Belmiro Mendes de Castro Filho

ANÁLISE TERMOHALINA DE MASSAS DE ÁGUA DA REGIÃO OESTE DO OCEANO ATLÂNTICO SUL TROPICAL

Latitude: 07°S - 20°S

Longitude: 032°W - 036°W

Dissertação apresentada à Comissão de Pós-Graduação do Instituto Oceanográfico da Universidade de São Paulo, para obtenção do grau de Mestre em Oceanografia Física.

SÃO PAULO
1977

CONTEÚDO

AGRADECIMENTOS

RESUMO

ABSTRACT

LISTA DOS SÍMBOLOS

LISTA DAS FIGURAS

LISTA DAS TABELAS

1. INTRODUÇÃO 1

2. O CONJUNTO DE DADOS E SEU TRATAMENTO 3

3. A TEORIA CLÁSSICA DE DIFUSÃO TURBULENTA NO MAR 6

3.1. OS PRINCIPAIS PROCESSOS DE MISTURA OCEÂNICA 6

3.2. DIFUSÃO MOLECULAR E DIFUSÃO TURBULENTA 7

3.3. A EQUAÇÃO DE DIFUSÃO 8

3.4. A INFLUÊNCIA DA ESTABILIDADE VERTICAL NA DIFUSÃO TURBULENTA 14

4. A TEORIA ANALÍTICA DAS CURVAS T-S 20

4.1. A EQUAÇÃO DE ESTADO DA ÁGUA DO MAR - GENERALIDADES 20

4.2. O DIAGRAMA T-S 20

4.3. A TEORIA DE SHTOKMAN 22

4.4. A MISTURA DE TRES MASSAS DE ÁGUA EM UM OCEANO COM PROFUNDIDADE INFINITA 29

4.5. A DETERMINAÇÃO DA QUANTIDADE PERCENTUAL RELATIVA DE MASSAS DE ÁGUA 37

4.6. O FENÔMENO DE CONTRAÇÃO DO VOLUME ESPECÍFICO NA MISTURA VERTICAL ("CABALLING") 38

5. ALGUNS MÉTODOS PARA A AVALIAÇÃO DO COEFICIENTE VERTICAL DE DIFUSÃO TURBULENTA NO MAR 40

5.1. MÉTODO DE JACOBSEN-SHTOKMAN 40

5.2. MÉTODO DE PROUDMAN 43

5.2.1. A PARTIR DE PERFIS VERTICAIS DE SALINIDADE DE DUAS ESTAÇÕES PRÓXIMAS 44

5.2.2. A PARTIR DE SEÇÕES VERTICAIS DE SALINIDADE 46

5.3. MÉTODO DE WYRTKI 49

6. RESULTADOS: APRESENTAÇÃO E DISCUSSÃO 55

6.1. DIAGRAMAS T-S 55

6.2. DISTRIBUIÇÕES VERTICAIS DE TEMPERATURA, SALINIDADE E DENSIDADE 60

6.2.1. CARACTERÍSTICAS GERAIS 60

6.2.2. CAMADA DE MISTURA E TROPOSFERA OCEÂNICA (0 m A 300 m) 67

6.2.3. CAMADA INTERMEDIÁRIA (450 m A 1050 m) 73

6.3. TRIÂNGULO DE MISTURA E QUANTIDADE PERCENTUAL DE ÁGUA CENTRAL DO ATLÂNTICO SUL E DE ÁGUA INTERMEDIÁRIA ANTÁRTICA 81

6.4. INFLUÊNCIA DA CONTRAÇÃO DO VOLUME ESPECÍFICO NA MISTURA VERTICAL 86

6.5. COEFICIENTE VERTICAL DE DIFUSÃO TURBULENTA 91

6.5.1. ÁGUA INTERMEDIÁRIA ANTÁRTICA 91

6.5.2. ÁGUA CENTRAL DO ATLÂNTICO SUL 96

7. CONCLUSÕES E SUGESTÕES 98

REFERÊNCIAS 100

RESUMO

O objetivo deste trabalho é apresentar a teoria fundamental da análise de massas de água baseada nas características temperatura e salinidade, e a sua aplicação, em grande escala, às águas que circulam na troposfera oceânica e na camada intermediária da região oeste do Oceano Atlântico Sul Tropical, ao longo da costa brasileira. A região estudada está delimitada pelas latitudes de $7^{o}S$ e de $20^{o}S$.

Determinou-se que a área de geração da camada de salinidade máxima, encontrada a $100\ m$ de profundidade nessa região, está situada ao sul de $15^{o}S$, extendendo-se até as proximidades de $20^{o}S$.

A partir de modelos estacionários para o estudo da mistura de massas de água foi possível avaliar o coeficiente vertical de difusão turbulenta, para o núcleo da Água Intermediária Antártica, que está compreendido entre $5\ cm^2.s^{-1}$ e $15\ cm^2.s^{-1}$. Na Água Central do Atlântico Sul encontraram-se os valores: $20\ cm^2.s^{-1}$ e $13\ cm^2.s^{-1}$, para os coeficientes verticais de condutividade térmica turbulenta e de difusão turbulenta de sal, respectivamente.

O triângulo de contração do volume específico na mistura vertical, permitiu estudar a influência desse fenômeno na mistura da Água Intermediária Antártica com as massas de água que a envolvem. O valor máximo desse parâmetro foi encontrado na interface entre essa última massa de água e a Água Central do Atlântico Sul ($\simeq -3,2.10^{-4}\ cm^3.g^{-1}$).

ABSTRACT

The purpose of this work is to present the fundamental theory of water masses analysis, based on the temperature and salinity properties, and its utilization in great scale to waters of the oceanic troposphere and of the intermediate layer of the west region of the South Tropical Atlantic Ocean along the Brazilian coast. The region under study is limited by latitude $7^{o}S$ and $20^{o}S$.

It was determined that the source area of high salinity layer, which is found at $100\ m$ in depth in this region, is located to the south of $15^{o}S$, extending as far as $20^{o}S$.

Based on stationary models for the study of water masses mixture, it was possible to estimate the vertical coefficient of turbulent diffusion, for the core of Antarctic Intermediate Water, which is between $5\ cm^2.s^{-1}$ and $15\ cm^2.s^{-1}$. In the South Atlantic Central Water values of $20\ cm^2.s^{-1}$ and $13\ cm^2.s^{-1}$ are found for the vertical coefficients of turbulent heat conduction and turbulent salinity diffusion, respectively.

The triangle of the specific volume contraction in the vertical mixing permitted the study of the influence of this phenomenon on the mixture of the Antarctic Intermediate Water and the water masses that envolves it. The greatest value of this parameter was found in the interface of the latter and the South Atlantic Central Water ($\simeq -3,2.10^{-4}\ cm^3.g^{-1}$).

LISTA DOS SÍMBOLOS

$\vec{C}$: vetor densidade de fluxo da concentração (" concentration flux density ").

D: energia dissipada por efeitos viscosos.

E_z, E_p: estabilidade vertical em função da profundidade e da pressão, respectivamente.

G: razão de geração de energia de turbulência.

$g = |\vec{g}|$: aceleração da gravidade.

$\vec{i}$, $\vec{j}$, $\vec{k}$: versores do sistema de coordenadas $OXYZ$.

k: coeficiente vertical de difusão turbulenta no caso de $k_{S,z} = k_{T,z}$.

k_D: coeficiente de difusão molecular de sal.

k_H: coeficiente horizontal de difusão turbulenta da densidade.

k_S: coeficiente de difusão turbulenta de sal.

$k_{S,H}$, $k_{S,z}$: coeficiente de difusão turbulenta de sal, horizontal e vertical, respectivamente.

k_T: coeficiente de condutividade térmica turbulenta.

$k_{T,H}$, $k_{T,z}$: coeficiente de condutividade térmica turbulenta, horizontal e vertical, respectivamente.

k_z: coeficiente vertical de difusão turbulenta da densidade.

m: massa.

N: coeficiente cinemático de viscosidade turbulenta.

P: energia potencial.

Q: fonte ou sorvedouro de uma propriedade no interior de um elemento de volume.

S: salinidade ($^o/oo$).

S_e: salinidade específica (g de sal por g de água).

S': componente turbulenta da salinidade.

$\bar{S}$: salinidade média.

T: temperatura "in situ".

t: tempo.

u, v, w: componentes cartesianas do vetor velocidade instantânea.

$\bar{u}$, $\bar{v}$, $\bar{w}$: componentes cartesianas do vetor velocidade média.

u', v', w': componentes cartesianas do vetor velocidade turbulenta.

V: volume.

$\vec{v}$: vetor velocidade instantânea.

$\bar{\vec{v}}$: vetor velocidade média.

$\vec{v}'$: componente turbulenta do vetor velocidade.

x, y, z: coordenadas cartesianas do sistema $OXYZ$.

$\alpha = \alpha_{S,T,p}$ volume específico.

ΔT_A: correção adiabática da temperatura.

θ: temperatura potencial.

$\nu_T = (\alpha_{S,T,0} - 0,9).10^3$ volume específico convencional.

$\rho = \rho_{S,T,p}$ densidade.

$\sigma_T = (\rho_{S,T,0} - 1).10^3$ densidade convencional.

τ: tensão de Reynolds por área unitária.

$$\nabla = \frac{\partial}{\partial x}\vec{i} + \frac{\partial}{\partial y}\vec{j} + \frac{\partial}{\partial z}\vec{k}$$

$$\nabla_H = \frac{\partial}{\partial x}\vec{i} + \frac{\partial}{\partial y}\vec{j}$$

LISTA DAS FIGURAS

Fig. 1 - A região em estudo e a posição das estações oceanográficas. 4

Fig. 2 - (a) Diagrama T-S para a função $\nu_T = \nu_T(S,T)$.
(b) Diagrama T-S para a função $\sigma_T = \sigma_T(S,T)$. 21

Fig. 3 - Representação no plano T-S de tres estágios no processo de mistura de tres massas de água. 29

Fig. 4 - O triângulo de mistura e seus elementos, segundo Shtokman (1946). 33

Fig. 5 - Perfil vertical da salinidade média entre duas estações, segundo Proudman (1953). 45

Fig. 6 - Tres isolinhas em uma seção vertical de salinidade, segundo Proudman (1953). 47

Fig. 7 - Tres isolinhas em uma seção vertical de salinidade na qual ocorre um mínimo, segundo Proudman (1953). 48

Fig. 8 - Variação vertical de $f_T(z)$ e de $f_S(z)$ e comparação com resultados obtidos na hipótese de serem, essas funções, independentes de z. 53

Fig. 9 - Curva T-S da estação 79 da expedição Vikíndio. 56

Fig. 10 - Diagrama T-S espalhado para as estações da seção A (76 a 92) da expedição Vikíndio. 58

Fig. 11 - Diagrama T-S generalizado das massas de água do Atlântico Sul, segundo Mamayev (1969). 59

Fig. 12 - Distribuição vertical da temperatura na seção A. 61

Fig. 13 - Distribuição vertical da salinidade na seção A. 63

Fig. 14 - Média zonal da distribuição meridional de $(E - P)$ e de S para todos os oceanos, segundo Neumann & Pierson (1966). 64

Fig. 15 - Distribuição vertical da densidade na seção A. 66

Fig. 16 - Distribuição vertical da salinidade na seção A (*0 m* a *300 m*). 68

Fig. 17 - Distribuição vertical da temperatura, da salinidade e da densidade na estação *80*, expedição Vikíndio. 69

Fig. 18 - Distribuição vertical da temperatura na seção A (*0 m* a *300 m*). 71

Fig. 19 - Distribuição vertical da densidade na seção A (*0 m* a *300 m*). 72

Fig. 20 - Distribuição vertical da salinidade na seção A (*450 m* a *1050 m*). 74

Fig. 21 - Distribuição vertical da temperatura na seção A (*450 m* a *1050 m*). 76

Fig. 22 - Distribuição vertical da densidade na seção A (*450 m* a *1050 m*). 78

Fig. 23 - Distribuição média anual da salinidade ao nível da Água Intermediária Antártica, segundo LeFloc'h & Merle (1975). 79

Fig. 24 - Distribuição média anual da temperatura ao nível da Água Intermediária Antártica, segundo LeFloc'h & Merle (1975). 80

Fig. 25 O triângulo de mistura para massas de água da região oeste do Oceano Atlântico Sul Tropical. 82

Fig. 26 - Quantidade percentual de Água Central do Atlântico Sul na seção A. 84

Fig. 27 - Quantidade percentual de Água Intermediária Antártica na seção A. 85

Fig. 28 - Curvas de contração do volume específico na mistura vertical, construidas para os pontos do triângulo de mistura. 87

Fig. 29 - O triângulo de contração do volume específico na mistura vertical, para as massas de água da região oeste do Oceano Atlântico Sul Tropical. 89

Fig. 30 - Distribuição vertical da contração do volume específico na mistura vertical na seção A. 90

LISTA DAS TABELAS

Tab. 1 - Valores de $f_T(z)$ e de $f_S(z)$ obtidos pela aplicação do método de Wyrtki para estruturas estacionárias de $T(z)$ e de $S(z)$. 52

Tab. 2 - Valores médios, em função da latitude, da temperatura e da salinidade no núcleo da Água Intermediária Antártica. 77

Tab. 3 - Valores da estabilidade vertical (E_p) e da contração do volume específico ($\Delta_c \nu_T$) nos limites superior e inferior da Água Intermediária Antártica (números superiores e inferiores, respectivamente). 88

Tab. 4 - Valores da razão k/u, no núcleo da Água Intermediária Antártica, obtidos com os métodos de Jacobsen-Shtokman e de Proudman (estações da seção A com distância média de *460 km*). 92

Tab. 5 - Valores da razão k/u, no núcleo da Água Intermediária Antártica, obtidos com os métodos de Jacobsen-Shtokman e de Proudman (estações da seção A com distância média de *700 km*). 93

Tab. 6 - Valores da razão k/u, no núcleo da Água Intermediária Antártica, obtidos com os métodos de Jacobsen-Shtokman e de Proudman (estações da seção A com distância média de *1045 km*). 94

Tab. 7 - Valores da razão k/u, no núcleo da Água Intermediária Antártica, obtidos com os métodos de Jacobsen-Shtokman, de Proudman e de Jacobsen (estações do Meteor). 94

Tab. 8 - Valores de $f_T(z)$ e de $f_S(z)$ obtidos pela aplicação do método de Wyrtki para estruturas quase estacionárias de $T(z)$ e $S(z)$ (dados da área compreendida entre 10^oS e 15^oS, e 30^oW e 35^oW). 97

1. INTRODUÇÃO

Os objetivos deste trabalho são as descrições da teoria fundamental da análise de massas de água e das variações espaciais da estrutura termohalina, das propriedades, e dos coeficientes físicos das águas oceânicas que circulam na região oeste do Oceano Atlântico Sul Tropical, ao longo da costa brasileira (7° S a 20° S).

As características gerais da variação sazonal da temperatura, da salinidade e da densidade em superfície, dessa região, foram apresentadas no trabalho pioneiro de Böhnecke (1936), como parte de um estudo mais amplo, abrangendo todo o Oceano Atlântico e utilizando todos os valores experimentais obtidos até a época.

Uma das características peculiares da estrutura termohalina da troposfera oceânica estudada é a ocorrência de máximos de salinidade ($36,3^{o}/oo < S < 37,3^{o}/oo$) na base da camada de mistura. Esses máximos, referidos por Defant (1936) como "máximos intermediários de salinidade na esfera de água quente", são conhecidos desde a expedição do "Meteor" (1925-27). Sendo originários de um acúmulo de água mais densa, ao sul da região estudada, espalham-se para o norte sob a forma de uma camada pouco espessa de alta salinidade, induzidos por causas dinâmicas ainda não bem compreendidas.

Recentemente Goulet & Ingham (1971), analisando registros contínuos da distribuição vertical da temperatura e da salinidade de várias estações oceanográficas, situaram a área de geração desses máximos entre 15° S e 21° S, próxima à plataforma continental brasileira.

Abaixo da termoclina observa-se a ocorrência do mínimo de salinidade ($S \approx 34,5^{o}/oo$), indicador da Água Intermediária Antártica originária da Convergência Antártica. O espalhamento dessa massa de água para o norte foi, pela primeira vez, investigado por Wüst (1936). Um dos resultados dessa pesquisa foi que a profundidade do mínimo de salinidade na região em estudo é de aproximadamente 750 m.

Utilizando perfis verticais de salinidade, Proudman (1953, p. 114) avaliou o coeficiente vertical de difusão turbulenta para o núcleo da Água Intermediária Antártica em 4 cm^2/s. Esse coeficiente foi reavaliado por Defant (1954) que utilizou o método de Jacobsen (1927), partindo de curvas T-S e obteve 7,4 cm^2/s.

Herrera (1973) estudou a origem e os processos de propagação e de mistura dessa massa de água. Indicou que, no limite oeste do Oceano Atlântico Sul, a velocidade de propagação do núcleo da água intermediária pode atingir valores próximos a 40 cm/s, sendo próprio falar-se em uma Corrente Intermediária Antártica.

Recentemente Mamayev (1975, p. 255), empregando a técnica do triângulo de mistura, para a determinação da quantidade percentual de cada massa de água, em diferentes profundidades, estudou a interação entre a Água Central do Atlântico Sul e a Água Intermediária Antártica, ao longo da costa leste da América do Sul.

Após a expedição do Meteor as águas oceânicas, da região oeste do Oceano Atlântico Sul Tropical, tiveram as suas propriedades físicas medidas novamente graças ao programa desenvolvido durante o Ano Geofísico Internacional (1957-58). Dentre essas observações destacam-se aquelas publicadas no Atlas do Oceano Atlântico (Fuglister, 1960) e os trabalhos oceanográficos da Diretoria de Hidrografia e Navegação do Ministério da Marinha, cujos resultados foram recentemente publicados (Brasil, 1969 e 1974).

Na última década, além da expedição Vikíndio, cujos dados foram parcialmente utilizados no presente trabalho, a região em estudo foi pesquisada durante a operação Leste II, realizada pela Diretoria de Hidrografia e Navegação (Brasil, 1972).

2. O CONJUNTO DE DADOS E SEU TRATAMENTO

Neste trabalho foram utilizados dados discretos coletados durante a expedição Vikíndio, levada a efeito em 1967 pelo N. Oc. Prof. W. Besnard, do Instituto Oceanográfico da Universidade de São Paulo; dados extraidos da listagem geral de estações oceanográficas do NODC (National Oceanographic Data Center - Washington D. C., USA) e da expedição do navio oceanográfico alemão Meteor, que em 1925-27 percorreu todo o Atlântico.

Da primeira expedição citada foram utilizadas 16 estações, numeradas de *76* a *92*, que estão dispostas numa seção quase paralela à costa leste do Brasil (seção A, Fig. 1). A estação mais setentrional (*76*) está situada a 06° *54'S* e 031° *57' W*, e a mais meridional (*92*) a 20° *00' S* e 035° *31' W*.

Os dados do NODC referem-se a todos os cruzeiros catalogados por essa instituição até dezembro de 1971, e que percorreram a zona compreendida entre 10° *S* e 15° *S* de latitude, e 30° *W* e 35° *W* de longitude. Foram utilizadas 31 estações pertencentes à diversas expedições, como as realizadas pelos navios: Almirante Saldanha, em 1957 e 1959, Undaunted, em 1966, e Mikhail Lomonosov, em 1959 e 1961, entre outros. Esses dados, de estações realizadas em diferentes épocas do ano, foram utilizados para a determinação, em primeira aproximação, de perfis verticais quase estacionários da temperatura e da salinidade da Água Central do Atlântico Sul.

Para a preservação dos gradientes verticais, esses últimos dados foram submetidos a um tratamento similar ao utilizado por Mosby (1959), ou seja: foram selecionados determinados valores dessas propriedades e determinadas, graficamente, as profundidades de ocorrência desses valores, para cada uma das 31 estações. Foi calculada, em seguida, a média aritmética das profundidades, sendo obtido um perfil vertical único e quase estacionário ($\partial T/\partial t \simeq 0$ e $\partial S/\partial t \simeq 0$) para cada uma dessas propriedades. Como veremos nas considera-

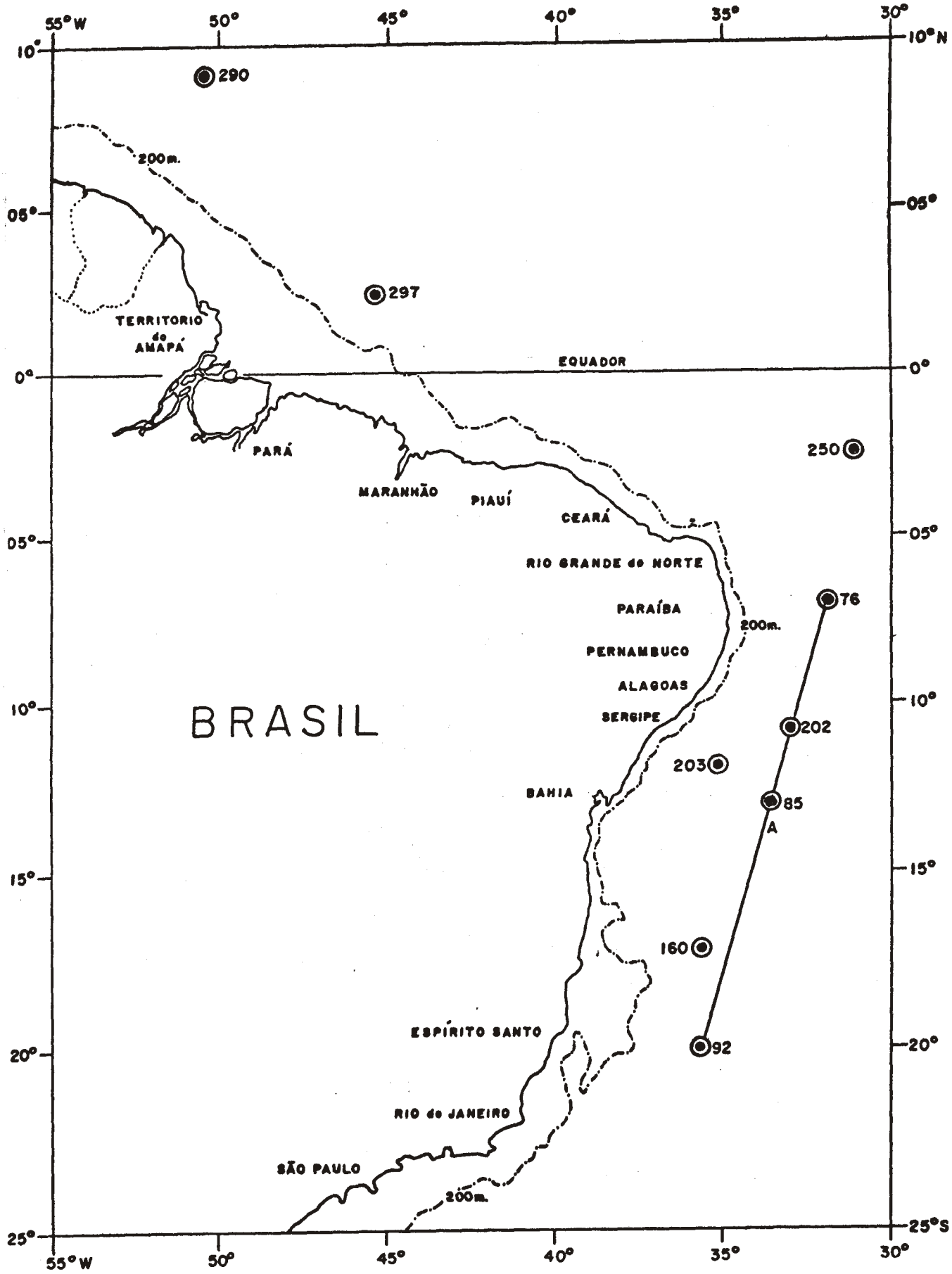

Fig. 1 - A região estudada e a posição das estações oceanográficas.

ções a respeito da aplicação de um dos métodos para a determinação dos coeficientes de condutividade térmica e de difusão de sal (seção 5.3), essa condição é necessária.

Da expedição do Meteor utilizaram-se as estações de números *160*, *202*, *203*, *290* e *297*, cujas posições estão indicadas na Fig. 1.

Os dados foram processados pelo programa OCCOMP (Oceanic Computation Parameters), que está descrito no trabalho de Signorini (1974).

3. A TEORIA CLÁSSICA DE DIFUSÃO TURBULENTA NO MAR

3.1. OS PRINCIPAIS PROCESSOS DE MISTURA OCEÂNICA

Segundo Okubo (1970) chama-se "mistura oceânica" ao conjunto de processos físicos que ocorrem no interior do oceano e que tendem a produzir uniformidade nas propriedades físicas da água do mar. Tais processos são irreversíveis, no sentido que a mistura, por ela mesma, não pode retornar ao seu estado original.

Os principais processos que conduzem à mistura oceânica são: advecção (ou convecção) e difusão. Nos processos advectivos (ou convectivos) os movimentos regulares da água do mar - correntes oceânicas, correntes costeiras, ressurgências, etc. - transportam consigo as propriedades, causando uma variação local na concentração das mesmas. Nos processos difusivos movimentos irregulares de volumes de água, chamados *turbulência*, juntamente com a difusão molecular , causam uma troca local de propriedades sem que haja um transporte resultante de água. Assim, enquanto nos processos advectivos (ou convectivos) ocorre um transporte resultante de água, nos processos difusivos tal fato não se observa.

Okubo (op. cit.) analisa, em princípio qualitativamente, o efeito da descarga de um contaminante dinamicamente passivo no mar. Depois que os mecanismos iniciais de mistura, devidos ao empuxo e à troca de quantidade de movimento, cessam observa-se que as correntes locais transportam uma parte do contaminante para fora da área de descarga. Simultaneamente o movimento turbulento espalha o contaminante em torno do seu centro móvel, tanto horizontal como verticalmente. Porém é necessário lembrar que a estrutura de turbulência da velocidade vertical é diferente, em certos aspectos , daquela da velocidade horizontal. A mistura vertical, em geral, é um processo menos intenso do que a mistura horizontal pois, no oceano, os movimentos horizontais são quase sempre mais intensos do que os movimentos verticais.

As propriedades da água do mar cujas concentrações são alteradas somente por processos advectivos (ou convectivos) e difusivos, a não ser nos contornos do oceano, são denominadas *propriedades conservativas*. Como exemplos temos a temperatura e a salinidade. A quantidade de oxigênio dissolvido, por outro lado, é uma propriedade não conservativa porque pode ser alterada por processos de fotossíntese ou por processos respiratórios de organismos marinhos.

3.2. DIFUSÃO MOLECULAR E DIFUSÃO TURBULENTA

Denomina-se fluxo laminar a um estado no qual camadas de líquido movem-se de maneira ordenada, sem que ocorram variações aleatórias da velocidade. Entretanto, devido aos movimentos aleatórios das moléculas, pode ocorrer uma difusão das substâncias dissolvidas no líquido, desde que a concentração dessas substâncias seja variável no espaço. As quantidades transferidas de uma camada à outra são proporcionais ao gradiente de concentração. O coeficiente de proporcionalidade, que é uma característica do líquido, é denominado *coeficiente de difusão molecular*. Na água do mar esse coeficiente é função da temperatura, da concentração de sais e da pressão.

Denomina-se fluxo turbulento a um estado no qual ocorrem movimentos aleatórios de pequenas ou grandes massas de água. A turbulência de um sistema depende da velocidade e dos contornos do sistema.

Enquanto o transporte da propriedade devido à difusão molecular ocorre sempre no sentido da maior para a menor concentração, na direção do gradiente, o transporte devido à difusão turbulenta não precisa satisfazer a tal condição. É importante notar que sem o efeito da difusão molecular a mistura final não ocorreria.

Os processos de mistura devidos aos fluxos turbulentos são mais intensos do que os devidos aos fluxos laminares. Logo, o coeficiente de difusão turbulenta é maior do que o coeficiente de difusão molecular.

Na natureza raramente ocorre um fluxo laminar. A qua-

se totalidade dos escoamentos encontrados são turbulentos. A origem da turbulência, porém, ainda não está bem determinada. É sempre difícil decidir quais características principais e quais escalas devem ser associadas a movimentos turbulentos e a movimentos não turbulentos.

3.3. A EQUAÇÃO DE DIFUSÃO

De acordo com o *Teorema da conservação de propriedades* da hidrodinâmica, as propriedades no interior de um elemento de volume material de um fluido não variam, a não ser que influências externas atuem sobre o mesmo. Nesse caso a variação temporal indica a intensidade dos agentes modificadores da propriedade atuantes sobre o contínuo.

Seja b uma propriedade específica (por massa unitária) escalar do fluido. A quantidade total de b, em um volume V, em uma posição fixa, é expressa por

$$\iiint \rho b dV$$

onde ρ é a densidade do fluido. Essa quantidade total pode variar quando ocorre um transporte da propriedade através da superfície s do volume V,

$$\oiint \rho b \vec{v} . d\vec{s}$$

sendo $\vec{v}$ a velocidade do fluido, relativa a um referencial tridimensional $OXYZ$, ou quando influências externas criam uma fonte ou sorvedouro Q_b da propriedade b no interior do volume, totalizando a variação

$$\iiint Q_b dV$$

Portanto a equação de conservação da propriedade b pode ser expressa por

$$\iiint \frac{\partial(\rho b)}{\partial t}\, dV = -\oiint \rho b \vec{v}.d\vec{s} + \iiint Q_b dV \qquad (1)$$

isto é, a variação da propriedade b, por unidade de tempo (t), é igual ao transporte de b, por unidade de tempo, através da superfície do elemento de volume, devido ao fluxo do fluido, mais a produção de b, por unidade de tempo, no interior do volume.

Se b representa a salinidade específica S_e (g de sal por g de água, no sistema CGS, no qual serão expressas as quantidades das equações subsequentes), a equação (1) se reduz a

$$\iiint \frac{\partial(\rho S_e)}{\partial t}\, dV = -\oiint \rho S_e \vec{v}.d\vec{s} + \iiint Q_{Se} dV \qquad (2)$$

Considerando a equação acima aplicada a um elemento de volume sem superfície livre, segue que a última parcela do segundo membro é igual a zero, pois a salinidade é uma propriedade conservativa.

Se a distribuição espacial de S_e é variável existe um fluxo de massa devido ao movimento irregular das moléculas, que atravessando a superfície s alteram a concentração de S_e. A quantidade de sal transportada através da superfície s por unidade de tempo, devido a esses movimentos irregulares, é expressa por

$$-\oiint \vec{C}.d\vec{s}$$

onde $\vec{C}$ é a *densidade de fluxo da concentração* da propriedade em questão (concentration flux density, de acordo com a ter-

minologia de Krauss (1973, p. 16)), expresso em $g.cm^{-2}.s^{-1}$. Aplicando-se o Teorema de Gauss à equação (2), e considerando-se o fluxo devido ao movimento irregular das moléculas , obtem-se a equação da conservação para a massa de sais dissolvidos

$$\iiint \frac{\partial(\rho S_e)}{\partial t}\, dV = - \iiint \nabla.(\rho S_e \vec{v} + \vec{C})\, dV$$

ou
$$\frac{\partial(\rho S_e)}{\partial t} + \nabla.(\rho S_e \vec{v} + \vec{C}) = 0$$

ou ainda
$$\frac{\partial(\rho S_e)}{\partial t} + \nabla.\rho S_e \vec{v} = -\nabla.\vec{C} \qquad (3)$$

A equação da continuidade para um fluido é expressa por

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla.\rho\vec{v} = 0 \qquad (4)$$

Subtraindo (4) de (3) obtem-se

$$\frac{\partial S_e}{\partial t} + \vec{v}.\nabla S_e = - \frac{1}{\rho}\nabla.\vec{C} \qquad (5)$$

Se o fluido não é homogêneo em relação à temperatura e à salinidade, $\vec{C}$ depende dos gradientes de temperatura, de salinidade e de pressão. Entretanto, em geral, é suficiente estabelecer

$$\vec{C} = -K\nabla S_e$$

onde K é uma constante de proporcionalidade não negativa.

A última equação indica que $\vec{C}$ tem sentido oposto ao gradiente de concentração. Se S é a salinidade

$$S = 10^3 S_e$$

e $k_D = \frac{K}{\rho}$ é o coeficiente de difusão molecular de sal (cm^2/s), chamado também de coeficiente cinemático de difusão molecular, a equação (5) pode ser escrita

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \vec{v}.\nabla S = \nabla.(k_D \nabla S) \qquad (6)$$

que é a equação da difusão molecular de sal (Krauss, 1973), na hipótese de um elemento de volume sem superfície livre.

Como nos movimentos oceânicos a ocorrência de turbulência é praticamente uma constante, surge a necessidade de se trabalhar com valores médios das propriedades, isto é, a equação (6) deve ser resolvida para valores médios de S e de $\vec{v}$.

O procedimento, para a introdução de valores médios, segundo Okubo (1970) é o seguinte: conhecendo-se um registro unidimensional da concentração de uma propriedade ϕ, em um instante t_0, isto é, $\phi = \phi(x,t_0)$, é necessário alisar o registro que, devido à turbulência, é bastante complexo. Uma das formas é tomar uma média com centro no ponto x e intervalo 2ℓ (escala de medida).

$$\overline{\phi}(x;\ \ell,t_0) = \frac{1}{2\ell}\int_{x-\ell}^{x+\ell} \phi(\xi,t_0)\,d\xi$$

A diferença entre os valores não alisados e alisados é:

$$\phi'(x;\ \ell,t_0) = \phi(x,t_0) - \overline{\phi}(x;\ \ell,t_0)$$

Chama-se $\overline{\phi}$ de valor médio de ϕ, e ϕ' de flutuação ou componente turbulenta de ϕ. A escala de medida (2ℓ) a ser escolhida para calcular os valores médios depende da precisão com a qual se pretenda estudar a mistura. Se a escala escolhida for igual ao comprimento do registro obtem-se $\overline{\phi}$ constante, se for da ordem de grandeza da microestrutura das variações de ϕ não haverá alisamento, e consequentemente $\overline{\phi} = \phi$. O procedimento para a obtenção de médias temporais é análogo.

Do exposto segue que os valores instantâneos da salinidade (S) e da velocidade ($\vec{v}$) podem ser expressos por

$$S = \overline{S} + S' \tag{7}$$

$$\vec{v} = \overline{\vec{v}} + \vec{v}' \tag{8}$$

Substituindo-se (7) e (8) em (6), e tomando-se os valores médios, obtem-se

$$\overline{\frac{\partial(\overline{S} + S')}{\partial t}} + \overline{(\overline{\vec{v}} + \vec{v}').\nabla(\overline{S} + S')} = \overline{\nabla.\ k_D\nabla(\overline{S} + S')} \tag{9}$$

Utilizando-se as "Regras de Reynolds" e supondo o fluido incompressível ($\nabla.\vec{v} = 0$), obtem-se da equação (9):

$$\frac{\partial\overline{S}}{\partial t} + \overline{\vec{v}}.\nabla\overline{S} = \nabla.(k_D\nabla\overline{S}) - \overline{\vec{v}'.\nabla S'} \tag{10}$$

Assumindo-se que as flutuações turbulentas da velocidade satisfazem à equação da continuidade, $\nabla.\vec{v}' = 0$, então

$S'\nabla.\vec{v}' = 0$ e a equação (10) pode ser reescrita

$$\frac{\partial \bar{S}}{\partial t} + \bar{\vec{v}}.\nabla\bar{S} = \nabla.(k_D\nabla\bar{S}) - \nabla.\overline{S'\vec{v}'} \qquad (11)$$

Define-se o *coeficiente de difusão turbulenta de sal* k_S (cm^2/s) mediante a equação

$$k_S\nabla\bar{S} = -\overline{S'\vec{v}'}$$

Introduzindo-se esse coeficiente na equação (11) obtem-se

$$\frac{\partial \bar{S}}{\partial t} + \bar{\vec{v}}.\nabla\bar{S} = \nabla.\left[(k_D + k_S)\nabla\bar{S}\right]$$

Como $k_S >> k_D$, costuma-se desprezar, na equação acima, este último coeficiente, o que conduz a:

$$\frac{\partial \bar{S}}{\partial t} + \bar{\vec{v}}.\nabla\bar{S} = \nabla.(k_S\nabla\bar{S}) \qquad (12)$$

que é a *equação da difusão turbulenta de sal no oceano*. Em virtude da não isotropia das trocas no oceano é conveniente separar a turbulência em horizontal e vertical, escrevendo a equação (12) da seguinte maneira:

$$\frac{\partial \bar{S}}{\partial t} + \bar{\vec{v}}.\nabla\bar{S} = \nabla_H.(k_{S,H}\nabla_H\bar{S}) + \frac{\partial}{\partial z}(k_{S,z}\frac{\partial \bar{S}}{\partial z}) \qquad (g.kg^{-1}.s^{-1}) \qquad (13)$$

onde $k_{S,H}$ e $k_{S,z}$ são, respectivamente, os coeficientes de

difusão turbulenta horizontal e vertical.

Analogamente pode-se determinar a *equação da condução térmica turbulenta*

$$\frac{\partial \overline{T}}{\partial t} + \overline{\vec{v}}.\nabla\overline{T} = \nabla_H.(k_{T,H}\nabla_H\overline{T}) + \frac{\partial}{\partial z}(k_{T,z}\frac{\partial \overline{T}}{\partial z}) \qquad (^{o}C.s^{-1}) \qquad (14)$$

onde k_T representa o *coeficiente de condutividade térmica turbulenta* (cm^2/s).

Stommel (1961) apresentou também a equação de difusão turbulenta da densidade, que só tem significado físico quando $k_S = k_T$,

$$\frac{\partial \overline{\rho}}{\partial t} + \overline{\vec{v}}.\nabla\overline{\rho} = \nabla_H.(k_H\nabla_H\overline{\rho}) + \frac{\partial}{\partial z}(k_z\frac{\partial \overline{\rho}}{\partial z}) \qquad (g.cm^{-3}.s^{-1}) \qquad (15)$$

3.4. A INFLUÊNCIA DA ESTABILIDADE VERTICAL NA DIFUSÃO TURBULENTA

A atenuação da turbulência vertical, devido à estabilidade da coluna de água, resultante da estratificação de massa, foi por hipótese assumida por Parr (1936) para o caso de processos em grande escala.

A estabilidade vertical é definida como a aceleração relativa, por unidade de distância, a que um elemento de volume fica submetido quando é deslocado de uma posição de equilíbrio, onde a densidade é ρ_1, para uma nova posição, onde a densidade do meio ambiente que o rodeia é ρ_2. Assim, se durante o deslocamento não há mistura e os efeitos viscosos são desprezados, a estabilidade vertical, E_z (cm^{-1}), é dada por (Neumann & Pierson, 1966, p. 139):

$$E_z = \lim_{\Delta z \to 0} \frac{\frac{dw}{dt}}{g}.\frac{1}{\Delta z} = \lim_{\Delta z \to 0} \frac{(\rho_1 - \rho_2)}{\rho}.\frac{1}{\Delta z} = \frac{1}{\overline{\rho}}.\frac{\delta\rho}{dz} \qquad (16)$$

onde w é a componente vertical do vetor velocidade e $(dw/dt)/g$ indica a razão entre a aceleração do elemento de volume (proporcional a $\rho_1 - \rho_2$) e a aceleração da gravidade g. Dessa equação, em que o símbolo $\delta\rho$ foi usado ao invés de $d\rho$, para indicar a variação de densidade entre o elemento de volume e o meio que o rodeia (variação individual de densidade), e assumindo o eixo Oz orientado para baixo, tem-se: $E_z > 0$, $E_z = 0$ e $E_z < 0$ significam, respectivamente, os equilíbrios estável, indiferente e instável.

Com aproximação satisfatória, quando a profundidade z é expressa em metros, e a pressão p em decibares, a equação (16) pode ser escrita da forma:

$$E_z = E_p = \frac{1}{\rho}\frac{\delta\rho}{dp} \tag{17}$$

Lembrando que a densidade é função da temperatura, da salinidade e da pressão, $\rho = \rho(S,T,p)$, pode-se escrever a derivada total da densidade, em relação a p, como

$$\frac{d\rho}{dp} = \frac{\partial\rho}{\partial S}\frac{dS}{dp} + \frac{\partial\rho}{\partial T}\frac{dT}{dp} + \frac{\partial\rho}{\partial p} \tag{18}$$

Definindo-se a temperatura potencial, θ, de um elemento de volume de água do mar como a temperatura que ele teria se fosse transportado adiabaticamente desde a profundidade em que se encontra até a superfície, tem-se:

$$\theta = T - \Delta T_A \tag{19}$$

onde T é a temperatura *in situ* e ΔT_A é a correção adiabática da temperatura. Logo, da equação (18) obtem-se:

$$\frac{d\rho}{dp} = \frac{\partial\rho}{\partial S}\frac{dS}{dp} + \frac{\partial\rho}{\partial T}\frac{d}{dp}(\theta + \Delta T_A) + \frac{\partial\rho}{\partial p} \tag{20}$$

Reagrupando-se as parcelas dessa última equação,

$$\frac{d\rho}{dp} = \left[\frac{\partial\rho}{\partial p} + \frac{\partial\rho}{\partial T}\frac{d(\Delta T_A)}{dp}\right] + \left[\frac{\partial\rho}{\partial S}\frac{dS}{dp} + \frac{\partial\rho}{\partial T}\frac{d\theta}{dp}\right] \qquad (21)$$

A equação (21) indica que a variação total da densidade com a pressão pode ser representada pela soma de duas componentes, a saber:

- variação da densidade de um oceano homogêneo (T e S constantes) e compressível, representada no primeiro colchete do segundo membro;
- variação da densidade de um oceano real e incompressível, representada no segundo colchete.

A primeira componente citada não precisa ser considerada nos cálculos da variação individual da densidade ($\delta\rho$) pois, além de representar a contribuição de um oceano homogêneo (não estratificado), a parcela que depende do gradiente adiabático de temperatura ($d\Delta T_A/dp$) também é desprezível (o elemento de volume e o meio ambiente que o rodeia estão praticamente à mesma pressão).

Do exposto acima e das equações (19) e (21) segue-se que,

$$\frac{\delta\rho}{dp} = \frac{\partial\rho}{\partial S}\frac{dS}{dp} + \frac{\partial\rho}{\partial T}\left[\frac{dT}{dp} - \left(\frac{dT}{dp}\right)_A\right] \qquad (22)$$

com $(dT/dp)_A = d(\Delta T_A)/dp$ e o índice A indicando uma transformação adiabática.

Combinando-se as equações (17) e (22) obtem-se uma expressão geral para o cálculo da estabilidade vertical:

$$E_p = \frac{1}{\bar{\rho}}\left\{\frac{\partial\rho}{\partial S}\frac{dS}{dp} + \frac{\partial\rho}{\partial T}\left[\frac{dT}{dp} - \left(\frac{dT}{dp}\right)_A\right]\right\} \qquad (23)$$

Nessa dedução seguiu-se, em linhas gerais, Mamayev (1975). A equação (23), expressa em função da profundidade z foi deduzida por Hesselberg e Sverdrup em 1914 (Defant, 1961).

Para a utilização dessa última equação as variações dS/dp e dT/dp são determinadas a partir de resultados experimentais obtidos em estações hidrográficas, enquanto que $\partial\rho/\partial S$, $\partial\rho/\partial T$ e $(dT/dp)_A$ podem ser obtidas em tabelas (ex. Neumann & Pierson, 1966, Apêndice A).

Quando $E_p = 0$ tem-se uma situação de equilíbrio indiferente, e neste caso a turbulência não depende da estabilidade, sendo limitada pelo *Número de Reynolds*, que pode ser interpretado como a razão entre as forças inerciais e as forças viscosas no fluido. Em geral diz-se que um fluxo é turbulento quando o número de Reynolds ultrapassa um certo valor. Okubo (1970) cita como exemplo a coluna de água existente nos oceanos entre a superfície e *100 m* de profundidade. Nesta camada a estabilidade é aproximadamente nula. Assumindo-se uma velocidade média de *10 cm/s* obtem-se um número de Reynolds da ordem de 10^7, ultrapassando os limites conhecidos experimentalmente, para a identificação de fluxos turbulentos em amplos canais com superfície livre. Assim, na camada de mistura os fluxos são turbulentos.

Segundo Stewart (1959), com estratificação estável ($E_p > 0$), é a estabilidade quem determina se o fluxo é ou não turbulento, e o número de Reynolds não desempenha papel decisivo nessa análise.

A energia do componente turbulento de um movimento é retirada do fluxo médio através das *tensões de Reynolds*, que podem ser representadas por

$$\tau_{ij} = -\rho\overline{v_i' v_j'} \qquad i, j = 1, 2, 3 \qquad (24)$$

onde τ_{ij} é a tensão de Reynolds, por área unitária, sobre uma superfície perpendicular a i, na direção j e v_i' e v_j' são componentes do vetor velocidade turbulenta nas direções i e j, respectivamente.

Introduzindo-se na equação (24) o *coeficiente cinemá-*

tico de viscosidade turbulenta, N, vem (Bowden, 1962)

$$\tau_{ij} = \rho N_i \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} \tag{25}$$

A energia retirada do movimento médio e transferida para a componente turbulenta é dissipada continuamente pela viscosidade do fluido. No caso de um fluxo turbulento na direção Ox, com velocidade média $\bar{u}$ variando somente ao longo da vertical, a razão de geração de energia turbulenta, por unidade de volume e de tempo, é, segundo Proudman (1953),

$$G = \tau_{zx} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \rho N_z \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}\right)^2 \tag{26}$$

Numa estratificação indiferente ($E_p = 0$) essa energia é dissipada pela viscosidade. Se D é a quantidade de energia dissipada por efeitos viscosos, então $G = D$.

Se a estratificação é estável ($E_p > 0$) cada elemento de volume deslocado verticalmente realiza (recebe) trabalho contra forças gravitacionais (empuxo). O acréscimo da energia potencial, P, associado a esses deslocamentos, por unidade de volume e de tempo, é dado por (Bowden, 1962)

$$P = g k_{S,z} \frac{\delta \rho}{dz} \tag{27}$$

então, para a ocorrência de movimentos verticais turbulentos é necessário que $G = P + D$. Consequentemente a energia cinética cedida pelo movimento médio deve ser maior do que o acréscimo da energia potencial, $G > P$, ou

$$\rho N_z \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}\right)^2 > g k_{S,z} \frac{\delta \rho}{dz} \tag{28}$$

Levando-se em conta a equação (17), pode-se escrever

$$N_z\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}\right)^2 > gk_{S,z}E_p \qquad (29)$$

Como o primeiro membro da desigualdade acima é sempre maior do que o segundo, que por sua vez depende da estabilidade, verifica-se que, para uma dada taxa de geração de energia turbulenta a partir de um movimento médio, o efeito de E_p é o de diminuir, ou mesmo conduzir a uma atenuação da turbulência vertical.

4. A TEORIA ANALÍTICA DAS CURVAS T-S

4.1. A EQUAÇÃO DE ESTADO DA ÁGUA DO MAR - GENERALIDADES

A relação entre os parâmetros de estado da água do mar: densidade (ou volume específico α), temperatura, salinidade e pressão (ou profundidade), que tem forma geral:

$$\rho = \rho(S,T,p) \qquad \text{ou} \qquad \alpha = \alpha(S,T,p)$$

é denominada *equação de estado da água do mar*, e pode ser representada na forma diferencial por:

$$d\alpha = \left(\frac{\partial\alpha}{\partial S}\right)_{T,p} dS + \left(\frac{\partial\alpha}{\partial T}\right)_{S,p} dT + \left(\frac{\partial\alpha}{\partial p}\right)_{S,T} dp$$

Devido à complexidade da composição da água do mar e às suas propriedades anômalas (presença de sais dissolvidos, calor específico alto, etc.) a equação de estado apresentada acima é bastante complicada. A sua forma analítica ou resolução numérica são ainda obtidas de forma empírica. Na maioria dos trabalhos em oceanografia física são utilizadas as fórmulas de Knudsen-Ekman, estabelecidas empiricamente em 1908, e que apresentam uma solução analítica aproximada para essa equação de estado. Tais fórmulas podem ser encontradas em vários trabalhos (p. ex. Fofonoff, 1962, p. 8) e foram tabeladas por Lafond (1951).

4.2. O DIAGRAMA T-S

O gráfico da equação $\alpha = \alpha(S,T)$, que é a equação de

estado da água do mar à pressão atmosférica, é denominado diagrama T-S. Entretanto costuma-se construir o gráfico da função $\sigma_T = \sigma_T(S,T)$ ou da função $\nu_T = \nu_T(S,T)$, devido à facilidade de manipulação numérica desses parâmetros definidos por:

$$\sigma_T = (\rho_T - 1).10^3$$

$$\nu_T = (\alpha_T - 0,9).10^3$$

onde ρ_T e α_T representam, respectivamente, a densidade e o volume específico da água do mar desprezando-se o efeito da pressão hidrostática. Mamayev (1975) denomina o parâmetro σ_T de *densidade convencional* e ν_T de *volume específico convencional*. Na Fig. 2 são apresentados os diagramas T-S construidos para esses parâmetros, utilizando-se as equações de Knudsen-Ekman.

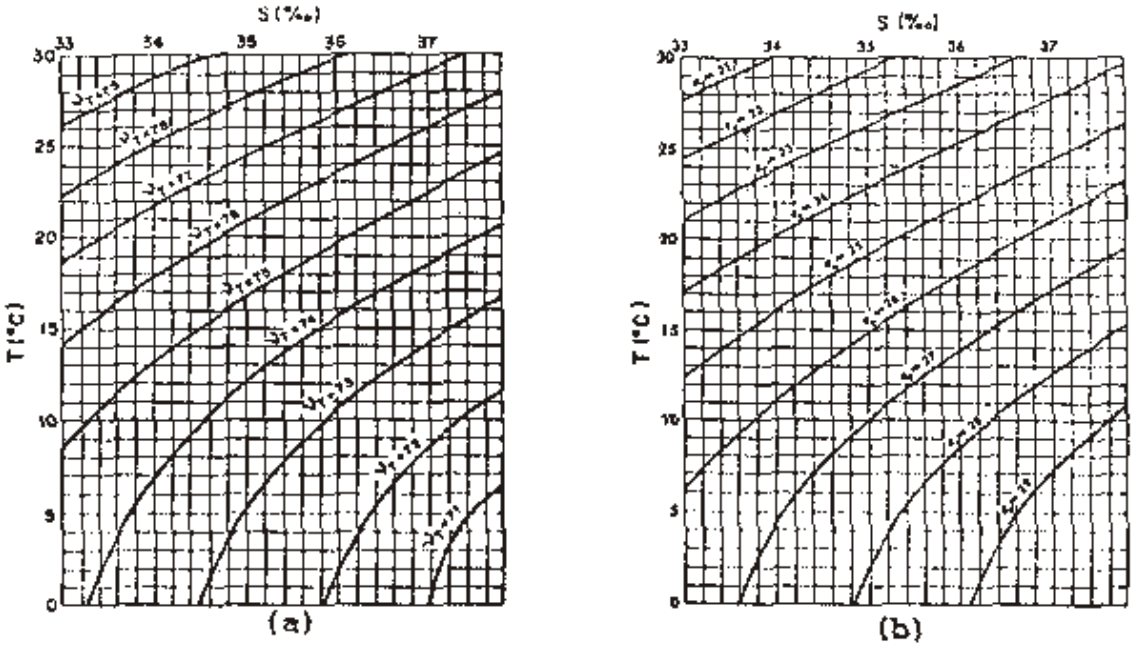

Fig. 2 - (a) Diagrama T-S para a função $\nu_T = \nu_T(S,T)$.
(b) Diagrama T-S para a função $\sigma_T = \sigma_T(S,T)$.

O diagrama T-S serve como base para plotar as relações T-S existentes numa região oceânica. A curva assim obtida é denominada *curva T-S*. Quando ela é construida com os pares (S,T) obtidos em uma estação oceanográfica, em diversas profundidades, é denominada *curva T-S-z*.

Introduzidos por Helland-Hansen em 1912, os diagramas T-S são bastante utilizados em oceanografia, principalmente para:

(1) avaliação da densidade ou do volume específico - Dado um par S-T de uma amostra de água é fácil, utilizando-se diagramas semelhantes aos da Fig. 2, avaliar-se o valor do parâmetro σ_T ou ν_T.

(2) Classificação de massas de água - Para vastas regiões oceânicas, excluidas as regiões costeiras e a camada de mistura, a curva T-S é praticamente constante no tempo e no espaço. Essa forma constante permite a classificação das massas de água em uma dada região.

(3) Avaliação do valor numérico de vários parâmetros físicos, como : proporções de diferentes massas de água presentes numa mistura, coeficientes de difusão turbulenta, contração do volume específico na mistura vertical e outros.

(4) Monitoração dos dados obtidos em uma estação oceanográfica - Conhecendo-se a curva T-S característica de uma região é possível, por simples comparação, verificar se os dados de temperatura e de salinidade obtidos em uma estação oceanográfica são ou não corretos.

4.3. A TEORIA DE SHTOKMAN

O objetivo fundamental da teoria analítica das curvas T-S é a solução simultânea das equações que governam a distribuição espacial da temperatura e da salinidade, a representação dos resultados obtidos num diagrama T-S e a pesquisa sobre as relações analíticas e geométricas desses resultados. Isto é, procura-se determinar as relações

$$T = f(z,t) \qquad e \qquad S = g(z,t)$$

Para a obtenção das relações acima devem ser considerados apenas processos de difusão de sal e de condução de calor que ocorram na direção vertical (ao longo do eixo Oz). Estabelece-se também, como hipóteses, que os coeficientes verticais de difusão turbulenta de sal e de condução turbulenta de calor são constantes ao longo do eixo Oz (para uma massa de água) e iguais entre si ($k_{S,z} = k_{T,z} = k$), e que os termos advectivos das equações de conservação (equações 13 e 14) são desprezíveis. Assim, essas equações se reduzem a:

$$\frac{\partial S}{\partial t} = k\frac{\partial^2 S}{\partial z^2} \tag{30}$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = k\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \tag{31}$$

onde S e T representam valores médios.

As condições iniciais para a resolução dessas equações são: no instante inicial ($t = 0$) existem camadas horizontais planas e paralelas, com temperatura e salinidade constantes ao longo da vertical. Esta condição, que implicitamente indica a existência no oceano de massas de água com características T e S homogêneas, recebeu o seguinte comentário de Shtokman (1946):

"Entretanto, deve ser mencionado que o conceito de massas de água como corpos discretos de água, os quais antes da mistura possuem propriedades individuais (um conceito que é fundamental para toda a teoria das curvas T-S, e que é bastante utilizado em oceanografia) é, antes de tudo, um conceito convencional. De fato, podemos obter uma reprodução das massas de água colocando em um recipiente várias camadas de um líquido, uma sobre a outra, e observando o nivelamento gradual das suas propriedades por meio das curvas T-S. Obviamente, uma distribuição similar de temperatura e de salinidade poderia ser obtida se o vaso contivesse, inicialmente,

água não estratificada, com propriedades idênticas em todos os pontos. Isto pode ser realizado mudando as propriedades da água por meio de influencias externas, isto é, submetendo a água superficial a aquecimento, resfriamento ou variando a salinidade por acréscimo de água ou evaporação. Como resultado das influências externas mencionadas, juntamente com os processos de mistura, podemos obter, no nosso vaso, uma distribuição vertical de temperatura e de salinidade idêntica à quela do primeiro caso, embora neste segundo caso as tais camadas (massas de água) não existam."

Ainda segundo Shtokman (1946), não existem tais massas de água na natureza. Entretanto, como o resultado intermediário e final é o mesmo, qualquer que seja a hipótese escolhida, não há inconveniente em assumir-se, como condições iniciais, a existência real de massas de água.

As equações (30) e (31) são resolvidas para o caso da existência de tres massas de água em um oceano com profundidade infinita, ou seja, a massa de água superior (A_1) e a massa de água inferior (A_3) possuem espessura infinita. A massa de água intermediária (A_2) possui espessura finita e igual a $2h$. A hipótese de oceano com profundidade infinita não afetará sensivelmente os resultados obtidos, pois os mesmos serão aplicados à massa de água intermediária. Entretanto, em alguns casos, as equações (30) e (31) foram resolvidas para oceanos de profundidade semi-finita e finita, e para duas ou quatro massas de água, conforme é apresentado em Mamayev (1975).

Resumindo, as condições iniciais ($t = 0$), colocando a origem do sistema de coordenadas ($z = 0$) na parte central da massa A_2, e orientando o eixo $0z$ para cima, são:

$$
\begin{aligned}
&T(z,0) = T_1,\ S(z,0) = S_1,\ \text{para } z > h \\
&T(z,0) = T_2,\ S(z,0) = S_2,\ \text{para } -h < z < h \qquad (32) \\
&T(z,0) = T_3,\ S(z,0) = S_3,\ \text{para } z < -h
\end{aligned}
$$

As condições de contorno são aplicadas somente à in-

terface de separação entre as massas de água A_1-A_2 e A_2-A_3, pois o oceano extendendo-se infinitamente para cima e para baixo não sofre o efeito de ações externas. A condição a ser satisfeita é a da igualdade do fluxo de calor ou de sal nos dois lados da interface.

Para resolver a equação (30) pode-se utilizar o método das transformadas de Fourier, obtendo-se para solução geral (ver, p. ex., Mathews & Walker, 1965, p. 231):

$$T(z,t) = \frac{1}{2\sqrt{\pi kt}} \int_{-\infty}^{\infty} f(\xi) e^{-\frac{(z-\xi)^2}{4kt}} d\xi$$

onde a função $f(\xi) = T\big|_{t=0}$ é determinada a partir das condições iniciais (32), logo:

$$T(z,t) = \frac{T_3}{2\sqrt{\pi kt}} \int_{-\infty}^{-h} e^{-\frac{(z-\xi)^2}{4kt}} d\xi + \frac{T_2}{2\sqrt{\pi kt}} \int_{-h}^{h} e^{-\frac{(z-\xi)^2}{4kt}} d\xi +$$

$$+ \frac{T_1}{2\sqrt{\pi kt}} \int_{h}^{+\infty} e^{-\frac{(z-\xi)^2}{4kt}} d\xi$$

Efetuando-se a mudança de variáveis abaixo,

$$\frac{\xi - z}{2\sqrt{kt}} = \eta \Rightarrow \xi = z + 2\eta\sqrt{kt} \Rightarrow d\xi = 2\sqrt{kt}\, d\eta$$

os limites de integração também devem ser substituidos por :

$$\xi = +\infty \Rightarrow \eta = +\infty$$

$$\xi = -\infty \Rightarrow \eta = -\infty$$

$$\xi = -h \Rightarrow \eta = -\frac{z + h}{2\sqrt{kt}}$$

$$\xi = h \Rightarrow \eta = -\frac{z-h}{2\sqrt{kt}}$$

o que conduz a:

$$T(z,t) = \frac{T_3}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{-\frac{z+h}{2\sqrt{kt}}} e^{-\eta^2} d\eta + \frac{T_2}{\sqrt{\pi}} \int_{-\frac{z+h}{2\sqrt{kt}}}^{-\frac{z-h}{2\sqrt{kt}}} e^{-\eta^2} d\eta + \frac{T_1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\frac{z-h}{2\sqrt{kt}}}^{+\infty} e^{-\eta^2} d\eta \qquad (33)$$

As integrais do segundo membro da equação acima podem ser transformadas utilizando-se a integral de probabilidades, definida por

$$\Phi(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-\eta^2} d\eta$$

e que possui as propriedades

$$\Phi(-z) = -\Phi(z)$$

$$\Phi(\pm\infty) = \pm 1$$

$$\Phi(0) = 0$$

Para tanto a equação (33) pode ser expandida na forma,

$$T(z,t) = \frac{T_3}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{0} e^{-\eta^2} d\eta + \frac{T_3}{\sqrt{\pi}} \int_{0}^{-\frac{z+h}{2\sqrt{kt}}} e^{-\eta^2} d\eta + \frac{T_2}{\sqrt{\pi}} \int_{-\frac{z+h}{2\sqrt{kt}}}^{0} e^{-\eta^2} d\eta +$$

$$+ \frac{T_2}{\sqrt{\pi}} \int_{0}^{-\frac{z-h}{2\sqrt{kt}}} e^{-\eta^2} d\eta + \frac{T_1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\frac{z-h}{2\sqrt{kt}}}^{0} e^{-\eta^2} d\eta + \frac{T_1}{\sqrt{\pi}} \int_{0}^{+\infty} e^{-\eta^2} d\eta$$

Utilizando-se agora as propriedades da função $\Phi(z)$, obtem-se,

$$T(z,t) = \frac{T_1 + T_3}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} e^{-\eta^2} d\eta + \frac{T_1 - T_2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{z-h}{2\sqrt{kt}}} e^{-\eta^2} d\eta +$$

$$+ \frac{T_2 - T_3}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{z+h}{2\sqrt{kt}}} e^{-\eta^2} d\eta$$

ou ainda,

$$T(z,t) = \frac{1}{2} \left[T_1 + T_3 + (T_1 - T_2)\Phi\left(\frac{z - h}{2\sqrt{kt}}\right) + (T_2 - T_3)\Phi\left(\frac{z + h}{2\sqrt{kt}}\right) \right] \tag{34}$$

que é a equação para a distribuição vertical de temperatura, no caso da mistura de tres massas de água num oceano com profundidade infinita. A equação para a distribuição de salinidade pode ser obtida de maneira análoga, resultando,

$$S(z,t) = \frac{1}{2} \left[S_1 + S_3 + (S_1 - S_2)\Phi\left(\frac{z - h}{2\sqrt{kt}}\right) + (S_2 - S_3)\Phi\left(\frac{z + h}{2\sqrt{kt}}\right) \right] \tag{35}$$

Mamayev (1975, p. 175) justifica o emprego dessas equações, deduzidas para um oceano de profundidade infinita, ao oceano real, com as seguintes palavras:

"O problema original da teoria dos diagramas T-S é a construção analítica de curvas T-S que reproduzam, tão precisamente quanto possível, as curvas T-S construidas a partir dos resultados de observações em estações hidrológicas no mar. No esforço para obter similaridade entre ambas, o propósito da teoria é não somente construir uma curva T-S analítica cuja forma seja similar à da curva real, mas também que a distribuição do parâmetro z ao longo da primeira reflita o quadro real. Somente após a observação de ambas condi-

ções - similaridade na forma das curvas T-S e semelhança na distribuição do parâmetro z ao longo delas - é possível obter-se conclusões teóricas a respeito da distribuição de massas de água (primeiro com a profundidade), da velocidade de seus deslocamentos e transformações, a razão percentual de massas de água em diferentes pontos, a magnitude dos coeficientes de troca, etc."

E mais: "Em adição ao que foi dito, deve-se dar atenção à uma propriedade geral e muito importante das curvas TS de estações oceanográficas profundas: os pontos de referência do parâmetro z estão distribuidos irregularmente ao longo delas; intervalos uniformes desse parâmetro estão bem espalhados na parte superior da curva, preenchendo mais a sua parte inferior, aproximando-se assintoticamente quando $z \to H$, onde H é a profundidade do oceano."

Prossegue ainda o mesmo autor: "Esta propriedade das curvas T-S é perfeitamente óbvia, e é explicada pela maior homogeneidade da temperatura e da salinidade das massas de água profundas. No caso de um oceano idealizado, com profundidade ilimitada, preenchido até o infinito com massas de água homogêneas na temperatura e na salinidade, chegaremos à conclusão que os pontos paramétricos aproximar-se-ão, como no oceano real, assintoticamente do índice T-S da massa de água inferior, porém não quando $z \to H$, mas sim quando $z \to \infty$. Comparando as curvas T-S construidas para um oceano bastante profundo, mas finito ($z = H$), e um infinito ($z \to \infty$), com índices (S_0, T_0) idênticos, no primeiro caso no fundo e no segundo no infinito, podemos chegar à conclusão que a distribuição do parâmetro z numa vizinhança de raio ε do ponto (S_0, T_0) ε bastante pequeno, terá pouca influência na distribuição do mesmo parâmetro na parte restante da curva T-S. O que foi dito acima é o bastante para justificar a afirmação que o desenvolvimento da teoria analítica das curvas T-S para um oceano com profundidade infinita, com aplicação posterior ao oceano real, é válida."

4.4. A MISTURA DE TRES MASSAS DE ÁGUA EM UM OCEANO COM PROFUNDIDADE INFINITA

Pode-se agora, com a teoria apresentada na seção anterior, estudar o desenvolvimento do processo de mistura de tres massas de água e a sua representação no plano T-S.

No instante inicial ($t = 0$) todos os pares (S,T) para $z > h$ estão localizados em $A_1(S_1,T_1)$; todos os pares (S,T) para $-h < z < h$ estão localizados em $A_2(S_2,T_2)$ e todos os pares (S,T) para $z < -h$ estão em $A_3(S_3,T_3)$. Logo, no instante inicial, a representação gráfica das características T e S das tres massas de água é um conjunto de tres pontos distintos (Fig. 3a).

Se os tres pontos A_1, A_2 e A_3 não são colineares, o triângulo determinado por eles no plano T-S é denominado *triângulo de mistura*.

Imediatamente após o instante inicial, permitindo-se a mistura das tres massas de água através de suas interfaces de separação, os pares (S,T) distribuem-se ao longo dos segmentos de reta A_1A_2 e A_2A_3, formando uma curva T-S composta por dois segmentos de reta, coincidentes com lados do triângulo de mistura (Fig. 3b). Tal fato foi mostrado por Shtokman (1946), que deduziu a inclinação da reta tangente à curva TS em qualquer um de seus pontos. Para isso diferencia-se as e-

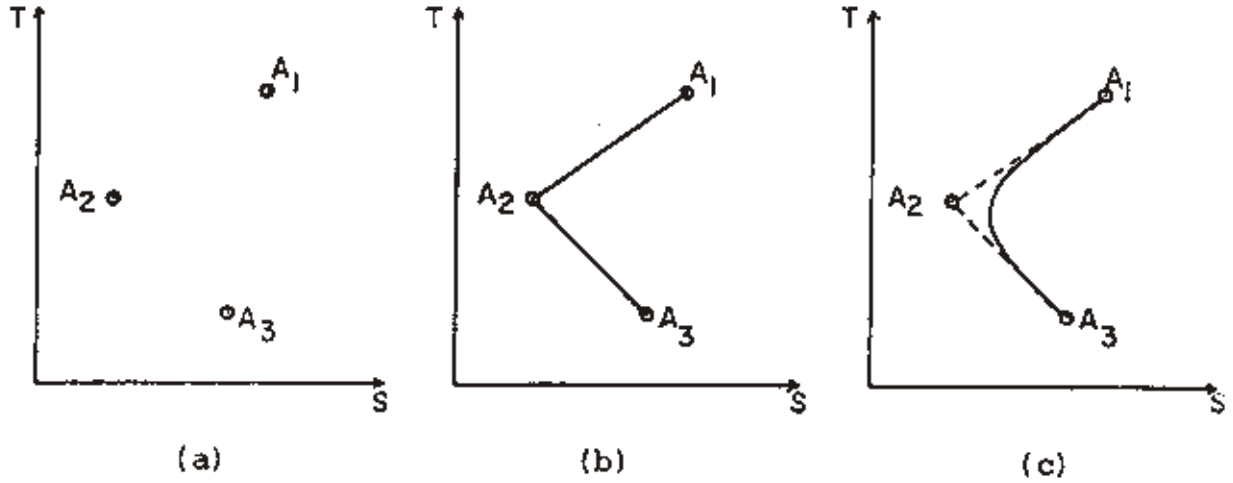

Fig. 3 - Representação no plano T-S de tres estágios no processo de mistura de tres massas de água: (a) $t = 0$, (b) $t \to 0$, (c) $t > 0$.

quações (34) e (35) com relação a z, e divide-se os resultados, obtendo-se:

$$\operatorname{tg}\gamma = \frac{dT}{dS} = \frac{T_1 - T_2 + (T_2 - T_3)\exp(-zh/(kt))}{S_1 - S_2 + (S_2 - S_3)\exp(-zh/(kt))} \qquad (36)$$

Conforme se observa na equação (36), para pequenos valores de t a inclinação da tangente à curva é expressa por $\lim_{t\to 0} \frac{dT}{dS}$, o que resulta:

$$\operatorname{tg}\gamma = \frac{T_1 - T_2}{S_1 - S_2}, \text{ para } z > 0$$

$$\operatorname{tg}\gamma = \frac{T_2 - T_3}{S_2 - S_3}, \text{ para } z < 0 \qquad (37)$$

isto é, para t muito pequeno, a inclinação das tangentes é constante e igual à inclinação dos lados A_1A_2 e A_2A_3 do triângulo de mistura, tanto para $z > 0$ como para $z < 0$. Isso mostra que, para $z > 0$ os pares (S,T) estão distribuidos ao longo do lado A_1A_2, enquanto que para $z < 0$ estão distribuidos ao longo do lado A_2A_3.

Com o passar do tempo a curva T-S vai perdendo a sua forma linear, tendendo assintoticamente aos lados A_1A_2 e A_2A_3 e, nas proximidades de A_2 vai se arrendondando (Fig. 3c), conforme pode ser constatado a partir da equação (36). Fazendo-se $z\to\pm\infty$ com $t \neq 0$ e constante, obtem-se dessa equação,

$$\operatorname{tg}\gamma = \frac{T_1 - T_2}{S_1 - S_2} \quad \text{para } z\to+\infty$$

$$\operatorname{tg}\gamma = \frac{T_2 - T_3}{S_2 - S_3} \quad \text{para } z\to-\infty \qquad (38)$$

Então, quanto mais afastado do núcleo ("core") da água in-

termediária ($z = 0$) estiver z, a tangente à curva T-S terá inclinação mais próxima dos valores obtidos em (38) que são, respectivamente, a inclinação dos lados A_1A_2 e A_2A_3. Isso mostra que para valores de z suficientemente afastados do núcleo da água intermediária, a curva T-S coincide com os lados A_1A_2 e A_2A_3 do triângulo de mistura, qualquer que seja o instante $t > 0$ considerado. A afirmação de que nas proximidades de A_2 há um arredondamento da curva T-S com o passar do tempo, pode ser verificada a partir da equação (36), ao ser analisada a evolução no tempo das características T e S do núcleo da água intermediária, o que será feito mais adiante.

O estágio final da mistura, desde que não haja uma formação continua das massas de água A_1, A_2 e A_3, pode ser obtido fazendo $t \to \infty$ nas equações (34) e (35), resultando:

$$T\Big|_{t\to+\infty} = \frac{T_1 + T_3}{2} \qquad \text{e} \qquad S\Big|_{t\to+\infty} = \frac{S_1 + S_3}{2}$$

isto é, o produto final da mistura é uma só massa de água com índices termohalinos $((S_1 + S_3)/2, (T_1 + T_3)/2)$, que no triângulo de mistura corresponde ao ponto médio do lado A_1A_3. Este resultado seria obtido também para a mistura de duas úcas massas de água - A_1 e A_3 - o que mostra a completa degeneração da massa de água A_2 no estágio final.

Uma característica importante das curvas T-S, e que pode ser obtida da equação (36), é a continuidade. Para $t \neq 0$ a curva T-S é contínua, pois $tg\ \gamma = dT/dS$ existe para qualquer valor de z. Isso justifica a utilização de elementos do cálculo diferencial no estudo das curvas T-S.

Foi então determinada a evolução das curvas T-S durante o processo de mistura. Estudar-se-á, agora, a evolução de alguns pontos particulares dessas curvas. O primeiro será o núcleo da massa de água intermediária, $z = 0$. No instante inicial os valores da temperatura e da salinidade nesse ponto são, respectivamente, T_2 e S_2. Com o passar do tempo essa massa de água se degenera, perdendo as suas características físicas iniciais, devido à ação das massas de água que a en-

volvem. Fazendo $z = 0$ nas equações (34) e (35),

$$T(0,t) = \frac{T_1 + T_3}{2} + (T_2 - \frac{T_1 + T_3}{2})\Phi(\frac{h}{2\sqrt{kt}})$$

$$S(0,t) = \frac{S_1 + S_3}{2} + (S_2 - \frac{S_1 + S_3}{2})\Phi(\frac{h}{2\sqrt{kt}}) \qquad (39)$$

e eliminando a função $\Phi(h/(2\sqrt{kt}))$ destas duas últimas equações, obtem-se:

$$T - \frac{T_1 + T_3}{2} = \frac{T_2 - (T_1 + T_3)/2}{S_2 - (S_1 + S_3)/2}(S - \frac{S_1 + S_3}{2}) \qquad (40)$$

Essa última equação é a equação de uma reta no plano T-S, passando pelos pontos $A_2(S_2,T_2)$ e $((S_1+S_3)/2,(T_1+T_3)/2)$. Portanto, a evolução no tempo dos valores de temperatura e de salinidade no núcleo da água intermediária ocorre sobre o segmento de reta A_2P, onde P é o ponto médio do lado A_1A_3 do triângulo de mistura (Fig. 4). O segmento A_2P é denominado *diagonal principal do triângulo de mistura*.

A inclinação da tangente à curva T-S no ponto $z = 0$ pode ser obtida da equação (36)

$$\text{tg}\ \gamma\big|_{z=0} = \frac{T_1 - T_3}{S_1 - S_3}$$

Sendo essa inclinação constante e igual à inclinação do lado A_1A_3, pode-se concluir que a tangente à curva T-S pelo ponto $z = 0$, núcleo da água intermediária, em qualquer instante de tempo (excepto o instante inicial) é paralela ao lado A_1A_3 do triângulo de mistura (Fig. 4). Esse lado é denominado *base do triângulo de mistura*.

A análise feita para o núcleo da massa de água inter-

mediária é suficiente para justificar a afirmação feita anteriormente de que, a partir do instante inicial, a curva TS, nas proximidades de A_2, sofre um arredondamento gradativo.

Pode-se também acompanhar o que ocorre com os valores de temperatura e de salinidade dos pontos situados nas interfaces de separação das tres massas de água, isto é, nas profundidades $z = h$ e $z = -h$. A distribuição, em função do tempo, dessas variáveis pode ser obtida das equações (34) e (35):

$$T\ (h,t) = \frac{1}{2}\left[T_1 + T_3 + (T_2 - T_3)\Phi\left(\frac{h}{\sqrt{kt}}\right)\right]$$

$$S\ (h,t) = \frac{1}{2}\left[S_1 + S_3 + (S_2 - S_3)\Phi\left(\frac{h}{\sqrt{kt}}\right)\right] \qquad (41)$$

$$T(-h,t) = \frac{1}{2}\left[T_1 + T_3 - (T_1 - T_2)\Phi\left(\frac{h}{\sqrt{kt}}\right)\right]$$

$$S(-h,t) = \frac{1}{2}\left[S_1 + S_3 - (S_1 - S_2)\Phi\left(\frac{h}{\sqrt{kt}}\right)\right] \qquad (42)$$

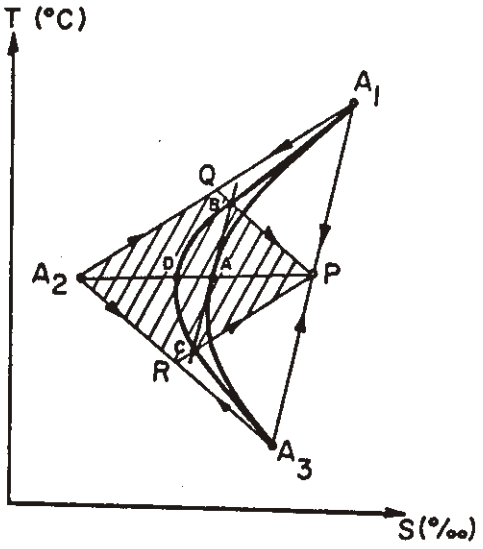

Fig. 4 - O triângulo de mistura e seus elementos, segundo Sntokman (1946).

Imediatamente após o instante inicial ($t \simeq 0$) obtem-se:

$$T\big|_{z=+h} = \frac{T_1 + T_2}{2} \; ; \quad S\big|_{z=+h} = \frac{S_1 + S_2}{2}$$

$$T\big|_{z=-h} = \frac{T_2 + T_3}{2} \; ; \quad S\big|_{z=-h} = \frac{S_2 + S_3}{2}$$

Com o passar do tempo a massa de água intermediária se degenera, conforme já citado. Os valores da temperatura e da salinidade nas interfaces, em decorrência, também variam. Eliminando-se $\Phi(h/\sqrt{kt})$ de (41) e (42) obtem-se , respectivamente:

$$T - \frac{T_1 + T_3}{2} = \frac{T_2 - T_3}{S_2 - S_3} \left(S - \frac{S_1 + S_3}{2}\right) \qquad (43)$$

$$T - \frac{T_1 + T_3}{2} = \frac{T_1 - T_2}{S_1 - S_2} \left(S - \frac{S_1 + S_3}{2}\right) \qquad (44)$$

A equação (43), que relaciona a temperatura e a salinidade na interface que separa as massas de água A_1 e A_2, na profundidade $z = h$, é representada no plano T-S por uma reta que passa pelos pontos $((S_1 + S_2)/2, (T_1 + T_2)/2)$ e $((S_1 + S_3)/2, (T_1 + T_3)/2)$. Esses pontos são, respectivamente, o ponto médio do lado A_1A_2 e o ponto médio do lado A_1A_3 do triângulo de mistura. Portanto, a evolução no tempo dos valores de temperatura e de salinidade da interface de separação das massas de água A_1 e A_2 ocorre sobre o segmento de reta que possui para extremidades os pontos médios dos lados A_1A_2 e A_1A_3 do triângulo de mistura (Fig. 4). Esse segmento de reta, paralelo ao lado A_2A_3, é denominado *mediana secundária do triângulo de mistura* (segmento PQ).

Da equação (44) pode-se chegar a conclusões análogas, isto é, que a evolução no tempo dos valores de temperatura e

de salinidade, da interface que separa as massas de água A_2 e A_3, se dá sobre a outra diagonal secundária do triângulo de mistura (segmento PR, Fig. 4).

A reta que passa por dois pontos equidistantes do núcleo da água intermediária, por exemplo $z = a$ e $z = -a$, tem inclinação

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{T_{+a} - T_{-a}}{S_{+a} - S_{-a}} \tag{45}$$

Os valores T_{+a} e T_{-a} podem ser obtidos da equação (34)

$$T(+a,t) = \frac{1}{2}\left[T_1 + T_3 + (T_1 - T_2)\Phi\left(\frac{a - h}{2\sqrt{kt}}\right) + (T_2 - T_3)\Phi\left(\frac{a + h}{2\sqrt{kt}}\right)\right] \tag{46}$$

$$T(-a,t) = \frac{1}{2}\left[T_1 + T_3 + (T_1 - T_2)\Phi\left(\frac{-a-h}{2\sqrt{kt}}\right) + (T_2 - T_3)\Phi\left(\frac{-a+h}{2\sqrt{kt}}\right)\right] \tag{47}$$

e os valores de S_{+a} e de S_{-a} da equação (35). Efetuando $T_{+a} - T_{-a}$ e lembrando que a função $\Phi(z)$ é uma função ímpar,

$$T_{+a} - T_{-a} = \frac{T_1 - T_3}{2}\left[\Phi\left(\frac{a - h}{2\sqrt{kt}}\right) + \Phi\left(\frac{a + h}{2\sqrt{kt}}\right)\right] \tag{48}$$

Analogamente, para a salinidade obtem-se:

$$S_{+a} - S_{-a} = \frac{S_1 - S_3}{2}\left[\Phi\left(\frac{a - h}{2\sqrt{kt}}\right) + \Phi\left(\frac{a + h}{2\sqrt{kt}}\right)\right] \tag{49}$$

Substituindo-se (48) e (49) em (45) chega-se à:

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{T_1 - T_3}{S_1 - S_3} \tag{50}$$

A equação (50) mostra que a reta que une, no plano T-S, dois pontos eqüidistantes do núcleo da água intermediária tem mesma inclinação que o lado A_1A_3 do triângulo de mistura, isto é, é paralela a esse lado.

Lembrando ainda que a reta tangente à curva T-S no ponto $z = 0$ (núcleo da água intermediária), em qualquer instante, também é paralela à base do triângulo de mistura, pode-se concluir que qualquer destas retas tangentes é também secante a outra curva T-S, anterior no tempo, em pontos eqüidistantes do núcleo da água intermediária. E, inversamente, qualquer reta secante a pontos eqüidistantes do núcleo da massa de água intermediária, é também tangente à outra curva T-S, posterior no tempo, pelo ponto $z = 0$.

Todos os resultados obtidos nesta seção, relativos à mistura de tres massas de água em um oceano com profundidade infinita, foram estabelecidos por Shtokman (1946), na forma dos seguintes teoremas, que serão chamados de *Teoremas de Shtokman*:

(1) No momento inicial da mistura, a curva T-S consiste de dois segmentos de reta que têm para extremidades, no plano T-S, os índices termohalinos das águas que participam do processo.

(2) As retas tangentes à curva T-S, em pontos suficientemente afastados dos contornos da massa de água intermediária, praticamente coincidem com os lados do triângulo de mistura.

(3) Os pontos das curvas T-S correspondentes ao núcleo da massa de água intermediária são, simultaneamente, pontos extremos dessas curvas. As retas tangentes às curvas T-S por esses pontos, são paralelas à base do triângulo de mistura.

(4) O lugar geométrico dos pontos com parâmetro $z = 0$, caracterizando a evolução no tempo do núcleo da água intermediária, é a mediana principal do triângulo de mistura; que tem como uma das extremidades o vértice do triângulo de mistura correspondente à massa de água intermediária.

(5) O lugar geométrico dos pontos que no plano T-S representam a evolução no tempo dos contornos da massa de água intermediária são as medianas secundárias do triângulo de mistura. Esses segmentos determinam, sobre as curvas T-S, arcos

que correspondem à água da camada intermediária.

(6) As retas que, nas curvas T-S, unem dois pontos que possuem valores do parâmetro z com módulos iguais, mas sinais opostos, são paralelas à base do triângulo de mistura.

(7) A reta tangente à uma curva T-S, pelo ponto de intersecção da mediana principal do triângulo de mistura com esta curva, determina sobre as outras curvas T-S, anteriores a esta no tempo, dois pontos possuindo parâmetros z com mesmo módulo mas sinais opostos.

Estes teoremas constituem a base teórica para análise de curvas T-S obtidas em estações oceanográficas, visando ao estudo das transformações das massas de água existentes no oceano. Algumas das hipóteses feitas, como a igualdade dos coeficientes verticais de difusão turbulenta de sal e de condução turbulenta de calor, ou a de um oceano com profundidade infinita, não são verdadeiras. Entretanto, os bons resultados obtidos com a aplicação dessa teoria aos dados de estações oceanográficas, justificam as hipóteses simplificadoras feitas.

4.5. A DETERMINAÇÃO DA QUANTIDADE PERCENTUAL RELATIVA DE MASSAS DE ÁGUA

Em qualquer ponto de uma curva T-S estacionária a temperatura e a salinidade podem ser determinadas conhecendo-se as proporções das diversas massas de água presentes. No caso da mistura de tres massas de água basta aplicar as equações abaixo,

$$T = m_1T_1 + m_2T_2 + m_3T_3$$

$$S = m_1S_1 + m_2S_2 + m_3S_3 \qquad (51)$$

onde T e S são, respectivamente, a temperatura e a salinida-

de na profundidade analisada e m_1, m_2 e m_3 as proporções das massas de água A_1, A_2 e A_3 naquela profundidade. Note-se que $m_1 + m_2 + m_3 = 1$.

O problema inverso seria, conhecendo-se a temperatura e a salinidade em uma dada profundidade e os índices termohalinos das massas de água A_1, A_2 e A_3, determinar as proporções dessas massas de água presentes nessa profundidade. Para isso deve-se resolver o sistema,

$$m_1T_1 + m_2T_2 + m_3T_3 = T$$

$$m_1S_1 + m_2S_2 + m_3S_3 = S \qquad (52)$$

$$m_1 + m_2 + m_3 = 1$$

obtendo-se a solução analítica do problema.

Na prática, entretanto, utilizam-se soluções gráficas, por apresentarem maior facilidade de aplicação. Esse método, proposto por Thomsen (1935), constitue-se de um nomograma obtido dividindo-se os lados do triângulo de mistura em dez partes iguais, e unindo-se os pontos por segmentos de reta paralelos aos lados do triângulo. O triângulo utilizado neste trabalho será apresentado na seção 6.

4.6. O FENÔMENO DE CONTRAÇÃO DO VOLUME ESPECÍFICO NA MISTURA VERTICAL ("CABALLING")

Uma das propriedades anômalas da água do mar é a contração do volume específico, ou aumento da densidade, durante processos de mistura.

A contração do volume específico ocorre quando o volume específico da massa de água obtida num processo de mistura é menor do que o das massas de água que participam da mistura. Este fenômeno é devido à não linearidade da equação de estado da água do mar.

Para calcular a magnitude da contração do volume específico Fofonoff (1962) apresenta a equação:

$$\Delta_c\alpha = \bar{\alpha} - \alpha(\bar{T},\bar{S}) \tag{53}$$

onde $\Delta_c\alpha$ é o valor da contração, $\bar{\alpha}$ é o volume específico médio e $\alpha(\bar{T},\bar{S})$ é o volume específico da mistura. Utiliza-se neste trabalho o volume específico convencional, definido na seção 4.2.,

$$\Delta_c\nu_T = \bar{\nu}_T - \nu_T(\bar{T},\bar{S}) \tag{54}$$

Os valores $\bar{T}$ e $\bar{S}$ podem ser obtidos das equações (51) e $\bar{\nu}_T$ de uma equação análoga,

$$\bar{\nu}_T = m_1\nu_{T,1} + m_2\nu_{T,2} + m_3\nu_{T,3} \tag{55}$$

Os valores de $\nu_T(\bar{T},\bar{S})$ podem ser determinados pelas tabelas de Lafond (1951).

Mamayev (1963) propos a construção de *triângulos de contração na mistura* para o estudo desse fenômeno nas curvas T-S. Para isso, deve-se inicialmente determinar o valor de $\Delta_c\nu_T$ para cada um dos 66 pontos existentes no nomograma para estudo da quantidade percentual de massas de água, e determinados pelas intersecções dos segmentos paralelos aos lados do triângulo. Em seguida constroem-se curvas de contração na mistura para cada um dos segmentos em que aparece uma mesma quantidade percentual de uma das massas de água. Dessas curvas os valores de $\Delta_c\nu_T$ escolhidos para figurarem no triângulo de contração na mistura são transportados para os segmentos de reta que estão no interior do triângulo. Finalmente, traçam-se as isolinhas de contração do volume específico na mistura vertical. As curvas e o triângulo de contração construidos neste trabalho serão apresentados na seção 6.4.

5. ALGUNS MÉTODOS PARA A AVALIAÇÃO DO COEFICIENTE VERTICAL DE DIFUSÃO TURBULENTA NO MAR

5.1. MÉTODO DE JACOBSEN-SHTOKMAN

As curvas T-S podem ser utilizadas, conforme mostrado por Jacobsen em 1927, para a determinação do coeficiente vertical de difusão turbulenta no mar. Shtokman (1946) verificou que, embora a equação deduzida por Jacobsen fosse correta, o método utilizado poderia conduzir a resultados incorretos.

Seguindo as linhas gerais propostas por Jacobsen para a dedução da equação, utilizando porém os Teoremas de Shtokman, assume-se como hipóteses um oceano de profundidade infinita no qual ocorre a mistura de tres massas de água. São consideradas duas curvas T-S defazadas no tempo, em um mesmo ponto do oceano. A primeira corresponde a um instante t_0 e a segunda a $t_0 + \Delta t$ (Fig. 4). Traça-se uma tangente à curva posterior no tempo, pelo ponto extremo dessa curva - ponto A na Fig. 4. O teorema (3) de Shtokman diz que o ponto A corresponde ao núcleo da água intermediária ($z = 0$) e que a reta tangente é paralela à base do triângulo de mistura. O teorema (4) afirma que o ponto A está sobre a mediana principal do triângulo de mistura, e o teorema (7) que os pontos determinados sobre a curva T-S anterior no tempo (pontos B e C, Fig. 4) são equidistantes de $z = 0$. Pode-se, em vista disso, associar aos pontos B e C os parâmetros $(-\Delta z/2, t_0)$ e $(\Delta z/2, t_0)$, respectivamente.

A temperatura e a salinidade nos pontos A, B e C (Fig. 4) podem ser representadas, para os propósitos práticos, pela soma dos primeiros termos de uma expansão em série de Taylor em torno do ponto D:

$$T_B = T_D - \frac{1}{2}\left(\frac{\partial T}{\partial z}\right)_D \Delta z + \frac{1}{8}\left(\frac{\partial^2 T}{\partial z^2}\right)_D (\Delta z)^2$$

$$S_B = S_D - \frac{1}{2}\left(\frac{\partial S}{\partial z}\right)_D \Delta z + \frac{1}{8}\left(\frac{\partial^2 S}{\partial z^2}\right)_D (\Delta z)^2$$

$$T_C = T_D + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial T}{\partial z}\right)_D \Delta z + \frac{1}{8}\left(\frac{\partial^2 T}{\partial z^2}\right)_D (\Delta z)^2$$

$$S_C = S_D + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial S}{\partial z}\right)_D \Delta z + \frac{1}{8}\left(\frac{\partial^2 S}{\partial z^2}\right)_D (\Delta z)^2 \qquad (56)$$

$$T_A = T_D + \frac{\partial T}{\partial t}\Delta t$$

$$S_A = S_D + \frac{\partial S}{\partial t}\Delta t$$

A equação da reta tangente *BC* é:

$$T_A - T_B = \left(\frac{\partial T}{\partial S}\right)_D (S_A - S_B) \qquad (57)$$

Substituindo-se em (57) os valores expressos em (56) e simplificando-se,

$$\left[\frac{\partial T}{\partial t} - \left(\frac{dT}{dS}\right)_D \frac{\partial S}{\partial t}\right]\Delta t = -\frac{\Delta z}{2}\left[\left(\frac{\partial T}{\partial z}\right)_D - \left(\frac{dT}{dS}\right)_D \left(\frac{\partial S}{\partial z}\right)_D\right] + \frac{(\Delta z)^2}{8}\left[\left(\frac{\partial^2 T}{\partial z^2}\right)_D + \right.$$

$$\left. - \left(\frac{dT}{dS}\right)_D \left(\frac{\partial^2 S}{\partial z^2}\right)_D\right] \qquad (58)$$

Mas, no plano T-S, *T* é função de *S* e *S* é função de *z*, o que implica,

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \frac{dT}{dS}\frac{\partial S}{\partial z}$$

ou,
$$\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = \frac{d^2T}{dS^2}\left(\frac{\partial S}{\partial z}\right)^2 + \frac{dT}{dS}\left(\frac{\partial^2 S}{\partial z^2}\right)$$

Utilizando-se essas duas últimas equações, a equação (58) pode ser reescrita:

$$\left[\frac{\partial T}{\partial t} - \left(\frac{dT}{dS}\right)_D\left(\frac{\partial S}{\partial t}\right)\right]\Delta t = \frac{(\Delta z)^2}{8}\left(\frac{d^2T}{dS^2}\right)_D\left(\frac{\partial S}{\partial z}\right)_D^2 \qquad (59)$$

Levando-se em conta as equações (30) e (31) no primeiro membro da equação acima, esta se reduz a:

$$k\left[\frac{d^2T}{dS^2}\left(\frac{\partial S}{\partial z}\right)^2\right]\Delta t = \frac{(\Delta z)^2}{8}\left(\frac{d^2T}{dS^2}\right)\left(\frac{\partial S}{\partial z}\right)^2$$

Logo,
$$k = \frac{(\Delta z)^2}{8\Delta t} \qquad (60)$$

que é a equação apresentada por Jacobsen em 1927 para o cálculo do coeficiente vertical de difusão turbulenta. Entretanto, por desconhecer o triângulo de mistura e suas implicações, Jacobsen estabeleceu que a reta tangente *BC* deveria ser traçada pelo ponto de maior curvatura da curva T-S. A curvatura, como se sabe, varia com as escalas escolhidas para os eixos coordenados. Ou seja, uma mesma curva T-S, desenhada em vários diagramas T-S que possuam escalas diferentes, pode aparentar possuir pontos de curvatura máxima associados a profundidades diferentes. Shtokman (1946) percebeu esse fato e, criando a teoria analítica das curvas T-S, mostrou que a reta tangente *BC* deve ser traçada pelo ponto de intersecção da mediana principal do triângulo de mistura com a curva T-S.

Os dois métodos só apresentariam resultados iguais quando o triângulo de mistura fosse isósceles em relação aos lados A_1A_2 e A_2A_3 pois, nesse caso, a diagonal principal do triângulo de mistura coincidiria com o eixo de simetria da curva T-S.

A equação (60) é aplicável às regiões oceânicas onde o deslocamento das massas de água é praticamente desprezível. Ou seja, estuda-se a deformação da curva T-S no tempo, repetindo-se a estação oceanográfica no mesmo ponto, e supondo-se que a deformação foi causada, exclusivamente, por processos de mistura vertical turbulenta, desprezando-se os efeitos advectivos. Proudman (1953) ampliou a aplicação dessa equação sugerindo que, após algumas transformações, ela pudesse ser utilizada para analisar a mistura quando houvessem movimentos estacionários das massas de água. Nesse caso, estuda-se a deformação da curva T-S no espaço, mantendo-se fixo o tempo. Assim, tomando-se duas estações distanciadas de L, sendo v o módulo do vetor velocidade média na direção L, tem-se $L = v\Delta t$. Com isso pode-se eliminar Δt na equação (60),

$$\frac{k}{v} = \frac{(\Delta z)^2}{8L} \qquad (61)$$

Essa última equação possibilita a avaliação da razão k/v, e do coeficiente k se a velocidade v for conhecida.

5.2. MÉTODO DE PROUDMAN

Proudman (1953) propos um método para a avaliação do coeficiente vertical de difusão turbulenta em regiões onde o movimento das massas de água é estacionário. O método, que se fundamenta no idealizado por Jacobsen em 1913, utiliza os perfis verticais de salinidade ou as seções verticais dessa mesma variável.

Supondo que o movimento das massas de água é sempre paralelo a Ox, com velocidade média u, e que a mistura é pu-

ramente vertical, a equação (13) se reduz a:

$$u \frac{\partial S}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z}(k_{S,z} \frac{\partial S}{\partial z}) \qquad (62)$$

Se $k_{S,z}$ é constante ao longo da vertical, obtem-se da equação (62),

$$\frac{k_{S,z}}{u} = \frac{\partial S/\partial x}{\partial^2 S/\partial z^2} \qquad (63)$$

A equação acima pode ser utilizada em dois métodos: a partir dos perfis verticais de salinidade de duas estações vizinhas, e a partir da seção vertical de salinidade.

5.2.1. A PARTIR DE PERFIS VERTICAIS DE SALINIDADE DE DUAS ESTAÇÕES PRÓXIMAS

Com os perfis verticais de salinidade de duas estações A e B próximas, sendo a reta AB paralela ao eixo Ox, constroe-se o perfil da salinidade média entre as estações (curva S_m na Fig. 5). S_A e S_B são os valores de salinidade, à profundidade z, das estações A e B, respectivamente. A salinidade da curva média, nessa mesma profundidade, é S_P. A diferença S_B - S_A representa o incremento $\Delta_x S$. O incremento da salinidade média entre as profundidades z e $z - \Delta z$ é $\Delta_- S$ e entre as profundidades z e $z + \Delta z$ é $\Delta_+ S$. A distancia entre as estações A e B é Δx.

A variação horizontal da salinidade pode ser calculada por:

$$\Delta_x S = (\frac{\partial S}{\partial x})_z \Delta x \qquad (64)$$

e a vertical tomando-se os primeiros termos da expansão do incremento de salinidade em série de Taylor, em torno do ponto P da Fig. 5,

$$\Delta_{-}S = \left(\frac{\partial S}{\partial z}\right)_P \Delta z - \frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2 S}{\partial z^2}\right)_P (\Delta z)^2 + \frac{1}{6}\left(\frac{\partial^3 S}{\partial z^3}\right)_P (\Delta z)^3$$

$$\Delta_{+}S = \left(\frac{\partial S}{\partial z}\right)_P \Delta z + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2 S}{\partial z^2}\right)_P (\Delta z)^2 + \frac{1}{6}\left(\frac{\partial^3 S}{\partial z^3}\right)_P (\Delta z)^3$$

Subtraindo-se essas duas últimas equações,

$$\Delta_{+}S - \Delta_{-}S = \frac{\partial^2 S}{\partial z^2}(\Delta z)^2 \qquad (65)$$

Com o auxílio das equações (64) e (65) pode-se reescrever a equação (63) como,

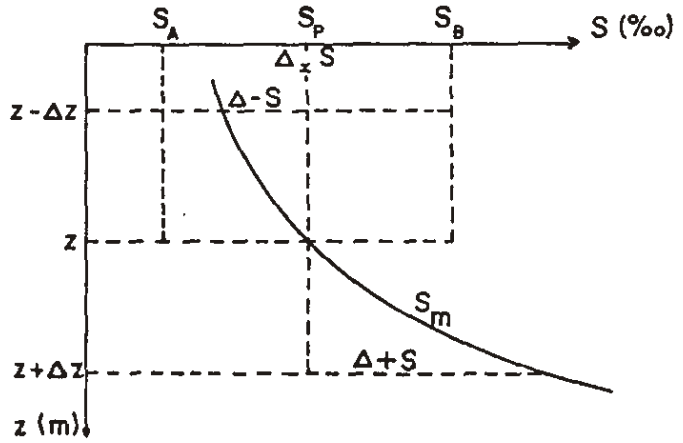

Fig. 5 - Perfil vertical da salinidade média entre duas estações, segundo Proudman (1953).

$$\frac{k_{S,z}}{u} = \frac{\Delta_x S}{\Delta_+ S - \Delta_- S} \frac{(\Delta z)^2}{\Delta x} \tag{66}$$

Neste trabalho a equação (66) foi aplicada na profundidade em que ocorre o mínimo de salinidade característico da Água Intermediária Antártica, onde é válida a aproximação $|\Delta_+ S| \approx |\Delta_- S|$, reduzindo a equação citada a:

$$\frac{k_{S,z}}{u} = \frac{1}{2} \frac{\Delta_x S}{\Delta_+ S} \frac{(\Delta z)^2}{\Delta x} \tag{67}$$

5.2.2. A PARTIR DE SEÇÕES VERTICAIS DE SALINIDADE

Tendo-se as isolinhas de salinidade em uma seção vertical é possível avaliar-se a razão $k_{S,z}/u$. Escolhem-se tres isohalinas: $S - \Delta S/2$, S e $S + \Delta S/2$, que na profundidade z estão situadas em x_A, x_B e x_C, respectivamente (Fig. 6). Pelo ponto (x_B, z) traça-se a reta tangente (DE) à isolinha S. Essa reta intercepta as verticais que passam por x_A e x_C nos pontos D e E, respectivamente. A vertical que passa por B intercepta as curvas $S - \Delta S/2$ e $S + \Delta S/2$ em F e G. A distancia entre x_A e x_C é Δx, a diferença de profundidades entre B e G é $\Delta_+ z$ e entre B e F é $\Delta_- z$. Define-se ainda,

$$\begin{aligned} \Delta z &= \Delta_- z + \Delta_+ z \\ \Delta' z &= AD + CE \end{aligned} \tag{68}$$

Como $S = S(x,z)$ temos,

$$dS = \frac{\partial S}{\partial x} dx + \frac{\partial S}{\partial z} dz$$

ao longo da isolinha $S = cte$, $dS = 0$, e em particular no ponto B,

$$\left(\frac{\partial S}{\partial x}\right)_B dx = -\left(\frac{\partial S}{\partial z}\right)_B dz$$

ou, em primeira aproximação,

$$\left(\frac{\partial S}{\partial x}\right)_B \Delta x = -\left(\frac{\partial S}{\partial z}\right)_B \Delta' z \qquad (69)$$

Expandindo o incremento de salinidade, na vertical que passa por B, em uma série de Taylor em torno deste ponto, e tomando-se os primeiros termos do desenvolvimento, obtem-se:

$$\frac{1}{2}\Delta S = \left(\frac{\partial S}{\partial z}\right)_B \Delta_- z + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2 S}{\partial z^2}\right)_B (\Delta_- z)^2$$

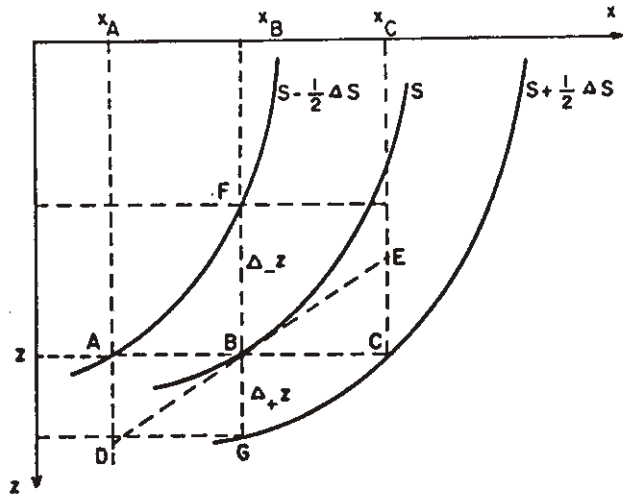

Fig. 6 - Tres isolinhas em uma seção vertical de salinidade, segundo Proudman (1953).

e $$\frac{1}{2}\,\Delta S = \left(\frac{\partial S}{\partial z}\right)_B \Delta_+ z - \frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2 S}{\partial z^2}\right)_B (\Delta_+ z)^2$$

Subtraindo-se as duas últimas equações,

$$\left(\frac{\partial S}{\partial z}\right)_B (\Delta_- z - \Delta_+ z) + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2 S}{\partial z^2}\right)_B \left[(\Delta_- z)^2 + (\Delta_+ z)^2\right] = 0 \qquad (70)$$

Da equação (63), usando (68), (69) e (70), obtem-se:

$$\frac{k_{S,z}}{u} = \frac{1}{2}\cdot\frac{\Delta' z}{\Delta_- z - \Delta_+ z}\cdot\frac{(\Delta_- z)^2 + (\Delta_+ z)^2}{\Delta x} \qquad (71)$$

Se o ponto B corresponde a um máximo ou mínimo da salinidade, em função da profundidade, os pontos F e G estão sobre uma mesma isohalina (Fig. 7). Nesse caso,

$$\Delta S = \left(\frac{\partial S}{\partial x}\right)_B \Delta x \qquad (72)$$

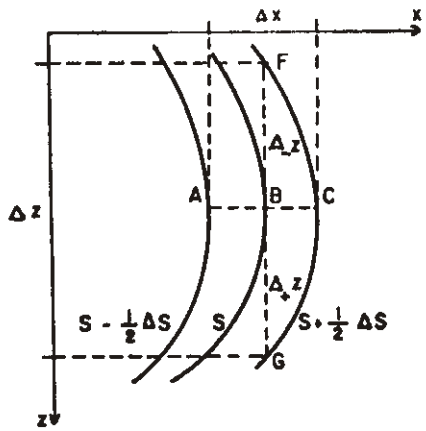

Fig. 7 - Tres isolinhas em uma seção vertical de salinidade na qual ocorre um mínimo, segundo Proudman (1953).

e
$$\frac{1}{2}\Delta S = \frac{1}{2}\frac{\partial^2 S}{\partial z^2}(\Delta_+ z)^2$$

$$\frac{1}{2}\Delta S = \frac{1}{2}\frac{\partial^2 S}{\partial z^2}(\Delta_- z)^2 \qquad (73)$$

As equações (73) apresentam duas aproximações diferentes para ΔS. Uma aproximação intermediária é:

$$\Delta S = \frac{\partial^2 S}{\partial z^2}\left(\frac{\Delta z}{2}\right)^2 \qquad (74)$$

Utilizando (72) e (74) na equação (63) obtem-se:

$$\frac{k_{S,z}}{u} = \frac{1}{4}\frac{(\Delta z)^2}{\Delta x} \qquad (75)$$

5.3. MÉTODO DE WYRTKI

Ao estudar a circulação termohalina, em relação à circulação geral dos oceanos, Wyrtki (1961) idealizou um método para a avaliação da componente vertical do coeficiente de condutividade térmica turbulenta, levando em conta a sua variação com a profundidade, z.

A equação (14) é o ponto de partida para o estabelecimento desse método, o qual permite avaliações da razão entre a componente vertical da velocidade (w) e o coeficiente de condutividade térmica ($k_{T,z}$), em função da profundidade. Essa equação pode ser colocada sob a forma,

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \nabla.(T\vec{v}_H - k_{T,H}\nabla_H T) + \frac{\partial}{\partial z}(Tw - k_{T,z}\frac{\partial T}{\partial z}) = 0 \qquad (76)$$

com $\vec{v}_H = u\vec{i} + v\vec{j}$.

Considerando-se condições estacionárias da estrutura térmica ($\partial T/\partial t = 0$), e admitindo-se ainda que as variações laterais da temperatura e do movimento são desprezíveis ($\partial T/\partial x = \partial T/\partial y = \partial u/\partial x = \partial v/\partial y = 0$), para que somente as trocas verticais de calor sejam consideradas, tem-se:

$$\frac{\partial}{\partial z}(Tw - k_{T,z}\frac{\partial T}{\partial z}) = \frac{d}{dz}(Tw - k_{T,z}\frac{dT}{dz}) = 0 \qquad (77)$$

pois, em vista das aproximações acima, a temperatura pode ser considerada função apenas da profundidade, $T = T(z)$. Logo,

$$wT - k_{T,z}(\frac{dT}{dz}) = cte. \qquad (78)$$

A constante do segundo membro da equação acima é considerada igual à wT_D, onde:

$T_D = T(D)$ é a temperatura do mínimo do perfil vertical da temperatura, $(dT/dz)_{z=D} = 0$, ou da camada isotérmica de fundo;

w é a intensidade dos movimentos ascendentes, considerada constante pois, a partir das hipóteses feitas ($\partial u/\partial x = \partial v/\partial y = 0$) e da equação da continuidade, obtem-se $\partial w/\partial z = 0$. Esses movimentos que fazem parte integrante da circulação oceânica, são supostos originários de movimentos convergentes na região onde a componente vertical do gradiente de temperatura se anula.

A equação (78) pode ser reescrita da forma,

$$wT - k_{T,z}(\frac{dT}{dz}) = wT_D$$

ou, $w(T - T_D) = k_{T,z}\frac{dT}{dz}$, resultando:

$$\frac{w}{k_{T,z}} = \frac{1}{T - T_D} \cdot \frac{dT}{dz} = \frac{d}{dz}\, \ell n(T - T_D) \qquad (79)$$

Fazendo-se $f_T(z) = w/k_{T,z}$ e $\phi_T(z) = T(z) - T_D$, pode-se escrever:

$$f_T(z) = \frac{d}{dz}\, \ell n(\phi_T(z)) \qquad (80)$$

Como um perfil vertical, $T = T(z)$, estacionário, pode ser obtido a partir de dados experimentais de uma série de observações distribuidas no tempo, a equação (80) pode ser utilizada para a determinação do coeficiente $k_{T,z}$, desde que a componente w da velocidade seja conhecida. Uma discussão sobre os resultados obtidos pela aplicação dessa equação, com dados de uma estação oceanográfica na região da Corrente Sul Equatorial do Oceano Pacífico ($08^{\circ}\ 00'$ S, $171^{\circ}\ 00'$ W), é apresentada por Wyrtki (1961). Como uma contribuição para melhor compreensão da aplicação desse método, exemplificar-se-á sua utilização com os perfis verticais de temperatura (e de salinidade) das águas sub-superficiais ($z \geq 200$ m) do Mar da Noruega, obtidos por Mosby (1959) para uma série de observações realizadas entre outubro de 1948 e junho de 1954.

Na equação (80) observa-se que $f_T(z) = w/k_{T,z}$ é determinada pelo coeficiente angular da função $\ell n \phi_T(z)$, e para a profundidade de referência tem-se:

$$\lim_{z \to D} \frac{d}{dz}\left[\ell n \phi_T(z)\right] = \lim_{T \to T_D} \frac{d}{dz}\, \ell n\left[T(z) - T_D\right] = \infty$$

e portanto,

$$\lim_{z \to D} f_T(z) = \infty \qquad (81)$$

Logo, como a componente w é suposta constante, o coeficiente

$k_{T,z}$ tende para zero na profundidade onde a componente vertical do gradiente de temperatura se anula.

Um tratamento similar conduz à seguinte equação, para a avaliação da razão entre w e o coeficiente vertical turbulento de difusão de sal $k_{S,z}$:

$$f_S(z) = \frac{d}{dz}[\ell n \phi_S(z)] \qquad (82)$$

com $f_S(z) = w/k_{S,z}$ e $\phi_S(z) = S(z) - S_H$, sendo $S_H = S(H)$ o valor da salinidade na profundidade $z = H$, onde $dS(z)/dz = 0$.

Apresenta-se na Tabela 1 os resultados obtidos com a aplicação do método descrito. Foram utilizadas nesse exemplo as estruturas estacionárias ($\partial T/\partial t = \partial S/\partial t = 0$) determinadas por Mosby (1959). Esta condição para as estruturas térmica e salina é indispensável para que o método conduza a resultados melhores.

TABELA 1

Valores de $f_T(z)$ e de $f_S(z)$ obtidos pela aplicação do método de Wyrtki para estruturas estacionárias de $T(z)$ e $S(z)$.

PROF. m	T(z)* °C	S(z)* °/oo	$\ell n \phi_T(z)$	$\ell n \phi_S(z)$	$f_T(z).10^5$ cm^{-1}	$f_S(z).10^5$ cm^{-1}
200	6,35	35,19	1,988	-1,309	2,92	6,57
300	4,50	,06	1,696	-1,966	5,17	9,34
400	2,30	34,975	1,179	-2,980	5,37	8,30
500	0,95	,944	0,642	-3,730	5,02	8,75
600	0,20	,930	0,140	-4,685	3,69	6,02
800	-0,40	,923	-0,598	-5,809	2,56	5,50
1000	-0,62	,921	-1,109	-6,908	2,50	∞
1200	-0,75	,920	-1,609	- ∞	3,06	-
1500	-0,87	,920	-2,526	-	∞	-
2000	-0,95	,920	- ∞	-		

*valores estacionários obtidos para uma estação fixa no Mar do Norte (Mosby, 1959, p. 49 e 50).

Os valores de $f_T(z)$ e $f_S(z)$ foram obtidos por acréscimos finitos, com

$$\phi_T(z) = T(z) - (-0,95) \quad e \quad \phi_S(z) = S(z) - 34,920$$

Na Fig. 8 são apresentadas graficamente as relações $f_T(z)$ e $f_S(z)$. Observa-se que o coeficiente $k_{T,z}$ tem o seu máximo na base da termoclina ($z \approx 1000\,m$), indicando nessa ca

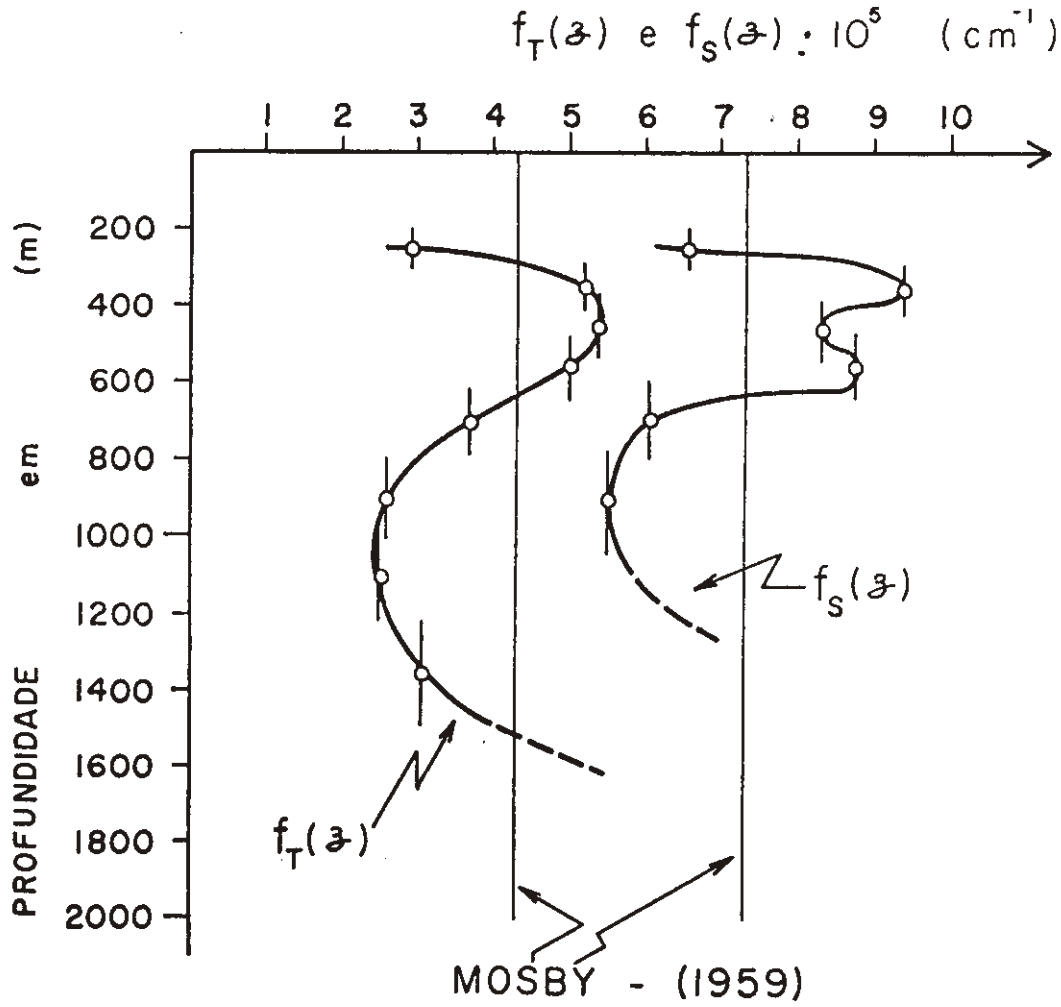

Fig. 8 - Variação vertical de $f_T(z)$ e de $f_S(z)$ e comparação com resultados obtidos na hipótese de serem, essas funções, independentes de z.

mada uma intensa troca de calor com as águas profundas. Os mínimos desse coeficiente ocorrem no interior da termoclina, devido à atenuação das trocas verticais de calor pela grande estabilidade vertical, e nas camadas mais profundas onde o gradiente vertical de temperatura tende a zero. Considerações análogas são válidas para o coeficiente turbulento de difusão de sal, $k_{S,z}$.

Como a componente vertical da velocidade, w, é considerada constante, tem-se a seguinte relação entre os valores absolutos dos coeficientes $k_{T,z}$ e $k_{S,z}$:

$$k_{S,z} < k_{T,z}$$

Esse resultado é compatível com as idéias contemporâneas da natureza da turbulência no oceano. De acordo com Mamayev (1975, p. 189), do ponto de vista físico tal resultado é óbvio, pois a troca turbulenta de calor é estimulada também pelo efeito direto da radiação solar sobre a superfície do oceano.

Na Fig. 8 são apresentados também os valores constantes $f_T(z) = 4,3.10^{-5}\ cm^{-2}s^{-1}$ e $f_S(z) = 7,4.10^{-5}\ cm^{-2}s^{-1}$, considerados por Mosby (op. cit.) para a determinação de modelos analíticos dos perfis verticais estacionários de $T(z)$ e $S(z)$, que reproduzissem os perfis obtidos a partir de resultados experimentais. A comparação desses valores constantes, com os do presente trabalho, indica que os primeiros podem ser considerados como um valor médio daqueles obtidos pelo método de Wyrtki.

6. RESULTADOS: APRESENTAÇÃO E DISCUSSÃO

6.1. DIAGRAMAS T-S

As curvas T-S construidas para as estações hidrográficas da seção A (Fig. 1), apresentadas nas Figs. 9 e 10, enquadram-se dentro do diagrama T-S generalizado das massas de água do Atlântico Sul. Os diagramas generalizados foram construidos pela primeira vez por Sverdrup, Johnson & Fleming (1942) e complementados por Dietrich (1950). Apresenta-se, neste trabalho, o diagrama T-S generalizado das massas de água do Atlântico Sul sugerido por Mamayev (1969), por conter, além das curvas características, também os índices termohalinos das massas de água primárias (tipos de água) (Fig. 11). Nas áreas tropicais e subtropicais do Atlântico Sul, abaixo da camada de mistura, estão presentes as seguintes massas de água:

na Troposfera Oceânica - Água Central do Atlântico Sul (ACAS)

na Camada Intermediária - Água Intermediária Antártica (AIA)

na Estratosfera Oceânica - Água Profunda do Atlântico Norte (APAN)
Água de Fundo Antártica (AFA)

A profundidade máxima amostrada na seção A foi *4000 m*. Entretanto, poucas estações atingiram essa profundidade, ficando o valor médio em torno de *2000 m*. Por essa razão, somente algumas estações indicam a presença da *AFA* (Fig. 10).

A *ACAS* é identificada nas Figs. 9 e 10 pela variação quase linear dos pares (S,T) entre os pontos $(36,0^{o}/oo; 18^{o}C)$ e $(34,9^{o}/oo; 10^{o}C)$. Tais pontos estão deslocados em relação à variação quase linear sugerida por Sverdrup et al. (1942, p. 626), pois estes autores apresentam valores médios para o Atlântico Sul, enquanto que os dados da expedição Vikíndio estão concentrados na área tropical e na região oeste desse oceano.

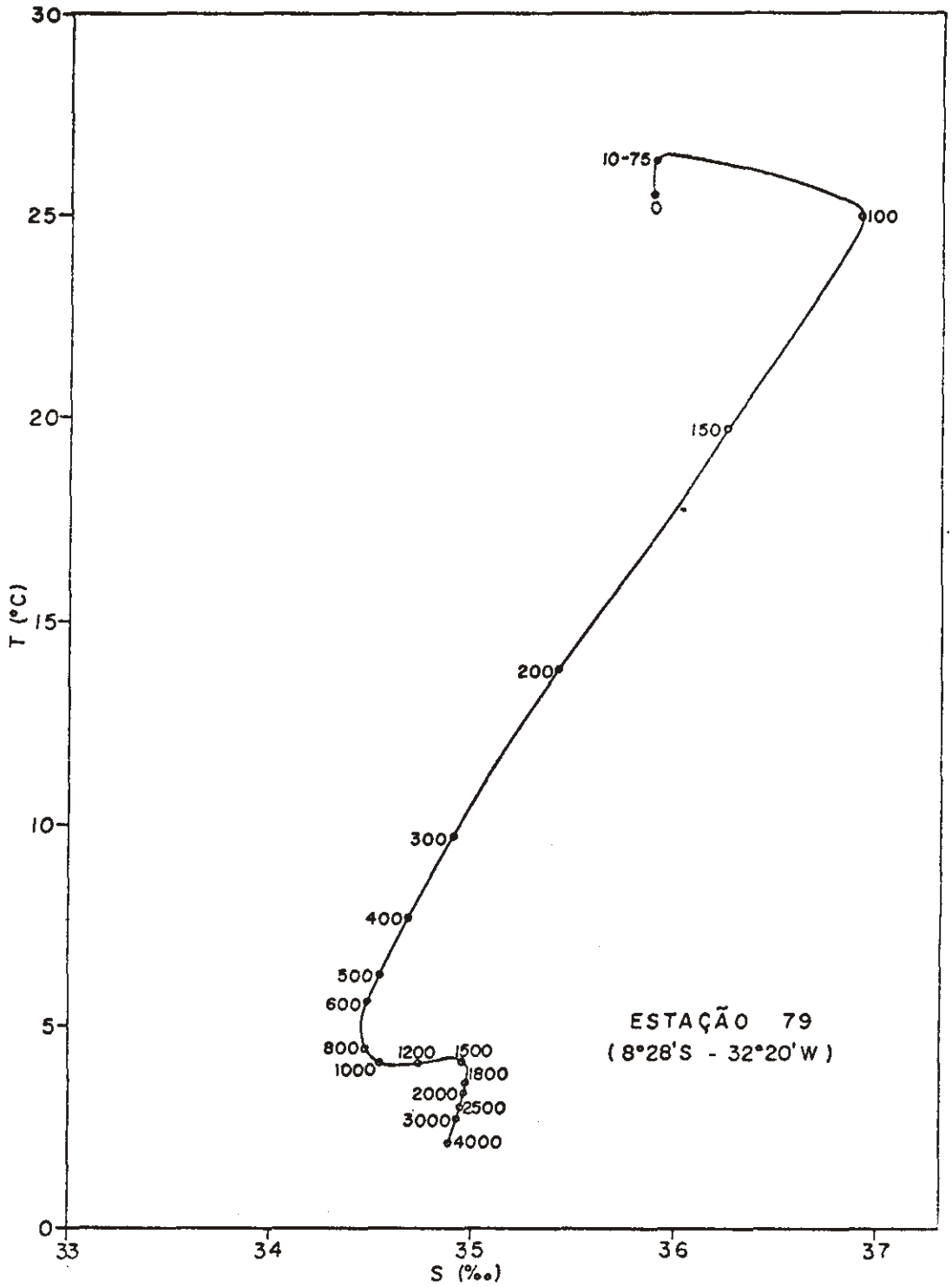

Fig. 9 - Curva T-S da estação 79 da expedição Vikíndio.

De acordo com Sverdrup et al. (op. cit.), a origem da *ACAS* estaria na Convergência Subtropical (*30° S - 40° S*), onde se formaria devido à convecção e mistura isopicnal. A justificativa para essa hipótese é a coincidência entre as curvas T-S horizontais, obtidas na região da convergência durante certas épocas do ano, e as curvas T-S verticais para a massa de água central. Na zona da Convergência Subtropical estão presentes, na camada superficial, ao norte as águas quentes e salinas que formam o giro subtropical no Atlântico Sul e, ao sul águas mais frias e menos salinas de origem subantártica. A mistura entre essas duas massas de água, que no limite oeste é caracterizada pela convergência entre a Água Tropical (Emilsson, 1961), transportada pela Corrente do Brasil, e a Água Subantártica de Superfície da Corrente das Malvinas, resultaria na Água Central do Atlântico Sul. A partir daí essa massa de água se espalharia para o norte ocupando, nas áreas tropicais e subtropicais do Atlântico Sul, a camada situada entre *100 m* e *300 m* aproximadamente. O esquema apresentado por Defant (1961, p. 600) mostra a circulação meridional da troposfera no Atlântico, no caso dessa hipótese de formação da *ACAS* ser verdadeira. Medições diretas das correntes na troposfera, ao longo da região estudada, seriam de grande valia para uma confirmação experimental dessa teoria.

A *AIA* tem o seu núcleo caracterizado pelo mínimo de salinidade. É uma massa de água que, no diagrama T-S (Figs. 9 e 10), identifica-se pela região da curva compreendida entre *400 m* e *1000 m*, aproximadamente. Sua origem e propagação serão comentadas na seção 6.2.3.

A *APAN* é caracterizada pelo máximo relativo de salinidade que apresenta. Nas Figs. 9 e 10 ela pode ser reconhecida na parte da curva situada, em média, entre *1100 m* e *2500 m*. Originária da região subártica, a *APAN* desloca-se em direção ao sul. Durante esse trajeto a sua camada superior mistura-se com as águas de alta salinidade provenientes do Mediterrâneo, e que atingem o Atlântico através do Estreito de Gibraltar. Cruzando o Equador e penetrando no Atlântico Sul a *APAN* ocupa uma camada entre a *AIA* e a *AFA*, que são mais frias e menos salinas. Assim, a curva T-S típica do Atlântico Sul apresenta, na faixa ocupada por essa massa de água, um máximo secundário de temperatura e de salinidade. Após

misturar-se ativamente com as massas de água que a envolvem ascende, até cerca de *1000 m* de profundidade, e penetra na Corrente Circumpolar Antártica.

Abaixo da *APAN* está situada a *AFA*, a qual possui as menores temperaturas de todas as massas de água presentes nas zonas tropicais e subtropicais do Atlântico Sul. Tal massa de água, segundo Mosby (1934), é formada pela mistura, em partes aproximadamente iguais, das águas originárias da plataforma continental antártica, particularmente do Mar de Weddell, que fluem ao longo do talude, e das águas da Corrente Circumpolar Antártica. Devido à sua alta densidade ($\sigma_T \simeq 27,8$), ocasionada pela baixa temperatura ($T \simeq -0,4^{o}C$), essa

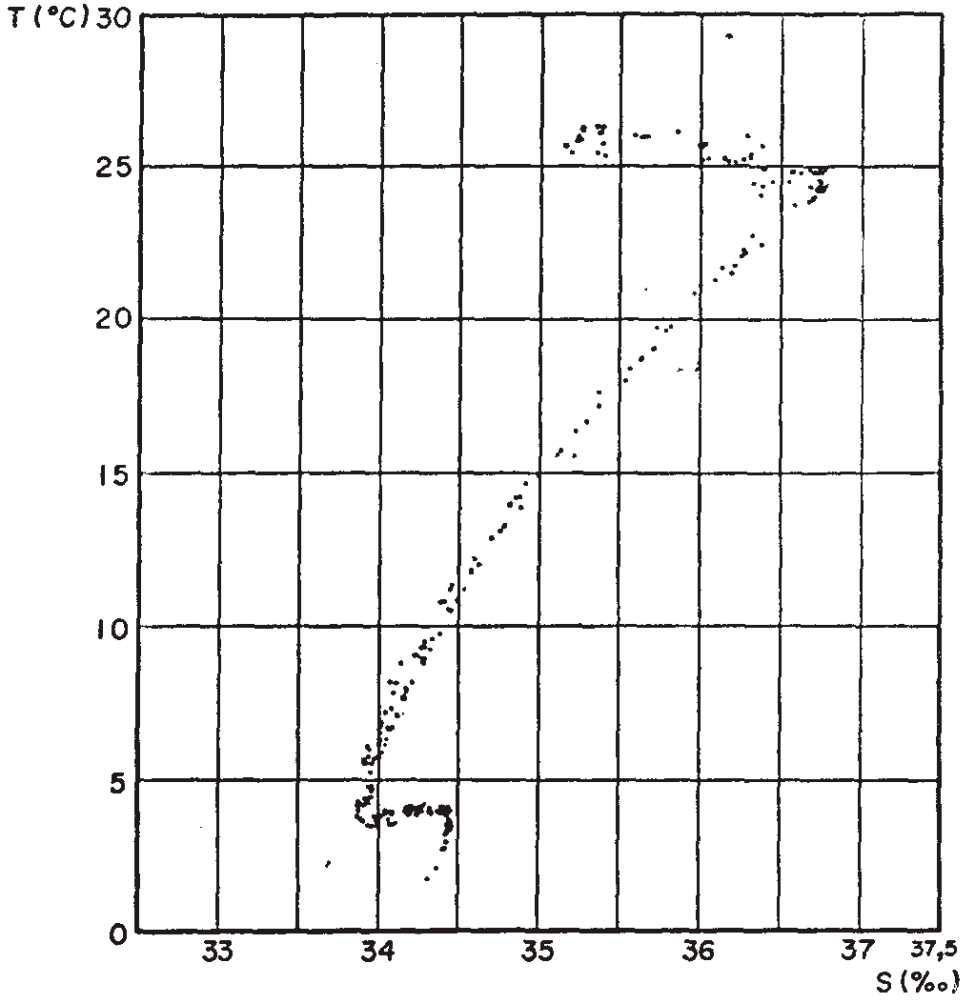

Fig. 10 - Diagrama T-S espalhado para as estações da seção A (*76* a *92*) da expedição Vikíndio.

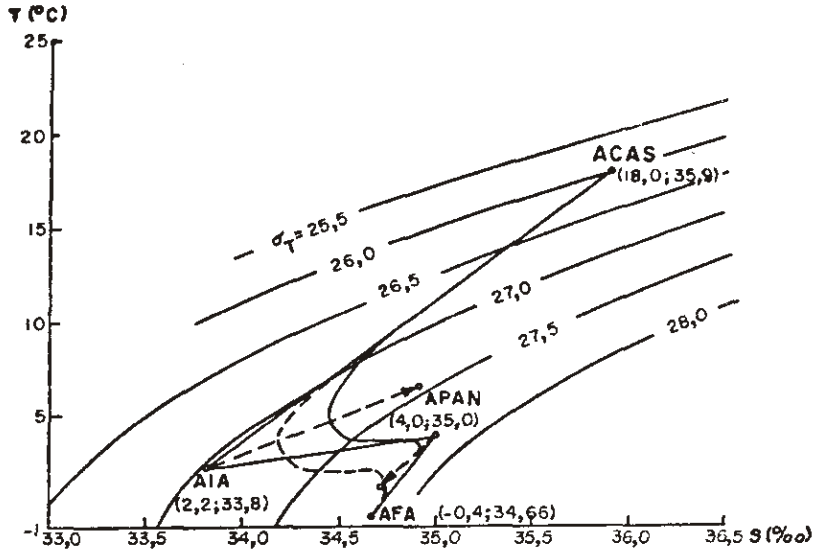

Fig. 11 - Diagrama T-S generalizado das massas de água do Atlântico Sul, segundo Mamayev (1969).

massa de água mergulha e ocupa a camada de fundo, propagando-se em direção ao norte. É detectada até a latitude de 35° N no Atlântico.

De acordo com os resultados de Wright (1970), que aplicou o modelo geostrófico para o estudo da circulação dessa massa de água na região oeste do Oceano Atlântico, o transporte de volume resultante permanece quase constante entre as latitudes de $16^{o}S$ e $8^{o}S$, variando entre $2,3.10^{6}\ m^{3}.s^{-1}$ a $2,8.10^{6}\ m^{3}.s^{-1}$, respectivamente.

Nota-se ainda, na Fig. 10, a variação acentuada das características termohalinas das águas superficiais da camada de mistura, representada pelo grande espalhamento dos pontos. Esse fato deve-se principalmente às variações longitudinais das trocas de calor e de massa entre o oceano e a atmosfera. Entre as estações 81 e 92 a camada de mistura está preenchida por águas com salinidades maiores do que 36°/oo e temperaturas maiores do que 18° . Tal massa de água foi denominada por Emílsson (1961) de *Água Tropical*.

6.2. DISTRIBUIÇÕES VERTICAIS DE TEMPERATURA, SALINIDADE E DENSIDADE

6.2.1. CARACTERÍSTICAS GERAIS

A distribuição vertical da temperatura das águas oceânicas é controlada pelos seguintes fatores:

a) distribuição não uniforme (entre o equador e os polos) da radiação solar incidente sobre a superfície do mar;
b) transporte de calor da superfície para as camadas mais profundas, por processos de condução térmica e convectivos;
c) redistribuição advectiva de calor.

De acordo com Wyrtki (1961) o transporte de calor (b), levaria a um aumento contínuo da temperatura das camadas mais profundas, caso não fosse compensado pelos movimentos ascendentes.

A camada superficial (*0 m* a *100 m* de profundidade) da troposfera da região em estudo é quase isotérmica e possui componentes verticais do gradiente de temperatura da ordem de $8.10^{-3}\,^{o}C.m^{-1}$ (Fig. 12) Nessa camada as temperaturas decrescem longitudinalmente, desde a estação mais ao norte (*76*) até aquela mais ao sul (*92*), devido à perda de calor para a atmosfera e aos processos de mistura convectiva com águas mais frias. Entre as estações *79* e *82* e próximo à estação *84* são observadas inversões de temperatura, com bolsões de água quente delimitados pela isoterma de $26^{o}C$. Essas inversões de temperatura, que contribuem para o aparecimento de instabilidades temporárias no campo de massa, serão comentadas mais adiante.

A termoclina está bastante acentuada entre as estações *76* e *82*, com componentes verticais do gradiente de temperatura da ordem de $0,1^{o}C.m^{-1}$, e localizada entre *100 m* e *250 m* de profundidade. À medida que as estações atingem latitudes maiores a termoclina vai se espalhando no sentido vertical. No extremo sul da região investigada ela está localizada entre *100 m* e *650 m* de profundidade, apresentando uma componente vertical do gradiente de temperatura da ordem de

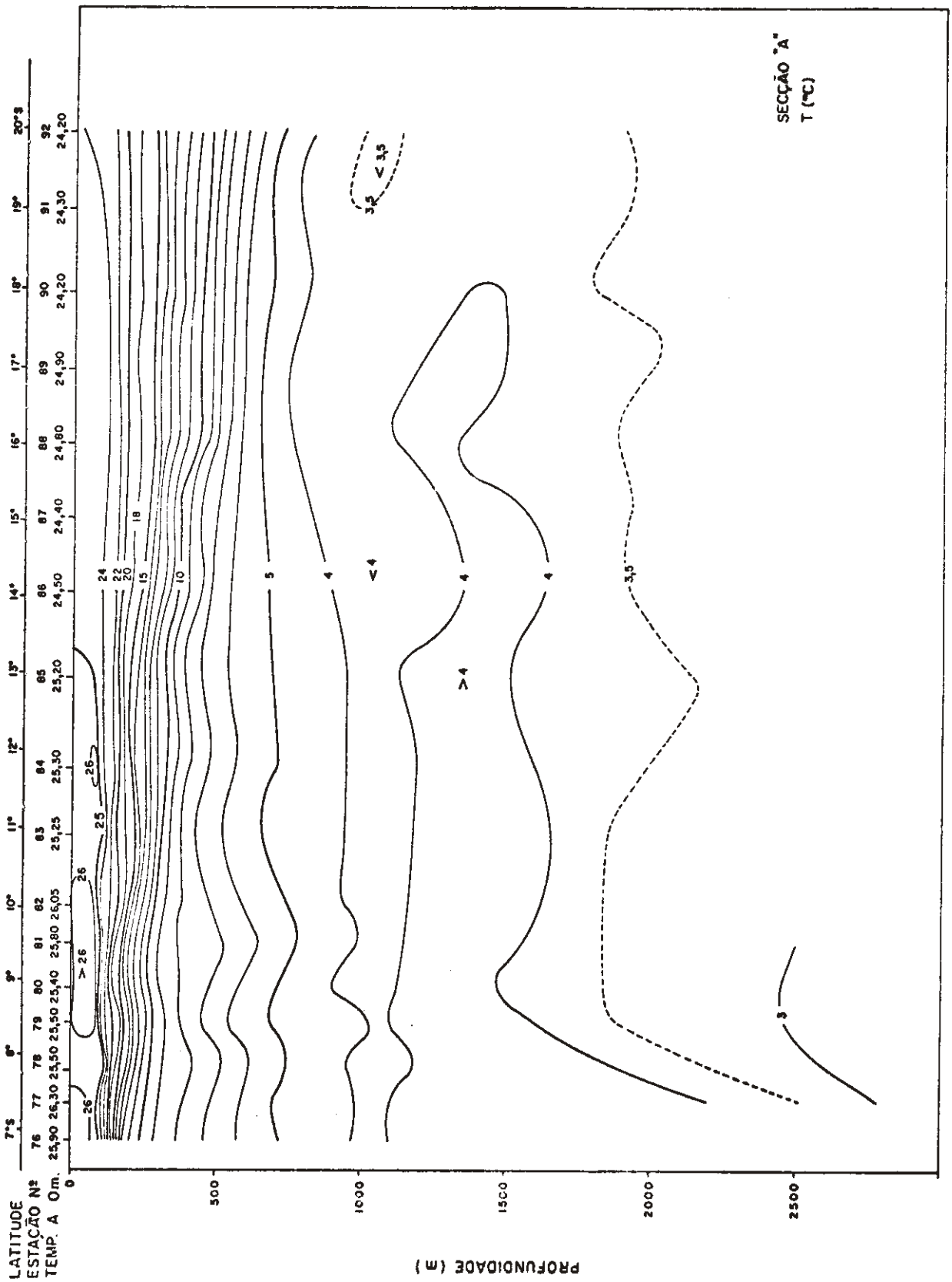

Fig. 12 - Distribuição vertical da temperatura na seção A.

$0,03^{o}C.m^{-1}$.

Essa diminuição da componente vertical do gradiente de temperatura, do equador em direção aos polos, é, de acordo com o modelo da circulação termohalina de Wyrtki (1961), causada pelo aquecimento sazonal da camada superficial dos oceanos em baixas latitudes (< 30° de latitude) e o seu resfriamento em altas latitudes. Entretanto, as variações da profundidade da base da termoclina, elevando-se em direção ao Equador, é devida mais à razões dinâmicas do que propriamente a processos termohalinos, estando consequentemente associada à circulação da troposfera oceânica.

Devido à distribuição geral dos ventos sobre o Atlântico a circulação da camada superficial nas áreas próximas ao Equador e a 30° de latitude, apresenta uma divergência e uma convergência, respectivamente (Neumann & Pierson, 1966, p. 446) e, consequentemente, a base da termoclina deve elevar-se em direção ao Equador.

Além disso, o ajuste baroclínico deve também ser considerado. As correntes zonais, na troposfera da zona investigada, fluem predominantemente para oeste. No hemisfério sul as águas mais densas devem estar situadas à direita da corrente (Neumann & Pierson, op. cit., p. 161). Como nessas profundidades o fator preponderante sobre a densidade é a temperatura, o ajuste baroclínico deve contribuir para a elevação das isotermas em direção ao Equador, conforme pode ser observado na Fig. 12 para as isotermas compreendidas entre $9^{o}C$ e $20^{o}C$. Essa elevação das isotermas contribui para o estreitamento da termoclina.

Abaixo da termoclina o gradiente vertical de temperatura diminui com o aumento da profundidade.

Um fato notável nessa distribuição vertical é a inversão de temperatura que ocorre na camada intermediária, e que está delimitada pela isoterma de $4^{o}C$. A *APAN* possui temperaturas um pouco mais elevadas do que a *AIA*. No seu fluxo rumo ao sul a *APAN*, ao atingir a região tropical, passa a interagir com a *AIA*, que flui para o norte imediatamente acima da primeira. Devido aos processos de mistura a temperatura das camadas superiores da *APAN* tende a diminuir. Isso explica o desaparecimento da "língua" de alta temperatura, delimitada pela isoterma de $4^{o}C$, entre as estações *90* e *92* (Fig. 12).

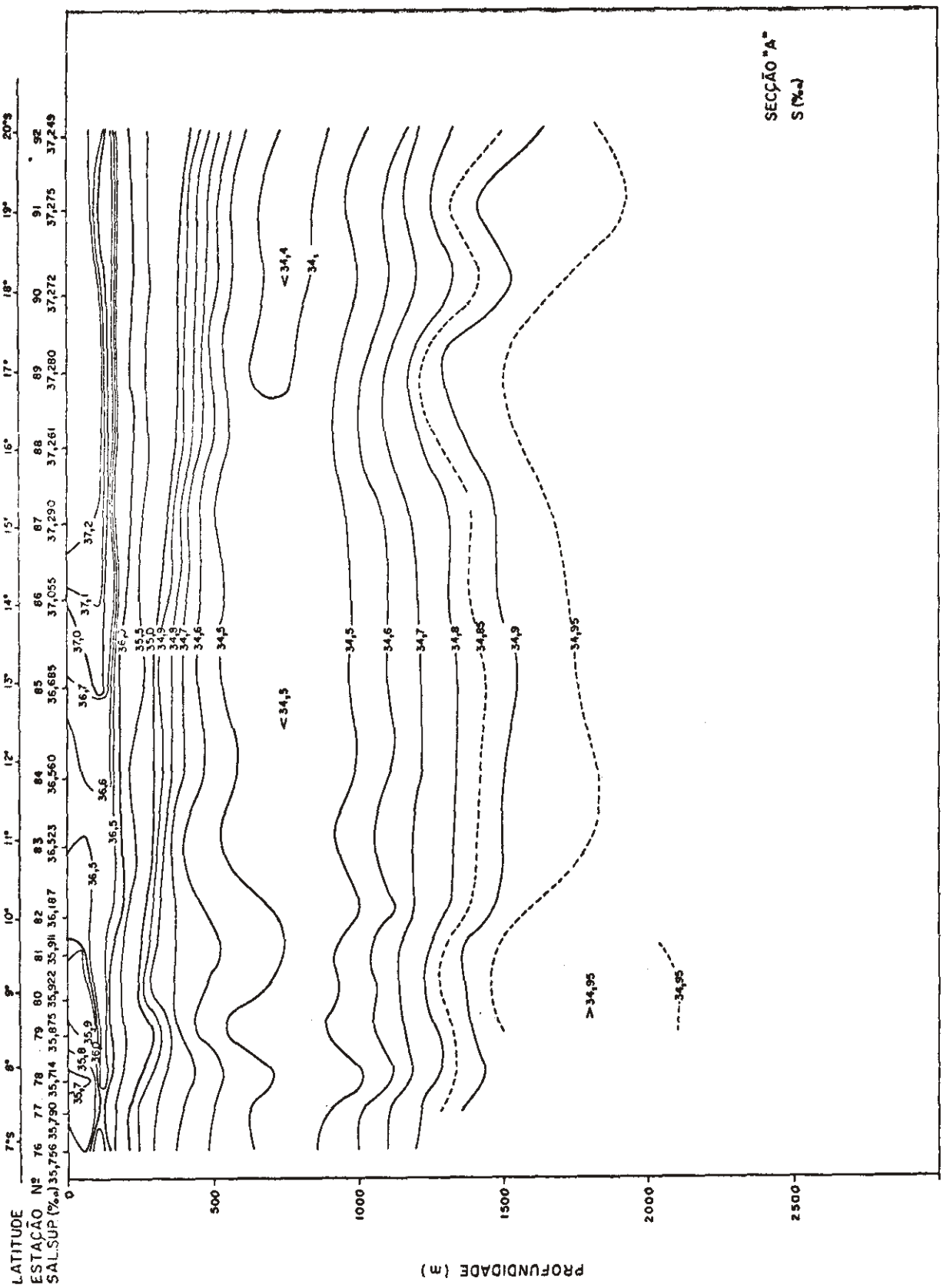

Fig. 13 - Distribuição vertical da salinidade na seção A.

A distribuição vertical da salinidade na seção A (Fig. 13) apresenta como características preponderantes a existência de um máximo entre as estações *76* e *86*, a aproximadamente *100 m* de profundidade, e de um mínimo, em toda extensão da seção, a aproximadamente *800m* de profundidade. Esses dois fenômenos serão comentados nas seções 6.2.2. e 6.2.3., respectivamente.

A camada superior (*0 m* a *100 m* de profundidade) é quase isohalina e a salinidade na superfície cresce em direção às regiões de maior latitude. Tomando-se como referência os valores médios da distribuição meridional da diferença entre a evaporação (*E*) e a precipitação (*P*) (Fig. 14), processos estes responsáveis pela variação da salinidade na camada superficial das regiões tropicais e subtropicais dos oceanos, observa-se uma acentuada correlação entre essa diferença e a variação meridional média da salinidade. Consequentemente, o aumento da salinidade na parte sul da zona investigada tem como responsável o aumento dessa diferença.

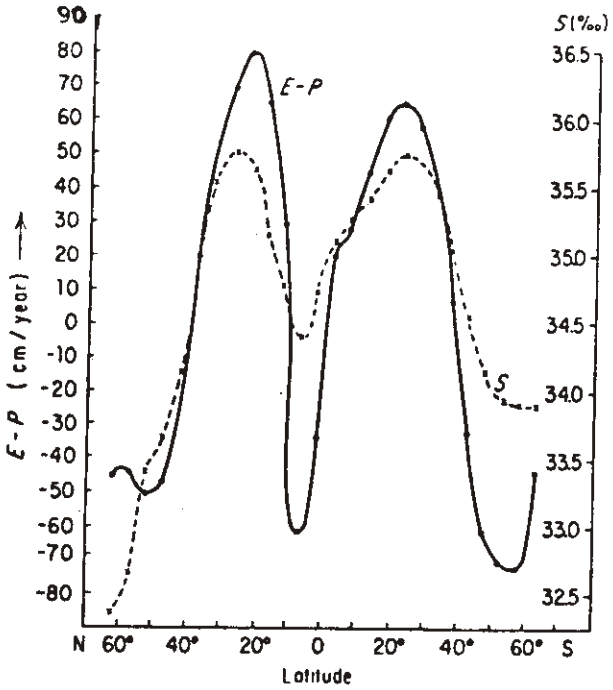

Fig. 14 - Média zonal da distribuição meridional de (*E* - *P*) e de *S* para todos os oceanos, segundo Neumann & Pierson (1966).

As características gerais apresentadas pela distribuição vertical da densidade na seção A (Fig. 15) são: crescimento com o aumento da profundidade e pequenas inversões no valor dessa propriedade na camada superior da troposfera oceânica, entre as estações *76* e *86*.

A picnoclina, assim como a termoclina, é bastante acentuada nas estações situadas mais ao norte, espalhando-se verticalmente à medida que a latitude aumenta. Na estação *76* por exemplo, a componente vertical do gradiente de σ_T é da ordem de $0{,}03\ g.\ell^{-1}.m^{-1}$, e a picnoclina está situada entre *90 m* e *150 m*, enquanto que, na estação *92*, o gradiente é da ordem de $0{,}004\ g.\ell^{-1}.m^{-1}$ e a picnoclina está entre *100 m* e *400 m* de profundidade.

A elevação das isopicnais presentes na troposfera oceânica, abaixo da camada de mistura, em direção às menores latitudes, é explicada pelas causas dinâmicas e pelo ajuste baroclínico já comentados quando da análise da estrutura térmica.

As pequenas inversões de σ_T que ocorrem entre as estações *79* e *82* e junto à estação *86*, próximas à superfície, devem-se a períodos de intensa evaporação. Aumentos de salinidade e decréscimos de temperatura na superfície geram um aumento na densidade e uma redução na estabilidade dessas águas. Durante o dia, o aumento da salinidade devido à evaporação pode ser compensado pelo aumento da temperatura, e a variação na densidade é mínima. Mas, durante a noite, quando não há radiação solar e a evaporação continua, a densidade aumenta e a instabilidade pode persistir durante algum tempo, devido à convecção. De fato, as estações *80* e *81* foram realizadas durante a noite, e a estação *86* no início da noite ($\approx$ *19 h*). Além disso, entre as estações *79* e *82*, onde a instabilidade é mais acentuada, as águas do núcleo instável possuem maior temperatura - ver isoterma de $26^{o}C$, Fig. 12 - do que as águas superiores e inferiores, reforçando a hipótese apresentada.

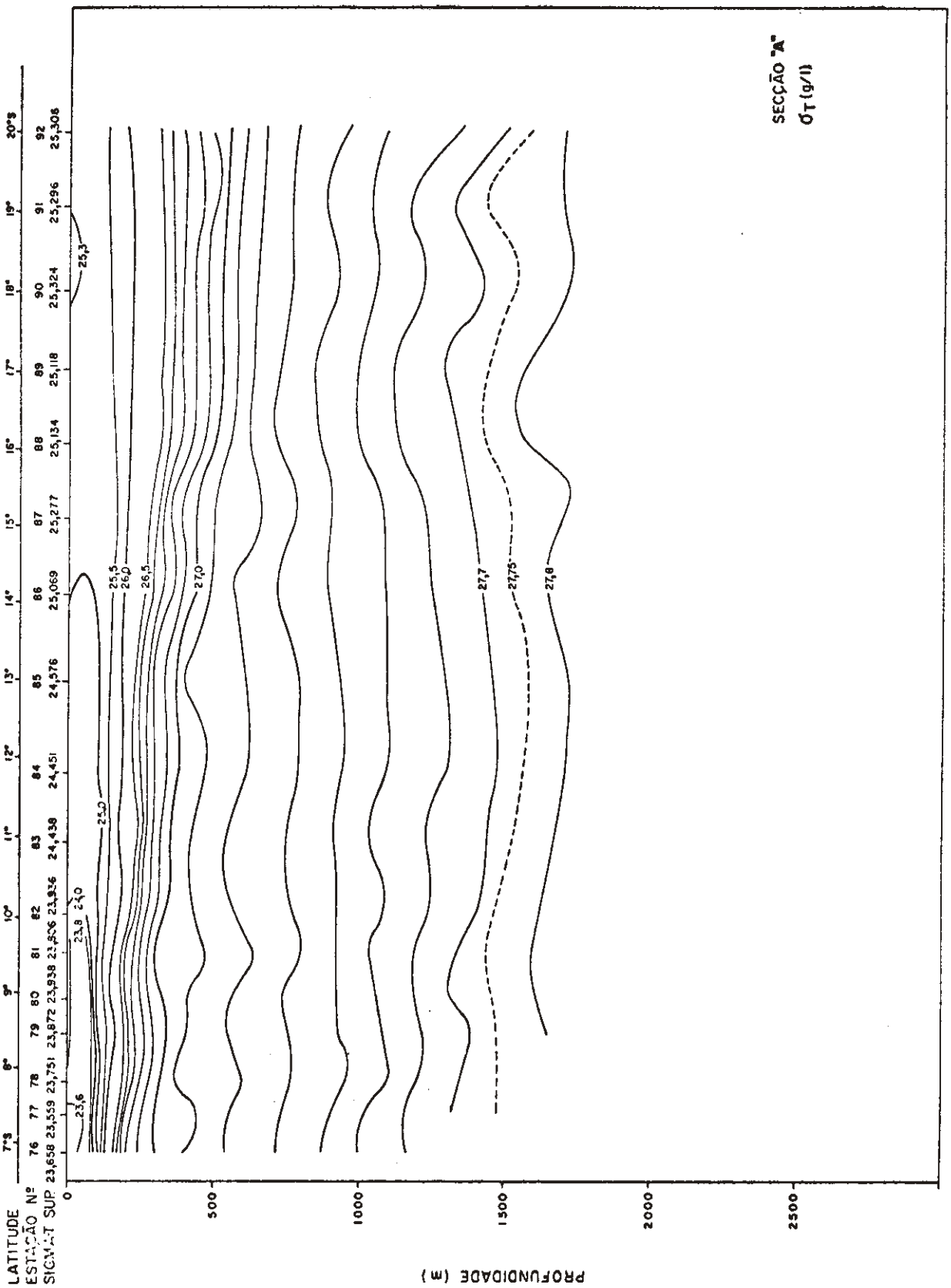

Fig. 15 - Distribuição vertical da densidade na seção A.

6.2.2. CAMADA DE MISTURA E TROPOSFERA OCEÂNICA (0 m A 300 m)

A camada de salinidade máxima aparece com destaque na Fig. 16. Desde a expedição do Meteor sabe-se da existência, nas regiões superficiais do Oceano Atlântico Tropical, dessa camada. Defant (1936) analisando os dados existentes até a época indicou que esse máximo de salinidade ocorre na parte superior da termoclina e da picnoclina, não coincidindo com a profundidade do máximo valor da componente vertical do gradiente de temperatura. De acordo com Defant (op. cit.), tal fenômeno é devido ao acúmulo de águas mais salinas, e portanto mais densas, na camada superficial, à aproximadamente 25° S de latitude, pois nessas regiões a evaporação excede a precipitação. Essa camada pouco espessa (≈ 100 m) se espalharia para o norte, na parte superior da termoclina, representando uma convergência de águas mais salinas sob as águas superficiais de menor salinidade das regiões tropicais.

Metcalf, Voorhis & Stalcup (1962) indicaram a camada pouco profunda de alta salinidade, existente na costa leste do Brasil, como origem da água presente no núcleo da Subcorrente Equatorial.

Entretanto, a origem da camada de alta salinidade não está claramente determinada. Num dos trabalhos mais recentes a respeito, Goulet & Ingham (1971) citam, como área de origem, aquela situada entre $15^{\circ}S$ e $21^{\circ}S$, próxima à plataforma continental, na costa brasileira. Essa camada se espalharia, ainda segundo os mesmos autores, até aproximadamente $4^{\circ}N$, onde formaria um meandro anticiclônico e retornaria até penetrar na Subcorrente Equatorial.

Na Fig. 17 são apresentados os perfis verticais de temperatura, de salinidade e de σ_T da estação 80. O máximo de salinidade está a aproximadamente 100 m de profundidade. A 75 m a salinidade é $35,91^{\circ}/oo$ e, a 100 m, $36,85^{\circ}/oo$. Assim, em 25 m a salinidade aumenta quase $1^{\circ}/oo$, resultando num gradiente de $0,04^{\circ}/oo.m^{-1}$, maior do que em qualquer outra parte do perfil.

Com os dados da expedição Vikíndio (Figs. 18 e 19) observa-se que a camada de salinidade máxima intercepta a su-

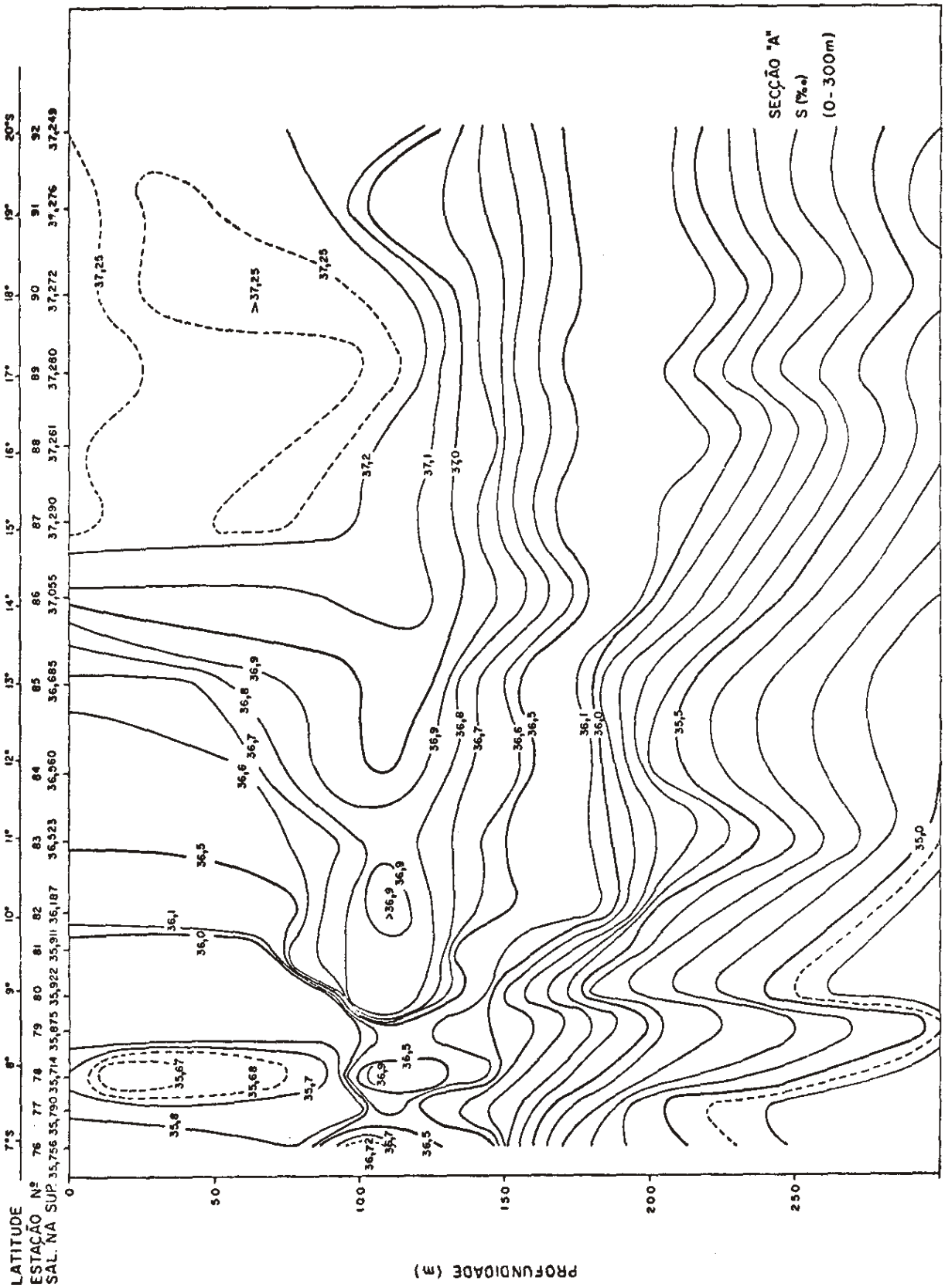

Fig. 16 - Distribuição vertical da salinidade na seção A (*0 m* a *300 m*).

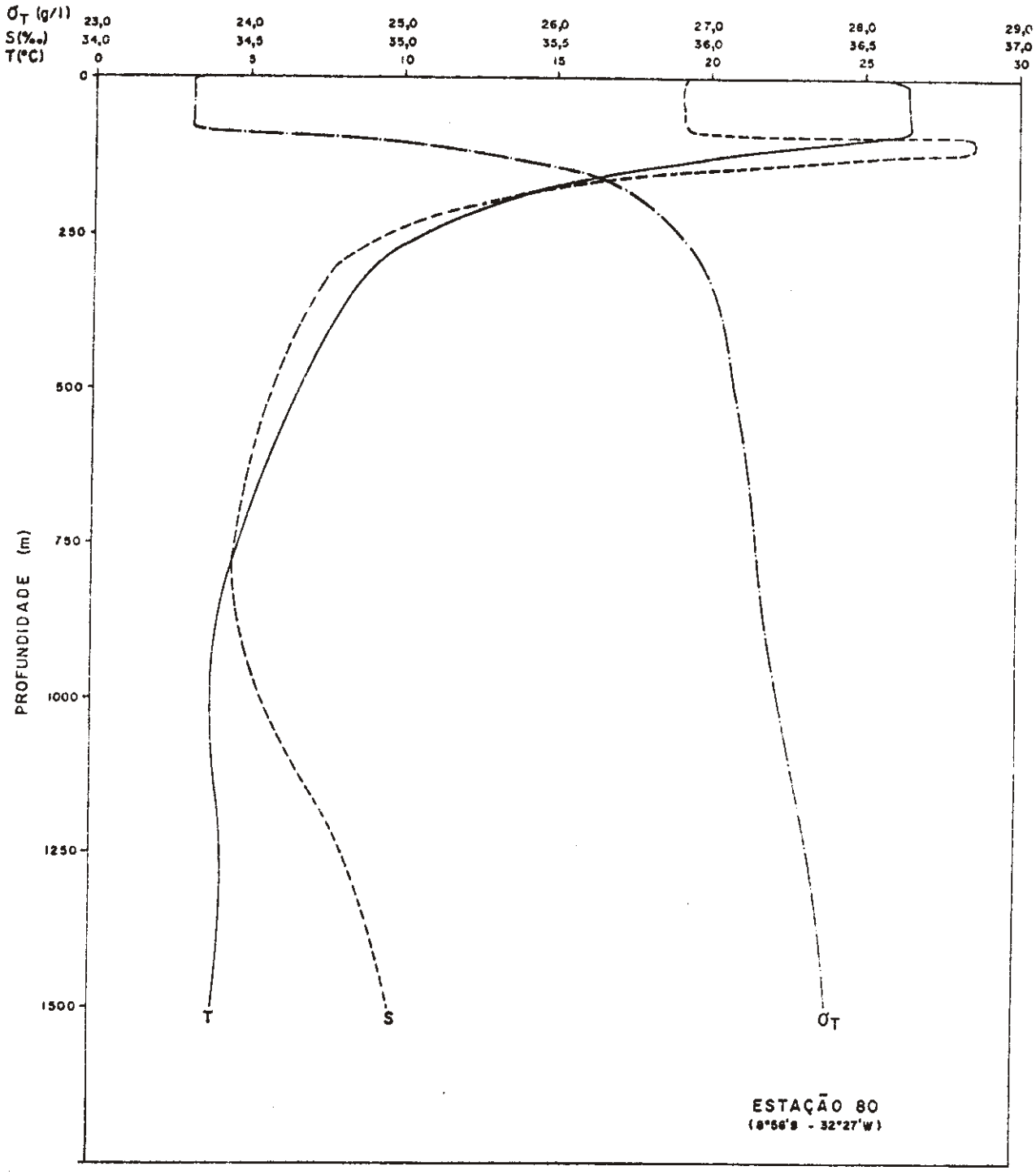

Fig. 17 - Distribuição vertical da temperatura, da salinidade e da densidade na estação *80*, expedição Vikíndio.

perfície ao sul da estação *87* (≈ *15°S*), concordando com os resultados obtidos por Goulet & Ingham (op. cit.), embora os dados utilizados por estes últimos pertencessem a estações mais próximas da costa do que as da seção A.

Da área de geração essa camada espalha-se em direção ao norte, com espessura média de *50 m*. O valor da salinidade no núcleo da camada varia pouco ao longo da zona investigada, estando entre *37,1°/oo* e *36,9°/oo*. Isso deve-se ao fato da camada estar situada na parte superior da picnoclina, onde a estabilidade vertical é grande e inibe as trocas verticais. A degeneração do núcleo de salinidade máxima deve-se principalmente aos processos de mistura advectiva. A profundidade do núcleo varia entre *0 m* e *110 m* estando, em geral, a *100 m*. A temperatura da camada varia entre *25°C*, no limite superior, e *23°C*, no inferior. O núcleo apresenta a temperatura média de *24°C* (Fig. 18).

Devem ocorrer variações sazonais na posição da área de geração, que está condicionada a valores de evaporação e de precipitação na superfície, os quais variam sazonalmente. No verão, nas regiões tropicais, a diferença (*E-P*) é menor do que no inverno, devido ao alto índice pluviométrico. Durante o inverno a salinidade superficial é maior do que no verão, conforme foi comprovado por Goulet & Ingham (op. cit.). Essa variação temporal da diferença (*E - P*) gera uma variação sazonal na localização da área de geração, deslocando-a para o sul durante o verão e para o norte durante o inverno.

Analisando-se em conjunto as Figs. 16, 18 e 19 pode-se sugerir um esquema para a geração e a circulação da camada de máxima salinidade. Parte das águas superficiais provenientes da Corrente Sul Equatorial são transportadas, rumo ao sul, pela Corrente do Brasil. Essas águas vão atingindo latitudes em que a diferença (*E - P*) é cada vez maior, tendo a sua salinidade aumentada e a sua temperatura diminuida. Isso pode ser verificado nas Figs. 16 e 18 onde, na camada superficial, ao norte da estação *85*, as águas são mais quentes e menos salinas do que ao sul da estação *87*. Tal fato acarreta um aumento da densidade das águas superficiais, que tendem a mergulhar para ocupar níveis de maior estabilidade vertical. Ao mergulhar encontram a *ACAS*, mais densa, fluindo rumo ao norte, e que transmite àquelas águas uma quantidade

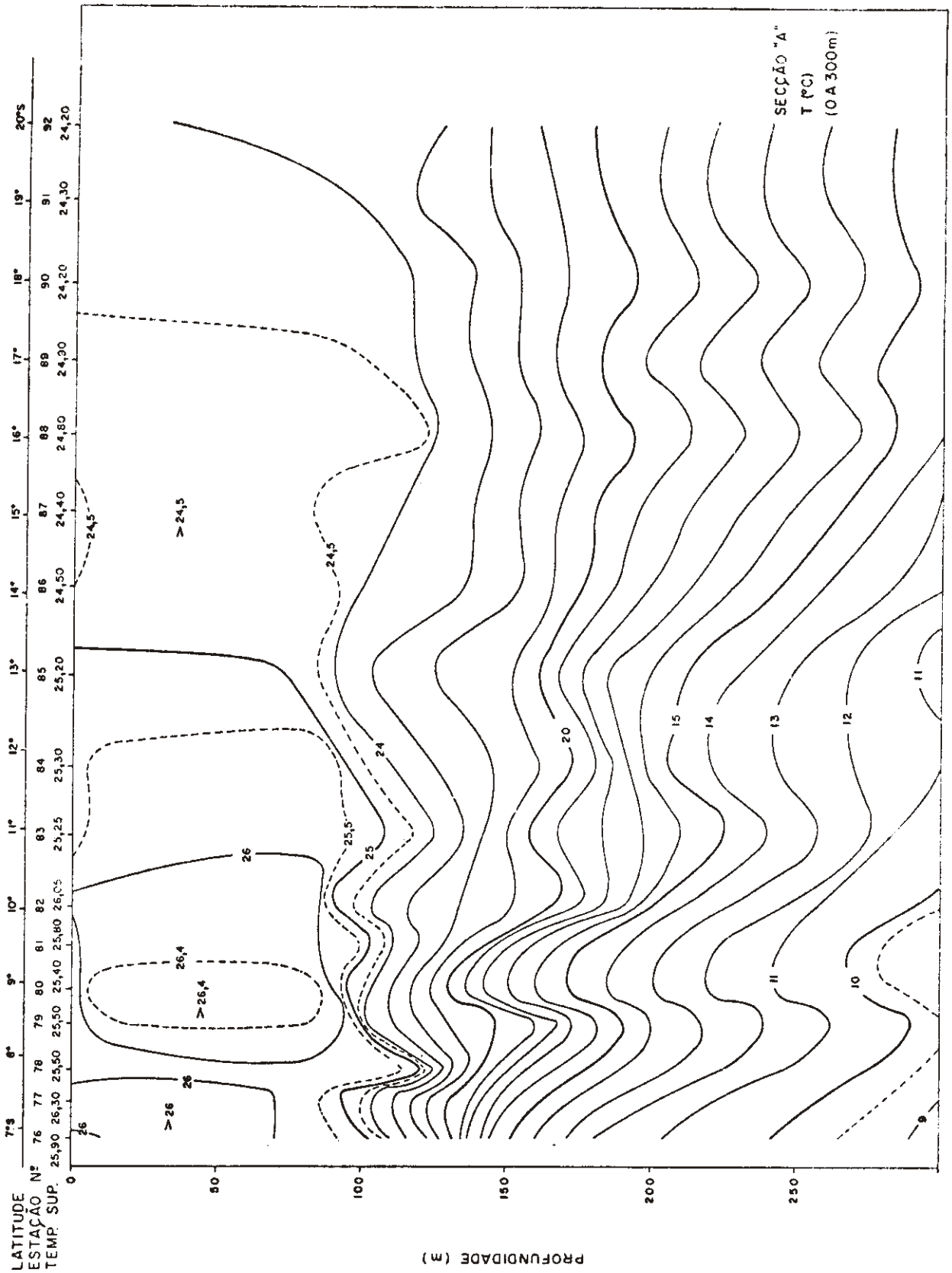

Fig. 18 - Distribuição vertical da temperatura na seção A (*0 m a 300 m*).

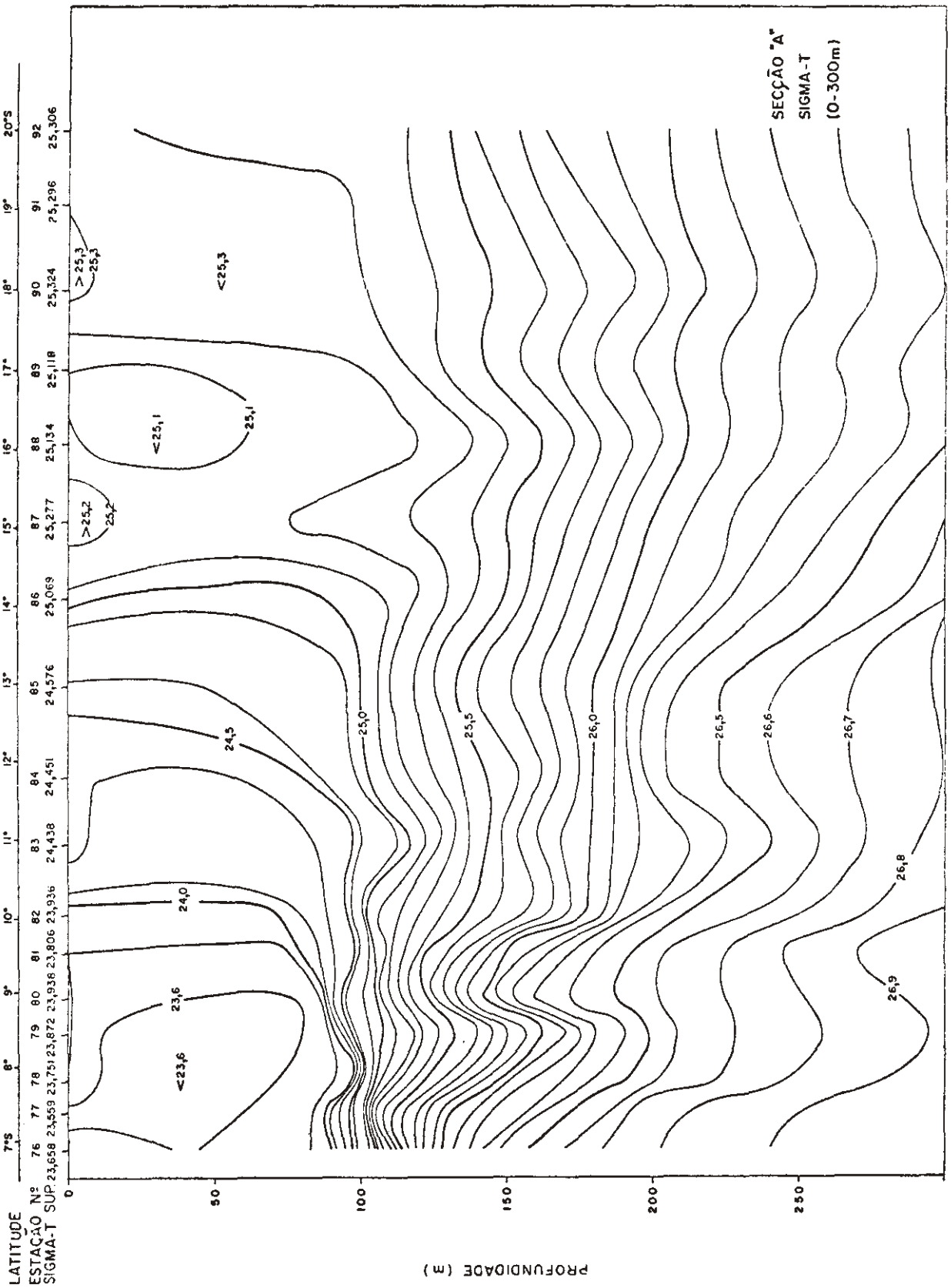

Fig. 19 - Distribuição vertical da densidade na seção A (*0 m* a *300 m*).

de movimento suficiente para desloca-las, preponderantemente, em direção ao norte.

Assim, essas águas de alta salinidade ocupam uma camada entre as águas superficiais e a *ACAS*, o que contribui para a forte intensificação das componentes verticais do gradiente de densidade que é observada entre as estações *76* e *81* (Fig. 19).

O movimento descendente das águas superficiais é mais intenso para as estações situadas ao sul da estação *85*, e que estão mais próximas das latitudes em que a diferença (*E* - *P*) é máxima (Fig. 14). A partir dessas latitudes, em direção ao sul, a densidade das águas superficiais continua aumentando, porém lentamente (Fig. 19). Esse fato, aliado ao de que a densidade das águas superficiais torna-se quase igual à das camadas superiores da *ACAS*, diminui a intensidade do movimento descendente das primeiras.

6.2.3. CAMADA INTERMEDIÁRIA (450 m A 1050 m)

A camada de salinidade mínima, obtida na seção A, é apresentada com detalhes na Fig. 20. Segundo Defant (1961) essa camada aparece como um núcleo de salinidade mínima entre *800 m* e *1000 m* de profundidade, com uma espessura aproximada de *600 m*. A origem dessa massa de água está na Convergência Antártica.

De acordo com Herrera (1973) a Convergência Antártica situa-se entre *48*°*S* e *60*°*S*, variando sua posição sazonalmente em resposta às mudanças do regime climático da atmosfera e do oceano. Segundo o mesmo autor, nessa região, a Água de Superfície Antártica (*ASA*), que flui rumo ao norte desde o continente Antártico devido à predominância de ventos de oeste, converge com a Água de Superfície Subantártica (*ASS*). A *ASA* possui temperaturas e salinidades menores do que as da *ASS*, principalmente por estar situada na região polar do Atlântico Sul, estando, portanto, submetida às baixas temperaturas e a um excesso da precipitação sobre a evaporação. Em razão da sua alta densidade, ocasionada pela baixa temperatura, a *ASA* mergulha ao longo de superfícies isopicnais, por

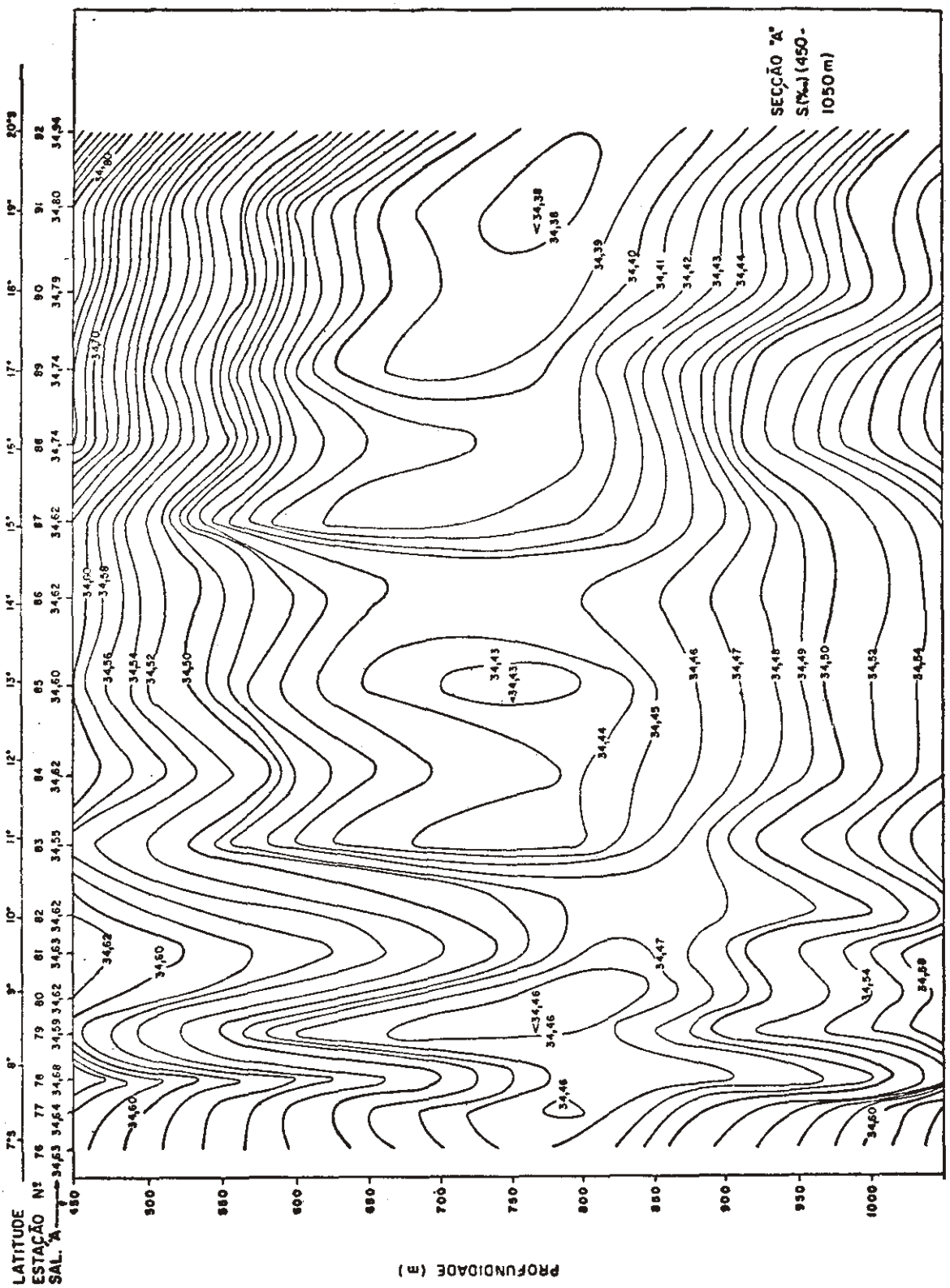

Fig. 20 - Distribuição vertical da salinidade na seção A (*450 m* a *1050 m*).

baixo da *ASS*. A mistura dessas duas massas de água origina a *AIA*, caracterizada por um núcleo de salinidade mínima na área de geração (≈ *33,8*°/oo). Conforme a *AIA* afunda, ela adquire uma quantidade de movimento que a transporta para a profundidade de aproximadamente *900 m*, imediatamente ao norte da Convergência Antártica. Daí ela se espalha em direção ao norte, ascendendo ligeiramente, sendo o seu núcleo encontrado entre *700 m* e *800 m* de profundidade. Durante essa propagação a *AIA* se mistura com as águas mais salinas existentes acima e abaixo, sofrendo uma contração gradual no seu núcleo de mínima salinidade.

Desde Wüst (1936), que utilizou o "Core Method" para estudar a propagação da *AIA* no Atlântico, aceita-se que esse fluxo, em direção ao norte, intensifica-se ao longo do contorno oeste do Atlântico Sul. Defant (1941), construindo a topografia dinâmica da superfície de *800 db*, confirmou essa intensificação e indicou a presença de vórtices e meandros nessa superfície. Esses resultados foram corroborados por vários autores, como Kirwan (1963) que utilizou a análise isentrópica, Enikeyev & Koshlyakov (1973) que utilizaram o cálculo geostrófico para uma superfície situada a *700 m* de profundidade, e LeFloc'h & Merle (1975), que utilizaram novamente o "Core Method" para um número de estações muito maior do que o utilizado por Wüst (1936).

Embora os diversos autores citados concordem quanto à assimetria da propagação da *AIA*, entre os contornos leste e oeste do Atlântico Sul, apresentam para o módulo da velocidade de propagação dessa massa de água valores distintos, compreendidos entre *4* e *12* $cm.s^{-1}$. Medições diretas, como as de Boguslavskiy & Belyakov (1966) e Kolesnikov, Ponomarenko & Boguslavskiy (1966), entretanto, mostraram que na zona de intensificação a velocidade de propagação do núcleo da *AIA* pode atingir valores próximos a *30* $cm.s^{-1}$, sendo próprio falar se em uma Corrente Intermediária Antártica.

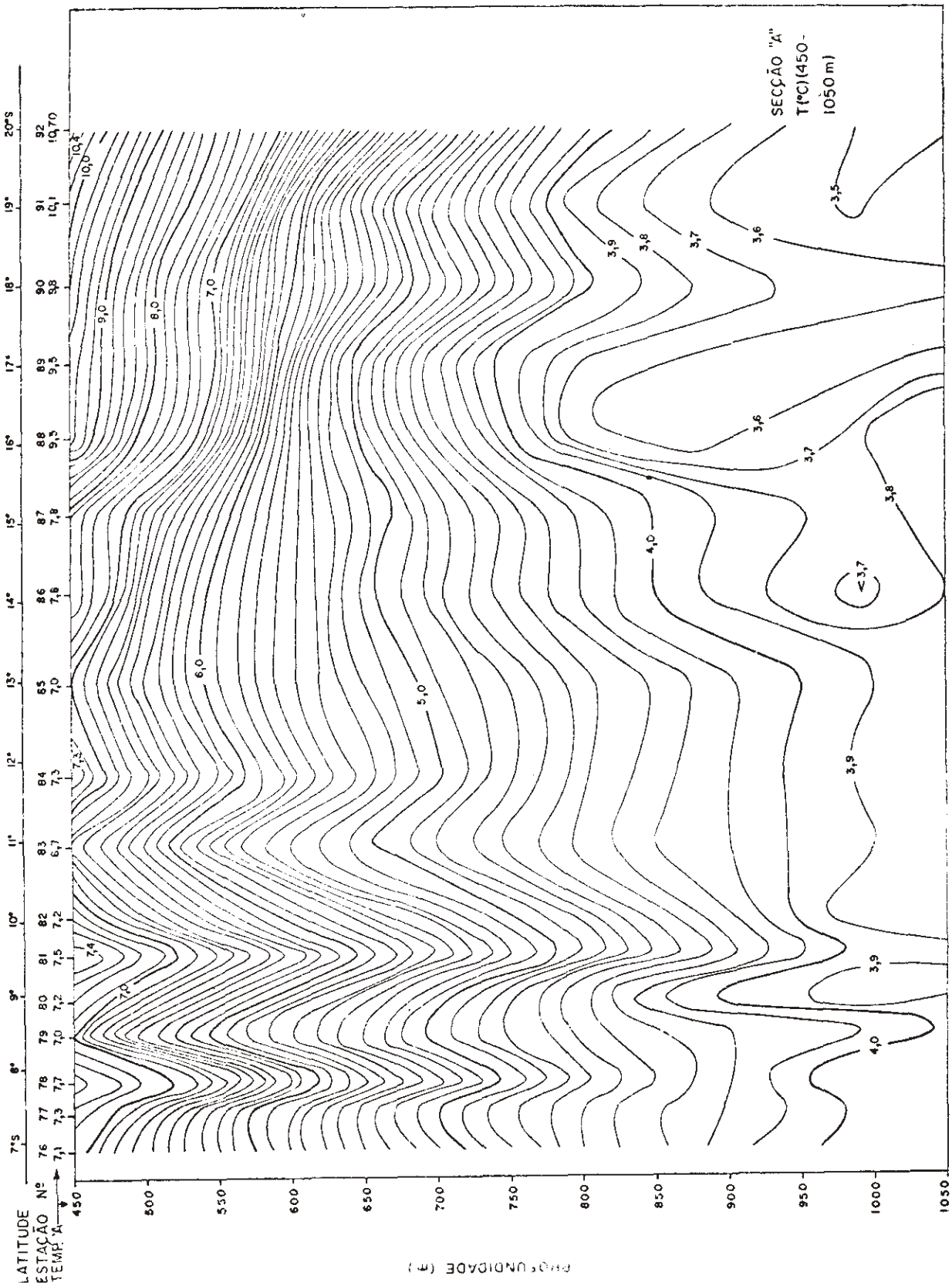

Fig. 21 - Distribuição vertical da temperatura na seção A (*450 m* a *1050 m*).

A Fig. 20 apresenta a seção vertical de salinidade , com a escala de profundidade ampliada, obtida utilizando-se dados da expedição Vikíndio. Conforme pode-se notar, a camada de salinidade mínima está compreendida entre as isolinhas de $34,48^{o}/oo$, estando o seu núcleo entre *700 m* e *800 m* de profundidade. A intensificação das componentes verticais do gradiente de salinidade, acima e abaixo dessa camada, é acentuada. O menor valor de salinidade foi obtido entre as estações *90* e *92* ($S < 34,38^{o}/oo$). Daí, em direção ao norte, os valores de salinidade no núcleo da *AIA* aumentam até que, entre as estações *76* e *78* , atingem $34,46^{o}/oo$. Esse fato deve-se aos processos de mistura vertical da *AIA* com as águas mais salinas existentes acima e abaixo do núcleo. Pela mesma razão a estrutura da camada apresenta-se na forma de "línguas" de salinidade mínima, que se projetam em direção ao norte. Os valores médios da salinidade no núcleo da *AIA* são apresentados na Tab. 2.

TABELA 2

Valores médios, em função da latitude, da temperatura e da salinidade no núcleo da Água Intermediária Antártica.

LATITUDE (S)	TEMPERATURA (^{o}C)	SALINIDADE ($^{o}/oo$)
6° - 9°	4,64	34,46
9° - 12°	4,60	34,45
12° - 15°	4,56	34,43
15° - 18°	4,48	34,40
18° - 20°	4,28	34,38

A temperatura no núcleo da *AIA* varia entre $4,2^{o}C$, para a estação mais ao sul, e $4,8^{o}C$, para aquela mais ao norte (Fig. 21). Os valores médios da temperatura no núcleo da *AIA*

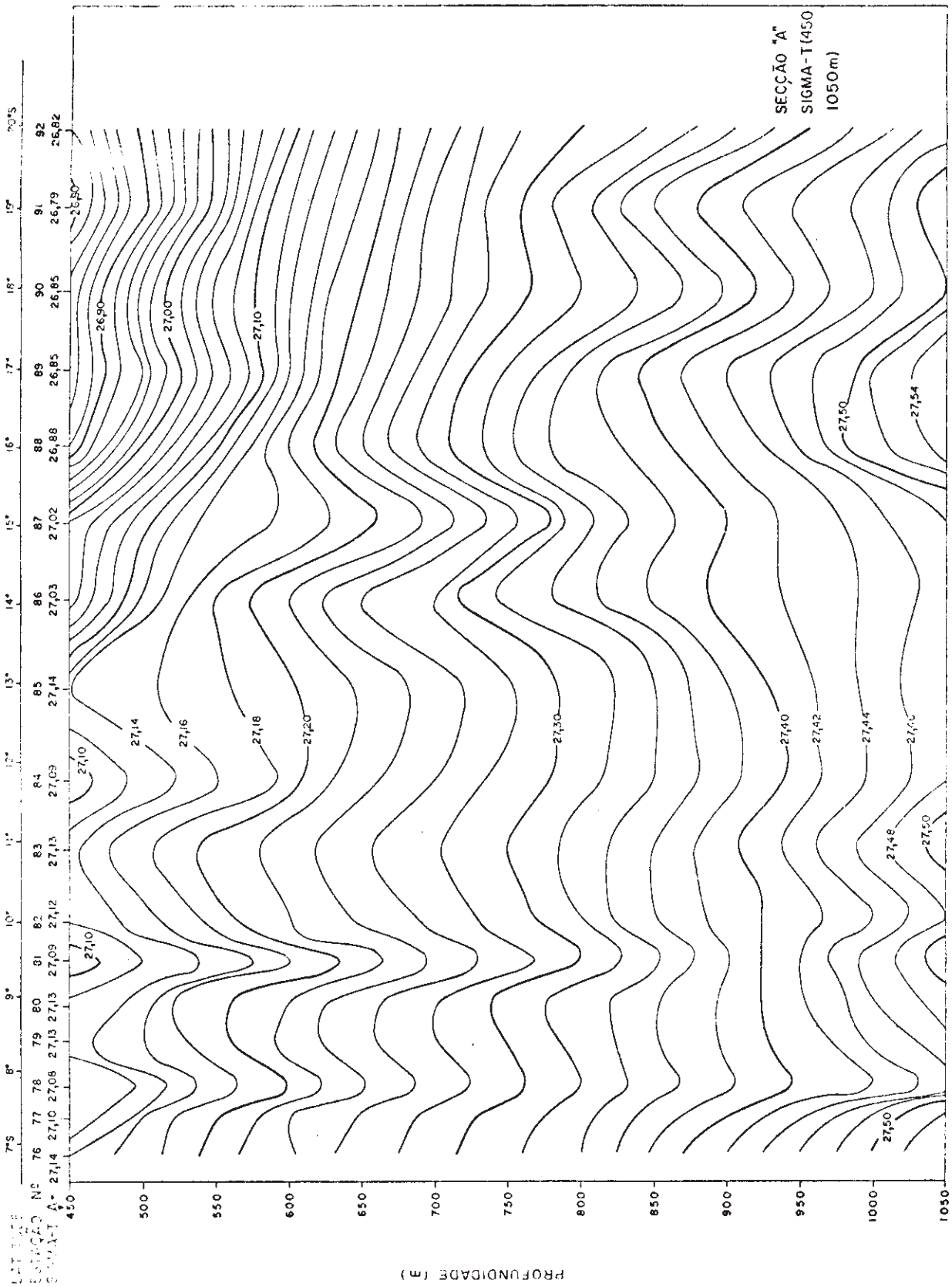

Fig. 22 - Distribuição vertical da densidade na seção A (*450 m* a *1050 m*).

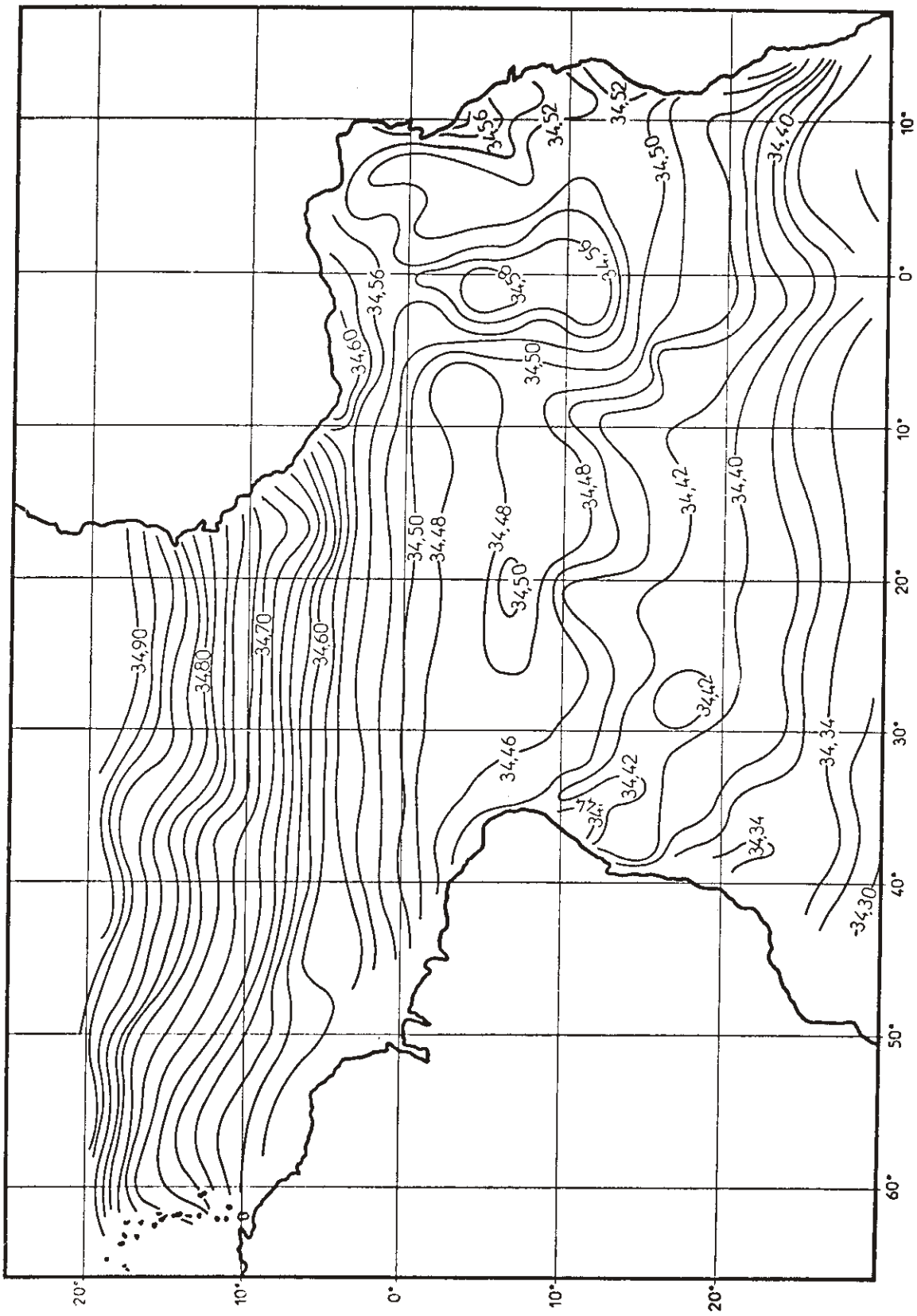

Fig. 23 - Distribuição média anual da salinidade ao nível da AIA, segundo LeFloc'h & Merle (1975).

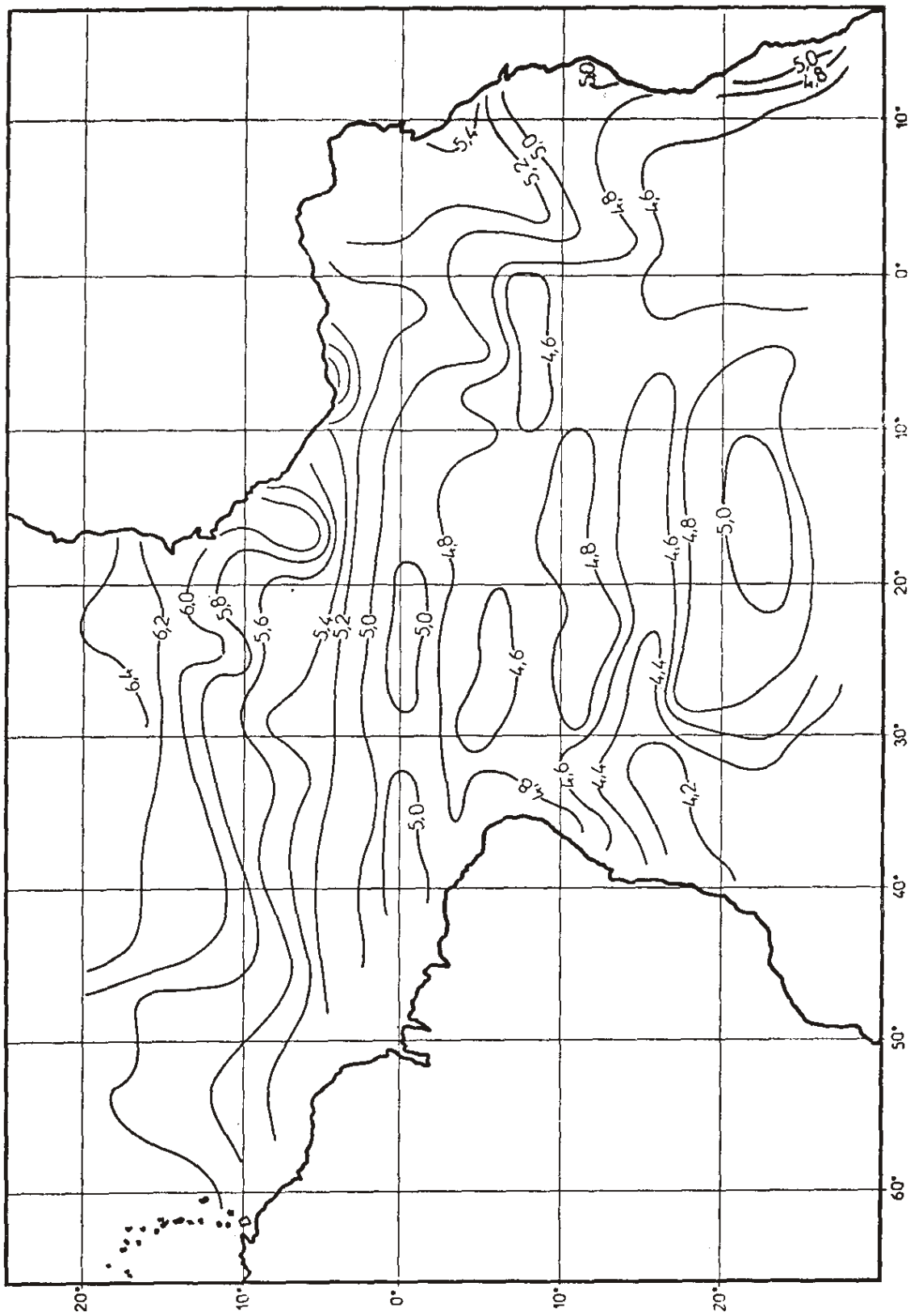

Fig. 24 - Distribuição média anual da temperatura ao nível da AIA, segundo LeFloc'h & Merle (1975).

também são apresentados na Tab. 2. Nota-se o acréscimo da temperatura em direção ao norte, devido principalmente à mistura da *AIA* com a *ACAS*.

Comparando-se esses resultados com os apresentados por LeFloc'h & Merle (1975), que utilizaram os dados de todas as estações hidrográficas realizadas no Atlântico até 1971, entre $25^{o}N$ e $25^{o}S$, nota-se ótima concordância. Os resultados obtidos por esses últimos autores para as distribuições médias anuais de temperatura e de salinidade, no núcleo da *AIA*, são apresentados nas Figs. 23 e 24, e são compatíveis com os aqui obtidos e apresentados nas Figs. 20 e 21 e na Tab. 2.

A densidade média do núcleo da *AIA* é de $\sigma_T = 27,3$ $g.\ell^{-1}$ (Fig. 24).

6.3. TRIÂNGULO DE MISTURA E QUANTIDADE PERCENTUAL DE *ACAS* E DE *AIA*

Para a construção do triângulo de mistura (Fig. 25) foram escolhidos os seguintes índices termohalinos:

ACAS: $T = 18,0^{o}C$, $S = 35,9^{o}/oo$ (Mamayev, 1969);

AIA: $T = 2,2^{o}C$, $S = 33,8^{o}/oo$ (Wüst, 1935);

APAN: $T = 4,0^{o}C$, $S = 35,0^{o}/oo$ (Mamayev, 1969).

Os critérios que nortearam tal escolha foram:

a) situação geográfica da área investigada,
b) análise das curvas T-S construidas para as estações da seção A.

Nas Figs. 26 e 27 são apresentadas, respectivamente, a distribuição vertical das quantidades percentuais de *ACAS* e de *AIA* presentes na seção A.

Assumindo-se como contorno da massa de água a isolinha de 50% nota-se, da Fig. 26, que a *ACAS* atinge profundidades maiores nas estações situadas mais ao sul, variando o seu limite inferior desde 250 m de profundidade, na estação 76, até 450 m, na estação 92.

A espessura média da *AIA* é de 500 m e está situada, em geral, entre 400 m e 900 m de profundidade (Fig. 27).

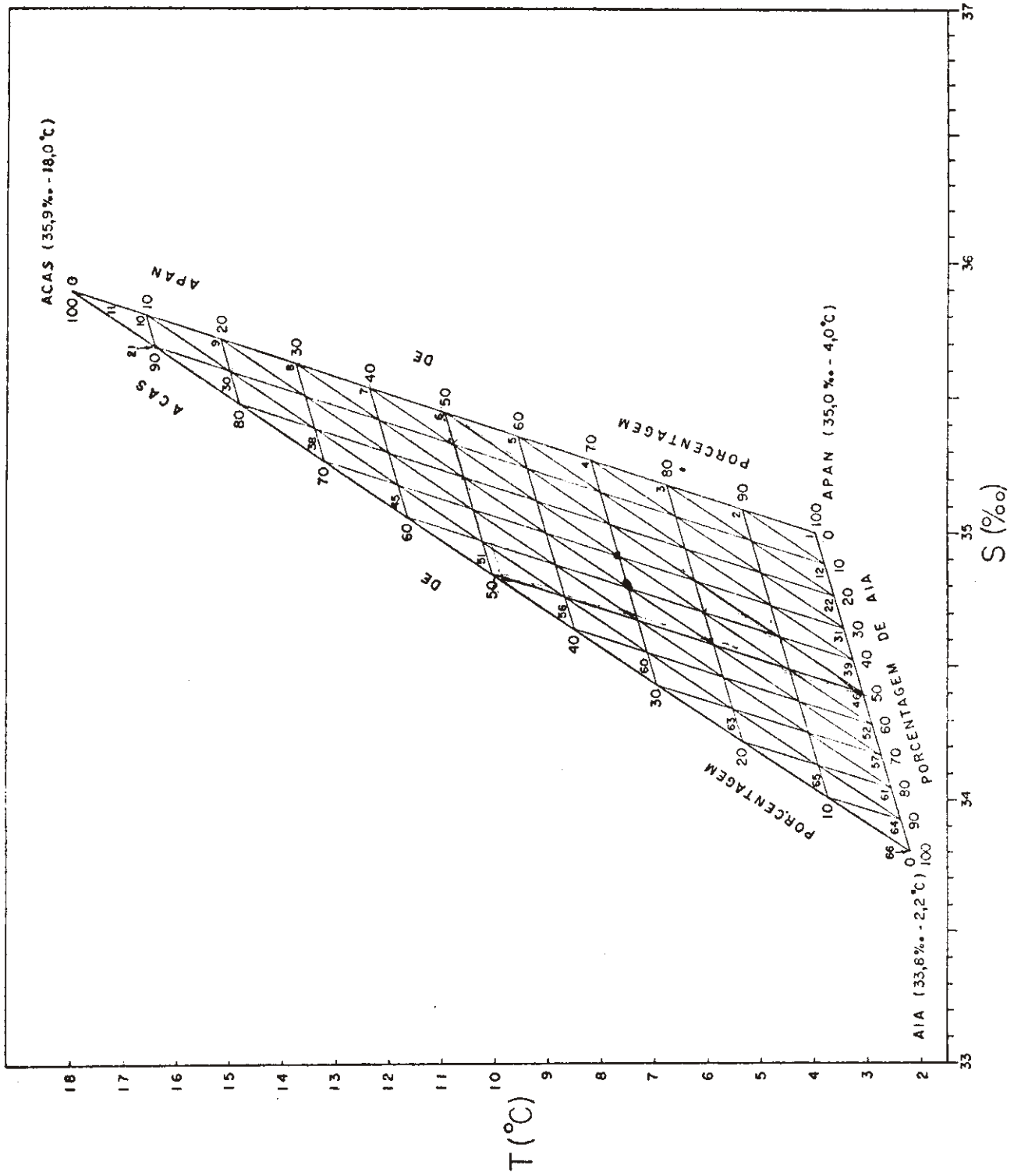

Fig. 25 - O triângulo de mistura para massas de água da região oeste do Oceano Atlântico Sul Tropical.

A "densidade" de *AIA* presente na coluna diminui do sul para o norte (ver isolinha de *60%*), indicando que essa massa de água, originária da Convergência Antártica, ao se deslocar em direção ao norte vai sofrendo a ação das massas de água que a envolvem, misturando-se com elas. Mais ainda, a menor distância entre as isolinhas de mesma porcentagem situadas acima do núcleo da *AIA*, em oposição à rarefação daquelas situadas abaixo desse núcleo indicam, obedecidas as hipóteses da teoria analítica das curvas T-S exposta na seção 4.4, uma maior penetração dessa massa de água nas camadas inferiores. A menor estratificação do campo de massa nessas camadas (Fig. 15) ocasionando uma fraca estabilidade vertical sugere, tomando-se por base as estimativas de Okubo (1970, p. 43), que o transporte e a mistura das propriedades termohalinas induzidos por movimentos turbulentos, podem ter as seguintes causas dinâmicas: cisalhamento nos lentos movimentos quase geostróficos e ondas internas geradas pela maré.

A assimetria das isolinhas de quantidade percentual de *AIA* acima e abaixo do seu núcleo (Fig. 27), no caso de ser tomada como indicador de intensidade de mistura, sugere que a mistura da *AIA* com a *APAN* é mais intensa do que com a *ACAS*.

Na análise percentual de massas de água numa seção meridional ao longo da costa leste da América do Sul, Mamayev (1975, p. 257), considerou a assimetria das isolinhas no entorno da *AIA* como um indicador da intensidade de mistura, mencionando que: "... essa massa de água (*AIA*) mistura-se mais intensamente com a *APAN* do que com a *ACAS*." Entretanto, levando-se em conta considerações teóricas expostas na seção 3.4., onde foi discutida a influência da estabilidade nas trocas verticais, essa afirmação não deve ser interpretada como uma ocorrência de processos turbulentos mais intensos quando da interação entre a *AIA* e a *APAN*.

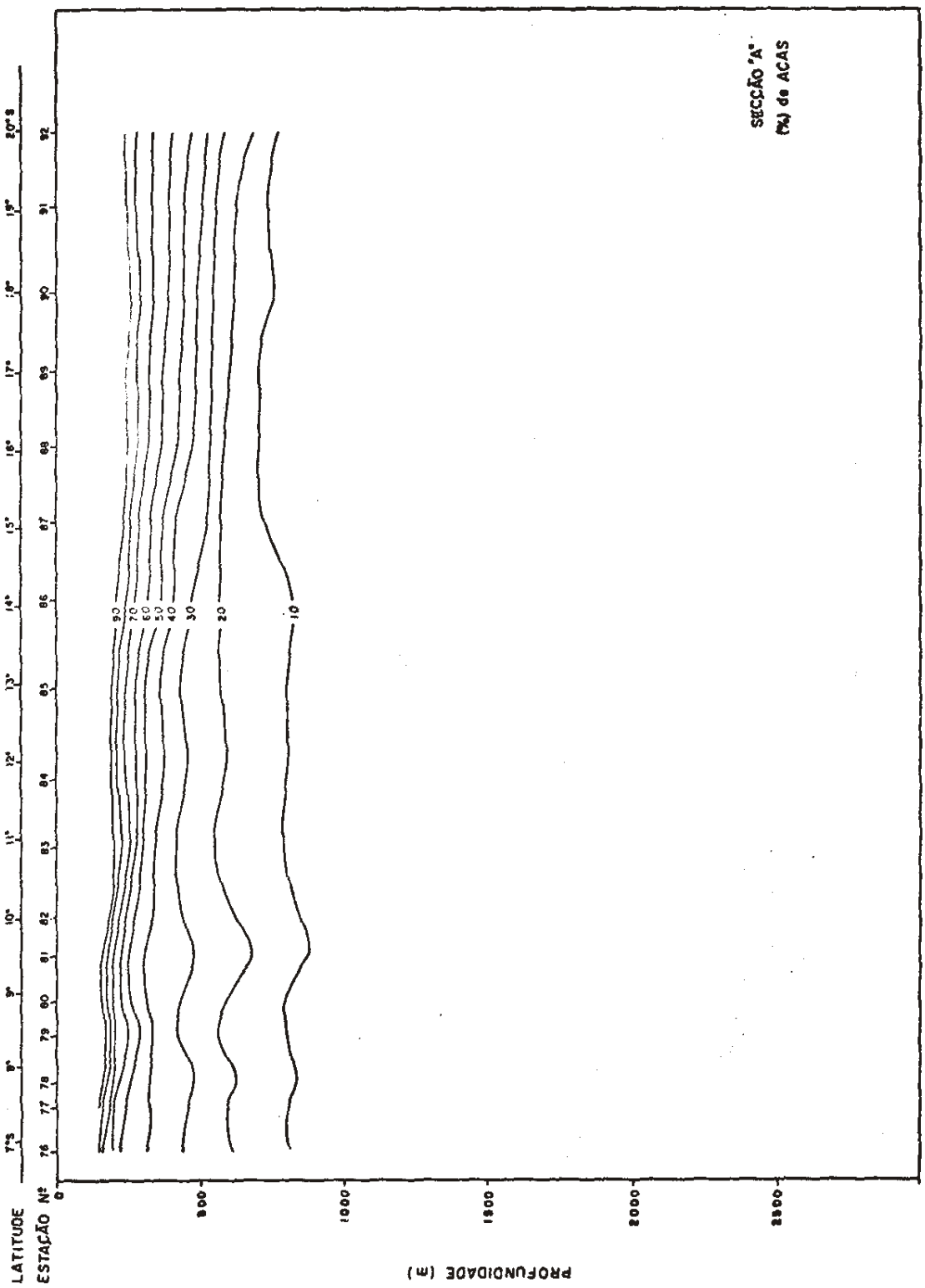

Fig. 26 - Quantidade percentual de Água Central do Atlântico Sul na seção A.

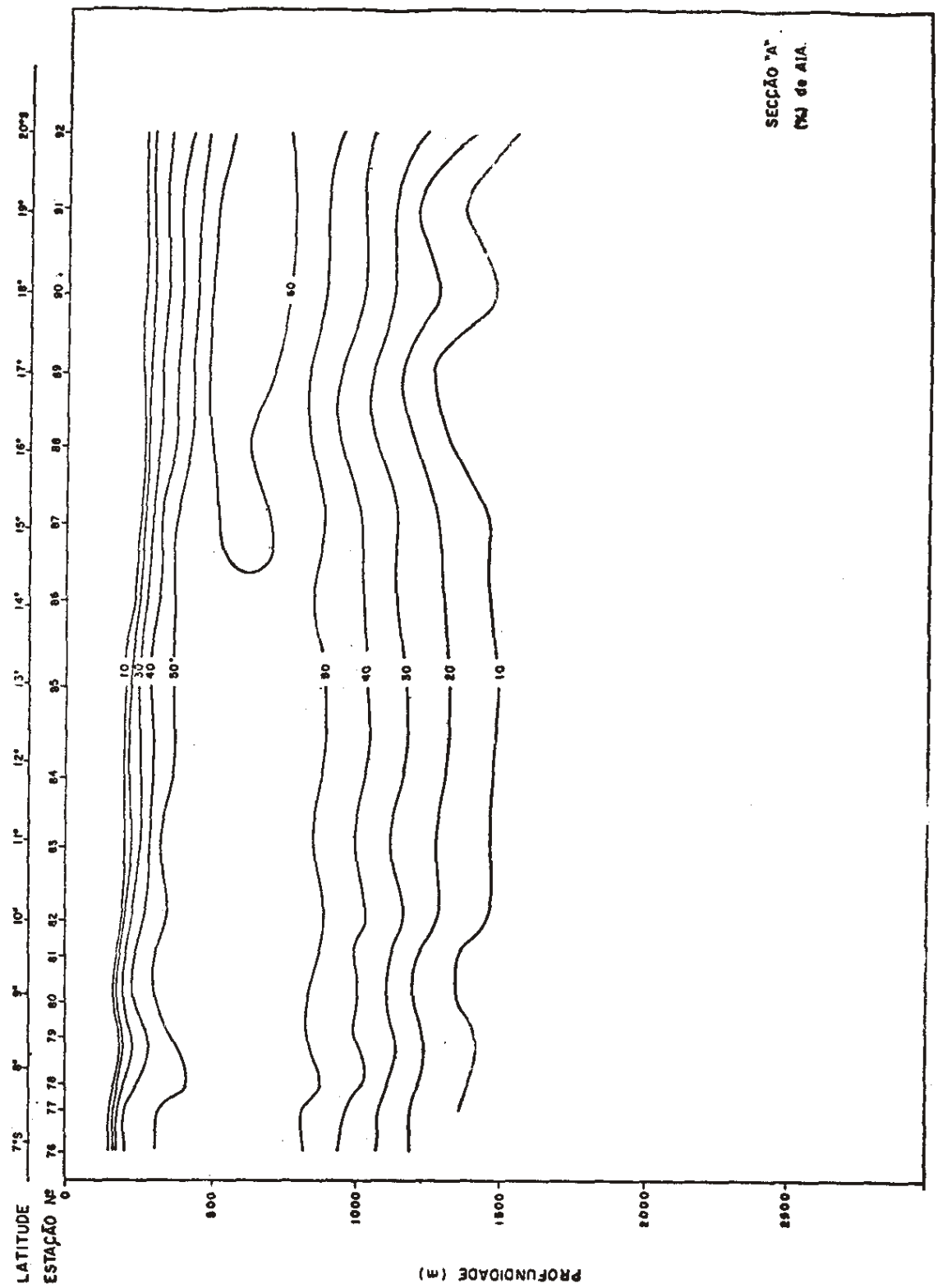

Fig. 27 - Quantidade percentual de Água Intermediária Antártica na seção A.

6.4. INFLUÊNCIA DA CONTRAÇÃO DO VOLUME ESPECÍFICO NA MISTURA VERTICAL

A contração do volume específico da água do mar, que é uma propriedade anômala de natureza interna, tem sido utilizada para uma avaliação da importância desse efeito sobre os processos de mistura vertical.

Com o método descrito na seção 4.6. foram construidas as curvas de contração do volume específico ($\Delta_c \nu_T$) e que são apresentadas na Fig. 28. A partir dessas curvas foi obtido o triângulo correspondente (Fig. 29) para o estudo do fenômeno da contração na mistura vertical. Esse triângulo, aplicado às curvas T-S das estações da seção A, possibilitou a obtenção da distribuição vertical de $\Delta_c \nu_T$ (Fig. 30).

Dessas figuras observa-se que o valor máximo da contração do volume específico, $\Delta_c \nu_T \approx -32.10^{-5}\ cm^3.g^{-1}$, coincide com o limite superior da *AIA*, estando portanto situado na região que separa essa massa de água da *ACAS*. No limite inferior da *AIA*, encontram-se os menores valores da contração do volume específico, $\Delta_c \nu_T < -11.10^{-5}\ cm^3.g^{-1}$. Tais fatos contribuem para uma mistura desigual da água intermediária com as massas de água que a envolvem; esperando-se naturalmente uma maior mistura vertical, decorrente da influência da contração do volume específico, na região de ocorrência do máximo valor dessa propriedade.

Como foi visto anteriormente, a distribuição das isolinhas de quantidade percentual, acima e abaixo do núcleo da *AIA* (Fig. 27) sugere, por sua vez, que a mistura dessa massa de água é mais intensa com a *APAN* do que com a *ACAS*, em contraposição ao que foi mencionado no parágrafo anterior.

Esse paradoxo aparente desaparece quando se considera o efeito da estabilidade sobre as trocas verticais. Com efeito, apresenta-se na Tab. 3 os valores da estabilidade, calculados de acordo com o critério de Hesselberg e Sverdrup (eq. 23), e da contração do volume específico, para os limites superior e inferior da *AIA* (tomou-se como referência a isolinha de *50%*, Fig. 27), para as estações *76*, *85* e *92* (Fig. 1).

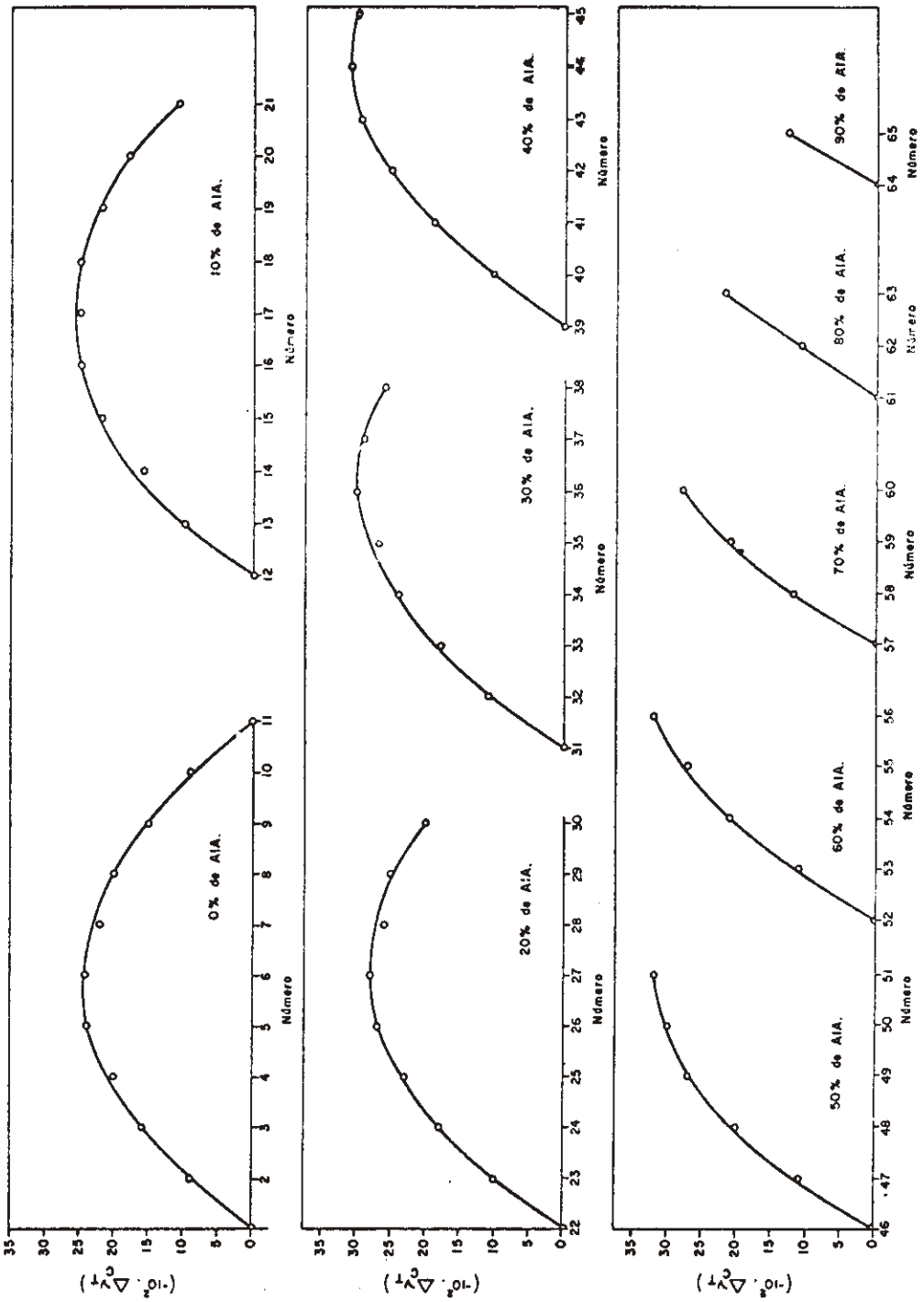

Fig. 28 - Curvas de contração do volume específico na mistura vertical, construidas para os pontos do triângulo de mistura.

TABELA 3

Valores da estabilidade vertical (E_p) e da contração do volume específico ($\Delta_c \nu_T$) nos limites superior e inferior da Água Intermediária Antártica (números superiores e inferiores, respectivamente).

ESTAÇÃO	$10^8 . E_p$ (m^{-1})	$-10^2 . \Delta_c \nu_T$ (cl/ton)*
76	129	31,2
	84	11,4
85	221	30,2
	71	8,9
92	218	32,0
	93	4,0

* $1\ cm^3 . g^{-1} = 10^5\ cl . ton^{-1}$

Como se observa na tabela acima, no limite superior da *AIA* a estabilidade e a contração do volume específico assumem valores maiores do que no limite inferior. Em consequência, a mistura mais intensa que processos de natureza interna poderiam induzir é atenuada pela estratificação de massa.

Como exemplo típico da ocorrência de máximos da contração do volume específico, em regiões de fraca estabilidade vertical, pode-se citar a região de interação entre a Água Intermediária do Mediterrâneo e as águas profundas subjacentes. Nos trabalhos pioneiros de Mamayev, em 1963, e nos posteriores - Kin'dyushev, 1965; Mamayev, 1975 - ficou demonstrada a ocorrência dos máximos da contração do volume específico no limite inferior dessa massa de água, em profundidades de ≃ *1200 m*, e que esse fenômeno ocasiona uma mistura mais intensa com as águas profundas.

O comportamento anômalo da água do mar é facilmente identificado no diagrama T-S quando os efeitos da compressibi

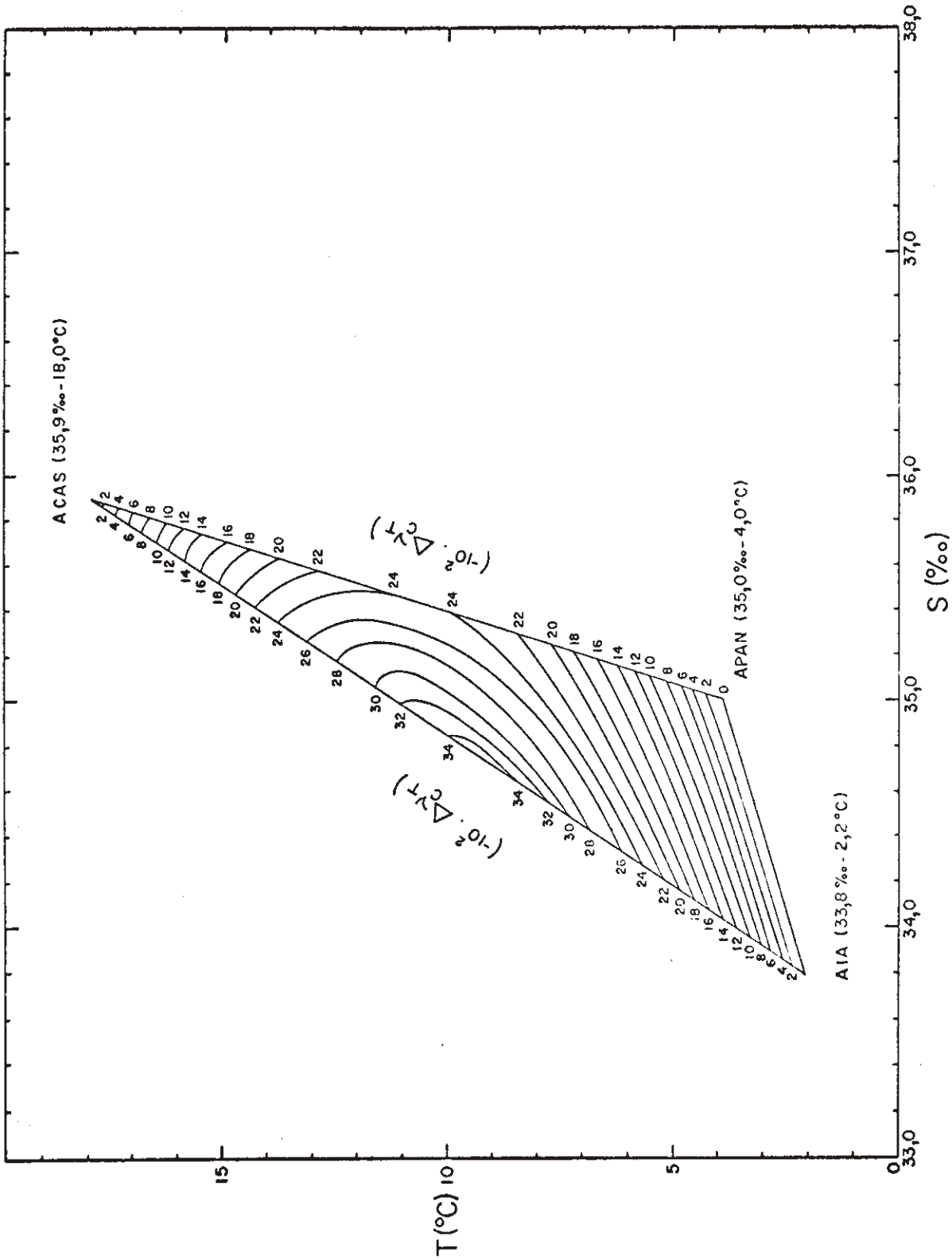

Fig. 29 - O triângulo de contração do volume específico na mistura vertical, para as massas de água da região oeste do Oceano Atlântico Sul Tropical.

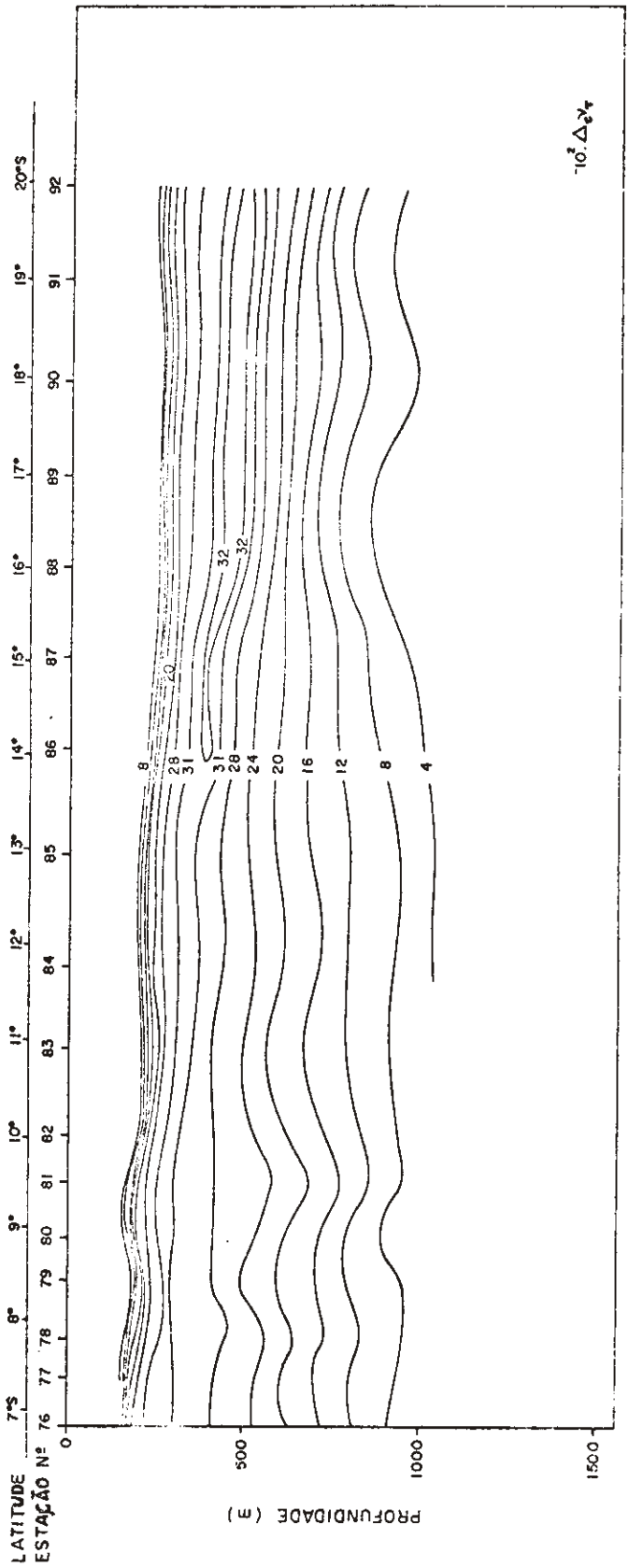

Fig. 30 - Distribuição vertical da contração do volume específico na mistura vertical na seção A.

lidade são desprezados, isto é, considerando-se que a pressão hidrostática que age sobre o elemento de volume é zero. Essa aproximação foi feita no estudo da contração do volume específico, quando massas de água se misturam, em decorrência do desconhecimento do efeito da compressibilidade (Mamayev, 1975, p. 285). Pesquisas com a finalidade de esclarecer esse efeito deverão ser elaboradas para uma melhor avaliação de sua importância sobre os resultados obtidos neste trabalho.

6.5. COEFICIENTE VERTICAL DE DIFUSÃO TURBULENTA

6.5.1. ÁGUA INTERMEDIÁRIA ANTÁRTICA.

Os valores da razão k/u avaliados para o núcleo da *AIA* na seção A, aplicando-se os métodos de Jacobsen-Shtokman e de Proudman, são apresentados nas Tabs. 4, 5 e 6.

Ambos os métodos foram utilizados para tres grupos de pares de estações, mantendo-se constante, em cada grupo, a distância entre as estações: *460 km* na Tab. 4, *700 km* na Tab. 5 e *1045 km* na Tab. 6. Julgou-se necessária a separação dos grupos de estações com esse critério, não utilizado em trabalhos anteriores, para o estudo da influência dessa distância sobre os resultados obtidos.

Comparando-se os resultados obtidos com a aplicação do método de Jacobsen-Shtokman, verifica-se que a razão k/u diminui conforme a distância entre o par de estações aumenta, o mesmo acontecendo com o desvio padrão.

Os valores resultantes da utilização do método de Proudman também mostram um decréscimo do desvio padrão com o aumento da distância.

Tais fatos sugerem que ambos os métodos não conduzem a bons resultados, na região estudada, quando a distância entre as estações é pequena (< *1000 km*). Talvez, devido à pequena deformação espacial das curvas T-S e dos perfis de salinidade na profundidade da *AIA*, o que diminui a precisão dos valores retirados desses gráficos.

TABELA 4

Valores da razão k/u, no núcleo da Água Intermediária Antártica, obtidos com os métodos de Jacobsen-Shtokman e de Proudman (estações da seção A com distância média de *460 km*).

ESTAÇÕES	L (km)	k/u (cm) MÉTODO DE JACOBSEN-SHTOKMAN	k/u (cm) MÉTODO DE PROUDMAN
92 - 88	450	0,67	0,44
91 - 87	455	0,89	0,18
90 - 86	455	2,81	0,79
89 - 85	465	2,26	0,17
88 - 84	490	1,93	0,16
87 - 83	475	1,22	1,43
86 - 82	475	3,60	1,35
85 - 80	470	3,26	3,06
84 - 78	460	4,35	2,17
83 - 76	465	3,88	2,92
	VALOR MÉDIO	2,49	1,27
	DESVIO PADRÃO	1,23	1,06

Embora o número de resultados para k/u, apresentados nas Tabs. 4, 5 e 6, não permita afirmar, parece existir uma tendência para que os valores dessa razão sejam maiores para as estações situadas mais ao norte. Essa variação longitudinal foi observada também por LeFloc'h & Merle (1975).

A Tab. 7 mostra os valores da razão k/u, também para o núcleo da *AIA*, obtidos pela aplicação dos métodos de Jacobsen-Shtokman e de Proudman a algumas estações do Meteor (Fig. 1). Aparecem ainda os resultados de Defant (1954), que utilizou o método de Jacobsen e as mesmas estações.

TABELA 5

Valores da razão k/u, no núcleo da Água Intermediária Antártica, obtidos com os métodos de Jacobsen-Shtokman e de Proudman (estações da seção A com distância média de *700 km*).

ESTAÇÕES	L (km)	k/u (cm) MÉTODO DE JACOBSEN-SHTOKMAN	k/u (cm) MÉTODO DE PROUDMAN
92 - 86	680	1,15	0,65
91 - 85	700	1,72	1,09
90 - 84	715	1,85	1,96
89 - 83	700	1,40	1,66
88 - 82	700	2,00	1,31
87 - 80	710	2,47	2,03
86 - 78	720	2,71	1,85
85 - 77	645	2,44	2,23
	VALOR MÉDIO	1,97	1,60
	DESVIO PADRÃO	0,51	0,50

Dos tres métodos cujos resultados são apresentados na Tab. 7, o que apresenta maior desvio padrão é o de Jacobsen-Shtokman. Entretanto os resultados de Defant (1954), embora com menor desvio padrão, e portanto pouco dependentes da distância entre as estações, foram obtidos pelo método de Jacobsen, o qual, conforme mostrado por Shtokman (1946), não é correto. Levando-se em conta que o primeiro método (Jacobsen Shtokman) conduz a resultados melhores quando a distância entre as estações é grande, constata-se que para as estações *160-297*, *160-290*, *202-297* e *202-290*, os valores da razão k/u são os que apresentam menor desvio padrão ($\simeq$ *0,02*). Além disso, as estações *290* e *297* estão distantes da seção A (Fig. 1), sendo necessário reestudar os índices termohalinos escolhidos para o triângulo de mistura.

TABELA 6

Valores da razão k/u, no núcleo da Água Intermediária Antártica, obtidos com os métodos de Jacobsen-Shtokman e de Proudman (estações da seção A com distância média de *1045 km*).

ESTAÇÕES	L (km)	k/u (cm) MÉTODO DE JACOBSEN-SHTOKMAN	k/u (cm) MÉTODO DE PROUDMAN
92 - 83	1015	0,57	0,43
91 - 82	1045	1,82	1,64
90 - 80	1055	1,76	1,10
89 - 78	1055	1,58	1,02
88 - 76	1055	1,25	0,76
	VALOR MÉDIO	1,40	0,99
	DESVIO PADRÃO	0,46	0,40

TABELA 7

Valores da razão k/u, no núcleo da Água Intermediária Antártica, obtidos com os métodos de Jacobsen-Shtokman, de Proudman e de Jacobsen (estações do Meteor).

ESTAÇÕES	L (km)	k/u (cm) MÉTODO DE JACOBSEN-SHTOKMAN	k/u (cm) MÉTODO DE PROUDMAN	k/u (cm) MÉTODO DE JACOBSEN*
160-202	600	2,11	0,21	0,96
160-297	3050	0,72	0,45	0,59
160-290	4150	0,72	0,54	0,71
202-297	2450	0,70	0,82	0,62
202-290	3550	0,68	0,75	0,92
297-290	1100	2,35	0,62	0,55
	VALOR MÉDIO	1,21	0,57	0,72
	DESVIO PADRÃO	0,72	0,20	0,16

* Defant (1954)

Os resultados obtidos por Proudman (1953, p. 114) para a *AIA* estão próximos aos apresentados nas Tabs. 6 e 7. Os valores para k/u, calculados por aquele autor variam entre $0,7$ *cm* e $2,5$ *cm*.

Considerando a localização da seção A e os trabalhos citados na seção 6.2.3., e que apresentam valores para a velocidade de propagação do núcleo da *AIA*, pode-se estimar essa velocidade, na região em estudo, em $10\ cm.s^{-1}$.

Tomando-se como mais confiáveis os resultados das tabelas 6 e 7, verifica-se que a razão k/u deve estar compreendida entre $0,5$ *cm* e $1,5$ *cm*. Com o valor de u estimado o coeficiente de difusão turbulenta vertical para o núcleo da *AIA*, na região investigada, é dado por

$$5\ cm^2.s^{-1} < k < 15\ cm^2.s^{-1}$$

concordando com os resultados apresentados por Sverdrup et al. (1942, p. 484).

Entretanto, esses valores para k devem ser tomados como uma primeira aproximação ao estudo do fenômeno em grande escala. Além da incerteza na determinação da velocidade u, a própria razão k/u apresenta resultados aproximados, não só pelas hipóteses simplificadoras feitas para a aplicação dos métodos (seções 5.1. e 5.2.) como também pela imprecisão do método gráfico.

O método de Proudman, a partir da seção vertical de salinidade, descrito na seção 5.2.2., foi aplicado à seção A, na região compreendida entre as estações *87* e *91*. O valor obtido para a razão k/u, 2 *cm*, é um pouco maior do que os aqui admitidos como representativos.

A partir dos valores calculados para k/u e da equação

$$\frac{w}{u} = \frac{(k/u)(\partial^2 T/\partial z^2) - (\partial T/\partial x)}{\partial T/\partial z}$$

sugerida por LeFloc'h & Merle (1975) para a avaliação da razão entre as componentes verticais (w) e horizontais (u) da velocidade do núcleo da *AIA*, foi possível avaliar, para es-

tações próximas a $19^{o}S$, essa razão em $w/u = -10^{-4}$. Com $u = 10$ $cm.s^{-1}$, tem-se $w = -0,001$ $cm.s^{-1}$. O sinal negativo indica movimentos ascendentes.

6.5.2. ÁGUA CENTRAL DO ATLÂNTICO SUL

O método de Wyrtki (1961), deduzido e exemplificado na seção 5.3., é utilizado nesta seção para avaliações da razão entre a componente vertical da velocidade (w) e os coeficientes de condutividade térmica, $k_T(z)$, e de difusão de sal, $k_S(z)$. Essas razões foram denominadas por $f_T(z)$ e $f_S(z)$, respectivamente.

Uma das hipóteses para a aplicação desse método é a condição estacionária das estruturas verticais $T = T(z)$ e $S = S(z)$. Essa condição foi satisfeita, em primeira aproximação, submetendo-se todos os dados disponíveis para a região em estudo, ao tratamento descrito anteriormente (seção 2).

Na Tab. 8 apresentam-se os valores discretos e quase estacionários utilizados para a aplicação desse método e os resultados obtidos.

As duas últimas colunas da Tab. 8 apresentam os valores de $k_T(z)$ e $k_S(z)$, obtidos a partir das equações $k_T(z) = w/f_T(z)$ e $k_S(z) = w/f_S(z)$, assumindo-se como representativo para w o valor -10^{-3} $cm.s^{-1}$, obtido para a *AIA* na seção 6.5.1. Esse valor parece representativo também para a *ACAS*, respeitando-se, obviamente, as aproximações feitas para a sua determinação indireta, uma vez que no método de Wyrtki essa quantidade é assumida constante.

A comparação desses resultados com os da seção anterior, indicam que os valores de $k_{T,z}$ obtidos entre 700 m e 900 m (12 $cm^2.s^{-1}$ e 8 $cm^2.s^{-1}$, respectivamente), e portanto em profundidades ocupadas pela *AIA*, estão dentro do intervalo de variação determinado para k (5 $cm^2.s^{-1}$ a 15 $cm^2.s^{-1}$), excluindo-se os resultados considerados inconsistentes, ou seja, para distâncias pequenas entre as estações. Consequentemente estes resultados sugerem, mais uma vez, que o método de Jacobsen-Shtokman deve ser utilizado com cautela, particularmente em estações separadas por pequenas distâncias ($L < 1000$

TABELA 8

Valores de $f_T(z)$ e de $f_S(z)$ obtidos pela aplicação do método de Wyrtki para estruturas quase estacionárias de $T(z)$ e $S(z)$ (dados da área compreendida entre 10^oS e 15^oS e, 30^oW e 35^oW).

PROF. (m)	T(z) (^oC)	S(z) ($^o/oo$)	$10^5.f_T(z)$ (cm^{-1})	$10^5.f_S(z)$ (cm^{-1})	$k_{T,z}$ (cm^2/s)	$k_{S,z}$ (cm^2/s)
200	16,72	35,85				
			5,0	7,9	20	13
300	11,63	35,08				
			5,2	7,9	19	13
400	8,47	34,73				
			5,3	10,6	19	9
500	6,55	34,54				
			5,5	16,1	18	6
600	5,39	34,46				
			5,4	∞	18	-
675	-	34,44*				
			-	-	-	-
700	4,73	-				
			8,0	-	12	-
800	4,22	-				
			12,5	-	8	-
900	3,92	-				
			∞	-	-	-
972	3,80*	-				

* valores extremos do perfil vertical estacionário (mínimos).

km).

Os coeficientes determinados nestas duas últimas seções são de grande importância na solução analítica e numérica de modelos advectivos-difusivos, visando a previsão da distribuição espacial de propriedades físicas e químicas da água do mar. Em particular, o inverso dos coeficientes $f_T(z)$ e $f_S(z)$, referidos comumente como "parâmetros de mistura" têm sido utilizados para a determinação analítica de perfis verticais de propriedades químicas no Oceano Pacífico, em modelos verticais de advecção-difusão (Craig, 1969; Craig & Weiss, 1970).

7. CONCLUSÕES E SUGESTÕES

Dos resultados obtidos emergem as seguintes conclusões:

1. A camada de salinidade máxima, presente na região estudada a aproximadamente *100 m* de profundidade, originada na superfície pelas trocas de calor e de massa entre o oceano e a atmosfera, tinha a sua área de geração, em agosto de 1967, situada entre *15°S* e latitudes pouco maiores do que *20°S*, próxima à costa leste do Brasil. Tal localização deve ser representativa para os meses de inverno, desde que depende fundamentalmente dos valores de evaporação marítima e de precipitação atmosférica, os quais variam sazonalmente. O espalhamento dessa camada de alta salinidade desde a área de geração, em direção ao norte, deve ser comprovada por medições experimentais detalhadas.

2. A espessura média da *AIA* na região é de *500 m*, estando o seu limite superior situado, em média, a *400 m* de profundidade. A assimetria das isolinhas de quantidade percentual dessa massa de água, acima e abaixo do núcleo, sugere que a mistura da *AIA* é mais intensa com a *APAN* do que com a *ACAS*.

3. O efeito da contração do volume específico, na mistura vertical da *AIA* com as massas de água que a envolvem, não é suficiente para superar o efeito da estabilidade vertical. No limite superior da *AIA* a estabilidade e a contração do volume específico assumem valores maiores do que no limite inferior. Em consequência, os processos convectivos e uma mistura mais intensa que essa contração poderia induzir, são atenuados pela estratificação do campo de massa.

4. Os valores do coeficiente vertical de difusão turbulenta (k) determinados pelos métodos de Jacobsen-Shtokman e de Proudman, para o núcleo da *AIA*, apresentam valores razoavelmente compatíveis. Estimando-se a velocidade de propagação do núcleo da *AIA* na região em $10\ cm.s^{-1}$ foram obtidos, para esses coeficientes, valores compreendidos entre

$5\ cm^2.s^{-1}$ e $15\ cm^2.s^{-1}$, que são consistentes com os resultados apresentados por outros autores.

5. A aplicação do método de Wyrtki para a determinação dos coeficientes verticais de condutividade térmica turbulenta ($k_{T,z}$) e de difusão turbulenta de sal ($k_{S,z}$) à *ACAS*, conduziu aos resultados $20\ cm^2.s^{-1}$ e $13\ cm^2.s^{-1}$, respectivamente. Dessa forma $k_{T,z} > k_{S,z}$, concordando com as idéias atuais a respeito desses fenômenos. Os resultados obtidos com a aplicação desse método para profundidades de *700 m* e *900 m*, $12\ cm^2.s^{-1}$ e $8\ cm^2.s^{-1}$, respectivamente, são compatíveis com os resultados obtidos para a *AIA* com os métodos de Jacobsen-Shtokman e de Proudman, para distâncias superiores a *1000 km*.

6. Os métodos de Jacobsen-Shtokman e de Proudman podem conduzir a resultados não representativos quando forem aplicados a dados de estações muito próximas. Na área estudada devem ser tomadas estações com distância superior a *1000 km*. As hipóteses simplificadoras e as aproximações gráficas necessárias para a utilização dos métodos citados podem distorcer os resultados obtidos. Por essa razão os valores de k apresentados devem ser tomados com certa reserva, tendo-se sempre presente que eles são representativos apenas em ordem de grandeza e do fenômeno em grande escala.

As sugestões que ficam, para estudos futuros, são:

1. Medições diretas das correntes situadas abaixo da camada de mistura na região estudada, visando a um conhecimento mais detalhado da propagação das massas de água presentes, particularmente da *ACAS* e da *AIA*.

2. Um estudo mais completo e sinóptico da relação entre difusão vertical, estabilidade e contração do volume específico, a partir de registros contínuos da temperatura e da salinidade em função da profundidade.

3. Avaliação experimental dos coeficientes de difusão na *AIA* e na *ACAS*, mediante a utilização de outros traçadores.

REFERÊNCIAS

BOGUSLAVSKIY, S. G. & BELYAKOV, Y. M.

1966. Special features of the dynamics of the water of the Subantarctic Intermediate Current in the Atlantic. Izv. Akad. Nauk. SSSR, Fiz. Atmos. i. Okeana 2: 1082-1088.

BÖHNECKE, G.

1936. Temperatur, Salzgehalt und Dichte an der Oberfläche des Atlantic Ozeans. Meteor-Werk 5 (1) (Atlas).

BOWDEN, K. F.

1962. Turbulence. *In*: The Sea, vol. 1. New York, Interscience Publishers, p. 802-825.

BRASIL

1969. III Comissão Oceanográfica NE "Almirante Saldanha". D. H. N. Marinha do Brasil, pub. DG 20-III.

1972. XXXIX Comissão Oceanográfica NOc "Almirante Saldanha". D. H. N. Marinha do Brasil, pub. DG 26-XV.

1974. IX Comissão Oceanográfica NE "Almirante Saldanha". D. H. N. Marinha do Brasil, pub. DG 20-VII.

CRAIG, H.

1969. Abyssal Carbon and Radiocarbon in the Pacific. J. Geophys. Res. 74: 5491-5506.

CRAIG, H. & WEISS, R. F.

1970. The Geosecs 1969 Intercalibration Station: Introduction, Hydrographic Features, and total CO_2-O_2 Relationships. J. Geophys. Res. 75:7641-7647.

DEFANT, A.

1936. Die troposphäre. Deutsche Atl. Exped. "Meteor" 1925-27, Wiss. Erg. *6*(1): 289-411.

1941. Die absolute topographie des physikalischen Meeresniveaus und der Druckflächen, sowie die Wasserbewegungen im Atlantischen Ozean. Meteor Werk *6*(2): 191-260.

1954. Turbulenz und Vermischung im meer. Deutsche Hidrogr. Zeit. *7*: 1-14.

1961. Physical Oceanography, vol. 1. Oxford, Pergamon Press.

DIETRICH, G.

1950. Kontinentale Einflusse auf Temperatur und Salzgehalt des Ozeanwassers. Deutsche Hydrogr. Zeit. *3*(1/2).

EMILSSON, I.

1961. The shelf and coastal waters of southern Brazil. Bolm. Inst. Oceanogr. *11*: 101-112.

ENIKEYEV, V. K. & KOSHLYAKOV, M. N.

1973. Geostrophic Currents of the Tropical Atlantic. Oceanology *13*: 781-793.

FOFONOFF, N. P.

1962. Physical properties of sea-water. *In*: The Sea, vol. 1. New York, Interscience Publishers, p. 3-30.

FUGLISTER, F. C.

1960. Atlantic Océan Atlas. Woods Hole Oceanogr. Inst. *1*.

GOULET, J. R. & INGHAM, M. C.

1971. The shallow layer of high salinity in the southwestern tropical Atlantic Ocean. Bull. Mar. Sci. *21*: 716-732.

HERRERA, L. E.

1973. On the origin, propagation and mixing of Antarctic Intermediate Water in the Atlantic Ocean. Cuadernos Oceanogr. Univ. de Oriente, Cumana, Venezuela, *4*: 1-60.

JACOBSEN, J. P.

1927. Eine Graphische Methode zur Bestimmung des Vermischungskoeffizienten im Meer. Gerl. Beitr. z. Geophysik 16: 404.

KIN'DYUSHEV, V. I.

1965. Increase of density by mixing as Mediterranean Water Masses are transformed in the Atlantic. Oceanology 5: 33-39.

KIRWAN, A. D.

1963. Circulation of Antarctic Intermediate Water deduced through isentropic analysis. A & M College of Texas Res. Found., Ref. 63-34F.

KOLESNIKOV, A. G., PONOMARENKO, G. P. & BOGUSLAVSKIY, S. G.

1966. The deep current in the Atlantic. Oceanology 6: 188-192.

KRAUSS, W.

1973. Methods and results of theoretical oceanography. I: Dynamics of the homogeneous and the quasi-homogeneous ocean. Berlim, Gebruder Borntraeger.

LAFOND, E. C.

1951. Processing Oceanographic Data. U. S. Navy Hydrographic Office, pub. 614.

LE FLOC'H, J. & MERLE, J.

1975. Les eaux intermédiaires antarctiques dans l'Atlantique intertropical. Cah. O.R.S.T.O.M., sér. Océanogr. XIII: 217-238.

MAMAYEV, O. I.

1963. Oceanographic Analysis in the α-S-T-p System. Moscow State Univ., Moscow.

1969. Generalized T-S diagrams of the water masses of the World Ocean. Oceanology 9:49-55.

1975. Temperature-Salinity Analysis of world Ocean Waters. New York, Elsevier.

MATHEWS, J. & WALKER, R. L.

1965. Mathematical Methods of Physics. New York, W. A. Benjamin, Inc.

METCALF, W. G., VOORHIS, A. D. & STALCUP, M. C.
1962. The Atlantic Equatorial Undercurrent. J. Geophys. Res. *67*: 2499-2508.

MOSBY, H.
1934. The waters of the Atlantic Antarctic Ocean. Sci. Res. Norweg. Antarct. Exped. 1927-28, 1, *1*: 1-131.

1959. Deep water in the Norwegian Sea. Geofysiske Publikasjoner, Oslo XXI(3): 1-62.

NEUMANN, G. & PIERSON Jr., W. J.
1966. Principles of Physical Oceanography. Englewood Cliffs, N. J., Prentice-Hall, Inc.

OKUBO, A.
1970. Oceanic Mixing. Tech. Rep., Chesapeake Bay Inst. *62*: 1-119.

PARR, A. E.
1936. On the probable relationship between vertical stability and lateral mixing processes. Conseil. Perm. Intern. p. l'Expl. de la Mer, J. Cons. *11*: 308.

PROUDMAN, J.
1953. Dynamical Oceanography. Great Britain, Methuen & Co. Ltd.

SHTOKMAN, V. B.
1946. A theory of T-S curves as a method for studying the mixing of water masses in the sea. J. Mar. Res. *6*: 1-24.

SIGNORINI, S. R.
1974. Contribuição ao estudo da circulação e do transporte de volume da Corrente do Brasil, entre o Cabo de São Tomé e a Baía da Guanabara. Dissertação de mestrado, Instituto Oceanográfico da Universidade de São Paulo.

STEWART, R. W.
1959. The natural ocurrence of turbulence. J. Geophys. Res. *64*: 2112-2115.

STOMMEL, H.

1961. Thermohaline convection with two stable regimes of flow. Tellus *13*: 224-230.

SVERDRUP, H. U., JOHNSON, M. W. & FLEMING, R. H.

1942. The Oceans, their Physics, Chemistry and General Biology. New York, Prentice-Hall, Inc.

THOMSEN, H.

1935. Entstehung und Verbreitung einiger charakteristischen Wassermasses in dem Indischen und südlichen Pazifischen Ozean. Ann. Hydrogr. Mar. Meteorol. *63*.

WRIGHT, W. R.

1970. Nortward transport of Antarctic Bottom Water in the Western Atlantic Ocean. Deep-Sea Res. *17*: 367-371.

WYRTKI, K.

1961. The thermohaline circulation in relation to the general circulation in the oceans. Deep-Sea Res. *8*: 39-64.

WÜST, G.

1935. Die Stratosphäre. Deutsche Atl. Exped. "Meteor" 1925-27 *6*(1).

1936. Schichtung und Zirkulation des Atlantischen Ozeans. Meteor-Werk *6*(1), Das Bodenwasser und Die Stratosphäre.