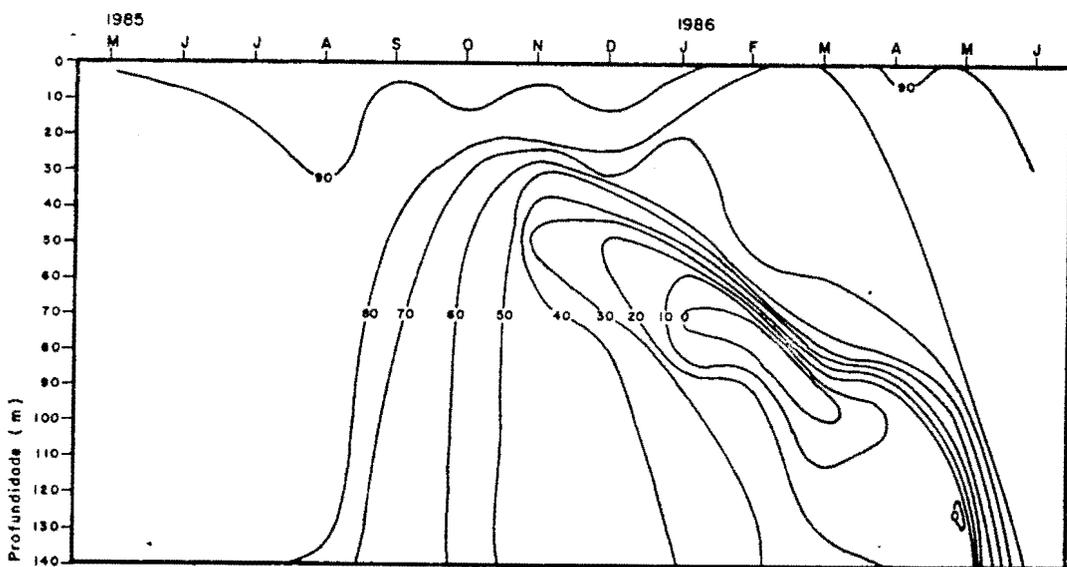


Figura 4-6: Isolinhas de percentagem de saturação do oxigênio dissolvido.-Estação 5 Fonte:Brunkow et alii, [1987]

4-2-Tratamento das variáveis de entrada ao modelo.

A aplicação do modelo desenvolvido consistiu na simulação da estratificação térmica do reservatório formado pela barragem de Itaipu no período 7/1985-12/1988, este período foi escolhido em virtude da maior disponibilidade de dados.

Normalmente não se dispõe de observações de todas as variáveis hidro-meteorológicas necessárias para a aplicação de um modelo de estratificação térmica.

Recorre-se ao cálculo indireto das mesmas, ou a utilização de dados de outros locais relativamente afastados da região do corpo de água em estudo. Esta tarefa deve ser extremamente cuidadosa, pois das veracidade das suposições e aproximações realizadas dependerá a confiabilidade dos resultados obtidos com o modelo. A seguir são descritas as técnicas utilizadas para o tratamento das variáveis de entrada ao modelo.

Morfologia do reservatório.

Os dados morfológicos utilizados para a aplicação do modelo ao reservatório de Itaipu foram:

-Curvas Cota-Área-Volume.

Estas curvas foram obtidas com base nas tabelas de Cota-Área-Volume do projeto da barragem de Itaipu [Itaipu,1970], aos fins de tornar mais eficiente o código executável do modelo foram ajustadas funções analíticas às mesmas, assim:

$$A(z) = A_{\max} \left[\frac{H_k (Z-Z_0)}{(Z_{\max} - Z_0)} \right]^\beta \quad (4.1)$$

-Cota da soleira do vertedouro e localização das tomadas de turbinas (cota e largura das mesmas).

Cota da soleira do vertedouro: $C_v = 200$. [m]

Cota da tomada de turbinas: $C_T = 190$. [m]

Largura da zona de turbinas: $L_T = 1000$. [m]

A figura 4-7 mostra perfis da barragem de Itaipu correspondentes à região de vertedouros e tomadas de Turbinas.

Variáveis do modelo de troca térmica:

Radiação.

A observação 'in situ' da radiação solar que atinge a superfície da terra é realizada mediante dois tipos de aparelhos, denominados pireliômetros e piranômetros.

O primeiro aparelho mede exclusivamente a radiação de onda curta incidente no local, fazendo uso de uma célula foto-sensível orientada para o céu.

O segundo aparelho mede radiação global incidente na superfície terrestre, incluindo quase todo o espectro eletromagnético. O elemento sensível deste aparelho consiste numa série de placas metálicas de cores com alta reflexão e baixa reflexão, que sofrem dilatação diferente, este foi o tipo de aparelho disponível na estação meteorológica do reservatório de Itaipu.

As equações apresentadas no item 3-2 avaliam indiretamente o termo q_a (Radiação incidente de onda longa na superfície). A utilização de dados de piranógrafo leva a considerar as radiações incidentes na superfície, tanto de onda longa como de onda curta, dadas pelo valor observado neste aparelho.

Para o reservatório de Itaipu foram utilizados como dados de radiação incidente na superfície os valores diários de radiação obtido mediante este aparelho.

A figura 4-8 mostram a série histórica desta variável.

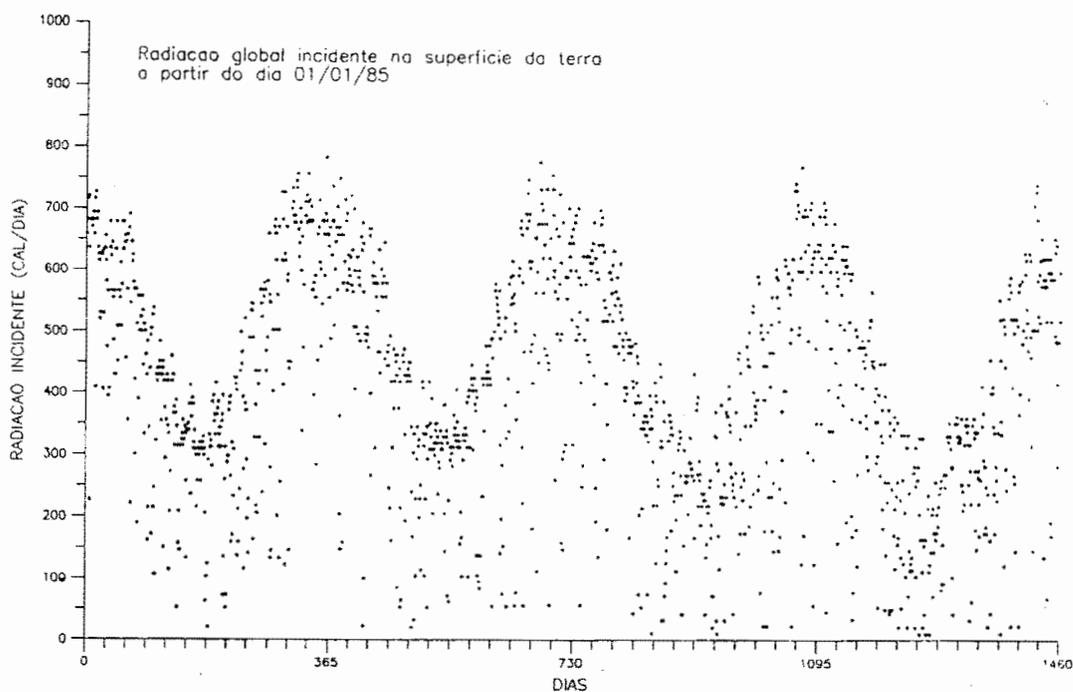


Figura 4-8: Dados de Radiação no reservatório de Itaipu.

Temperatura média diária do ar.

Esta variável não apresentou maiores dificuldades; é normal nas estações meteorológicas a coleta de faixas de termógrafo que permitem o cálculo de valores de temperatura média do ar ponderadas.

Neste estudo as temperaturas médias do ar foram obtidas com base em dados de termógrafos. A figura 4-9 mostram a série histórica desta variável.

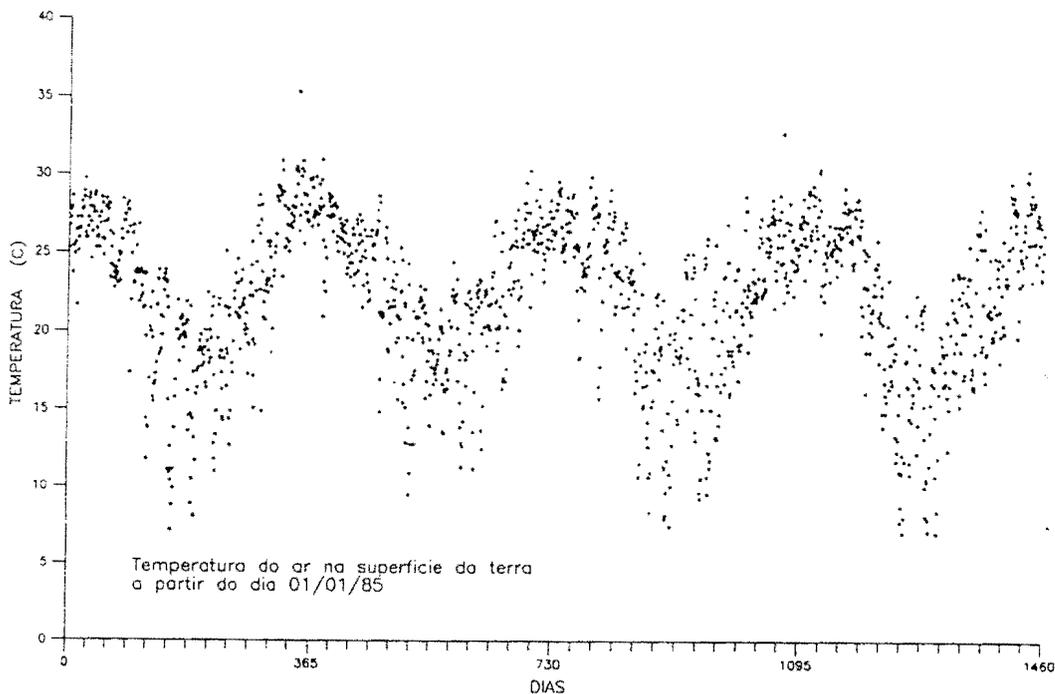


Figura 4-9: Dados de Temperatura média diária do ar no reservatório de Itaipu.

Umidade relativa do ar.

Normalmente nas estações meteorológicas dispõe-se de dados de umidade relativa obtidos com base em registros de higrógrafos que têm como elemento sensível cabelos humanos ou fibras vegetais. No estudo do reservatório de Itaipu se disponha de dados obtidos mediante um higrógrafo deste tipo.

Algumas observações de temperatura de termômetros de bulbo úmido e seco permitiram fazer a verificação destes dados e comprovaram-se diferenças não significativas atribuídas à precisão do higrógrafo, tendo em vista que a medição de umidade do higrógrafo representa uma medida indireta e seu elemento sensível pode apresentar falhas de calibração ou devidas a envelhecimento do elemento sensível.

A umidade relativa do ar é utilizada nos algoritmos de balanço térmico para obter a tensão de vapor existente no ar, e indiretamente para o cálculo da temperatura do ponto de orvalho. As relações utilizadas para o cálculo destas magnitudes foram as seguintes :

Tensão de vapor de saturação.

$$e_s = 6.1 \cdot 10^{[7.45T_a / (235. + T_a)]} \text{ [mb]} \quad (4.3)$$

Tensão de vapor real.

$$e_a = RH / 100. e_s \text{ [mb]} \quad (4.4)$$

Temperatura do ponto de orvalho (T_w), definida implicitamente pela relação psicrométrica:

$$e_a = e_s(T_w) - \gamma (T_a - T_w) \quad (4.5)$$

onde:

$$e_s(T_w) = 6.1 \cdot 10^{[7.45T_w / (235. + T_w)]} \text{ [mb]} \quad (4.6)$$

A figura 4-10 apresenta os dados de umidade relativa utilizados nas simulações de perfis térmicos no reservatório de Itaipu.

Velocidade do vento.

Os dados de velocidade do vento utilizados para o cálculo da energia térmica gasta por evaporação no corpo de água e para o cálculo da capacidade de mistura devida ao vento foram coletados mediante anemógrafo à altura de 10 mts. na estação meteorológica de Itaipu. Os valores correspondem a médias diárias da variável.

A figura 4-11 apresenta os dados de velocidade do vento utilizados na simulação.

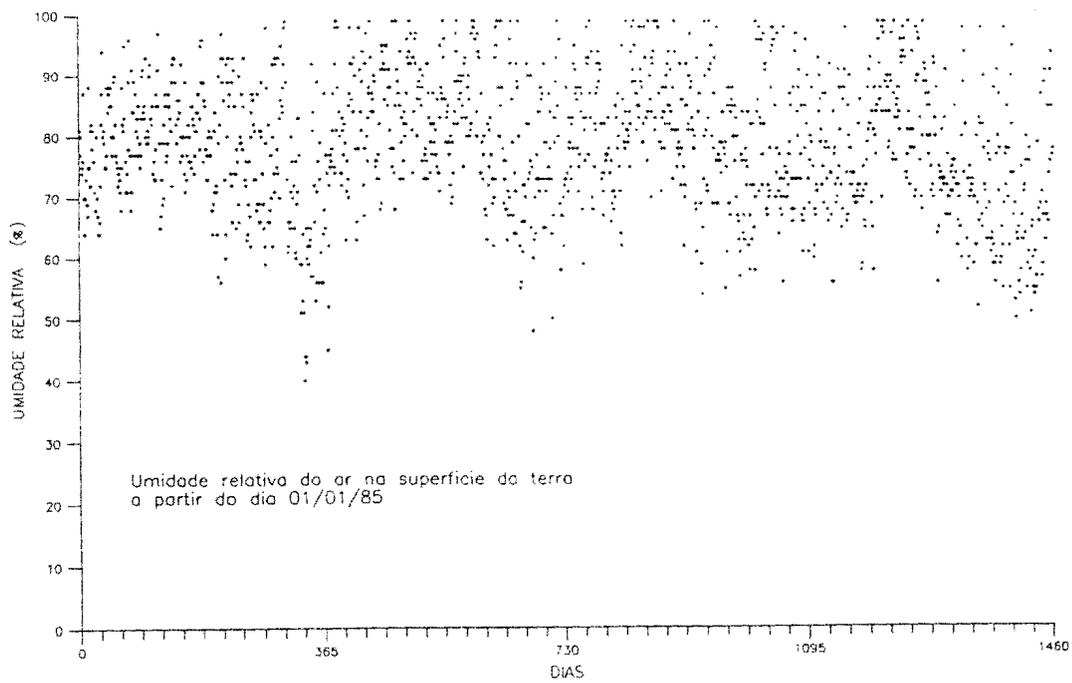


Figura 4-10: Dados de umidade relativa no reservatório de Itaipu.

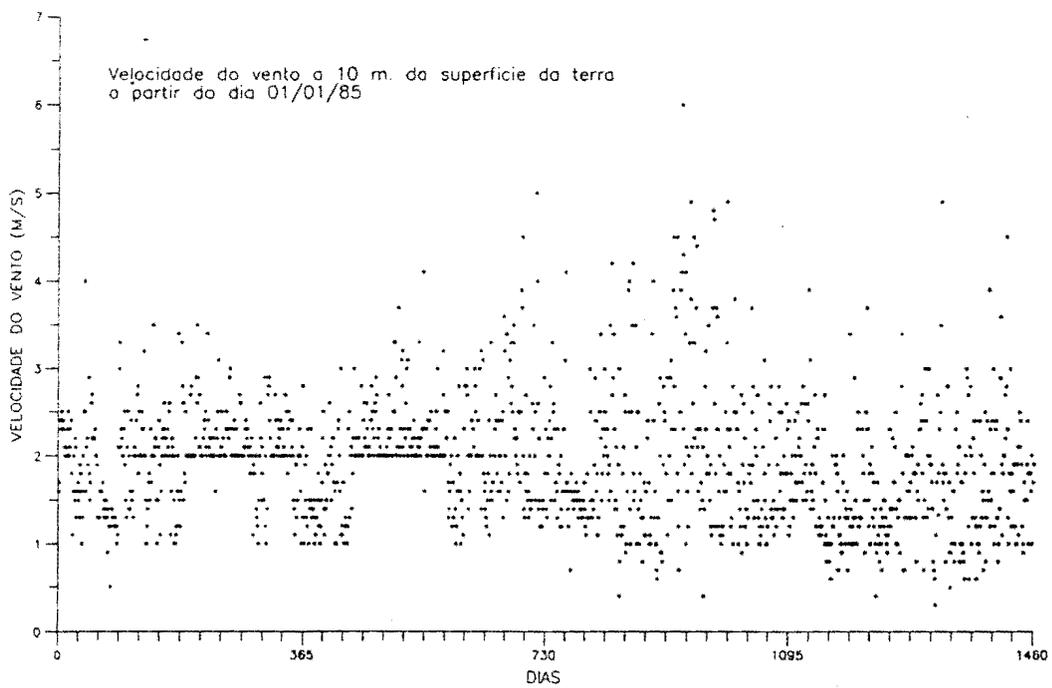


Figura 4-11: Dados de velocidade do vento na estação meteorológica de Itaipu.

Tratamento das vazões afluentes e efluentes reservatório de Itaipu.

Os dados de vazões afluentes, turbinadas e vertidas no reservatório de Itaipu foram fornecidos pela equipe da Itaipu Binacional. As vazões turbinadas e vertidas foram calculadas com base nos dados de níveis na barragem e as correspondentes curvas chave, os dados de vazões afluentes foram calculados indiretamente utilizando a equação de continuidade. Todos os dados utilizados foram médios mensais. As tabelas seguintes mostram as vazões utilizadas na simulação.

A obtenção de valores para intervalos de tempo menores, em particular de valores diários de vazão, foi realizada mediante interpolação linear dos valores médios mensais, considerando que estes correspondem ao dia 15 de cada mes. Esta aproximação não permite simular as variações rápidas de vazão afluente ao reservatório como consequência de cheias na bacia intermediária do reservatório.

VAZÕES AFLUENTES AO RESERVATÓRIO DE ITAIPU - MÉDIAS MENSAIS - M

MES	1985	1886	1987	1988
JANEIRO	11205.	8438.	8059.	11749.
FEVEREIRO	17435.	10629.	12042.	12035.
MARÇO	15532.	10237.	10124.	14099.
ABRIL	13294.	9331.	10387.	11589.
MAIO	11889.	10584.	14808.	12088.
JUNHO	10072.	9130.	12733.	11871.
JULHO	9701.	9217.	10214.	8981.
AGOSTO	9247.	9425.	8776.	8835.
SETEMBRO	9191.	9458.	8632.	8861.
OUTUBRO	9031.	8276.	9535.	8759.
NOVEMBRO	8701.	8271.	11896.	8665.
DEZEMBRO	8452.	9118.	10442.	7904.

Figura 4-12 Tabela de vazões afluentes médias mensais em Itaipu.

VAZÕES VERTIDAS PELO RESERVATORIO DE ITAIPU - MÉDIAS MENSAIS - M³/s

MES	1985	1886	1987	1988
JANEIRO	11193.	7027.	4075.	7948.
FEVEREIRO	17232.	8886.	8692.	8646.
MARÇO	15042.	8235.	6690.	10899.
ABRIL	12391.	7481.	6911.	7241.
MAIO	11727.	8465.	11699.	8188.
JUNHO	9639.	6493.	9505.	8302.
JULHO	9289.	6653.	7108.	4936.
AGOSTO	8208.	6739.	4304.	4161.
SETEMBRO	8546.	7443.	3964.	5455.
OUTUBRO	7326.	6401.	5458.	2237.
NOVEMBRO	7515.	5337.	7288.	4368.
DEZEMBRO	7244.	5837.	5232.	3128.

Figura 4-13: Tabela de vazões vertidas médias mensais em Itaipu.

VAZÕES TURBINADAS NO RESERVATORIO DE ITAIPU - MÉDIAS MENSAIS -

MES	1985	1886	1987	1988
JANEIRO	108.	1397	3748.	3860.
FEVEREIRO	253.	1715	3438.	3383.
MARÇO	469.	1962	3390.	3200.
ABRIL	821.	1952	3517.	4166.
MAIO	300.	2080	3207.	3434.
JUNHO	325.	2605	3120.	3626.
JULHO	447.	2569	3233.	4129.
AGOSTO	1039.	2725	4409.	4635.
SETEMBRO	1268.	2535	4667.	5008.
OUTUBRO	1081.	2743	4027.	4878.
NOVEMBRO	1196.	2748	4620.	4480.
DEZEMBRO	1247.	3218	5177.	4693.

Figura 4-14: Tabela de vazões turbinadas médias mensais em Itaipu.

Temperatura da vazão afluyente ao reservatório de Itaipu.

A temperatura da vazão afluyente ao reservatório é a variável de entrada de maior importância. O período simulado contava com observações de temperatura da água nas estações 1 e 2 da figura 4-1 com uma frequência mensal, incluindo algumas falhas.

Estes dados foram desagregados diariamente mediante interpolação linear seguindo o mesmo critério utilizado para a vazão afluente ao reservatório.

Esta aproximação exprime com qualidade relativa as temperaturas das afluições provenientes do rio Paraná mas não permitem simular o fluxo de energia térmica proveniente da bacia intermediária do reservatório.

A figura 4-15 apresenta o gráfico de temperaturas afluentes obtido mediante interpolação linear.

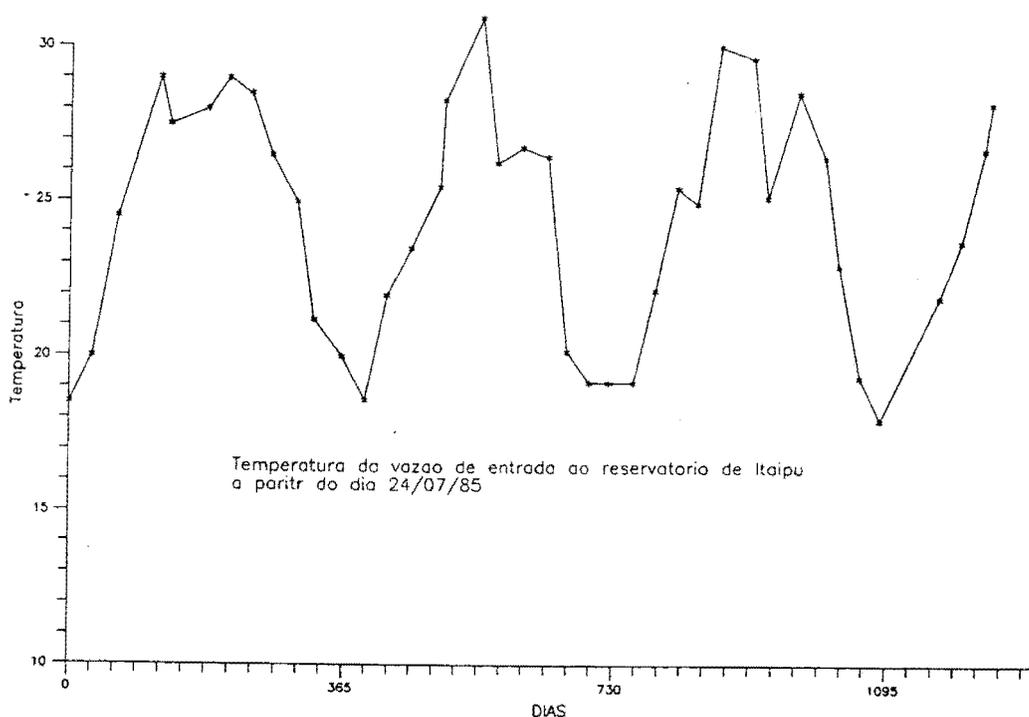


Figura 4-15: Dados de temperaturas das vazões afluentes ao reservatório de Itaipu.

Perfis Térmicos do Reservatório.

A observação de perfis térmicos em diversas estações (identificadas no mapa da figura 4-1) tem uma frequência mensal, apresentando o menor número de falhas durante o período 85/88. Esta tarefa é realizada pelo corpo técnico da SUREHMA do estado de Parana.

Os perfis observados da estação 5, vizinha ao corpo da barragem são apresentados junto aos gráficos dos perfis térmicos calculados no ítem 4-4. Como já foi apresentado no ítem 4-1 tanto a estação 5 como a estação 4 são representativas do comportamento térmico do corpo central do reservatório.

4-3-Estudo de sensibilidade dos parâmetros do modelo.

Podemos identificar dois tipo de parâmetros no modelo de estratificação térmica desenvolvido. Num sentido estrito do conceito habitualmente utilizado de "parâmetros" o modelo possui cinco (5) parâmetros; a saber:

- a)A variância da distribuição vertical das vazões de entrada σ_1 , apresentada na equação 3.28.
- b)A largura efetiva da região pela qual a vazão de saída é retirada; variável que permite avaliar a vazão unitária interviniente na equação 3.30.
- c)O coeficiente da equação de energia cinética devida ao vento " C_D ", apresentado na equação 3.42.
- d)Os coeficientes de penetração da energia solar no meio aquático " k " e " γ " apresentados nas equações 3.25 e 3.26.
- e)O coeficiente de difusão efetiva E apresentado na equação de

transporte de calor (2.29).

A partir de uma perspectiva mais ampla, podemos considerar também parâmetros do modelo os procedimentos de cálculo das variáveis de entrada ao mesmo como o fluxo líquido de energia e a distribuição de vazões de entrada.

Durante o desenvolvimento do modelo foram testadas variantes das metodologias apresentadas para o cálculo das variáveis de entrada ao modelo. Estas foram descartadas por não apresentarem bons ajustes com os perfis térmicos observados.

Considerações sobre as metodologias para o cálculo das variáveis de entrada.

Fluxo líquido de energia térmica.

O fluxo líquido de energia térmica foi calculado mediante a metodologia de Edinger e de Kok. O método de Edinger apresentou alguns valores irreais da temperatura de equilíbrio, isto levou a adotar o método de Kok que apresentou melhor performance em condições climáticas de alto teor de umidade como são as da região de Itaipu.

Resulta difícil identificar com precisão os efeitos na variação da temperatura de equilíbrio com base nas simulações realizadas devido às interrelações existentes entre as metodologias de cálculo utilizadas e outras componentes do modelo. Temperaturas de equilíbrio maiores implicam em maior aquecimento superficial e em consequência uma redução da capacidade de mistura do vento; isto gera perfis térmicos com epilimnios pequenos e termoclinas bem marcadas.

Por outro lado maiores aquecimentos superficiais deslocam para baixo o ponto central da distribuição de vazões de entrada produzindo maior mistura e em consequência uma rápida remoção da camada superficial que sai pelo vertedouro.

Estes dois efeitos contrários se compensam gerando um perfil térmico onde resulta difícil atribuir a importância que cada componente do modelo possui na configuração do mesmo.

Distribuição vertical das vazões de entrada e saída.

A configuração morfológica do reservatório de Itaipu, constituído principalmente por um extenso e profundo canyon formado pelo leito do rio Paraná entre o ponto de barramento e a cascata de Sete Quedas (atualmente submersa) e as elevadas vazões afluentes durante a maioria do tempo levaram a supor inicialmente que o fluxo de entrada comportava-se como um "Jet" puro (com efeitos de empuxo desprezíveis) não atingindo a região inferior do reservatório.

A comparação de perfis térmicos simulados com perfis observados demonstraram que a posição do ponto central da distribuição de vazões de entrada é controlada pela relação entre a temperatura da vazão de entrada e o perfil térmico do reservatório, apresentando características similares às descritas no fenômeno denominado na bibliografia como "Buoyant Jets"; isto é, com importantes efeitos dispersivos devidos à energia cinética da vazão de entrada mas conservando o efeito de empuxo devido às diferenças densimétricas.

Com relação às retiradas seletivas evidenciou-se também que este tipo de fenômeno ocorre no reservatório de Itaipu e que o gradiente térmico controla a espessura da camada que contribui para as vazões efluentes.

Considerações sobre os parâmetros do modelo.

A simulação numérica de perfis térmicos do reservatório de Itaipu apresentou-se moderadamente sensível às variações dos parâmetros do modelo. Não sendo identificada nenhuma situação onde mudanças graduais dos parâmetros do modelo representassem grandes modificações nos perfis térmicos.

Como já foi exposto anteriormente em alguns casos resulta difícil identificar o efeito da mudança no valor de um parâmetro devido à interdependência existente entre as diversas componentes do modelo. O análise do efeito na mudança dos parâmetros utilizados na equação de transporte de energia apresentou melhor visualização e por conseguinte foi possível controlar melhor o comportamento dos mesmos. Já os parâmetros do algoritmo de mistura devida ao vento apresentam maiores dificuldades devido à interdependência que inclui fortes não-linearidades.

A seguir serão discutidos os comportamentos identificados para os cinco parâmetros do modelo.

Variância da distribuição vertical das vazões de entrada σ_1 e Largura efetiva da região pela qual a vazão de saída é retirada.

A ordem de grandeza da variância da distribuição de entrada foi estimada com base na profundidade do rio Paraná nas cercanias da cidade de Guaira, local a partir do qual há evidência do início do comportamento lacustre do sistema.

Na entrada ao reservatório o perfil de velocidades tem a extensão correspondente à profundidade do rio (aproximadamente 20-40m.); o fenômeno de penetração desta vazão no corpo do reservatório faz com que o perfil adote uma distribuição de tipo gaussiano que, devido ao elevado froude densimétrico da vazão de entrada (sempre superior a 1000.), sofrerá uma importante expansão que pode chegar a duplicar este valor.

Temos assim um perfil de distribuição da vazão de entrada de uma extensão de 40-100 mts., considerando que 95% da vazão penetra no reservatório naquela faixa:

$$40. \leq \sigma_1 \cdot 2 \cdot 1.98 \leq 100 \text{ m.}$$

$$100. \leq \sigma_1^2 \leq 625. \text{ m}^2$$

A largura efetiva pela qual é retirada a vazão turbinada é da ordem de 1000. m. e corresponde ao comprimento do trecho da barragem que dispõe de turbinas. Não obstante, na prática este valor é continuamente modificado pela entrada e/ou saída de operação de alguma das 18 turbinas que a barragem possui.

Estes dois parâmetros controlam principalmente o sentido da vazão vertical. Quando a distribuição de vazões de entrada têm seu ponto máximo na superfície (vazão de entrada com temperaturas maiores do que as do reservatório) ou na região superior do reservatório (profundidades menores que o eixo da tomada de água das turbinas, valores reduzidos de σ_1 produzem um fluxo predominantemente descendente no reservatório e valores maiores de σ_1 um fluxo predominantemente ascendente.

Um fluxo vertical ascendente tende a homogeneizar o reservatório erodindo a termoclina existente e reduzindo a estratificação.

Um fluxo vertical descendente representa um aprofundamento da termoclina e um aumento da estratificação.

De modo geral valores de σ_1^2 que produzem fluxos descendentes, ou com variação de sinal ainda na região que apresenta vazões de saídas não nulas representaram melhor os perfis térmicos observados.

Supõe-se que o fluxo num reservatório com as características do estudado apresente predominância de fluxos verticais descendentes.

Coeficiente da equação de energia cinética devida ao vento "C_D".

A predominância do transporte de energia térmica devido à advecção dificultou a identificação dos efeitos de mistura devidos ao

vento. Para este parâmetro foram adotados valores recomendados na bibliografia.

Durante os períodos de desestratificação ou de gradientes térmicos reduzidos (2-3 °C entre superfície e fundo do reservatório) foram identificados os efeitos mais importantes de mistura devida ao vento. O restrito número de perfis observados com estas características não permitiram conhecer a sensibilidade deste parâmetro.

Coeficientes de penetração da energia solar no meio aquático "k" e "γ".

Os coeficientes de penetração da energia solar no meio aquático dependem do comprimento de onda da mesma; a faixa visível do espectro de energia penetra escassos centímetros no corpo de água quando há uma importante presença de sedimentos em suspensão, já a faixa do espectro de comprimentos de onda longa consegue atingir profundidades maiores.

Observações de penetração de luz solar mediante o aparelho denominado Disco de Secchi indicaram penetrações da luz solar da ordem de 2.0 m.. Assim, foram adoptados valores de $\gamma=0$.e $1 \leq k \leq 4$.; isto equivale a dizer que a parcela de energia térmica acumulada no primeiro metro do corpo de água varia entre 63% e 99% do total de energia térmica recebida pelo reservatório.

O efeito de maior importância identificado com relação a este parâmetro foi o seguinte: valores maiores de "k" produzem menores aquecimentos globais no reservatório, isto se deve a que a parcela superior do reservatório se encontra continuamente submetida à renovação devido as retiradas de vazão operadas pelo vertedouro.

Coeficiente de difusão efetiva "E".

A estimativa de um valor para este parâmetro deve levar em conta o fenômeno de difusão numérica decorrente da solução da equação de transporte de calor mediante um esquema de diferenças finitas.

Durante as simulações dos perfis térmicos do reservatório de Itaipu manteve-se o valor da difusão efetiva constante ($E=0.00001 \text{ m}^2/\text{s}$); para a maioria dos intervalos de tempo o número de Courant ($C=U\Delta t/\Delta x$) se manteve em valores próximos da unidade $-1 \leq C \leq 1$. e, em consequência, a difusão numérica tornou-se desprezível (da ordem de $10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}$). Já durante o começo dos períodos de desestratificação, onde a vazão afluyente apresenta temperaturas inferiores às do reservatório, a circulação vertical do mesmo é no sentido ascendente e o número de Courant atingem valores superiores a 1000. (principalmente na região inferior do reservatório). Nestes curtos períodos os efeitos da difusão numérica podem ser importantes. Durante as simulações não foram identificados comportamentos que indicassem instabilidades numéricas.

4-4-Calibração do modelo e discussão dos resultados.

A calibração do modelo visou inicialmente à verificação dos valores dos parâmetros estimados "a priori" segundo as características do reservatório de Itaipu e, em segundo lugar, explorou as faixas factíveis de variabilidade dos parâmetros.

Molinas e Tucci [1990] apresentaram uma simulação de perfis térmicos do reservatório de Itaipu utilizando o mesmo modelo e considerando variações temporais e espaciais dos parâmetros, em particular do coeficiente de difusão efetiva (E) da equação de transporte de calor e da variância da distribuição de vazões de entrada (σ_1^2). Estas variações mostraram-se coerentes com as bases teóricas do modelo e, em termos gerais, seguem os conceitos

discutidos no capítulo 3.

O número de perfis observados (num total de 37 na estação denominada "5" durante um período de três anos e meio) fazem com que a adoção de parâmetros variáveis temporal ou espacialmente facilite significativamente a calibração do modelo e, em alguns casos, supra deficiências nas variáveis de entrada do mesmo.

Com o objetivo de submeter o modelo a situações mais exigentes foram adotados valores fixos dos parâmetros, mesmo naqueles que tinham manifestado relações funcionais com as variáveis de entrada. Isto atende a uns dos objetivos do trabalho: verificar a adaptabilidade do modelo para a simulação de perfis térmicos de reservatórios que não dispõem de dados para calibração.

O intervalo de tempo de todas as simulações foi de um dia ($\Delta t=86400s.$); isto obedeceu ao fato de que se dispunha de dados meteorológicos médios diários e dados fluviométricos mensais que foram desagregados diariamente. Intervalos de tempo maiores (5 dias, 10 dias, 15 dias) filtram os fenômenos meteorológicos de altas frequências, responsáveis pelas mudanças rápidas dos perfis térmicos do reservatório e por conseguinte representariam uma perda de informação importante. Intervalos de tempo menores que o dia teriam sido mais adequados caso se dispusesse de informações meteorológicas desagregadas temporalmente que permitem simular o ciclo térmico diário e a ocorrência de ventos de grande intensidade e curta duração.

Mantido constante o intervalo de tempo, o controle do número de Courant foi realizado em todos os casos variando a discretização espacial. Foram realizadas simulações com $\Delta z= 0.25, 0.50, 1., 2.$ e $4.m.$ não sendo observada uma dependência importante da resposta do modelo à discretização espacial. Observou-se que discretizações espaciais mais detalhadas apresentaram em alguns perfis aquecimentos maiores na superfície, isto é causado pelo uso de valores elevados

da constante "k" de extinção do fluxo líquido de calor no meio aquático.

Nas figuras das páginas seguintes são apresentadas duas séries de perfis térmicos observados e calibrados para 37 dias entre agosto de 1985 e dezembro de 1988.

A simulação denominada "S3" teve os seguintes parâmetros:

- a) A variância da distribuição vertical das vazões de entrada $\sigma_1^2 = 150. \text{m}^2$.
- b) A largura efetiva da região pela qual a vazão de saída é retirada; $L = 1500. \text{m}$.
- c) O coeficiente da equação de energia cinética devida ao vento " C_D ", segundo a equação 3.42.
- d) Os coeficientes de penetração da energia solar no meio aquático $k = 4$. e $\gamma = 0$.
- e) O coeficiente de difusão efetiva $E = 0.00001 \text{ m}^2/\text{s}$.
- f) O intervalo de tempo foi: $\Delta t = 86400. \text{ s}$. e a discretização espacial foi: $\Delta z = 4 \text{ m}$.

A simulação denominada "S5" modifica os seguintes parâmetros:

- a) A variância da distribuição vertical das vazões de entrada $\sigma_1^2 = 500. \text{m}^2$.
- b) A largura efetiva da região pela qual a vazão de saída é retirada; $L = 1000. \text{m}$.
- f) O intervalo de tempo foi: $\Delta t = 86400. \text{ s}$. e a discretização espacial foi: $\Delta z = 1 \text{ m}$.

Permanecendo os outros parâmetros com o mesmo valor da simulação denominada "S3":

c)O coeficiente da equação de energia cinética devida ao vento " C_D ", segundo a equação 3.42.

d)Os coeficientes de penetração da energia solar no meio aquático $k=4$. e $\gamma=0$.

e)O coeficiente de difusão efetiva $E=0.00001 \text{ m}^2/\text{s}$.

Estas duas séries de perfis térmicos foram selecionadas porque apresentaram os melhores ajustes. O critério de avaliação do "melhor ajuste" foi por comparação; foram enfatizados os seguintes aspectos:

-Minimizar o número de perfis calculados com comportamentos totalmente diferente dos perfis observados (por exemplo perfil simulado estratificado e perfil observado isotermal).

-Priorizar a simulação de tendências no comportamento dos perfis térmicos com relação à simulação de valores exatos de temperatura à dada profundidade.

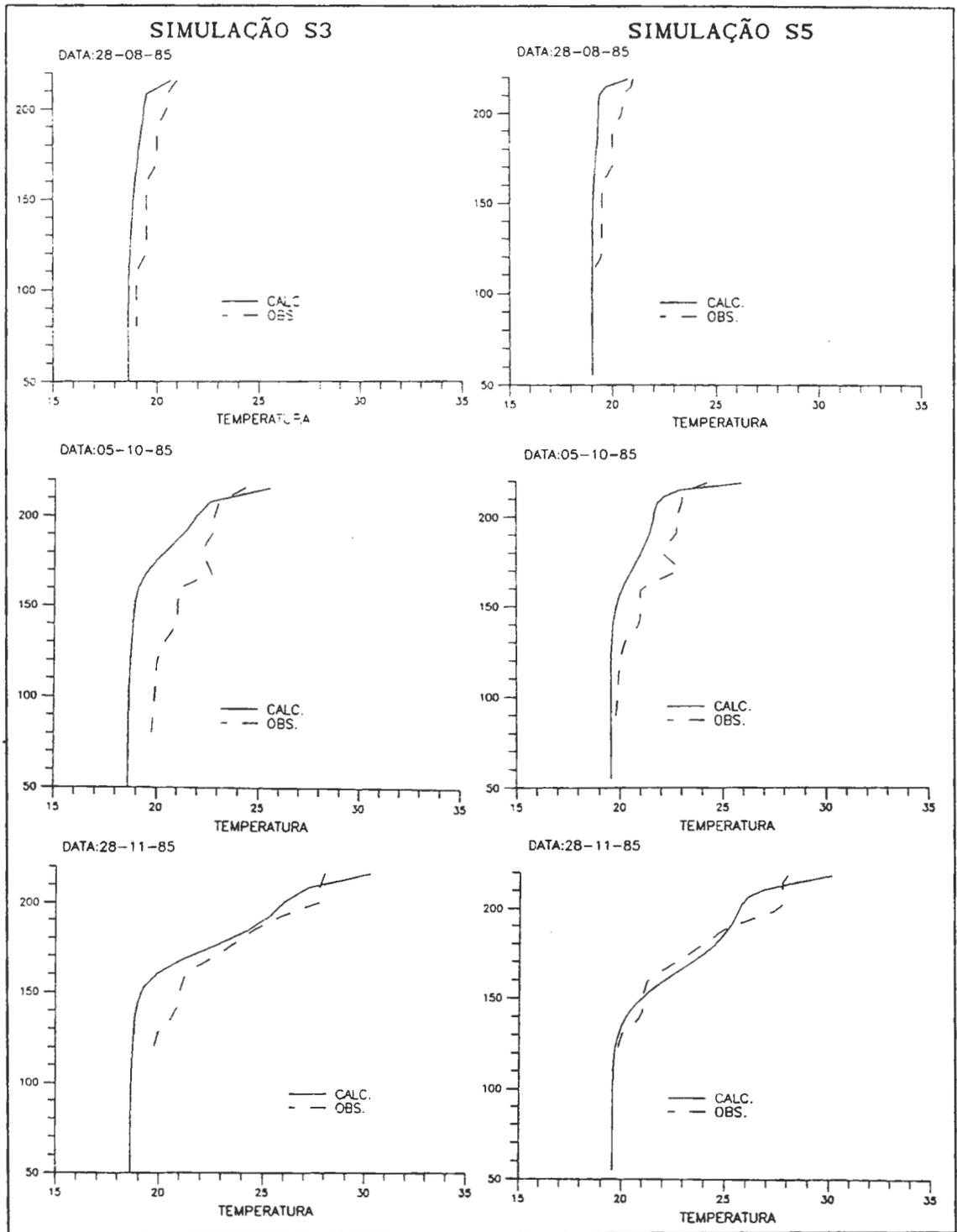


Figura 4-16: Perfis Térmicos observados e simulados na estação 5 do Reservatório de Itaipu

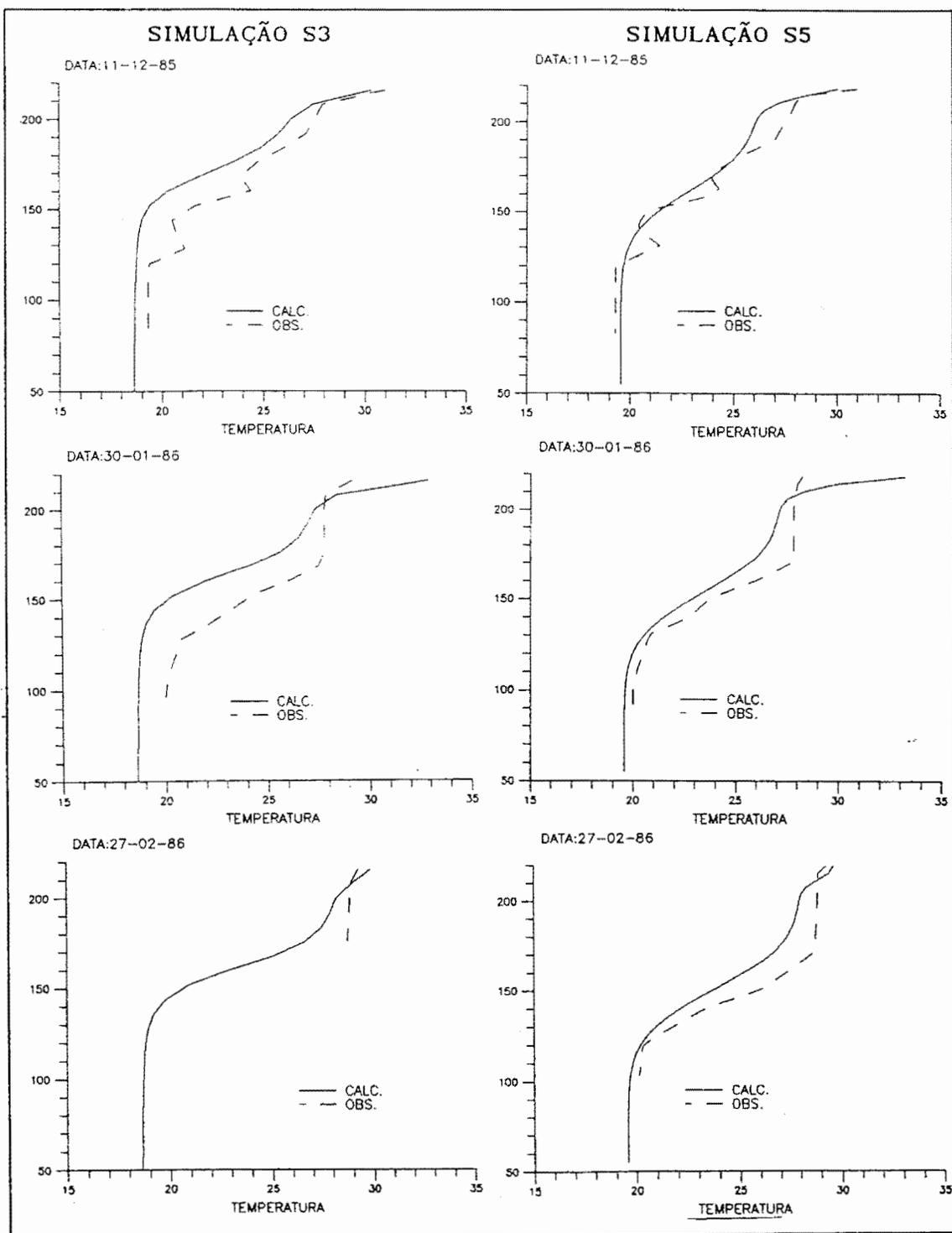


Figura 4-16 (cont): Perfis Térmicos observados e simulados na estação 5 do Reservatório de Itaipu

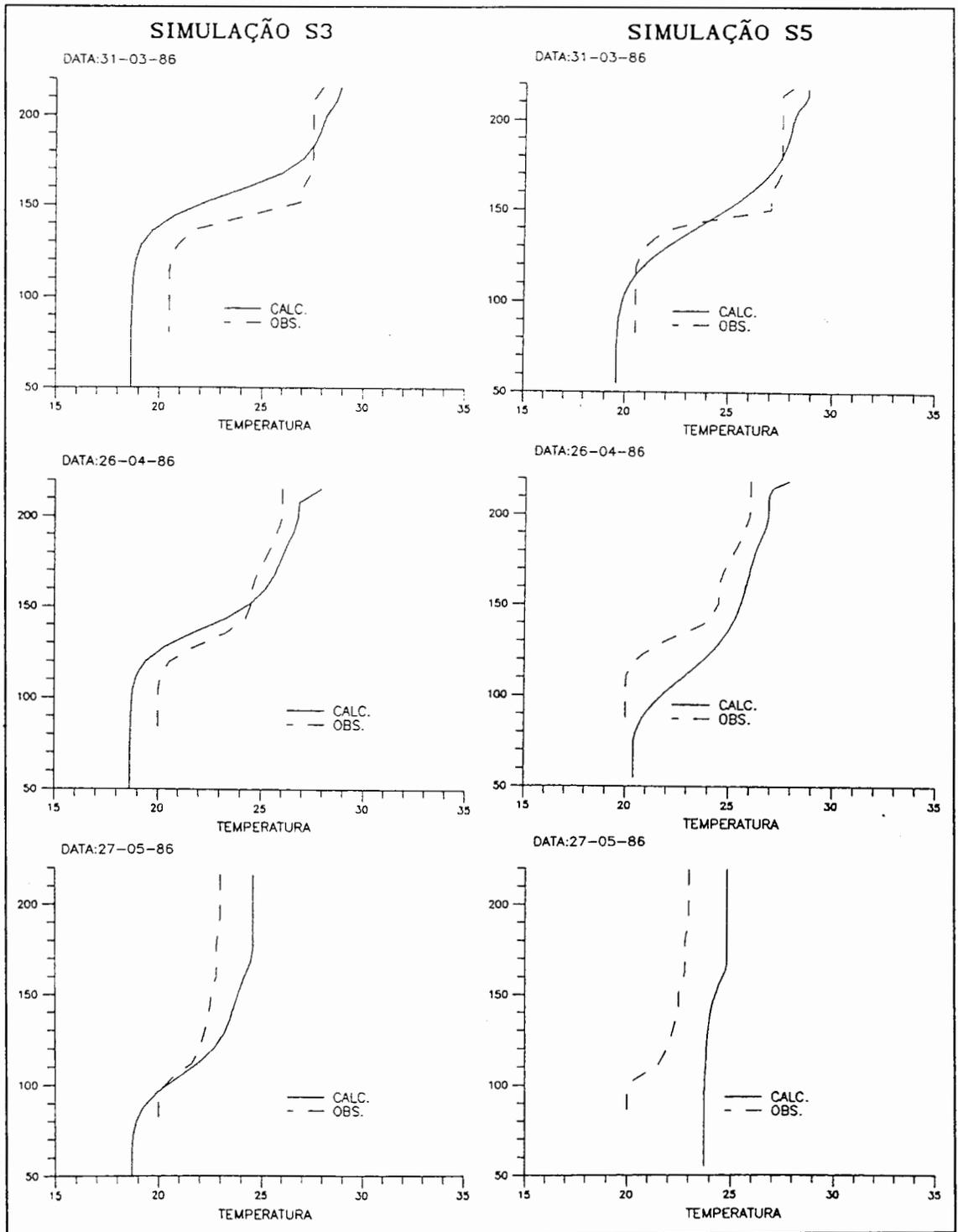


Figura 4-16 (cont): Perfis Térmicos observados e simulados na estação 5 do Reservatório de Itaipu

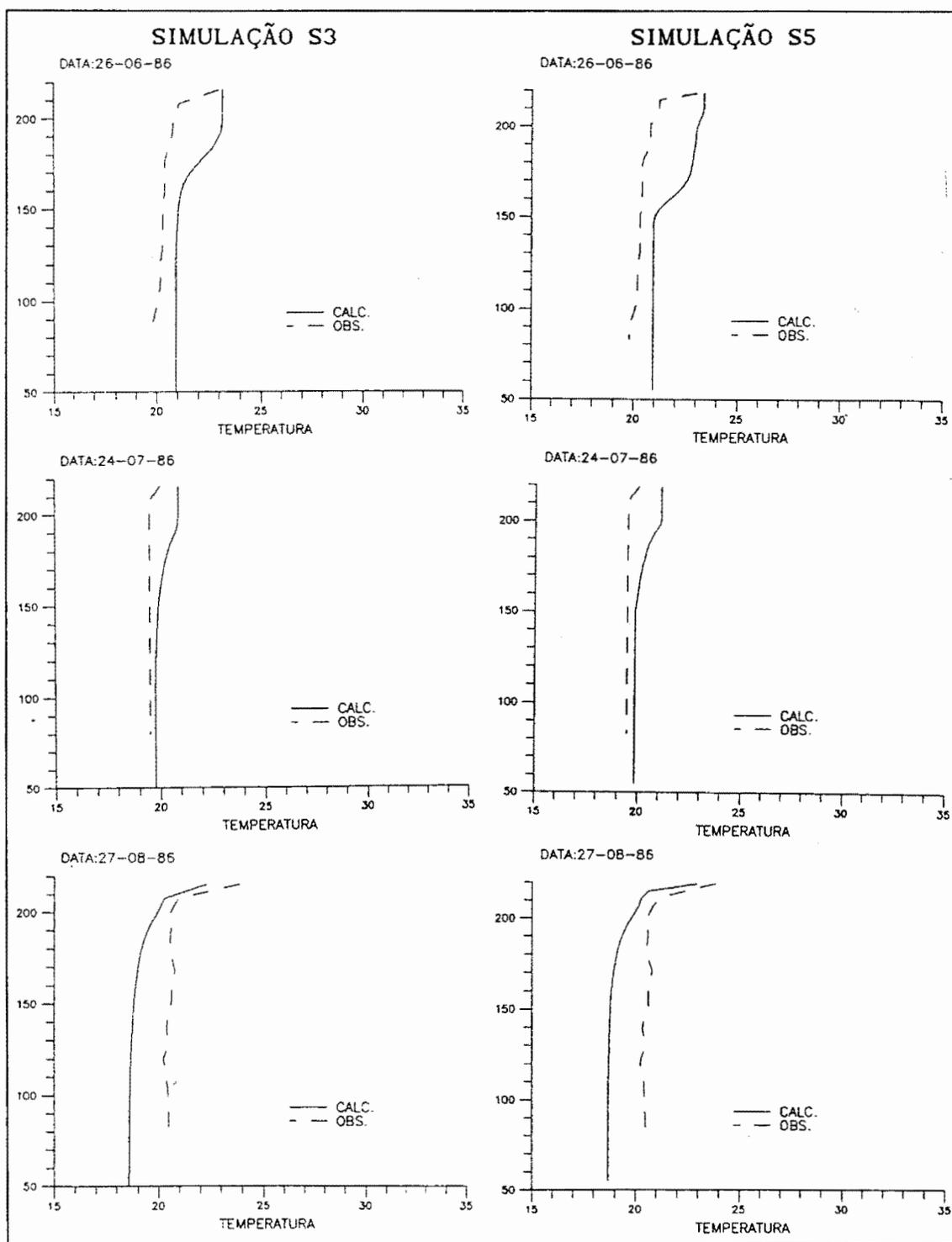


Figura 4-16 (cont): Perfis Térmicos observados e simulados na estação 5 do Reservatório de Itaipu

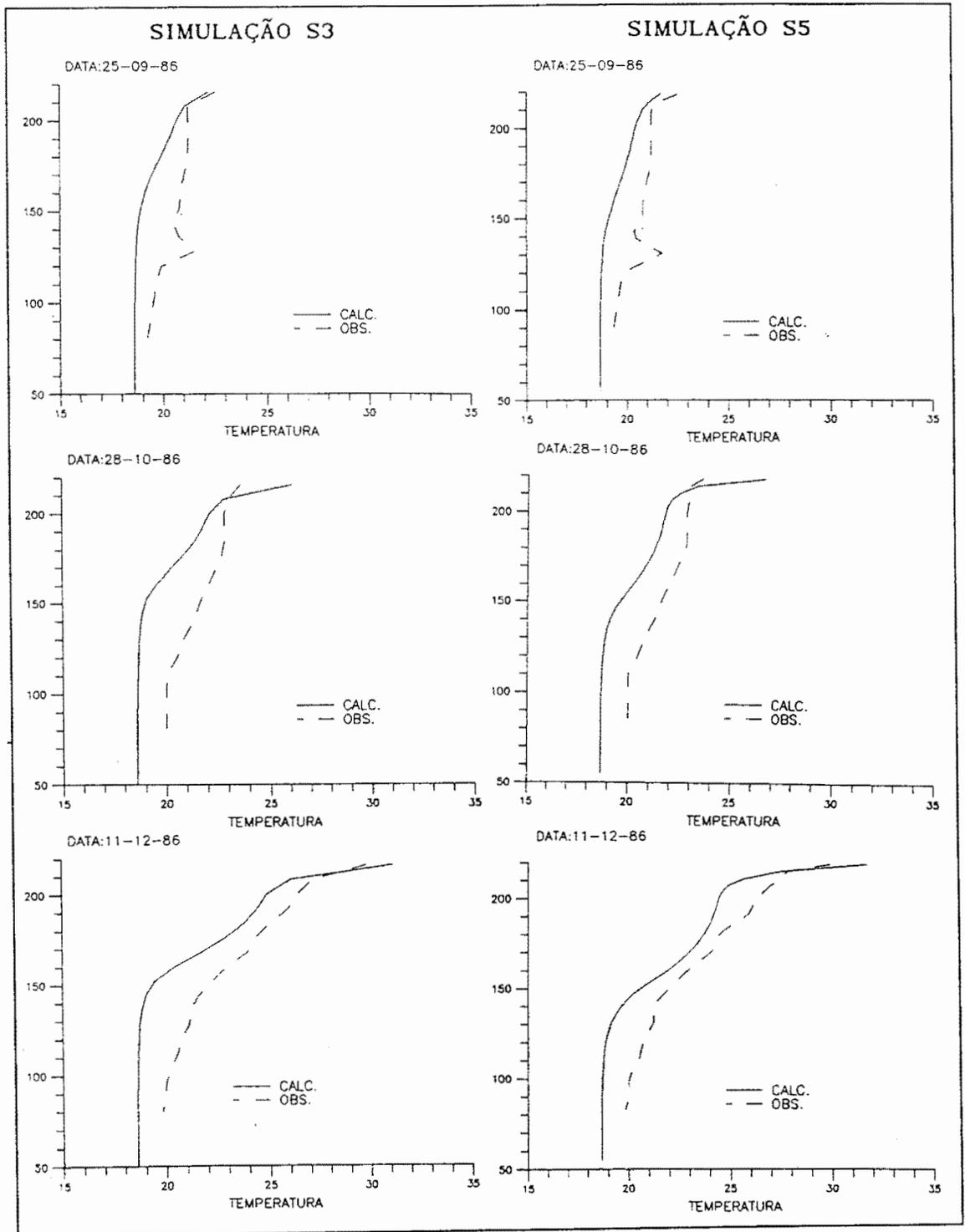


Figura 4-16 (cont): Perfis Térmicos observados e simulados na estação 5 do Reservatório de Itaipu

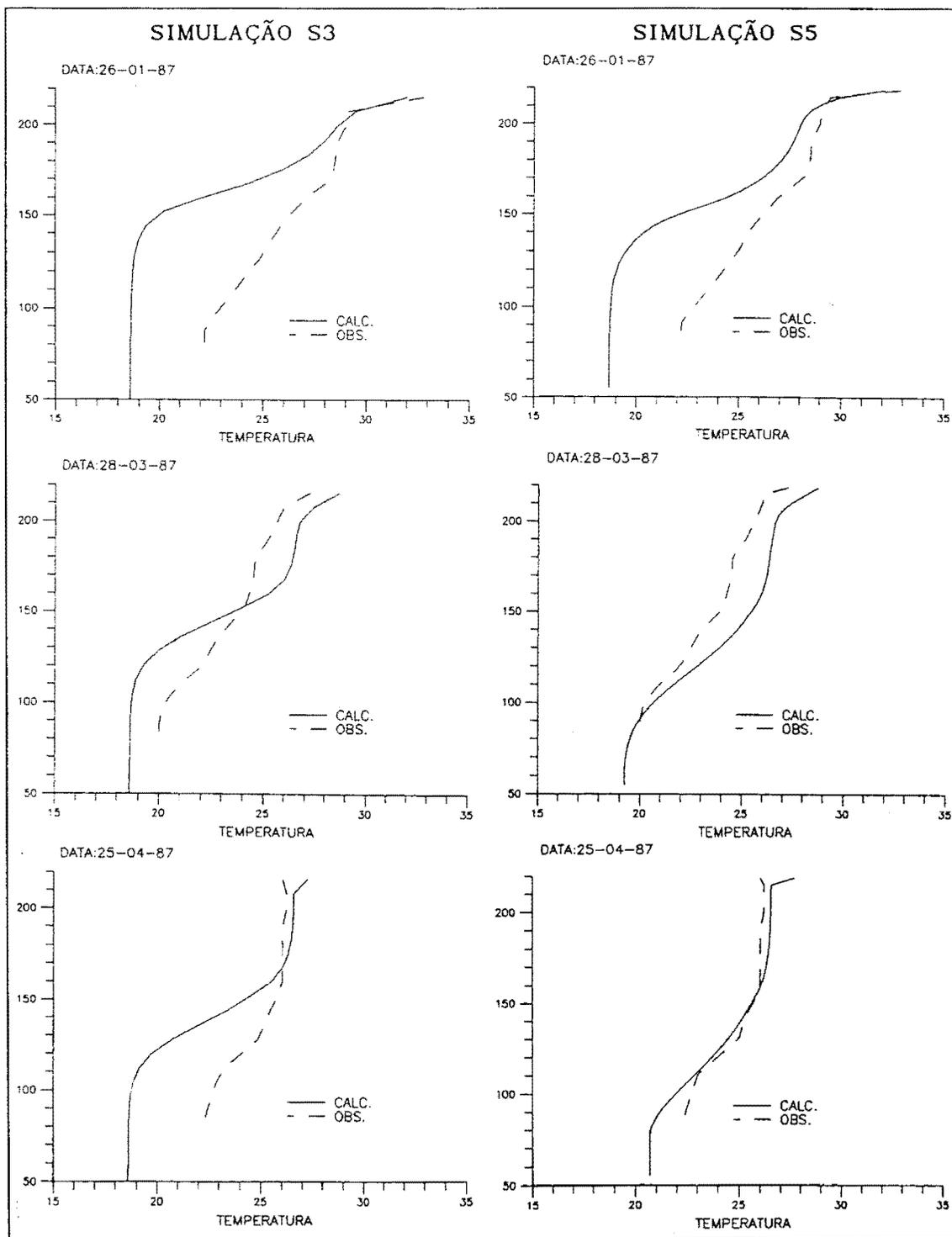


Figura 4-16 (cont): Perfis Térmicos observados e simulados na estação 5 do Reservatório de Itaipu

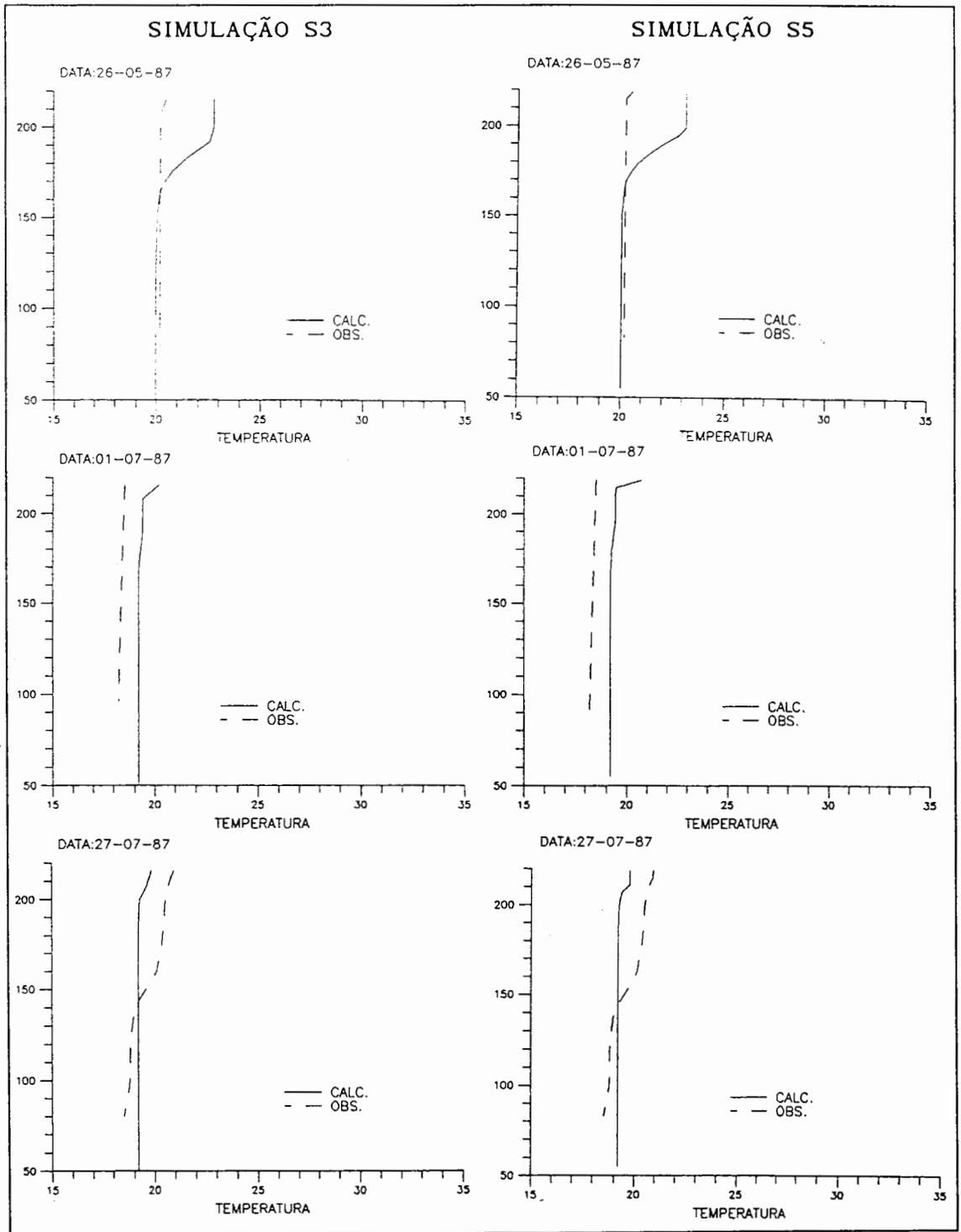


Figura 4-16 (cont): Perfis Térmicos observados e simulados na estação 5 do Reservatório de Itaipu

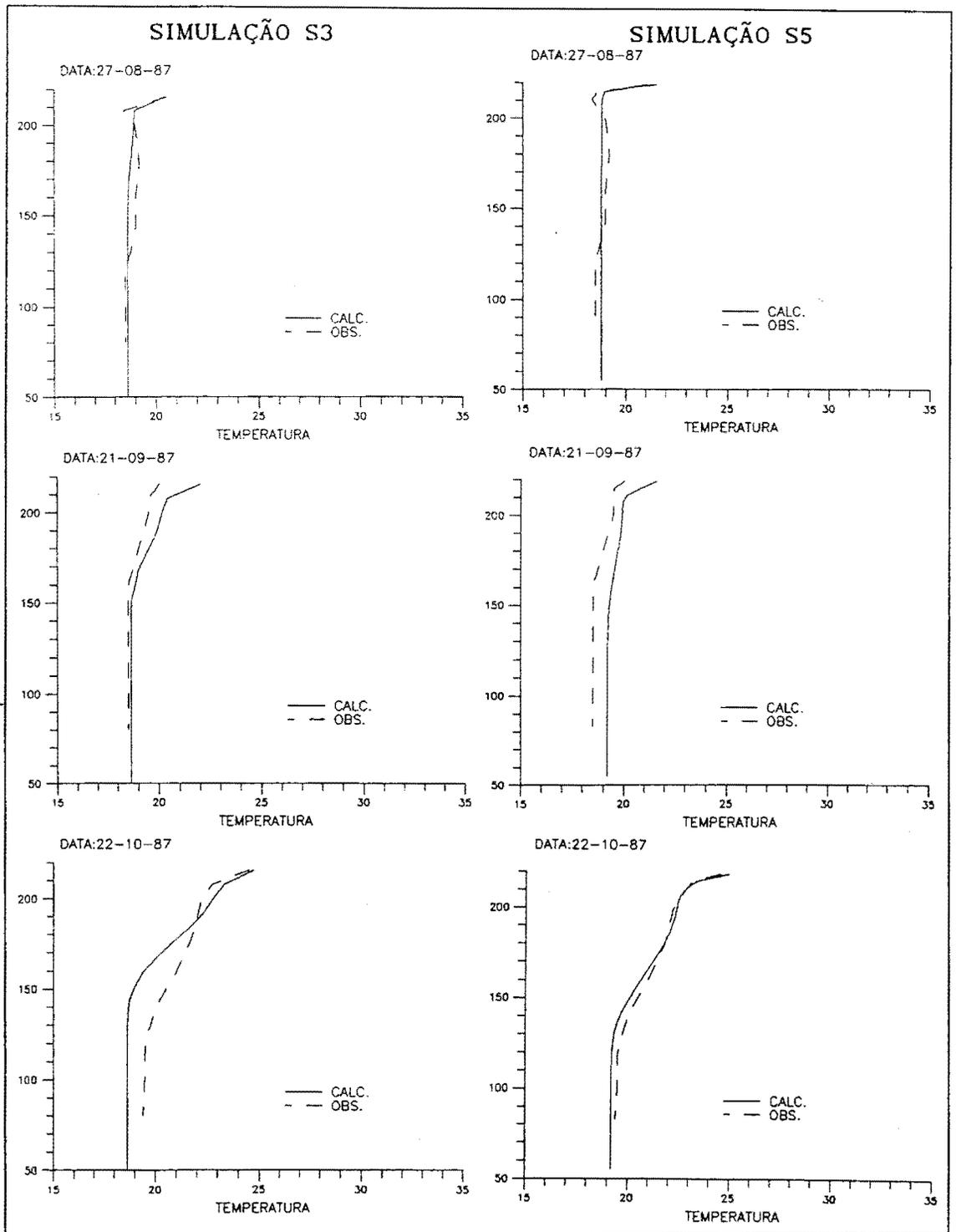


Figura 4-16 (cont): Perfis Térmicos observados e simulados na estação 5 do Reservatório de Itaipu

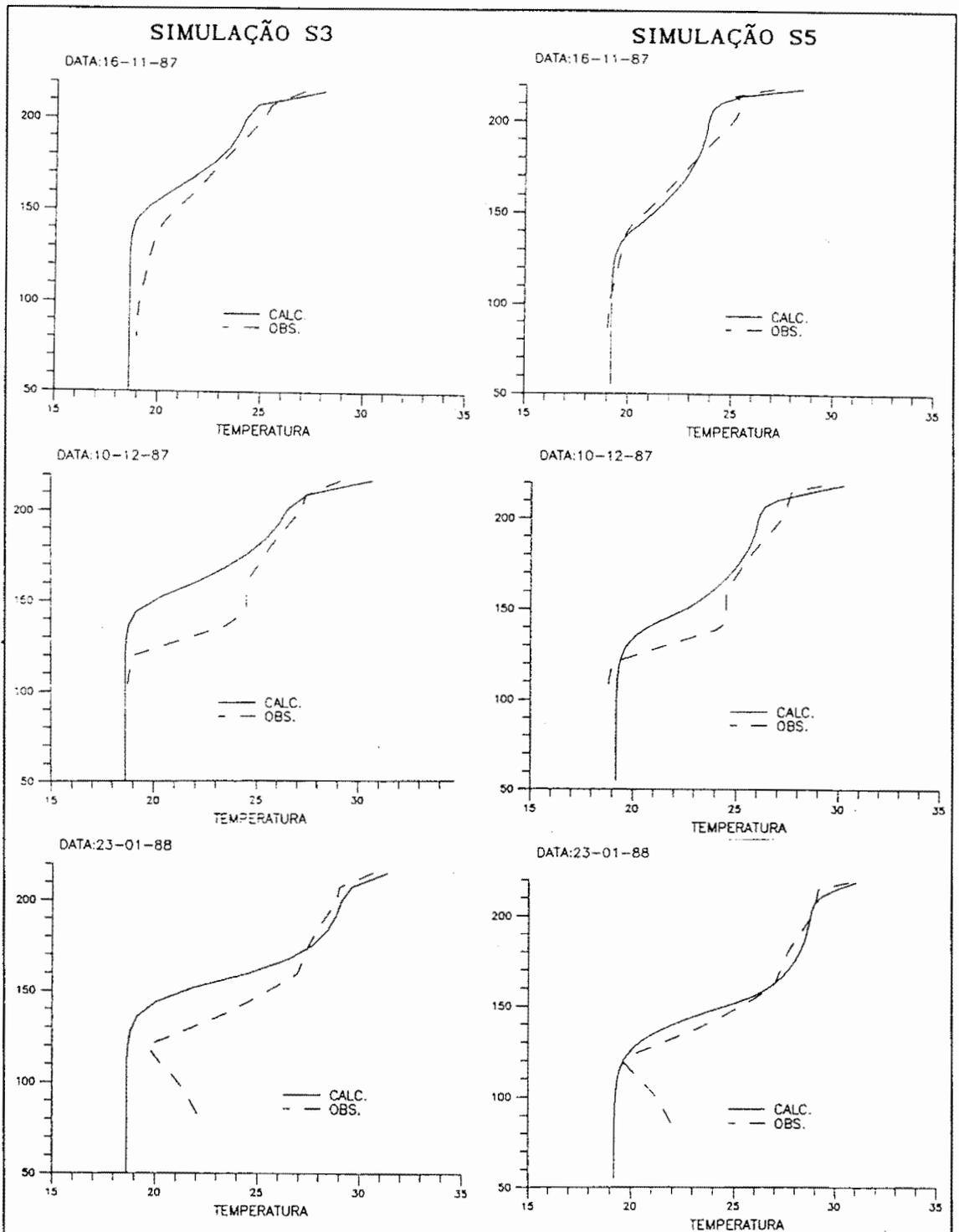


Figura 4-16 (cont): Perfis Térmicos observados e simulados na estação 5 do Reservatório de Itaipu

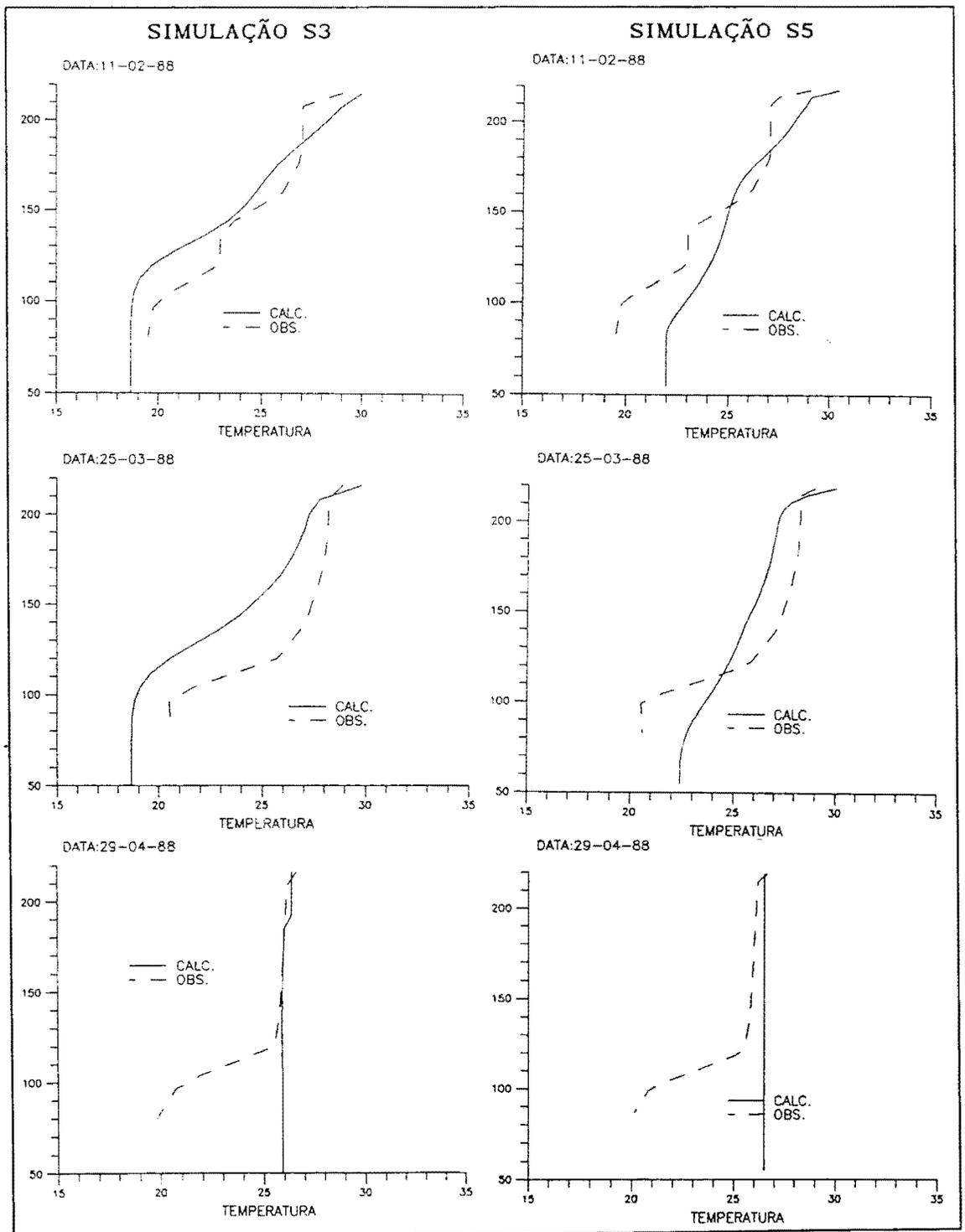


Figura 4-16 (cont): Perfis Térmicos observados e simulados na estação 5 do Reservatório de Itaipu

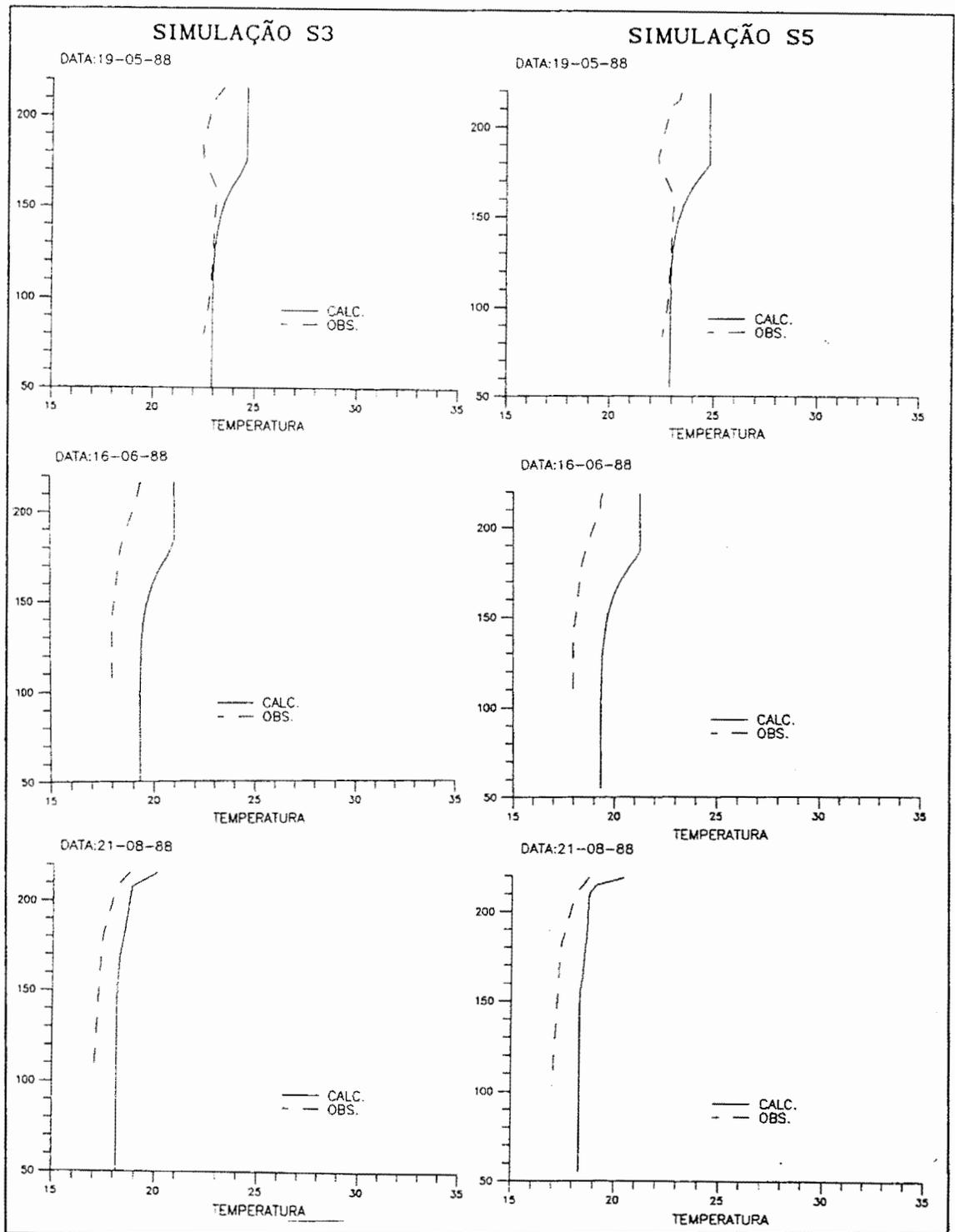


Figura 4-16 (cont): Perfis Térmicos observados e simulados na estação 5 do Reservatório de Itaipu

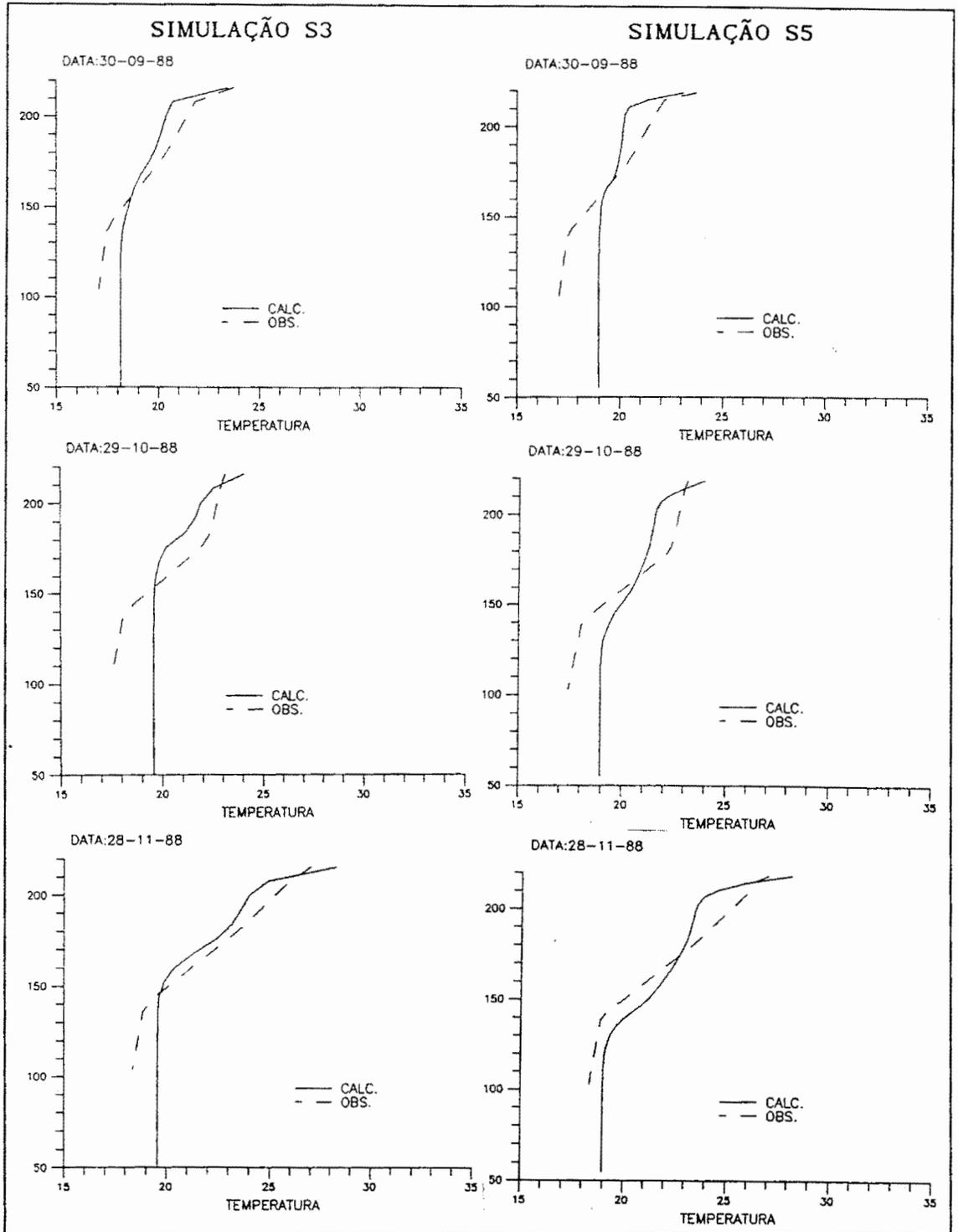


Figura 4-16 (cont): Perfis Térmicos observados e simulados na estação 5 do Reservatório de Itaipu

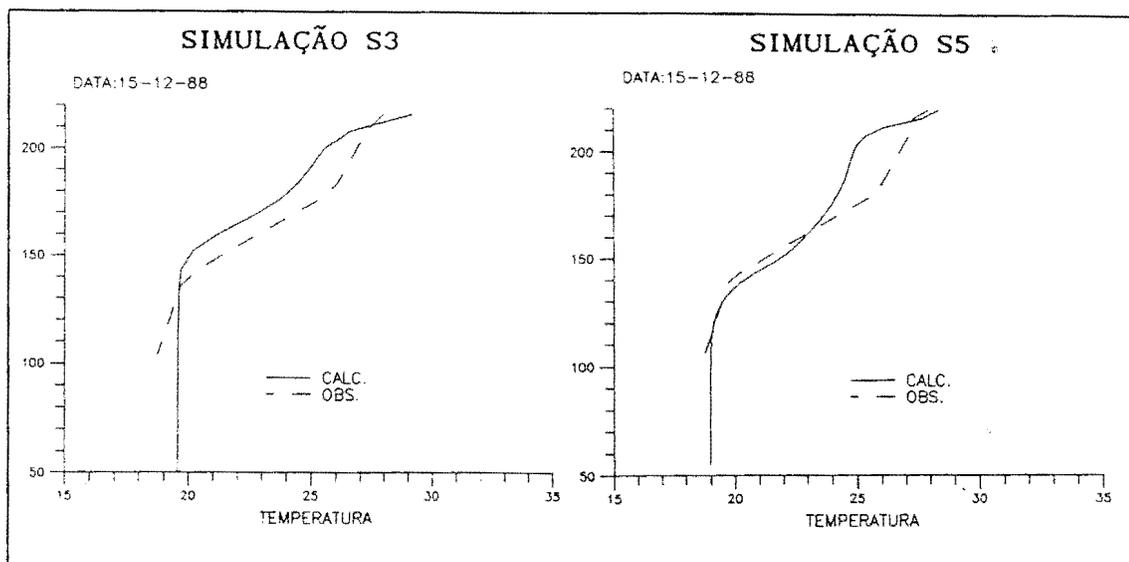


Figura 4-16 (cont): Perfis Térmicos observados e simulados na estação 5 do Reservatório de Itaipu

Discussão dos resultados.

Levando em conta as restrições impostas pelos dados de entrada ao modelo (que não apresentavam uma frequência apropriada) e tendo em vista que a aplicação de um modelo unidimensional no reservatório de Itaipu extrapola o campo de aplicação deste tipo de modelos (desenvolvidos para simular regimes térmicos em reservatórios de menor porte e maior tempo de residência) os resultados obtidos com a calibração do modelo de estratificação térmica no reservatório de Itaipu julgaram-se satisfatórios.

Consideram-se relevantes os seguintes aspectos da simulação:

-O modelo apresentou um balanço térmico global similar ao observado no reservatório; isto se evidenciou na alternância das tendências de superestimativas ou subestimativas de temperaturas durante todo o período simulado (4 anos).

-O modelo simulou na maioria dos casos perfis térmicos com as mesmas características dos perfis térmicos observados nas datas

correspondentes, preservando os períodos estratificados, os períodos de completa mistura, a localização espacial da termoclina e a extensão da região do hipolimnio com temperaturas constantes.

-De modo geral o erro entre a temperatura observada e a temperatura calculada para uma dada data e profundidade não superou 1.°C, sendo que a precisão com que são normalmente coletados os dados termométricos é da ordem de 0.5°C.

Algumas falhas na simulação dos perfis térmicos são explicadas pelas deficiências dos dados de entrada. Por exemplo:

-A simulação da temperatura mínima do hipolimnio encontra-se fortemente controlada pela menor temperatura anual da vazão de entrada; isto significa que um erro na menor temperatura da vazão de entrada persistirá nos perfis térmicos durante todo o ano. Este tipo de problemas pode induzir modificações nos parâmetros do modelo forçando calibrações espúreas.

-O comportamento térmico da camada superficial do reservatório (primeiros 2 metros) encontra-se relacionado ao ciclo diário de radiação térmica e, por conseguinte, o modelo com intervalo de tempo diário não consegue refletir estas variações. A reduzida influência do vento na mistura da camada superficial do reservatório pode ser também conseqüência da não simulação do ciclo térmico diário.

-A ocorrência de perfis térmicos complexos (com duas ou mais inflexões) pode ser conseqüência das afluições dos tributários diretos do reservatório. Em termos de volume médio anual a contribuição destes rios considera-se desprezível. No entanto, durante alguns períodos do ano estes aportes podem tornar-se importantes devido a que os afluentes drenam bacias hidrográficas de reduzidos tempos de concentração; por conseguinte a distribuição temporal dos volumes afluentes apresenta grande variabilidade. A simulação destas afluições não foi possível devido à falta de dados

fluviométricos e termométricos dos afluentes.

5-Considerações finais.

5-1-Aspectos para a avaliação do modelo.

Resulta extremamente difícil elaborar um juízo conclusivo em relação a uma ferramenta de modelação matemática como o modelo unidimensional de estratificação térmica desenvolvido durante este estudo.

Existem três aspectos importantes a ser levados em conta nesta avaliação.

Um primeiro aspecto nos remete aos objetivos primários da utilização deste tipo de modelo matemático: a avaliação do comportamento térmico de reservatórios (inclusive de reservatórios em fase de projeto) onde a economia de parâmetros e a simplicidade da ferramenta de engenharia são indubitavelmente privilegiadas.

Acredita-se que o modelo desenvolvido apresenta boas perspectivas para sua utilização como ferramenta de projeto, utiliza escassos 5 parâmetros e os mesmos podem ser estimados sem cometer erros importantes sempre que sejam conhecidas as condições climáticas e hidrológicas da região e a morfologia da bacia hidráulica do reservatório.

Um segundo aspecto diz respeito à capacidade do modelo matemático para ser testado com a quantidade e a qualidade das informações disponíveis num estudo de caso real, permitindo simular o fenómeno mesmo com as disponibilidades atuais de informações.

A aplicação deste modelo para a simulação de perfis térmicos no reservatório de Itaipu demonstra a factibilidade de sua aplicação dispondo de informações climáticas diárias e informações pluviométricas e termométricas com frequência mensal.

Um terceiro aspecto diz respeito à adaptabilidade do modelo

matemático às características dos reservatórios que estão sendo projetados e contruídos atualmente no Brasil.

Neste sentido a performance apresentada pelo modelo para a simulação de perfis térmicos num reservatório com as dimensões de Itaipu e com um reduzido tempo de residência (40 dias) estimula sua aplicação em reservatórios com características similares tanto na região Sul/Centro-sul como na região Amazônica.

5-2-Dificuldades do modelo e problemas a ser resolvidos.

A característica unidimensional do modelo que o torna atrativo pela sua simplicidade de aplicação representa também uma das suas maiores limitações. Mesmo em reservatórios que apresentam predominância de gradientes térmicos verticais existem regiões (geralmente formadas pelos vales dos tributários locais) com comportamentos limnológicos diferenciados onde as variáveis de qualidade da água atingem normalmente valores indesejados. Este tipo de modelo não permite a simulação do comportamento destas regiões, limitando a validade dos resultados obtidos ao corpo principal do reservatório. Isto em alguns casos não é suficiente para caracterizar as condições ambientais de um reservatório.

Uma dificuldade importante observada durante a aplicação do modelo foi a de caracterizar com precisão os mecanismos de mistura turbulenta devidos ao vento e às variações densimétricas instáveis. Como já foi dito, estes fenômenos são de uma ordem de grandeza inferior à advecção no reservatório de Itaipu e em consequência resulta difícil identificar sua influência no contexto global. Uma campanha intensiva de coleta de informações termométricas permitiria simular o comportamento do reservatório com intervalos de tempo menores e provavelmente realizar progressos significativos neste sentido.

5-3-Conclusões.

O modelo desenvolvido considera-se apto para sua aplicação na simulação de perfis térmicos em reservatórios sujeitos à estratificação térmica onde os gradientes térmicos horizontais sejam nulos ou desprezíveis, mesmo em reservatórios onde a advecção decorrente das afluições seja importante.

Com base na experiência adquirida no desenvolvimento e aplicação do modelo de estratificação térmica é possível desenvolver modelos unidimensionais de transporte de massa de substâncias dissolvidas ou suspensas no meio aquático de reservatórios sujeitos à estratificação térmica.

5-4-Recomendações para o uso do modelo.

As recomendações mais importantes a ser feita para novas aplicações do modelo são:

-Verificar se a resposta ao problema em estudo pode ser satisfeita conhecendo o perfil térmico "médio" do reservatório ou se é preciso conhecer em detalhe aspectos particulares do comportamento térmico do reservatório. No segundo caso é recomendável utilizar modelos matemáticos mais complexos (bidimensionais ou tridimensionais).

-Realizar uma avaliação detalhada das disponibilidades de informações climáticas, fluviométricas e termométricas. O sucesso na aplicação do modelo depende em grande parte da qualidade, quantidade e freqüências destas informações.

-Verificar a validade das hipóteses sob as quais foram desenvolvidas as diferentes componentes do modelo no novo reservatório, especialmente às referentes ao desenvolvimento do

perfil gaussiano para o campo de velocidades da vazão de entrada ao reservatório.

5-5-Desenvolvimentos futuros.

Existe ainda um extenso campo de pesquisa na área de modelos de simulação matemática dos fenômenos de estratificação térmica e densimétrica em corpos de água naturais ou reservatórios.

A simulação de outras variáveis de qualidade da água como o oxigênio dissolvido, a demanda biológica de oxigênio e os ciclos orgânicos do fósforo e do nitrogênio surgem como continuação natural do trabalho desenvolvido.

A inclusão na modelação de aspectos densimétricos relacionados com o conteúdo de sais totais dissolvidas na água permitiria a utilização do modelo como ferramenta para o monitoramento de reservatórios de grande porte sujeitos à salinização.

Na região semi-árida do Nordeste do Brasil há um grande número de reservatórios que devido ao elevado tempo de residência e às altas taxas de evaporação apresentam diversos graus de salinização. Este aspecto prejudica a utilização das águas destes reservatórios para fins de irrigação; o estudo do comportamento densimétrico dos mesmos podera brindar importantes subsídios para o manejo adequado.

Outro aspecto importante a ser estudado é a avaliação da capacidade de previsão deste tipo de modelos. Da aplicação realizada ao reservatório de Itaipu se pode inferir que estes modelos são fortemente dependente das condições do tempo na região (no sentido em que o termo "tempo" é utilizado em meteorologia) e, em consequência, o alcance das previsões de perfis térmicos seria da ordem e qualidade das previsões do tempo.

Anexo A: Dedução das expressões linearizadas da equação de troca térmica.

Os métodos de Edinger e Kok utilizam a seguinte seqüência de cálculo:

Da equação 3.1, é obtido o termo q_{nr} :

$$q_{nr} = (q_s + q_a - q_{sr} - q_{sa} - q_{br}) \quad (A.1)$$

Substituindo as seguintes expressões em A.1 :

-Radiação líquida de onda curta:

$$(q_s - q_{sr}) = (1 - Alb) q_s \quad (A.2)$$

Onde Alb: Percentagem da energia incidente de onda curta que é refletida pelo corpo de água.

-Radiação líquida de onda longa utilizando a fórmula de Brunt e considerando radiação refletida de onda longa nula:

$$(q_a - q_{sa}) = (c + d \sqrt{e_a}) \sigma T_a^4 \quad (A.3)$$

-Emissão de onda longa do corpo de água:

$$q_{br} = \sigma T_s^4 \quad (A.4)$$

obtemos:

$$q_{nr} = (1 - Alb) G + (c + d \sqrt{e_a}) \sigma T_a^4 - \sigma T_s^4 \quad (A.5)$$

Na demonstração do método de Kok apresentada pelo DHL [1981] a energia de onda longa (eq. A.5) encontra-se multiplicada pelo fator

'(m+n p)' denominado fator de atenuação por cobertura de nuvens, segundo o texto apresentado pela T.V.A. [1972], esta forma de energia não sofre atenuação por cobertura de nuvens; ao contrário, a existência de nuvens amplificam o fenômeno de emissão de onda longa por parte da atmosfera.

Somando e subtraindo (σT_w^4) na equação A.5 :

$$q_{nr} = (1-Alb) G + (c + d \sqrt{e_a}) \sigma T_a^4 - \sigma T_s^4 + \sigma (T_s^4 - T_w^4) \quad (A.6)$$

e agrupando parte dos termos conhecidos de A.6 em :

$$q^* = (1-Alb) G + (c + d \sqrt{e_a}) \sigma T_a^4 - \sigma T_w^4 \quad (A.7)$$

a equação A.5 fica :

$$q_{nr} = q^* + \sigma (T_s^4 - T_w^4) \quad (A.8)$$

Desenvolvendo em séries de Taylor T_s^4 em torno do valor T_w :

$$T_s^4 = T_w^4 + 4 T_w^3 (T_s - T_w) + 6 T_w^2 (T_s - T_w)^2 + \dots \quad (A.9)$$

Truncando a série no segundo termo e substituindo na eq. A.8, resulta:

$$q_{nr} = q^* + 4 \sigma T_w^3 (T_s - T_w) \quad (A.9)$$

Das eq. 3.19, 3.20 e A.3 ($q_e + q_c$) é dado por:

$$q_e + q_c = L_h (a + b W_2) [\gamma (T_s - T_a) + (e_s - e_a)] \quad (A.10)$$

Esta eq. (a.10) não é linear com relação a T_s devido a que o termo e_s depende implicitamente de T_s .

Utilizando a relação de Bowen apresentada na eq. 3.18 para obter a expressão da tensão de vapor de água :

$$e_a = e_s(T_w) - \gamma (T_a - T_w) \quad (\text{A.11})$$

Substituindo a eq. A.11 na eq. A.10 :

$$(q_e + q_c) = L_h (a + bW_2) \left(\gamma + \frac{(e_w(T_s) - e_s(T_w))}{(T_s - T_w)} \right) (T_s - T_w) \quad (\text{A.12})$$

Utilizando a aproximação de Penman para a curva que relaciona tensão de vapor e a temperatura:

$$\frac{(e_w(T_s) - e_s(T_w))}{(T_s - T_w)} = \left[\frac{de_s(T)}{dT} \right]_{T=T_w} \quad (\text{A.13})$$

Onde :

$$e_s(T) = 6.1 \cdot 10^{[7.45T/(235+T)]} \text{ [mb]} \quad (\text{A.14})$$

Derivando A.14 com relação a T :

$$\left[\frac{de_s(T)}{dT} \right]_{T=T_w} = \frac{24590.63 \cdot 10^{[7.45T/(235+T)]}}{(235+T)^2} \quad (\text{A.15})$$

e substituindo A.12 de A.9 :

$$q_n = q^* + \{4 \sigma T_w^3 + L_h (a + bW_2) (\gamma + \zeta(T_w))\} (T_w - T_s) \quad (\text{A.16})$$

Sendo por definição $q_n = 0$., quando $T_s = T_{eq}$:

$$T_{eq} = T_w + q^* / K \quad (\text{A.17})$$

Onde:

$$K = 4 \sigma T_w^3 + L_h (a + b W_2) \{ \zeta(T_w) + \gamma \} \quad (\text{A.18})$$

As equações 3.20, A.17 e A.18 permitem o cálculo do fluxo líquido de calor segundo a linearização obtida por Kok.

O método de linearização da equação de troca térmica apresentado por Edinger [1968] manifesta algumas variações com relação ao método acima descrito. Estas variações levam a resultados ligeiramente diferentes.

Os pontos mais relevantes são os seguintes:

a) A linearização do termo de emissão de onda longa que é mostrada nas equações 3.17 e 3.18 é desenvolvido mediante uma série binomial em torno do zero da escala Celcius, sendo que o método de Kok faz um desenvolvimento em série em torno da temperatura de ponto de orvalho, isto representa uma sensível vantagem do método de Kok com relação ao apresentado por Edinger.

Segundo Edinger o termo q_{br} fica:

$$q_{br} = \sigma \Delta^4 (1. + 4 \vartheta_s / \Delta) \quad (\text{A.19})$$

Onde ϑ_s : Temperatura da superfície de água em graus Celcius; Δ : Zero da escala Celcius em graus Kelvin ($\Delta = 273 \text{ C}^0$), sendo :

$$T_s = \vartheta_s + \Delta \quad (\text{A.20})$$

b) A avaliação dos termos q_e e q_c são similares em ambos métodos, sendo que Edinger supõe desprezível a variação da tensão de vapor com a temperatura e mantém a função auxiliar $\zeta(T_w)$ como uma constante para todas as temperaturas, este fato pode em casos de altas temperaturas induzir a erros importantes na avaliação da energia perdida como calor sensível pelo corpo de água.

Referências.

ACKERMANN, W. C., WHITE, G. F. e WORTHINGTON, E. B., 1974, "Man Made Lakes: Their Problems and Environmental Effects", Geophysical Monograph N° 17.

BRUNKOW, R. F., ANDRADE, L. F. e XAVIER, C. F., 1987, "Processos de estratificação térmica e de oxigênio dissolvido no reservatório de Itaipu, Paraná-BR", "2^o Seminario da ITAIPU BINACIONAL sobre Meio Ambiente", Foz de Iguaçu, PR, Brasil.

CARNAHAN B., LUTHER H. A. e WILKES J. O., 1975 "Calculo numérico, métodos y aplicaciones", Editorial Rueda, Madrid (Primeira edição em espanhol)

CHARNEY, J. G. FJORTOFT, W. R. e VON NEUMANN J., 1950, "Numerical Integration of the Barotropic Vorticity Equation", Tellus, Vol2, No4 pp. 131-152.

CHEN C. J. e NIKITPOULUS C. P., 1979, "On the near field characteristics of axisymmetric turbulent buoyant jets in a uniform environment", Int. J. Heat and Mass Transfer, 22, PP. 245-255.

CHUEN YEN CHOW , 1979 "Introduction to Computational Fluids Mechanics" John Wiley and Sons Inc.

CRANK J. e NICHOLSON P., 1947 "A practical Method for Numerical Evaluation of Solution of Partial Differential Equations of the Heat-Conduction Type ."-Proceeding of the Cambridge Philosophical Society , Vol. 43, No. 50, pp. 50-67.

CUNGE J. A. e LIGGET J. A., 1975 "Numerical Methods of Solutions of the Unsteady Flow Equation " Capitulo 4 de Unsteady Flow in Open Channel. Water Resources Publications, Fort Collins-Colorado-USA.

DHL (Delft Hydraulic Laboratory), 1981 "Environmental Impact of the Kabalebo Project", Volume III Water Quality .

DHL (Delft Hydraulic Laboratory), 1988, "Ecological Modeling for Reservoirs in the Amazon Area" Volumes I,II,III. T 102/T133 .

HEC (HYDROLOGIC ENGINEERING CENTER), 1974 (Revised 1978) WQRRS Generalized Computer Program for River-Reservoir System US Army Corps of Engineers.

HENDERSON - SELLERS B. H. , 1978 , "Engeneerig Limnology", Elsevier.

HENDERSON - SELLERS B. H. , 1978 , "Forced Plumes in a Stratified Reservoir , Jornal of Hydraulic Division ASCE 104 (HY4) 487-500.

HUBER W. C. e HARLEMANN O. R. F., 1968 "Laboratory and analitical Studies of the Thermal Stratification of Reservoirs" Technical Reort No.112 M.I.T.

HARLEMANN O. R. F.e HUBER W. C., 1972 "Temperature Prediction in Stratified Reservoir " Jornal of Hydraulic Division ASCE Paper 8838 pp. 645-666.

HARLEMANN O. R. F. e HURLEY-OCTAVIO K. E., 1977 "Vertical heat transport mechanisms in lakes and reservoirs", Technical Reort No.227 M.I.T.

HARLEMANN O. R. F. e BLOSS S.,1980, "Effect of wind-induced mixing on the seasonal thermocline in lakes and reservoirs", Second Internacional Symposium on Stratified Flow, Norway, I.A.R.H.

IMBERGER J. J. e FISHER H.B., 1970 "Selective Withdrawal from a Stratified Reservoir" Enviromental Protection-Agency Water Quality Office, Water Pollution Control Research Series 15040 ejz 12/70.

IMBERGER J. J. e PATTERSON B. , 1978 "Dynamics of Reservoirs of Medium Size ." Journal of Hydraulic Division ASCE 104 (HY4) 725-743.

IMBERGER J. J. e HEBBERT S., 1979 "Management of Water Quality in Reservoirs" Australian Water Resources Council Tech. Paper no. 49.

IMBERGER J. J. e HAMBLING P. F., 1982 "Dynamics of Lakes, Reservoirs, and Cooling Ponds", Ann. Rev. Fluid Mech. 14:153-187

IMBERGER J. J., SHERMAN F. S. e CORCOS G. M. , 1978 , "Turbulence and mixing in stably stratified waters", Ann. Rev. Fluid Mech. , 10:268-88.

ITAIPU BINACIONAL, 1970, "Projeto Ejecutivo da barragem de Itaipu, Relevamento Topográfico da bacia hidráulica do reservatório".

ITAIPU BINACIONAL, 1979, "ITAIPU", Separata da Revista Construção Pesada, São Paulo, Março 1979.

ITAIPU BINACIONAL, 1987, "2^o Seminario da ITAIPU BINACIONAL sobre Meio Ambiente", Foz de Iguaçu, PR, Brasil.

JAQUET J. , 1983 "Simulation of Thermal Regime of River " Capitulo 5 de "Mathematical Modeling of Water Quality" (editado por G. Orlob) Jhon Wiley and Sons.

JØRGENSEN S. E. ,1986 "Fundamentals of Ecological Modeling", ELSEVIER New York.

KAO T. W. , 1965 "The Phenomenon of Blocking in Stratified Flow " Journal of Geophysical Research 70(4), 297-304.

KLOMP, R., VAN PAGEE J.A., GROOT S. e VERHARGHE R.J., 1980, "A modeling approach to ecological impact assessment of man-made lakes" Publication no. 235 Delf Hydraulics.

KOK G. J. G. 1978 "Energy Exchange Between Deep Lakes and the Atmosphere and Consequences for the Wind-mixed Layer Dynamics". Proceedings of de Baden Symposium, September 1978; IAHS-AIHS PUBL. N^o 125, 1978.

KOK G. J. G. 1988 "Thermal Stratification During Variable Weather Conditions", IAHR, (Subject A. c.)

KOH , 1964 "Viscous Stratified Flow Towards a Line Sink W. M. Keck Laboratory Report KH-R-6. California Institute of Technology.

LEENDERSTSE , 1967 "Aspect of Computational Model for Long Period Water Waves Propagation" Rand Corporation U.S.A.

MOLINAS, P. A., TUCCI C. E. M. e MARENDA, L. D., 1990, "Simulação numérica da estratificação térmica de um reservatório de grande porte", XIV Congresso Latinoamericano de Hidráulica - IARH, Montevideo, Uruguay.

O'BRIEN, G. G., HYMAN, M. A. e KAPLAN, S., 1950, "A Study of the Numerical Solution of Partial Differential Equations", J. Mathematics and Physics., Vol29 pp. 223-251.

ORLOB G., 1965 "A Mathematical Model of Thermal Stratification in Deep Reservoirs " Conference American Fisheries Society Portland Ore.

ORLOB G. e SELNA L.G., 1970 "Temperature Variations in Deep Reservoirs" J. of Hydraulic Division ASCE HY 2 pp.391-411.

ORLOB G., 1984, "Mathematical Modeling of Water Quality" (editor) John Wiley and Sons.

PHILLIPS, O. M., 1966, "The Dynamics of the Upper Ocean", Cambridge, University Press, (Apud. Kok, 1988).

ROACHE P. J. , 1972, "Computational Fluid Dynamics" Hermosa Publishers. Albuquerque USA.

ROACHE P. J. , 1972b "On Artificial Viscosity", Journal of Computational Physics, 10, 169-184.

RODI W., 1984, "Turbulence Models and Their Applications in Hydraulics", A State of the Art, I.A.R.H.

SIEMONS J. , 1970 "Numerical Methods for the Solution of Diffusion Advective Equation .Delf Hydraulic Laboratory.Publ. 88.

SCHLICHTING H., 1979, "Bondary Layer Theory", Mc. Graw Hill, New York.

TUCCI C.E. M. , 1978 Hydraulic and Water Quality model for a River Network , PhD. Dissertation , Civil Engineer Departament , Colorado State University.

TUCCI C. E. M. , 1986 "Modelos Matemáticos em Hidrologia" Revista Brasileira de Engenharia, 3 volumes, 600 pgs.

TUCCI C. E. M. , 1989 "Modelos de Qualidade da Água em Reservatórios". Capítulo de Métodos numéricos em Hidrologia, ABRH.

TURNER J. S. e KRAUS E. B., 1965 "A one-dimensional model of the seasonal thermocline - Part I - A laboratory experiment and its interpretation", Tellus XIX(1967) , 1, pp. 87-97.

TURNER J. S. e KRAUS E. B., 1965 "A one-dimensional model of the seasonal thermocline - Part II - The general theory and its consequences", Tellus XIX(1967) , 1, pp. 98-106.

TURNER J. S. , 1973 , "Buoyancy effects in fluids" , Cambrige University Press.

TVA , 1972 "Heat and Mass Transfer between a Water Surface and the Atmosphere" Tennessee Valley Authority .Water Resoueces Research Engineering Laboratory , Norris TN Report 14.

VELZ C. J.,1970 "Applied Stream Sanitation" Jhon Wiley and Sons.

VON NEUMANN J., CHARNEY J. G. e FJORTOFT R., 1950 "Numerical Integration of the Barotropic Vorticity Equation", Tellus, Vol.2, No.4, pp.237-254.

WRE , 1969 "Mathematical models for Prediction of Thermal Energy Changes in Impoudments" Water Resources Engineers Inc. publicado por Enviromental Protection Agency em Research Series 16130 EXT Contrac 14-22-422. US Goberment Printing Office , Washington.

VAN BREEMEN A. N. e KOK G. J. G., 1978 "Thermal Stratification an Deep Man-made Lakes: An Evaluation of a Predictive Model.

VERHAEGHE R.J., 1974,"A computational method for thermal stratification during variable wind and radiation" Report R898-1, Delf Hydraulics.