

SOCIEDADE BRASILEIRA DE AGROMETEOROLOGIA

Instituto Agronômico - C.P. 28 - Campinas (SP)

BOLETIM TÉCNICO Nº 4

RADIAÇÃO DE ONDA LONGA
UTILIZANDO OBSERVAÇÕES DE SUPERFÍCIE
NA REGIÃO DE TUCURUI - PARÁ

J. MARDEN DOS SANTOS
VICENTE P. SILVA Fº
GILBERTO FISH
DIMITRIE NECHET

AGOSTO - 1984

RADIAÇÃO DE ONDA LONGA
UTILIZANDO OBSERVAÇÕES DE SUPERFÍCIE
NA REGIÃO DE TUCURUI - PARÁ

J. MARDEN DOS SANTOS¹

VICENTE P. SILVA Fº²

GILBERTO FISH³

DIMITRIE NECHET⁴

¹ Engº Agrº - Dr. (Livre Docente-USP) - Pesquisador - Instituto de Pesquisas Espaciais (INPE). Cx. P. 515, 12.200 - São José dos Campos-SP.

² Meteorologista-Curso de Pós Graduação - INPE - São José dos Campos-SP.

³ Meteorologista-Pesquisador-Instituto Nacional de Pesquisa da Amazônia (INPA/CNPq). Manaus-AM

⁴ Meteorologista - Professor-Universidade Federal do Pará - Belém-PA

RADIAÇÃO DE ONDA LONGA,
UTILIZANDO OBSERVAÇÕES DE SUPERFÍCIE,
NA REGIÃO DE TUCURUÍ - PARÁ

J. MARDEN DOS SANTOS
VICENTE P. SILVA Fº
GILBERTO FISH
DIMITRIE NECHET

1 - INTRODUÇÃO

2 - REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

2.1 - Características da radiação de onda longa na atmosfera

2.2 - Emissividade da atmosfera

2.3 - A irradiância atmosférica (nebulosidade zero)

2.4 - O efeito de nuvens

3 - APLICAÇÃO DE UM MODELO PARA A REGIÃO DE TUCURUÍ

4 - DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

5 - CONCLUSÕES

6 - RECOMENDAÇÕES

7 - BIBLIOGRAFIA

RADIAÇÃO DE ONDA LONGA,
UTILIZANDO OBSERVAÇÕES DE SUPERFÍCIE,
NA REGIÃO DE TUCURUÍ - PARÁ

J. MARDEN DOS SANTOS

VICENTE P. SILVA Fº

GILBERTO FISH

DIMITRIE NECHET

1 - INTRODUÇÃO

O céu pode ser considerado como um sorvedouro de calor para todos os corpos e superfícies da terra. Se a radiação emitida por estes corpos e superfícies, excede a aquela absorvida, eles se resfriam. A temperatura efetiva do céu é, então, invariavelmente menor que a temperatura destes corpos e superfícies. Em escala planetária as trocas de radiação de onda longa entre a terra e o céu e entre a atmosfera e o espaço, permite a manutenção de uma temperatura de equilíbrio, pela emissão de grandes quantidades de calor que é ganha, a cada dia, pela absorção da radiação solar.

O conhecimento quantitativo da radiação do céu é necessário para o cálculo dos sistemas de resfriamento por radiação. Por exemplo, a possibilidade de se conhecer, com precisão, os fluxos de radiação de onda longa na atmosfera, assim como o seu balanço, permite projetar edifícios que permane-

neçam frios sem o uso de condicionadores de ar. Em adição às aplicações de resfriamento por irradiação é desejável prevenir-se as perdas de calor das coberturas dos coletores solares e das superfícies expostas dos edifícios.

A irradiância do céu durante o verão, em latitudes médias, é de aproximadamente 400 Wm^{-2} . Um erro de 5% na medida ou estimativa destes fluxos representa 20 Wm^{-2} . O balanço (L^*) na superfície, com céu sem nuvens, é de aproximadamente 70 Wm^{-2} . Assim, 5% representaria um erro de 50% no poder de resfriamento da superfície. Este fato mostra a necessidade de se realizar medidas precisas ou utilizar bons modelos de estimativa dos fluxos de radiação de onda longa.

A capacidade de se poder determinar, com precisão, as trocas de calor entre a atmosfera e as superfícies é muito importante às aplicações práticas e científicas, tais como: a) circulação da atmosfera e dos oceanos, b) previsão do tempo, (c) investigação das modificações térmicas na interface atmosfera-oceanos e d) investigação da dinâmica dos climas.

Sabe-se que os fluxos de energia que induzem a circulação geral da atmosfera contra a dissipação de energia pelo atrito, são produzidos por uma distribuição espacial não homogênea das fontes e sorvedouros de calor atmosférico, isto é, aquecimento nas baixas e resfriamento nas altas latitudes. Portanto, o conhecimento da distribuição dos balanços de radia

ção neste sistema é um dos fatores mais importantes para o estudo da circulação geral.

As variáveis nos balanços de radiação de onda longa são devidas primariamente às mudanças na irradiância da atmosfera ($L\downarrow$), com valores médios de até 100 Wm^{-2} devidos à cobertura de nuvens e aos perfis de temperatura e umidade do ar. Cada camada de nuvens influe nos balanços de radiação (K^* e L^*) de acordo com a porcentagem de cobertura, temperatura da base e do topo da nuvem e conforme a sua emitância efetiva. É fora de dúvida que os maiores erros nas estimativas desses fluxos são devidos àqueles cometidos nas observações da nebulosidade.

Como não existem redes de observação dos fluxos de $L\downarrow$ e L^* , tem sido realizado um esforço bastante grande, nos últimos anos, para o desenvolvimento de métodos e modelos que permitam estimativas com alta precisão.

Neste artigo procura-se apresentar uma revisão do assunto onde se inclui: a emissividade, a irradiância e o efeito das nuvens. No final faz-se uma tentativa para estimar a radiação de onda longa na região de Tucuruí, PA, onde será formado o grande lago da U.H.E., ali em construção.

2 - REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

2.1 - Características da radiação de onda longa na atmosfera

A porção do espectro na faixa de 5 - 50 μm corresponde à quase totalidade de radiação emitida pelos corpos que se encontram na temperatura ambiente. A figura 1 mostra a fração de energia emitida por um corpo negro, conforme o comprimento de onda (λ), para o caso de duas temperaturas 500^oK e 293^oK. A região acima de 20 μm pode ser desprezada porque a atmosfera lhe é virtualmente opaca devido à absorção pelo vapor d'água.

O vapor d'água e o CO₂ são os componentes do ar atmosférico responsáveis pela absorção do calor, na ausência de nuvens. O ozônio e outros constituintes apresentam importância secundária. Desde que a lei de Kirchhoff estabelece que a absorptividade de um material deve ser igual a sua emissividade no mesmo comprimento de onda, a absorção devida ao vapor d'água e ao CO₂ da atmosfera, indica que esses componentes apresentam também uma boa emissão para a radiação de onda longa. O espectro de absorção do vapor d'água, CO₂ e O₃ são mostrados na figura 2 com base nos dados de CLATCHEY *et al* (1972).

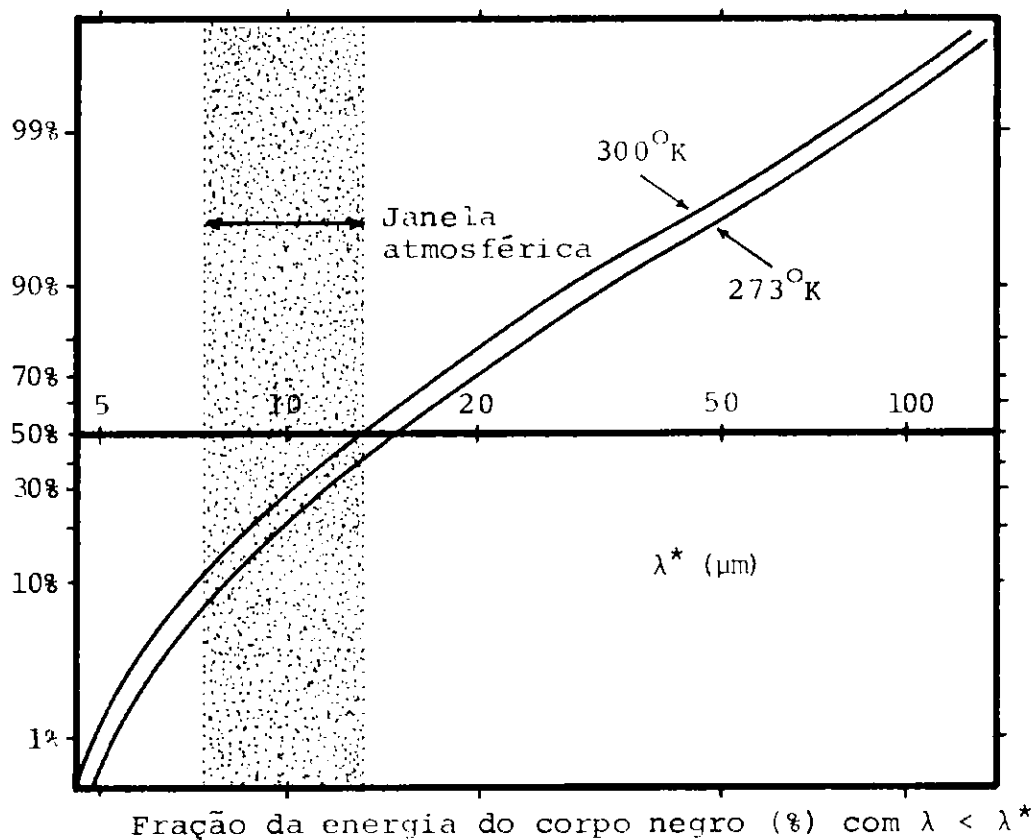


Fig. 1 - Fração da energia do corpo negro com comprimentos de onda menores que λ^* . O eixo horizontal é linear em $\ln(\lambda^*)$. O eixo vertical é linear em $[f/(1-f)]$, em que f é a fração em questão. Com essas coordenadas as curvas são simplesmente deslocadas para a direita ou esquerda pelas variações de temperatura. O ponto correspondente a 50% do espectro para temperatura $T(^{\circ}\text{K})$ ocorre em um comprimento de onda λ^* (μm) dado por $\lambda^*T = 4.110 \mu\text{m}^{\circ}\text{K}$ (Berdahl e Fromberg - 1982).

A região do espectro onde o vapor d'água mostra uma acentuada absorção encontra-se abaixo de $8 \mu\text{m}$. Acima de $15 \mu\text{m}$ a absorção começa a crescer atingindo valores eleva-

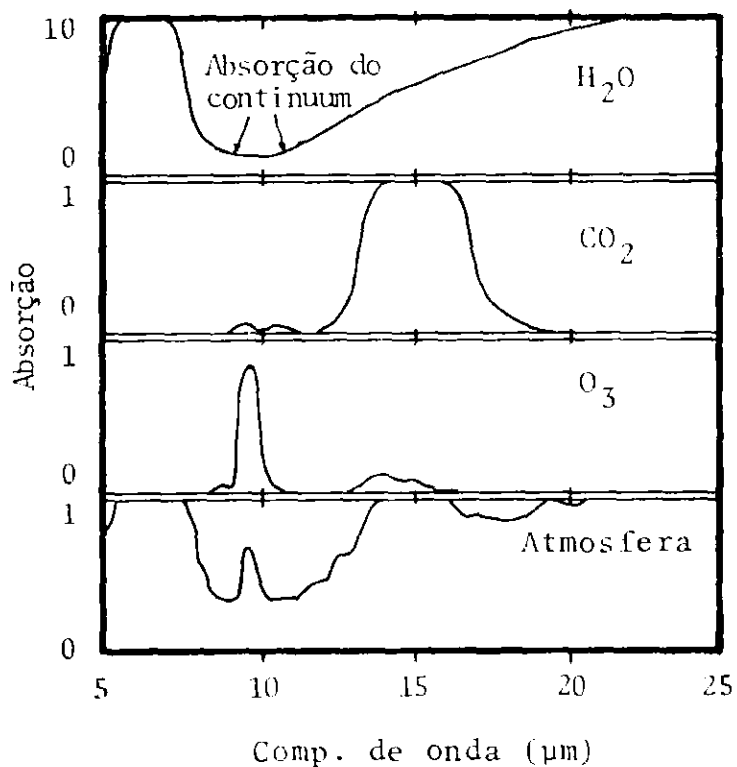


Fig. 2 - Espectro de baixa resolução mostrando absorção devida ao H_2O , num caminho ótico de 10 km em condições médias de vapor d'água; absorção devida ao CO_2 (5 km ao nível do mar); absorção devida ao O_3 em condições reais e finalmente a absorção devida ao ar atmosférico, considerando-se a atmosfera sem nuvens.

dos acima de 20 μm . O CO_2 apresenta uma alta absorção na banda de 14 a 16 μm . É este gás o segundo absorvedor mais importante apesar de sua baixa concentração. O ozônio absorve na banda de 9,4 a 9,8 μm , mas o efeito de trocas radiativas verifica-se em altitudes elevadas. A superposição das três curvas, revela algumas regiões onde a atmosfera possui certa transmissividade.

Pelo que ficou exposto podemos verificar que a presença de pequenas quantidades de H_2O e CO_2 é que impedem que a atmosfera seja completamente transparente na região do infra vermelho. Se o ar fosse seco e isento de CO_2 a temperatura radiante do céu durante a noite seria $290^{\circ}C$ inferior à temperatura do ar ao nível do solo. A situação atual determina, no entanto, que essa diferença varie entre 10 e $25^{\circ}C$ apenas.

A radiação que recebemos da atmosfera não deve ser considerada como aquela de uma coluna de gases ou uma semiesfera, mas sim a radiação que nos chega através de uma série de camadas horizontais de tamanho infinito, cada uma variando sua composição, temperatura e pressão.

2.2 - Emissividade da atmosfera

Em princípio a medida da emissividade de um gás ou de uma mistura de gases, consiste em colocar um radiômetro na trajetória de um estreito feixe de radiação que atravessa uma coluna de um gás do qual se conhece a composição, a temperatura e a altura, observando-se as variações nas indicações do radiômetro, na medida em que as condições do gás são modificadas. Se o feixe de radiação é encaminhado diretamente para o radiômetro, obtém-se as medidas de emissividade total. Se o feixe de radiação é separado em seus componentes espectrais por meio

de um prisma, e estes componentes analisados com espectroradiômetro, obtêm-se a medida da emissividade espectral.

Esta breve descrição não faz justiça à complexidade prática na execução destas medidas.

Sabe-se, no entanto, que a emissividade total (ϵ_w) de uma coluna de ar atmosférico é uma função das seguintes variáveis:

- 1) do produto densidade - comprimento (ρl) do vapor d'água
- 2) da pressão parcial (p_w) do vapor d'água :
- 3) da pressão total (p_t) da mistura e
- 4) da temperatura (T) da mistura.

Em geral, ϵ_w aumenta com o aumento de qualquer uma das variáveis citadas.

É interessante notar que a emissividade da coluna de ar varia pouco, com uma enorme variação do teor de umidade e cresce muito pouco com a altura da coluna. Em geral a emissividade total é obtida com maior precisão por medidas empíricas diretas do que por deduções a partir de medidas espectrais (BLISS - 1961).

O espectro de comprimentos de onda de maior interesse, vai de 5 a 25 μm . O vapor d'água irradia através de todo este espectro, o que não acontece com o CO_2 . A única contribuição importante do CO_2 permanece na faixa de 15 a 17 μm .

Esta região é responsável por 18,5% da radiação total do corpo negro a 17°C e esta porcentagem não varia muito dentro dos limites de temperatura de interesse meteorológico. Sendo assim a emissividade máxima possível do CO_2 seria 0,185. Medidas atuais indicam que essa emissividade fica entre 0,18 e 0,20.

Na figura 3 é mostrada a variação da emissividade de uma camada homogênea de ar úmido com uma atmosfera de pressão, em função do teor de umidade (água precipitável).

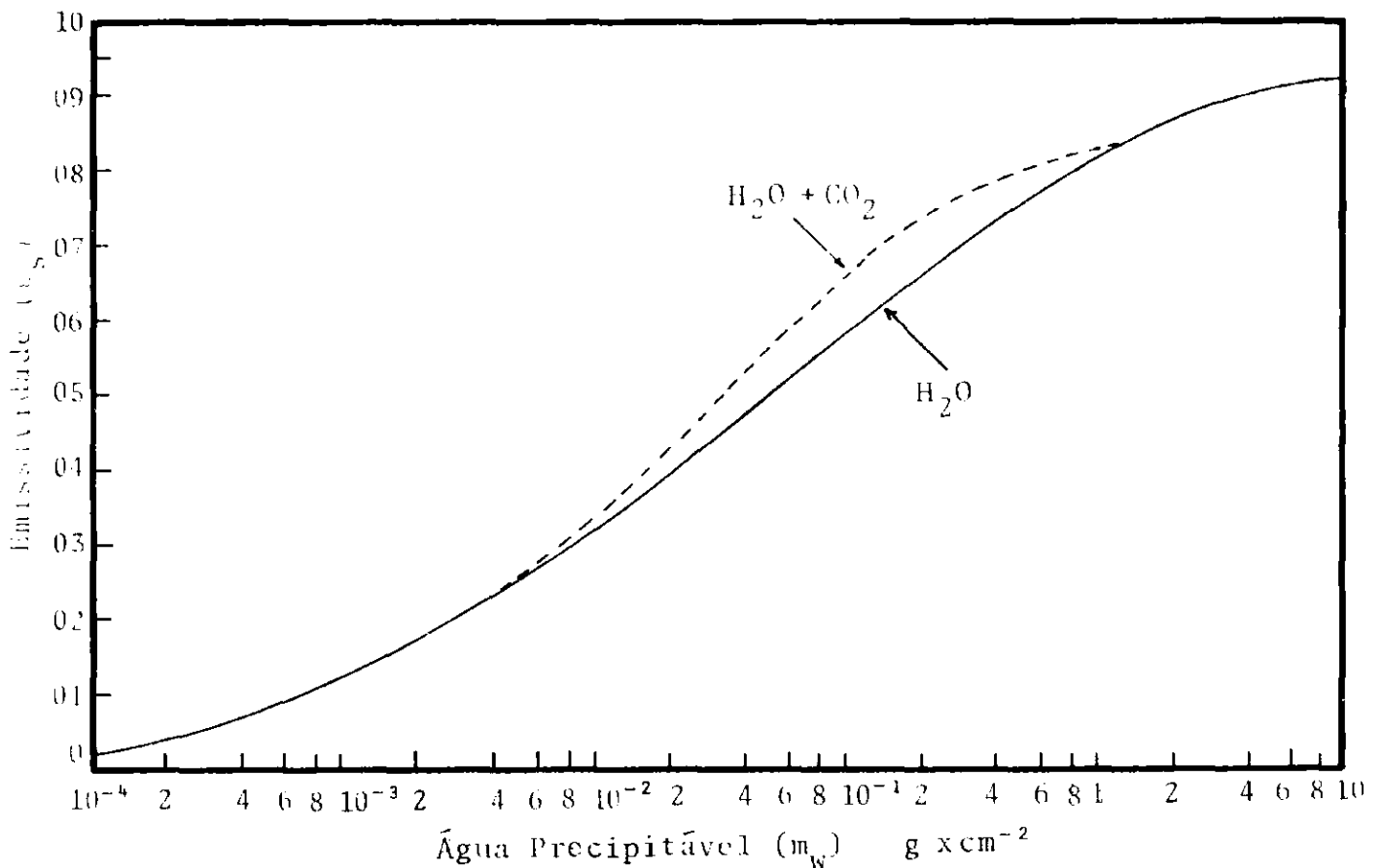


Fig. 3 - Emissividade de uma camada homogênea com uma atmosfera de pressão (segundo BLISS).

ROBINSON (1947) mostrou que a emissividade de uma camada isotérmica de vapor d'água cresce com o logaritmo do seu caminho ótico (m_w), dentro de condições normais de água precipitável na atmosfera (0,3 a 3 cm). MONTEITH (1961) determinou que essa relação para os dados de Kew poderia ser expressa da seguinte forma:

$$\epsilon = 0,704 + 0,220 \log_{10} m$$

Mostrou também que a relação entre \underline{m} e \underline{e} era a seguinte:

$$\log m = 0,295\sqrt{e} - 0,803$$

sendo possível expressar ϵ em função de \underline{e} , como segue:

$$\epsilon = 0,527 + 0,065\sqrt{e}$$

Segundo LDSO e JACKSON (1969) para estimar ϵ em função de T , pode-se utilizar a equação de Osborne - Meyers, desde que se considere que a pressão de vapor varia com a temperatura de maneira semelhante àquela da pressão de saturação.

Tem-se então:

$$\ln e = A + \left(\frac{B}{T} \right)$$

Consequindo-se

$$e = e_0 \exp \cdot \left[B \left(\frac{T_0 - T}{TT_0} \right) \right]$$

Como a constante B é negativa com valor 4618, sendo \underline{e} em mb, pode-se escrever:

$$e = 6,11 \exp \cdot \left[16,9 \left(1 - \frac{273}{T} \right) \right]$$

Substituindo esse valor de \underline{e} na equação obtém-se:

$$\epsilon = 0,527 + 0,065 \sqrt{e}$$

Tem-se então:

$$\epsilon = 0,527 + 0,161 \exp \cdot \left[8,45 \left(1 - \frac{213}{T} \right) \right]$$

A emitância efetiva da atmosfera, para temperaturas superiores a 273^oK, pode ser expressa de acordo com a expressão anterior.

IDSO (1981) afirma que as características de radiação térmica do vapor d'água são expressas, geralmente em termos de uma emitância efetiva, com relação a uma atmosfera sem

nuvens, que é definida como:

$$\epsilon_o = \frac{L_a \downarrow}{\sigma T_o^4}$$

onde $L_a \downarrow$ é a radiação térmica de todos os comprimentos de onda recebida da atmosfera sem nuvens, σ é a constante de Stefan-Boltzmann e T_o é a temperatura do ar no abrigo termométrico.

Esta razão entre a radiação térmica atual para a radiação térmica potencial é de grande importância e tem sido estudada há algum tempo.

Os primeiros trabalhos realizados foram conduzidos por BRUNT (1932) e ÅNGSTRÖM (1918, 1936), cada um deles tendo proposto equações para ϵ_a que dependiam apenas das observações de pressão do vapor, e_o , no abrigo termométrico. As equações eram as seguintes:

$$\text{Brunt} \quad - \quad \epsilon_o = a + b \left(e_o \right)^{\frac{1}{2}}$$

$$\text{Ångström} \quad - \quad \epsilon_o = \alpha + \beta 10^{-\gamma e_o}$$

onde, a , b , α , β e γ são coeficientes empíricos.

Trinta anos após, SWINBANK (1963), propôs uma equação em função de T_o com a seguinte forma:

$$\epsilon_o = \sigma T_o^2$$

onde σ é um coeficiente empírico ($9,366 \times 10^{-6}$).

IDSO e JACKSON (1969) propuseram a seguinte expressão:

$$\epsilon_o = 1 - 0,261 \cdot \exp \left[-7,77 \times 10^{-4} (273 - T)^2 \right]$$

BRUTSAERT (1975) desenvolveu uma equação que utilizava o vapor d'água; assim:

$$\epsilon_o = g e_o^{1/7}$$

sendo g um coeficiente empírico (0,553) .

IDSO (1981) , após tantos anos preocupando-se com o problema, conclui que a expressão

$$\epsilon_o = 0,70 + 5,95 \times 10^{-5} e_o \exp \left(\frac{1500}{T_o} \right)$$

apresentou o melhor comportamento estatístico e serve para uso universal.

CENTENO (1982) analisando 10 diferentes fórmulas para a estimativa da emissividade propõe uma nova expressão que considera o valor de ϵ_o constituído do produto das seguintes funções:

- a) função altitude, considerada em quilômetros acima do nível do mar;
- b) função temperatura no momento da observação ($^{\circ}\text{K}$);
- c) função umidade relativa (%) do ar atmosférico.

Assim teríamos:

$$\epsilon_o = F_1 (Z) \times F_2 (T_a) \times F_3 (H)$$

Cada uma destas funções seria obtida a partir das seguintes expressões:

$$F_1 (Z) = \left[5,7723 + 0,9555 (0,6017)^Z \right] \times 10^{-4}$$

$$F_2 (T_a) = T_a^{1,1893}$$

$$F_3 (H) = H^{0,0665}$$

Sendo seus limites de aplicação os seguintes:

$$263 < T_a < 303^{\circ}\text{K}$$

$$40\% < H < 100\%$$

$$0 < Z < 3 \text{ Km}$$

As considerações feitas até aqui sempre se referiram à condição de céu sem nuvens. O efeito da nebulosidade é bastante grande e o valor da emissividade precisa ser corrigido conforme a cobertura do céu e o tipo de nuvens.

A expressão de Bolz (SELLERS, 1965) fornece:

$$\epsilon_n = \epsilon_o (1 + K C^2)$$

para os casos de céu com nuvens e UNSWORTH e MONTEITH (1975) apresentam uma análise para céu totalmente coberto, de acordo com a seguinte expressão geral:

$$\epsilon_c = \epsilon_o + C \left(1 - \epsilon_o\right) \left(\frac{T_n}{T}\right)^4$$

Nessas fórmulas K é um coeficiente que depende do tipo de nuvem, C é a cobertura de nuvens (nebulosidade) e T_n é a temperatura média da base das nuvens.

Desde que a cobertura nubosa apresente simultaneamente mais de um tipo de nuvens, o coeficiente K deve ser utilizado com valores correspondentes a cada tipo de nuvem (K_i) e multiplicado por um fator c_i , que corresponderia à cobertura.

Neste caso, poder-se-ia estabelecer uma equação geral; assim:

$$\epsilon_n = \epsilon_o \left[1 + \left(\sum_{i=1}^n K_k c_i \right) C \right]$$

São os seguintes os valores de K_i para cada tipo de nuvem (MORGAN *et al*, 1971 e ROBINSON *et al*, 1972) :

altocumulus	0,16
altostratus	0,20
cumulus	0,20
stratocumulus	0,22

A tabela 1 fornece valores medidos por Berdahl e Fromberg (1982) em condições de temperatura e umidade elevadas.

Tabela 1. Valores computados de ϵ_0 (nebulosidade zero) para condições de calor e umidade elevadas (equatorial)

Umidade Relativa	Condição	F i l t r o s			
		8 - 14 μ m	8,8 μ m	9,6 μ m	11,0 μ m
100%	céu limpo	0,92	0,84	0,87	0,91
100%	nublado	0,97	0,94	0,95	0,97

2.3 - A irradiância atmosférica (nebulosidade zero)

A irradiância atmosférica ($L\downarrow$) é uma grandeza que precisa ser determinada em qualquer estudo no qual se deseja avaliar o balanço de radiação da superfície. Desde que não existe uma rede de observações para o conhecimento de $L\downarrow$, a sua estimativa só pode ser feita a partir de dados meteorológicos coletados rotineiramente. Estes procedimentos são de duas categorias:

- a) medidas meteorológicas em vários níveis, com base em dados de radiosondagens ;
- b) correlação das variáveis obtidas nas observações de superfície (ARNFIELD, 1979).

Muitas fórmulas têm sido propostas para o fluxo de radiação de onda longa na superfície da terra. A maior parte delas são expressões teóricas e derivadas do espectro de emissão de gases e que só podem ser usadas quando conhecida a distribuição vertical de temperatura e umidade até uma altura de 7 km (radio-sondas). As fórmulas empíricas derivam-se de um tratamento estatístico de correlação entre o valor de $L\downarrow$ medido e as observações de superfície como temperatura e umidade do ar, cobertura de nuvens, etc..

Comparando mais de vinte procedimentos LÖNNQVIST (1954) verificou que a precisão de uma fórmula empírica para a estimativa de $L\downarrow$, tem muito pouca relação com a teoria que

permitiu a sua derivação. Por exemplo, as fórmulas empíricas de Brunt e Ångström aproximam-se mais das medidas executadas por Robinson no Observatório de Kew, do que os métodos propostos por Raethjen, Möller e Elsasser. Portanto, a afirmativa de que nenhuma estimativa pode ser comparada, em precisão, com aquelas obtidas com as cartas de radiação (SUTTON, 1953), carecem de qualificação.

É fora de dúvida que uma fórmula empírica deve apresentar características de universalidade, para que possa ser utilizada fora da região para a qual foi estabelecida. Estas fórmulas permitem a realização de estudos climatológicos dos balanços de radiação de onda longa, com muito menos esforço de cálculo que qualquer método teórico e com uma precisão à delas comparável.

Uma análise detalhada da bibliografia, a partir do trabalho de Lönnqvist até 1983, permitiu verificar o enorme esforço que tem sido realizado por muitos grupos de pesquisadores no intuito de desenvolver fórmulas, modelos e metodologias de medida dos fluxos de L_{\downarrow} . Conclue-se que o caminho palmilhado foi tornar possíveis as estimativas de L_{\downarrow} e L^* através de fórmulas empíricas com razoável base teórica, utilizando-se de observações meteorológicas rotineiras.

A finalidade principal destes estudos é conhecer o fluxo de radiação que, emitido pela atmosfera, atinge a superfície das terras ou mares. Este fluxo de radiação é co-

mumente denominado de radiação atmosférica ou radiação do céu.

Das maneiras de representar a radiação do céu duas metodologias se sobressaem. Uma considera a atmosfera como uma camada isotérmica com a mesma temperatura do ar na superfície e calcula uma emitância efetiva:

$$\epsilon_0 = \frac{L\downarrow}{\sigma T_s^4}$$

A outra maneira é considerar a atmosfera como um corpo negro tendo uma temperatura uniforme $T_{\text{céu}}$ e assim:

$$\sigma T_{\text{céu}}^4 = L\downarrow$$

Estas medidas e estimativas vêm sendo realizadas através dos anos desde Bruntt e ^O Ångström.

Procedimentos numéricos tem sido desenvolvidos para solucionar as equações que definem a transferência da radiação de onda longa na atmosfera. Uma solução analítica exata é impossível ser proposta, devido à complexidade da absorção molecular e da irregularidade na composição e estrutura da atmosfera. Desde que a absorção molecular varia com o comprimento de onda da radiação é impossível solucionar a equação de transferência monocromaticamente. Sendo assim esquemas aproximativos têm sido desenvolvidos. Um deles considera a absorção espectral de cada constituinte da atmosfera. Como um tra

tamento essencialmente monocromático seria impraticável, estabelece-se um valor médio para um intervalo de comprimento de onda (banda). O valor médio pode ser estabelecido através de duas técnicas: (a) aquela que estabelece a média dos parâmetros individuais de cada linha do espectro, no intervalo desejado. Possui um forte embasamento físico e deve fornecer as melhores estimativas, mas é complexa e requer muitas horas de computação; (b) a de "bandas", que assume uma relação matemática entre a transferência média e o caminho ótico $\left(m = \frac{1}{\text{sen } \theta} \right)$.

A relação matemática para a técnica de bandas pode ser derivada de considerações teóricas ou a partir de relações empíricas obtidas de dados experimentais.

Para as variações de temperatura de interesse meteorológico e climatológico (-30 a 40°C) os comprimentos de onda variam de 3 a 100 µm.

Os cálculos da radiação atmosférica para comprimentos de onda menores que 5 µm são difíceis devido à extinção molecular e dos aerossóis, considerada nos cálculos. Para simplificação do método apenas radiações de comprimento de onda superiores a 5 µm são relevadas, assumindo-se que a atmosfera é negra para aqueles comprimentos de onda menores. A fração da radiação de um corpo negro, entre 0 - 5 µm, é apenas 1,7% a 40°C e 0,6% a 0°C (RAMSEY *et al*, 1982).

Considerando-se que a lei de Stefan - Boltzman deve ser aplicada, o importante será conhecer a temperatura de emissão em cada camada de ar assim como o valor das emissividades do ar e das nuvens.

As expressões para o cálculo de $L\downarrow$ variam conforme as condições do modelo e das situações que se deseja estudar.

A tabela 2 fornece uma série de equações propostas para a estimativa de $L\downarrow$, em condições de céu limpo (sem nuvens).

Algumas fórmulas para o cálculo do balanço de radiação de onda longa entre a superfície da terra e a atmosfera, em condições de céu sem nuvens são mostradas na tabela 3.

Tabela 2. Fórmulas utilizadas para estimativa da irradiância da atmosfera (L_{\downarrow}) em condições de céu limpo (sem nuvens)

AUTOR	FÓRMULA PARA ESTIMAR L_{\downarrow}
BRUTSAERT (nova)	$L_{\downarrow} = (\sigma T_A^4) 1,08 \left[1 - \exp \left(-e_o T_A / 2016 \right) \right]$
IDSO - JACKSON (1969)	$L_{\downarrow} = (\sigma T_A^4) \left\{ 1 - 0,261 \exp \left[-7,77 \times 10^{-4} (273 - T_A)^2 \right] \right\}$
BRUTSAERT (1975)	$L_{\downarrow} = (\sigma T_A^4) 1,24 (e_o / T_A)^{1,7} \quad \text{ou} \quad L_{\downarrow} = (\sigma T_A^4) (0,553 e_o)^{1,7}$
BRUNT (1932)	$L_{\downarrow} = (\sigma T_A^4) 0,51 + 0,066 \sqrt{e}$
IDSO (1981)	$L_{\downarrow} = (\sigma T_A^4) \left[0,70 + 5,95 \times 10^{-5} e_o \exp \left(\frac{1500}{T_o} \right) \right]$
CENTENO (1982)	$L_{\downarrow} = (\sigma T_A^4) \left\{ \left[5,7723 + 0,9555 (0,6017)^Z \right] \times 10^{-4} \right\} \times T_a^{1,1893} \times H^{0,066}$
SWINBANK (1963)	$L_{\downarrow} = (\sigma T_A^4) (9,38 \times 10^{-6} T_A^2)$
SWINBANK (1950)	$L_{\downarrow} = 5,31 \times 10^{-14} T^6$

Tabela 3. Fórmulas utilizadas para estimar o balanço de radiação de onda longa (L^*).

(1) ANDERSON (1954)	$\epsilon_s \sigma \left\{ T_s^4 - T_a^4 (0,74 + 0,0049 e_a) \right\}$
(2) BERLIANE (BUDYKO - 1956)	$\epsilon_s \sigma T_s^4 \left(0,39 - 0,05 e_a^{1/2} \right) + 4\epsilon_s \sigma T_s^3 (T_s - T_a)$
(3) BRUNT (1932)	$\epsilon_s \sigma T_s^4 \left(0,39 - 0,05 e_a^{1/2} \right)$
(4) EFIMOVA (BUDYKO - 1974)	$\epsilon_s \sigma T_s^4 (0,254 - 0,00495 e_a)$
(5) SWINBANK (1963)	$\epsilon_s \sigma T_s^4 (1 - 9,35 \times 10^{-6} T_s^2)$

Nestas fórmulas ϵ_s é a emissividade da superfície [considerada 0,97 segundo ANDERSON (1954)], σ a constante de Stefan-Boltzman, T_s a temperatura da superfície, e_a a pressão do vapor em mb e T_a temperatura do ar no abrigo. As fórmulas mostradas na tabela foram derivadas a partir de observações sobre continentes (3, 4 e 5), adaptada de observações sobre oceanos (2) e derivada exclusivamente de observações

em lagos (1). Testes realizados por SIMPSON e PAULSON (1971) comparando valores estimados e valores observados mostraram que as fórmulas de Anderson, Berliane e Brunt são igualmente aceitáveis para condições sobre oceanos.

Na aplicação de muitas fórmulas empíricas e de alguns modelos, considera-se a atmosfera como um corpo negro com uma temperatura uniforme ($T_{\text{céu}}$).

Algumas proposições têm sido feitas para estimativa de $T_{\text{céu}}$. RAMSEY *et al* (1982) indicam a seguinte:

$$T_s - T_{\text{céu}} = 23,5 - 0,3 T_s$$

$$0^{\circ}\text{C} < T_s < 30^{\circ}\text{C}$$

onde T_s seria a temperatura da superfície (no abrigo).

ATWATER e BALL (1978) propuseram a seguinte expressão para estimativa da temperatura do céu ($T_{\text{céu}}$):

$$T_{\text{céu}} (^{\circ}\text{K}) = 0,552 T_{\text{ar}}^{1,5} (^{\circ}\text{K})$$

2.4 - O efeito de nuvens

As nuvens atuam como um modulador eficiente do balanço de radiação da terra. Dependendo do seu tipo e da

sua temperatura podem ter um efeito positivo ou negativo no balanço de radiação. Apesar de que a absorção de qualquer comprimento de onda na região do infra-vermelho não possa ser desprezada, a região de 8 - 14 μm é a que traz maior interesse, pois nesta faixa o vapor d'água e o CO_2 apresentam baixa absorção. Conseqüentemente, é a quantidade de nuvens e as suas propriedades radiativas (principalmente emissividade) que determinam a quantidade de radiação terrestre que escapa para o espaço.

Ao utilizar as equações empíricas para a estimativa de $L\downarrow$, em condições mais gerais, ou seja, na presença de nuvens baixas, médias e altas, é necessário que se proceda a duas correções. A primeira seria uma correção que tem por causa as variações do perfil de temperatura do ar próximo à superfície. PALTRIDGE (1970) e IDSO (1972) observaram que $L\downarrow$, durante o dia, era da ordem de 20 Wm^{-2} menor que o valor estimado e durante a noite era da ordem de 10 Wm^{-2} maior. A segunda correção seria devida ao efeito térmico das nuvens. Os métodos empíricos, levando em conta os efeitos de nuvens, foram revistos por GEIGER (1966) citando que o valor de $L_n\downarrow$ pode ser dado por:

$$L_n\downarrow = L\downarrow + (\sigma T_n^4 - L\downarrow) K C$$

Nesta expressão K depende do tipo e altura da nuvem e C seria a nebulosidade ($C = 0$ a 1).

A dependência de K em função da altura da base

das nuvens baixas, satisfaz a equação:

$$K = 1 - 0,0875 h \quad (h = 0 - 3 \text{ km})$$

Esta expressão só é válida para regiões de clima temperado e não seria aplicável para região de clima tropical, EXELL (1978). Segundo BOLZ (SELLERS, 1965) o efeito de nuvens é proporcional a C^2 . EXELL (1978) em estudo que fez para a Tailândia, considerou o parâmetro K dividido em dois fatores, a emissividade de fluxo (ϵ_f) da nuvem e um fator j que depende da altura da nuvem (h). Quando à influência da cobertura de nuvens propõe $C^{1,4}$. Finalmente, como as nuvens baixas, médias e altas coexistem, EXELL (1978) admite um fator de correção global, na seguinte forma:

$$F = F_B + F_M + F_A - F_M F_B - F_B F_A - F_A F_M + F_A F_M F_B$$

onde,

$$F_A = \epsilon_A j_A C_A^{1,4}$$

$$F_M = \epsilon_M j'_M C_M^{1,4}$$

$$F_B = \epsilon_B j_B C_B^{1,4}$$

A expressão para $L_n \downarrow$ seria a seguinte:

$$L_n \downarrow = L \downarrow + (\sigma T^4 - L \downarrow) F$$

Os valores de emissividade de fluxo das nuvens seriam

nuvens altas	$\epsilon_A = 0,4$
nuvens altas espessas	$\epsilon_A = 0,6$
nuvens médias translucidas	$\epsilon_M = 0,7$
nuvens médias opacas	$\epsilon_M = 0,9$
nuvens baixas	$\epsilon_B = 1,0$

Quanto ao valor de j em cada nível, pode-se proceder a uma estimativa, para nuvens entre 0 e 3 km, através da seguinte expressão, válida para regiões tropicais:

$$j = 1 - 0,2335 h + 0,067 h^2 - 0,0085 h^2$$

LAEVASTU e AYRES (1966) estudando o efeito do fator nuvem, sobre as estimativas da radiação de onda longa por fórmulas empíricas, propõem que a radiação efetiva pode ser obtida introduzindo-se as seguintes correções:

$$\text{Nuvens baixas} - (1 - 0,085 C)$$

$$\text{Nuvens médias} - (1 - 0,065 C)$$

$$\text{Nuvens altas} - (1 - 0,030 C)$$

Segundo KANO e MIYAUCHI (1974) considerando-se que as camadas de nuvens baixas, médias e altas formam-se, cada uma, em determinada altura (nível), e que a existência de uma nuvem é igualmente provável no seu nível respectivo, a contribuição da parte do céu (ocupada por uma nuvem) ao fluxo de radiação de onda longa é expressa pelo produto da nebulosidade e o fluxo de radiação, quando se tem uma única camada de nuvens.

Em geral as nuvens baixas, médias e altas coexistem na atmosfera havendo justaposição entre elas. A probabilidade de justaposição de dois tipos de nuvens, é o produto das nebulosidades fracionais de cada nuvem, no seu respectivo nível de formação.

3 - APLICAÇÃO DE UM MODELO PARA A REGIÃO DE TUCURUI

Para a realização deste trabalho utilizou-se a série de observações meteorológicas do período 1971 - 80 da estação meteorológica do INMET na cidade de Tucuruí, distante 10 km à jusante do local onde se encontra em construção a usina hidrelétrica. Serão apresentados na forma de tabelas os valores médios mensais daqueles elementos de clima, necessários à estimativa dos fluxos de radiação de onda longa.

Os valores médios de variação da temperatura mensal são apresentados na tabela 4. As variações de umidade do ar atmosférico no abrigo, valores de e_s , e_a e umidade relativa encontram-se discriminados na tabela 5. Na tabela 6 são mostrados os valores da cobertura de nuvens (C), em décimos de céu encoberto, nos horários de observação sinótica. A geração dos dados para o modelo, com base na série de 10 anos, foi feita através de algumas fórmulas empíricas, tratadas na revisão bibliográfica e testadas por vários pesquisadores. Por exemplo, na estimativa da emissividade da atmosfera (ϵ_o) foi utilizada a fórmula proposta por BRUTSAERT (1975) que, corrigida para as condições de Tucuruí, tomou a seguinte forma:

$$\epsilon_o = 0,5482 e_o^{1/7}$$

para o caso de céu completamente limpo ($C = 0$). A expressão de BOLZ (SELLERS, 1965), válida para casos de céu com nuvens, foi a escolhida:

Tabela 4. Valores médios mensais de temperatura do ar no abrigo termométrico (média de 10 anos) - Tucuruí

Meses	J	F	M	A	M	J	J	A	S	O	N	D
	\bar{T} diurnas	27,8	27,7	28,0	28,0	28,7	29,1	29,0	29,5	29,5	29,8	30,2
\bar{T} noturnas	24,8	24,8	24,8	25,0	24,9	24,8	24,5	24,6	25,3	25,8	25,7	25,4
\bar{T} dia	25,5	25,5	25,6	25,8	26,0	25,9	25,7	25,9	26,3	26,7	26,4	26,4
\bar{T} max	32,3	32,1	32,2	32,2	32,8	33,1	33,2	33,9	34,0	34,1	33,8	33,4
\bar{T} min	20,9	21,2	20,9	21,5	21,6	21,4	20,7	20,8	21,3	21,8	21,5	21,1

Tabela 5. Valores médios mensais dos parâmetros de umidade do ar no abrigo termométrico (média de 10 anos) - Tucuruí (em mb e %)

meses	J	F	M	A	M	J	J	A	S	O	N	D
\bar{e}_s diurna	37,35	37,14	37,77	37,77	39,36	40,29	40,06	41,23	41,23	41,94	42,92	40,06
\bar{e}_s noturna	31,30	31,30	31,30	30,67	31,48	31,30	30,74	30,92	32,24	33,21	33,02	32,43
\bar{e}_s dia	32,63	32,63	32,83	33,21	33,61	33,41	33,02	33,41	34,21	35,02	34,41	34,41
\bar{e}_s max	48,36	47,82	48,09	48,36	49,74	50,59	50,87	52,90	53,20	53,50	52,61	51,45
\bar{e}_s min	24,71	25,17	24,71	25,64	25,79	25,48	24,41	24,56	25,32	26,11	25,64	25,01
\bar{e}_a diurna	29,21	29,68	30,10	30,37	30,11	29,38	28,36	28,69	28,36	28,36	29,14	29,96
\bar{e}_a noturna	28,82	29,17	29,54	30,12	29,53	28,76	27,82	27,55	28,40	28,89	29,42	29,25
\bar{e}_a dia	27,78	28,24	28,57	29,14	28,62	27,51	26,63	26,51	26,84	27,07	27,01	28,54
$\bar{U}R \cdot dia$	78,2	79,9	79,7	80,4	76,5	72,8	70,8	69,6	68,8	67,6	67,9	74,8
$\bar{U}R \cdot noite$	92,1	93,2	94,4	95,1	93,8	91,9	90,5	89,1	88,1	87,0	89,1	91,1

Tabela 6. Valores médios mensais de cobertura de nuvens (C) nos três horários de observação (média de 10 anos), em décimos de céu coberto.

meses horas	J	F	M	A	M	J	J	A	S	O	N	D
	9	8	8	8	8	7	5	5	6	7	7	8
15	6	7	7	6	6	5	5	5	5	6	6	6
21	8	8	9	8	7	6	5	5	6	7	8	7

$$\epsilon_{(C)} = \epsilon_0 (1 + KC^2)$$

com $K = 0,22$ valor típico para núvens St, Cu, Sc.

Na situação de céu completamente coberto ($C = 1$) foi utilizada a proposição de UNSWORTH e MONTEITH (1975):

$$\epsilon_{(C=1)} = 0,16 \epsilon_0 + 0,84$$

A tabela 7 fornece todos os valores da emissividade estimados pelos métodos citados e pelos métodos de IDSO e BRUNT.

Tabela 7. Valores representativos da emissividade da atmosfera nas condições de céu sem nuvens, céu totalmente nublado e com nebulosidade variando de (2,5 a 9) .

Estado do céu	Método	IDSO		BRUTSAERT		BRUNT		UNSWORTH			
Sem nuvens		0,94-0,97		0,88-0,89		0,85-0,87		---			
Totalmente nublado		---		---		---		0,98			
ϵ_a (C)	Cobertura	2,5	3	3,5	4	4,5	5	6	7	8	9
		0,92	0,93	0,94	0,95	0,96	0,94	0,95	0,96	0,97	0,98
		$\bar{m} = 0,936$					$\bar{m} = 0,965$				

Além das expressões escolhidas para a estimativa de ϵ procurou-se estimar a temperatura do céu, pela relação proposta por RAMSEY *et al.* (1982):

$$T_s - T_{\text{céu}} = 23,5 - 0,3 T_s$$

A estimativa da temperatura da base das nuvens foi feita admitindo que seria igual à temperatura do ar conforme o perfil da atmosfera padrão, para o nível de 540 metros (950 mb) e para os níveis de 850 e 700 mb foram considerados os valores médios de radiosondagens nos meses de novembro de 1982 e abril de 1983 (tabela 8).

Tabela 8. Médias mensais de sondagens aerológicas (Nov /82 e Abr /83) , para a região de Belém (Pará)
(Responsável Dimitrie Nechet - Meteorol.)

Nível Isobárico (mb)	Nível Geopotencial (mcp)		Temperatura (°C)		Ponto de Orvalho (°C)	
	Nov 82	Abr 83	Nov 82	Abr 83	Nov 82	Abr 83
100	16.610	16.685	-78,1	-78,1	--	--
150	14.230	13.948	-64,8	-64,1	--	--
200	12.423	12.496	-52,5	-51,3	--	--
250	10.945	10.683	-41,0	-39,7	-60,1	-56,9
300	9.686	9.730	-31,7	-29,6	-51,2	-46,7
400	7.586	7.614	-16,2	-14,6	-36,5	-27,2
500	5.867	5.887	- 5,0	- 4,8	-26,8	-23,9
700	3.145	3.155	10,0	10,5	- 6,5	1,4
850	1.503	1.510	18,8	19,1	11,3	13,2
1.000	87	90	26,4	26,5	22,3	23,3

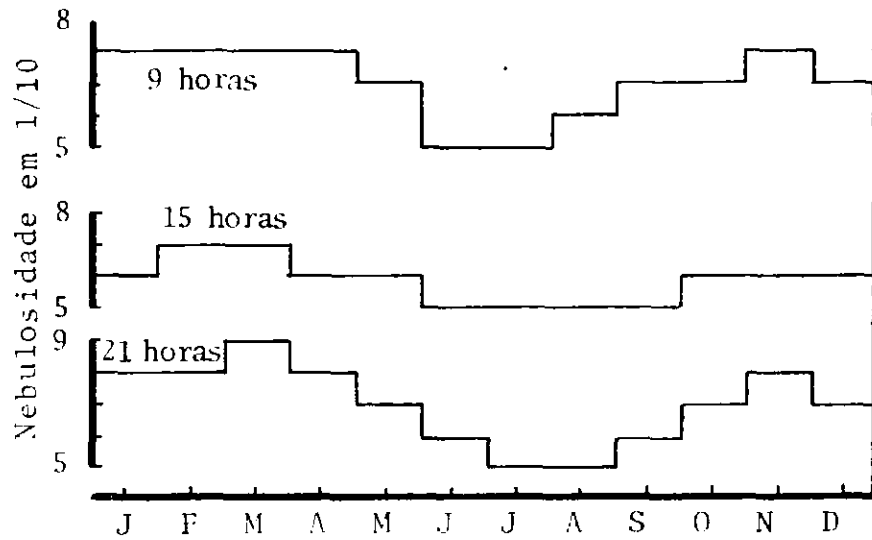
Além dessas generalizações e com base nos resultados de MINNIS *et al* (1983) , considerou-se que a nebulosidade máxima na região é observada entre 9 e 15 horas para nuvens baixas e 20 e 6 horas para nuvens médias. Além disso seus resultados indicam que 70% da nebulosidade é de nuvens baixas e 30% de nuvens médias.

A tabela 9 fornece a nebulosidade corrigida, em função do tipo de nuvens e dos horários:

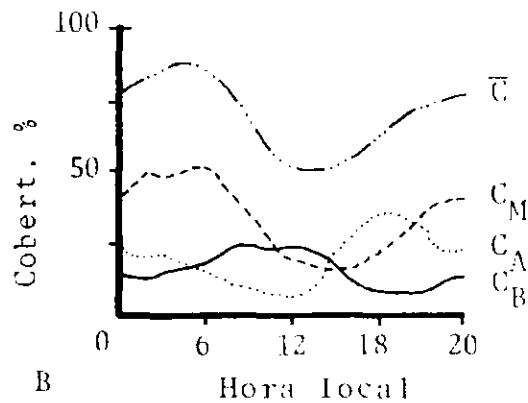
Tabela 9. Nebulosidade média diária, representativa de cada mês, em períodos diurnos e noturnos, considerando-se nuvens baixas (b) e nuvens médias (m)

			J	F	M	A	M	J	J	A	S	O	N	D	ANO
Dia	9	b	4,9	5,3	5,3	4,9	4,6	3,5	3,5	3,8	4,2	4,6	4,9	4,6	4,51
	15	m	2,1	2,2	2,2	2,1	1,9	1,5	1,5	1,7	1,8	1,9	2,1	1,9	1,91
Noite	20	b	2,4	2,4	2,7	2,4	2,1	1,8	1,5	1,5	1,8	2,1	2,4	2,7	2,15
	6	m	5,6	5,6	6,3	5,6	4,9	4,2	3,5	3,5	4,2	4,9	5,6	6,3	5,02

Segundo MINNIS (1983) a variação horária de nuvens na região de $5,6^{\circ}\text{S}$ e $61,9^{\circ}\text{W}$ é aquela mostrada na figura 4, abaixo:



A



B

Fig. 4 - A - Variação da nebulosidade em Tucuruí
B - Cobertura típica de nuvens médias, altas e baixas a 5°S e 62°W (MINNIS, 1983)

O modelo simplificado escolhido para este primeiro ensaio foi proposto por LIND e KATSAROS (1982).

Na aplicação do modelo foram utilizados alguns valores que constam das tabelas 7 e 8 :

Tabela 7. Valores de emitância efetiva para nuvens baixas (seg. LIND - KATSAROS, 1982)

Coberturas nuvens Sc , Cu , St	Espessura da camada de nuvens (m)	Emitância Efetiva
10	500	0,96
9 - 8	450	0,92
7	400	0,85
6	350	0,74
5	300	0,63
4	250	0,52
< 3	200	0,42

Tabela 8. Valores de emitância efetiva para nuvens médias (seg. LIND - KATSAROS, 1982)

Descrição das núvens	Emitância Efetiva
As tênues (semi-transparente)	0,62
As espessas	0,68
Ac tênues (semi-transparente)	0,62
Ac espessas (em crescimento)	0,62
Ac espessas (em bandas)	0,62
Ac de cumulus em expansão	0,68
Ac (camadas duplas)	0,78
Ac na forma de tufos de Cu	0,72
Ac céu caótico	0,78

A figura 5 mostra um esquema idealizado para a aplicação do modelo.

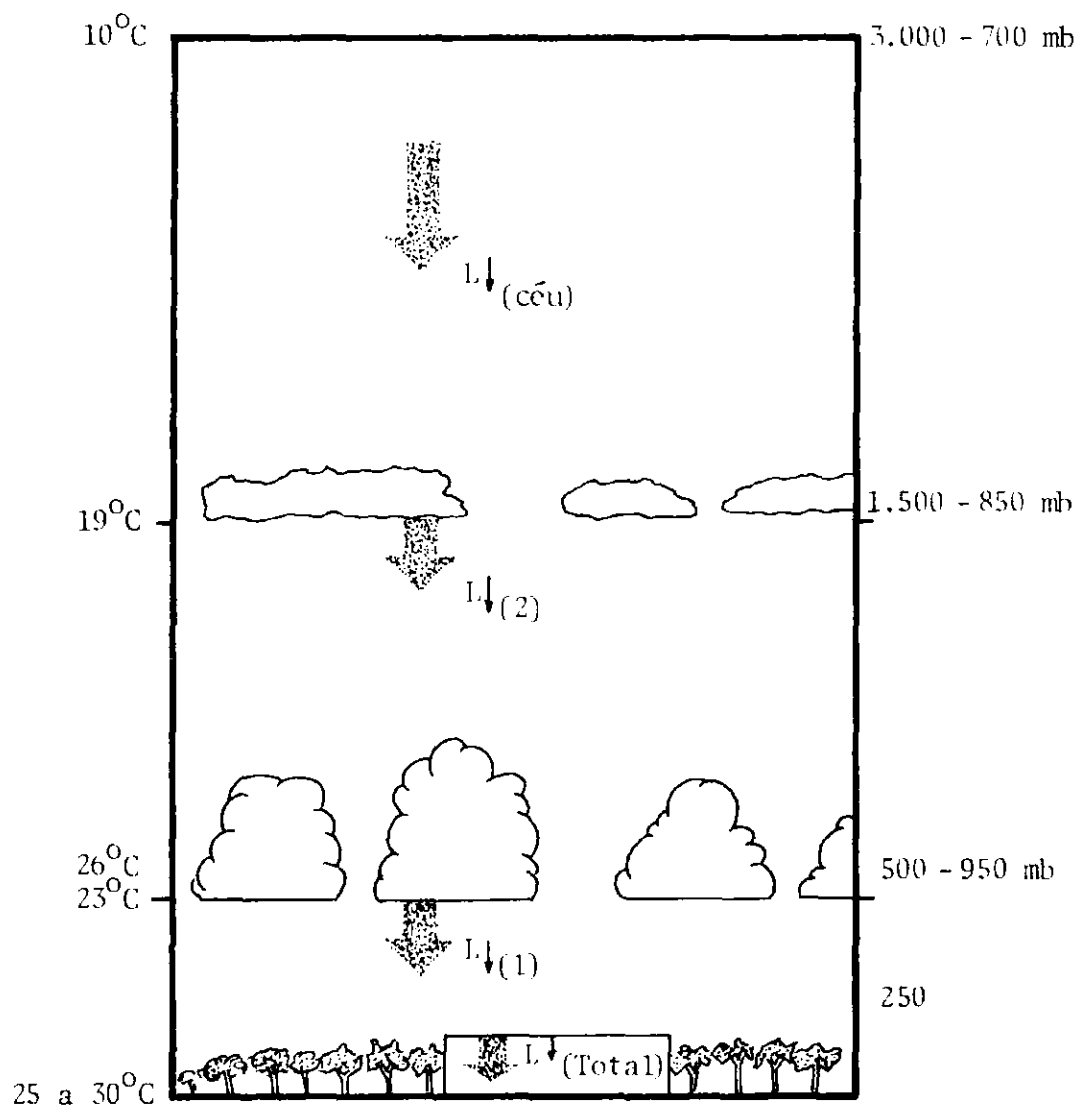


Fig. 5 - Esquema idealizado para a aplicação do modelo

As equações utilizadas no modelo foram as seguintes:

$$L\downarrow_{(\text{céu})} = (1 - C) \epsilon_{(\text{céu})} \sigma \bar{T}^4_{(\text{céu})} (1 - \epsilon_{fo})$$

$$L\downarrow_{(2)} = C_{(2)} \epsilon_{(2)} \sigma \bar{T}^4_{(2)} + \left[1 - C_{(2)} \right] L\downarrow_{(\text{céu})}$$

$$L\downarrow_{(1)} = C_{(1)} \epsilon_{(1)} \sigma \bar{T}^4_{(1)} + \left[1 - C_{(1)} \right] L\downarrow_{(2)}$$

$$L\downarrow_{(\text{total})} = (1 - \epsilon_{fo}) L\downarrow_{(1)} + L\downarrow_{(\text{céu})} + \epsilon_{fo} \sigma \bar{T}^4_{(250)}$$

$C = C_1 + C_2 =$ nebulosidade total
 onde C_i ($C_{(1)}$ e $C_{(2)}$) correspondem às nebulosidades de nuvens baixas e de nuvens médias, respectivamente, em décimos; ϵ é a emissividade em cada situação indicada pelo índice entre parênteses e ϵ_{fo} é a emitância da camada da atmosfera, próxima ao solo, com espessura de 300 m, e cuja estimativa forneceu para as condições de Tucuruí o valor de 0,95.

A tabela 9 fornece os valores estimados das irradiâncias médias características de cada mês para Tucuruí, em Wm^{-2} .

Tabela 9. Valores das irradiancias médias diárias características
de cada mês para Tucuruí, PA em Wm^{-2}

Camada	Jan.	Fev.	Mar.	Abr.	Mai.	Jun.	Jul.	Ago.	Set.	Out.	Nov.	Dez.	\bar{M}	
Dia	$L_{\downarrow}^{c\acute{e}u}$	5,70	5,76	5,76	5,76	5,76	5,76	5,70	5,76	5,76	5,70	5,76	5,74	0,0295
	$L_{\downarrow}^{t_2}$	58,2	60,7	60,7	58,2	43,2	43,2	48,1	50,7	53,3	58,2	53,3	53,42	6,173
	$L_{\downarrow}^{t_1}$	167,8	177,8	177,8	167,8	106,9	106,9	139,7	150,9	161,9	171,5	160,1	154,10	24,509
	L_{\downarrow}^{total}	447,5	448,2	448,1	447,5	450,3	450,3	457,8	458,4	459,0	459,4	453,0	452,70	4,779
Noite	$L_{\downarrow}^{c\acute{e}u}$	3,52	3,52	3,31	3,52	3,76	4,30	4,30	4,02	3,76	3,52	3,31	3,74	0,350
	$L_{\downarrow}^{t_2}$	140,8	140,8	157,8	140,8	123,7	89,8	89,8	106,7	123,7	140,8	157,8	126,60	23,876
	$L_{\downarrow}^{t_1}$	150,3	150,3	163,9	150,3	135,6	120,0	103,3	120,0	135,6	151,6	163,9	137,34	21,411
	L_{\downarrow}^{total}	427,4	427,4	427,8	427,4	426,9	426,3	425,8	426,3	432,5	433,0	427,8	427,83	2,3944

4 - DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

A análise dos dados de observação mostra que existe uma isoterмия bastante acentuada quanto aos valores de temperatura do ar, observados no abrigo termométrico. As temperaturas diurnas variam entre 27,7 e 30,2°C, portanto uma variação de 2,5°C sendo o ano mais frio fevereiro e o mês mais quente novembro. Na realidade, desprezando-se os décimos de grau e fazendo-se as necessárias aproximações podemos considerar como temperaturas típicas para os períodos diurnos os valores 28, 29 e 30°C. Se o mesmo critério fosse adotado para as temperaturas noturnas e do dia os valores representativos seriam 25 e 26°C, respectivamente.

Quanto aos valores de umidade do ar pode-se considerar uma variação razoável dos parâmetros indicativos e que refletem as condições de estação chuvosa e estação seca.

À vista do exposto deve-se considerar que o parâmetro de maior efetividade e que infere nos balanços de radiação de onda longa é a nebulosidade.

Uma análise da tabela 8 permite verificar que a temperatura do céu na altura de 700 mb pode ser considerada constante, o mesmo acontecendo com a temperatura a 850 mb.

A tabela 9 que mostra as variações das irradiações médias diárias características de cada mês para Tucuzi

ruí permite observar que as maiores variações são encontradas nos valores de $L\downarrow_1$ e $L\downarrow_2$, irradiâncias que sofrem as maiores variações por estarem na dependência do regime de nuvens.

O ciclo diurno de aquecimento devido ao balanço de radiação, na área de estudo, é diretamente responsável por muitas das condições do tempo ali observadas. Sendo assim a cobertura de nuvens assim como a variação na sua distribuição é um fator importante para o estudo dos processos macro e meso meteorológicos.

5 - CONCLUSÕES

- 1) Desde que o regime de nuvens afeta o balanço de radiação de modo bastante efetivo, qualquer análise ou modelagem desses balanços nesta região, devem levar em conta a variação diária da nebulosidade em dois níveis e a variação horária dos tipos de nuvens baixas e médias.

- 2) O modelo proposto, com base nos valores médios de dez anos, deve ser testado pela utilização de valores horários, estimados, medidos e suportados pelas observações de altitude.

6 - RECOMENDAÇÕES

É entendimento dos autores que as modificações a serem causadas no micro e mesoclima pela formação do lago de Tucuruí só poderão ser detectadas e estudadas, quantitativamente, desde que sejam conhecidos em detalhes, todos os termos da equação do balanço energético na área de Tucuruí.

Será necessário realizar um estudo da climatologia de nuvens na região, utilizando-se de séries de fotografias de satélite e montando-se um esquema de observação de nuvens por fotografias do céu, em mais quatro postos de observação, além daquele já existente.

A determinação dos valores de variação do albedo da superfície nas condições prevalentes na região seria necessária para florestas, áreas desmatadas, áreas com pastagens e superfícies de água (lago a ser formado e lagos existentes).

7 - BIBLIOGRAFIA CONSULTADA

AASE, J.K. e S.B.IDSO, 1978. A comparison of two formula types for calculating long-wave radiation from the atmosphere. Water Resources Research, 14:623-625.

ADEM, J., 1967. On the relations between outgoing longwave radiation, albedo, and cloudiness. Monthly Weather Rev., 95:257-260.

ANDERSON, F.R., 1954. Energy budget studies, and water loss investigations: Lake Hefner Studies, Technical Report, US Geological Survey Prof. Paper 269 - 71 - 119 .

ÅNGSTRÖM, A., 1918. The study of radiation of the atmosphere, Smithson. Inst. Misc. Coll., 65:1-159.

ÅNGSTRÖM, A., 1936. Effective radiation during the second international Polar Year Medd. Staters Meteorol. Hydrogr. Anst. Stockolm, 6(8).

ARNFIELD, A.J., 1979. Evolution of empirical expressions for the estimation of hourly and daily totals of atmospheric longwave emission under all sky conditions. Quart. J.R. Met. Soc., 105:1041-1052.

- ATWATER, M.A. e JOHN T. BALL, 1978. Computation of IR sky temperature and comparison with surface temperature. Solar Energy, 21:211-216.
- BERDAHL, P. e R.FROMBERG, 1982. The thermal radiance of clear skies. Solar Energy, 29:299-314.
- BLISS Jr., R.W., 1961. Atmospheric radiation near the surface of the ground: a summary for engineers. Solar Energy, 5: 103-120.
- BRUNT, D., 1932. Notes on radiation in the atmosphere. Quart. J. Roy. Met. Soc., 58:389-418.
- BRUTSAERT, W., 1975. On a derivable formula for long-wave radiation from clear skies. Water Resources Research, 11: 742-744.
- BUDYKO, M.I., 1956. The heat balance of the earth's surface. Gidrometeorol. 1956 (Trad. do Russo por N.A.Stepanova, U.S. Weather Bureau, Wash. D.C., 1958).
- BUDYKO, M.I., 1974. Climate and Life. Academic Press, N.York.
- CENTENO, M.V., 1982. New formula for the equivalent night sky emissivity. Solar Energy, 28:489-498.

- CHYLEK, P. e V.RAMASWAMY, 1982. Simple approximation for infrared emissivity of water clouds. J. Atmos. Sci, 39: 171-177.
- CLATCHEY, R.A.; R.W.FENN; J.E.A.SELBY; F.E.VOLTZ e J.S.GARRING, 1972. Optical Properties of the Atmosphere. 3rd Edn., U.S. Air Force, Cambridge Research Lab., Bedford, Mass., AFCRL-72-0497 (1972). Disponível a pedido no National Tech. Inf. Serv., US Dept. of Commerce, Springfield VA 22151.
- DALRYMPLE, G.L. e M.H.UNSWORTH, 1978. Long-wave radiation at the ground: III - A radiometer for the "representative angle". Quart. J.R. Met. Soc., 104: 357-362.
- DALRYMPLE, G.L. e M.H.UNSWORTH, 1978. Long-wave radiation at the ground: IV - Comparisons of measurements and calculations of radiation from cloudless skies. Quart. J. R. Met. Soc., 104: 989-997.
- EXELL, R.H.B., 1978. The atmospheric radiation climate of Thailand. Solar Energy, 25: 73-79.
- FRAVALO, C.; FOUQUART e R.ROSSET, 1981. The sensitivity of a model of low stratiform clouds to radiation. J. Atmos. Sci., 38: 1049-1062.

- GEIGER, R., 1966. The climate near the ground, 4th ed.
Harvard Univ. Press. Cambridge, Mass.
- GLAZIER, J.; J.L.MONTEITH e M.H.UNSWORTH, 1976. Effects of aerosol on the local heat budget of the lower atmosphere. Quart. J.R. Met. Soc., 102:95-102.
- HARSHVARDHAN e J.A.WEINMAN, 1982. Infrared radiative transfer through a regular array of cuboidal clouds. J. Atmos. Sci. 39:431-439.
- HASTENRATH, S., 1977. Relative role of atmosphere and ocean in the global heat budget: tropical Atlantic and eastern Pacific. Quart. J.R. Met. Soc., 103:519-526.
- HATFIELD, J.L.; R.J.REGINATO e S.B.IDSO, 1983. Comparisons of long-wave radiation calculations methods over the United States. Water Resources Res., 19:285-288.
- HOLTSLAG, A.A.M. e A.P. Van ULDEN, 1983. A simple scheme for daytime estimates of the surface fluxes from routine weather data. Journal of Climate and Applied Meteorology, 22:517-529.
- IDSO, S.B. e R.D.JACKSON, 1969. Thermal radiation from the atmosphere. Journal of Geophysical Research, 74:5397-5403.

- IDSO, B., 1972. Systematic deviations of clear sky atmosphere thermal radiation from predictions of empirical formulas. Quart. J. Roy. Met. Soc., 98:349-401.
- IDSO, S.B., 1980. On the apparent incompatibility of different atmospheric thermal radiation data sets. Quart. J.R. Met. Soc., 106:375-376.
- IDSO, S.B., 1981. A set of equations for full spectrum and 8 to 14 μm and 10,5 to 12,5 μm thermal radiation from cloudless skies. Water Resources Research, 17:295-304.
- IDSO, S.B., 1981. On the systematic nature of diurnal patterns of differences between calculations and measurements of clear sky atmospheric thermal radiation. Quart. J.R. Met. Soc., 107:737-741.
- KANO, M. e M.MIYAUCHI, 1974. Computation of infrared radiative fluxes in the cloudy atmosphere. Papers in Meteorology and Geophys., 25:125-137.
- KIMBALL, B.A. e S.B.IDSO, 1982. A model of thermal radiation from partly cloudy and overcast skies. Water Res. Research, 18:931-936.
- LAEVASTU, T. e E.AYRES, 1966. Numerical synoptic analysis of heat exchange and their use in ocean thermal structure prediction. Fleet Numerical Weather Facility Tech Note 26.

- LAEVASTU, T., 1967. Cloud factor in long-wave radiation formulas. J. Geophys. Res., 72:4277.
- LIND, R.J. e K.B.KATSAROS, 1982. A model of longwave irradiance for use with surface observations. Journal of Appl. Met., 21:1015-1023.
- LIU, K.N. e S.C.S.OU, 1981. Parameterization of infrared radiative transfer in cloudy atmospheres. J. Atmos. Sci., 38:2707-2716.
- LÖNNQVIST, O., 1950. A general method and a simplified formula for calculating effective radiation. Arkiv for Geofysik. Band 1, Nr. 4:79-115
- MINNIS, P., 1983. Diurnal cloud variations over South America and the Southeastern Pacific. I^a Conferência Internacional sobre a Meteorologia do Hemisfério Sul. Julho, 1983. São José dos Campos.
- MONTEITH, J.L., 1961. An empirical method for estimating long-wave radiation exchanges in the British Isles. Quart. J.R. Met. Soc., 87:171-179.
- MORGAN, D.L.; W.O.PRUIT e F.J.LOWRENCE, 1971. Estimation of atmospheric radiation. J. Appl. Met., 10:463-468.

- NUNES, G.S.S. e Y.VISWANADHAM, 1978. Aplicação de um método numérico para o cálculo de radiação infravermelha na atmosfera. Relatório nº INPE - 1303 - PE /147 .
- PALTRIDGE, W., 1970. Day-time long-wave radiation from the sky. Quart. J. Roy. Met. Soc., 96:645-653.
- PISSIMANIS, D.K. e V.A.NOTARIDOU, 1981. The atmospheric radiation in Athens during the summer. Solar Energy, 26: 525-528.
- RAMSEY, J.W.; H.D.CHIANG e R.J.GOLDSTEIN, 1982. A study of the incoming longwave atmospheric radiation from a clear sky. J. of App. Met., 21:566-578.
- REED, R.K. e D.HALPERN, 1975. Insolation and net long-wave radiation off the Oregon Coast. J. Geophys Res., 80:839-844.
- REED, R.K., 1976. On estimation of net long-wave radiation from the oceans. J. Geophys. Res., 81:5793-5794.
- ROACH, W.T. e A.SLINGO, 1979. A high resolution infrared radiative transfer scheme to study the interaction of radiation with cloud. Quart. J.R. Met. Soc., 105:603-614.
- ROBINSON, G.D., 1947. Notes on the measurement and estimations of atmospheric radiation. Quart. J.R. Met. Soc. 73 , p. 127-150.

- ROBINSON, P.J.; J.A.DAVIES e M.NUNEZ, 1972. Long-wave radiation exchange over Lake Ontario Fourth Report prepared under P.O. HO. 81276. Burlington, Ontario, Canadá.
- SATTERLUND, D.R., 1979. An improved equation for estimating longwave radiation from the atmosphere. Water Resources Res., 15:1649-1650.
- SELLERS, W.D., 1965. Physical Climatology. Univ. of Chicago Press. Chicago, U.S.A..
- SIMPSON, J.J. e C.A.PAULSON, 1979. Mid-ocean observations of atmospheric radiation. Quart. J.R. Met. Soc., 105:487-502.
- SWINBANK, W.C. , 1963. Long-wave radiation from clear skies. Quart. J. Roy. Met. Soc., 89:339-348.
- UNSWORTH, M.H. e J.L.MONTEITH, 1975. Long-wave radiation at the ground: I - Angular distribution of incoming radiation. Quart. J.R. Met. Soc., 101:13-24.
- UNSWORTH, M.H., 1975. Long-wave radiation at the ground: II - Geometry of interception by slopes, solids and obstructed planes. Quart. J.R. Met. Soc., 101:25-34.
- WANG, W.C.; W.B.ROSSOV; M.S.YAO e M.WOLFSON, 1981. Climate sensitivity of one-dimensional radiative - convective model with cloud feedback. J. Atmos. Sci., 38:1167-1178.

VISWANADHAM, Y., 1981. Infrared flux and divergence in a clear tropical southern atmosphere. Ciência e Cultura, 33: 380 - 390 .