

## Avaliação do Fluxo de Radiação Infravermelha da Atmosfera em Estações Oceânicas

Y. VISWANADHAM

*Instituto de Pesquisas Espaciais\*, Conselho Nacional do Desenvolvimento Científico e Tecnológico, São José dos Campos SP*

e

A. S. MASCARENHAS JR.

*Instituto oceanográfico\*\*Universidade de São Paulo, São Paulo SP*

Recebido em 5 de Julho de 1977

The incoming long wave radiation from the sky does not apparently follow any "simple" law. It is difficult to evaluate this parameter over vast oceanic areas due to lack of infrared radiometric measurements. In view of this, multiregression equations are obtained relating computed long wave flux from water vapor to shipboard measurements of the black body flux and the square root of vapor pressure as the two independent variables. Ship measurements obtained during the GARP ATLANTIC TROPICAL EXPERIMENT (GATE) from July to September of 1974 are used in the analysis. The present work gives explicit reference to the influence of vapor pressure  $e$  on  $F_d$  and emissivity. The inclusion of a humidity variable of form  $x_3 = \sqrt{e}$  gives significant statistical information concerning  $F_{dw}$ , at very high confidence levels.

A radiação de onda longa proveniente do céu não pode ser representada de uma maneira simples. A avaliação desse parâmetro sobre vastas regiões oceânicas é difícil de ser feita, devido à falta de medidas radiométricas infravermelhas. Em vista disso, foram obtidas equações de regressão multivariacionais, que relacionam o fluxo calculado de energia de

---

\* Postal address: C.P.515, São JOSE dos Campos, 12200 - São Paulo SP

\*\* C.P. 9075 , 01000 - São Paulo SP

ondas longas do vapor d'água com medidas, a bordo de um navio, do fluxo do corpo negro e da raiz quadrada da pressão de vapor, que são as duas variáveis tomadas como independentes. Na análise foram usadas medidas obtidas durante o *GARP ATLANTIC TROPICAL EXPERIMENT (GATE)*, de Julho a Setembro de 1974. O presente trabalho faz referência explícita à influência da pressão de vapor e sobre  $F_d$  e sobre a emissividade. A inclusão de uma variável de umidade da forma  $x_3 = \sqrt{e}$  fornece significantes informações estatísticas com relação a  $F_{dw}$ , com altos níveis de confiança.

## 1. INTRODUÇÃO

Entre os problemas básicos da Meteorologia está a determinação do balanço energético da atmosfera, isso devido ao reconhecimento de que a diferença entre as radiações de onda curta, absorvidas pelo sistema Terra-Atmosfera, e as radiações de onda-longa, emitidas pelo mesmo sistema para o espaço, constitui o que podemos chamar de elemento motor da dinâmica atmosférica. O problema da transferência de calor, por radiação, da atmosfera para a superfície da Terra e vice-versa, tem sido tratado de várias maneiras desde o trabalho pioneiro de Simpson<sup>18</sup> (1928). As medidas de radiação do céu são de interesse prático nos problemas de geada e nevoeiro noturno.

Brunt<sup>2</sup> (1932) mostrou que as observações radiométricas médias mensais com céu limpo realizadas em Benson, na Inglaterra, por Dines e Dines<sup>4</sup> (1927) podiam ser expressas na forma estatística:

$$F_d = \sigma T^4 (a + b\sqrt{e}), \quad (1.1)$$

onde  $F_d$  é a radiação atmosférica de onda longa incidente,  $a$  e  $b$  são constantes, sendo  $a$  a constante de Stefan-Boltzmann,  $T$  a temperatura do ar em  $^{\circ}\text{K}$  e  $e$  a pressão de vapor d'água em milibares, ambas tomadas na superfície.

Robinson<sup>17</sup> (1950) e Löhnquist<sup>10</sup> (1954) usando medidas de radiômetro realizadas em Kew, perto de Benson, demonstraram que a Eq. (1.1), com coeficientes bem próximos dos determinados, pode ser aplicada no cálculo di-

ário de fluxos de onda longa. Swinbank<sup>21</sup> (1963) reexaminou os dados climatológicos de Dines, em Benson, e mostrou que os valores médios mensais de  $F_d$  e aqueles de  $\sigma T^h$  estão muito bem correlacionados. Além disso, a despeito das variações no conteúdo de vapor d'água, ao longo da trajetória e das variações sazonais da temperatura e umidade médias, a correlação dos valores médios mensais de  $F_d$  com  $\sigma T^h$  parecem ser independentes da umidade. Swinbank<sup>21</sup> (1963) conclui que "o grau e natureza da correlação entre  $F_d/\sigma T^h$  e  $\sqrt{e}$  depende da correlação entre temperatura e umidade".

Swinbank<sup>21</sup> (1963) testou a hipótese acima usando como variável dependente os dados observados de  $F_d$  em duas localidades na Austrália e de seis observações no Oceano Índico. Martin e Palmer<sup>12</sup> (1964) efetuaram uma análise de regressão linear multivariacional de  $\sigma T^h$  e  $\sqrt{e}$ , como variáveis independentes, com valores calculados do fluxo radiante de vapor d'água  $F_{dw}$ , obtido em um navio meteorológico no Oceano Pacífico Norte (Estação P).

Foram feitas pesquisas que relacionaram a transferência de calor por radiação com os sistemas móveis, na interface oceano-atmosfera, e concluíram pela não importância da transferência radiativa neste caso. Contudo, Petterssen<sup>16</sup> (1956) mostrou que a troca de calor entre a terra e a atmosfera tem uma influência significativa na formação e desenvolvimento dos ciclones e anticiclones. Levando em conta essa influência, parece ser de interesse obter estimativas quantitativas do fluxo de calor por radiação. Com relação a isto, Monin<sup>13</sup> (1972) mostrou que as previsões numéricas, de longo período, para serem bem sucedidas, requerem a especificação precisa de todas as fontes e sorvedouros de calor.

Baseados nas considerações acima restam-nos, então, como alternativas:

(i) uso de radiômetros de onda longa ou sondagens aerológicas, abordagem que leva a uma solução a longo prazo, tendo em vista a presente escassez de dados oceânicos, e

(ii) o uso de fórmulas empíricas nas estimativas, que podem fornecer o cálculo do fluxo resultante mais rapidamente.

Tendo em vista o acima exposto, quer por razões puramente acadêmicas, quer com a finalidade de aplicações na previsão numérica do tempo, conclui-se haver necessidade de se continuar estudando métodos de estimativa de fluxos de radiação a partir de dados climatológicos. É provável que, durante muito tempo ainda, para avaliação de fluxos de radiação sobre os oceanos se tenha que confiar em estimativas baseadas nas observações meteorológicas de superfície.

Este trabalho, baseado em dados de radio-sondagens realizadas a bordo do N.Hi. "Sirius" e N.Oc. "Almirante Saldanha" durante os meses de Junho, Julho, Agosto e Setembro de 1974, tem, portanto, como objetivo obter equações de regressão linear múltipla que relacione fluxos de onda longa calculados, aos fluxos do corpo negro e à raiz quadrada de pressão de vapor d'água medidos a bordo. Os cálculos do fluxo radiante do vapor d'água são feitos com a carta de Radiação Atmosférica de Elsasser. Outros parâmetros meteorológicos de superfície são usados como variáveis independentes.

Convém ressaltar que as determinações anteriores foram baseadas em estações continentais e numa única estação oceânica no Pacífico Norte, em latitude média. No presente trabalho, faz-se uma apreciação crítica das relações empíricas, tais como o balanço radiativo e nos problemas de circulação geral. O "Global Atmospheric Research Programme Atlantic Tropical Experiment (GATE)" nos forneceu a oportunidade de avaliar essas fórmulas nas latitudes tropicais oceânicas onde predominam os altos valores de temperatura e conteúdo de vapor d'água.

## 2. DESCRIÇÃO DO EXPERIMENTO

O GATE é considerado o primeiro experimento global do GARP (*Global Atmospheric Research Programme*) e seus objetivos científicos gerais estão formulados no *GATE Report nº 1 (Experiment Design Proposal for Atlantic Tropical Experiment, July 1972)*. Esse experimento reuniu cerca de 40 navios de várias nacionalidades que constituíram uma rede de plataformas de pesquisas, cobrindo o Oceano Atlântico Tropical e operando de Junho a Setembro de 1974. Os navios brasileiros com instrumentação, principalmente meteorológica e oceanográfica, foram destinados à escala

equatorial. As posições geográficas durante as três fases do experimento se encontram na Tabela 2.1.

TABELA 2.1.- Posições geográficas ocupadas pelos navios brasileiros durante as três fases do *GATE*

NAVIO	1a. Fase	2a. Fase	3a. Fase
N.Hi. "Sirius"	07,5°N - 035°W	07,5°N - 040°W	07,5°N - 040°W
	07,5°N - 044°W	07,5°N - 030°W	03,5°N - 039,5°W
N.Oc. "Almirante Saldanha"	00° - 035°W	02°N - 038°W	02°N - 035°W
			01,5°N - 037,3°W

O conjunto de medidas meteorológicas pode ser dividido em (i) observações de medidas meteorológicas de superfície, e (ii) observações meteorológicas de altitude. As observações meteorológicas de superfície são padronizadas segundo os padrões do Capítulo 17 - "Marine Observations" da publicação WMO no. 8, TP 3 (*World Meteorological Organization, 1969*).

As observações meteorológicas de altitude foram realizadas com um equipamento de sondagens aerológicas LOCATE III WO-3LC (*Loran/Omega - Course and Track Equipment*). Os transmissores da radio-sonda são do modelo VIZ-1221 OMEGA. O sistema mede pressão, temperatura, umidade relativa, velocidade e direção do vento.

A pressão deve ser medida preferivelmente com barômetro tipo aneróide de precisão. Uma das principais fontes de erros em medidas barométricas são os efeitos causados pelo vento e pelo movimento do navio. Esses erros são reduzidos nos barômetros aneróides marinhos que vêm acondicionados numa caixa, suspensos por quatro molas presas à caixa. A precisão dos dados de pressão atmosférica no mar podem ser estimados da ordem de

$\pm 0,5$  mb. No caso das medidas de temperatura do ar e umidade relativa, devem ser usados psicrômetros bem ventilados. Deve-se tomar especial cuidado por ocasião da medida, de maneira que o psicrômetro fique bem exposto ao fluxo de ar que não é afetado pelo navio, no caso, a barlavento no passadiço. Além disso, deve estar protegido contra a radiação, precipitação e borrifos do mar. Temperaturas do ar, a bordo de navios, podem ser medidas com uma precisão de cerca de  $\pm 0,1^{\circ}\text{C}$ , se forem evitados erros mais sérios. Todos esses cuidados foram observados durante as medidas.

Convém ressaltar ainda que somente foram considerados os dias de céu limpo ou com coberturas de nuvens iguais ou inferiores a  $1/8$  do céu. Tomadas nestas condições, foram selecionados 75 conjuntos de observações (radio-sondagens e parâmetros meteorológicos de superfície), os quais foram totalmente usados neste trabalho. Durante os três períodos de observação, as condições do mar e tempo mantiveram-se razoavelmente estáveis. Em suma, condições que permitem considerar as observações como dignas de confiança.

### 3. PROCEDIMENTOS ANALÍTICOS

O propósito inicial do trabalho era somente realizar uma análise de regressão múltipla da forma

$$x_1 = F_{dw} = C_{1.23} + A_{12.3} x_2 + A_{13.2} x_3, \quad (3.1)$$

onde  $F_{dw}$  é o fluxo de radiação atmosférica infravermelha devido ao vapor d'água somente;  $x_2 = \sigma T^4$ , o fluxo de radiação do corpo negro à temperatura do ar medido a bordo do navio ( $^{\circ}\text{K}$ ), e  $x_3 = \mathcal{E} =$  raiz quadrada da tensão de vapor medida a bordo do navio, em  $(\text{mb})^{1/2}$ .

Porém, tendo em vista os dados obtidos, resolveu-se ampliar a análise para outras variáveis independentes, que serão discutidas na Seção 4.

O fluxo atmosférico radiativo para baixo, devido somente ao vapor d'água, foi calculado usando a carta de radiação atmosférica de Elsasser<sup>5</sup>(1942).

Para o uso da carta citada, os dados da radio-sondagem devem ser colocados sob a forma de uma relação  $u$  versus  $T$ , onde  $T$  é a temperatura do nível, e  $u$  a profundidade Óptica corrigida por Elsasser<sup>5</sup> (1942):

$$u = \sum \{1000 \bar{q}_i (\Delta_i p) / g_{\phi, z}\} (\bar{p}_i / p_0)^{1/2}, \quad (3.2)$$

onde  $p_0 = 1013,25$  mb, atmosfera padrão ao nível do mar;  $g_{\phi, z}$  é a aceleração local da gravidade levando-se em conta as variações com a latitude e com a altura;  $\bar{q}_i$ , a umidade específica média na camada  $i$ ;  $\bar{p}_i$ , a pressão média (mb) na camada  $i$ , e  $\Delta_i p$  a diferença de pressão entre os limites da camada  $i$ . A soma sobre o índice  $i$  varia do centro de cada camada para cima, a partir da superfície da terra. Na expressão (3.2) algo deve ser dito sobre o fator de correção  $(\bar{p}_i / p_0)^{1/2}$  de Elsasser (Goody<sup>7</sup>, 1964).

Uma vez estabelecida a relação entre a profundidade Óptica corrigida,  $u$ , e a temperatura  $T$ , a mesma foi colocada na carta de Radiação Atmosférica de Elsasser<sup>5</sup> (1942). Para o cálculo das áreas dos gráficos foi usado um digitalizador da H.P. modelo 9864 A, acoplado a uma calculadora H.P. 9.100, do Departamento de Hidráulica da Universidade de São Paulo. Tal operação reduziu bastante o tempo de processamento manual dos dados, já que o cálculo de cada área levava em média 50 segundos. O cálculo da área era efetuado pela calculadora usando o método do trapézio. Algumas áreas foram também medidas usando um planímetro para efeito de comparação, podendo-se estimar de 5% a 10% o aumento na precisão em relação ao planímetro. Cada área foi calculada três vezes sendo então considerada a sua média aritmética. O conjunto de dados obtidos usados para a regressão múltipla é mostrado na Tabela 3.1.

O fluxo de radiação total para baixo pode ser escrito na forma

$$F_d = F_{dw} + F_{CO_2} + F_{O_3} + F_{O_3} \quad (3.3)$$

As contribuições  $F_{CO_2}$  e  $F_{O_3}$  são primariamente da banda de  $15 \mu m$  do dióxido de carbono (no intervalo de onda  $540 - 820 \text{ cm}^{-1}$ ) e da banda de  $9,6 \mu m$  do ozônio (no intervalo de  $970 - 1130 \text{ cm}^{-1}$ );  $F_{O_3}$  é o fluxo sobreposto devido ao vapor d'água e  $CO_2$ . Desde que o fluxo de ozônio nasce na

Tabela 3.1 - Tabela dos dados empregados na análise de regressão linear multivariacional.

REGRESSÃO LINEAR MULTIVARIACIONAL

DATA	LATITUDE	LONGITUDE	$x_1$	$x_2$		$x_3$	
			$F_{dw}$ ( $ty/min$ )	$\sigma T_0^*$ ( $ty/min$ )	$\sigma T_B^*$ ( $ty/min$ )	$\sqrt{e_B}$ ( $m b$ ) <sup>1/2</sup>	$\sqrt{e_B}$ ( $m b$ ) <sup>1/2</sup>
25 junho 1974	06,60 N	035º W	0,5737	0,6715	0,6635	5,506	5,487
26 junho 1974	07,5º N	035º W	0,5535	0,6608	0,6626	5,346	5,376
27 junho 1974	07,5º N	035º W	0,5612	0,6579	0,6643	5,343	5,279
29 junho 1974	07,5º N	035º W	0,5212	0,6608	0,6643	5,346	5,408
1 julho 1974	07,5º N	035º W	0,5470	0,6724	0,6697	5,005	4,959
2 julho 1974	07,5º N	35º W	0,5493	0,6608	0,6603	5,121	5,120
3 julho 1974	07,5º N	35º W	0,5442	0,6608	0,6626	5,121	5,150
3 julho 1974	07,5º N	35º W	0,5465	0,6608	0,6573	5,121	4,793
3 julho 1974	07,5º N	35º W	0,5384	0,5697	0,6823	5,137	5,350
4 julho 1974	07,5º N	35º W	0,5682	0,6697	0,6733	5,274	5,335
5 julho 1974	07,5º N	35º W	0,5578	0,6697	0,6805	5,032	5,210
7 julho 1974	07,5º N	35º W	0,5603	0,6670	0,6786	5,490	5,701
8 julho 1974	07,5º N	35º W	0,5569	0,6626	0,6679	5,409	5,504
10 julho 1974	07,5º N	035º W	0,5545	0,6608	0,6786	5,378	5,701
11 julho 1974	07,7º N	039,8º W	0,5525	0,6697	0,6688	5,172	5,190
15 julho 1974	07,6º N	044,1º W	0,5557	0,6617	0,6814	5,234	5,581
31 julho 1974	07,5º N	037,0º W	0,5578	0,6590	0,6562	5,091	5,075
1 agosto 1974	07,6º N	040,0º W	0,5606	0,6742	0,6759	5,685	5,717
3 agosto 1974	07,8º N	040,1º W	0,5626	0,6742	0,6305	5,283	5,391
4 agosto 1974	07,4º N	039,9º W	0,5560	0,6652	0,6617	5,179	5,135
5 agosto 1974	07,5º N	039,9º W	0,5520	0,6597	0,6661	5,206	5,144
10 agosto 1974	07,5º N	040,0º W	0,5461	0,6626	0,6877	5,119	5,517
11 agosto 1974	07,5º N	040,0º W	0,5461	0,6697	0,6661	5,032	4,972
11 agosto 1974	07,5º N	040,0º W	0,5501	0,6697	0,6786	5,103	5,253
11 agosto 1974	07,5º N	040,0º W	0,5562	0,6768	0,7061	5,188	5,687
12 agosto 1974	07,5º N	040,0º W	0,5624	0,6742	0,6859	5,248	5,227
16 agosto 1974	07,5º N	040,0º W	0,5574	0,6617	0,6785	5,136	5,429



1 setembro 1974	08,50 N	039,50 W	0,5659	0,6697	0,6697	5,570	5,569
2 setembro 1974	08,50 N	039,50 W	0,5597	0,6679	0,6750	5,277	5,401
6 setembro 1974	08,60 N	039,40 W	0,5621	0,6777	0,6697	5,415	5,273
6 setembro 1974	08,50 N	039,50 W	0,5658	0,6786	0,6697	5,431	5,273
13 setembro 1974	08,50 N	039,50 W	0,5673	0,6786	0,6950	5,636	5,936
15 setembro 1974	08,50 N	039,60 W	0,5595	0,6786	0,6786	5,434	5,464
17 setembro 1974	08,50 N	039,50 W	0,5690	0,6786	0,6987	5,326	5,673
20 setembro 1974	02,50 N	038,70 W	0,5438	0,5543	0,5638	5,410	5,468
26 junho 1974	00,10 S	035,00 W	0,5451	0,6643	0,6823	5,215	5,203
27 junho 1974	00,10 S	035,00 W	0,5518	0,6599	0,6643	5,235	5,180
27 junho 1974	00,10 S	035,00 W	0,5432	0,6706	0,6697	5,046	5,030
7 julho 1974	00,10 S	034,90 W	0,5497	0,6608	0,6608	5,121	5,119
10 julho 1974	00,10 S	035,00 W	0,5537	0,6555	0,6555	5,190	5,219
27 julho 1974	00,80 S	040,00 W	0,5548	0,6626	0,6715	5,282	5,337
31 julho 1974	02,00 S	037,90 W	0,5624	0,6643	0,6643	5,115	5,113
1 agosto 1974	01,80 S	037,80 W	0,5334	0,6643	0,6643	4,839	4,837
2 agosto 1974	01,90 S	038,00 W	0,5626	0,6697	0,6697	5,172	5,239
4 agosto 1974	01,90 S	038,00 W	0,5509	0,6608	0,6608	5,055	5,053
4 agosto 1974	02,00 S	038,00 W	0,5608	0,6706	0,6635	5,082	5,099
11 agosto 1974	01,90 S	037,90 W	0,5359	0,6590	0,6555	5,025	5,125
12 agosto 1974	01,80 S	037,80 W	0,5506	0,6617	0,6608	5,070	5,184
15 agosto 1974	02,00 S	037,90 W	0,5431	0,6679	0,6579	4,932	5,035
15 agosto 1974	01,90 S	038,10 W	0,5501	0,6742	0,6742	5,178	5,141
17 agosto 1974	01,90 S	037,90 W	0,5425	0,6643	0,6643	5,048	5,045
1 setembro 1974	02,10 S	035,10 W	0,5540	0,6733	0,6715	4,946	5,060
2 setembro 1974	07,00 S	036,70 W	0,5404	0,6661	0,6733	5,112	5,018
6 setembro 1974	02,00 S	035,00 W	0,5407	0,6661	0,6661	5,112	5,075
7 setembro 1974	02,00 S	035,00 W	0,5414	0,6608	0,6508	5,055	5,053
9 setembro 1974	02,00 S	034,90 W	0,5441	0,6599	0,6643	4,875	4,837
10 setembro 1974	02,00 S	035,00 W	0,5541	0,6688	0,6733	5,088	5,053
11 setembro 1974	01,80 S	034,80 W	0,5374	0,6608	0,6608	5,088	5,087
12 setembro 1974	01,90 S	035,20 W	0,5520	0,6626	0,6768	5,185	5,076
13 setembro 1974	01,80 S	034,80 W	0,5529	0,6617	0,6679	5,136	5,071
15 setembro 1974	02,00 S	034,90 W	0,5558	0,6877	0,6786	5,054	4,994
16 setembro 1974	01,90 S	034,80 W	0,5515	0,6679	0,6768	5,073	5,004
16 setembro 1974	02,00 S	035,00 W	0,5532	0,6706	0,6706	4,903	4,995
17 setembro 1974	01,90 S	035,00 W	0,5537	0,6715	0,6715	4,917	4,939
18 setembro 1974	02,00 S	035,00 W	0,5551	0,6652	0,6652	5,097	5,095

estratosfera e ocorra na janela do vapor d'água (8 - 14  $\mu\text{m}$ ), todo ele alcança praticamente a superfície da terra. Todavia, os valores de  $F_{\text{O}_3}$  são bem pequenos quando comparados com aqueles de  $F_{\text{dw}}$  para valores razoáveis das condições ozonoféricas. Assim sendo,  $F_{\text{O}_3}$  pode ser desprezado na Eq. (3.3).

Uma grande simplificação pode ser feita na Eq. (3.3) tendo em vista os resultados de Staley e Jurica<sup>19</sup> (1972). O fluxo radiativo para baixo, devido ao  $\text{CO}_2$ , é frequentemente expresso por

$$F_{\text{CO}_2} = f_2 (\sigma T^4) = f_2 x_2, \quad (3.4)$$

onde  $f$  é uma constante, e  $T$  a temperatura do nível de referência.

Para a determinação da constante de proporcionalidade  $f_2$ , foram usados dados climatológicos de temperatura e pressão na faixa de  $0^\circ - 10^\circ$  de latitude Norte (London<sup>11</sup>, 1952). A vantagem de usar os dados atmosféricos climatológicos de London<sup>11</sup> (1952) ao invés da "Atmosfera Padrão Americana" de 1962 (*United States Government*<sup>24</sup>, 1962) são: i) os dados tem uma representação concisa suficiente para o nosso propósito; ii) em cada nível, são dados valores climatológicos de pressão e temperatura, e (iii) em cada nível, o valor médio da profundidade de vapor d'água total já é calculado.

O cálculo de  $F_{\text{CO}_2}$  requer o estabelecimento de uma relação  $u$  versus  $T$  para atmosfera de  $\text{CO}_2$  que é dado pela fórmula seguinte (Elsasser e Culbertson<sup>6</sup>, 1960):

$$u = \sum \Delta_i Z_0 = \sum (3,14 \times 10^{-4} \Delta_i Z_0) (p/p_0), \quad (3.5)$$

onde  $\Delta_i Z_0$  é a profundidade em cm da  $i$ -ésima camada atmosférica reduzida às condições padrões de pressão e temperatura (C.P.P.T.). Na Eq. (3.5), o número de cm de  $\text{CO}_2$ , nas C.P.P.T., resulta da multiplicação pela constante de proporcionalidade, por volume de  $\text{CO}_2$  em relação ao ar, isto é,  $3,14 \times 10^{-4}$  (valor adotado na "Atmosfera Padrão Americana", 1962).

A Eq. (3.5) pode ser simplificada usando-se a equação de estado para transformar  $A_z Z_0$  na espessura real  $A_z Z$  medida em cm, numa camada vertical arbitrária. Para isso, as condições padrões de pressão e temperatura consideradas são:  $p_0 = 1013,25 \text{ mb}$ ,  $T_0 = 273,16^0 \text{ K}$  e densidade do ar  $\rho_0 = 1,2889 \times 10^{-3} \text{ g.cm}^{-3}$ . Também a aceleração da gravidade  $g = 980,665 \text{ cm.s}^{-2}$  é tomada com constante com a altura nos primeiros 20km, apesar da "Atmosfera Padrão Americana" (1962) permitir uma pequena variação. Assim a Eq. (3.5) fica

$$\Delta_z(u) = 3,14 \times 10^{-4} \int_{Z_{z-1}}^{Z_z} (p/p_0)^2 (T_0/T) dz. \quad (3.6)$$

Combinando a última equação com a equação hidrostática na forma

$$\frac{dz}{T} = - \frac{R_d dp}{gp},$$

onde  $R_d$  é a constante específica do ar seco ( $= 2,8704 \times 10^6 \text{ erg. g}^{-1} \text{ } ^0\text{K}^{-1}$ ), obtemos por integração:

$$\Delta_z u = \frac{3,14 \times 10^{-4}}{gp_0 \rho_0} \left( \frac{p_{z-1}^2 - p_z^2}{2} \right), \quad (3.7)$$

ou em cm, nas C.P.P.T.,

$$\Delta_z u = 1,225 (p_{z-1}^2 - p_z^2) \times 10^2. \quad (3.8)$$

Na equação (3.8), para efeito de cálculo  $p_z$  e  $p_{z-1}$  foram adimensionalizados dividindo-se ambos por 1000 mb. O cálculo de  $F_{\text{CO}_2}$  é mostrado na Tabela (3.2). Nessa Tabela, a quinta coluna é a temperatura média entre dois níveis consecutivos, a sexta é a diferença entre os valores médios de temperatura, na sétima temos a profundidade óptica calculada segundo a expressão (3.8), na oitava coluna os valores funcionais de  $R_z(u_z, T_z)$  para o CO, obtidos por interpolação a partir da Tabela 11, pg. 39, das Tabelas de Radiação Atmosférica de Elsasser e Culbertson<sup>6</sup> (1960).

Tabela 3.2 - Cálculo de  $F_{CO_2}$  e  $F_{Ov}$  baseado nos dados climatológicos de London da faixa de latitude 0 - 10°N

ALTURA (km)	$p_z$ (mb)	$T_z$ (°C)	$u_{H_2O}$ (cm <sup>2</sup> )	$\bar{T}_z - 1/2$ (°C)	$\Delta_z T$ (°C)	$u_{CO_2}$ (cm C.P.P.T.)	$R_z(u_{CO_2}, T)$	$R_z \Delta_z T$	$-\Delta R_z(u_{H_2O}, u_{CO_2})$	$-\Delta R_z \Delta T$
0,0	1011	27,7	0	-	-	0	0	-	-	-
1,0	900	22,8	4,325	25,25	-	25,98	1,713	-	-	-
1,5	856	20,6	6,900	21,70	3,55	35,44	1,749	6,08	0,385	1,367
1,8	826	19,2	8,970	19,90	1,80	41,62	1,766	3,15	0,256	0,481
2,0	802	18,2	10,745	18,70	1,20	46,41	1,777	2,12	0,192	0,230
2,3	780	16,9	12,305	17,55	1,15	50,67	1,781	2,04	0,145	0,167
3,0	715	13,3	13,683	15,10	2,45	62,57	1,800	4,36	0,125	0,307
4,0	636	7,8	14,615	10,55	4,55	75,64	1,789	8,19	0,113	0,512
4,4	602	5,5	15,156	6,65	3,90	80,80	1,742	6,98	0,104	0,405
5,0	562	2,0	15,572	3,75	2,90	86,50	1,717	5,05	0,098	0,284
6,0	496	- 3,5	15,869	- 0,75	4,50	95,05	1,672	7,73	0,096	0,432
7,0	438	-10,0	16,025	- 6,75	6,00	101,69	1,600	10,03	0,092	0,552
8,0	385	-16,6	16,1047	-13,30	6,65	107,03	1,517	10,48	0,092	0,604
9,0	336	-23,2	16,1438	-19,90	6,60	111,36	1,429	10,01	0,092	0,604
9,8	302	-28,5	16,1619	-25,85	5,95	114,02	1,348	8,50	0,091	0,541
10,0	293	-30,0	16,1716	-29,25	3,40	114,68	1,302	4,58	0,092	0,311
11,0	253	-38,6	16,1795	-34,30	5,05	117,36	1,282	6,58	0,092	0,465
12,0	217	-47,2	16,1827	-42,90	8,60	119,43	1,126	11,04	0,092	0,791
13,0	185	-55,7	16,1839	-51,45	8,55	121,01	1,034	9,63	0,092	0,787
14,0	156	-62,3	16,1844	-58,85	7,40	122,22	0,956	7,65	0,092	0,681
15,0	131	-69,0	16,1846	-65,50	6,65	122,10	0,819	6,36	0,092	0,612
16,0	112	-75,5	16,1846	-72,25	6,75	122,67	0,774	5,53	0,092	0,621

Topo

$$F = \sum_{z=1} R_z (\bar{T}_z + 1/2 - \bar{T}_z - 1/2)$$

$\Sigma=136,09$  ly/dia

$\Sigma=10,75$  ly/dia

Finalmente, temos na nona coluna o produto  $R_i \Delta_i T$ . Assim,  $F_{CO_2}$  pode ser calculado por meio do processo de soma:

$$F_{CO_2} = \sum_{T=-273}^{T=T_0} (-R_i \Delta_i T), \quad \Delta_i T = \bar{T}_{i+1/2} - \bar{T}_{i-1/2}, \quad (3.9)$$

de acordo com a Eq. 83 (pg. 32) das Tabelas de Elsasser e Culbertson<sup>6</sup> (1960), sendo  $T$  a temperatura da superfície. A Eq. (3.9) pode ser escrita na forma

$$F_{CO_2} = \sum_{T=-75,5}^{T=T_0} (-R_i \Delta_i T) + \sum_{T=-80}^{T=-75,5} (-R_i \Delta_i T) + \sum_{T=-273}^{T=-80} (-R_i \Delta_i T). \quad (3.10)$$

O primeiro termo já foi calculado pelo processo acima descrito dando como resultado:

$$\sum_{T=-75,5}^{T=T_0} (-R_i \Delta_i T) = 136,09 \text{ ly/dia} . \quad (3.11)$$

Para calcular a parte de  $F_{CO_2}$  devida aos níveis acima de 16 km, ou seja, o segundo e terceiro termos da (3.10), procederemos da seguinte maneira: para o cálculo do segundo termo suporemos que a profundidade Óptica de  $CO_2$ , na camada de temperaturas entre  $-75,5^\circ C$  e  $-80^\circ C$ , seja igual àquela a 16 km ( $T=-75,5^\circ C$ ) ou seja  $u_{CO_2} = 123,67 \text{ cm}$  (C.P.P.T.). Recorrendo novamente à Tabela 11 (Elsasser e Culbertson<sup>6</sup>, 1960), determinamos os valores de  $R(u_{CO_2}, T)$  para  $T = -75,5^\circ C$  e  $T = -80^\circ C$ . O valor médio multiplicado pela diferença de temperatura fornece-nos

$$\sum_{T=-80}^{T=-75,5} (-R_i \Delta_i T) = 3,15 \text{ ly/dia} . \quad (3.12)$$

Para o cálculo do terceiro termo, usamos a Tabela 20 da publicação de Elsasser e Culbertson<sup>6</sup> (1960) com  $u_{CO_2} = \log_{10}(123,67)$ , e encontramos

$$\begin{aligned}
 &T=-80 \\
 &\sum (-R_z \Delta_z T) = 24,66 \text{ ly/dia} . \quad (3.13) \\
 &T=-273
 \end{aligned}$$

Somando as três contribuições, obtemos finalmente

$$F_{\text{CO}_2} = 163,90 \text{ ly/dia} = 0,1138 \text{ ly/min.}$$

Podemos agora calcular o valor da constante  $f_2$ , a saber,

$$f_2 = \frac{F_{\text{CO}_2}}{\sigma T^4} = \frac{0,1138}{0,6759} = 0,1694 , \quad (3.14)$$

onde foi considerado o valor da temperatura da superfície dado por London<sup>11</sup>(1952) para o cálculo do fluxo do corpo negro. Este método climatológico da determinação de  $f_2$  deve dar resultados bem aproximados àqueles que se obteriam usando sondagens individuais durante o período de observações do GATE e calculando a média dos parâmetros usados.

Elsasser<sup>5</sup> (1942) indicou um valor da ordem de 0,18 para  $f_2$ , sendo que o valor 0,185 foi indicado mais recentemente por Haltiner e Martin<sup>8</sup> (1957). Estes valores parecem estar baseados na porcentagem da radiação total do corpo negro dentro de um intervalo espectral escolhidosubjetivamente, ao invés de estar nos cálculos de  $F_{\text{CO}_2}$ . A mesma simplificação pode ser aplicada ao fluxo  $F_{\text{OV}}$  duplamente contado devido à superposição de CO<sub>2</sub> e H<sub>2</sub>O, ou seja, podemos escrever

$$F_{\text{OV}} = g_2 (\sigma T^4) = g_2 x_2 . \quad (3.15)$$

De maneira análoga foi calculado  $F_{\text{OV}}$ . Na quarta coluna da Tabela 3.2, temos os valores climatológicos de  $u_{\text{H}_2\text{O}}$  de London<sup>11</sup>(1952), os quais, usados com os valores de  $u_{\text{CO}_2}$  da sétima coluna e com auxílio da Tabela 21, pg. 43, de Elsasser e Culbertson<sup>6</sup> (1960), fornecem os valores de -AR (coluna 10 na Tabela 3.2) necessários para corrigir o fluxo do vapor d'água. Assim, a soma

$$F_{ov} = \Sigma (-\Delta R) (\bar{T}_{i+1/2} - \bar{T}_{i-1/2}) = 10,754 \text{ ly/dia} = 0,00747 \text{ ly/dia} \quad (3.16)$$

fornece o valor do termo  $F_{ov}$ . Considerações semelhantes levam à determinação do valor de  $g_2$ :

$$g_2 = \frac{F_{ov}}{\sigma T^4} = \frac{0,00747}{0,67595} = 0,011 \quad (3.17)$$

Para efeito de comparação fornecemos os valores obtidos por Martin e Palmer<sup>12</sup> (1964):  $f_2 = 0,1687$  e  $g_2 = 0,072$ , ambos para  $50^\circ\text{N}$ . Tendo em vista as Eqs. (3.4) e (3.15), a Eq. (3.3) toma a forma

$$F_d = F_{dw} + (f_2 - g_2)x_2 \quad (3.18)$$

Assim, uma estimativa de  $F_{dw}$  pode ser facilmente convertida numa estimativa do fluxo total atmosférico para baixo,  $F_d$ , com a ajuda dos resultados expressos pelas Eqs. (3.4) e (3.15). Para a estimativa de  $F_{dw}$  e na análise de regressão foram usadas 65 observações, sendo 35 observações do N. Hi. "Sirius", e 30 do N. Oc. "Almirante Saldanha". Dez observações foram retidas para verificação das equações obtidas.

## 4. ANALISE DOS RESULTADOS

### 4.1. Resultados Estatísticos

Além da determinação da melhor solução da regressão linear do tipo da Eq. (3.1), foi também examinada a regressão logarítmica entre as variáveis  $x_1$ ,  $x_2$  e  $x_3$ . A Eq. (3.1) pode ser escrita na forma padronizada:

$$\left(\frac{x_1 - \bar{x}_1}{S_{x_1}}\right) = A_{12.3} \left(\frac{x_2 - \bar{x}_2}{S_{x_2}}\right) + A_{13.2} \left(\frac{x_3 - \bar{x}_3}{S_{x_3}}\right), \quad (4.1)$$

onde  $\bar{x}_i$  representa a média da variável envolvida. Da mesma maneira,

cada  $S_{x_i}$  representa o desvio padrão da variável indicada pela índice  $i$ .

Panofsky e Brier<sup>16</sup> (1958) dão os coeficientes de regressão da (4.1) como segue:

$$A_{12.3} = \frac{r_{12} - r_{13} r_{23}}{1 - r_{23}^2}, \quad A_{13.2} = \frac{r_{13} - r_{12} r_{23}}{1 - r_{23}^2}, \quad (4.2)$$

quando cada variável da Eq.(4.1) é padronizada depois da divisão pelo seu próprio desvio padrão. Nas expressões (4.2), cada  $r_{ij}$  representa um coeficiente de correlação linear ordinária entre as variáveis  $i$  e  $j$ . Para determinar  $r_{ij}$ , calculam-se primeiramente as médias e os desvios padrões de cada uma das variáveis  $x_1$ ,  $x_2$  e  $x_3$ . Estas quantidades assim como os  $r_{ij}$  foram calculados com os dados contidos na Tabela 3.1. Com os valores  $r_{ij}$ , calculamos os coeficientes de correlação parcial  $r_{ij.k}$  e o coeficiente de correlação múltipla  $r_{i.jk}$ . Convém aqui relembrar que 1, 2 e 3 correspondem às variáveis  $x_1$ ,  $x_2$  e  $x_3$ . Os resultados são mostrados nas Tabelas 4.1A a 4.4A.

As equações gerais de regressão são apresentadas a seguir:

$$F_{dw} = 0,575 \sigma T_D^4 + 0,014 \sqrt{e_D} + 0,097, \quad (4.3)$$

$$F_{dw} = 0,519 \sigma T_D^4 + 0,014 \sqrt{e_B} + 0,132, \quad (4.4)$$

$$F_{dw} = 0,240 \sigma T_B^4 + 0,014 \sqrt{e_D} + 0,319, \quad (4.5)$$

$$F_{dw} = 0,090 \sigma T_R^4 + 0,015 \sqrt{e_B} + 0,413, \quad (4.6)$$

onde  $F_{dw}$  é o fluxo da radiação atmosférica devido ao vapor d'água ;  $\sigma T_D^4$ , o fluxo do corpo negro à temperatura do ar no convés;  $\sigma T_B^4$ , o fluxo do corpo negro à temperatura do ar no passadiço;  $e_D$ , a tensão de vapor à temperatura do ar no convés;  $e_B$ , tensão de vapor à temperatura do ar no passadiço; e  $\sigma$ , a constante de Stefan - Boltzmann,  $0,825 \times 10^{-10} \text{ cal.cm}^{-2}.\text{min}^{-1}$  (valor tirado de *International Meteorological Tables*, W. M.O.<sup>25</sup>, (1966)).



Tabela 4.1A - Relações estatísticas sobre  $F_{dw}$ ,  $\sigma T_D^h$  e  $\sqrt{e_D}$

$\bar{x}_1$ ( $\text{ly min}^{-1}$ )	$S_{x_1}$	$\bar{x}_2$ ( $\text{ly min}^{-1}$ )	$S_{x_2}$	$\bar{x}_3$ ( $\text{mb})^{1/2}$	$S_{x_3}$	$r_{12}$	$r_{13}$	$r_{23}$	$r_{12.3}$	$r_{13.2}$	$r_{1.23}$
0,553	0,0093	0,667	0,0065	5,222	0,2177	0,450	0,382	0,147	0,430	0,358	0,552

$x_1 = F_{dw}$  - Fluxo de radiação infravermelha para baixo.

$x_2 = \sigma T_D^h$  - Fluxo do corpo negro à temperatura do convés.

$x_3 = \sqrt{e_D}$  - Raiz quadrada da tensão de vapor à temperatura do convés.

Tabela 4.1B - Relações estatísticas sobre os logaritmos de  $F_{dw}$ ,  $\sigma T_D^h$  e  $\sqrt{e_D}$

$\bar{X}_1$	$S_{X_1}$	$\bar{X}_2$	$S_{X_2}$	$\bar{X}_3$	$S_{X_3}$	$R_{12}$	$R_{13}$	$R_{23}$	$R_{12.3}$	$R_{13.2}$	$R_{1.23}$
$\log(0,553)$	0,0073	$\log(0,667)$	0,0042	$\log(5,222)$	0,0180	0,448	0,379	0,146	0,429	0,354	0,548

$X_1 = \log(F_{dw})$ ,  $X_2 = \log(\sigma T_D^h)$ ,  $X_3 = \log \sqrt{e_D}$

Tabela 4.2A - Relações estatísticas sobre  $F_{dw}$ ,  $\sigma T_D^h$  e  $\sqrt{e_B}$

$\bar{x}_1$ ( $\text{ly min}^{-1}$ )	$S_{x_1}$	$\bar{x}_2$ ( $\text{ly min}^{-1}$ )	$S_{x_2}$	$\bar{x}_3$ ( $\text{mb})^{1/2}$	$S_{x_3}$	$r_{12}$	$r_{13}$	$r_{23}$	$r_{12.3}$	$r_{13.2}$	$r_{1.23}$
0,553	0,0093	0,667	0,0065	5,235	0,2396	0,450	0,450	0,238	0,395	0,396	0,572

$x_1 = F_{dw}$ ,  $x_2 = \sigma T_D^h$ ,  $x_3 = \sqrt{e_B}$  (raiz quadrada da tensão de vapor à temperatura do ar no passado).

Tabela 4.2B - Relações estatísticas sobre os logaritmos de  $F_{dw}$ ,  $\sigma T_D^h$  e  $\sqrt{e_B}$

$\bar{X}_1$	$S_{X_1}$	$\bar{X}_2$	$S_{X_2}$	$\bar{X}_3$	$S_{X_3}$	$R_{12}$	$R_{13}$	$R_{23}$	$R_{12.3}$	$R_{13.2}$	$R_{1.23}$
$\log(0,553)$	0,0073	$\log(0,667)$	0,0042	$\log(5,235)$	0,0196	0,448	0,447	0,235	0,394	0,393	0,569

$X_1 = \log(F_{dw})$ ,  $X_2 = \log(\sigma T_D^h)$ ,  $X_3 = \log \sqrt{e_B}$

Tabela 4.3A - Relações estatísticas sobre  $F_{dw}$ ,  $\sigma T_B^h$  e  $\sqrt{e_D}$

$\bar{x}_1$ ( $\text{ly min}^{-1}$ )	$S_{x_1}$	$\bar{x}_2$ ( $\text{ly min}^{-1}$ )	$S_{x_2}$	$\bar{x}_3$ ( $\text{mb})^{1/2}$	$S_{x_3}$	$r_{12}$	$r_{13}$	$r_{23}$	$r_{12.3}$	$r_{13.2}$	$r_{1.23}$
0,553	0,0093	0,671	0,0099	5,222	0,2177	0,328	0,382	0,221	0,270	0,337	0,457

$x_1 = F_{dw}$ ,  $x_2 = \sigma T_B^h$  (fluxo do corpo mgto à temperatura do passado),  $x_3 = \sqrt{e_D}$ .

Tabela 4.3B - Relações estatísticas sobre log de  $F_{dw}$ ,  $\sigma T_B^h$  e  $\sqrt{e_D}$

$\bar{X}_1$	$S_{X_1}$	$\bar{X}_2$	$S_{X_2}$	$\bar{X}_3$	$S_{X_3}$	$R_{12}$	$R_{13}$	$R_{23}$	$R_{12.3}$	$R_{13.2}$	$R_{1.23}$
$\log(0,553)$	0,0073	$\log(0,671)$	0,0064	$\log(5,222)$	0,0180	0,328	0,379	0,221	0,270	0,332	0,454

$X_1 = \log(F_{dw})$ ,  $X_2 = \log(\sigma T_B^h)$ ,  $X_3 = \log \sqrt{e_D}$

Tabela 4.4A - Relações estatísticas sobre  $F_{dw}$ ,  $\sigma_{TB}^4$  e  $\sqrt{e_B}$

$\bar{x}_1$	$S_{x_1}$	$\bar{x}_2$	$S_{x_2}$	$\bar{x}_3$	$S_{x_3}$	$r_{12}$	$r_{13}$	$r_{23}$	$r_{12,3}$	$r_{13,2}$	$r_{1,2,3}$
0,553	0,0093	0,671	0,0099	5,235	0,2396	0,328	0,450	0,590	0,087	0,337	0,457

$$x_1 = F_{dw}, x_2 = \sigma_{TB}^4, x_3 = \sqrt{e_B}$$

Tabela 4.4B - Relações estatísticas sobre  $\log F_{dw}$ ,  $\sigma_{TB}^4$  e  $\sqrt{e_B}$

$X_1$	$S_{X_1}$	$\bar{X}_2$	$S_{X_2}$	$\bar{X}_3$	$S_{X_3}$	$R_{12}$	$R_{13}$	$R_{23}$	$R_{12,3}$	$R_{13,2}$	$R_{1,2,3}$
$\log(0,553)$	0,0073	$\log(0,671)$	0,0064	$\log(5,235)$	0,0196	0,328	0,447	0,583	0,093	0,333	0,454

$$X_1 = \log(F_{dw}), X_2 = \log(\sigma_{TB}^4), X_3 = \log(\sqrt{e_B})$$

As Eqs. (4.3) a (4.6) podem ser obtidas se substituirmos na sua Eq. (4.1) os valores das Tabelas 4.1A a 4.4A, e calcularmos os coeficientes nas expressões (4.2). Por outro lado, se fatorarmos as Eqs. 4.3 a 4.6, colocando  $x_2$  em evidência e usando  $\bar{x}_2$ , sempre que o mesmo ocorrer no denominador, teremos os resultados:

$$F_{dw} = \sigma_{TD}^4 (0,721 + 0,021 \sqrt{e_D}) , \quad (4.7)$$

$$F_{dw} = \sigma_{TD}^4 (0,718 + 0,021 \sqrt{e_B}) , \quad (4.8)$$

$$F_{dw} = \sigma_{TB}^4 (0,716 + 0,021 \sqrt{e_D}) , \quad (4.9)$$

$$F_{dw} = \sigma_{TB}^4 (0,705 + 0,022 \sqrt{e_R}) , \quad (4.10)$$

que são equações do tipo (1.1) proposto por Brunt. Como já dissemos, também foi efetuada uma análise para as variáveis  $\log x_i$ . Para simplificar, usamos a notação  $X_i = \log x_i$ ,  $i = 1, 2, 3$ . Analogamente usaremos as letras maiúsculas correspondentes para denotar os elementos estatísticos no caso logarítmico. Por exemplo, no caso dos coe-

coeficientes de correlação ordinários e de regressão, estes serão representados por  $R_{i.j}$  e  $B_{i.j.k}$ . As correspondentes equações de regressão são lineares nas novas variáveis, e podem similarmente ser escritas sob a forma

$$\frac{X_1 - \bar{X}_1}{S_{X_1}} = B_{12.3} \frac{X_2 - \bar{X}_2}{S_{X_2}} + B_{13.2} \frac{X_3 - \bar{X}_3}{S_{X_3}}, \quad (4.11)$$

onde os  $B_{i.j.k}$  da Eq. (4.11) são obtidos por equações análogas às expressões (4.2), com ajuda das Tabelas 4.1B a 4.4B. Teremos

$$X_1^i = 0,401 X_2^i + 0,320 X_3^i, \quad (4.12)$$

$$X_1^i = 0,266 X_2^i + 0,521 X_3^i, \quad (4.13)$$

$$X_1^i = 0,257 X_2^i + 0,322 X_3^i, \quad (4.14)$$

$$X_1^i = 0,102 X_2^i + 0,387 X_3^i, \quad (4.15)$$

onde

$$X_i^i = \frac{(X_i - \bar{X}_i)}{S_{X_i}} \quad (4.16)$$

Finalmente desde que conheçamos todos os valores de  $\bar{X}_1, \bar{X}_2, \bar{X}_3$ , e  $S_{X_1}, S_{X_2}, S_{X_3}$  (Tabelas 4.1B a 4.4B) e desde que

$$X_i^i = \frac{X_i - \bar{X}_i}{S_{X_i}} = \log \left( \frac{\bar{X}_i}{X_i} \right)^{1/S_{X_i}}, \quad \text{com } i = 1, 2, 3. \quad (4.17)$$

As Eqs. (4.2) a (4.15) podem ser postas sob a forma

$$\frac{F_{dw}}{0,553} = \left( \frac{\sigma T^4}{D} \right) 0,697 \left( \frac{\sqrt{e_D}}{D} \right) 0,130, \quad (4.18)$$

$$\frac{F_{dw}}{0,553} = \left( \frac{\sigma T_D^4}{0,667} \right)^{0,462} \left( \frac{\sqrt{e_B}}{5,235} \right)^{0,194}, \quad (4.19)$$

$$\frac{F_{dw}}{0,553} = \left( \frac{\sigma T_B^4}{0,671} \right)^{0,293} \left( \frac{\sqrt{e_D}}{5,222} \right)^{0,131}, \quad (4.20)$$

$$\frac{F_{dw}}{0,553} = \left( \frac{\sigma T_B^4}{0,671} \right)^{0,116} \left( \frac{\sqrt{e_B}}{5,235} \right)^{0,144}. \quad (4.21)$$

Deve-se notar que as Eqs. (4.18) a (4.21) não estão mais na forma padrão por que as médias e os desvios padrões apropriados foram empregados para transformar as Eqs. (4.12)-(4.15) nas Eqs. (4.18) a (4.21).

A razão para o exame da regressão logarítmica, além da linear, reside no fato de que Swinbank<sup>21</sup> (1963) encontrou correlações um pouco melhores para o caso logarítmico. O presente estudo não apresenta correlações logarítmicas maiores que as lineares. Devido às considerações sobre os testes de significância dada na Seção seguinte, as Eqs. (4.18) a (4.21) não confirmam o resultado de Swinbank<sup>21</sup> (1963) de que o fluxo de onda longa da atmosfera é proporcional a  $T^6$ . Isto pelo menos no que diz respeito ao vapor d'água e às amostras aqui apresentadas.

Foram tentadas outras regressões, tanto lineares como logarítmicas, envolvendo como variáveis independentes outros parâmetros meteorológicos de superfície, tais como:  $\sigma T_w^4$ , fluxo do corpo negro à temperatura da superfície do mar;  $e_{sw}$ , tensão de vapor d'água de saturação à temperatura da superfície do mar; e  $(e_{sw} - e)$ , diferença entre a tensão de vapor de saturação à temperatura da superfície do mar e a tensão de vapor à temperatura do ar. Tais análises não produziram bons resultados.

Trataremos agora das inferências estatísticas que dizem respeito à capacidade relativa das variáveis independentes, em (4.3) a (4.6), e (4.12) a (4.15), de explicar a variância da variável dependente.

## 4.2. Inferências Estatísticas

Vamos agora examinar a questão de uma especificação significativa de  $F_{dw}$  através das variáveis independentes  $x_2 = \sigma T^h$  e  $x_3 = \sqrt{e}$ . A variável  $\sqrt{e}$  é aqui considerada a segunda na análise estatística. Portanto, primeiramente usemos a Eq. (4.1) com  $x_2$  aparecendo como a Única variável independente. O teste estatístico F para este caso de 1 e 63 graus de liberdade pode ser definido como:

$$F_{1,63} = \frac{\text{quadrado médio explicado pela regressão}}{\text{quadrado médio não explicado}},$$

ou seja

$$F_{1,63} = \frac{r_{12}^2}{1 - r_{12}^2} \cdot \frac{63}{1}. \quad (4.22)$$

A raiz quadrada do valor de  $F_{1,63}$  é dada por

$$\sqrt{F_{1,63}} = \frac{r_{12}}{\hat{S}_{1,2}}, \quad \hat{S}_{1,2}^2 = \frac{1 - r_{12}^2}{63}. \quad (4.23)$$

Os valores de  $F$  assim como os níveis de significância estão apresentados na Tabela 4.5 para as quatro equações de (4.3) a (4.6), na segunda e terceira colunas. O valor de  $\hat{S}_{1,2}$  satisfazendo (4.22) e (4.23) está acima do nível de confiança de 90% (Tabela 4.5, colunas 2a. e 3a.). O símbolo  $\hat{S}_{1,2}$  representa uma estimativa "unbiased" (não tendenciosa) do erro padrão de estimativa de  $F_{dw}$ , quando  $x_2$  é o Único predictor na equação de regressão.

Vamos agora analisar a contribuição da variável  $x_3 = \sqrt{e}$ , dando uma variância explicada adicional de  $F_{dw}$  (além daquela explicada por  $x_2 = \sigma T^h$ ). Isto pode ser estimado pelo teste F usando a seguinte relação:

$$F'_{1,62} = \frac{r_{1,23}^2 - r_{12}^2}{1 - r_{1,23}^2} \cdot \frac{62}{1}; \quad (4.24)$$

Tabela 4.5 - Níveis de significância

EQUAÇÕES	$F'_{1.63}$	A.L.C.	$F'_{1.62}$	A.L.C.	$F'_{2.62}$	A.L.C.
4.3	4,00	95%	3,02	90%	3,69	95%
4.4	4,00	95%	3,38	90%	3,85	97,5%
4.5	2,76	90%	2,82	90%	2,86	90%
4.6	2,76	90%	2,82	90%	2,86	90%

A.L.C.: Acima do Limite de Confiança

os valores de  $F'_{1.62}$  e os níveis de confiança se encontram na Tabela 4.5 na 4a. e 5a. colunas.

Finalmente, consideramos o valor de  $F'_{2.62}$  devido às equações de regressão multivariacional (4.3) a (4.6). Neste caso,  $F'_{2.62}$  é dado por Anderson<sup>1</sup> (1960) :

$$F'_{2.62} = \frac{r^2_{1.23}}{1 - r^2_{1.23}} \cdot \frac{62}{2} \quad (4.25)$$

Esses resultados também comparecem na Tabela 4.5 na 6a. e 7a. colunas. Dos resultados obtidos, podemos concluir que todas as quatro equações de regressão multivariacional estão acima do nível de significância de 90%. Uma análise similar foi efetuada para o caso logarítmico dando resultados acima de 90% de significância.

### 4.3. Verificação das Equações multivariacionais

Com o intuito de verificar a precisão das estimativas de  $F_{dw}$ , através das equações obtidas, foi elaborada a Tabela 4.6. Isto foi realizado com os dez valores calculados de  $F_{dw}$  e os correspondentes parâmetros

Tabela 4.6 - Comparação entre  $F_{dw}$  calculado pelo método de Elsasser e pelas equações de regressão múltipla.

observações de Superfície				$F_{dw}$ Método de Elsasser	$F_{dw}$ - Equações de Previsão				Erro Percentual (%)			
$T_D$	$\sqrt{e_D}$	$T_B$	$\sqrt{e_B}$		1	2	3	4	1	2	3	4
26,0*	5,121*	28,4*	5,493*	0,5260	0,5487	0,5518	0,5546	0,5568	-4,32	-4,90	-5,44	-5,86
27,0	5,241	29,0	5,553	0,5598	0,5556	0,5573	0,5574	0,5582	0,75	0,45	0,43	0,29
27,0	5,308	27,4	5,369	0,5614	0,5564	0,5547	0,5549	0,5541	0,89	1,19	1,16	1,30
27,0	4,997	28,1	5,158	0,5489	0,5520	0,5517	0,5520	0,5515	-0,56	-0,51	-0,56	-0,47
27,5	5,248	28,2	5,355	0,5624	0,5556	0,5601	0,5558	0,5546	1,21	0,25	1,17	1,39
26,4	5,182	26,4	5,273	0,5570	0,5515	0,5506	0,5510	0,5519	0,99	1,15	1,08	0,92
25,5	5,174	25,5	5,375	0,5392	0,5469	0,5479	0,5490	0,5527	-1,43	-1,61	-1,82	-2,50
26,6	4,795	26,6	4,873	0,5410	0,5471	0,5459	0,5460	0,5460	-1,13	-0,91	-0,92	-0,92
26,2	5,085	26,1	5,211	0,5555	0,5492	0,5488	0,5490	0,5507	1,13	1,21	1,17	0,86
26,4	4,979	26,4	5,096	0,5507	0,5487	0,5481	0,5481	0,5492	0,36	0,47	0,47	0,27

\* Observações duvidosas

$$1. F_{dw} = 0,575 \sigma T_D^4 + 0,014 \sqrt{e_D} + 0,097 \quad (4.3)$$

$$2. F_{dw} = 0,519 \sigma T_D^4 + 0,014 \sqrt{e_B} + 0,132 \quad (4.4)$$

$$3. F_{d,l} = 0,240 \sigma T_B^4 + 0,014 \sqrt{e_D} + 0,319 \quad (4.5)$$

$$4. F_{ow} = 0,090 \sigma T_B^4 + 0,015 \sqrt{e_B} + 0,413 \quad (4.6)$$

meteorológicos que foram inicialmente separados para verificação. Baseados nas análises estatísticas prévias e no exame das equações, concluímos que as quatro Eqs. (4.3) a (4.6) dão bons resultados para o cálculo de  $F_{dw}$ , ou seja, podemos usar os parâmetros meteorológicos, quer do convés, quer do passado. Analisando, porém, o erro percentual da Tabela 4.6, verificamos que as melhores estimativas são obtidas com as equações (4.3) e (4.6). As equações na forma multivariacional são superiores, na avaliação de  $F_{dw}$ , às Eqs. (4.7) a (4.10) na forma de Brunt. Isto nos leva a concluir que a inclusão de uma variável da umidade, na forma  $\sqrt{e}$  ou  $\log \sqrt{e}$ , fornece significantes informações estatísticas de  $F_{dw}$ , com altos níveis de confiança.

Várias regressões multivariacionais foram efetuadas envolvendo parâmetros meteorológicos de superfície. Como ponto inicial, na escolha da melhor equação dentre as diversas analisadas, o critério usado foi o coeficiente de correlação parcial e os coeficientes de correlação simples. Porém, ao colocar em gráfico as observações e as equações de regressão escolhidas segundo este critério, algumas das equações não se ajustaram bem aos pontos e apresentavam valores razoáveis de coeficientes de correlação, o que nos levou a concluir que somente os coeficientes de correlação não satisfaziam a exigência da escolha da melhor equação de previsão. Decidiu-se então calcular a "porcentagem da soma total dos quadrados" assim definida:

$$p = 100 \frac{\sum (x_1)_{\text{calc.}}^2 - \frac{\{\sum (x_1)_{\text{calc.}}\}^2}{N}}{\sum (x_1)_{\text{obs.}}^2 - \frac{\{\sum (x_1)_{\text{obs.}}\}^2}{N}}$$

onde  $(x_1)_{\text{calc.}}$  é a variável predicante calculada;  $(x_1)_{\text{obs.}}$ , a variável predicante observada, e N o número total de observações, a maior porcentagem correspondendo a equação de melhor estimativa. Baseados então nos três argumentos: valores de  $rr$ , dos  $pp$  e no gráfico, foram escolhidas as Eqs. (4.3) a (4.6).

A Figura 1 mostra que a relação entre  $F_{dw}/\sigma T^4$  é uma função da ten-



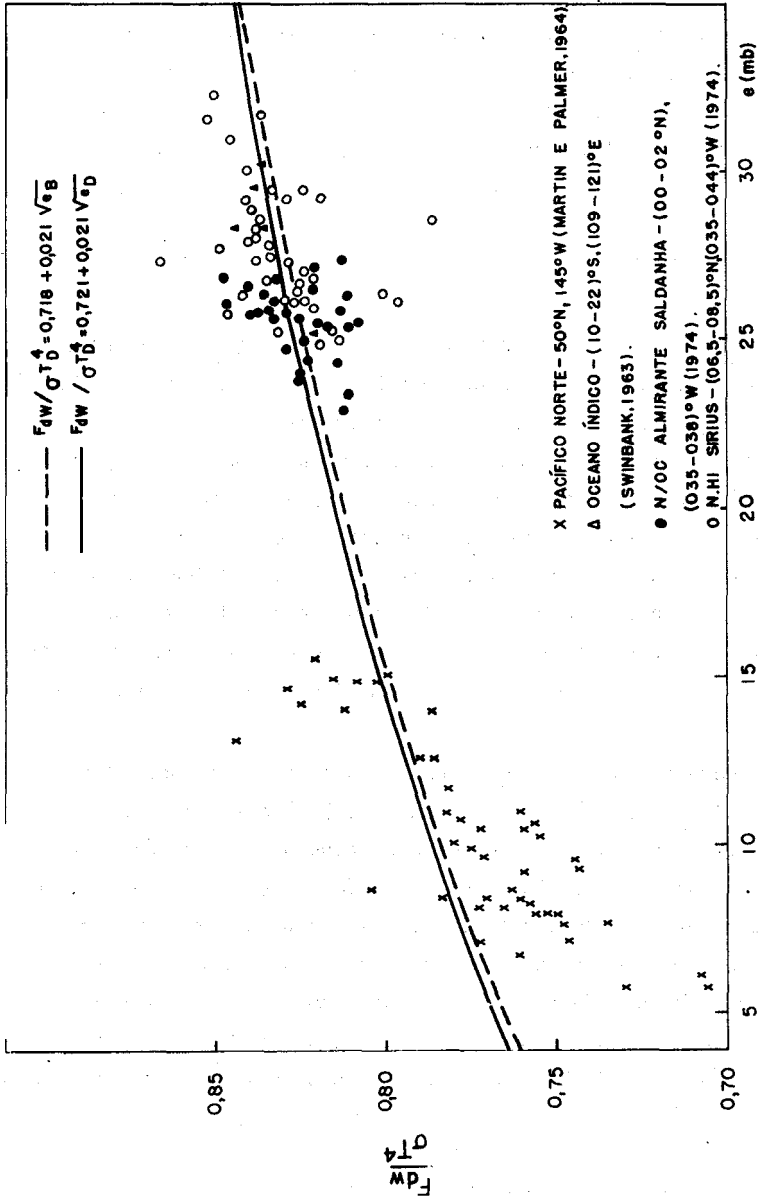


Fig.1 - Dependência da emissividade atmosférica com a pressão de vapor d'água, de acordo com dados colhidos no Pacífico Norte, Oceano Índico e Oceano Atlântico tropical.

são de vapor e, para latitudes tropicais. Na mesma figura estão superpostos os dados de Martin e Palmer<sup>12</sup>(1964) para latitude média. Estes dados estão muito dispersos ao longo das curvas. Sabe-se que nas latitudes mais altas a umidade específica é mais baixa. Pode-se também ajustar uma curva separada aos dados de Martin e Palmer. Esses dois conjuntos de dados justificam plenamente a inclusão do termo  $\sqrt{e}$  nas equações de regressão múltipla para estimativa de  $F_{dw}$ . A Fig.1 corrobora a assertiva de Kondratyev<sup>9</sup>, 1969 (vide Figura 9.7, p.580).

#### 4.4. Discussão dos Resultados

A quantidade  $F_{dw}/\sigma T^4$  foi definida como "emissividade efetiva da atmosfera devida ao vapor d'água ( $\epsilon$ )", por Brunt<sup>2</sup> (1932) que nega qualquer dependência de  $\epsilon$  com a temperatura  $T$ . No caso de uma atmosfera infinita isotérmica,  $\epsilon$  tenderia para a unidade. Por outro lado, para uma atmosfera isotérmica limitada,  $\epsilon$  seria menor que a unidade e independente da temperatura se a atmosfera se comportasse como um corpo cinza. Em qualquer outra circunstância, que inclua a atmosfera real,  $\epsilon$  deve, em princípio, ser dependente da temperatura. A dependência pode ser pequena de acordo com o espectro do vapor d'água, e pode aparecer implicitamente nas relações empíricas. Estes fatos serão abordados nesta discussão.

Discutiremos agora os fatores que podem influenciar a variabilidade de  $a$  e  $b$  na Eq.(1.1) de Brunt<sup>2</sup> (1932). Deacon (1970) examinou a existência do efeito da altura da estação sobre as constantes das fórmulas empíricas utilizadas, e concluiu existir uma dependência. Dessa análise infere-se que os valores da constante  $h$ , nas fórmulas do tipo de Brunt<sup>2</sup> (1932), devem ser maiores para estações mais altas e menores para as mais baixas. Este resultado é comprovado se compararmos os resultados da Tabela 4.7, para estações em terra, com os resultados do presente trabalho, Eqs. (4.7) a (4.10), onde temos o menor valor de  $b$ , para uma estação ao nível do mar.

É difícil se ter condições "ideais" de céu limpo nos trópicos. Nas observações assumidas ideais, de radio-sonda, alguns cirrus ou névoa leve podem ocorrer, sem que o fato seja mencionado. A natureza da névoa

Tabela 4.7 - Valores compilados das constantes  $a$  e  $b$  na fórmula de Brunt,

$$F_{dw} = \sigma T^4 (a + b \sqrt{e})$$

AUTOR	ANO	$a$	$b$
Angström, Algeria	1915	0,48	0,058
Angström, California	1915	0,50	0,032
Kimball, Washington, O.C.	1918	0,44	0,061
Asklef, Suecia	1928	0,43	0,082
Robitsch, Alemanha	1926	0,34	0,110
Dines, Inglaterra	1927	0,53	0,065
Boutario, França	1932	0,60	0,042
Ramanathan e Desai, India	1932	0,55	0,038
Eckel, Austria	1934	0,47	0,063
Raman, India	1935	0,62	0,029
Brunt, Inglaterra	1940	0,52	0,065
Lutherstein e Chednovsky	1946	0,552	0,064
Chumanova, Russia	1947	0,624	0,043
Berland e Berland, Russia	1952	0,610	0,058
De Coster e Shlepp, Leopoldville	1957	0,645	0,055
Gross e Brooks	1957	0,660	0,039
Harshunova, Russia	1961	0,605-0,695	0,040-0,078
Monteith	1961	0,530	0,065
Swinbank, Australia e O. Tndico	1963	0,64	0,037
Viswanadham, India	1970	0,62-0,66	0,042-0,052
		$\bar{a} = 0,552$ $S_a = 0,089$	$\bar{b} = 0,056$ $S_b = 0,019$

NOTA: O período anterior a Brunt<sup>2</sup> (1932) mostra o autor das medidas e o ano em que foram efetuadas.

$S_a$  : Desvio padrão de "a" .  $S_b$  : Desvio padrão de "b" .

não é definitivamente conhecida, sendo geralmente classificada como uma mistura de diminutas gotas d'água e aerossóis. O efeito da névoa na presença de um "lapse rate" positivo é de diminuir moderadamente a irradiância infravermelha para cima, enquanto que aumenta a irradiância infravermelha para baixo (Viswanadham<sup>24</sup>, 1972). Assim, se o efeito da névoa e das finas camadas de cirrus é importante na radiação incidente para baixo, conseqüentemente o é na determinação dos coeficientes das equações empíricas. Esse efeito da névoa foi observado em algumas estações durante o GATE, a bordo do "Sirius", geralmente à noite, coincidindo com temperaturas do ar superiores à temperatura da superfície do mar.

A título de exemplo, damos abaixo uma das equações de regressão multi-

variacional derivada neste trabalho para latitudes tropicais (Oceano Atlântico):

$$F_{dw} = 0,575 \sigma T_D^4 + 0,014 \sqrt{e_D} + 0,097 ,$$

e a equação similar devida a Martin e Palmer<sup>12</sup> (1964) para latitudes médias no Oceano Pacífico:

$$F_{dw} = 0,577 \sigma T_D^4 + 0,041 \sqrt{e_D} - 0,027 .$$

Baseado nestas duas equações e nas Figuras 1 e 2, podemos concluir a dependência das constantes a e b, das fórmulas empíricas, também com a latitude. Essa dependência deve-se às diferentes distribuições de temperatura e umidade nas 5 diferentes latitudes. Assim, quando se comparam os dados a 50°N, no Oceano Pacífico, com os dados de 0° a 8° N no Oceano Atlântico e com aqueles de 10°S a 22°S no Oceano Índico, observa-se que a reta para se ajustar somente aos dados de 50°N teria que ser mais inclinada, dando conseqüentemente um coeficiente angular maior. Por outro lado, os dados do Oceano Índico estão no mesmo agrupamento de dados do Oceano Atlântico, o que nos levaria a dizer que a variação de a e b com a latitude é lenta.

As fórmulas para a radiação do céu que foram aqui propostas não levaram em consideração a existência de inversões próximas à superfície. Estamos propensos a pensar que uma melhor apresentação de dados empíricos, por meio de tais fórmulas, poderia ser obtida se o caso da inversão fosse tratado separadamente. O decréscimo da umidade e temperatura com a altura, em uma atmosfera média, é aproximadamente regular e uniforme; é portanto, compreensível que a radiação média do céu possa ser aproximada por uma função simples da temperatura e umidade próximo à superfície. Não devemos esperar, todavia, que tal fórmula se aplique, sem correções posteriores, nos casos onde uma forte inversão está presente nas camadas mais baixas da atmosfera. Até agora esse problema não foi, aparentemente, investigado.

Com inversões bem desenvolvidas, as diferenças em  $F_d$  podem ser grandes (-0.043 cal/min); estas diferenças estão de acordo com os valores in-

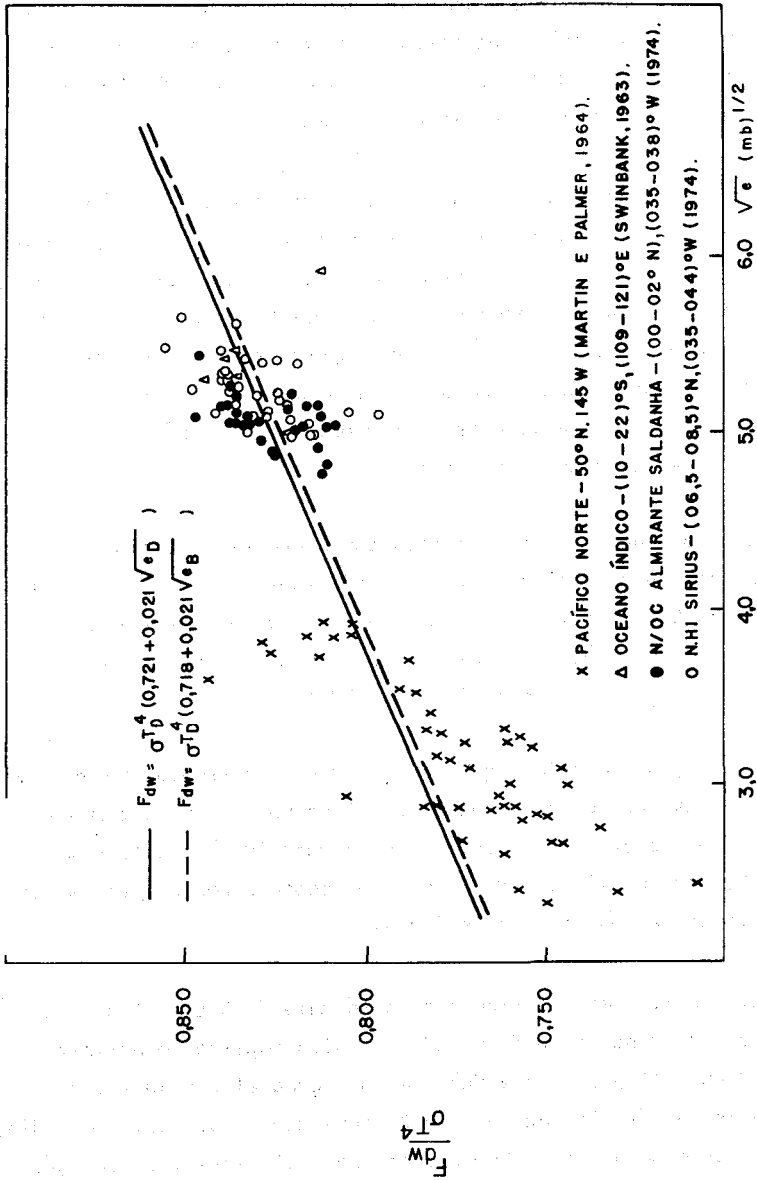


Fig. 2 - Gráfico da relação de Brunt determinada a partir de dados coletados no Oceano Atlântico tropical.

dividuais de Monteith<sup>14</sup>(1964). As considerações acima não se aplicam nos oceanos. Este fato é justificado por Monteith na discussão de trabalho de Swinbank<sup>22</sup>(1964). A inversão não ocorre sobre o oceano porque, ao contrário da superfície da terra cujo valor do calor específico é baixo comparado ao da água do mar, a energia armazenada durante o dia é liberada mais lentamente durante a noite.

O fenômeno acima mencionado, observado durante o GATE, não deve ser encarado como uma inversão no sentido estrito da palavra. Primeiro, porque abrangia uma fina camada da atmosfera, ou seja os primeiros 20m. Em segundo lugar, a diferença de temperatura do ar e a da superfície do mar raramente excedia de 2°C, sendo apenas suficiente para condensar parte da grande quantidade de vapor d'água próximo da superfície. Isto não quer dizer que valores duvidosos, todavia, não venham a ser obtidos por causa da névoa formada.

As fórmulas obtidas são consistentes com o que se discutiu até agora sobre as constantes  $a$  e  $b$ , pois: o coeficiente  $b$  apresenta o mesmo valor, ou seja 0,021; apresenta também o menor valor determinado, que corresponde a uma estação ao nível do mar; e o coeficiente  $a$  assume valores aproximados que variam de 0,705 a 0,721.

Como já vimos, as fórmulas aqui desenvolvidas apresentam baixos valores de  $b$ ; conseqüentemente, quando consideramos  $e = 0$ , obtemos um valor de  $F_d$  bem maior que o previsto por Brunt<sup>2</sup>(1932) e outros para o termo " $a\sigma T^4$ ". Para explicação deste efeito, podemos nos basear na opacidade da camada atmosférica superficial.

Uma justificativa teórica rigorosa da fórmula de Brunt ainda não foi conseguida. A principal dificuldade tem sido explicar o primeiro termo, " $a\sigma T^4$ ". Brunt<sup>2</sup> (1932) afirma "não ser de forma alguma justificável interpretar-se a fórmula, quando  $e = 0$ , tomando-se  $a\sigma T^4$  como a radiação devida somente ao ar seco. Com efeito, se assim fosse, a radiação do ar seco excederia aquela da vapor d'água na atmosfera, e todas as evidências apontam a falsidade de tal suposição".

Elsasser<sup>5</sup> (1942), realizando medidas da emissão de várias colunas at-

mosféricas, encontrou que **UM** coluna contendo 1/3 cm de vapor d'água precipitável tem **uma** emissividade efetiva de aproximadamente 0,5. Para **uma** estação ao nível do ar, esta quantidade de vapor d'água é contida em **uma** coluna vertical de somente algumas dezenas de metros de altura.

Portanto, a fórmula de Brunt, reduzida ao primeiro termo,  $F_d = \alpha \sigma T^h$ , com  $e = 0$ , não deve ser interpretada com a radiação devida ao ar seco somente, mas como a radiação das linhas espectrais individuais do  $H_2O$  e  $CO_2$  dentro das quais a absorção é suficientemente alta, mesmo nos dias mais secos, para tornar opaca a camada atmosférica próxima da superfície, camada essa cuja temperatura efetiva pode ser considerada como substancialmente igual à temperatura do ar na superfície (Strong<sup>20</sup>, 1941).

## 5. CONCLUSOES E SUGESTÕES

No presente trabalho, foi efetuada uma análise de regressão linear multivariacional para os valores calculados de fluxo para baixo devido à emissão pelo vapor d'água, usando  $\sigma T^h$  e  $\sqrt{e}$  com variáveis independentes. A análise desses dados oceânicos corroborou a hipótese da dependência entre  $F_{dw}$ ,  $T$  e  $e$ , evidenciando a existência de uma relação do tipo  $F_{dw}/\sigma T^h = f(e)$ , conforme a Fig. 1. Essa análise forneceu os seguintes coeficientes de correlação parcial, para medidas tomadas na altura do convés do navio e do passadiço,

$$F_{dw}, \sqrt{e}_D (T_D = \text{cte}) = 0,552, \quad F_{dw}, \sqrt{e}_B (T_B = \text{cte}) = 0,457,$$

que são superiores ao obtido por Swinbank<sup>21</sup> (1963):

$$F_{dw}, \sqrt{e} (T = \text{cte}) = 0,162.$$

De maneira geral, pode-se dizer que a variação dos coeficientes  $a$  e  $b$  com a latitude, na expressão de Brunt<sup>2</sup> (1932), é devida a diferenças de lugar para lugar na distribuição de temperatura e umidade, e não a qualquer diferença básica quanto à natureza da radiação incidente. Poder-se-ia dizer que o grau e a natureza das correlações entre  $F_{dw}$ ,  $T$  e  $\sqrt{e}$  dependem daquelas que existem entre a temperatura e umidade. Onde a

correlação entre elas for baixa, a correlação verdadeira entre  $F_{dw}$  e as variáveis meteorológicas será enfraquecida.

Com vistas ao estudo da variabilidade das constantes  $a$  e  $b$ , sugerem-se observações radiométricas e de radio-sondagens simultâneas, em diferentes latitudes. Seria conveniente ainda a comparação das observações radiométricas com os valores de  $F_d$  calculados mediante o uso das diversas técnicas descritas. Cremos que, por tais comparações, poderíamos obter o grau de aproximação conseguido em cada método, assim como dar uma solução definitiva para as especulações sobre as variações de  $a$  e  $b$  na fórmula de Brunt<sup>2</sup> (1932). Sugerimos, também, que sejam apresentadas fórmulas para o cálculo do fluxo total  $F_d$ , isto é, fórmulas que levem em conta as parcelas deste fluxo devidas à presença de  $CO_2$  isolado e sobreposto ao vapor d'água, e que as constantes denotadas por  $f_2$  e  $g_2$  sejam determinadas para diferentes latitudes. Outra conclusão interessante é que o uso de observações meteorológicas, quer no passado quer no convés, não determinam grandes variações na estimativa de  $F_{dw}$ , sendo a diferença entre elas menor que 3%. A comparação das equações em cada caso do nosso estudo mostram que, independentemente do local de observação, as estimativas de  $F_{dw}$  mediante o emprego das fórmulas

$$F_{dw} = 0,575 \sigma T_D^4 + 0,014 \sqrt{e_D} + 0,097 ,$$

e

$$F_{dw} = 0,090 \sigma T_B^4 + 0,015 \sqrt{e_B} + 0,413 ,$$

fornecem valores de  $F_{dw}$  com desvios padrões menores que  $0.0093 \text{ cal.cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$ .

No presente estudo não ficou comprovado que correlações logarítmicas sejam melhores do que as lineares e, portanto, não foi confirmado o resultado de Swinbank<sup>21</sup> (1963) de que o fluxo de onda longa da atmosfera seria proporcional a  $T^6$ . Pudemos também concluir que a inclusão de uma variável da umidade na forma  $x_3 = \sqrt{e}$  fornece uma informação de significância estatística de  $F_{dw}$  com alto nível de confiança, ou seja, que as equações multivariacionais fornecem uma melhor estimativa do que as equações na forma de Brunt<sup>2</sup> (1932).



Os autores expressam os mais profundos agradecimentos ao Dr. Fernando de Mendonça e ao Dr. Luiz Gylvan Meira Filho, do Instituto de Pesquisas Espaciais, pelas valiosas sugestões e amparo durante a realização da pesquisa, assim como ao Instituto Oceanográfico e Departamento de Hidráulica da Universidade de São Paulo, pelas facilidades no uso de equipamentos e instalações. Especial reconhecimento é devido aos oficiais da Diretoria de Hidrografia e Navegação pela cobertura e hospitalidade durante as missões do experimento GATE. Extendemos também os nossos agradecimentos ao Sr. Renê Antonio Novaes do programa de Sensoriamento Remoto (SERE - INPE), e Sr. Renato Herz pelo auxílio prestado na revisão dos originais; ao Sr. Domingos Nicolli pelo trabalho de revisão dos originais, e à Srta. Luiza Maria Assumpção pelo trabalho de datilografia e ao Sr. Paulo Celso da Silva pela feitura dos desenhos.

#### BIBLIOGRAFIA

1. Anderson, T.W. - *An Introduction to Multivariate Statistical Analysis* (New York, John Wiley and Sons, 1960).
2. Brunt, D. - *Notes on Radiation in the Atmosphere*, Quart. Journ. Roy. Met. Soc., 58 : 389, 1932.
3. Deacon, E. L. - *The Derivation of Swinbank's Long-Wave Radiation Formula*, Quart. Journ. Met. Soc., 96:313, 1970.
4. Dines, W.H e Dines, L.H.G. - *Monthly Mean Values of Radiation from Various Points of the Sky at Benson, Oxfordshire*; Memoirs Roy. Met. Soc., 2(11):1-8, 1927.
5. Elsasser, W.M. - *Heat Transfer by Infrared Radiation in the Atmosphere*, Harvard Met. Studies, 6 107, 1942.
6. Elsasser, W.M. e Culbertson, M.F. - *Atmospheric Radiation Tables* ; Boston, American Meteorological Society, 1960 (Meteorological Monographs, 4).
7. Goody, R.M. - *Atmospheric Radiation, I. Theoretical Basis* (London, Oxford University Press, 1964).
8. Haltiner, G. J. e Martin, F. L. - *Dynamical and Physical Meteorology* (New York, Mc Graw-Hill Book, 1957).
9. Kondratyev, K. Ya. - *Radiation in the Atmosphere* (Academic Press, New York, 1969).

10. Löhnquist, O. - *Synthetic Formulae for Estimating Effective Radiation to a Cloudless Sky and their Usefulness in Comparing Various Estimation Procedures*; Arkiv für Geofysik, 2:245 - 294, 1954.
11. London, J. - *The Distribution of Radiational Temperature Change in the Northern Hemisphere during March*; J. Meteor., 9:145 - 151, 1952.
12. Martin, F.L. e Palmer, W.C. - *Statistical Estimates of Computed Water-Vapor Radiative Flux from Clear Skies at an Oceanic Location*; J. Appl. Meteor., 3:780-787, 1964.
13. Monin, A.S. - *Weather Forecasting as a Problem in Physics* (Cambridge, MIT Press, 1972).
14. Monteith, J.L. - *Long-Wave Radiation from Clear Skies*, Quart. Journ. Roy. Met. Soc., 90:488 - 493, 1964.
15. Panofsky, H.A. e Brier, G. W. - *Some Applications of Statistics to Meteorology* (Pennsylvania, The Pennsylvania State University, 1968).
16. Petterssen, S. - *Weather Analysis and Forecasting* (New York, McGraw-Hill Book, 1956).
17. Robinson, G.D. - *Notes on the Measurement and Estimation of Atmospheric Radiation - Part II*; Quart. Journ. Roy. Meteor. Soc., 76:37-51, 1950.
18. Simpson, G.C. - *Some Studies in Terrestrial Radiation*; Mem. Roy. Met. Soc., 2(16):69, 1928.
19. Staley, D.O. e Jurica, G.M. - *Effective Atmospheric Emissivity under Clear Skies*; J. Appl. Meteor., 11:349 - 356, 1972.
20. Strong, J. - *Study of Atmospheric Absorption and Emission in the Infrared Spectrum*; J. Franklin Institute, 232(1):1 - 22, 1941.
21. Swinbank, W.C. - *Long-Wave Radiation from Clear Skies*; Quart. Journ. Roy. Met. Soc., 89(381) 339 - 348, 1963.
22. Swinbank, W.C. - *Long-Wave Radiation from Clear Skies*; Quart. Journ. Roy. Meteor. Soc., 90:488 - 493, 1964.
23. United States Government - *U.S. Standard Atmosphere*. (The United States Government Printing Office Publication, COESA, 1962).
24. Viswanadham, Y. - *Infrared Flux and Flux Divergence in a Clear Tropical Southern Atmosphere*; INPE-223-R1/024, São José dos Campos, 1972.
25. WMO - *International Meteorological Tables*; Geneva, 1966. (WMO-no. 188-TP.94).
26. WMO - *Guide to Meteorological Instrument and Observing Practice*; Geneva, 1969. (WMO-no.8.TP.3).