

VARIAÇÕES SAZONAIS EM ÁGUAS COSTEIRAS: BRASIL LAT. 24°. PARTE II

A. R. DE MESQUITA & J. HARARI

Instituto Oceanográfico da Universidade de São Paulo

SYNOPSIS

Four years data of temperature from the coastal areas of Santos and Cananéia are analysed in continuation of part I of this work. Earlier tidal wave theories for coastal areas and some basic processes on the determination of N_z are summarized. Seasonal variations of temperature are found to obey approximately a general harmonic law of propagation with depth and from it estimates of the mean annual values of N_z are obtained. These estimates (preliminaries) seem to indicate that mixing at the coastal areas of Santos is smaller than in the ones of Cananéia.

INTRODUÇÃO

Estudos sobre o coeficiente de mistura turbulenta "eddy viscosity" em áreas oceânicas abertas foram feitos por Bowden *et al.* (1952, 1956, 1959). Outros trabalhos relativamente mais antigos e relacionados à absorção de energia em áreas onde também predominam os efeitos das correntes de maré são encontrados em Taylor (1919), Sverdrup (1927) e Fjeldstad (1928).

As presentes considerações são baseadas em dados oceanográficos de Santos e Cananéia. Os primeiros são provenientes de quatro estações fixas de observação em frente à cidade de Santos (Fig. 1), colocadas ao longo de uma secção longitudinal, cuja profundidade máxima de observação foi de 55 m e a máxima distância da costa de 50 milhas náuticas. Os resultados das análises estatísticas realizadas, sobre o comportamento sazonal das massas d'água da

região, foram estudados por Mesquita (1969, 1974). Os dados de Cananéia, aproximadamente do mesmo período, foram analisados por Leinebö (1969). Nessa área a profundidade máxima de observação foi de 25 m e a máxima distância à costa aproximadamente igual a 15 milhas náuticas (Fig. 2).

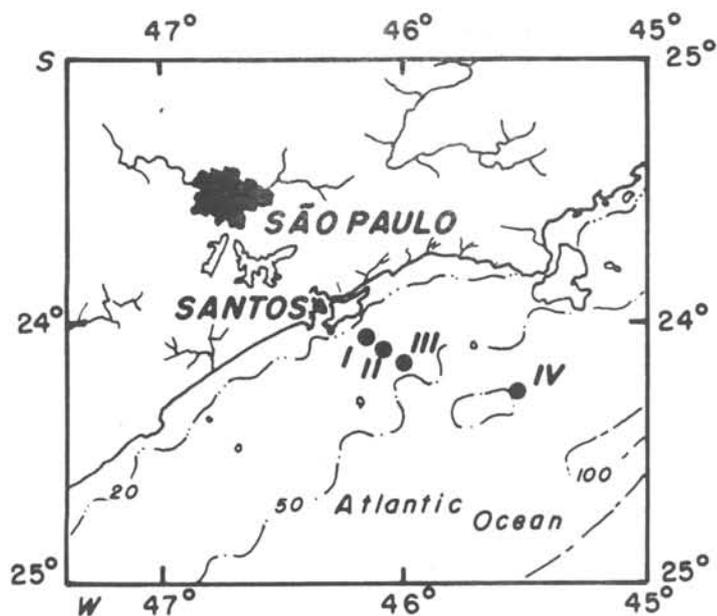


Fig. 1 - Posição das estações fixas na área de Santos (Johannessen, 1967a, fig. 1).

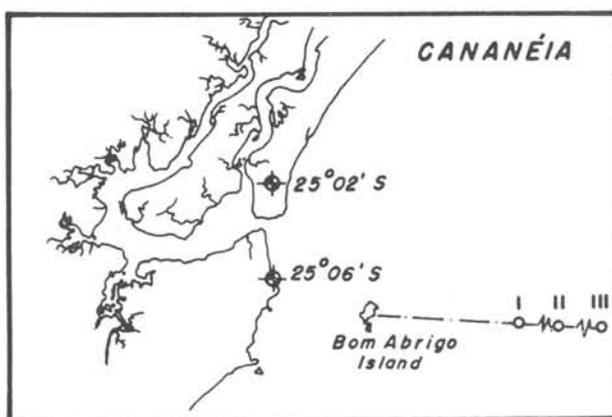


Fig. 2 - Posição das estações fixas na área de Cananéia (Leinebö, 1969, fig. 1).

PARÂMETROS DO MOVIMENTO TURBULENTO EM ÁREAS COSTEIRAS

Um movimento que é caracterizado pela presença de "eddies" irregularmente distribuídos na massa que os contém é geralmente chamado de turbulento. Quando o movimento de um fluido é turbulento, pode-se considerar que

a cada elemento com uma determinada velocidade média, são estocasticamente adicionadas velocidades irregulares que caracterizam o movimento da massa considerada. Uma medida da turbulência pode ser introduzida levando-se em conta as massas por unidade de área e tempo que são trocadas entre duas unidades de volume vizinhas. Tal medida, chamada por Richardson "eddy viscosity", tem a mesma dimensão do coeficiente de viscosidade e é de grande importância na descrição matemática do movimento de um fluido.

Nas aplicações das leis da hidrodinâmica relativas a movimentos na atmosfera ou nos oceanos, em geral, somente as velocidades médias são observadas sendo que as velocidades instantâneas relativas aos numerosos "eddies" são ignoradas por serem de pequeno interesse ou de difícil medida. Em todos esses casos, o coeficiente de viscosidade, nas equações, deve ser substituído pelo coeficiente de viscosidade relativo aos movimentos turbulentos de forma a obter a concordância entre a teoria e a experimentação. Isto foi feito por Ekman no desenvolvimento das idéias de F. Nansen relativas à teoria das "correntes de deriva". Ekman chamou esta quantidade de coeficiente de "viscosidade virtual". Este coeficiente, de acordo com ele e outros pesquisadores, é da ordem de 1.000 a 10.000 vezes maior que o coeficiente de viscosidade da água, o que mostra que as velocidades médias são bastante modificadas pelos grandes valores dos coeficientes de viscosidade turbulenta.

A grande dificuldade encontrada para a parametrização adequada dos movimentos turbulentos é que o coeficiente de viscosidade turbulenta não é constante quer no tempo ou no espaço, e na maioria dos processos meteorológicos ou oceanográficos esta dificuldade é de capital importância. Os estudos sobre tais medidas nos oceanos têm sido comparativamente em menor número do que os que se têm feito na atmosfera. As condições físicas de ambos os meios são bastante similares, razão pela qual é de certa forma justificável admitir que as leis de variação do coeficiente de mistura turbulenta na atmosfera são válidas para fenômenos que tenham certa similaridade aos observados nos oceanos. No solo a turbulência é em geral nula; dependendo das condições do fluxo, o movimento é de natureza viscosa. A viscosidade turbulenta aumenta rapidamente e atinge, em geral, a altitude de 10 m, um valor cuja constância em altitudes maiores depende, geralmente, da estabilidade do sistema

no que diz respeito a movimentos verticais. Em geral, a viscosidade turbulenta é pequena se a estabilidade é grande e bastante grande em caso contrário. Este fato põe em relevo a importância das variações deste coeficiente na direção vertical.

A introdução de um coeficiente de viscosidade turbulenta que varie com a altitude dá às equações a serem integradas um grau de complexidade que não pode ser resolvido, a menos que seja feita uma admissão sobre a lei de sua variação com a altitude, ou, em outras palavras, que se possa parametrizar a sua variação no espaço. Esta introdução, admitindo um valor constante de mistura turbulenta com a altitude, tem dado resultados satisfatórios no que se refere a variação de vento com a altitude e da corrente com a profundidade. A variação da velocidade com a profundidade para valores altos do número de Reynolds, em correntes de marés, tem distribuição de velocidade dada por:

$$\frac{\bar{u}}{u^*} = \frac{1}{k} \ln \frac{z}{z_0} \quad (1)$$

onde

$$u^* = \sqrt{\zeta/\rho}, \quad \zeta = \rho N_z \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$$

k é a constante de V. Karman ($\approx 0,4$) e z_0 o comprimento de rugosidade. Como determinado experimentalmente por Charnock (1959), esta lei de variação é válida até os dois metros acima do fundo, além do qual a velocidade real observada largamente se desvia da distribuição logarítmica. Isto é evidência de que fatores de natureza turbulenta rapidamente aumentam os valores de viscosidade fazendo com que a lei logarítmica não seja mais válida nessas distâncias do fundo. Para a atmosfera, equações similares têm sido verificadas. No caso de fluxo totalmente turbulento sobre a terra, a mesma distribuição logarítmica é observada e também no caso de fluxo sobre os oceanos:

$$\frac{\bar{u}}{u^*} = \frac{1}{k} \ln \frac{gz}{u^{*2}} + 11 \quad (2)$$

onde g é a aceleração da gravidade. Entretanto esta lei é verificável na na-

tureza nos primeiros 20 metros aproximadamente, desviando-se de sua representação devido às variações do coeficiente de mistura turbulenta. Outros fatores intervêm na atmosfera, e várias expressões têm sido obtidas por vários autores para levá-las em conta (Roll, 1965).

PRIMEIRAS TEORIAS SOBRE A PROPAGAÇÃO DA ONDA DE MARÉ EM ÁREAS COSTEIRAS

Áreas oceânicas das margens continentais, onde as profundidades médias são da ordem de 50 m, são as que, por sua natureza, facilitam o trabalho na determinação das características dinâmicas dos movimentos em regiões naturais. Nestas áreas, em geral, os movimentos mais importantes são os que são associados às marés. Em condições de estabilidade neutra, ($\rho = \text{constante}$) e o fluido incompressível, estabeleceu-se uma das primeiras integrações das equações de Navier-Stokes em águas rasas (áreas naturais). Se u e v representam as velocidades de uma massa d'água ao longo dos eixos x e y , se ψ é a latitude, as equações que governam seu movimento horizontal são:

$$\frac{\partial u}{\partial t} - fv = -g \frac{\partial \xi}{\partial x} \quad \text{e} \quad \frac{\partial v}{\partial t} + fu = -g \frac{\partial \xi}{\partial y} \quad (3)$$

onde $f = 2 \Omega \sin \psi$, Ω velocidade angular da terra, ψ a latitude do local, ξ a altura de maré e g a aceleração da gravidade. A equação da continuidade pode ser escrita

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} = -h \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) \quad (4)$$

onde h é a profundidade média do local onde ocorre o movimento. h em geral é tomado como constante, caso contrário ele deve ser incluído dentro do sinal das derivadas parciais. Nestas equações não são considerados os termos dissipativos que formam o conjunto de equações de Euler aplicadas às velocidades médias u e v . A solução do sistema para canais naturais infinitamente longos é devida a Kelvin e tem a seguinte forma:

$$u = \xi_0 \frac{g}{h} e^{-2\Omega y/c} \cos \omega \left(t - \frac{x}{c} \right) \quad (5)$$

e

$$\xi = \xi_0 e^{-2\Omega y/c} \cos \omega \left(t - \frac{x}{c} \right)$$

e

$$v = 0 \text{ no tempo } t$$

e

$c = \sqrt{gh}$ é a velocidade de fase da onda. De acordo com esta solução, a velocidade máxima da corrente é constante no tempo, sofrendo contudo uma atenuação na direção y e variando inversamente com a profundidade h . A máxima altura também decresce exponencialmente na direção y e é constante no tempo. Soluções deste tipo não são na realidade válidas desde que de forma natural a energia da onda é dissipada pelos movimentos turbulentos, forçando a altura a decrescer na direção de sua propagação, se h é considerado constante. A solução do mesmo sistema de equações para áreas extensivas foi abordada por Sverdrup em sua comunicação de 1927 e tem a forma:

$$\left. \begin{aligned} u &= \sqrt{g/h} \sqrt{1/1 - s^2} \xi_0 \sin(\omega t - kx) \\ v &= \sqrt{g/h} \sqrt{s^2/1 - s^2} \xi_0 \cos(\omega t - kx) \end{aligned} \right\} (6)$$

onde $s = f/\omega$ e $k = 2\pi/L$, L é o comprimento de onda; a velocidade de propagação é dada por $c = \sqrt{gh/1 - s^2}$. De acordo com tal solução a energia da onda é constante no tempo; as velocidades médias das correntes associadas (u e v) dependem harmonicamente do desvio definido pela aceleração de Coriolis. O movimento é essencialmente elipsoidal e a propagação das alturas de marés, além de depender da profundidade média do local (h), depende fortemente da razão $s = f/\omega$. Para $f = \omega$ as soluções u , v e c divergem, isto é, $2\Omega \sin \psi = \omega$ é o elemento limitante no estudo destas ondas. A mesma indeterminação é encontrada na solução de que considera o coeficiente N_z constante no sistema:

$$\frac{\partial u}{\partial t} - fv - N_z \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = -g \frac{\partial \xi}{\partial x} \quad (7)$$

e

$$\frac{\partial v}{\partial t} + fu - N_z \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} = 0$$

e

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} = - \int_0^h \frac{\partial u}{\partial x} dz$$

Para resolvê-lo, Sverdrup admitiu que as alturas de maré variassem em amplitude na direção de propagação, para levar em conta o consumo de energia devido aos "eddies" do movimento turbulento e a fricção no fundo. As soluções obtidas para u e v são formalmente semelhantes entre si e mostram um decaimento exponencial em função de um coeficiente dos valores de u e v ao longo da direção de propagação:

$$u = \frac{-\xi_0 \omega^2}{\omega^2 - f^2} \frac{e^{-\gamma x}}{c} \left(\frac{\gamma c}{\omega} + 1 \right) \{A/B - C/D\} e^{i(\omega t - \frac{\gamma c}{\omega} x)} \quad (8)$$

onde:

$$A = \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\omega - f}{\omega} \right) \cosh \left[(1 + i) \left(\frac{\omega + f}{2N_z} \right)^{1/2} (h - z) \right] \right]$$

$$B = \cosh(1 + i) \frac{(\omega + f)^{1/2}}{(2N_z)^{1/2}} h$$

$$C = \left[\frac{1}{2} \left(\frac{\omega - f}{\omega} \right) \cosh \left[(1 + i) \frac{(\omega - f)^{1/2}}{(2N_z)^{1/2}} (h - z) \right] \right]$$

$$D = \cosh(1 + i) \frac{(\omega - f)^{1/2}}{(2N_z)^{1/2}} h$$

O defasamento da onda é inversamente proporcional às frequências ω e diretamente proporcional ao coeficiente de amortecimento γ . As relações entre o coeficiente de mistura turbulenta N_z e γ , contudo, não são claramente visíveis na expressão. A solução é ligada ao sistema de equações no qual na direção y não há causa dinâmica, mas antes supõe-se que as acelerações na direção y são devidas a uma combinação complicada da deriva geostrófica na velocidade u e à dissipação turbo-viscosa com a profundidade, na direção v . O

sistema inicial de equações, embora não explicitamente, admite solução para velocidades u e v médias no tempo, isto é, sem as componentes aleatórias devido ao movimento turbulento. Isto é, N_z , supostamente constante, está associado diretamente à variação das médias de u e v com a profundidade e é uma medida indireta das trocas de momentum na direção vertical. Este coeficiente tem, ao que se espera, alguma relação com o coeficiente de atenuação da altura da onda γ , mas as relações entre ambos na solução mostrada indica antes uma independência, que uma definida inter-relação.

Como no caso de fluxo livre, a solução u e v indica um movimento de natureza elipsoidal cujas velocidades de propagação das alturas é uma complicada relação $c = L/T = \omega/k$, ($k = n\varphi$ de ondas);

$$c = A \left(\sqrt{\omega/2N_z} h \frac{f}{\omega} \right) \sqrt{gh} \sqrt{\frac{\omega^2}{\omega^2 - f^2}} \quad (9)$$

onde A é uma função de ω , N_z e f . A solução, como no caso da solução anterior, diverge para frequências $\omega = f$.

A solução do sistema de equações bidimensionais completo, isto é, aos quais além das variações do gradiente de pressão na direção x , também são levados em conta os gradientes na direção y , é devida a Fjeldstad (1929).

Admitindo um valor variável com a profundidade para o coeficiente de mistura turbulenta as soluções de Fjeldstad mostram fatos já apontados de que as correntes são de caráter elipsoidal. Os efeitos de um coeficiente variável se fazem sentir no sentido de que as variações são mais rápidas quando o coeficiente de mistura turbulenta é menor e menos rápidas no caso oposto. A velocidade de propagação é, em geral, maior do que $c = \sqrt{gh}$ e o decréscimo da amplitude da onda tem duas causas diferentes, uma devido à dissipação de energia devido à viscosidade turbulenta e outra a efeitos de natureza geostrofica.

Entre as várias formas de expressão da variação de N_z com a profundidade e a estabilidade das águas, é devida a Fjeldstad a seguinte

$$N_z = \frac{385}{2\rho} \left(\frac{(z + 1,7)}{29,1} \right)^{3/4} \left(1 + 60 \frac{d\sigma}{dz} t \right)^{-1} \quad (10)$$

onde $\rho =$ densidade, $z =$ profundidade, $\sigma_t = (\rho - 1) 10^3$.

PROCESSOS PARA DETERMINAÇÃO DO COEFICIENTE DE MISTURA TURBULENTA
EM ÁREAS COSTEIRAS

A circulação de áreas costeiras é pronunciadamente influenciada pelas marés. As correntes de marés são de certa forma as responsáveis pelas lavagens diárias das orlas costeiras. São estas correntes que supostamente predominam nos pontos de observação dos quais provêm os dados das presentes considerações.

No que segue admite-se na equação do movimento, $v \cdot \nabla v = 0$, de forma que seja válida a igualdade $\partial v / \partial t = dv / dt$, e a equação de Euler pode ser escrita:

$$\frac{dv}{dt} - \Omega \wedge v = -g \nabla \xi_r + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \zeta_{z,r}}{\partial z} \quad (11)$$

onde $v = v(u, v)$ e $r = r(x, y)$; definindo-se

$$\bar{v} = \frac{1}{h} \int_0^h v \, dz$$

calculando o valor médio de (11) com a profundidade h .

$$\frac{d\bar{v}}{dt} - \Omega \wedge \bar{v} = -g \nabla \xi_r + \frac{1}{\rho h} [\zeta_{h,r} - \zeta_{0,r}] \quad (12)$$

Subtraindo-se (12) de (11)

$$\frac{d(v - \bar{v})}{dt} - \Omega \wedge (v - \bar{v}) = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \zeta_{z,r}}{\partial z} - \frac{1}{\rho h} [\zeta_{h,r} - \zeta_{0,r}] \quad (13)$$

De onde segue-se rapidamente

$$\frac{\partial \zeta_{z,r}}{\zeta_z} = \rho \left\{ \left[\frac{d(v - \bar{v})}{dt} - \Omega \wedge (v - \bar{v}) \right] + \frac{1}{\rho h} [\zeta_{h,r} - \zeta_{0,r}] \right\} \quad (14)$$

Integrando-se (14) entre 0 e z

$$\zeta_{z,r} = \rho \left[\int_0^z \frac{d(v - \bar{v})}{dt} - \Omega \wedge (v - \bar{v}) \, dz \right] + \zeta_{h,r} \frac{z}{h} - \zeta_{0,r} \left(\frac{z}{h} - 1 \right) \quad (15)$$

Definindo-se

(a) $\zeta_{z,r} = \rho N_z \frac{\partial v}{\partial z}$, e substituindo-se $\zeta_{z,r}$ em (15)

$$N_z \frac{\partial v}{\partial z} = \int_0^z \frac{d(v - \bar{v})}{dt} - \Omega \wedge (v - \bar{v}) dz + \frac{\zeta_{0,r}}{\rho} \frac{z}{h} + \frac{\zeta_{0,r}}{\rho} \left(\frac{z}{h} - 1\right) \quad (16)$$

Segue-se, admitindo-se $\zeta_{h,r} \cong 0$ e $\zeta_{0,r} = k_0 v_1 / \ln^2 \frac{z}{z_0}$

onde v_1 é a velocidade medida a um metro acima do fundo, $k_0 =$ constante de Von Karman ($\cong 0,4$) e $\zeta_{0,r}$ é obtido da lei logarítmica de distribuição de velocidade, sumarizada na secção anterior, (Equação 1).

$$N_z = \left\{ \int_0^z \left(\frac{d(v - \bar{v})}{dt} - \Omega \wedge (v - \bar{v}) \right) dz + \frac{k_0}{\rho} v_1 / \ln^2 \frac{z}{z_0} \left(\frac{z}{h} - 1\right) \right\} / \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right) \quad (17)$$

A integração numérica termo a termo de (17) permite a determinação dos valores de N_z a partir de medidas das velocidades ao longo de um perfil vertical. Com medidas de perfis durante um ciclo de marés, Bowden (1959) estabeleceu determinações do coeficiente vertical N_z em áreas em que predominam as correntes de maré e a validade (11) é verificada. A equação (12) pode também ser elaborada de forma a levar em conta os valores de alturas de maré $\xi_{1,r}$ e $\xi_{2,r}$ medidos em pontos P_1 e P_2 situados à distância L um do outro. De fato, integrando-se (12) entre $r = 0$ e $r = L$ (x, y)

$$\left\langle \frac{d\bar{v}}{dt} \right\rangle - \left\langle \Omega \wedge \bar{v} \right\rangle = - \left\langle \frac{g}{L} (\xi_{2,r} - \xi_{1,r}) \right\rangle - \left\langle \zeta_{h,r} - \zeta_{0,r} \right\rangle \frac{1}{\rho h} \quad (18)$$

onde os símbolos, $\langle \rangle = \frac{1}{L} \int_0^L (f(r)) dr$, significam médias no espaço.

Admitindo-se novamente $\zeta_{h,r} \cong 0$, segue-se:

$$\zeta_{0,r} = \rho h \left\langle \frac{d\bar{v}}{dt} \right\rangle - \rho h \left\langle \Omega \wedge \bar{v} \right\rangle + \left\langle \frac{g}{L} (\xi_{2,r} - \xi_{1,r}) \right\rangle \quad (19)$$

Através de (19) os valores de $\zeta_{0,r}$ podem ser calculados no fundo. É claro que de (11) uma relação análoga subsiste para $\zeta_{z,r}$, ao longo da profundidade:

$$\zeta_{z,r} = \rho h \left\langle \frac{dv}{dt} \right\rangle - \rho h \langle \Omega \wedge v \rangle + \frac{g}{L} (\xi_{2,r} - \xi_{1,r}) \quad (20)$$

e com esta expressão os valores de $\zeta_{z,r}$ podem ser calculados efetuando-se termo a termo as operações indicadas. Este processo é bastante mais laborioso desde que sua precisa aplicação exige o uso de quatro marégrafos para a determinação das variações de $\xi_{1,r}$ e $\xi_{2,r}$ ao longo das direções definidas por x e y , além de correntômetros em pelo menos dois pontos. Bowden & Fairbairn (1952) fizeram a aplicação das equações (18), (19) e (20) para o caso simplificado de fluxo unidimensional, na coroação de várias tentativas de aplicar a técnica de medida no mar da Irlanda. Os valores de $\zeta_{z,x}$ e $\zeta_{0,x}$ (e aplicando a definição (a) N_z são também determinados) de uma corrente de maré foram determinados a partir de observações simultâneas de $\xi_{1,x}$ e $\xi_{2,x}$ e de correntes $v(x) = u$. Para eliminar fatores que pudessem influenciar as medidas de u , $\xi_{1,x}$ e $\xi_{2,x}$, as observações dessas variáveis foram efetuadas durante 24 horas e analisadas harmonicamente para o período semidiurno. Os cálculos foram todos realizados a partir das fases e amplitudes da componente semidiurna de u , $\xi_{1,x}$ e $\xi_{2,x}$.

Outros processos mais simples e diretos para determinações $\zeta_{z,x}$ estão na direta dependência de instrumentos que possibilitem a medida das componentes de u' e v' de natureza turbulenta. Desde que

$$(b) \zeta_{z,x} = \rho \langle u'w' \rangle \quad (\text{Schlichting, 1968, p. 527})$$

valores de N_z podem ser calculados a partir da definição (a), e do conhecimento de $\partial u/\partial z$ ou $\partial v/\partial z$.

Estudos para misturas de águas, que não costeiras, em oceano aberto são encontrados em Stockman (1947). Os resultados satisfatórios desses estudos foram estendidos por Pingree (1971) na análise da micro-estrutura oceânica.

A alta variabilidade das condições oceanográficas em áreas costeiras tornam difíceis a aplicação de tais técnicas desenvolvidas, nos dados presentes e especialmente devido a escala de tempo (um ano) com que eles se relacionam.

No que segue aceita-se o enfoque seguido para a determinação de N_z através da equação de Euler e as definições (a) e (b).

Da equação (11), desprezando-se as componentes geostróficas, tomando-se N_z constante em $\zeta_{z,r} = \rho N_z \partial w / \partial z$, admitindo-se como válida a equação hidrostática $v = v(x, z)$ e $A = f(x, w)$:

$$\frac{dv}{dt} = \frac{A}{\rho} \nabla^2 v - \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial z} \right) \left(\frac{P}{\rho} - gz \right) \quad (21)$$

Diferenciando-se a primeira componente de (21) em relação a z e a segunda em relação a x e subtraindo-se, obtém-se:

$$\left(\frac{d}{dz} - \frac{A}{\rho} \nabla^2 \right) \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \right) = 0 \quad (22)$$

Num fluxo turbulento onde as trocas de velocidade e temperatura normais ao fluxo são maiores que as trocas na direção vertical, $\partial w / \partial x \ll \partial u / \partial z$; segue-se de (22):

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - \frac{A}{\rho} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \frac{\partial u}{\partial z} = 0 \quad (23)$$

A troca vertical de calor, por outro lado, em fluxo turbulento pode ser escrita:

$$(c) \quad q = - \epsilon \rho c_p \frac{dT}{dz}, \quad (\text{Eckert \& Drake Jr., 1950, p. 220})$$

T é a temperatura, c_p calor específico a pressão constante e ϵ é o coeficiente de mistura para o calor que tem a mesma dimensão de N_z e q a quantidade de calor associado ao processo.

Combinando-se as definições (a) e (c) e tomando-se os acréscimos em ambos os membros em relação a z obtém-se:

$$\frac{du}{dz} = - \frac{\epsilon}{N_z} c_p \frac{\zeta}{q} \frac{dT}{dz} \quad (24)$$

o qual substituindo-se em (23) e rearranjando-se:

$$+ k \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial T}{\partial t} - \frac{A}{\rho} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) = 0$$

onde $k = -\frac{\varepsilon}{N_z} \frac{\zeta}{q} c_p$

Segue-se que para o caso particular em que a constante de integração $\tilde{e} \equiv 0$:

$$\frac{\partial T}{\partial t} - \frac{A}{\rho} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0, \quad (25)$$

é uma forma associada à equação de Euler, em termos da temperatura do fluxo, aplicados às correntes de maré na plataforma. Nesta forma admite-se $N_z = \varepsilon$ e de fato a equação (24) pode ser obtida diretamente das definições (a) e (c) separando-se em cada uma delas os valores ρN_z e $\rho \varepsilon$ e igualando-se os segundos membros. Experiências recentes entretanto indicam que tais coeficientes não são iguais; o número de Prandtl em fluxo turbulento $\varepsilon/N_z = 0,7$ ou de outra forma, $N_z \approx 1,4 \varepsilon$. A equação (25) pode pois, em princípio, ser usada para ambos os casos da difusão turbulenta térmica ou difusão viscosa turbulenta, (neste estudo, chamados sob a denominação comum coeficiente de mistura) desde que se atente para esse fato, levando-se em conta que a equação de Euler sob as condições acima se reduz a equação (25) pode-se agora considerar a solução desta última nas condições gerais

$$T = T(r, t), \text{ onde } r = r(x, y, z, t),$$

e depois retornar-se ao caso unidimensional.

Seja $T(r, t) = \theta(r, 0) = f(r)$ e $R(k, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \theta(r, t) e^{-ik} dr$ a transformada de Fourier de $\theta(r, t)$ no espaço. Transformando (25) membro a membro e aplicando-se a definição acima segue-se:

$$-k^2 R(k, t) = \frac{\rho}{A} \frac{\partial R(k, t)}{\partial t};$$

onde

$k = |k|$, $k = \xi i + \eta j + \zeta k$; i, j e k versores das direções cartesianas;

$A = f(N_x, N_y, N_z)$ e N_x, N_y, N_z são os coeficientes constantes de mistura turbulenta nas direções x, y, z . Segue-se após integração:

$$R(k, t) = \phi(k) \frac{-k^2 A t}{\rho}$$

No instante $t = 0$, $\theta(r, 0) = f(r)$ e $R(k, 0) = \int_{-\infty}^{+\infty} \theta(r, t) e^{-ik \cdot r} dr$ ou $R(k, 0) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(r) e^{-ik \cdot r} dr$

mas

$$R(k, 0) = \phi(k) e^{-\frac{k^2 A(0)}{\rho}} = \phi(k)$$

Logo,

$$\phi(k) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(\gamma) e^{-ik \cdot r} dr$$

Segue-se:

$$R(k, t) = \left(\int_{-\infty}^{+\infty} f(r) e^{-ik \cdot r} dr \right) e^{-\frac{k^2 A}{\rho} t}$$

Antitransformando-se $R(k, t)$ obtêm-se, através de tabelas de integrais:

$$\theta = \frac{1}{8(M\pi)^3} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-|r-r'|^2} d^3k d^3r$$

onde se supôs $f(r) = c = 1$, e $M = (4 \frac{A}{\rho} t)^{1/2}$

Segue-se:

$$\theta = \frac{1}{8(\frac{A}{\rho} t)^{3/2}} \int_{-\infty}^0 e^{-(x-\alpha)^2 - (y-\beta)^2 + (z-\gamma)^2/M^2} d_\alpha d_\beta d_\gamma$$

ou em termos da função erro:

$$\theta = [1 - \phi(x/M)] \cdot [1 - \phi(y/M)] \cdot [1 - \phi(z/M)] \quad (26)$$

onde

$$\phi \left(\frac{x, y, z}{M} \right) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{x, y, z/M} e^{-\xi^2} d\xi$$

e onde:

$$\xi = \frac{\alpha - x}{M}, \frac{\beta - y}{M}, \frac{\gamma - z}{M};$$

segue-se de (26)

$$\theta = 1 - \phi(y) - \phi(x) + \phi(y) \phi(x) + \phi(y) \phi(z) + \phi(x) \phi(z) - \phi(y) \phi(x) \phi(z) - \phi(z) \quad (27)$$

Admitindo-se que a fonte de temperatura $T(\xi)$ produtora da distribuição θ , varie com o tempo, (Webster, 1955)

$$\theta = \int_{-\infty}^t \left(\frac{\partial \theta}{\partial t} \right)_{t-\xi} T(\xi) d\xi \quad (28)$$

representa a nova distribuição de temperatura nos pontos (x, y, z, t) ; segue-se derivando-se (27):

$$\begin{aligned} \theta' = & -\phi'(x) - \phi'(y) - \phi'(z) + \phi'(y) \phi(x) + \phi(y) \phi'(x) + \phi'(y) \phi(z) + \\ & + \phi(y) \phi'(z) + \phi'(x) \phi(z) + \phi(x) \phi'(z) - \phi'(y) \phi(x) \phi(z) - \\ & - \phi'(x) \phi(y) \phi(z) - \phi'(z) \phi(y) \phi(x) \end{aligned} \quad (29)$$

A substituição de (29) em (28) produz integrais com as formas gerais:

$$\left. \begin{aligned} \text{a) } \theta_0 &= \int_{-\infty}^t (\phi'(\eta))_{t-\xi} T(\xi) d\xi \\ \text{b) } \theta_1 &= \int_{-\infty}^t (\phi'(\eta) \phi(\rho))_{t-\xi} T(\xi) d\xi \\ \text{c) } \theta_2 &= \int_{-\infty}^t (\phi'(\eta) \phi(\rho) \phi(\lambda))_{t-\xi} T(\xi) d\xi \end{aligned} \right\} (30)$$

onde η, ρ, λ representam as variáveis x, y, z .

Admitindo-se $T(\xi) = \cos \omega t$, onde ω é uma frequência, e resolvendo-se separadamente para θ_0, θ_1 e θ_2 nas expressões (30) segue-se (Webster 1955, p. 172):

$$\theta(x, y, z, t) = \sum_{j=x}^z e^{-jM} \cos(\omega t - jM), \quad j = x, y, z \quad (31)$$

Em áreas onde os efeitos das correntes de maré tornam as águas homogêneas as contribuições em x , y nos fenômenos sazonais podem em princípio ser negligenciados e (31) se reduz a expressão formalmente análoga à de Sommerfeld (1952) para o caso da propagação de calor no solo terrestre:

$$\theta(z, t) = e^{-zM} \cos(\omega t - zM) \quad (32)$$

A expressão (32) pode ser usada para a determinação de M a partir de dados experimentais.

ANÁLISE HARMÔNICA DOS DADOS DE TEMPERATURA

As variações sazonais de temperatura das águas na região foram analisadas harmonicamente por Mesquita (1974). A partir dos dados de temperatura pode-se em princípio estabelecer um esquema de circulação costeira onde as massas d'água, conforme definição e modelo de Emílsson (1961), ocupam, nas fases do ano, posições diferentes em relação à costa. As incertezas quanto a ocorrência dessas massas d'água podem ser expressas como incertezas nas amplitudes e fases das componentes anual e semianual das variações de temperatura de uma forma simples.

Os dados de temperatura médios mensais foram portanto desenvolvidos em série de Fourier na forma:

$$T = T_0 + \sum_{n=1}^p \left(a_n \cos \frac{nx_n\pi}{L} + b_n \operatorname{sen} \frac{nx_n\pi}{L} \right) \quad (33)$$

onde a_n e b_n são obtidos dos dados experimentais através das expressões:

$$a_n = \frac{2}{p} \sum_{i=1}^p (f(x_i) + \sigma_i) \cos \frac{n\pi x_i}{L}$$

$n = 1, 2$; L (inteiro, equivalente ao comprimento total do registro, em variações com médias mensais, igual a 12 meses) = 12; $p = L$

$$b_n = \frac{2}{p} \sum_{i=1}^p (f(x_i) + \sigma_i) \operatorname{sen} \frac{n\pi x_i}{L}$$

$$T_o = \frac{1}{P} \sum_{i=1}^P f(x_i)$$

onde σ_i é o desvio médio quadrático de $f(x_i)$ para $i = 1, 2, 3, \dots, L$. É claro que estas expressões podem ser escritas sob a forma:

$$a_n = \frac{2}{P} \sum_{i=1}^P f(x_i) \cos \frac{n\pi x_i}{L} \pm \delta_n = a'_n \pm \delta_n$$

$$b_n = \frac{2}{P} \sum_{i=1}^P f(x_i) \operatorname{sen} \frac{n\pi x_i}{L} \pm \beta_n = b'_n \pm \beta_n$$

$$T_o = \frac{1}{P} \sum_{i=1}^P f(x_i)$$

onde

$$\delta_n = \frac{2}{P} \sum_{i=1}^P \sigma_i \cos \frac{n\pi x_i}{L}$$

$$\beta_n = \frac{2}{P} \sum_{i=1}^P \sigma_i \operatorname{sen} \frac{n\pi x_i}{L}, \quad n = 1, 2, \dots$$

As fases das componentes nas quais se realizam a análise podem ser escritas na forma $\phi = \operatorname{arctg} b_n/a_n$ e portanto levando em conta os desvios em a_n e b_n dados pela relação acima.

$$\phi = \operatorname{arctg} \left(\frac{b'_n + \beta_n}{a'_n + \delta_n} \right) = \phi_1 \pm \alpha \phi_2$$

onde se admitem: $\frac{1}{1 + \frac{\delta_n}{a'_n}} \cong 1$ e $\alpha = \frac{1}{1 + \frac{\beta_n}{b'_n}}$

$$\operatorname{tg} \phi_1 = \frac{b'_n}{a'_n} \quad \text{e} \quad \operatorname{tg} \phi_2 = \frac{\beta_n}{\delta_n}$$

Dessa forma as variações sazonais de temperatura podem ser definidas segundo a Tabela I:

TABELA I - Análise de Fourier dos dados médios mensais da temperatura das Estações I, II, III e IV - Santos (Brasil)

Prof. (m)	Média (°C)	Desvios da média	Amplitude S. anual (°C)	Desvio (°C)	Amplitude S. anual (°C)	Desvio (°C)	Fase anual (θ°)	Desvio (θ°)	Fase S. anual (θ°)	Desvio (θ°)
ESTAÇÃO I										
0	23,73	1,06	2,70	0,45	0,33	0,21	18	1	124	-
7	23,15	1,42	2,01	1,04	0,63	0,54	32	0	159	70
15	21,97	1,67	1,07	0,92	0,48	0,20	76	1	124	-
25	21,07	1,57	1,26	0,32	0,74	0,23	145	2	188	26
ESTAÇÃO II										
0	23,60	1,09	2,31	0,40	0,12	0,02	21	0	131	-
7	22,99	1,16	1,77	0,71	0,10	0,15	27	0	210	39
15	21,50	1,94	0,75	0,82	0,41	0,19	114	-	140	-
25	20,03	1,52	2,15	0,97	0,90	0,40	177	0	219	93
35	19,48	1,37	2,44	0,65	0,69	0,30	181	5	228	-
ESTAÇÃO III										
0	23,36	0,94	1,95	0,34	0,24	0,05	24	0	126	-
7	22,93	-	1,72	-	0,27	-	30	-	92	-
15	21,19	1,98	1,12	-	0,57	0,25	129	45	164	-
25	19,62	1,87	2,18	0,90	0,43	0,15	180	43	231	53
35	18,71	1,42	2,98	0,21	0,62	0,26	176	55	285	-
45	18,18	-	2,56	-	0,89	-	17	-	286	-
ESTAÇÃO IV										
0	23,33	0,67	2,17	0,19	0,44	0,13	27	12	61	-
7	22,49	1,06	1,77	0,11	1,02	0,57	59	-	94	-
15	21,38	1,05	1,76	0,60	1,56	0,18	120	97	140	57
25	19,25	1,10	2,88	0,31	0,51	0,33	164	73	219	91
40	17,55	1,16	2,87	0,43	1,16	0,35	162	36	292	-
55	17,74	-	3,03	-	1,10	-	151	-	241	-

Essa Tabela constitui um aprimoramento às análises anteriormente feitas para a região, mas essencialmente mostram os mesmos fatos já apontados nessas análises (Mesquita, 1974). As amplitudes e fases definem uma camada de termoclina a 15 m de profundidade, uma inversão do ciclo térmico nas camadas próximas ao fundo e outros fatos já analisados. Entretanto, as incertezas quanto às amplitudes indicadas por α_n e β_n e $\arct(\phi_2)$ mostram que a ocorrência da massa d'água definidas para a região é bastante variada tanto no espaço como no tempo.

DETERMINAÇÃO DE N_z (COEFICIENTE VERTICAL DE MISTURA TURBULENTA): PROCESSO HARMÔNICO

A expressão (31) implica um processo com simetria esférica, isto é, a disseminação da propriedade (no caso, temperatura) nas dimensões (x, y, z) é estudada (ou descrita) a partir da origem do sistema cartesiano associado ao centro produtor (core ou núcleo) ou causador da propriedade que se observa. O uso de (31) na presente análise está associado a problema cuja simetria não é esférica. Uma tentativa no sentido de se determinar A_y e Z_z foi feita com base no modelo de Emílsson (1961). Associou-se os eixos z à profundidade e y à distância do centro da massa d'água à costa, assumindo-se dessa forma uma simetria centrada nas massas d'água da região com o eixo x , orientado no sentido de sua propagação; os resultados entretanto ainda não são satisfatórios, muito embora as tentativas de se usar a equação para entender a circulação sazonal da área a partir da equação (31) ainda não foram abandonadas.

A estação I (Fig. 1) de observação, por estar mais próxima da costa é aquela que, (supostamente, tem circulação predominantemente determinada pelas ondas de maré), é menos influenciada pela circulação mais ao largo e constitui-se dessa forma na massa d'água da região que mais se coaduna com os estudos já desenvolvidos e sumarizados nos parágrafos iniciais.

Os números da Tabela I mostram os resultados da análise harmônica realizados com os valores médios mensais de temperatura provenientes de quatro anos de observação, nas estações 1, 2, 3 e 4. A análise foi realizada para as duas componentes mais importantes da variação anual, isto é, os ciclos anual e semi-anual, correspondentes a $n = 1$ e $n = 2$ respectivamente na expressão (33). A análise da Tabela se restringiu para as presentes considerações à estação I e nesta somente à componente anual de variação de temperatura. Para aplicação da equação (32) admitiu-se que a fonte de calor situa-se na superfície e os seus efeitos se propagam por condução turbulenta na profundidade. A propagação foi portanto considerada unidimensional o que supostamente é aceitável, dado que as correntes de marés predominantes na área têm, ao que tudo indica, componentes de velocidade em direção à costa bastante pequenas.

Tal fato minimiza o calor transportado ou retirado da área por efeitos das massas d'água mais ao largo.

O uso da componente anual da variação apenas é aspecto concorrente que age como filtro das componentes de menor período, causadas eventualmente pela circulação sazonal das massas d'água da região conforme indicado por Mesquita (1974). Os resultados obtidos na análise da componente anual de temperatura (Tabela I) parecem estar concorrentes com as suposições levantadas e os resultados obtidos são mostrados na Tabela II.

Dados de temperatura da região de Cananéia, analisados por Leinebö (1969) e submetidos ao mesmo tratamento também deram resultados satisfatórios e são levados em consideração.

Valores de N_z foram obtidos a partir das amplitudes e das fases das componentes anuais provenientes da análise harmônica realizada (Tabela I) das várias profundidades (0, 7, 15, 25 m) em Santos e (0, 7, 15, 20 m) em Bom Abrigo (ilha), Cananéia.

Resultaram então duas séries de valores: uma relativa às amplitudes, através da igualdade

$$\frac{T}{T_0} = e^{-z} \sqrt{\frac{\omega}{2N_z}}$$

onde $\omega = \pi/6$ (meses reduzidos a segundos)

e outra referente à igualdade

$$\frac{\theta_1 - \theta_2}{Z_0} = z \sqrt{\frac{\omega}{2N_z}}$$

onde T_0 é a amplitude da temperatura de normalização, isto é, corresponde em centímetros entre as camadas aos valores na superfície (Tabela I), tomados em $z \cong 100$ cm. Os valores obtidos correspondentes a Cananéia e Santos estão relacionados a seguir:

TABELA II - Valores de N_z determinados a partir da componente harmônica anual

Prof. (m)	Cananéia Est. 1	Cananéia Est. 2	Cananéia Est. 3	Santos Est. 1
AMPLITUDES: VALORES DE N_z (cm^2/s)				
7	10,5	6,5	24,4	0,80
15	2,4	1,2	1,3	0,30
25	-	-	1,1	-
Média	6,4	3,8	13,3	0,55
FASES: VALORES DE N_z (cm^2/s)				
7	13,4	21,5	-	0,92
15	10,6	11,6	10,9	0,12
25	-	-	7,7	0,07
Média	12,3	16,5	9,3	0,55
Média total de Cananéia = 11,81 cm^2/s ;				
Média total de Santos = 0,55 cm^2/s .				

DISCUSSÃO

Os primeiros trabalhos de oceanografia física, no Brasil, sobre a região em foco são devidos a Emílsson (1961), Johannessen (1967b), Johannessen *et al.* (1967), Leinebö (1969) e Mesquita (1969). Destes estudos algumas hipóteses sobre as variações sazonais da área costeira podem ser levantadas com alguma segurança. Parece claro que ao modelo estático de distribuição de massas d'água estabelecido por Emílsson associa-se às variações sazonais de circulação, em que a água tropical, transportada pela corrente do Brasil, e sub-tropical, pela corrente sub-tropical com fluxo em direção ao norte, são os principais elementos reguladores dessas variações. As causas dessas variações não foram definitivamente determinadas mas parece não haver dúvida de que a variação dos ventos predominantes (Silva, 1968) é o agente principal. Emílsson (*op. cit.*) aponta para o fato de que associado aos dos ventos predominantes, o efeito de uma circulação termohalina deve ser considerado no estudo das causas que estabelecem o mecanismo de ressurgência na área.

Os trabalhos de Johannessen (*op. cit.*) e Johannessen *et al.* (*op. cit.*) sobre o nível médio do mar de certa forma não realçam a importância dos ventos predominantes na circulação sazonal. Trabalhando dados de maré reduzidos às médias mensais, Johannessen estabeleceu relações gerais entre vários portos da área. Tais resultados, por serem relativos a valores médios do mês, são os que melhor se ajustam a especulações de natureza sazonal sobre as causas das variações oceanográficas médias e parecem conduzir a que se venha incluir outras causas entre as várias já apontadas para a circulação da área. O fato verificado de que as médias das alturas de maré provenientes de Cananéia (Estado de São Paulo) são mal correlacionadas com precipitação e força do vento e de que essas médias por sua vez são bem correlacionadas com os níveis observados em Imbituba e Ubatuba, parece minimizar a importância dos fatores atmosféricos como determinantes da circulação média geral da área. Estas conclusões são aparentemente contraditas por outro trabalho de Johannessen (1967b) estudando as variações do nível médio diário de Cananéia. Nesse trabalho, pressão e força dos ventos são os fatores mais importantes na determinação dessas variações. Se estes são fatores importantes na determinação do nível médio diário, é razoável admitir-se que também o sejam na determinação do nível médio mensal, mas tal fato parece não ocorrer. Johannessen observa de forma explícita que os coeficientes de correlação entre nível médio mensal e ventos podem estar modificados em razão dos ventos medidos em Cananéia não serem totalmente os representativos da situação de mar aberto. Entretanto, dado o caráter estocástico das frentes frias e quentes e sua relativa curta duração levando-se em consideração o período de um mês ou mais, parece ser razoável admitir que a contradição expressa seja apenas aparente. Se assim concordado as variações sazonais do nível médio mensal da área devem estar supostamente associadas aos padrões de circulação das massas d'água da região e deixam aos fatores astronômicos e geostroficos a eventual predominância entre os múltiplos fatores que certamente atuam na circulação sazonal da área.

A determinação desses fatores está além dos limites das presentes análises, muito embora tenham sido feitas tentativas no sentido de se avaliar a importância dos mesmos. Parece ser claro entretanto que apenas um amplo programa de correntometria da área em questão poderá trazer luz às aparente-

mente contraditórias idéias sobre os principais fatores reguladores da circulação sazonal.

Com relação às águas costeiras, tanto de Santos como de Cananéia pode ser dito que a circulação, portanto as correntes mais predominantes, até 15 milhas náuticas fora da costa de ambas as cidades, são devidas às marés. Esta afirmação, é claro, é baseada nos presentes resultados e é apenas levantada em razão de ser escassa a documentação sobre as correntes na área. As avaliações de N_z , também devem ser consideradas como muito aproximadas, muito embora as bases teóricas deste estudo sejam corretas. A propagação do "aquecimento sazonal" da superfície às profundidades maiores pode sofrer modificações em relação ao comportamento ideal, admitido nas presentes análises, em virtude de qualidades da água, tais como transparência (modificada por sedimentos, fitoplâncton e outros fatores). Além do mais, muito embora cerca de 80% da energia solar são completamente absorvidos pela água do mar nos primeiros 10 m de profundidade, estima-se que cerca de 15% atinjam os 30 m, sendo provavelmente não desprezíveis o aquecimento das águas de Santos e Cananéia pelo fundo. Tais porcentuais são relativos à incidência vertical da luz solar e variam durante o ano com a variação sazonal da posição do sol em relação à terra. Uma porcentagem maior que 80% é portanto absorvida nos primeiros 10 m de profundidade e menos do que os 15% atingem o fundo, em média, durante o ano. Não existe, até onde sabemos, informações sobre os desvios da absorção da energia em certo local em razão da variação do ângulo de incidência anual dos raios solares e este efeito não pode ser considerado para se levantar possíveis correções aos valores de N_z determinados. Outro efeito talvez mais importante que concorre para os valores determinados (N_z) é o fato de que o ciclo sazonal da temperatura do ar e da água apresentam um defasamento com o máximo valor de temperatura ocorrendo primeiro na atmosfera próxima ("boundary") e posteriormente na água. Tal defasamento é repetido entre os ciclos anuais das diferentes profundidades em ambas as áreas costeiras de Santos e Cananéia e supõe-se que esteja diretamente ligado às trocas de calor por condução turbulenta na interface ar-mar, antes que por transmissão de calor por radiação. Entretanto as temperaturas médias anuais da região de Cananéia são maiores que as do ar imediatamente acima, indicando que, em média, há transferência de calor do mar para o ar; o oposto é observado em Santos. Tal indica que a influência do aquecimento pelo fundo é

maior nas águas costeiras de Cananéia do que nas de Santos. A forma com que este aquecimento influencia os valores das fases e amplitudes da componente anual do ciclo térmico para qualquer das duas áreas é difícil de ser avaliada.

Da mesma forma o é em relação a componente semi-anual a qual não foi considerada neste estudo.

Entretanto, talvez não sejam estas as razões de N_z , determinadas através de (32), serem dezenas de vezes menores que as de Bowden & Fairbairn (1952) para condições dinâmicas teoricamente semelhantes. Os formalismos sumarizados na segunda secção deste trabalho conduzem também a valores de N_z maiores e o mesmo ocorre com o emprego da equação (10) nos dados presentes.

Estimativas de N_z no oceano aberto variam entre 1 a 100 cm^2/seg e em regiões onde há forte estabilidade como em geral observada nas estações da área de Santos estes valores podem ser bastante pequenos. Valores da ordem de 10^{-2} a 10^{-1} cm^2/seg foram obtidos por Kulleberg (1970) através de experimentos em difusão na termocline (mar Báltico). Outras determinações baseadas nas distribuições de componentes radiativas também conduzem a valores de N_z bastante pequenos.

A grande variabilidade de N_z é pois extremamente desconcertante e os presentes resultados não fogem à regra. A causa do aparente paradoxo reside, talvez, nas diferentes escalas do espaço-tempo a que cada técnica de medida se baseia (Okubo, 1971). Técnicas que envolvem grandes médias no espaço-tempo dão valores de N_z diferentes das experiências de curto período, como as de traçadores. Os presentes resultados, baseados na variação sazonal de temperatura de Cananéia, são da mesma ordem dos obtidos por Okubo (*op. cit.*) na Flórida, o que sugere que N_z entre 1 a 20 cm^2/seg sejam os que mais se ajustam à escala de tempo dos processos sazonais. As diferenças marcantes entre os valores obtidos para as áreas de Santos e Cananéia põe em evidência também a influência da estratificação (Santos é mais estratificada) da coluna, como inibidor da mistura na direção vertical. Este fato é corroborado pelos resultados de Kirwan (1965), que concluiu pela estabilidade como inibidora da mistura na direção vertical, em favor de um aumento na direção horizontal. A alta variabilidade dos valores de N_z e sua dependência com a estratificação são cruciais aos modelos de Sverdrup & Fjeldstad sumarizados, bem como suscitam cuidados adicionais à aplicação das técnicas de medidas baseadas na e-

quação de Euler para áreas onde predominam as correntes de maré, no que se refere a escala do espaço-tempo a ser tomada. A integração da equação da difusão baseada nas componentes de Fourier permite, por outro lado, separar nas direções cartesianas, as contribuições dos efeitos de mistura turbulenta em processos sazonais sendo dentro das aproximações feitas, um algoritmo útil para o estudo das variações do campo de massa de uma área costeira, nos limites dessa escala do espaço-tempo.

CONCLUSÕES

1. Às variações sazonais de temperatura em áreas costeiras onde é forte o efeito da maré é possível associar uma representação na forma:

$$T(z, t) = e^{-z\sqrt{\frac{\omega}{2A/\rho}}} \cos\left(\omega t - z\sqrt{\frac{\omega}{2A/\rho}}\right)$$

onde ω é uma frequência, $A/\rho = N_z$; z = profundidade.

2. Valores médios anuais do coeficiente de mistura (N_z) das águas costeiras próximas às cidades de Santos e Cananéia, calculados através do "método harmônico", tendo como base a componente anual (da série de Fourier) dos dados de temperatura (calculada a partir de observações de quatro anos) indicam que a mistura na região de Cananéia é mais intensa e da ordem de 20 vezes que a de Santos.

AGRADECIMENTOS

Somos gratos à Srta. Marilza Correia pelo cuidadoso trabalho de datilografia no preparo dos originais. À Srta. Carmem Marlene Gallo e à Sra. Herminda A. A. Lanera, devemos o nosso melhor agradecimento pela assistência no trabalho de perfuração dos dados. O segundo autor, durante a realização deste trabalho recebeu auxílio da FINEP (Financiadora de Estudos e Projetos) da Secretaria de Planejamento da Presidência da República.

BIBLIOGRAFIA

- BOWDEN, K. F. & FAIRBAIRN, L. A. 1952. A determination of the frictional forces in a tidal current. Proc. R. Soc., ser. A, 214: 371-392.
-
- _____ 1956. Measurements of turbulent fluctuations and Reynolds stresses in a tidal current. Proc. R. Soc., ser. A, 236:418-422.
-
- _____ & HUGHES, P. 1959. The distribution of shearing stresses in a tidal current. Geophys. J. R. astr. Soc., 2: 288-305.
- CHARNOCK, H. 1959. Tidal friction from currents near the sea bed. Geophys. J. R. astr. Soc., 2:215.
- ECKERT, E. R. & DRAKE Jr., R. M. 1950. Heat and mass transfer. London, MacGraw-Hill, p. 220.
- EMILSSON, I. 1961. The shelf and coastal waters of southern Brazil. Bolm Inst. oceanogr., S Paulo, 11(2):101-112.
- FJELDSTAD, J. E. 1928. Contribution to the dynamics of free progressive tidal waves. Scient. Results Norw. N. polar Exped. Maud, 4(3): 1-80.
- JOHANNESSEN, O. M. 1967a. Note on the diurnal temperature observations off the coast of Santos, Brazil. Contrções Inst. oceanogr. Univ. S Paulo, sér. Ocean. fís., (9):1-7.
-
- _____ 1967b. Preliminary studies on the mean daily oscillation of sea level and atmospheric pressure at Cananéia and Santos on the southern part of the Brazilian coast. Contrções Inst. oceanogr. Univ. S Paulo, sér. Ocean. fís., (9):9-16.
-
- _____; MIRANDA, L. B. de & MINIUSSI, I. C. 1967. Preliminary study of seasonal sea level variation along the southern part of the Brazilian coast. Contrções Inst. oceanogr. Univ. S Paulo, sér. Ocean. fís., (9):17-29.
- KIRWAN, A. D. 1965. On the use of the Rayleigh-Ritz method for calculating the eddy diffusivity. Proc. Symp. Diffusion in the Oceans and Fresh Water, September, 1964. New York, Lamont Geological Observatory, Columbia University, p. 86-92.
- KULLEMBERG, G. 1970. Measurements of horizontal and vertical diffusion in coastal waters. Kungl. Vetenskap-och Vitterhets-Samhället, Göteborg, ser. Geophysica, 2.

- LEINEBÖ, R. 1969. Study of coastal water on the Brazilian shelf at Lat. 25°S. *Contrções Inst. oceanogr. Univ. S Paulo, sér. Ocean. fís.*, (11):1-14.
- MESQUITA, A. R. de 1969. Variações sazonais em áreas costeiras: Brasil, Lat 24°. Dissertação de Mestrado. São Paulo, Universidade de São Paulo, Instituto Oceanográfico, 80 p.
- _____ 1974. Seasonal variations of coastal waters: Brazil, Lat. 24°. *I. Rel. int. Inst. oceanogr. Univ. S Paulo*, (1):1-36.
- OKUBO, A. 1971. Horizontal and vertical mixing in the sea. *In: HOOD, D. W., ed. - Impingement of man on the oceans. New York, Wiley-Interscience*, p. 89-168.
- PINGREE, R. D. 1972. Mixing in the deep stratified ocean. *Deep Sea Res.*, 19(8):549-562.
- ROLL, H. U. 1965. *Physics of the marine atmosphere. New York, Academic Press*, 426p.
- SCHLICHTING, H. 1968. *Boundary-layer theory. 6 ed. New York, MacGraw-Hill*, 747p.
- SILVA, P. de C. M. da 1968. Dinâmica da ressurgência e aplicações. *Publção Inst. Pesq. Mar.*, (12):1-33.
- SOMMERFELD, A. 1952. *Lectures on theoretical physics, v.6: Partial differential equations in physics. New York, Academic Press*, 396p.
- STOCKMAN, W. 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):1-24.
- SVERDRUP, H. U. 1927. Dynamic of tides on the North Siberian shelf. *Geofys. Publ.*, 4(5):1-75.
- TAYLOR, G. I. 1919. Tidal friction in the Irish Sea. *Phil. Trans. R. Soc., ser. A*, 220(571):1-33.
- WEBSTER, A. G. 1955. *Partial differential equations of mathematical physics. New York, Dover Publ.*, 250p.

(Recebido em 09/setembro/1976)