

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA

UM RADIÔMETRO PARA A MEDIÇÃO DE TROCAS
DE CALOR POR RADIAÇÃO EM ONDAS LONGAS

DISSERTAÇÃO SUBMETIDA À UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA
PARA OBTENÇÃO DO GRAU DE MESTRE EM ENGENHARIA

GUSTAVO JOSÉ FLEURY CHARMILLOT

FLORIANÓPOLIS (SC), MARÇO - 1986

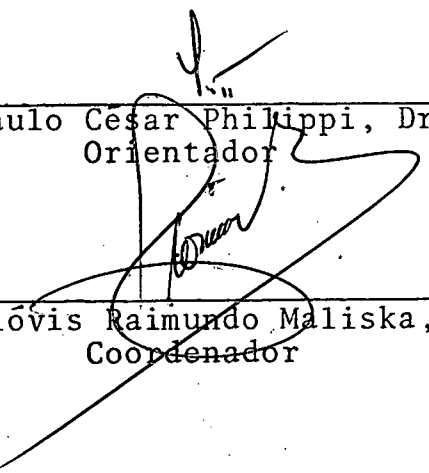
UM RADIÔMETRO PARA A MEDIÇÃO DE TROCAS
DE CALOR POR RADIAÇÃO EM ONDAS LONGAS.

GUSTAVO JOSÉ FLEURY CHARMILLOT

ESTA DISSERTAÇÃO FOI JULGADA ADEQUADA PARA OBTENÇÃO DO
TÍTULO DE


MESTRE EM ENGENHARIA


ESPECIALIDADE ENGENHARIA MECÂNICA E APROVADA EM SUA FORMA
FINAL PELO PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO



Prof. Paulo César Philippi, Dr. Ing.
Orientador

Prof. Clóvis Raimundo Maliska, Ph.D.
Coordenador

BANCA EXAMINADORA:


Prof. Paulo César Philippi, Dr. Ing.
Presidente


Prof. José Antonio Bellini da Cunha Neto,
Co-orientador M.Sc.


Prof. Álvaro Toubes Prata, Ph.D.

Ao Pai, pelo Filho

Ao Filho, pela Cruz

Ao Espírito, pela sua presença

À

meus pais

AGRADECIMENTOS

- Aos orientadores Paulo César Philippi e José Antonio Bellini da Cunha Neto, pelo exemplo de dedicação, perseverança, idealismo, competência e pelo apoio técnico-científico no decorrer do trabalho;
- Aos engenheiros Zimmerman e Vólney pela ajuda recebida;
- Ao amigo Kazunori;
- Aos amigos que partilharam das alegrias e tristezas no decorrer dessa caminhada;
- Ao CNPq (Conselho Nacional do Desenvolvimento Científico e Tecnológico) pelo apoio financeiro;
- À Faculdade de Engenharia de Joinville, por me liberar para a conclusão desse trabalho.
- Ao Professor Vicente pela ajuda no cálculo do fator de forma;

SUMÁRIO

Página

LISTA DE FIGURAS

LISTA DE SÍMBOLOS

RESUMO

ABSTRACT

1.	INTRODUÇÃO	1
2.	FUNDAMENTOS TEÓRICOS	5
2.1	- Conceitos Fundamentais	5
2.2	- Balanço de Energia no Sub-Sistema Terra-Atmosfera ...	13
2.3	- A Radiação Atmosférica	17
2.4	- Determinação da Radiação Atmosférica	24
2.4.1	- Métodos Analíticos	27
2.4.1.1	- Equação da Transfêrência Radiante	27
2.4.1.2	- Aplicações da Equação da Transfe- rência Radiante	35
2.4.1.3	- Programa Lowtran	37
2.4.2	- Métodos Empíricos	41
2.4.2.1	- Superfícies Horizontais com Céu Claro	42
2.4.2.1.1	- Equação de Ångström	42
2.4.2.1.2	- Equação de Brunt	43
2.4.2.1.3	- Equação de Swinbank	45
2.4.2.1.4	- Equação de Idso-Jackson	46
2.4.2.1.5	- Equação de Clark-Allen	47
2.4.2.1.6	- Equação de Berdahl-From- berg	48

	Página
2.4.2.1.7 - Equação de Berdahl-Martin	49
2.4.2.1.8 - Equação de Centeno	50
2.4.2.1.9 - Equação de Brutsaert	51
2.4.2.1.10 - Equação de Idso	52
2.4.2.2 - Superfícies Horizontais com Céu Nublado	53
2.4.2.3 - Superfícies Inclínadas	57
3. APARELHOS PARA MEDIÇÃO DA RADIAÇÃO EM ONDAS LONGAS	60
3.1 - Introdução	60
3.2 - Pirgeômetros Pioneiros	70
3.2.1 - Pirgeômetro de Boys	70
3.2.2 - Pirgeômetro de Ångström	70
3.3 - Pirgeômetros Modernos	72
3.3.1 - Sensor não Protegido	72
3.3.1.1 - Pirgeômetro de Troca Líquida de Gier-Dunkle	72
3.3.1.2 - Pirgeômetro de Troca Líquida de Yanishvsky	74
3.3.1.3 - Pirgeômetro de Troca Líquida de Suomi-Franssila	76
3.3.2 - Sensor Protegido	78
3.3.2.1 - Pirgeômetro de Troca Líquida de Fritschen	78

3.3.2.2 - Pirgeômetro de Troca Líquida de Suomi-Kuhn	79
4. DESCRIÇÃO GERAL DO PIRGEÔMETRO DE TROCA LÍQUIDA	81
4.1 - Aspectos Construtivos	81
4.2 - Balanço de Energia no Sensor	88
4.3 - Transdutores de Temperatura	92
4.3.1 - O Termistor	95
4.3.2 - Circuito Eletrônico Linearizador	102
5. RESULTADOS	112
5.1 - Calibração dos Termistores	112
5.2 - Circuito Eletrônico de Linearização Contendo um Termistor	114
5.3 - Circuito Eletrônico de Linearização Contendo dois Termistores	123
5.4 - Calibração do Pirgeômetro	128
5.4.1 - Método de Johnson	128
5.4.2 - Método de Cooper	132
5.4.3 - Método de Idso	134
5.4.4 - Resultados da Calibração	136
6. CONCLUSÕES	144
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	147
APÊNDICE A - Circuito de Linearização	157
APÊNDICE B - Função de Transmissão Difusa	166

LISTA DE FIGURAS

Página

FIGURA 2.1 - Espectro eletromagnético da radiação [21].....	7
FIGURA 2.2 - Intensidade espectral de um corpo negro [21].....	8
FIGURA 2.3 - Representação do poder emissivo espectral di- recional [21]	9
FIGURA 2.4 - Poder emissivo espectral hemisférico de um corpo negro	11
FIGURA 2.5 - Balanço de energia no sub-sistema terra-atmos- fera [23]	14
FIGURA 2.6 - Balanço de energia numa superfície horizontal, no período noturno	16
FIGURA 2.7 - Espectro de absorção da atmosfera e dos seus principais componentes [25].....	18
FIGURA 2.8 - Espectro emissivo da atmosfera [27]	19
FIGURA 2.9 - Variação da radiação atmosférica espectral com o ângulo de zênite, para um dia de verão com céu claro [25]	20
FIGURA 2.10 - Variação da radiação atmosférica espectral com o conteúdo precipitável de vapor d'água [25].....	22
FIGURA 2.11 - Variação da radiação atmosférica espectral em função do ângulo de zênite, para um dia de inverno sem nuvens [25].....	22

FIGURA 2.12 - Influência das nuvens na radiação atmosférica espectral [25]. As condições atmosféricas são iguais aquelas da Fig. 2.9	23
FIGURA 2.13 - Variação da radiação atmosférica espectral com a concentração de ozônio [25],[28]	24
FIGURA 2.14 - Elemento cilíndrico e direção de propagação r ...	28
FIGURA 2.15 - Mudança da orientação do eixo	32
FIGURA 2.16 - Divisão da atmosfera em camadas para o cálculo da radiação atmosférica	38
FIGURA 2.17 - Estrutura do programa Lowtran 5 [33]	40
FIGURA 2.18 - Correlação entre a emissividade atmosférica e a temperatura de orvalho, para o período noturno com céu claro [25]	49
FIGURA 2.19 - Correlação entre a emissividade atmosférica e a temperatura de orvalho, para o período diurno com céu claro [25]	50
FIGURA 2.20 - Comparação de equações utilizando temperatura de orvalho como parâmetro [25],[28]	52
FIGURA 2.21 - Fator de correção C_a para a presença de nuvens [43]	55
FIGURA 3.1 - Transmissividade espectral do KRS-5 [11]	65

FIGURA 3.2 - Transmissividade de um filme de polietileno [13]	65
FIGURA 3.3 - Transmissividade espectral do polietileno preto [54]	67
FIGURA 3.4 - Esquema do circuito do pirgeômetro de Ångström [56]	71
FIGURA 3.5 - Termopilha do pirgeômetro de Gier-Dunkle [9]	72
FIGURA 3.6 - Vista do conjunto do transdutor [9]	73
FIGURA 3.7 - Esquema da termopilha [26]	75
FIGURA 3.8 - Esquema do controle da ventilação sobre o sensor e detalhe da construção do sensor [49], [52]	76
FIGURA 3.9 - Vista explodida do instrumento de Fritschen [42], [18]	78
FIGURA 3.10 - Seção transversal do sensor do instrumento de Suomi-Kuhn [49]	80
FIGURA 4.1 - Vista geral do pirgeômetro de troca líquida	83
FIGURA 4.2 - Dimensões das aberturas na parte final do duto de ventilação (em mm)	85
FIGURA 4.3 - Emissividade espectral da tinta 3M Black Velvet [59]	86

FIGURA 4.4 - Emissividade espectral do anodizado preto num substrato de alumínio, para dois valores distintos de temperatura [59]	87
FIGURA 4.5 - Refletividade espectral da tinta 3M ECP-2200 [59]	88
FIGURA 4.6 - Balanço de energia no sensor	89
FIGURA 4.7 - Os diversos formatos de um termistor [73]	96
FIGURA 4.8 - Aspecto da soldagem do termistor na superfície sensora	97
FIGURA 4.9 - Processo de auto-aquecimento de um termistor [73]	99
FIGURA 4.10 - Relação entre a resistência e a temperatura de um termistor, tendo B como parâmetro [72]	100
FIGURA 4.11 - Curva característica de um termistor de coeficiente negativo	101
FIGURA 4.12 - Seis circuitos lineares contendo termistores [17]	102
FIGURA 4.13 - Configuração de um "Buffer"	103
FIGURA 4.14 - Simbologia básica de um amplificador operacional [80]	104
FIGURA 4.15 - Esquema da fonte de tensão constante	106

FIGURA 4.16 - Comportamento sequencial da tensão na fonte de tensão constante	106
FIGURA 4.17 - "Buffer", circuito de linearização e amplificação do sinal de saída	107
FIGURA 4.18 - Esquema completo do circuito eletrônico utilizado no pirgeômetro	108
FIGURA 4.19 - Esquema da amplificação da tensão de saída V_o e do divisor resistivo.....	109
FIGURA 4.20 - Esquema dos componentes do circuito	110
FIGURA 4.21 - Esquema da placa de fenolite corroída	110
FIGURA 4.22 - Vista geral do pirgeômetro	111
FIGURA 5.1 - Relação resistência-temperatura dos termistores	115
FIGURA 5.2 - Relação resistência-temperatura dos termistores 1 e 3	116
FIGURA 5.3 - Relação entre a tensão de saída e a temperatura, para uma tensão de referência de 0,5V	118
FIGURA 5.4 - Comparação entre a relação tensão de saída-temperatura, para tensões de referência de 0,4V e 0,5V	119
FIGURA 5.5 - Estabilidade dos resultados obtidos com o circuito de linearização	122

FIGURA 5.6 - Relação entre a tensão de saída (V_L) e a diferença de temperaturas (ΔT)	124
FIGURA 5.7 - Estabilidade do circuito linearizador de diferença de temperaturas	125
FIGURA 5.8 - Esquema da câmara de calibração de Johnson [18]	129
FIGURA 5.9 - Esquema do método de calibração de Cooper [19]	133
FIGURA 5.10 - Determinação da constante de calibração através do método de Idso	135
FIGURA 5.11 - Vista da fonte de radiação em ondas longas (na parte inferior, à esquerda) e do procedimento da calibração	137
FIGURA 5.12 - Posição relativa entre a placa de cobre e a superfície sensora do pirgeômetro; as dimensões são dadas em mm.	138
FIGURA 5.13 - Constante de Calibração do pirgeômetro (Tab. 5.6)	139
FIGURA 5.14 - Constante de Calibração do pirgeômetro (Tab. 5.7)	140
FIGURA A.1 - Circuito de linearização [17]	157
FIGURA B.1 - Relação entre β e $2E_3(x)$ [26], [36]	169

LISTA DE SÍMBOLOS

C_0	velocidade de propagação da luz no vácuo
n_1	índice de refração
λ	comprimento de onda
ν	frequência
ω	ângulo sólido
$i'_{\lambda b}$	intensidade espectral de um corpo negro
i'_b	intensidade total de um corpo negro
$e'_{\lambda b}$	poder emissivo espectral direcional de um corpo negro
$e_{\lambda b}$	poder emissivo espectral hemisférico
e_b	poder emissivo total hemisférico
σ	constante de Stefan-Boltzman
θ	ângulo de azimute
β	ângulo de zênite
t	tempo
T, θ	temperatura
C_p	calor específico a pressão constante
α	absortividade
r	refletividade
τ	transmissividade
ϵ	emissividade
ϵ_{AT}	emissividade da atmosfera
ϵ_{ATO}	emissividade da atmosfera na presença de nuvens
R, U, G	fluxo de radiação
\dot{Q}, q	fluxo de calor
h, H	coeficiente convectivo
e	pressão de vapor d'água

ρ	concentração de vapor d'água
μ	concentração de dióxido de carbono
m_w	conteúdo precipitável de vapor d'água
K_λ	coeficiente de absorção por unidade de massa
η_λ	coeficiente de emissão por unidade de massa
σ_λ	coeficiente de espalhamento por unidade de massa
P_F	função transmissão difusa
A_F	função emissão difusa
n	fração do céu coberto por nuvens
C_a	fator de correção
f, F	fator de forma
i, I	corrente elétrica
R	resistência elétrica
$R(T)$	resistência elétrica variável com a temperatura
e, V, M	tensão
A	ganho de um amplificador

RESUMO

O conhecimento da radiação atmosférica, radiação em ondas longas, é importante para o cálculo da troca de calor por radiação entre as superfícies externas de uma edificação e a abóbada celeste, no estudo do comportamento térmico de edificações. Existem dois métodos distintos para a determinação da radiação atmosférica: método analítico e método empírico. As principais aplicações do método analítico e algumas equações empíricas são apresentadas. Para a obtenção e comprovação dos distintos métodos é necessário medir a radiação atmosférica. Os principais pirgeômetros, cada um com sua peculiaridade, são apresentados. Faz-se uma distinção entre dois tipos de instrumentos: sensor protegido e sensor não protegido (ventilado). O objetivo deste trabalho é a construção de um pirgeômetro de troca líquida que mede a troca de energia radiante entre os corpos na superfície terrestre e a atmosfera. O aparelho construído apresenta o sensor não protegido, é ventilado e utiliza termistores como transdutores de temperatura. Um circuito eletrônico de linearização do sinal de saída foi desenvolvido para o instrumento. A calibração do pirgeômetro é feita através de um método simplificado, porém os resultados são aparentemente confiáveis, mostrando um desvio máximo de 3,0%.

ABSTRACT

The knowledge of atmospheric radiation, named long waves radiation, is important for determining the energy exchange between the external surfaces of buildings and the sky dome. Two methods are available for determining atmospheric radiation: analytical methods and empirical methods. This work presents some results of the application of these methods. Atmospheric radiation measurements are required for obtaining and validating both, analytical and empirical methods. The main pirgeometers and their operational characteristics are presented. This work describes the design and construction of a net-pirgeometer for measuring long-waves radiant exchanges between a body in the earth surface and the atmosphere. The instrument was built using a uncovered surface and a disc shaped thermistors as temperature transducers. An electronic circuit for linearizing the output signal has also been developed. Calibration has been achieved using a simple and not expensive procedure. The results appear to be in good agreement with more sophisticated procedures, showing a maximum deviation of 3%.

C A P Í T U L O 1

INTRODUÇÃO

"Si l'on place em plain air, dans une nuit calme et sereine, de petites masses d'herbe, de coton, d'édredon, ou de toute autre substance filamenteuse, on trouve, après un certain temps, que leur température est de 6, de 7 et même de 8° centigrades au dessous de la température de l'atmosphère ambiente". (Arago, 1828).

Este é o primeiro relato científico conhecido sobre resfriamento radiante [1].

O resfriamento radiante, consequência de uma troca de energia radiante em ondas longas, ocorre porque o céu se comporta como um sumidouro de calor. Considerando o céu como um corpo a uma temperatura inferior à da superfície terrestre e a atmosfera como parcialmente transparente à radiação em ondas longas, irá ocorrer uma troca líquida de energia radiante na direção superfície terrestre-atmosfera.

A temperatura de uma superfície exposta ao ambiente diminui, podendo ocorrer diferenças da ordem de 10 a 15 °C em relação à temperatura ambiente [1], enquanto o fluxo líquido de energia radiante se situa na faixa de 60 a 90 W/m² [2].

De fato, o resfriamento radiante está presente de várias maneiras no dia-a-dia:

- possibilidade de formação de geada durante noites claras mesmo quando a temperatura ambiente é superior a 0°C;
- climatização de ambiente; no Irã, a utilização do resfriamento radiante remonta há vários séculos [3].

Nos tempos atuais, tem-se a preocupação de possibilitar ao homem todo o bem-estar e conforto possível. Como o custo envolvido é um fator preponderante, existe a preocupação de se projetar as edificações com a finalidade de proporcionar aos seus ocupantes condições de conforto térmico, sem a necessidade de grandes investimentos em aparelhos para o condicionamento do ar.

Um estudo sobre o comportamento térmico de uma edificação envolve diferentes formas de troca de calor: condução, convecção, radiação solar e radiação em ondas longas. As três primeiras formas de troca de energia estão suficientemente pesquisadas, mas o mesmo não acontece com a troca de calor por radiação em ondas longas [4].

A radiação emitida pelos gases da atmosfera (radiação atmosférica) e a radiação emitida pela superfície terrestre (radiação terrestre) são exemplos de radiação em ondas longas que incidem nas superfícies externas de uma edificação. Há 30 anos atrás, a contribuição dessas parcelas era considerada mínima em relação à energia solar absorvida pela edificação, ocasionando erros significativos no cálculo do fluxo de calor [4].

Devido ao desinteresse em quantificar a radiação atmosférica e à falta de instrumentos de medição, não existe, no

Brasil, dados sobre essa radiação em ondas longas. Alguns grupos, isoladamente, estão trabalhando na área de comportamento térmico de edificações. Dentro da Universidade Federal de Santa Catarina (UFSC), o Grupo de Sistemas Passivos (SITERPA) tem desenvolvido trabalhos de natureza teórica e experimental [5],[6],[7],[8].

Os objetivos deste trabalho são: a) fazer uma síntese sobre as características da radiação atmosférica e b) construir um aparelho que meça a troca líquida de radiação entre a atmosfera e a superfície terrestre, a fim de fornecer dados para a formulação e comprovação dos modelos existentes.

Os modelos utilizados para o cálculo da radiação atmosférica se dividem em: modelo analítico e modelo teórico. O primeiro utiliza as propriedades radiantes dos gases que compoem a atmosfera juntamente com os dados das condições atmosféricas para calcular a radiação atmosférica. O segundo método relaciona a radiação atmosférica com parâmetros facilmente obteníveis ao nível da superfície terrestre.

Os instrumentos utilizados na medição da radiação atmosférica podem ser classificados, quanto as características do sensor, em: sensor protegido e sensor não protegido. Gier [9] foi o primeiro a construir um pirgeômetro de troca líquida com sensor não protegido, isto é, ventilado. Macdowall [10] construiu um instrumento semelhante ao anterior, com algumas diferenças no transdutor de temperatura.

O uso de sensores protegidos em instrumentos que medem a radiação em ondas longas esbarra na dificuldade em se obter um material de cobertura adequado. O polietileno e o KRS-5 são os mais utilizados [11],[12],[13],[14],[15] como cobertura,

embora o espectro de transmissão não seja ideal.

Outra característica pertinente aos radiômetros, instrumentos que medem radiação, é o tipo do transdutor de temperatura. A quase totalidade dos radiômetros utiliza o princípio da termopilha, que é um conjunto de termojunções em série. Uma contribuição deste trabalho é a substituição da termopilha por termistores no sensor de um pirgeômetro de troca líquida.

A limitação na utilização de termistores deve-se à seguinte característica: relação não linear entre a temperatura e a resistência. Beakley [16] é o pioneiro no estudo da linearização do sinal de saída em circuitos utilizando termistores. No presente trabalho, fez-se uso da teoria desenvolvida por Broughton [17], que utiliza resistores e amplificadores operacionais, para linearizar o sinal de saída.

A parte final do trabalho consiste do processo de calibração, que relaciona o sinal de saída, em mV, à um fluxo de radiação (Wm^{-2}). Fritschen [18] utiliza o processo da câmara de calibração de Johnson. Cooper [19] e Idso [20] utilizam uma fonte de radiação em ondas longas para realizar a calibração. Neste trabalho, o método de Idso [20] é utilizado por ser simples, não dispendioso e apresentar resultados confiáveis.

C A P Í T U L O 2

2. FUNDAMENTOS TEÓRICOS

Neste capítulo, serão abordados os principais conceitos fundamentais, como: princípio da propagação, características e os métodos de determinação da radiação atmosférica.

2.1 - Conceitos Fundamentais

Toda matéria emite radiação eletromagnética devido ao movimento dos átomos e moléculas, sendo esse movimento uma função da temperatura [21].

Existem duas abordagens distintas sobre a propagação da energia radiante [21]: teoria das ondas eletromagnéticas e a mecânica quântica. Porém, a verdadeira natureza da energia eletromagnética ainda não é conhecida, embora a teoria quântica produza resultados muito próximos aos da teoria clássica (ondas eletromagnéticas) [21].

Na maioria dos casos, a radiação pode ser analisada pelo ponto de vista das ondas eletromagnéticas, embora nos estudos mais importantes da radiação (como a distribuição espectral

da energia emitida por um corpo) seja necessário a utilização da teoria quântica [21].

Segundo a teoria clássica, a velocidade de propagação das ondas eletromagnéticas é a mesma da luz. No vácuo, a velocidade de propagação tem o valor de $C_0 = 2,998.10^8$ m/s e num meio diferente do vácuo a velocidade de propagação é $C = \frac{C_0}{n_1}$, onde n_1 é o índice de refração do meio e sempre maior que 1.

A relação entre o comprimento de onda e a frequência com que a radiação é emitida é dada por:

$$C_0 = \lambda \cdot \nu \quad (2.1)$$

onde λ é o comprimento de onda (m) e ν é a frequência (s^{-1}).

Os diferentes tipos de radiação eletromagnética são classificados segundo o comprimento de onda (ou frequência de emissão) no vácuo. Na Fig. 2.1 tem-se o espectro eletromagnético da radiação [21].

As unidades de comprimento de onda mais utilizadas são o micrometro (μm) e o Ångström (Å); tem-se que $1\mu\text{m} = 10^{-6}$ m e $1\text{Å} = 10^{-10}$ m.

Em balanços de energia radiante, a faixa de interesse é a da radiação térmica (0,1 a 100 μm); nessa faixa existem dois tipos de radiação bem distintos: radiação em ondas curtas (0,1 a 4 μm) e radiação em ondas longas (4 a 100 μm) [21].

A radiação em ondas longas é característica da emissão de corpos com um nível de temperatura igual ao existente no globo terrestre, enquanto a radiação em ondas curtas é característica da radiação originada no sol.

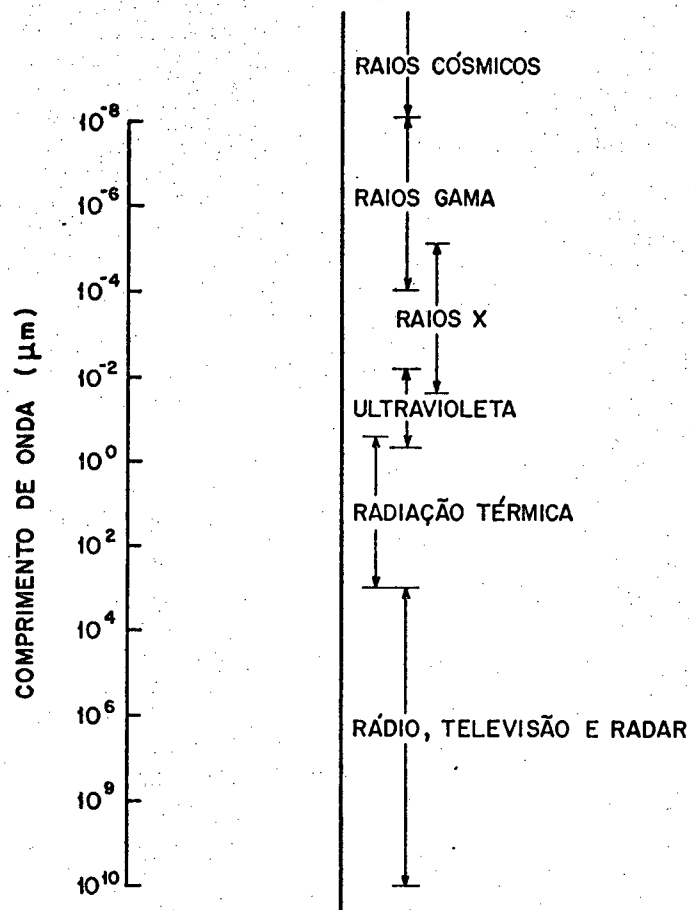


Figura 2.1 - Espectro eletromagn3tico da radia33o [21].

Entre 0,35 e 0,75 μm tem-se a estreita faixa de radia33o vis3vel ao olho humano, isto 3, 3, a radia33o emitida dentro dessa faixa sensibiliza o olho humano. As cores da radia33o s3o as seguintes, na ordem de aumento do comprimento de onda: violeta, anil, azul, verde, amarelo, laranja e vermelho.

Conhecida a maneira como se processa a emiss3o da radia33o, tem-se a necessidade de quantific3-la pois em problemas de engenharia, como neste trabalho, precisa-se obter valores para as trocas de calor por radia33o. Para facilitar a solu33o desse problema criou-se o conceito de corpo negro [21], definido como um corpo ideal que n3o reflete a radia33o incidente, absorvendo-a totalmente. Essa absor33o ocorre para todos os comprimentos de

onda e para todos os ângulos de incidência da radiação.

As propriedades radiantes de um corpo negro foram estabelecidas pela teoria quântica e comprovadas experimentalmente [21]. Além de ser um absorvedor perfeito, o corpo negro tem a propriedade de ser um emissor perfeito em todas as direções e em todos os comprimentos de onda [21].

Prosseguindo no esforço de quantificar a emissão de radiação por um corpo negro, introduz-se um outro conceito [21]. A intensidade espectral de um corpo negro ($i'_{\lambda b}$) é a energia emitida por unidade de tempo, por unidade de intervalo infinitesimal de comprimento de onda ($d\lambda$), por unidade de área infinitesimal projetada normalmente à superfície (dA_p) e por unidade infinitesimal de ângulo sólido ($d\omega$) em relação à direção (β, θ) (Fig. 2.2).

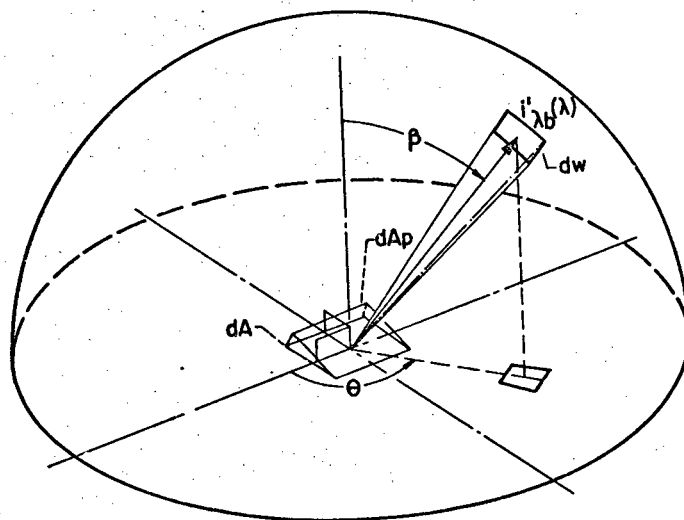


Figura 2.2 - Intensidade espectral de um corpo negro [21].

A intensidade total (i'_b) é definida de modo análogo à intensidade espectral $i'_{\lambda b}$, porém englobando a emissão de radiação em todos os comprimentos de onda. Portanto, tem-se a seguinte relação entre elas:

$$i'_b = \int_0^{\infty} i'_{\lambda b}(\lambda) d\lambda \quad (2.2)$$

A intensidade de radiação é definida com base numa área projetada em relação à direção de emissão. Às vezes é útil trabalhar com a radiação emitida por unidade de área real (não projetada). Para isso, define-se o poder emissivo espectral direcional de um corpo negro ($e'_{\lambda b}$), que é a energia emitida por um corpo negro, por unidade de tempo, por intervalo infinitesimal de comprimento de onda ($d\lambda$), por unidade infinitesimal de área (dA) e por unidade de ângulo sólido infinitesimal ($d\omega$) em relação à direção (β, θ) [21]. A Fig. 2.3 mostra a representação do poder emissivo espectral direcional.

Assim, tem-se a seguinte relação [21]:

$$e'_{\lambda b} = i'_{\lambda b} \cos \beta \quad (2.3)$$

A Eq. (2.3) também é conhecida como lei do cosseno de Lambert [21], sendo que todo corpo negro obedece a essa relação. As superfícies que obedecem essa relação são ditas difusas.

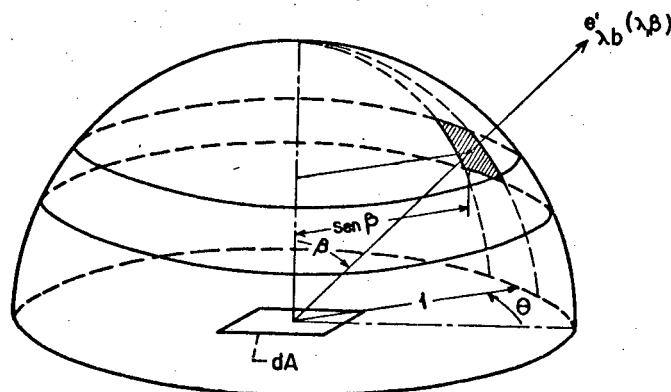


Figura 2.3 - Representação do poder emissivo espectral direcional [21].

Quando se quer obter a radiação emitida em todas as direções, integra-se $e'_{\lambda b}$ sobre todos os ângulos sólidos. Essa quantidade é chamada de poder emissivo espectral hemisférico ($e_{\lambda b}$) [21].

Algumas características de um corpo negro, como absorvedor perfeito, emissor perfeito, lei do coseno de Lambert, etc, podem ser demonstradas utilizando-se argumentos termodinâmicos [21]. Porém, o valor da intensidade de radiação em função do comprimento de onda não pode ser obtido dessa mesma maneira. Foi procurando essa relação que Plank lançou as bases da teoria quântica. Ele mostrou, e verificou experimentalmente, que, para um corpo negro, a distribuição espectral do poder emissivo hemisférico e da intensidade de radiação, no vácuo, é dada em função da temperatura e do comprimento de onda, da seguinte maneira [21]:

$$e_{\lambda b} = \int_{\theta=0}^{2\pi} \int_{\beta=0}^{\pi/2} e'_{\lambda b} \cos \beta \sin \beta \, d\beta \, d\theta$$

$$= \pi i'_{\lambda b} = \frac{2 \pi C_1}{\lambda^5 (e^{C_2/\lambda T} - 1)} \quad (2.4)$$

onde $C_1 = 0,59544 \cdot 10^{-16} \text{ Wm}^2$ e $C_2 = 1,4388 \cdot 10^{-2} \text{ mK}$

A Eq. (2.4) também se aplica para emissão de radiação no ar, com resultados muito bons [21]. Integrando-se a Eq. (2.4) em todo intervalo de comprimento de onda, tem-se que [21]:

$$e_b = \int_0^{\infty} e_{\lambda b} \, d\lambda = \sigma T^4 \quad (2.5)$$

onde e_b é o poder emissivo total hemisférico de um corpo negro, ou em outras palavras, a radiação total emitida por um corpo negro. A Eq. (2.5) é conhecida como lei de Stefan-Boltzman e $\sigma = 5,6697 \cdot 10^{-8} \text{ W/m}^2 \text{ K}^4$ é a constante de Stefan-Boltzman.

A Fig. 2.4 mostra a distribuição do poder emissivo espectral hemisférico de um corpo negro a diferentes temperaturas.

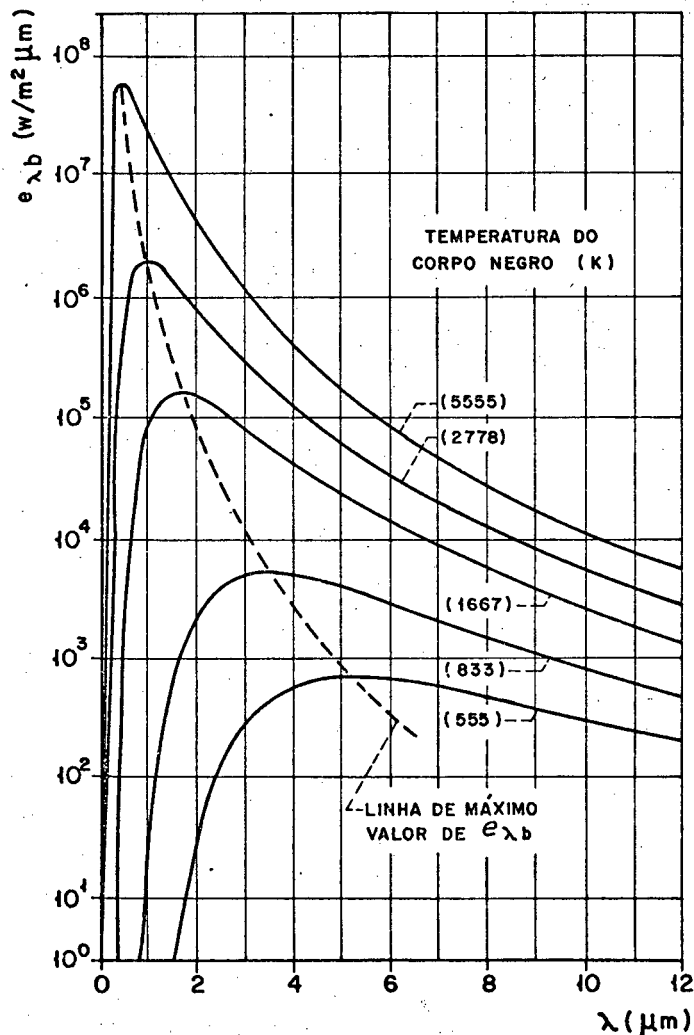


Figura 2.4 - Poder emissivo espectral hemisférico de um corpo negro.

O comprimento de onda para uma dada temperatura onde a emissão de radiação é máxima é determinado através da lei de Wien [21].

$$\lambda_{\text{MAX}} \cdot T = C_3 \quad (2.6)$$

onde $C_3 = 2897,8 \mu\text{mK}$, λ_{MAX} em μm e T em K.

Todavia, os corpos reais não tem as propriedades dos corpos negros e para conhecer suas características radiantes é necessário definir algumas propriedades importantes [21], [22] que serão utilizadas adiante :

Absortividade (α): relação entre a energia incidente que é absorvida por um corpo e a própria energia incidente no corpo. Para um corpo negro, de acordo com a definição, $\alpha = 1$.

Refletividade (r): relação entre a energia incidente que é refletida por um corpo e a própria energia incidente no corpo. Para um corpo negro, $r = 0$.

Transmissividade (τ): relação entre a energia incidente que é transmitida pelo corpo e a própria energia incidente no corpo.

Emissividade (ϵ): relação entre a energia radiante emitida por um corpo real e a energia radiante emitida por um corpo negro à mesma temperatura. Para um corpo negro, $\epsilon = 1$.

A emissão de radiação por um corpo real (R) é modelada pela seguinte relação [21], [22]:

$$R = \epsilon \sigma T^4 \quad (2.7)$$

2.2 - Balço de Energia no Sub-Sistema Terra-Atmosfera

O objetivo desse trabalho está associado  determi_{na}ção da troca de energia radiante, em ondas longas, entre corpos na superfície terrestre e a atmosfera. A atmosfera, que é uma mistura de gases, se comporta como um corpo real, tendo como ca_{racter}sticas a absorção, a emissão, a transmissão e a reflexão da radiação.

A radiação em ondas longas emitida pela atmosfera, a partir de agora, será designada por radiação atmosférica e sua importância pode ser medida pelo balanço de energia no sub-siste_{ma} terra-atmosfera.

A Fig. 2.5 [23] mostra como os diferentes tipos de transferência de calor produzem um equilíbrio térmico entre a superfície terrestre e a atmosfera.

Considerando que a radiação anual média proveniente do sol  338 W/m^2 e tomando este valor como referência (100%), pode-se afirmar que [23]:

a) do total da energia solar incidente:

- 25% é absorvida pela atmosfera (5% pelas nu_{vens} e 20% pelo restante da massa atmosférica).
- 28% é refletida de volta para o espaço (19% pelas nuvens, 6% pelo restante da massa atmosférica e 3% pela superfície terrestre).
- 47% é absorvida pela superfície terrestre, sendo convertida em energia térmica.

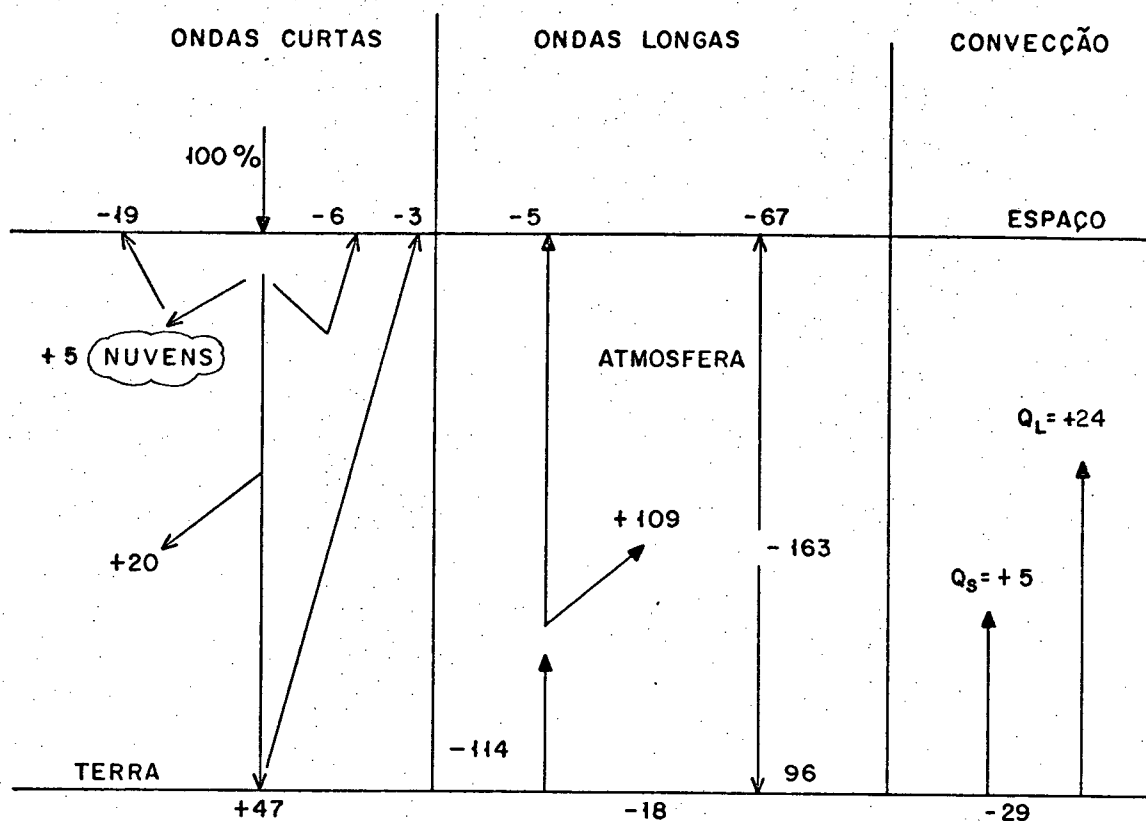


Figura 2.5 - Balanço de energia no sub-sistema terra-atmosfera [23].

A partir desses valores, conclui-se que a atmosfera é parcialmente transparente à radiação em ondas curtas, isto é, ela transmite parcialmente a radiação em ondas curtas proveniente do sol.

b) quanto à emissão da radiação em ondas longas:

- a terra emite 114%, sendo que 109% é absorvida pela atmosfera e os restantes 5% se perdem para o espaço.
- a atmosfera emite 163%, sendo 96% para a superfície terrestre (também chamada de contra-radiação ou, erroneamente, de radiação noturna) e 67% para o espaço.

Seja, então, uma superfície horizontal com emissividade ϵ_0 , absorptividade α_0 e temperatura T_0 (igual à temperatura ambiente), sobre a qual incide a radiação atmosférica R_A .

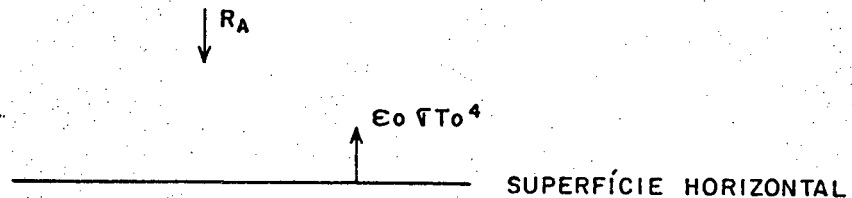


Figura 2.6 - Balanço de energia numa superfície horizontal, no período noturno.

O balanço de energia, considerando que não há troca de calor por condução nem convecção [24], fornece o seguinte fluxo líquido de radiação R_L :

$$R_L = \alpha_0 R_A - \epsilon_0 \sigma T_0^4 \quad (2.8)$$

Utilizando a lei de Kirchhoff [21], tem-se que $\epsilon_0 = \alpha_0$. Logo,

$$R_L = \epsilon_0 (R_A - \sigma T_0^4) \quad (2.9)$$

Como a atmosfera não tem características emissivas iguais a de um corpo negro e ainda está à uma temperatura efetiva sempre menor que a temperatura ambiente [24], vê-se através da Eq. (2.9) que a superfície sofrerá uma perda de energia, a qual é designada por resfriamento radiante. Então, no período noturno, a atmosfera funciona como um sumidouro de calor, provocando o res

friamento de corpos na superfície terrestre.

Mais uma vez, fica provada a importância de se determinar a radiação atmosférica. Mesmo com a presença da radiação solar, a influência da radiação atmosférica em um balanço de energia é importante [4].

A seguir, serão apresentadas as características da radiação atmosférica, com maiores detalhes.

2.3 - A Radiação Atmosférica

Nesse parágrafo, será abordado o comportamento emissivo da atmosfera, identificando-se alguns fatores que influenciam no seu espectro emissivo.

A atmosfera é uma mistura de gases [25], com propriedade de absorver, emitir, refletir e transmitir a radiação. Ela tem 99% do seu volume composto por oxigênio e nitrogênio [24], [25], que à exemplo de outras moléculas simétricas, não absorvem e nem emitem radiação na faixa de ondas longas [24], [25], isto é, são totalmente transparentes a esse tipo de radiação.

A absorção e emissão da radiação em ondas longas na atmosfera se deve, principalmente, aos seguintes elementos [23], [24]: vapor d'água (H_2O), dióxido de carbono (CO_2), ozônio (O_3) e outras moléculas assimétricas. Essas outras moléculas são [26]: óxidos de nitrogênio (NO , N_2O , N_2O_4 , N_2O_5) e várias combinações de hidrocarbonetos (C_3H_8 , C_2H_6 , C_2H_4 , CH_4).

O vapor d'água e o dióxido de carbono são os maiores responsáveis pela absorção de radiação numa atmosfera sem nu

vens, sendo o ozônio e os outros elementos de importância secundária quanto à absorção da radiação em ondas longas [25]. Se esses elementos não absorvessem a radiação emitida pela superfície terrestre, esta se perderia para o espaço, ocasionando uma diminuição da sua temperatura [2].

A concentração volumétrica do vapor d'água, que varia entre 0,2 a 2% ao nível da superfície terrestre, depende da umidade relativa e da temperatura e diminui com o aumento da altitude [2], [25]. O dióxido de carbono representa apenas 0,03% do volume da atmosfera e sua concentração volumétrica é constante [25].

A Fig. 2.7 [25] mostra o espectro de absorção dos principais componentes da atmosfera, em função do comprimento de onda.

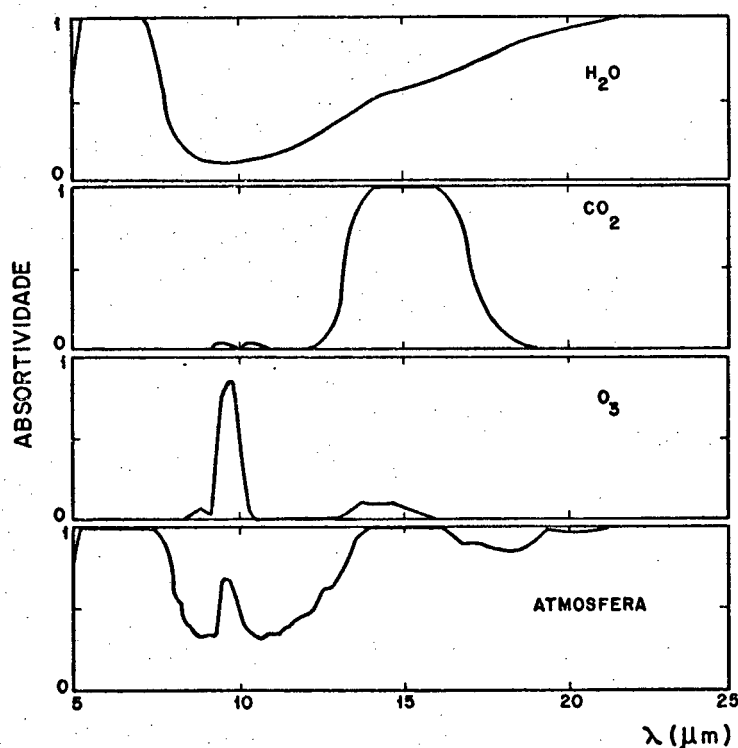


Figura 2.7 - Espectro de absorção da atmosfera e dos seus principais componentes [25].

Na Fig. 2.8 [27] pode-se identificar os principais elementos responsáveis pela emissão da radiação em várias faixas de comprimento de onda. Existem pequenas diferenças entre as Figs. 2.7 e 2.8, pois elas foram obtidas por pesquisadores diferentes.

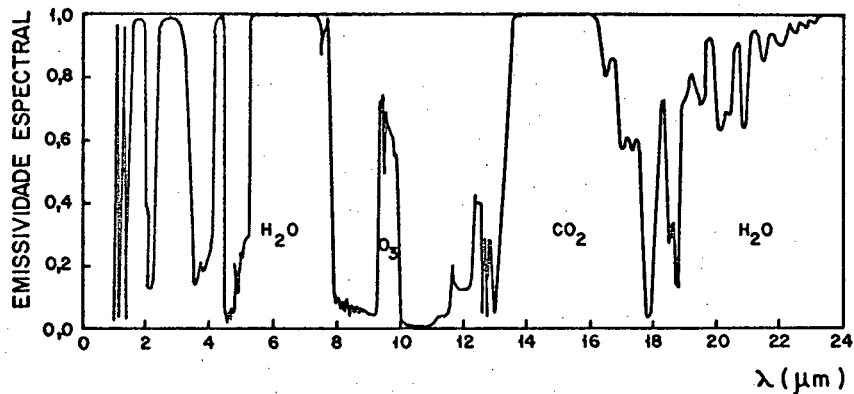


Figura 2.8 - Espectro emissivo da atmosfera [27].

O vapor d'água absorve fortemente a radiação abaixo de 8 μm e acima de 13 μm [25]. O dióxido de carbono tem uma alta absorvidade de radiação na faixa de 14 a 16 μm [25]. O ozônio tem um pico de absorção de radiação em torno de 9,8 μm [25]. Kondratyev [26] faz uma análise rigorosa da maneira que se processa a emissão de radiação pelas moléculas de vapor d'água e do dióxido de carbono.

Analisando a Fig. 2.8 pode-se observar que a atmosfera é pouco absorvedora de radiação na faixa de 8 a 13 μm, já que o vapor d'água e o dióxido de carbono tem pequena absorvidade de nesta faixa de comprimento de onda; o pequeno pico existente se deve ao ozônio.

A região de 8 a 13 μm é conhecida como janela atmosférica [25] e devido a essa região espectral é que a atmosfera é parcialmente transparente à radiação em ondas longas, sendo a causa do resfriamento radiante de superfícies expostas no período

noturno, já que uma parcela da energia emitida pela superfície atravessa a atmosfera e se perde para o espaço.

Desse modo, a radiação atmosférica possui uma distribuição espectral bastante semelhante à de um corpo negro, exceto na faixa de comprimento de onda de 8 a 13 μm [26], como pode ser observado na Fig. 2.9 [25].

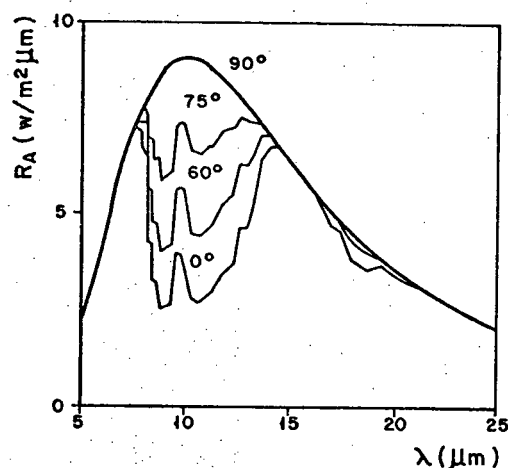


Figura 2.9 - Variação da radiação atmosférica espectral com o ângulo de zênite, para um dia de verão com céu claro [25].

O espectro emissivo da atmosfera é mostrado para ângulos de zênite, de 0° , 60° , 75° e 90° . O ângulo de zênite é o ângulo compreendido entre a vertical e a linha que liga o observador ao ponto de onde a radiação está sendo emitida; quando o ângulo de zênite é 90° , significa que a emissão da radiação se origina no horizonte.

Da Fig. 2.9 também se conclui que a emissão da radiação na região da janela atmosférica aumenta com o acréscimo do ângulo de zênite, devido ao aumento da massa de ar [2].

A concentração do vapor d'água na atmosfera varia com a altitude, de acordo com a seguinte equação [2]:

$$\rho_w = \rho_{w-0} \exp(-\beta Z) \quad (2.10)$$

onde ρ_w é a concentração do vapor d'água à uma altura Z (em cm), ρ_{w-0} é a concentração do vapor d'água próxima ao nível da superfície terrestre (função somente da temperatura de orvalho [2]) e β é uma constante que assume o valor de $4,5 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-1}$. Esta equação pode ser utilizada para determinar o conteúdo precipitável de vapor d'água (m_w) abaixo de uma camada atmosférica de Z centímetros. O conteúdo precipitável de vapor d'água é a coluna de água contida num cilindro de 1 cm^2 acima do observador e representa a quantidade de vapor d'água na atmosfera.

$$m_w = \int_0^Z \rho_w dz = \frac{\rho_{w-0}}{\beta} (1 - \exp(-\beta Z)) \quad (2.11)$$

As explicações anteriores são necessárias para se entender que a janela atmosférica varia de local para local e de instante para instante, pois o conteúdo precipitável de vapor d'água na atmosfera é variável [2]. O efeito do conteúdo precipitável de vapor d'água na radiação atmosférica é visto na Fig. 2.10 [25]; uma elevação do conteúdo produz um aumento na radiação atmosférica.

A Fig. 2.11 [25] mostra a distribuição espectral da radiação atmosférica para um dia de inverno com céu sem nuvens, em função do ângulo de zênite.

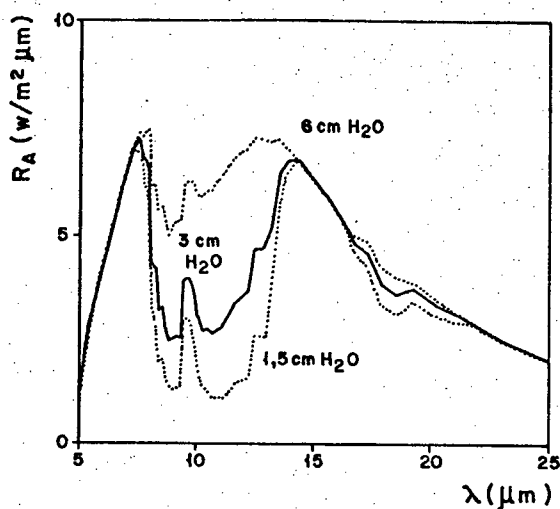


Figura 2.10 - Variação da radiação atmosférica espectral com o conteúdo precipitável de vapor d'água [25].

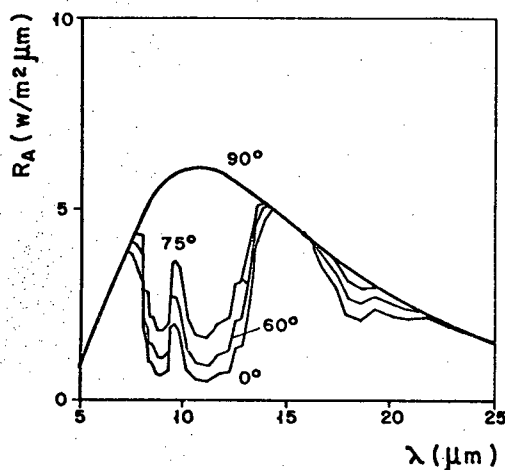


Figura 2.11 - Variação da radiação atmosférica espectral em função do ângulo de zênite, para um dia de inverno sem nuvens [25].

Devido à pequena quantidade de vapor d'água contido na atmosfera durante o período de inverno, há um aumento da janela atmosférica na região de 8 a 13 μm e o surgimento de uma janela secundária na região de 16 a 22 μm . Essa janela atmosférica secundária só é importante em aplicações de resfriamento radiante quando as condições locais são de uma atmosfera muito seca [25].

O efeito das nuvens na radiação atmosférica é avaliado na Fig. 2.12 [25]. Com a presença de nuvens, há uma diminuição da janela atmosférica, fazendo com que a radiação atmosférica tenha um comportamento emissivo próximo ao de um corpo negro.

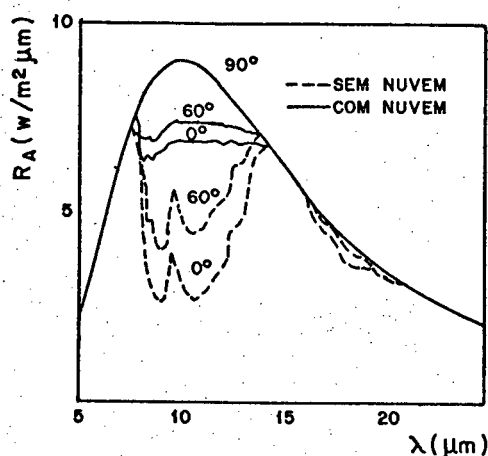


Figura 2.12 - Influência das nuvens na radiação atmosférica espectral [25]. As condições atmosféricas são iguais aquelas da Fig. 2.9.

As nuvens espessas irradiam como um corpo cinzento [21], [22] com temperatura igual a da base da nuvem [28], sendo que esse fato aumenta significativamente a radiação atmosférica. A presença de nuvens diminui de importância com o aumento da altitude porque nuvens mais elevadas são mais frias em relação às nuvens mais baixas [25], [28] e, aparentemente, a transmissão pela atmosfera da radiação emitida pelas nuvens diminui com o aumento da altitude, acarretando uma emissão menor de radiação ao nível da superfície terrestre.

Cabe aqui ressaltar o papel adicional que tem a emissão de radiação pelas nuvens; a maior parcela da radiação atmos

férica que atinge a superfície terrestre é emitida dentro dos primeiros 100 metro [29], sendo que a radiação proveniente das nuvens vem elevar a radiação atmosférica.

Como foi dito anteriormente, a influência do ozônio na emissão da radiação atmosférica é secundária; na Fig. 2.13 [25], [28] isso pode ser comprovado pela pequena variação na radiação atmosférica espectral quando a concentração de ozônio é duplicada ou reduzida à metade.

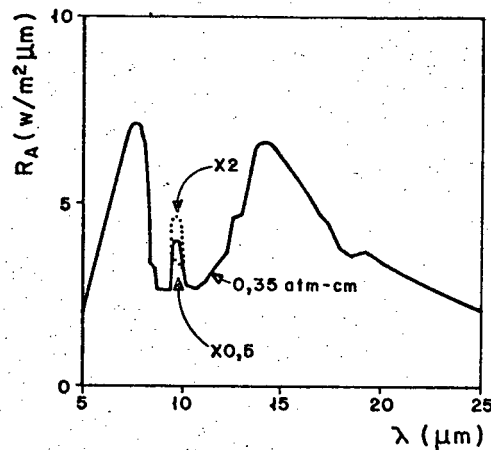


Figura 2.13 - Variação da radiação atmosférica espectral com a concentração de ozônio [25], [28].

A seguir, serão apresentados os vários métodos para a determinação da radiação atmosférica.

2.4 - Determinação da Radiação Atmosférica

Existem dois caminhos diferentes para avaliar a radiação atmosférica, a fim de se calcular a troca líquida de energia radiante entre corpos na superfície terrestre e a abóbada celeste (atmosfera):

a) Método analítico: consiste em utilizar perfis detalhados de concentração dos constituintes atmosféricos juntamente com o conhecimento de suas propriedades radiantes. Esse tipo de análise esbarra na dificuldade de se conhecer o estado da atmosfera e na falta de um conhecimento completo das propriedades dos componentes da atmosfera, principalmente o vapor d'água [4], embora Clark [28] considere esse o método mais preciso para avaliação da radiação atmosférica.

O método pode ser utilizado de três formas distintas: cartas de radiação, programas de computador e aplicação da equação da transferência radiante.

As cartas de radiação com fundamentos teóricos são derivadas de modelos físicos que englobam os espectros emissivos dos gases que compõem a atmosfera; existe um grande número desses modelos, que diferem entre si em pequenos detalhes, necessários para simplificar o tratamento complexo do processo de transferência de calor [4]. Quando essas cartas de radiação [26], [29], [30], [31] são utilizadas, o valor da radiação atmosférica é obtido calculando-se uma área definida por condições atmosféricas. A mais conhecida dessas cartas é a carta de Elsasser [30].

Para uma avaliação precisa da radiação atmosférica através das cartas de radiação, as condições atmosféricas locais devem ser estimadas precisamente, e preferencialmente, no próprio local onde se quer medir a radiação atmosférica [32]. Apesar de muito utilizadas no passado, atualmente caíram em desuso, e por isso, não serão apresentadas com maiores detalhes.

Os métodos analíticos mais utilizados atualmente são: simulações através de programas de computador, onde o melhor exem

plo é o programa Lowtran 5 [33] e o método do modelo emissivo, que utiliza os resultados da equação da transferência radiante.

b) Métodos empíricos: consistem em relacionar a radiação atmosférica com parâmetros facilmente obteníveis na superfície terrestre como: temperatura ambiente, temperatura de orvalho e pressão do vapor d'água. Para formular essas equações empíricas é necessário utilizar instrumentos para medir a radiação e correlacionar esse valor com os parâmetros obtidos ao nível da superfície terrestre.

Para condições de céu claro (sem nuvens) tem-se observado que há uma boa correlação entre a radiação atmosférica e esses parâmetros [4]. Cole [4] apresenta a seguinte justificativa para esse fato: a maior parte da radiação atmosférica é proveniente das camadas mais baixas e os valores dos parâmetros ao nível da superfície terrestre diferem pouco dos valores dos parâmetros nas primeiras camadas da atmosfera.

Alguns pesquisadores têm opiniões conflitantes a respeito da confiabilidade dos diversos métodos de avaliação da radiação atmosférica. Morgan [34], em seu trabalho, conclui que tanto as fórmulas empíricas como o uso de cartas de radiação apresentam bons resultados. Já Berger [35], conclui que há grandes diferenças entre distintos pesquisadores na determinação da radiação atmosférica e que, portanto, a correlação entre a radiação atmosférica e outros parâmetros climáticos ao nível da superfície terrestre é ruim; a alternativa apontada é a medição direta através de instrumentos. Percebe-se, com isso, que não há um método universal para determinar a radiação atmosférica.

Nesse capítulo, dar-se-á ênfase aos métodos analítico e empírico.

2.4.1 - Método Analítico

O desenvolvimento a seguir é feito para determinar a radiação atmosférica incidindo em superfícies horizontais expostas a céu sem nuvens. Quando há presença de nuvens, são feitas correções empíricas (ver parágrafo 2.4.2.2).

2.4.1.1 - Equação da Transferência Radiante [26],[36]

Na atmosfera, a radiação sofre absorção e espalhamento; quando essa radiação é em ondas longas há também emissão por parte do meio. Portanto, a atmosfera é um meio que provoca absorção, espalhamento e emissão de radiação. Neste meio, a distribuição de radiação é determinada utilizando-se a equação da transferência radiante, que será deduzida a seguir [26].

Devido à complexidade do problema, não se leva em conta a refração, isto é, considera-se que o campo de radiação é não polarizado [26]. Também se considera que o campo de radiação é estacionário [26].

Seja um raio de direção arbitrária (direção \underline{r}) e considere-se um elemento cilíndrico de seção unitária, com seu eixo coincidindo com a direção do raio. Os pontos, em cada base, P e P' estão separados pela distância ds.

As intensidades de radiação em P e P' são, respectivamente, $i'_{\lambda}(P, \underline{r})$ e $i'_{\lambda}(P', \underline{r})$, sendo que,

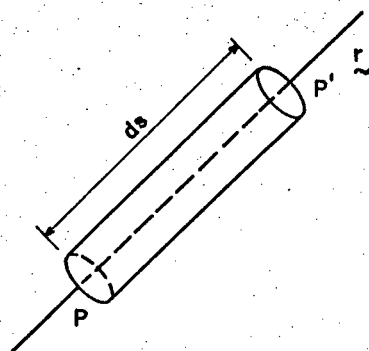


Figura 2.14 - Elemento cilíndrico e direção de propagação \underline{r} .

$$i'_{\lambda}(P', \underline{r}) = i'_{\lambda}(P, \underline{r}) + \frac{\partial i'_{\lambda}}{\partial s} ds \quad (2.12)$$

$$i'_{\lambda}(P', \underline{r}) - i'_{\lambda}(P, \underline{r}) = \frac{\partial i'_{\lambda}}{\partial s} ds \quad (2.13)$$

A variação da intensidade da radiação entre P e P' se deve a quatro fatores [26]:

a) Atenuação devida à absorção da radiação, dada por,

$$di'_{\lambda}(P, \underline{r}) = -K_{\lambda}(P) i'_{\lambda}(P, \underline{r}) \rho(P) ds \quad (2.14)$$

onde K_{λ} é o coeficiente de absorção por unidade de massa no ponto P e ρ é a massa específica do ar.

A Eq. (2.14) surge da suposição que a atenuação da radiação é proporcional à intensidade inicial, ao caminho percorrido (ds) e à massa específica do meio atenuante [26]. Na verdade, K_{λ} é um coeficiente de proporcionalidade e tem dimensões $L^2 M^{-1}$, diferindo da absorvidade, que caracteriza a absor

ção da energia radiante por uma superfície e é adimensional.

b) Atenuação devida ao espalhamento da radiação para fora da direção \underline{r} , dada por,

$$di'_\lambda(P, \underline{r}) = -\sigma_\lambda(P) i'_\lambda(P, \underline{r}) \rho(P) ds \quad (2.15)$$

As suposições feitas para a Eq. (2.14) também são válidas para a Eq. (2.15); σ_λ é o coeficiente de espalhamento por unidade de massa e tem dimensões $L^2 M^{-1}$.

c) Aumento da intensidade de radiação por que o próprio elemento está emitindo na direção \underline{r} , dado por,

$$di'_\lambda(P, \underline{r}) = \eta_\lambda \rho(P) ds \quad (2.16)$$

η_λ é o coeficiente de emissão e está associado à quantidade de radiação de_λ emitida por um elemento de massa dm , igualmente em todas as direções, por unidade de tempo, por unidade de ângulo sólido $d\omega$ e num intervalo $d\lambda$ de comprimento de onda, dado por [26].

$$de_\lambda = \eta_\lambda \cdot d\omega \cdot dm \cdot d\lambda \quad (2.17)$$

d) aumento da intensidade de radiação devido ao espalhamento de raios de outras direções que adicionam sua energia ao raio de direção \underline{r} . Para quantificar esse processo é necessário introduzir o conceito da função espalhamento [26]. Ela é determinada pela relação $\gamma_\lambda(P, \underline{r}, \underline{r}')/4\pi$, caracterizando a fração da radiação que, emitida numa direção \underline{r}' , é espalhada para a direção \underline{r} .

Portanto, um raio numa direção \underline{r}' passando através do elemento cilíndrico tem parte de sua energia $[\sigma_\lambda(P) \cdot i'_\lambda(P, \underline{r}') \rho ds]$ espalhada pelo meio e uma parte dessa energia será espalhada para a direção \underline{r} , a qual é dada por:

$$\frac{1}{4\pi} \sigma_\lambda(P) i'_\lambda(P, \underline{r}') \gamma_\lambda(P, \underline{r}', \underline{r}) \rho ds \quad (2.18)$$

Integrando-se esta expressão em todas as direções, tem-se a quantidade de radiação proveniente de todas as direções que é espalhada para a direção \underline{r} .

$$\frac{\sigma_\lambda(P)}{4\pi} \int i'_\lambda(P, \underline{r}') \gamma_\lambda(P, \underline{r}', \underline{r}) d\omega' \rho ds \quad (2.19)$$

Substituindo os quatro resultados acima na Eq. (2.13), obtém-se,

$$\begin{aligned} \frac{1}{\rho} \frac{\partial i'_\lambda}{\partial s} &= \eta_\lambda + \frac{\sigma_\lambda}{4\pi} \int i'_\lambda(P, \underline{r}') \gamma_\lambda(P, \underline{r}', \underline{r}) d\omega' - \dots \\ &- (K_\lambda + \sigma_\lambda) i'_\lambda \end{aligned} \quad (2.20)$$

Se z é a coordenada vertical e θ o ângulo de zênite (já definido anteriormente), tem-se que,

$$ds = dz \sec \theta \quad (2.21)$$

Reescrevendo (2.20) em função de dz

$$\frac{\cos \theta}{\rho} \frac{\partial i'_\lambda}{\partial z} = \eta_\lambda + \frac{\sigma_\lambda}{4\pi} \int i'_\lambda(z, \underline{r}') \gamma_\lambda(z, \underline{r}', \underline{r}) d\omega' - (K_\lambda + \sigma_\lambda) i'_\lambda \dots$$

... (2.22)

Kondratyev [26] mostra que, quando a atmosfera se encontra em equilíbrio termodinâmico, é válida a seguinte lei de Kirchhoff:

$$\frac{\eta_\lambda}{K_\lambda} = i'_{\lambda b}(T) \quad (2.23)$$

onde $i'_{\lambda b}(T)$ é a intensidade espectral de radiação de um corpo negro, função somente da temperatura [21].

Substituindo a Eq. (2.23) em (2.22),

$$\frac{\cos \theta}{\rho} \frac{\partial i'_\lambda}{\partial z} = K_\lambda i'_{\lambda b} + \frac{\sigma_\lambda}{4\pi} \int i'_\lambda(z, \underline{r}') \gamma_\lambda(z, \underline{r}', \underline{r}) d\omega' - (K_\lambda + \sigma_\lambda) i'_\lambda \quad (2.24)$$

Quando a radiação analisada é em ondas longas, como no caso da radiação atmosférica, é possível desprezar o espalhamento ($\sigma_\lambda \approx 0$), já que o comprimento da onda é bem maior que as partículas que provocam o espalhamento. Portanto,

$$\frac{\cos \theta}{\rho} \frac{\partial i'_\lambda}{\partial z} = K_\lambda (i'_{\lambda b} - i'_\lambda) \quad (2.25)$$

Para a determinação da distribuição da radiação atmosférica é mais conveniente trabalhar com as seguin-

tes variáveis:

$$R_{A\lambda}(z, \theta) = i'_{\lambda}(z, \pi - \theta) \quad 0 \leq \theta \leq \pi/2 \quad (2.26)$$

$$U_{\lambda}(z, \theta) = i'_{\lambda}(z, \theta) \quad 0 \leq \theta \leq \pi/2 \quad (2.27)$$

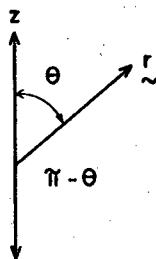


Figura 2.15 - Mudança na orientação do eixo.

A função $R_{A\lambda}$ representa a intensidade de radiação direcionada para baixo do hemisfério superior. A função $U(z, \theta)$ representa a intensidade de radiação direcionada para cima do hemisfério inferior. Para a radiação atmosférica obtém-se, a partir da Eq. (2.25):

$$\frac{\cos \theta}{\rho} \frac{\partial R_{A\lambda}(z, \theta)}{\partial z} = K_{\lambda} [R_{A\lambda}(z, \theta) - i'_{\lambda b}] \quad (2.28)$$

Resolvendo esta equação diferencial linear não homogênea, obtém-se [26]:

$$R_{A\lambda}(z, \theta) = \left\{ \exp \left[\frac{K_{\lambda}}{\cos \theta} \int_z^{\infty} \rho(x) dx \right] \right\} \cdot \left[C_1 + \frac{K_{\lambda}}{\cos \theta} \int_z^{\infty} \rho(y) i'_{\lambda b}(T(Y)) \cdot \exp \left[\frac{-K}{\cos \theta} \dots \right] \right]$$

$$\dots \left[\int_0^y \rho(x) dx \right] dy \quad (2.29)$$

A constante C_1 é determinada através da condição de contorno,

$$R_{A\lambda}(\infty, \theta) = 0 \quad (2.30)$$

isto é, no limite superior da atmosfera a intensidade de radiação emitida para a superfície terrestre é nula. Resolvendo a Eq.(2.29) para a condição de contorno Eq. (2.30), obtêm-se [26]:

$$R_{A\lambda}(z, \theta) = \int_z^\infty \frac{K_\lambda}{\cos \theta} \rho(y) i'_{\lambda B}(T(y)) \cdot \left\{ \exp \left[- \int_z^y \frac{K_\lambda}{\cos \theta} \rho(x) dx \right] \right\} dy \quad (2.31)$$

A equação acima está integrada somente na coordenada z ; fazendo-se a integração em todo hemisfério, obtêm-se [26]:

$$R_{A\lambda} = \int_0^{2\pi} d\psi \int_0^{\pi/2} R_{A\lambda}(z, \theta) \sin \theta \cos \theta d\theta \quad (2.32)$$

ou,

$$R_{A\lambda} = 2 \int_z^\infty K_\lambda \rho(y) B_\lambda(T(y)) r_\lambda(z, y) dy \quad (2.33)$$

onde

$$r_\lambda(z, y) = \int_0^{\pi/2} \sin \theta \exp \left(- \frac{\tau_\lambda(z, y)}{\cos \theta} \right) d\theta \quad (2.34)$$

$$\tau_{\lambda}(z, y) = \int_y^z K_{\lambda} \rho(x) dx \quad (2.35)$$

$$B_{\lambda} = \pi e_{\lambda b} \quad (2.36)$$

Introduzindo a variável $\sec \theta = t$, a Eq. (2.34) se transforma em

$$r_{\lambda}(z, y) = \int_1^{\infty} t^{-2} \exp(-\tau_{\lambda}(z, y) \cdot t) dt \quad (2.37)$$

Definindo $E_n(x)$ como,

$$E_n(x) = \int_1^{\infty} t^{-n} \exp(-t \cdot x) dt \quad (2.38)$$

a Eq. (2.37) pode ser escrita da seguinte maneira:

$$r_{\lambda}(z, y) = E_2(\tau_{\lambda}(z, y)) \quad (2.39)$$

Logo, reescrevendo a Eq. (2.33), obtêm-se:

$$R_{A\lambda}(z) = 2 \int_z^{\infty} K_{\lambda} \rho(y) B_{\lambda}(y) E_2(K_{\lambda} \int_z^y \rho(x) dx) dy \quad (2.40)$$

A equação acima fornece o fluxo de radiação atmosférica monocromático; para obter o fluxo total é necessário integrar o comprimento de onda de 0 a ∞ . Então,

$$R_A(z) = 2 \int_0^{\infty} \left\{ \int_z^{\infty} \left[K_{\lambda} \rho(y) B_{\lambda}(y) E_2 \left(K_{\lambda} \int_z^y \rho(x) dx \right) \right] dy \right\} d\lambda \quad (2.41)$$

Kondratyev [26] chega ao seguinte resultado final:

$$R_A = - \int_0^{w_{\infty}} \rho_b dP_F(\mu) \quad (2.42)$$

onde $w_{\infty} = \int_0^{\infty} \rho(x) dx$, $\mu = \int_0^y \rho(x) dx$ e P_F é a função transmissão para radiação difusa (Apêndice B).

A seguir, serão mostradas algumas aplicações da Eq. (2.42).

2.4.1.2 - Aplicações da Equação da Transferência Radiante.

Mudando a variável de integração [23], é possível obter a Eq. (2.42) na seguinte forma:

$$R_A = \int_{z=0}^{\infty} \sigma T^4(z) \frac{\partial P_F}{\partial z} dz \quad (2.43)$$

A função transmissão é obtida considerando que a emissão de radiação pela atmosfera ocorre devido a presença do vapor d'água e do dióxido de carbono [37], [38], isto é,

$$P_F = 1 - A_F = 1 - (A_{CO_2} + A_{H_2O}) \quad (2.44)$$

onde A_F é a função emissão difusa, A_{CO_2} é a função emissão difusa do dióxido de carbono e A_{H_2O} é a função emissão difusa do vapor d'água; considera-se insignificante a contribuição do ozônio e dos aerossóis [37], [38].

A função emissão difusa do vapor d'água é dada na Tab. 2.1, [37], [38], [39].

Tabela 2.1 - Função emissão difusa do vapor d'água.

$A_{H_2O} = 0,11288 \log(1 + 12,63 m_w)$	$\log m_w \leq -4$
$A_{H_2O} = 0,104 \log(m_w) + 0,440$	$-4 \leq \log m_w \leq -3$
$A_{H_2O} = 0,104 \log(m_w) + 0,491$	$-3 \leq \log m_w \leq -1,5$
$A_{H_2O} = 0,146 \log(m_w) + 0,527$	$-1,5 \leq \log m_w \leq -1$
$A_{H_2O} = 0,161 \log(m_w) + 0,542$	$-1 \leq \log m_w \leq 0$
$A_{H_2O} = 0,136 \log(m_w) + 0,542$	$\log m_w > 0$

$$m_w = \int_0^z \rho(z) dz = \text{conteúdo precipitável de vapor d'água (cm).}$$

A função transmissão difusa do dióxido de carbono é dada por [37], [38]:

$$P_{CO_2} = \exp(-0,3919 \mu_c^{0,4}) \quad (2.45)$$

onde μ_c é a concentração de dióxido de carbono em atm-cm.

Portanto, para determinar a radiação atmosférica através da Eq. (2.43) é necessário conhecer as funções transmissão, a distribuição vertical de temperatura, a distribuição vertical de umidade e a concentração do dióxido de carbono na atmosfera.

As maiores diferenças entre as soluções da Eq. (2.43) estão na forma das funções transmissão [24], [40].

2.4.1.3 - Programa Lowtran 5 [33]

A radiação atmosférica é calculada usando-se as propriedades medidas dos constituintes atmosféricos. Isto se faz medindo e registrando as transmissividades espectrais da atmosfera em função da sua temperatura e de seus constituintes [25]. A transmissividade $\tau(z)$ da atmosfera num nível z corresponde à fração da energia incidente que é transmitida pela atmosfera, englobando a parcela transmitida diretamente e a parcela espalhada na direção da superfície terrestre.

Supondo que a transmissividade $\tau(z)$ seja conhecida em função da altitude z do local, a radiação atmosférica, nesse ponto, é calculada utilizando o seguinte procedimento:

Seja a atmosfera dividida em um número de camadas horizontais designadas pelos níveis 1, 2, ..., n, ...

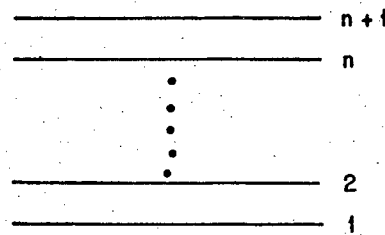


Figura 2.16 - Divisão da atmosfera em camadas para o cálculo da radiação atmosférica.

Seja τ_{ij} a transmissividade entre os níveis i e j (função do comprimento de onda [25]). A emissão de uma camada entre os níveis n e $n+1$ é $e_{\lambda b}(\lambda, T_n)(1 - \tau_{n,n+1})$ [25], onde $e_{\lambda b}(\lambda, T_n)$ é dado pela Eq. (2.4) e $\tau_{n,n+1}$ é a transmissividade entre os níveis n e $n+1$, já que $1 - \tau_{n,n+1} = \epsilon_{n,n+1}$ [26].

A radiação atmosférica espectral ($R_{A\lambda}$) recebida ao nível da superfície terrestre é obtida levando em conta a transmissividade entre os níveis e a radiação emitida por todas as camadas, isto é,

$$R_{A\lambda}(\lambda, \theta) = \sum_{n=1}^{\infty} e_{\lambda b}(\lambda, T_n)(1 - \tau_{n,n+1})\tau_{1,n} \quad (2.47)$$

$$R_{A\lambda}(\lambda, \theta) = \sum_{n=1}^{\infty} e_{\lambda b}(\lambda, T_n) \left[\tau_{1,n} - \tau_{n,n+1} \cdot \tau_{1,n} \right] \quad (2.48)$$

A Eq. (2.48) pode ser simplificada através da Eq. (2.49), a fim de facilitar a obtenção de valores médios em uma faixa de comprimento de onda $d\lambda$ [25].

$$\tau_{n,n+1} \cdot \tau_{1,n} = \tau_{1,n+1} \quad (2.49)$$

Então, a Eq. (2.48) pode agora ser calculada em pequenos intervalos de comprimento de onda (o que é representado por barras), considerando que $e_{\lambda b}$ é constante para intervalos de comprimento de onda suficientemente pequenos [12].

$$\bar{R}_{A\lambda} = \sum_{n=1}^{\infty} e_{\lambda b}(\lambda, T_n) (\bar{\tau}_{1,n} - \bar{\tau}_{1,n+1}) \quad (2.50)$$

Seja $\bar{\tau}(\lambda, z, \theta)$ a transmissividade espectral da atmosfera sobre um pequeno intervalo ao redor de λ , correspondente à camada atmosférica entre a superfície terrestre e a altitude z , numa direção dada pelo ângulo de zênite θ ; então, a Eq. (2.50) pode ser escrita como [25]:

$$\bar{R}_{A\lambda}(\lambda, \theta) = - \int_0^{\infty} e_{\lambda b}(\lambda, T(z)) \frac{d\bar{\tau}(\lambda, z, \theta)}{dz} dz \quad (2.51)$$

onde $T(z)$ é a temperatura absoluta a uma altura z na atmosfera.

Integrando a Eq. (2.51) em todo o hemisfério e em toda faixa de comprimento de onda, obtêm-se o valor da radiação atmosférica total (R_A). Portanto,

$$R_A = \iint \bar{R}_{A\lambda}(\lambda, \theta) d\lambda d\omega \quad (2.52)$$

O programa Lowtran 5 calcula a transmissividade espectral e a radiação atmosférica na faixa de comprimento de onda de 0,25 a 28,5 μm [33], através da integração numérica da Eq. (2.52). A estrutura do programa consiste de um programa

principal e 19 subrotinas (Fig. 2.17) [33].

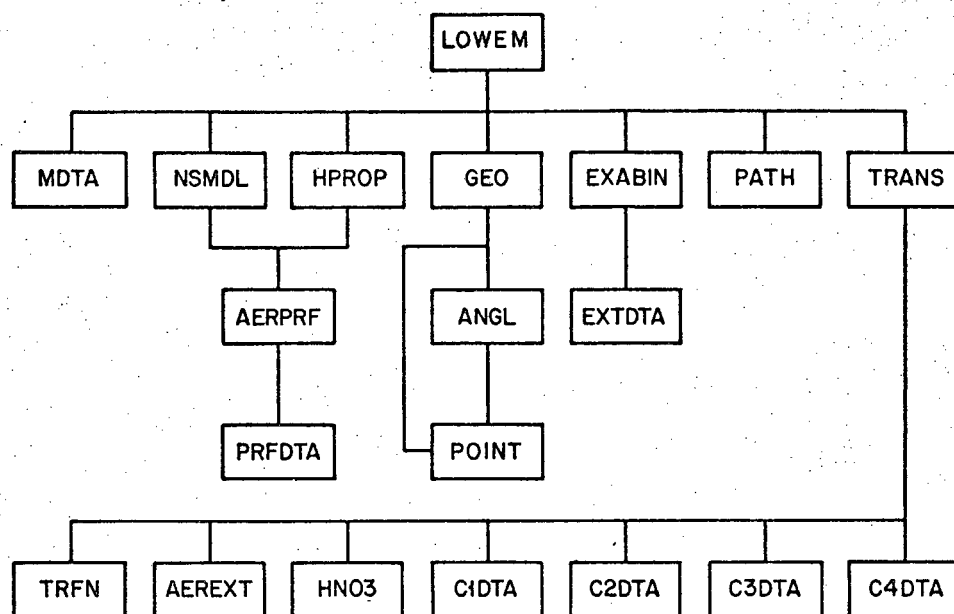


Figura 2.17 - Estrutura do programa Lowtran 5 [33].

Para o cálculo da radiação atmosférica, a atmosfera tem que ser especificada em termos do perfil de temperatura, da pressão barométrica e da concentração de vários gases. Esses perfis são discretizados a cada 1 Km na faixa de 0 a 25 Km, a cada 5 Km na faixa de 25 a 50 Km, a 70 Km e a 100 Km [33].

O programa Lowtran 5 tem a vantagem de conter alguns modelos típicos de atmosfera, o que é conveniente quando há falta de dados da massa atmosférica. Os modelos típicos de atmosfera: tropical (15°N), verão (45°N, Julho), inverno (45°N, Janeiro), verão subártico (60°N, Julho) e inverno subártico (60°N, Janeiro).

2.4.2 - Métodos Empíricos

Para o procedimento a seguir, é conveniente considerar a radiação atmosférica R_A como a radiação emitida por um corpo cinzento à temperatura ambiente T_A , com base na Eq. (2.7); assim sendo,

$$R_A = \epsilon_{AT} \cdot \sigma T_A^4 \quad (2.47)$$

onde ϵ_{AT} é a emissividade da atmosfera, isto é, a relação entre a radiação emitida pela atmosfera (R_A) e a radiação emitida por um corpo negro à temperatura ambiente (σT_A^4).

Além disso, supondo-se que a radiação emitida pela atmosfera fosse proveniente de um corpo negro, define-se temperatura equivalente do céu ($T_{\text{céu}}$) da seguinte maneira [24]:

$$R_A = \sigma T_{\text{céu}}^4 \quad (2.48)$$

Portanto, pode-se expressar a radiação atmosférica tanto em termos da emissividade da atmosfera como em termos da temperatura equivalente do céu; todavia, é mais usual expressá-la em termos da emissividade atmosférica.

Existem numerosas equações que fornecem correlações para a emissividade atmosférica mas sô as mais representativas das tradicionais (Ångström [4], [26], [41], Brunt [25], [26], [31], e Swinbank [4], [41], [42]) e as equações obtidas recentemente com aparelhagem sofisticada (Idso - Jackson [27], Clark - Allen [28], [43], Berdahl - Fromberg [25], Berdahl - Martin [44], Centeno [45], Brutsaert [42] e Idso [42]) serão apresentadas.

Deve-se ressaltar que não existe uma correlação que seja universal, já que fatores como localização e altitude têm grande influência na emissividade da atmosfera.

Serão apresentados inicialmente os resultados para incidência da radiação atmosférica em superfícies horizontais e, logo após, os resultados para a incidência da radiação atmosférica em superfícies inclinadas. Como foi visto no parágrafo 2.3, a radiação atmosférica é afetada pela presença de nuvens; em função disso, os métodos de determinação são diferentes quando o céu está nublado.

2.4.2.1 - Superfícies Horizontais Com Céu Claro

2.4.2.1.1 - Equação de Ångström

É uma das mais antigas (1916) [26] e tem a seguinte forma [4], [26], [41]:

$$\epsilon_{AT} = A - B \exp(-Ce) \quad (2.53)$$

onde A, B e C são constantes que variam de local para local e e é a pressão de vapor d'água (mb).

As constantes foram determinadas através de inúmeras medições da radiação atmosférica. A Tab. 22 [26] lista alguns dos valores encontrados para estas constantes.

As seguintes constantes são as mais utilizadas em cálculos climatológicos [26]: A = 0,194; B = 0,236 e C = 0,069.

Tabela 2.2 - Constantes da equação de Ångström

A	B	C	ano	Pesquisador
0,79	0,26	0,069	1916	Ångström
0,75	0,32	0,069	1929	Ångström
0,806	0,236	0,069	1933	Ångström
0,77	0,28	0,075	1935	Ramon
0,78	0,148	0,068	1940	Phillips
0,80	0,181	0,070	1947	Churmakova
0,82	0,250	0,126	1949	Boltz
0,79	0,174	0,055	1959	Knepple

Nota-se nesta equação, que não há nenhum parâmetro relacionado com a emissão de radiação pelo dióxido de carbono. Não é necessário levar em conta a emissão de radiação pelo dióxido de carbono na equação de Ångström, pois à temperatura que a atmosfera se encontra, a contribuição do dióxido de carbono se restringe a uma faixa estreita ao redor de 15 μm , sendo sua intensidade de emissão expressa, com precisão razoável, apenas em função da temperatura ambiente [41].

A equação de Ångström é mais confiável para estimar a radiação atmosférica no período noturno, embora possa ser utilizada para estimar valores diurnos, mas com menor precisão [4], [31].

2.4.2.1.2 - Equação de Brunt

Formulada em 1932 [31], é uma das correlações recomendada pelo "Centre Scientifique et Technique du Bâti

ment" para estimar a radiação atmosférica [35]. É similar à equação de Ångström, mas tem a vantagem de possuir duas constantes, em vez de três, a serem ajustadas [25].

$$\epsilon_{AT} = a + b e^{1/2} \quad (2.54)$$

Como para a equação de Ångström, as constantes da equação de Brunt dependem das condições locais de microclima; alguns valores são dados na Tab. 2.3 [26],[31].

Tabela 2.3 - Constantes da equação de Brunt

a	b	ano	Pesquisador
0,55	0,056	1940	Brunt
0,34	0,127	1926	Robitsch
0,58	0,051	1933	Ångström
0,47	0,061	1935	Ramon e Desay
0,43	0,095	1920	Asklef
0,624	0,043	1947	Chumakova
0,552	0,064	1946	Lutherstein e Chudnovsky
0,61	0,058	1952	Berland
0,645	0,055	1957	De Coster e Schuepp
0,66	0,039	1957	Goss e Brooks
0,695-0,605	0,040-0,078	1961	Marshunova
0,53	0,065	1961	Montheit

A exemplo da equação de Ångström, a equação de Brunt apresenta melhores resultados quando utilizada no período noturno [4].

Algumas tentativas foram feitas para encontrar uma justificativa teórica para as equações de Brunt e Ångström, porém a natureza empírica dessas equações é claramente mostrada fazendo-se a pressão de vapor d'água igual a zero [4]. De acordo com ambas as equações, a emissividade da atmosfera, quando totalmente seca ($e = 0$ mb), é relativamente alta (0,34 a 0,80); todavia, Bliss [2] demonstra teoricamente que a emissividade máxima da atmosfera, contabilizando-se somente a emissão de radiação pelo dióxido de carbono, é 0,18.

Llebot [42] obteve uma correlação fraca ao ajustar as constantes a e b da equação de Brunt usando dados experimentais e associou esse fato às características climatológicas da região. De fato, variações rápidas na umidade relativa foram detectadas, o que pode ter ocasionado as discrepâncias nos valores das constantes.

Para Morgan [34], os valores da radiação atmosférica utilizando as equações de Ångström e Brunt foram bastante semelhantes.

2.4.2.1.3 - Equação de Swinbank

Swinbank [41] afirma que seu trabalho surgiu da convicção de que era exagerada a importância atribuída à influência da variação da pressão de vapor d'água na determinação da radiação atmosférica. O trabalho também tinha o objetivo de formular uma equação que fosse universal, isto é, uma equação que não dependesse de constantes locais.

Swinbank formulou a seguinte equação, ba

seado em dados obtidos no Oceano Índico [4]:

$$R_A = 5,31 \cdot 10^{-13} T_A^6 \quad (2.55)$$

sendo T_A em K e R_A em W/m^2

A equação de Swinbank é aparentemente universal, pois a radiação atmosférica é nula para a temperatura ambiente de 0 K. Porém, para temperaturas ambientes superiores a 325,6 K, os valores fornecidos pela equação (2.55) são superiores aos valores da radiação emitida por um corpo negro [42].

Da equação de Swinbank, se infere que há uma relação quadrática ($\epsilon_{AT} \sim T_A^2$) entre a emissividade atmosférica ϵ_{AT} e a temperatura ambiente T_A , mas Swinbank [41] não fornece nenhuma explicação teórica para este fato. Porém, Idso [27] comenta que ela é devido à forte absorção pelo vapor d'água na faixa de 6,3 μm .

2.4.2.1.4 - Equação de Idso - Jackson [14]

Exprime a emissividade atmosférica em função somente da temperatura ambiente, em K, e é dada por,

$$\epsilon_{AT} = 1 - C \exp\left[-d(273 - T_A)^2\right] \quad (2.56)$$

onde as constantes C e d tem os valores de 0,261 e $7,77 \cdot 10^{-4}$, respectivamente. As constantes foram ajustadas para dados obtidos no Alaska, Arizona, Austrália e Oceano Índico.

A Eq. (2.56) apresenta as seguintes características:

- a emissividade atmosférica é função somente da temperatura ambiente e tem um valor mínimo à 0°C , sendo simétrica em relação a este valor.

- quando a temperatura é muito alta ou baixa, a emissividade atmosférica tende para 1.

As principais justificativas para as correlações que envolvem somente a temperatura ambiente como parâmetro são [27]:

- A profundidade da camada atmosférica necessária para conter suficiente vapor d'água a fim de fornecer uma emissão total é pequena, de tal maneira que a temperatura ao nível da superfície terrestre é representativa da temperatura desta camada.

- A temperatura do ar na superfície terrestre é relacionada à quantidade de vapor d'água e, portanto, elimina a necessidade de se considerar o vapor d'água explicitamente.

Esta segunda justificativa não é correta, pois a umidade atmosférica não é função da temperatura do ar.

2.4.2.1.5 - Equação de Clark-Allen [43]

Com base em medições feitas em San Antonio, Texas, no período de outubro de 1976 à setembro de 1977, a seguinte equação foi ajustada, a partir de uma massa de 800 dados:

$$\epsilon_{AT} = 0,787 + 0,7641 \ln(T_{PO}/273) \quad (2.57)$$

onde T_{PO} é a temperatura de orvalho (K).

A equação é válida para valores de T_{PO} entre 253 K e 298 K, que correspondem a uma faixa de pressão de vapor d'água de 3 a 25 mb.

Clark [28] apresenta também os mesmos resultados usando uma correlação linear, com resultados muito próximos à relação anterior; nesse caso, T_{PO} é dada em °C.

$$\epsilon_{AT} = 0,787 + 0,0028 T_{PO} \quad (2.58)$$

2.4.2.1.6 - Equação de Berdahl-Fromberg

[25]

Baseado em medições feitas no ano de 1979 em Missouri, Maryland e Arizona, foram propostas as seguintes relações:

$$\text{NOITE} \quad \epsilon_{AT} = 0,741 + 0,0062 T_{PO} \quad (2.58)$$

$$\text{DIA} \quad \epsilon_{AT} = 0,727 + 0,0060 T_{PO} \quad (2.59)$$

As equações são expressas em função da temperatura de orvalho (°C) por causa da comodidade do seu uso [25] e são válidas para valores entre -20°C a 22°C.

Os dados foram obtidos com equipamentos sofisticados (incluindo um pirgeômetro Eppley), sendo controlados por um sistema automático de aquisição de dados e, posteriormente

transferidos dos locais de aquisição para o laboratório através de linhas telefônicas. Os instrumentos que mediam radiação eram calibrados diariamente, o que demonstra o rigorismo dos procedimentos de teste.

Nas Figs. 2.18 e 2.19 [25] pode-se ver a correlação entre a emissividade atmosférica e a temperatura de orvalho para os períodos noturno e diurno, respectivamente. Cada linha, nessas figuras, representa a correlação para um mês de dados em um dado local.

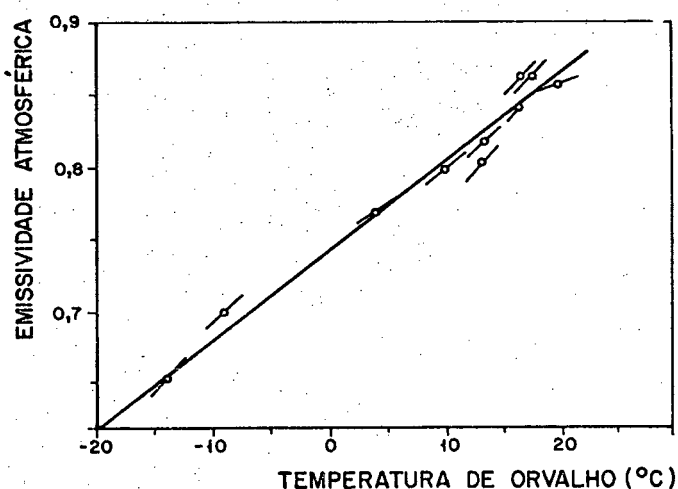


Figura 2.18 - Correlação entre a emissividade atmosférica e a temperatura de orvalho, para o período noturno com céu claro. A linha contínua é a correlação para 2945 pontos individuais [25].

2.4.2.1.7 - Equação de Berdahl-Martin [44]

A equação anterior de Berdahl consistia em 11 meses de dados em 3 cidades. Uma outra equação foi ajustada para um novo conjunto de dados, obtidos durante 57 meses em 6 cidades dos Estados Unidos.

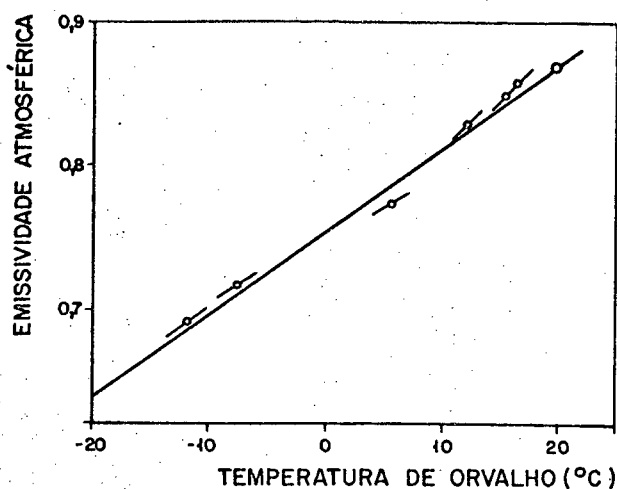


Figura 2.19 - Correlação entre a emissividade atmosférica e a temperatura de orvalho, para o período diurno com céu claro. A linha contínua é a correlação para 2896 pontos individuais [25].

A melhor correlação dos dados foi feita através de uma relação quadrática, com três parâmetros a serem ajustados; a temperatura de orvalho é dada em °C.

$$\epsilon_{AT} = 0,711 + 0,0056 T_{PO} + 0,000073 T_{PO}^2 \quad (2.60)$$

Todavia, notou-se que um ajuste desses mesmos dados pela equação de Brunt fornece praticamente o mesmo resultado que a Eq. (2.60).

$$\epsilon_{AT} = 0,564 + 0,059 e^{1/2} \quad (2.61)$$

2.4.2.1.8 - Equação de Centeno [45]

A equação empírica de Centeno permite a determinação da emissividade atmosférica em função da altitude Z (Km) do local, da temperatura ambiente T_A (K) e da umidade relativa H (%). Para a determinação da equação foram feitas medições em

vários locais da Venezuela, situados em diferentes altitudes.

Considera-se que a emissividade atmosférica é constituída pelo produto de três funções distintas, obtidas em um mesmo momento: a) função $F_1(Z)$; b) função $F_2(T_A)$ e c) função $F_3(H)$; isto é,

$$\epsilon_{AT} = F_1(Z) \cdot F_2(T_A) \cdot F_3(H) \quad (2.62)$$

onde

$$F_1(Z) = [5,7723 + 0,9555(0,6017)^Z] \cdot 10^{-4} \quad (2.63)$$

$$F_2(T_A) = T_A^{1,1893} \quad (2.64)$$

$$F_3(H) = H^{0,0665} \quad (2.65)$$

A Eq. (2.62) pode ser utilizada dentro das seguintes faixas: $0 < Z < 3$ Km; $263 < T_A < 303$ K e $40\% < H < 100\%$.

2.4.2.1.9 - Equação de Brutsaert [42]

Foi desenvolvida em 1977, sendo a primeira a utilizar $e^{1/9}$ como parâmetro,

$$\epsilon_{AT} = g e^{1/7} \quad (2.66)$$

com a constante g tendo o valor de $0,575 \text{ mb}^{6/7}$.

A equação apresenta boa correlação para $e > 8$ mb, já que os dados foram obtidos para condições em que a pressão de vapor d'água era superior a esse valor.

2.4.2.1.10 - Equação de Idso [42]

Desenvolvida em 1981, foi inspirada na equação de Brutsaert,

$$\epsilon_{AT} = 0,179 e^{1/7} \exp(350/T_A) \quad (2.67)$$

Clark [28] e Berdahl [25] compararam graficamente várias equações que utilizam a temperatura de orvalho como parâmetro e concluíram que: o local de teste, os diferentes métodos para definir céu claro, os erros em calibração e a localização dos termômetros de bulbo seco e bulbo úmido podem ser alguns dos motivos que provocam diferenças entre as equações. Essas explicações também podem ser extendidas a todas outras equações empíricas.

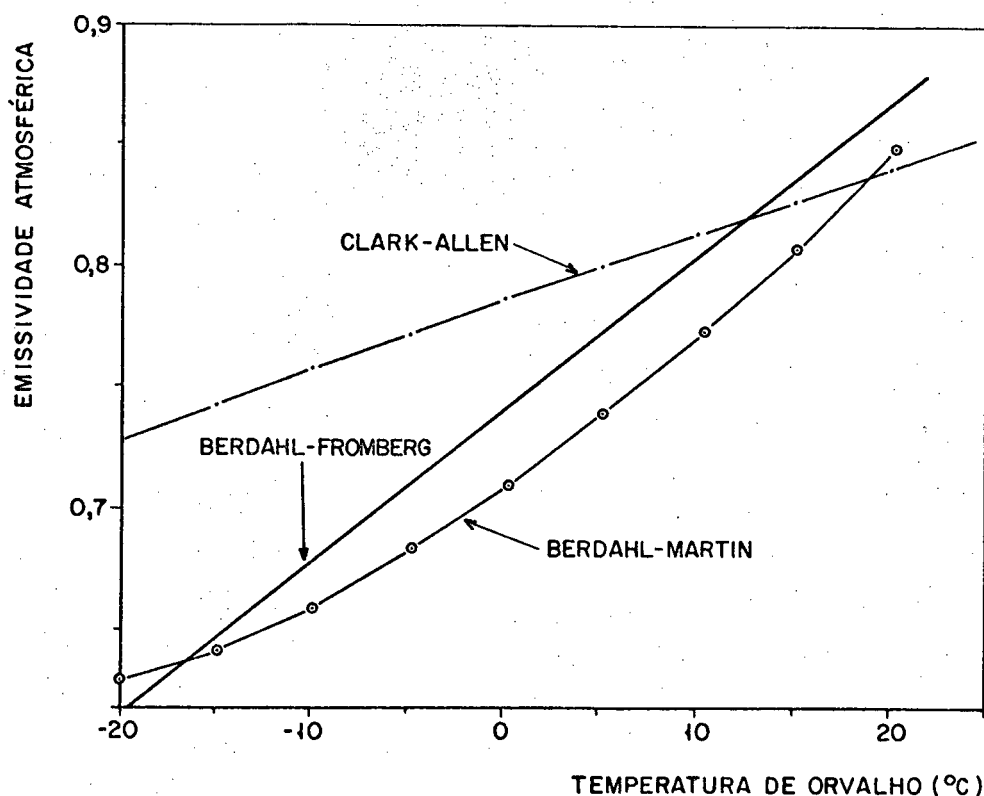


Figura 2.20 - Comparação de equações utilizando temperatura de orvalho como parâmetro [25], [28].

2.4.2.2 - Superfícies Horizontais Com Céu Nublado

As correlações apresentadas até agora estimam a radiação atmosférica recebida em uma superfície horizontal quando não há nuvens no céu; na realidade, o céu está quase sempre nublado.

Como foi dito anteriormente, a presença de nuvens no céu aumenta significativamente a radiação atmosférica já que irradiam como um corpo cinzento à temperatura da base [4], [28]. A presença de nuvens, principalmente à baixas altitudes, nuvens com temperaturas mais elevadas, contribui para fechar a janela atmosférica, pois elas também emitem dentro dessa faixa de comprimento de onda [25], [28]. Comparando-se as Figs. (2.9) e (2.12), comprova-se esta afirmação.

As nuvens altas são muito mais frias que o ar ao nível da superfície terrestre e apresentam uma influência menor no valor da radiação atmosférica [25], [28], já que a emissão de radiação pelas nuvens diminui com o decréscimo da temperatura.

Se as nuvens não cobrem inteiramente o céu, deve-se fazer uma avaliação da fração do céu que está coberto por elas. As nuvens na direção do zênite exercem influências maiores que aquelas posicionadas na linha do horizonte [4].

A seguir, serão apresentados apenas alguns procedimentos utilizados para determinar a radiação atmosférica para céu nublado.

Morgan [34] apresenta a seguinte relação recomendada por Bolz.

$$R_{AO} = R_A (1 + Kn^2) \quad (2.68)$$

onde R_{AO} é a radiação atmosférica para céu coberto com nuvens, R_A é a radiação atmosférica para céu claro, K é um parâmetro que depende do tipo de nuvem (Tab. 2.4) e n é a fração do céu coberto por nuvens (obtido através de observação visual).

Tabela 2.4 - Valores de K

Tipo de Nuvem	K
cirrus	0,04
cirrostratus	0,08
altocumulus	0,16
altostratus	0,20
cumulunimbus	0,20
cumulus	0,20
stratocumulus	0,22
nimbostratus	0,25
neblina	0,25

Baseados em 1433 valores obtidos durante um ano em Santo Antonio (Texas), Clark e Allen [43] desenvolveram um fator de correção C_a para considerar a presença de nuvens:

$$R_{AO} = C_a R_A \quad (2.69)$$

$$\text{onde } C_a = 1 + 0,0224n - 0,0035n^2 + 0,00028n^3 \quad (2.70)$$

A Eq. (2.70) não leva em conta a altitude da nuvem. Na Fig. (2.21) tem-se o comportamento da C_a em fun-

ção de n.

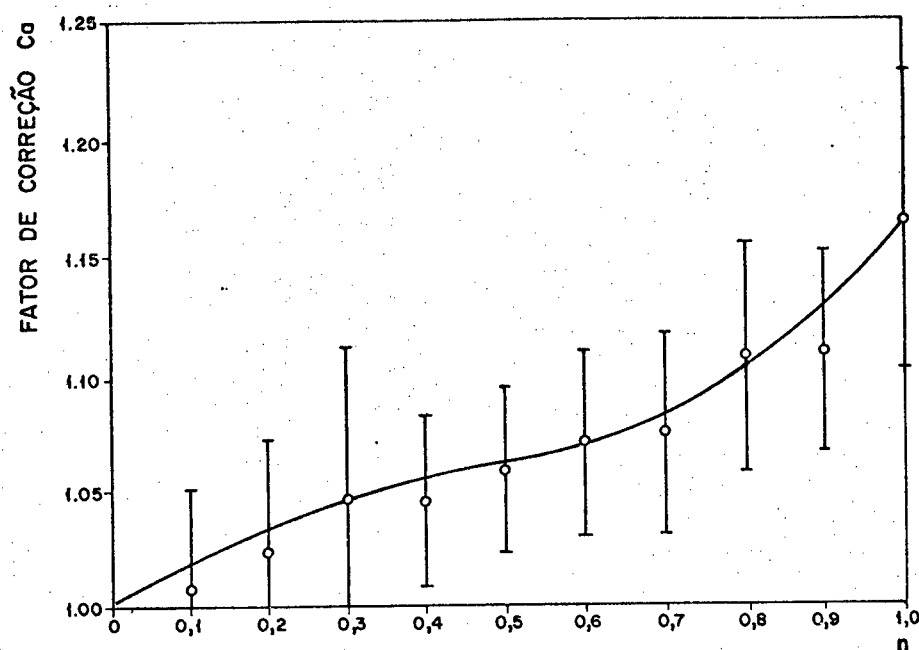


Figura 2.21 - Fator de correção C_a para a presença de nuvens [43].

De acordo com Exell [37], Ångström e

Asklof assumiram que

$$R_{AO} = R_A + (\sigma T_A^4 - R_A) K_2 \cdot n \quad (2.71)$$

onde K_2 é um parâmetro que depende da altura da nuvem ($K_2 = 1 - 0,0875 Z$, Z em metros), n é a fração do céu coberto por nuvens e T_A é a temperatura ambiente (K).

Unworth e Montheith [46] determinaram que

$$\epsilon_{ATO} = (1 - 0,84 n) \epsilon_{AT} + 0,84 n \quad (2.72)$$

onde ϵ_{ATO} é a emissividade da atmosfera na presença de nuvens, ϵ_{AT} é a emissividade da atmosfera para céu claro e n a fração do céu coberto por nuvens.

Todos esses métodos apresentados introduzem um erro no cálculo da radiação atmosférica com céu nublado, pois supõem que a radiação atmosférica (ou a emissividade atmosférica) com céu claro é conhecida independentemente. Esse erro combina-se com o gerado pela observação visual da fração do céu que é coberto por nuvens, pois essa estimativa é muito difícil de ser feita, principalmente à noite.

Apresentado os métodos que estimam a radiação atmosférica, para determinar a troca líquida de radiação entre a atmosfera e a superfície terrestre é necessário conhecer a emissão da superfície terrestre. A radiação da superfície terrestre (R) é calculada através da relação $R = \epsilon \sigma T^4$, onde ϵ é a emissividade da superfície e T a sua temperatura (K). As emissividades de algumas superfícies são fornecidas na Tab. 2.5 [29].

Tabela 2.5 - Emissividade de algumas superfícies naturais [29].

água	0,92 - 0,96
gelo	0,96
neve recente	0,82 - 0,995
areia seca	0,89 - 0,90
areia úmida	0,95
cascalho bruto	0,91 - 0,92
calcário cinzento	0,91 - 0,92
concreto seco	0,71 - 0,88
terra úmida	0,95 - 0,98
terra seca	0,90
deserto	0,90 - 0,91
campos e florestas	0,90
florestas de pinheiros	0,90

2.4.2.3 - Superfícies Inclinadas

Há poucos anos atrás, ainda não se considerava a troca radiante em ondas longas entre as superfícies de uma edificação e o meio ambiente [28],[46],[47].

As superfícies inclinadas recebem radiação (em ondas longas) da atmosfera, da superfície terrestre e das edificações ao redor.

Existem relações para o cálculo da radiação atmosférica em superfícies horizontais e é possível transformá-las para o cálculo da radiação incidente em planos inclinados [28],[46],[47]. No entanto, a maior limitação em se calcular a radiação em ondas longas incidindo numa superfície inclinada é determinar a parcela referente à emissão de radiação pela superfície terrestre [28],[46],[47].

A emissão de radiação pela superfície terrestre é função da sua emissividade e temperatura [4]. A temperatura da superfície terrestre depende da natureza da superfície, das condições climáticas e dos ganhos e perdas de calor durante o dia [4]. Devido às temperaturas serem mais elevadas durante o período diurno, a radiação em ondas longas proveniente da superfície terrestre é maior no período diurno que noturno.

Existem muito poucos trabalhos sobre a incidência de radiação em ondas longas sobre superfícies inclinadas, por isso somente os resultados obtidos por Cole [47] serão apresentados.

A radiação incidente em uma superfície inclinada de um ângulo α em relação à horizontal $R_I(\alpha)$ é a combina-

ção da radiação atmosférica $R_A(\alpha)$ e da radiação terrestre $R_G(\alpha)$, isto é,

$$R_I(\alpha) = R_A(\alpha) + R_G(\alpha) \quad (2.73)$$

A radiação atmosférica $R_A(\alpha)$ é dada por:

$$R_A(\alpha) = R_A K_1 + K_3 b' \sigma T_A^4 \quad (2.74)$$

onde K_1 e K_3 são funções da inclinação α da superfície (Tab.2.6), R_A é a radiação atmosférica incidindo numa superfície horizontal e

$$b' = 0,09 - 0,0756 n \quad (2.75)$$

sendo n a fração do céu coberto por nuvens.

Tabela 2.6 - Valores dos Coeficientes K_1 e K_3 [47]

α	K_1	K_3
0	1,0000	0,0000
10	0,9924	0,0221
20	0,9698	0,0613
30	0,9330	0,1225
40	0,8830	0,1798
50	0,8214	0,2339
60	0,7500	0,2803
70	0,6710	0,3159
80	0,5868	0,3381
90	0,5000	0,3457

Através de medições simultâneas em superfícies horizontais e verticais, Cole [47] verificou que a radiação emitida pela superfície terrestre difere pouco da radiação emitida por um corpo negro à mesma temperatura, sendo que essa diferença se encontra dentro da faixa de incerteza das medições realizadas. Como é difícil modelar a radiação terrestre, assume-se que a superfície terrestre irradie como um corpo negro com temperatura igual a do ar ao nível da superfície terrestre [47].

Desse modo,

$$R_G(\alpha) = \sigma T_A^4 \text{sen}^2(\alpha/2) \quad (2.76)$$

Logo, com o conhecimento da radiação atmosférica num plano inclinado e da radiação emitida pela superfície terrestre, é possível obter a radiação total em ondas longas incidente numa superfície inclinada:

$$R_I(\alpha) = R_A K_1 + K_3 b' \sigma T_A^4 + \sigma T_A^4 \text{sen}^2(\alpha/2) \quad (2.77)$$

C A P Í T U L O 3

3. APARELHOS PARA MEDIÇÃO DA RADIAÇÃO EM ONDAS LONGAS

No Capítulo 2 foram apresentados os métodos de de terminação da radiação atmosférica (método analítico e método em-pirico). A validação dos modelos obtidos é feita através da de terminação experimental da radiação atmosférica, usando-se radiô-metros.

3.1 - Introdução

Um radiômetro, aparelho que mede radiação, regis-tra a troca de energia radiante entre uma superfície sensora e o local para onde ela está apontada.

Os aparelhos utilizados para medir radiação podem ser divididos em três classes: a) aparelhos sensíveis à radiação em ondas curtas; b) aparelhos sensíveis à radiação em ondas lon-gas e c) aparelhos sensíveis à radiação em ondas curtas e ondas longas, simultaneamente.

Os valores da radiação em ondas curtas mais utili-zados são a radiação solar global e a radiação solar refletida

[48]. A radiação solar global é a soma da radiação solar direta e da radiação solar difusa. A radiação direta é constituída por raios solares paralelos que são transmitidos diretamente através da atmosfera e a radiação difusa é composta dos raios solares espalhados do seu percurso inicial pela atmosfera [49].

A radiação total engloba as radiações em ondas curtas e ondas longas, levando-se em conta as parcelas direta e difusa [48]. A radiação total na direção da abóbada celeste - superfície terrestre é constituída pela radiação solar global e a radiação atmosférica, definida no Capítulo 2; na direção superfície terrestre - abóbada celeste, ela engloba a radiação solar refletida, a radiação terrestre, definida no Capítulo 2, e a radiação atmosférica entre a superfície terrestre e o ponto de observação [48]. A troca de energia radiante nos dois sentidos fornece a troca líquida de radiação total.

Os aparelhos utilizados para medir esses diferentes fluxos de energia têm designações específicas [48]. A radiação solar global é medida com um piranômetro. A radiação solar direta é medida com um piroheliômetro. A radiação total é medida com um pirradiômetro. A troca líquida de radiação total é medida com um pirradiômetro de troca líquida. A radiação em ondas longas é medida com um pirgeômetro. Um pirgeômetro de troca líquida mede o balanço de energia entre a radiação atmosférica e a radiação terrestre.

Em instrumentos convencionais, a energia radiante pode ser detectada através de duas maneiras [49]: a) pela variação da temperatura de uma superfície sensora e b) pela resposta de uma célula fotovoltaica.

A célula fotovoltaica, inventada em 1954 no Laboratório Bell [49], é uma maneira simples e barata de medir a radiação para pequenos comprimentos de onda. A precisão obtida com esse método não é alta, mas é adequada para um registro de valores diários ou em períodos de maior duração [49]. Estima-se um erro de $\pm 5\%$ na medição da radiação solar em períodos de curta duração [49], embora Drummond [50] considere que esse erro se situe entre 10 e 15%.

As células fotovoltaicas tem as seguintes vantagens [49]: resposta instantânea ($10 \mu\text{s}$), alto sinal de saída, uma proporcionalidade entre a radiação incidente e o sinal de saída e uma ótima estabilidade com o decorrer do tempo e à exposição ao ambiente. Todavia, apresentam alguns inconvenientes [48], [49]: a) resposta seletiva à radiação incidente, isto é, a célula é sensível somente à comprimentos de ondas no intervalo de $0,4$ a $1,1 \mu\text{m}$ e b) a refletividade da célula varia em função do ângulo de incidência da radiação, isto é, não obedece a lei do coseno de Lambert.

Os principais aparelhos que medem radiação utilizam o primeiro método para detectar a energia radiante e por esse motivo, os aparelhos que serão apresentados nesse capítulo utilizam a variação da temperatura de uma superfície sensora para medir radiação.

Um pirgeômetro que mede a radiação terrestre e/ou a radiação atmosférica deve trocar radiação livremente com esses hemisférios emissores de radiação. Uma superfície sensora descoberta (isto é, sem proteção) irá trocar radiação livremente com os hemisférios, mas estará sujeita a outras formas de troca de calor, principalmente a convecção, que falseia a leitura do fluxo de

calor por radiação [49], [51]. Duas alternativas para eliminar o efeito dessa troca de calor indesejada são utilizadas na prática [51]: a) usar uma cobertura transparente à radiação em ondas longas, estando ela à mesma temperatura da superfície sensora e b) introduzir uma troca de calor por convecção forçada, a fim de anular os efeitos da convecção natural e do vento.

Existem dois tipos básicos de aparelhos que medem a radiação em ondas longas: sensor protegido e sensor não protegido.

Como foi dito, os aparelhos com sensores não protegidos trocam radiação livremente com o ambiente e, dessa forma, ficam sujeitos à outras formas de transferência de calor [51]: convecção e evaporação. A influência desses efeitos no sensor pode ser neutralizada de várias maneiras [48], [49], [51]: a) ventilando o sensor com um jato de ar constante para controlar o efeito do vento [9], [10], [19], [49], [51], [52] (um aparelho com essa característica é dito ventilado) e b) realizando as medições com o sensor não protegido e aplicando posteriormente correções para o efeito do vento presente no momento da medição [26], [49].

Quando o aparelho é do tipo ventilado, o jato de ar deve ter velocidade constante, já que variações na velocidade afetam a sensibilidade do aparelho [51]. Quando a velocidade do jato é baixa, a medição é fortemente influenciada pela variação da velocidade do vento. Por outro lado, quando a velocidade do jato é alta, a sensibilidade do aparelho diminui [49], [51]. Num aparelho que mede um balanço de energia faz-se necessário uma ventilação igual nas duas superfícies sensoras [52].

Um aparelho que tem uma alta sensibilidade fornece

uma grande variação no sinal de saída para uma pequena variação no fluxo da radiação incidente.

O efeito da convecção no aparelho é eliminado quando se utiliza sensor protegido [11], [12], [13], [14], [18], [53], porém qualquer material que seja utilizado irá modificar o espectro da radiação incidente. Embora não exista um material ideal para a cobertura, o polietileno e o KRS-5 apresentam uma razoável transparência na faixa de ondas longas [51], e por isso, são os mais usados na função de proteção ao sensor.

O KRS-5, uma mistura de brometo e iodeto de tálio desenvolvido inicialmente na indústria ótica Carl Zeiss [11], é o único cristal transparente às ondas longas. Ele tem um índice de refração alto, é um pouco higroscópico é caro e difícil de ser obtido em outro formato que não seja o de uma pequena superfície plana [51].

A alta absorção da radiação solar dificulta a utilização do KRS-5 em aparelhos que medem a radiação em ondas longas no período diurno [51]. Cooper [19] aponta erros no pirradiômetro Eppley de precisão devido à absorção da radiação em ondas curtas pelo KRS-5. A transmissividade do KRS-5 diminui com a exposição ao ambiente, mas pode ser melhorada com um polimento [51].

Na Fig. 3.1 [11] tem-se o espectro de transmissão de uma cobertura de KRS-5 com 8 mm de espessura. Percebe-se que o KRS-5 possui uma transmissividade baixa na faixa de ondas curtas.

O polietileno é um polímero sintético que apresenta faixas de absorção da radiação em $3,5 \mu\text{m}$, $6,9 \mu\text{m}$ e $14 \mu\text{m}$ (Fig. 3.2); além disso, se deteriora quando exposto à radiação ultravioleta, que provoca uma foto-oxidação [13]. Na Fig. 3.2 também

se nota a alta transmissividade do polietileno na região de ondas curtas.

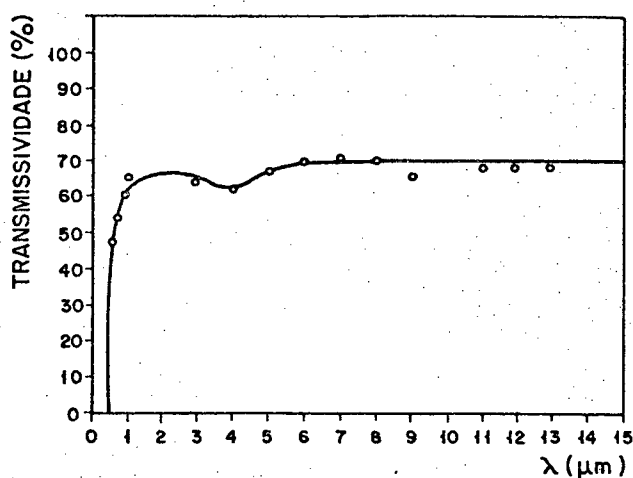


Figura 3.1 - Transmissividade espectral do KRS-5 [11].

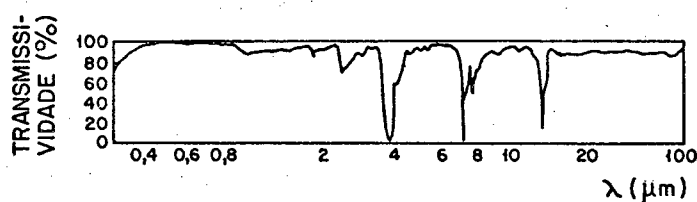


Figura 3.2 - Transmissividade de um filme de polietileno (0,1 mm) [13].

Para evitar a absorção da radiação em ondas longas pelo polietileno, filmes de espessura muito pequena (aproximadamente 0,1 mm) são utilizados [13]. A cobertura de polietileno, devido a pequena rigidez, necessita ser inflada por um gás pressurizado [13].

A duração de uma cobertura de polietileno depende do lugar de utilização do aparelho, pois a quantidade de radiação

ultra-violeta incidente depende da latitude local, da altitude local e da presença de nuvens no céu [13]. A experiência demonstra que a duração da cobertura se situa entre 3 e 6 meses e que a sua substituição não afeta a constante de calibração do aparelho [12].

Funk [19] atenta para os seguintes fatos quando da utilização do polietileno como cobertura: a) ao se moldar o polietileno para obtenção de uma superfície hemisférica [12], [19], a espessura do polietileno deve ser constante a fim de não prejudicar a obtenção da lei do coseno de Lambert; b) deve-se cobrir o polietileno com uma fina camada de óleo de silicone, para facilitar o escoamento da água da chuva.

Outros materiais, como a mica [54] e o poliestireno [18], chegaram a ser utilizados como material de cobertura, mas foram descartados rapidamente por possuírem propriedades não adequadas.

A fim de situar o estado de arte em que se encontra a medição da radiação em ondas longas, será feita uma comparação com as características de medição da radiação em ondas curtas.

A medição dos dois tipos de radiação resulta em características diferentes [49]. A atmosfera e os corpos na superfície terrestre estão a uma temperatura próxima ao do aparelho, portanto, o instrumento e o ambiente estão emitindo radiação numa mesma faixa, diferente do regime solar, onde a radiação incidente tem características distintas da emitida pelo instrumento.

Outro aspecto divergente surge do fato que os materiais utilizados como cobertura nos pirgeômetros não transmitem totalmente a radiação incidente e nem são baratos e fáceis de serem

obtidos como o vidro e o quartzo, materiais utilizados em aparelhos que medem a radiação em ondas curtas.

Além do exposto acima, existe uma dificuldade em se realizar medições contínuas da radiação em ondas longas, já que os sensores existentes são também sensíveis à radiação solar [49] (como foi dito, o KRS-5 e o polietileno são parcialmente transparentes à radiação solar). Em princípio, esse problema pode ser resolvido utilizando-se um filtro apropriado, mas o próprio filtro é um emissor de radiação em ondas longas, devido ao nível de sua temperatura. Essa radiação emitida pelo filtro é função da sua temperatura, que é consequência da radiação solar absorvida. Por causa disso, a maioria das medições da radiação em ondas longas têm-se realizado no período noturno [54].

Paltridge [54] solucionou esse problema utilizando, como filtro, um filme de polietileno preto envolvendo um pirradiômetro de troca líquida, girando-o continuamente, a fim de distribuir uniformemente o seu aquecimento, provocado pela absorção da radiação solar. O filme preto é opaco à radiação em ondas curtas e semi-transparente à radiação em ondas longas (Fig. 3.3).

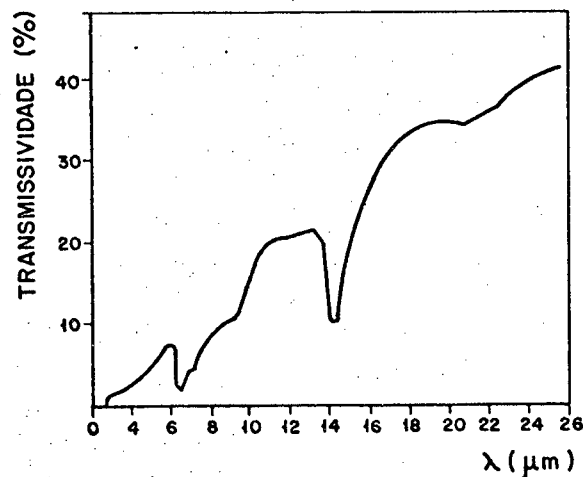


Figura 3.3 - Transmissividade espectral do polietileno preto (0,12 mm) [54].

Outra maneira de contornar essa situação é medir si multaneamente a radiação total e a radiação solar global e efetuar a diferença entre elas, pois as coberturas para esses tipos de ra diação são disponíveis. Todavia, a precisão desse método não é alta porque o fluxo de radiação em ondas longas tem uma ordem de grandeza menor que as quantidades medidas [51].

Devido a todos esses problemas, o número de esta ções para registro da radiação em ondas longas é muito reduzido nos países mais desenvolvidos [49], [51] e inexistentes no Brasil. Esses mesmos problemas levam à existência de um número grande de pir geômetros distintos, pois não existe um aparelho plenamente con fiável.

Após identificar-se as variáveis que afetam um pir geômetro, as principais qualidades que o instrumento deve possuir são apresentadas [9], [49]:

Reprodutibilidade: É um importante critério para um instrumento em uso contínuo. Um instrumento que seja confiável a presenta resultados reprodutíveis em medições sequenciais e, para um aparelho operacional, a reprodutibilidade deve ser mantida pa ra um longo período de tempo.

Precisão: Para se obter uma precisão desejada, o instrumento deve ser calibrado sob condições conhecidas, as carac terísticas do instrumento devem ser estáveis e a resposta às mu danças nas condições ambientes deve ser constante ou limitada a er ros permitidos nas medições [49]. Coulson [49] apresenta o esta do de arte dos pir geômetros, no início dos anos setenta.

Medição Horária: $\pm(20\% + 20,9 \cdot 10^4 \text{ J.m}^{-2})$

Medição Diária : $\pm(15\% + 41,8 \cdot 10^4 \text{ J.m}^{-2})$

Medição Mensal : $\pm(15\% + 418,6 \cdot 10^4 \text{ J.m}^{-2})$

Medição Anual : $\pm(15\% + 837,2 \cdot 10^4 \text{ J.m}^{-2})$

Drummond [50], confirmando Coulson [49], afirma que se não forem tomados cuidados com a calibração e a operação dos aparelhos, as medições não conseguem fornecer uma precisão melhor do que 15 a 20%. Porém, de acordo com Ross [55], a precisão dos pirgeômetros se situa entre 9 e 15%.

Características espectrais: Os materiais utilizados na cobertura e nas superfícies sensoras devem ter características constantes em todo o espectro de radiação. Como isso não ocorre, esta seletividade é uma grande fonte de erro.

Resposta angular: Seria uma situação ideal se o instrumento tivesse um comportamento regido pela lei do cosseno quando houvesse mudança no ângulo de incidência da radiação. Esse problema surge, principalmente, das tintas de cobertura das superfícies sensoras e é uma fonte considerável de erro, com correções difíceis de serem aplicadas.

Sensibilidade: Para uma pequena variação no fluxo de radiação incidente deve haver uma alteração facilmente perceptível no sinal de saída; além disso, o sinal de saída deve ser grande o suficiente para ser registrado.

Velocidade de resposta: O aparelho deve fornecer o valor correto do fluxo de radiação num curto espaço de tempo após

ser ligado. Em medições horárias ou diárias, admite-se um tempo de 1 ou 2 minutos para se atingir o valor da radiação medida.

Simplicidade: O aparelho deve apresentar facilidade de operação e ter uma manutenção simples.

A seguir, serão apresentados alguns tipos de pirgeômetros e pirgeômetros de troca líquida. Inicialmente, serão apresentados os instrumentos pioneiros e, em seguida, os instrumentos modernos.

3.2 - Pirgeômetros Pioneiros

3.2.1 - Pirgeômetro de Boys [49].

Desenvolvido por Sir Charles Boys, consiste de um termopar de antimônio-bismuto conectado ao núcleo da bobina de um galvanômetro suspenso entre dois pólos de um campo magnético. A radiação que incide no termopar produz uma corrente na bobina, o que resulta numa deflexão do ponteiro do galvanômetro; essa deflexão é função da radiação absorvida pelo termopar.

3.2.2 - Pirgeômetro de Ångström [49], [51], [56]

Desenvolvido em 1905, utiliza o princípio da compensação elétrica. O sensor consiste de duas fitas de manganês polidas e duas fitas de manganês pintadas de preto. A baixa emissividade da fita polida faz com que ela tenha uma temperatura igual a do ar. As fitas pintadas de preto, com uma alta emissividade, trocam radiação livremente com a atmosfera e irão sofrer um resfriamen

to no período noturno. A perda líquida de energia é compensada por um aquecimento elétrico das fitas pintadas de preto e a igualdade das temperaturas dos dois tipos de fitas é determinada por termopares colocados na parte inferior das fitas.

A corrente de aquecimento das fitas pretas fornece a quantidade de radiação incidente, da seguinte maneira:

$$e_b - R_A = C i^2 \quad (3.1)$$

onde e_b é a radiação em ondas longas emitida pelas fitas pretas (assume-se que a emissividade das fitas é 1), R_A é a radiação atmosférica (ou terrestre), i é a corrente de compensação (A) e C é a constante do instrumento, determinada num processo de calibração.

Este pirgeômetro é conveniente somente para uso no período noturno, com baixas velocidade de vento, a fim de não haver um fluxo de calor por convecção no sensor; apresenta a vantagem de ser inadequado para registro automático do sinal de saída.

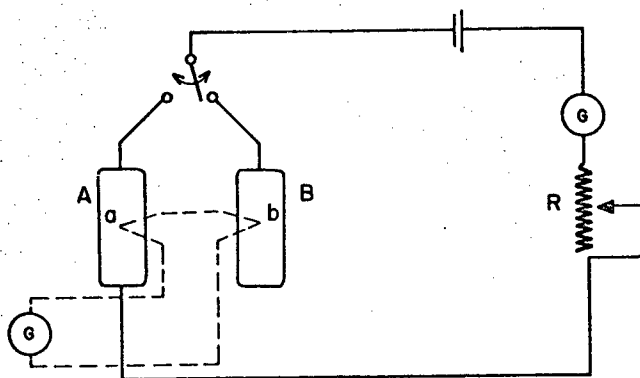


Figura 3.4 - Esquema do circuito do pirgeômetro de Ångström. A e B são as fitas de manganês nas quais são afixados os termopares a e b, G são os galvanômetros e R é uma resistência que possibilita as duas fitas de atingirem uma mesma temperatura [56].

3.3 - Pirgeômetros Modernos

3.3.1 - Sensor não Protegido

3.3.1.1 - Pirgeômetro de Troca Líquida de Geir-Dunkle [9]

Desenvolvido em 1951, utiliza um medidor de fluxo de calor como transdutor. O transdutor é composto de três placas de baquelite com lados de 114,3 mm e espessura de 0,4 mm. A placa central é ranhurada para alojar os fios de termopares e as outras duas placas fornecem resistência mecânica ao conjunto e proteção aos termopares. Os termopares em série formam uma termopilha, que é construída enrolando-se o fio de constantan nº 40 na placa de baquelite em 180 voltas; posteriormente, metade da placa é revestida com prata, produzindo uma série de termojunções em lados opostos da placa.

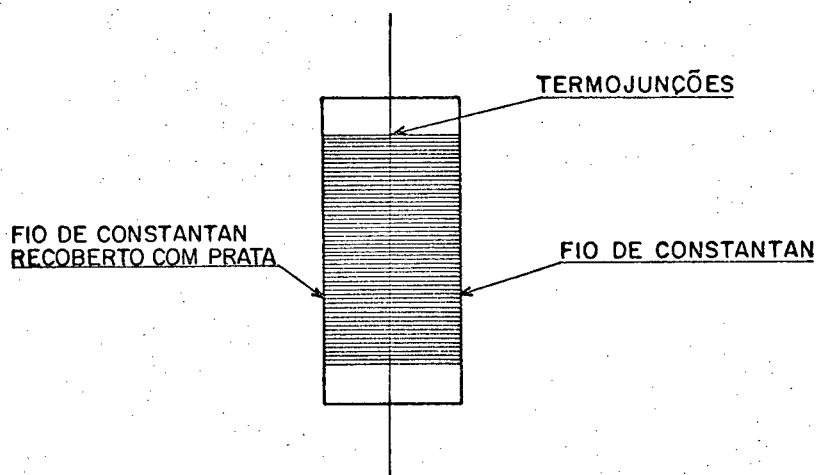


Figura 3.5 - Termopilha do pirgeômetro de Geir-Dunkle [9]

A termojunção ocorre porque a resistência elétrica do constantan é muito maior que a resistência elétrica

da prata, isto é, a corrente elétrica é conduzida pela camada de prata e não pelo núcleo de constantan.

Na Fig. 3.6 tem-se uma vista do conjunto do transdutor e as formas de transferência de calor que nele atuam.

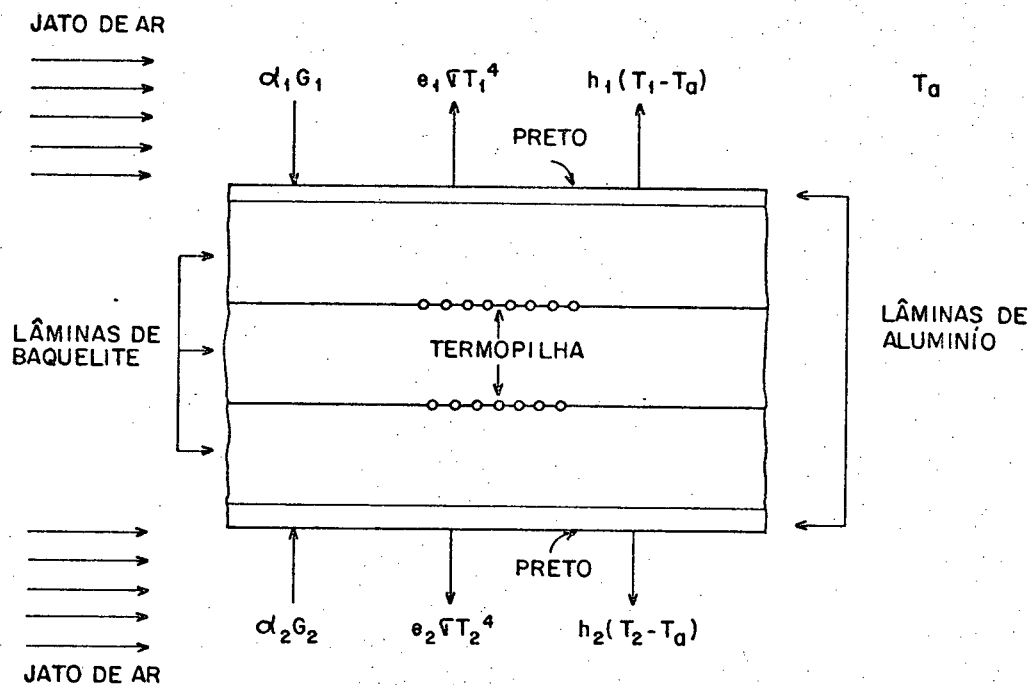


Figura 3.6 - Vista do conjunto do transdutor. G_1 é a radiação atmosférica, G_2 é a radiação terrestre, T_1 e T_2 são as temperaturas absolutas das placas, T_a é a temperatura ambiente, h_1 e h_2 são os coeficientes convectivos, e_1 e e_2 são as emissividades das superfícies e α_1 e α_2 são as absorvidades das superfícies [9].

Como o campo da radiação incidente é assimétrico, as superfícies superior e inferior ficam a temperaturas desiguais, surgindo um fluxo de calor no transdutor. A diferença de temperatura entre as termojunções gera uma força eletromotriz.

O fluxo líquido de radiação é dado por:

$$G_1 - G_2 = K \cdot V_1 \quad (3.2)$$

onde K é a constante de calibração ($\text{Wm}^{-2} \text{mV}^{-1}$) e V_1 o sinal de saída em mV.

A lâmina de alumínio pintada de preto fornece uma maior resistência mecânica e também uma proteção ao desgaste provocado pelas intempéries. Ela também tem a função de aumentar a capacidade térmica do transdutor, a fim de amortecer pequenas variações no fluxo de calor devidos à flutuações na velocidade do vento.

O jato de ar, produzido por um ventilador, tem a função de minimizar os efeitos do vento na medição da radiação e evitar a deposição de orvalho e poeira nas superfícies sensoras. Os testes no túnel de vento indicaram um erro máximo de 4% para velocidades do vento até 7 m/s; se a direção do vento é a mesma do jato, o erro se reduz a 2% para ventos de até 13 m/s.

O instrumento demora 12 s para atingir 95% do valor da leitura estabilizada e sua sensibilidade situa-se em torno de $14 \mu\text{V}/\text{Wm}^{-2}$.

3.3.1.2 - Pirgeômetro de Troca Líquida de Yanishevsky [26], [49]

É o principal instrumento utilizado para medição do fluxo líquido de radiação em ondas longas na União Soviética.

A superfície sensora é feita de uma lâmina de cobre e suas dimensões são 45 x 45 mm. O corpo do sensor consiste das seguintes camadas, listadas na ordem de cima para baixo: lâmina de cobre de 0,04 mm de espessura, isolante de 0,02

mm de espessura, série de termojunções de prata-constantan, papel isolante, barra de cobre de 2,5 mm de espessura e 5,5 mm de largura, papel isolante, série de termojunções, papel isolante e lâmina de cobre de 0,04 mm de espessura.

A termopilha é composta de 10 seções com 60 termojunções. Cada seção é feita enrolando-se 32 voltas de uma fita de constantan, com largura de 0,85 mm e espessura de 0,03 mm, ao redor de uma barra de cobre isolada e recobrimo com prata metade de cada volta da fita de constantan (procedimento análogo ao utilizado por Gier-Dunkle). O recobrimento de prata é feito com uma espessura de 0,01 a 0,04 mm. As 10 seções são ligadas em série formando uma termopilha com 600 junções.



Figura 3.7 - Esquema da termopilha [26].

O instrumento tem uma sensibilidade de aproximadamente $10 \mu\text{V}/\text{Wm}^{-2}$ e demora de 10 a 12 s para atingir o valor total da radiação medida.

O sensor não é ventilado e nem protegido do vento, sendo o sinal de saída fortemente influenciado por este.

Cada instrumento é calibrado individualmente, sendo o vento medido no mesmo instante que a radiação incidente e essas correções são aplicadas quando do processamento dos dados. Abaixo, são apresentados os valores típicos de uma calibração; o fator de correção multiplica o valor da radiação registrada.

Tabela 3.1 - Fator de correção para o pirgeômetro de troca líquida de Yanishevsky [26], [49].

Velocidade do vento (m/s)	1	2	3	4	5	6
Fator de correção	1,03	1,05	1,08	1,1	1,13	1,15
Velocidade do vento (m/s)	7	8	9	10	16	60
Fator de correção	1,17	1,20	1,22	1,25	1,31	2,00

Nota-se que as correções feitas não levam em conta a direção do vento.

3.3.1.3 - Pirgeômetro de Troca Líquida de Suomi - Franssila [49], [52].

Este instrumento é baseado no pirgeômetro de Geir-Dunkle, com o objetivo de minorar alguns problemas daquele. Na Fig. 3.8 são mostrados os detalhes do sensor e do controle da velocidade do jato de ar sobre o mesmo.

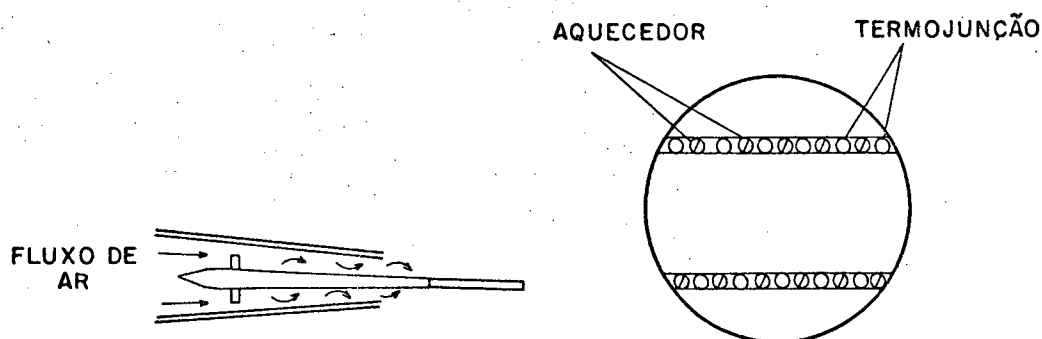


Figura 3.8 - Esquema do controle da ventilação sobre o sensor e detalhe da construção do sensor [49], [52]

O sensor é construído enrolando-se um fio

de constantan com 0,2 mm de diâmetro em torno de uma lâmina de vidro de dimensões 11 x 25 x 75 mm; o vidro é utilizado devido as suas características estáveis. As junções dos termopares são obtidas pela eletro-deposição de cobre no fio de constantan, com a placa sendo imersa na solução eletrolítica de tal maneira, que metade de cada volta do fio é recoberta por uma camada de cobre duas vezes mais espessas que o diâmetro do fio.

Pela teoria desenvolvida, sabe-se que o fluxo líquido de radiação é proporcional à diferença de temperatura entre as duas superfícies sensoras. O instrumento tem um controle da velocidade do jato de ar para equalizar a ventilação sobre as superfícies sensoras.

Como se vê na Fig. 3.8, fios de cobre são intercalados entre os termopares para se ter um aquecimento elétrico das superfícies sensoras e não permitir a condensação de água sobre elas.

A superfície sensora é obtida cobrindo os fios expostos com a tinta Fuller.

As principais características do instrumento são apresentadas na Tab. 3.2 .

Tabela 3.2 - Características do instrumento de Suomi-Franssila [49], [52].

Sensibilidade: $13 \mu\text{V}/\text{Wm}^{-2}$

Efeito da velocidade do vento: até 6 m/s - nenhum efeito
até 12 m/s - no máximo 2 %

Velocidade de resposta : 100 % em 5 s

Precisão indicada: $\pm 2 \%$

3.3.2 - Sensor Protegido

3.3.2.1 - Pirgeômetro de Troca Líquida de Fritschen [12],[18].

A Fig. 3.9 mostra a vista explodida do instrumento.

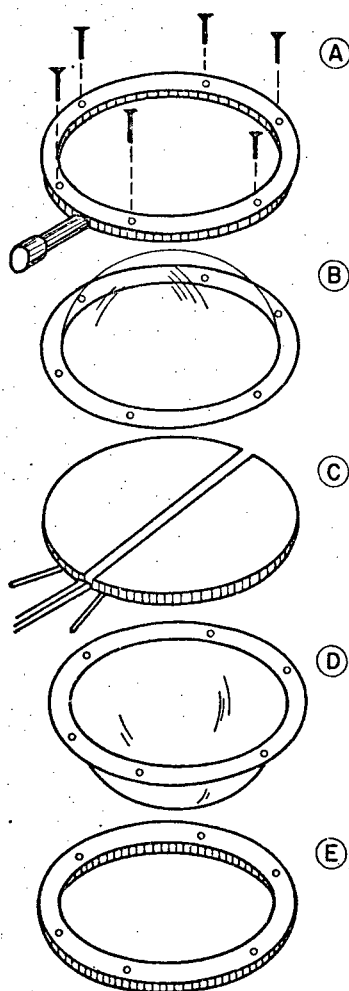


Figura 3.9 - Vista explodida do instrumento de Fritschen [12],[18].

O instrumento é composto de cinco partes básicas: o transdutor (C), duas coberturas hemisféricas de polietileno (B e D) e dois anéis de latão (A e E), um dos quais (A) tem

um tubo de latão soldado a ele.

O transdutor é composto de uma termopilha de constantan-manganês com 22 junções. A termopilha é obtida soldando-se 22 pedaços de fio de constantan alternadamente com 21 pedaços de fio de manganês e enrolando-se o fio resultante em torno de uma placa de epoxi com dimensões de 25,4 x 12,7 x 12,7 mm. O conjunto resultante (placa de epoxi e fios) é fundido numa resina epoxi num formato de um disco com 3,2 mm de espessura e 59,9 mm de diâmetro. Furos radiais e transversais são executados para permitir a circulação de ar pressurizado, a fim de manter o hemisfério de polietileno inflado.

O formato hemisférico da cobertura é obtido aquecendo-se o material e ajustando-o a um molde através de vácuo. O transdutor é pintado com a tinta Parson e o conjunto todo é fixo por seis parafusos.

A sensibilidade do aparelho é $4,2 \mu\text{V/Wm}^{-2}$. Campbell [57] modificou o instrumento de Fritchén substituindo a termopilha por termistores, a fim de obter um maior sinal de saída.

3.3.2.2 - Pirgeômetro de Troca Líquida de Suomi-Kuhn [14], [49].

A Fig. 3.10 mostra em corte o sensor do aparelho.

As vantagens desse instrumento são: pequeno peso (90 g) e a facilidade de fixá-lo em sondas para medição do perfil vertical do balanço de radiação em ondas longas.

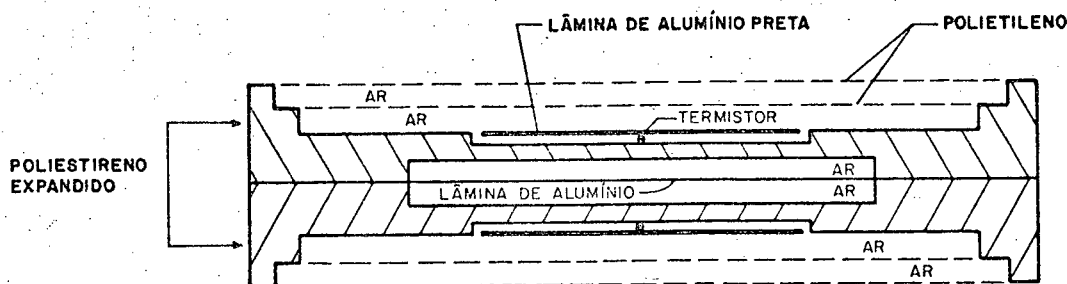


Figura 3.10 - Seção transversal do sensor do instrumento de Suomi-Kuhn [49].

A estrutura do instrumento é composta de duas peças de poliestireno expandido de 210 mm de diâmetro e 30 mm de espessura. A superfície sensora é feita de uma placa de alumínio com 0,0006 mm de espessura e 90 mm de diâmetro pintada de preto, sendo sua temperatura medida com um termistor.

O fluxo líquido de radiação depende da diferença de temperaturas entre as duas superfícies sensoras. Para minimizar o fluxo de calor entre as superfícies, suspende-se a superfície de alumínio com 8 agulhas finas de baixa condutividade térmica; além disso, utiliza-se uma lâmina de alumínio entre as superfícies sensoras para minimizar o fluxo de calor por radiação entre as superfícies de poliestireno.

A proteção contra o vento é feita por duas camadas de polietileno de 0,0127 mm de espessura, embora essa proteção plana de polietileno provoque um desvio da lei do coseno de Lambert.

O tempo de resposta do aparelho é em torno de 25 s.

C A P Í T U L O 4

4. DESCRIÇÃO GERAL DO PIRGEÔMETRO DE TROCA LÍQUIDA

Como foi visto nos capítulos 2 e 3, existem diversas maneiras de se avaliar a radiação atmosférica, a radiação terrestre e a troca líquida de energia.

Devido à falta de dados sobre o perfil detalhado da atmosfera em Florianópolis e à não existência de aparelhos para medição da radiação em ondas longas optou-se, neste trabalho, pela construção de um pirgeômetro de troca líquida. A principal aplicação desse instrumento é na medição da troca de energia radiante entre as superfícies externas de uma edificação e a atmosfera.

Uma descrição geral do pirgeômetro é apresentada a seguir.

4.1 - Aspectos Construtivos

Existem duas maneiras de se dispor o sensor na construção de um pirgeômetro.

A opção pelo instrumento com sensor protegido esbarra na utilização do material da cobertura, isto é, na dificuldade de se obter o KRS-5 ou o polietileno. Do primeiro, não se

tem conhecimento de que seja disponível no Brasil; quanto ao segundo, a obtenção de coberturas com pequena espessura é bastante difícil, além da necessidade de se inflar a cúpula de polietileno devido à sua pequena rigidez.

Optou-se pela construção de um pirgeômetro com sensor não protegido (ou sensor ventilado) por ser de construção mais simples e por não haver nenhum indicativo de que os resultados obtidos com esse tipo de aparelho não sejam confiáveis.

O pirgeômetro é mostrado esquematicamente na Fig. 4.1.

O duto de ventilação foi construído em chapa de alumínio de 1,5 mm de espessura. A escolha do alumínio deve-se à sua durabilidade quando exposto às intempéries, baixo custo e à facilidade de ser trabalhado. O aço-inox também pode ser uma opção possível, apesar do custo mais elevado e da maior dificuldade em ser trabalhado.

As dimensões do duto de ventilação foram definidas em função das dimensões do ventilador e da velocidade do jato de ar sobre a superfície sensora. Cooper [19] considera uma velocidade média do jato de 10 m/s enquanto Suomi [52] apresenta a tabela abaixo:

Tabela 4.1 - Erro percentual (ϵ) no valor medido do balanço de radiação em função da variação da velocidade média do jato de ar (v) [52].

v (m/s)	22,0	17,8	16,1	11,3	8,8
ϵ (%)	0,00	1,37	2,4	4,7	6,8

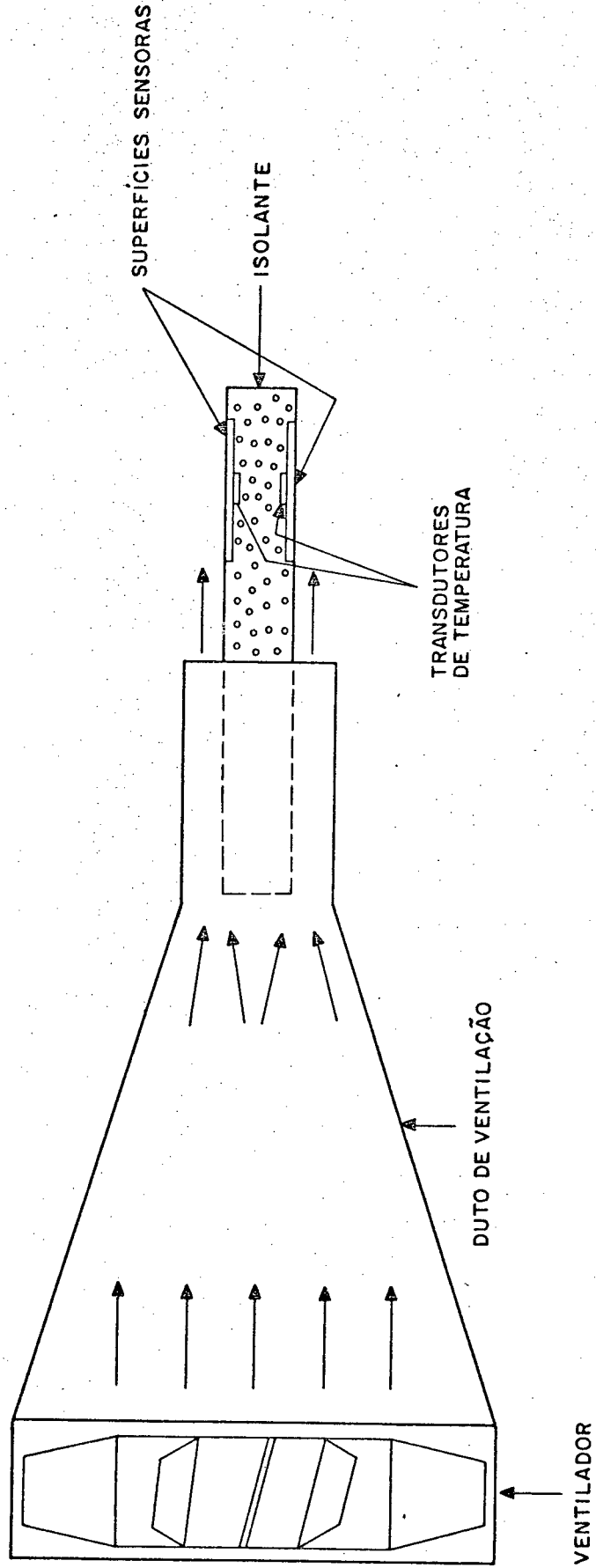


Figura 4.1 - Vista geral do pirgêmetro de troca líquida.

Segundo Suomi [52], não há nenhuma alteração no valor medido da radiação pelo aparelho para velocidade do vento de até 6 m/s; porém, para ventos de 8 a 12 m/s no sentido transversal ao jato, há um aumento de até 2% na constante de calibração.

O instrumento será pouco sensível na leitura da troca líquida de radiação se a velocidade do jato for elevada; porém, baixos valores da velocidade permitem que o vento desvie o fluxo de ar sobre as placas sensora [51], modificando o valor real da radiação.

Como o instrumento mede uma troca líquida de radiação, são necessárias duas superfícies sensoras para a troca de energia radiante. A ventilação sobre essas superfícies deve ser equalizada para que os coeficientes convectivos sejam iguais; para isso, divide-se o fluxo de ar em dois canais de ventilação independentes.

As superfícies sensoras apresentam dimensões de 40 x 40 mm, com base em valores encontrados em outros trabalhos já desenvolvidos [15], [51], e tendo a mesma largura do material isolante (40 mm). A seção transversal para cada canal de ventilação foi fixada em $4 \times 10^2 \text{ mm}^2$ a fim de fornecer o valor desejado da velocidade do jato de ar. As dimensões na parte final do duto de ventilação podem ser vistas na Fig. 4.2.

Escolhendo-se o Mini-Ventilador Axial Sprite SU3E1, fabricado pela ARNO-ROTRON [58] e com as dimensões da seção por onde irá escoar o fluxo de ar já fixadas, é possível se determinar a velocidade média do jato sobre as superfícies sensoras. O ventilador SU3E1 opera com 220 V, tem 8 anos de expectativa de vida e uma vazão na faixa de 9,9 a 16,5 l/s.

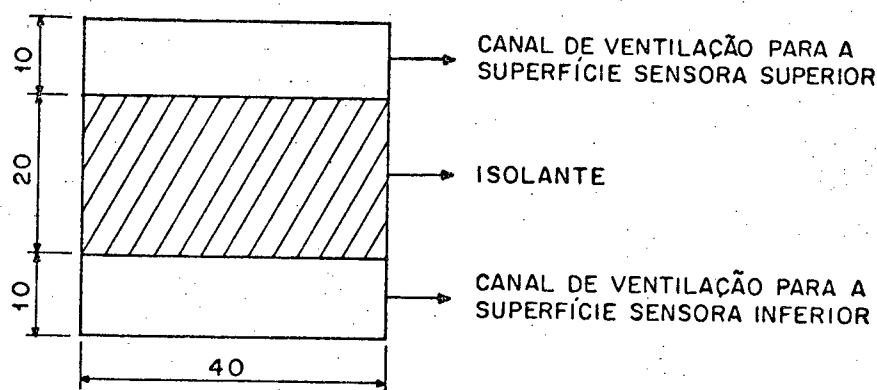


Figura 4.2 - Dimensões das aberturas na parte final do duto de ventilação (em mm).

Realizando-se os cálculos, a velocidade média do jato assume valores entre 12,38 m/s e 20,63 m/s.

Tendo-se em vista que para medir as temperaturas das superfícies sensoras serão utilizados dispositivos eletrônicos, o material que as separa deve ser um isolante elétrico. O material escolhido foi o isopor, que apresenta as seguintes propriedades e qualidades adicionais: isolante térmico, barato, fácil de ser obtido e trabalhado.

A superfície sensora é composta por uma chapa de cobre de pequena espessura (0,1 mm). A utilização do cobre deve-se a sua alta condutibilidade térmica; além disso, a pequena espessura da chapa permite supor que o fluxo de calor é unidimensional e que a temperatura da parte inferior da placa sensora é igual à temperatura da parte superior.

Uma superfície metálica, como é o caso do cobre, apresenta alta refletividade à radiação incidente; além disso, as características radiantes variam em função do estado da superfície. Por esses motivos, existe a necessidade de recobri-la com uma tinta que tenha propriedades constantes na faixa de comprimento de onda apropriada, isto é, de 4 a 50 μm , pois dentro dessa

faixa ocorre quase que totalmente a emissão de radiação de corpos à temperatura no mesmo nível da temperatura ambiente [25].

Existem diversas maneiras de se fazer o recobrimento das superfícies sensoras [51]. Pode-se, por exemplo, fazer a deposição de partículas metálicas (platina, zinco, ouro) a partir da evaporação do metal sobre um filamento de tungstênio numa atmosfera inerte (por exemplo, nitrogênio) [51]; apesar da alta absortividade na faixa de ondas longas, as superfícies assim obtidas são frágeis e a execução em áreas maiores que $1 \times 10^2 \text{mm}^2$ é difícil de ser feita, o que as tornam impraticáveis para aplicação neste trabalho.

Os recobrimentos superficiais dispensados às superfícies sensoras que mais as fazem se aproximar de uma superfície ideal (absortividade ou emissividade constantes em todo espectro de ondas longas) são a tinta 3M Black Velvet e o anodizado preto num substrato de alumínio [59]. As curvas de emissividade espectral resultante desses tratamentos podem ser vistas nas Figs. 4.3 e 4.4.

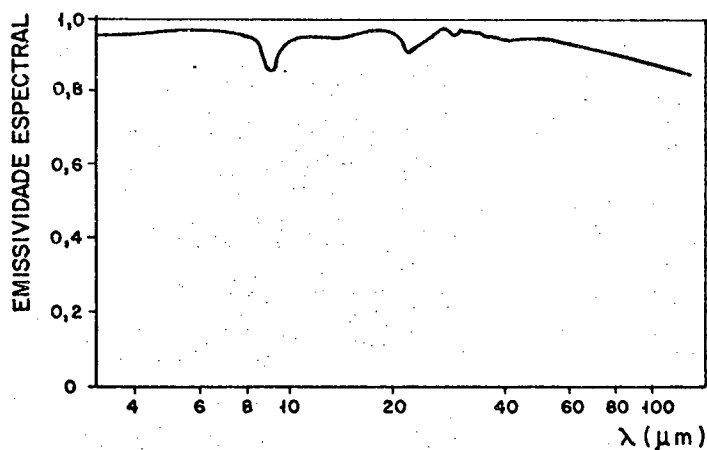


Figura 4.3 - Emissividade espectral da tinta 3 M Black Velvet [59]

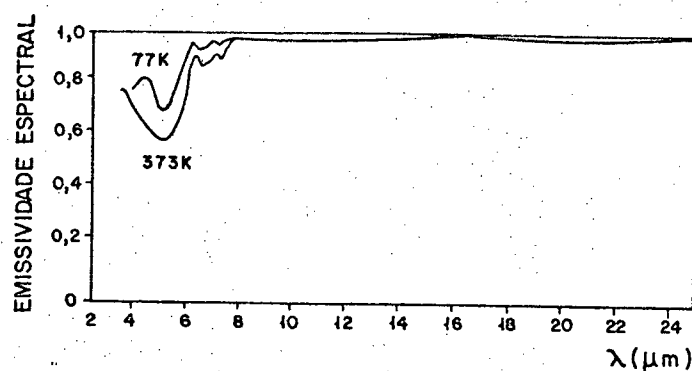


Figura 4.4 - Emissividade espectral do anodizado preto num substrato de alumínio, para dois valores distintos de temperatura [59].

A tinta 3M Black Velvet é fabricada pela indústria 3M nos Estados Unidos, somente por encomenda, sendo, desse modo, impraticável a sua utilização. Stierwalt [59] não fornece maiores informações sobre o preparo da superfície anodizada, impossibilitando, dessa maneira, a sua reprodução. Outras formas de recobrimento superficial são dadas por Smith [60] e Betts [61].

Desse modo, a superfície de cobre é recoberta com a tinta 3M ECP-2200, também fabricada nos Estados Unidos pela indústria 3M e conseguida junto ao Instituto de Pesquisas Espaciais (INPE), na Divisão de Satélites, depois de muitas dificuldades em encontrá-la no Brasil, principalmente na própria 3M. Sua estrutura consiste de partículas de sílica num aglutinante de silicone com uma tintura preta especial [60], [61]. A Fig. 4.5 [59] mostra a refletividade espectral da tinta, sendo essa a única curva disponível em toda a bibliografia pesquisada.

Observa-se que a refletividade espectral entre 10 e 50 μm é praticamente constante, satisfazendo as exigências des-

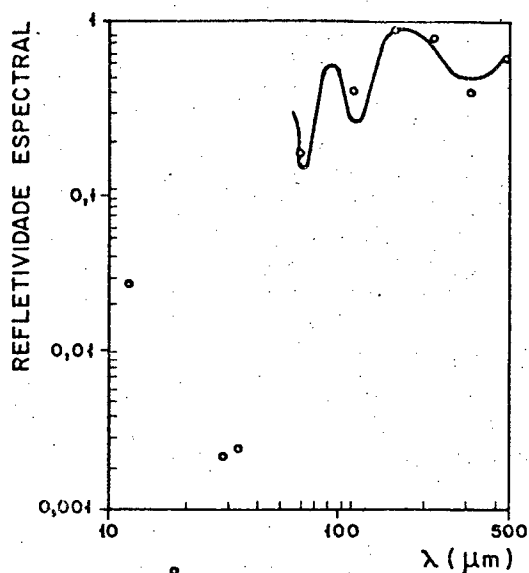


Figura 4.5 - Refletividade espectral da tinta 3MECP-2200 [59].

se trabalho; infelizmente, não há dados entre 4 a 10 μm , embora se espere um comportamento semelhante ao da faixa de 10 a 50 μm .

Recapitulando, nesse ítem foram apresentados os componentes básicos do pirgeômetro: a) a superfície sensora, b) o ventilador; c) o material isolante e d) o recobrimento da superfície sensora.

A seguir, será desenvolvido o balanço de energia no sensor para mostrar a importância da escolha do transdutor de temperatura.

4.2 - Balanço de Energia no Sensor

O conjunto que compõe o sensor é constituído por duas placas absorvedoras (ou sensoras) de radiação, separadas por um material que é isolante térmico e elétrico. A superfície superior será designada pelo sub-índice s e a superfície inferior pelo sub-índice i . A superfície s apresenta emissividade ϵ_s ,

absortividade α_s , temperatura absoluta T_s e sobre ela incide um fluxo de radiação em ondas longas R_s . A superfície i apresenta emissividade ϵ_i , absortividade α_i , temperatura absoluta T_i e sobre ela incide um fluxo de radiação em ondas longas R_i . Os fluxos de radiação R_s e R_i são provenientes, respectivamente, da atmosfera e da superfície terrestre.

O material isolante térmico reduz o fluxo de calor entre as duas superfícies e faz com que o balanço de energia se reduza somente aos termos convectivos e radiantes.

A Fig. 4.6 mostra os termos que influenciam no balanço de energia no sensor, sendo que o ambiente está à temperatura T_a .

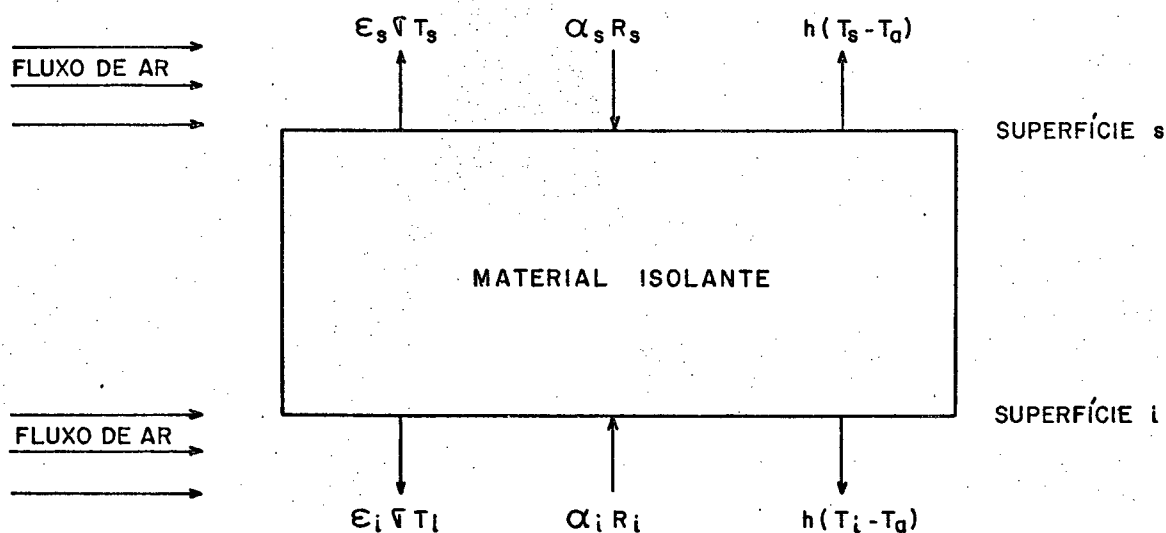


Figura 4.6 - Balanço de energia no sensor.

O coeficiente convectivo, que depende predominantemente da velocidade do fluxo de ar e das propriedades do ar [22], é assumido ser igual para as duas superfícies [19], pois o fluxo

é equalizado e as propriedades do ar diferem pouco para pequenas diferenças de temperaturas.

Para as superfícies s e i tem-se o seguinte balanço de energia, supondo-se um isolante ideal:

$$\text{Superfície s} \quad \alpha_s R_s = \epsilon_s \sigma T_s^4 + h(T_s - T_a) \quad (4.1)$$

$$\text{Superfície i} \quad \alpha_i R_i = \epsilon_i \sigma T_i^4 + h(T_i - T_a) \quad (4.2)$$

As superfícies s e i são recobertas com a mesma tinta, então $\epsilon_s = \epsilon_i = \epsilon$ e $\alpha_s = \alpha_i = \alpha$. Para corpos cinzentos, a lei de Kirchhoff [21] assegura que $\epsilon = \alpha$.

Portanto, o fluxo líquido de radiação (R_L) é dado por:

$$R_L = R_s - R_i = \sigma T_s^4 + \frac{h}{\epsilon}(T_s - T_a) - \sigma T_i^4 - \frac{h}{\epsilon}(T_i - T_a) \quad (4.3)$$

$$R_L = \sigma(T_s^4 - T_i^4) + \frac{h}{\epsilon}(T_s - T_i) \quad (4.4)$$

Desenvolvendo $(T_s^4 - T_i^4)$, obtém-se:

$$(T_s^4 - T_i^4) = (T_s^2 + T_i^2)(T_s^2 - T_i^2) = (T_s^2 + T_i^2)(T_s + T_i)(T_s - T_i) \quad \dots \dots \dots (4.5)$$

Admitindo-se T_s aproximadamente igual a T_i [35], [43],

então

$$(T_s^2 + T_i^2) \approx 2T_s^2 \quad (4.6)$$

$$(T_s + T_i) \approx 2T_s \quad (4.7)$$

$$(T_s^4 - T_i^4) \approx 2T_s^2 \cdot 2T_s(T_s - T_i) = 4T_s^3(T_s - T_i) \quad (4.8)$$

O erro contido na Eq. (4.8) é em torno de 0,5%; isso pode ser verificado considerando $T_s = 288\text{ K}$ e $T_i = 287\text{ K}$.

Substituindo (4.8) em (4.4),

$$R_L = 4\sigma T_s^3 (T_s - T_i) + \frac{h}{\epsilon} (T_s - T_i) \quad (4.9)$$

$$R_L = \left(4\sigma T_s^3 + \frac{h}{\epsilon}\right) (T_s - T_i) \quad (4.10)$$

Analisando-se a ordem de grandeza dos termos $4\sigma T_s^3$ e $\frac{h}{\epsilon}$, verifica-se que $4\sigma T_s^3$ pode ser desprezado em relação a $\frac{h}{\epsilon}$ [19], [48]. Portanto,

$$R_L = \frac{h}{\epsilon} (T_s - T_i) \quad (4.11)$$

Se a diferença de temperatura entre as superfícies s e i for medida com transdutores de temperatura que forneçam sinais de tensão (V) lineares com ela, tem-se que:

$$V = C_1 (T_s - T_i) \quad (4.12)$$

$$V_L = \frac{h}{\epsilon} \frac{V}{C_1} \quad (4.13)$$

$$R_L = C_2 \cdot V \quad (4.14)$$

onde C_1 é uma constante de proporcionalidade e $C_2 = \frac{h}{\epsilon C_1}$ é a constante de calibração do aparelho, isto é, uma função que relaciona a tensão de saída com o fluxo de energia radiante.

O próximo passo é a escolha de um transdutor de temperatura de contato que forneça um sinal de tensão linear com a diferença de temperaturas entre as duas superfícies.

4.3 - Transdutores de Temperatura

Inicialmente, será feito uma comparação entre os principais transdutores de temperatura de contato, analisando-se as vantagens e desvantagens de cada um, a fim de se escolher aquele mais adequado.

Os transdutores de temperatura mais utilizados são [62] : termopar, termômetro de resistência de platina, termistor e circuito integrado. Chester [63] apresenta uma comparação entre esses transdutores.

Tabela 4.2 - Comparação entre transdutores de temperatura.

	Vantagens	Desvantagens
Termopar	<ul style="list-style-type: none"> - simples - autoalimentação - barato - larga faixa de temperatura. - muitas variedades de formas físicas 	<ul style="list-style-type: none"> - pequena não linearidade - baixa voltagem - o menos estável - o menos sensível
Termômetro de Resistência de Platina	<ul style="list-style-type: none"> - o mais estável - o mais preciso - mais linear que o termopar 	<ul style="list-style-type: none"> - caro - resposta lenta - necessita de uma fonte de alimentação - pequena mudança de resistência com a variação da temperatura - baixa resistência absoluta - auto-aquecimento

	Vantagens	Desvantagens
Termistor	<ul style="list-style-type: none"> - alto sinal de saída - resposta rápida - barato - muito sensível 	<ul style="list-style-type: none"> - não linear - faixa de temperatura limitada - frágil - necessita uma fonte de alimentação - auto-aquecimento - reprodutibilidade regular
Circuito Integrado	<ul style="list-style-type: none"> - barato - o mais linear - o mais alto sinal de saída 	<ul style="list-style-type: none"> - necessita um fornecimento de potência - temperatura de utilização: < 200 °C - resposta lenta - auto-aquecimento

Os termopares são os transdutores mais utilizados na indústria sendo possível, com a escolha correta dos materiais e do revestimento de proteção, medir temperaturas em uma ampla faixa de valores [62]. Os termopares, devido à sua pequena sensibilidade, não são convenientes para detectar pequenas diferenças de temperaturas, embora sejam baratos e não necessitem de fonte de alimentação [63].

Os termômetros de resistência de platina, embora mais precisos que os termopares [62], são caros, possuem um tempo de resposta alto e a variação da resistência é comparável à resistência introduzida pelos fios condutores dos instrumentos de medição [63].

Os circuitos integrados [64], embora tenham a relação linear entre a temperatura e a corrente, apresentam um tempo de resposta alto [60] e não são fabricados no Brasil. Porém, seu principal inconveniente é a ausência de formatos físicos adequados para aplicações em superfícies.

Os termistores têm uma alta sensibilidade, principalmente na faixa de -50 a 100°C ; essa característica os tornam adequados para detectar pequenas mudanças na temperatura ambiente ou em temperaturas próximas a ela [62]. Da mesma forma, eles apresentam um tempo de resposta pequeno. Por outro lado, as desvantagens dos termistores podem ser neutralizadas introduzindo um circuito linearizador e limitando a corrente sobre eles.

Os termistores apresentam também outras vantagens adicionais [62]: são construídos em tamanhos convenientes e não são afetados, como os termômetros de resistência de platina, pelos fios condutores.

Podem ser citadas como desvantagens adicionais [65]: a mudança de sensibilidade devida a uma pressão ou a um choque e a difícil reprodutibilidade. A reprodutibilidade é a capacidade de se substituir um termistor num circuito eletrônico sem tornar necessária uma nova calibração [65].

Outros tipos de transdutores de temperatura, como o diodo [66], [67], [68] e o transistor [69], [70], são muito pouco utilizados e não tem, ao que se saiba, nenhuma aplicação em instrumentos que medem radiação.

Pelos motivos expostos acima e por serem facilmente disponíveis, resolveu-se utilizar os termistores como transdutores de temperatura para o sensor do pirgeômetro.

A seguir, serão expostas algumas características dos termistores.

4.3.1 - O Termistor

Os termistores são feitos a partir de óxidos metálicos de ferro, cromo, manganês, cobalto e níquel [72]. Com uma alta resistividade no estado puro, a eles são adicionadas impurezas possuindo valência diferente da valência do material básico, fazendo com que sejam transformados em semi-condutores [72]. As substâncias ficam fracamente ligadas e podem liberar íons com facilidade se a temperatura for elevada, aumentando a condutibilidade do material [72]. Esse tipo de termistor é conhecido como NTC (Negative Thermic Coefficient), isto é, sua resistência diminui com o aumento da temperatura.

A fabricação de um termistor se inicia com a mistura das substâncias básicas, às quais é adicionado um plástico aglutinante [72]. Posteriormente, o material é sinterizado a altas temperaturas (entre 1000 e 1400°C), o que resulta na formação do corpo cristalino do mesmo [72]. A composição física de um termistor é função da resistência e do coeficiente térmico que se quer obter [72]. O coeficiente térmico indica a variação da resistência em função da variação da temperatura.

Os diferentes formatos de um termistor são obtidos pelos seguintes processos de moldagem [72]: o formato em disco é obtido por prensagem; o formato em cilindro é obtido por extrusão e o formato em gota é obtido pela deposição do material sobre dois fios esticados. Esses diversos formatos podem ser vistos na Fig. 4.7 [73].

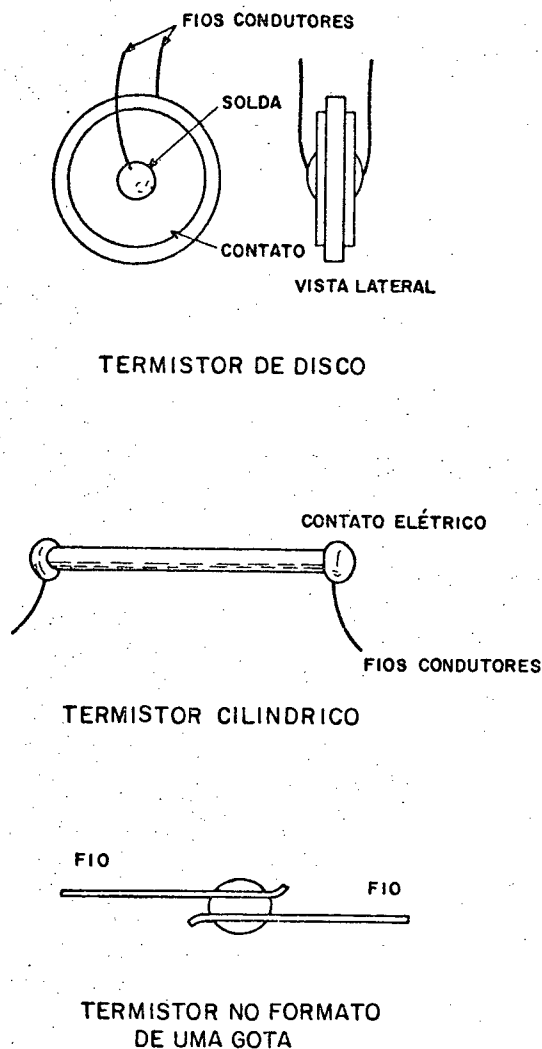


Figura 4.7 - Os diversos formatos de um termistor [73].

Os contatos elétricos dos termistores em forma de disco ou cilindro são feitos com a deposição de prata, alumínio ou cobre sobre as suas superfícies [72]. Nos termistores com formato em gotas, os próprios fios nos quais foi depositado o material cristalino funcionam como contatos elétricos [72]. Finalmente, os termistores são pintados para uma proteção contra a corrosão [72].

Para utilização no pirgeômetro, o termistor que tem o formato mais adequado é o termistor em disco; o utilizado nesse trabalho tem uma espessura de 1mm e um diâmetro de 6mm.

O termistor teve um de seus fios condutores solto e a tinta de proteção removida, por meio mecânico, a fim de ser soldado na parte inferior da superfície sensora. A soldagem foi feita derretendo-se uma pequena quantidade de solda de estanho na superfície aquecida e, posteriormente, resfriando-a ao ar ambiente.

A Fig. 4.8 mostra o resultado da soldagem do termistor na superfície sensora. O contato elétrico desfeito no termistor é colocado, agora, na superfície de cobre, procedimento esse idêntico ao realizado por Campbell [57]. A ligação entre os termistores e o circuito é feita através de fios blindados (também mostrados na Fig. 4.8), a fim de reduzir o ruído no sinal de saída.

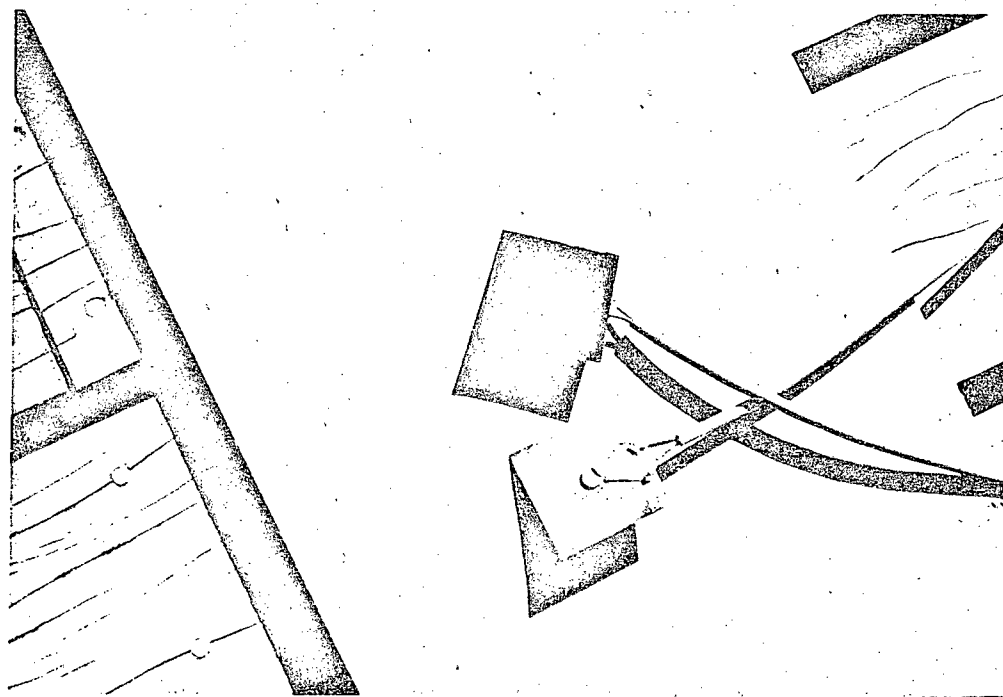


Figura 4.8 - Aspecto da soldagem do termistor na superfície sensora.

Define-se ruído como uma distorção do sinal de sa-

ída real em função de influências externas. Essa distorção pode ser somente na amplitude ou também inclui uma alteração na forma da onda [48].

Um termistor é dito estável se o valor de sua resistência é constante com o tempo; caso contrário, o termistor é dito instável. As causas da instabilidade de um termistor são [65]: a) os choques, que podem quebrar o termistor, remover pequenas quantidades ou danificar parcialmente os contatos elétricos; b) a adsorção superficial de contaminantes, que pode, em casos extremos, conectar entre si os terminais do termistor. Apesar do termistor ter sua resistência modificada com o decorrer do tempo, essa variação é pequena e pode ser desprezada, principalmente quando se mede diferenças de temperaturas [74].

As mudanças acarretadas nos termistores pela passagem da corrente elétrica são mais importantes: devido à condução iônica, a corrente elétrica dá origem a processos de polarização e eletrólise, os quais provocam mudanças irreversíveis no termistor [74].

Outro problema que surge quando da passagem de corrente elétrica num termistor é a dissipação de potência. Essa situação, conhecida também como auto-aquecimento, é explicada a seguir.

Quando passa-se corrente através de um resistor há uma geração de calor; o termistor tem sua temperatura elevada em relação ao meio para dissipar este calor. Para um valor pequeno de corrente (até o ponto A, Fig. 4.9), o aumento da temperatura do termistor é insignificante e não produz mudança na sua resistência. A partir do ponto A, o termistor tem sua temperatura significati-

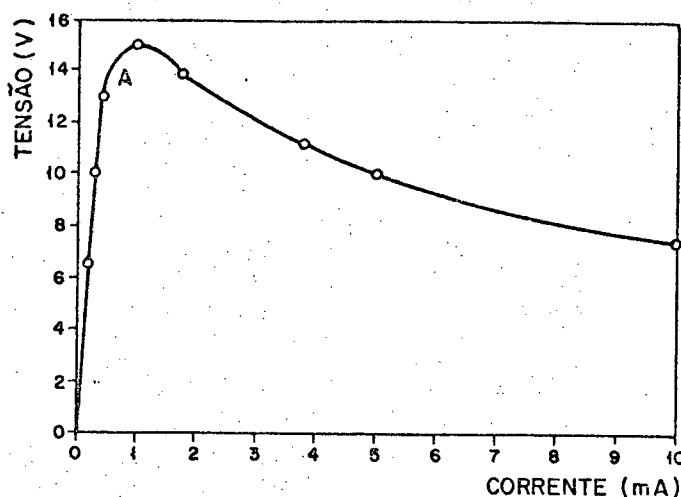


Figura 4.9 - Processo de auto-aquecimento de um termistor [73].

vamente elevada para poder dissipar o calor gerado, ocasionando uma diminuição na resistência; isto permite um aumento na passagem de corrente elétrica, diminuindo ainda mais o valor da resistência. Eventualmente, atingi-se um ponto na qual a potência gerada no termistor é igual a taxa de energia que pode ser dissipada nele, isto é, no final do processo atingi-se a condição de equilíbrio térmico, descrito por,

$$I \cdot V = H(T_T - T_a) \quad (4.15)$$

onde I é a corrente passando pelo termistor, V é a queda de tensão entre os terminais do termistor, T_T é a temperatura do termistor, T_a é a temperatura ambiente e H o coeficiente de troca de calor entre o termistor e o ambiente.

Nesse caso, a temperatura do termistor (T_T) é diferente da temperatura do meio que está sendo medida.

Um dos aspectos negativos de um termistor é a relação não linear entre a resistência e a temperatura, que é dada

por [62], [73]:

$$R = A \exp(BT^{-1}) \quad (4.16)$$

onde R é a resistência do termistor (Ω) à temperatura absoluta T e A e B são constantes que variam para cada tipo de termistor.

A constante B é função do material utilizado no termistor e geralmente assume valores entre 2500 e 5500 K [72]. Quanto maior o valor de B mais sensível é o termistor; essa afirmação pode ser comprovada na Fig. 4.10 [72].

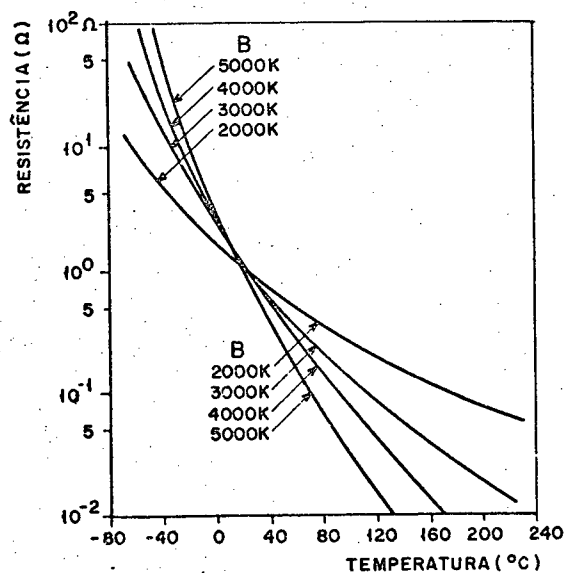


Figura 4.10 - Relação entre a resistência e a temperatura de um termistor, tendo B como parâmetro [72].

A Eq. (4.16) pode também ser expressa de outra maneira [17], [73]:

$$R = R_0 \exp \left[b(T^{-1} - T_0^{-1}) \right] \quad (4.17)$$

onde T_0 é uma temperatura de referência (K), R_0 é a resistência (Ω) correspondente a essa temperatura e b uma constante que varia com o tipo de termistor.

As Eqs. (4.16) e (4.17) são não lineares e estão representadas na Fig. 4.11

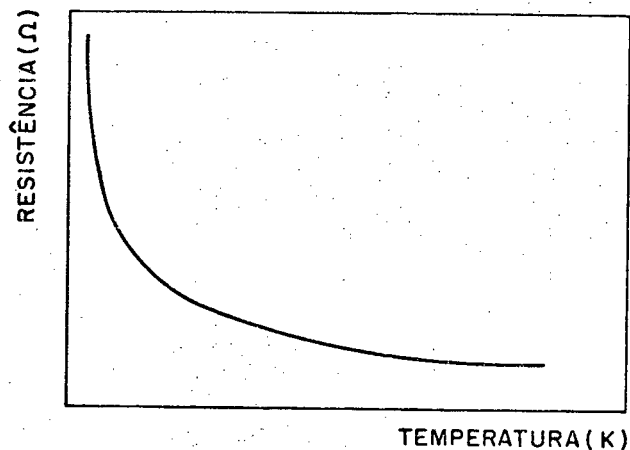


Figura 4.11 - Curva característica de um termistor de coeficiente negativo.

Apesar de seu pequeno tamanho facilitar uma resposta rápida e ter condições de registrar diferenças de temperatura de até 10^{-4} K [72], a utilização dos termistores esbarra na relação não linear entre a sua resistência e a temperatura. A solução desse problema foi pioneiramente abordada por Beakley [16] e existem numerosos trabalhos [75], [76], [77], [78], [79] que tratam de circuitos de linearização utilizando termistores.

Portanto, para que o pirgeômetro de troca líquida produza uma tensão de saída linear com a diferença de temperaturas, é necessário que se construa um circuito eletrônico de compensação que produza essa linearização. A construção desse circuito será mostrada a seguir.

4.3.2 - Circuito Eletrônico Linearizador utilizado no Pirgeômetro

Com a utilização de resistores em série e em paralelo, é possível obter um sinal de saída linear em circuitos contendo termistores, a um custo reduzido [17].

Na Fig. 4.12 são mostradas várias configurações de circuitos lineares contendo termistores [17].

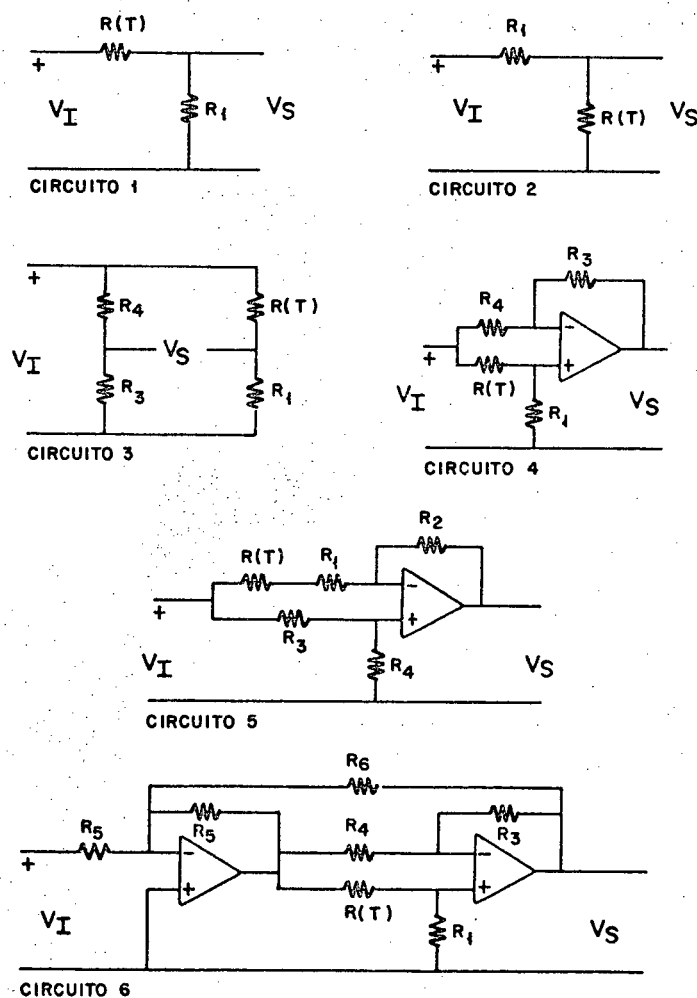


Figura 4.12 - Seis circuitos lineares contendo termistores, sendo V_I a tensão de referência, V_S a tensão de saída do circuito, $R(T)$ os termistores e $R_1, R_2, R_3, R_4, R_5, R_6$ os resistores [17].

O circuito 5 foi utilizado para promover a linearização do sinal de saída do pirgeômetro porque é o circuito que fornece os melhores resultados em termos de linearização [17]; o circuito 4 também fornece bons resultados na linearização do sinal de saída. O circuito 6, apesar de utilizar 3 resistores a mais que o circuito 4, apresenta praticamente o mesmo comportamento que esse [17].

A teoria da linearização de circuitos contendo termistores é mostrada detalhadamente no Apêndice A.

Para se obter uma tensão de referência V_I constante, é necessário a construção de um "buffer", o qual fornece um sinal de tensão sempre constante na sua saída qualquer que seja a carga resistiva colocada adiante. O "buffer", para essa aplicação, é composto de um resistor ($12\text{ K}\Omega$), de um potenciômetro de precisão ($1\text{ K}\Omega$) e de um amplificador operacional. A Fig. 4.13 mostra a configuração do "buffer" utilizado no circuito.

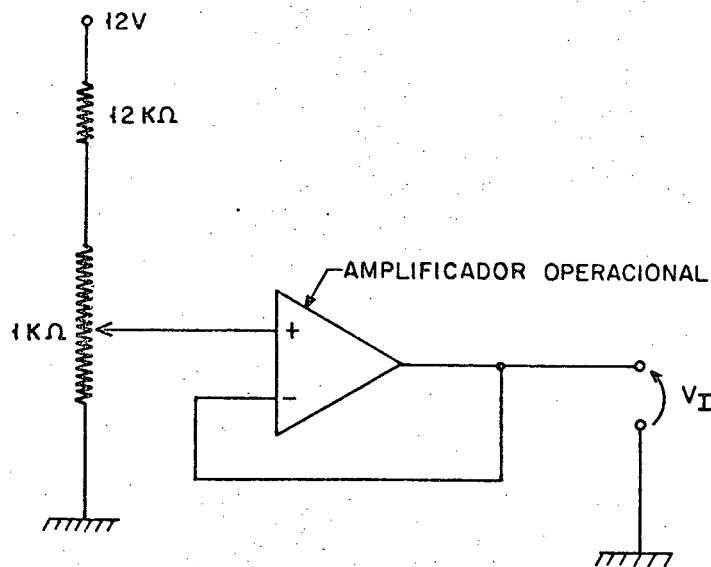


Figura 4.13 - Configuração de um "buffer".

Os valores dos resistores utilizados no "buffer" tem o objetivo de limitar a corrente sobre os termistores a menos de 1 mA.

O amplificador operacional, utilizado no "buffer" e nos circuitos linearizadores contendo termistores, é um amplificador de tensão controlada, podendo fornecer um ganho infinito de tensão [80].

Na Fig. 4.14 é mostrada a representação básica de um amplificador operacional [80].

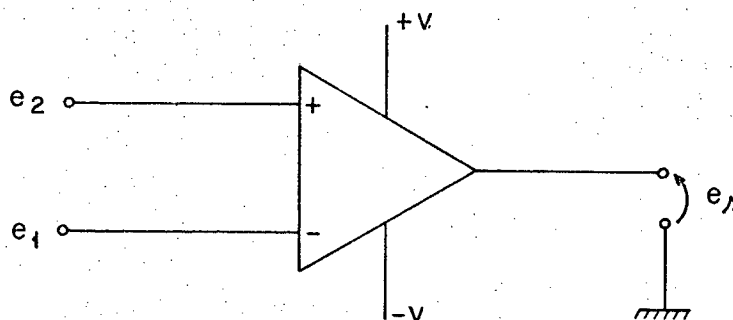


Figura 4.14 - Simbologia básica de um amplificador operacional.

e_1 e e_2 são os sinais de tensão de entrada, e_s é o sinal de tensão de saída e $+V$ e $-V$ são as tensões de alimentação do amplificador operacional [80].

O amplificador operacional tem uma alta impedância de saída; esta característica significa que o sinal de saída amplificado não será afetado pela carga resistiva que for conectada à saída do amplificador operacional [80].

Reportando-se ao esquema da Fig. 4.14, caso a tensão e_2 tiver em valor absoluto um valor maior que a tensão e_1 , a tensão de saída e_s mantém o sinal da tensão e_2 ; caso contrário, a tensão de saída e_s assume um sinal de tensão inverso ao da tensão e_2 , com o mesmo valor da situação anterior.

O ganho (A) de um amplificador operacional é definido como:

$$A = \frac{e_s}{e_2 - e_1} \quad (4.18)$$

O amplificador operacional precisa ser alimentado com tensões de +12 V e -12 V, sendo necessário a construção de uma fonte de tensão constante de +12 V e -12 V.

A fonte de tensão constante é composta dos seguintes elementos:

1 transformador: 220 V/16 V + 16 V - 400 mA

1 ponte retificadora: 1,2 A - 220 V

2 capacitores de 1000 μ F

2 capacitores de 100 nF

1 regulador de tensão positiva: LM7812

1 regulador de tensão negativa: LM7912

O transformador alimenta a ponte retificadora com tensão alternada de +16 V e -16 V. A tensão é alterada para +15 V e -15 V ao passar pela ponte retificadora. A seguir, se encontram os capacitores de 1000 μ F para retificar a tensão. Os próximos componentes são os reguladores de tensão que fornecem +12 V e -12 V. Finalmente, após os reguladores de tensão, existem capacitores de 100 nF com o objetivo de eliminar pequenas alterações na voltagem. (ruídos na alimentação).

O esquema da fonte de tensão constante e o comportamento da tensão ao passar por ela podem ser vistos nas Figs. 4.15 e 4.16, respectivamente.

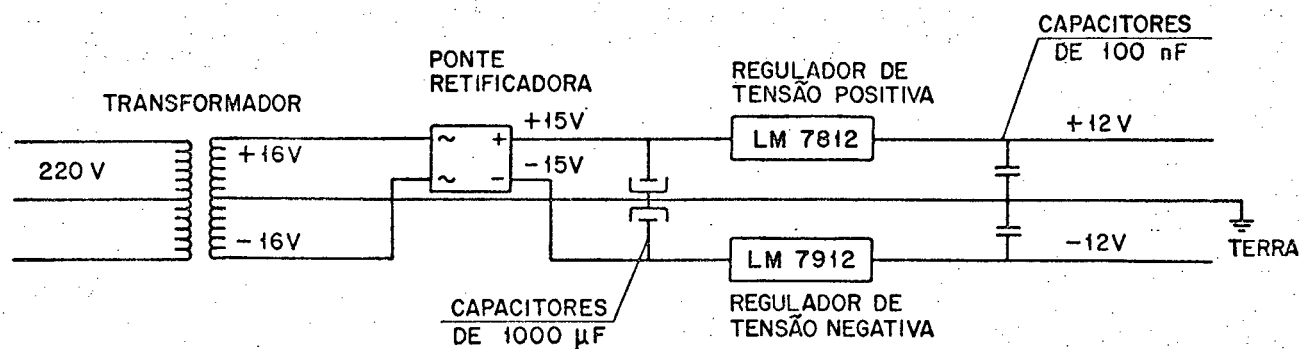


Figura 4.15 - Esquema da fonte de tensão constante.

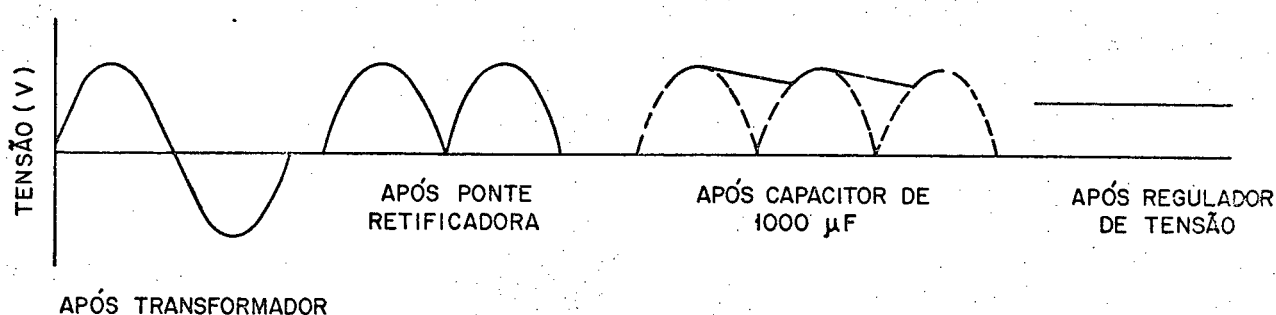


Figura 4.16 - Comportamento sequencial da tensão na fonte de tensão constante.

Como a corrente que passa pelo circuito e os resistores que o compoem apresentam valores reduzidos, o sinal de tensão de saída apresenta também um pequeno valor; torna-se necessário realizar uma amplificação desse sinal. Na Fig. 4.17 é mostrado, em sequência, o "buffer", o circuito linearizador e a amplificação do sinal de saída. Os valores dos resistores que fazem parte do circuito estão calculados no Apêndice A. Ressalta-se que não é usual representar a alimentação dos amplificadores operacionais.

A construção do circuito da Fig. 4.17 implica na utilização de vários amplificadores operacionais; para esse fim

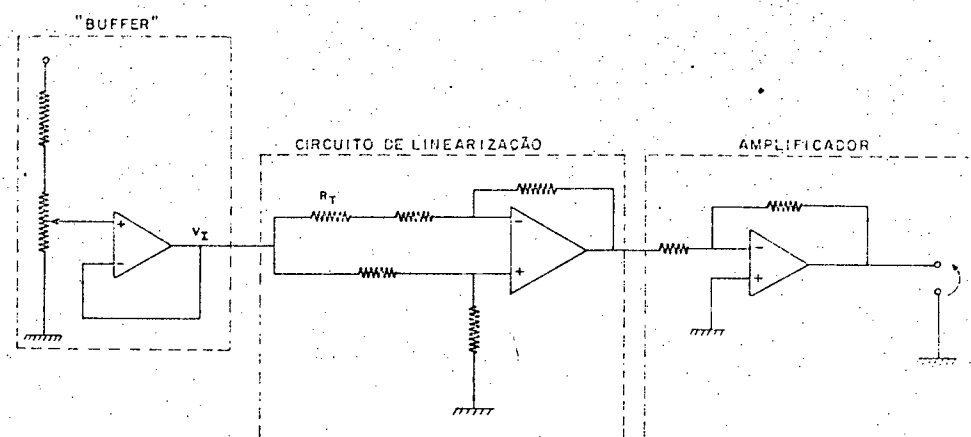


Figura 4.17 - "Buffer", circuito de linearização e amplificação do sinal de saída.

foi utilizado o circuito integrado TL 074, fabricado pela Texas Instruments, que contém 4 amplificadores operacionais.

O circuito da Fig. 4.17 foi testado para duas tensões de referência V_I . Os resultados e as observações correspondentes estão no Capítulo 5.

No pirgeômetro de troca líquida é necessário medir-se uma diferença de temperaturas, sendo o esquema completo do circuito medidor mostrado na Fig. 4.18. Os sinais de tensão dos dois ramos que contêm os termistores são comparados e o sinal resultante é amplificado.

Quando os termistores estiverem a uma mesma temperatura, dificilmente o sinal de tensão de saída será nulo devido a desequilíbrios, normais, existentes no circuito. Para controle dessa situação observada, foi utilizado um divisor resistivo; quando se varia a resistência do potenciômetro, o sinal de tensão no pólo positivo do amplificador operacional é alterado, permitindo,

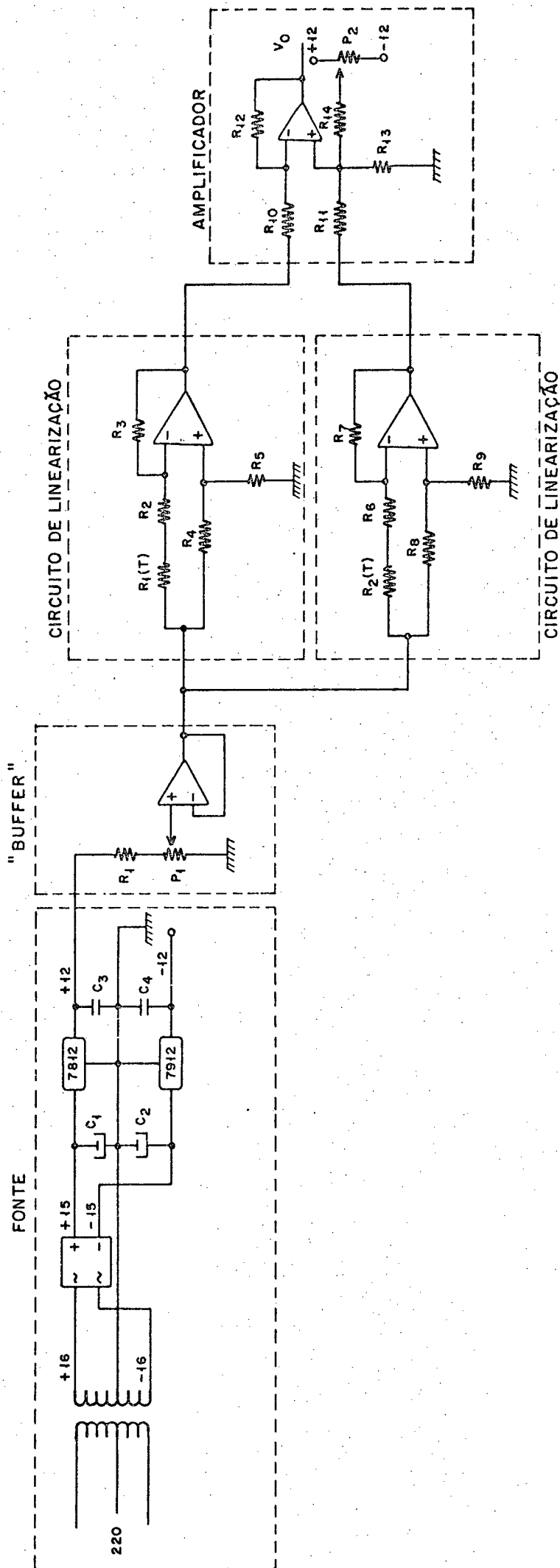


Figura 4.18 - Esquema completo do circuito eletrônico utilizado no pirsgeômetro.

então, zerar o sinal de saída se os termistores estiverem a uma mesma temperatura.

Na Fig. 4.19 tem-se o esquema do divisor resistivo, sendo também mostrado a amplificação da tensão de saída (V_O).

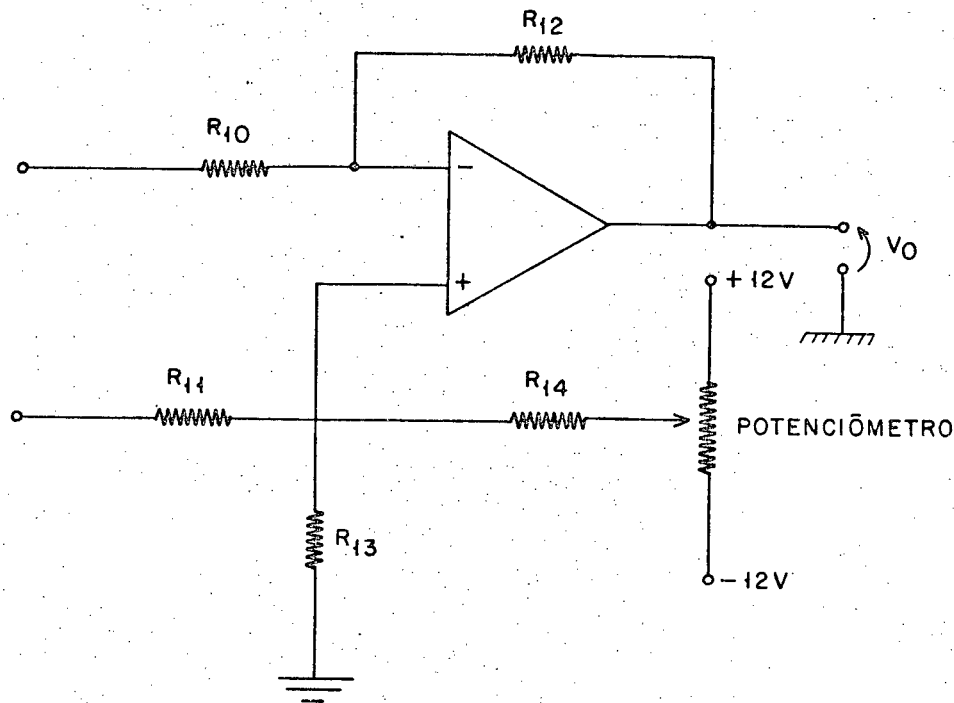


Figura 4.19 - Esquema da amplificação da tensão de saída V_O e do divisor resistivo.

Os componentes do circuito da Fig. 4.18 foram agrupados a fim de reduzir o espaço ocupado por eles; o esquema da ligação elétrica dos componentes é mostrado na Fig. 4.20. A identificação dos componentes refere-se à Fig. 4.18.

O circuito foi montado numa placa de fenolite; a Fig. 4.21 representa a vista inferior do conjunto. Os pontos contidos nas áreas poligonais estão eletricamente em contato.

A corrosão da placa de fenolite foi feita através do método fotográfico, sendo executada no Departamento de Engenharia

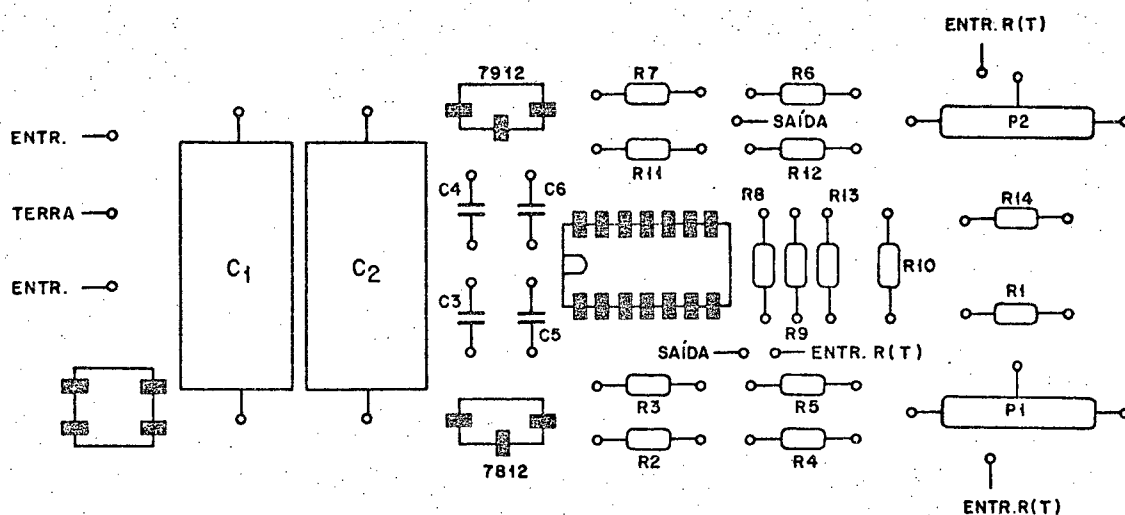


Figura 4.20 - Esquema dos componentes do circuito.

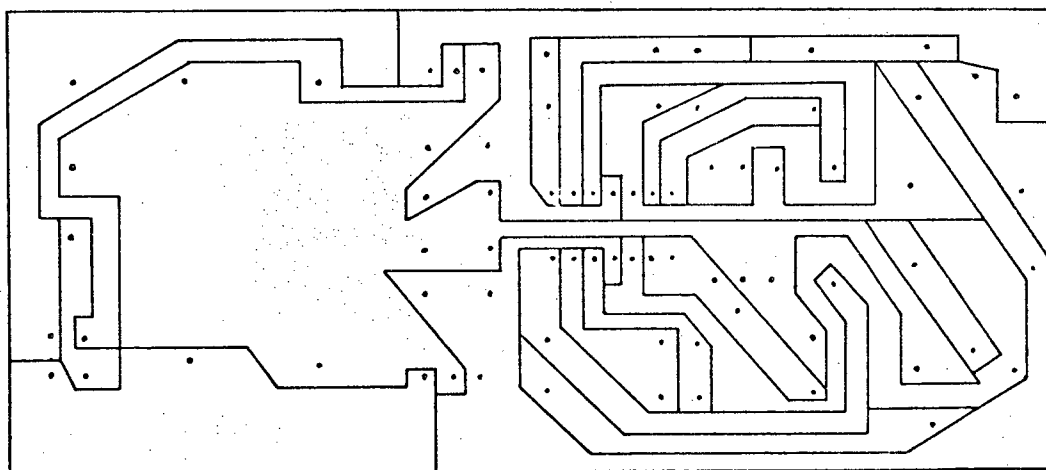


Figura 4.21 - Esquema da placa de fenolite corroída.

Elétrica da Universidade Federal de Santa Catarina. Esse método consiste em cercar os pontos elétricamente em contato através das linhas, sendo essa representação feita com tinta nanquim em folha de papel vegetal.

A Fig. 4.22 mostra uma vista geral do pirgeômetro de troca líquida, podendo-se identificar, separadamente, o circuito

eletrônico na placa de fenolite, o corpo do pirgeômetro e o transformador.

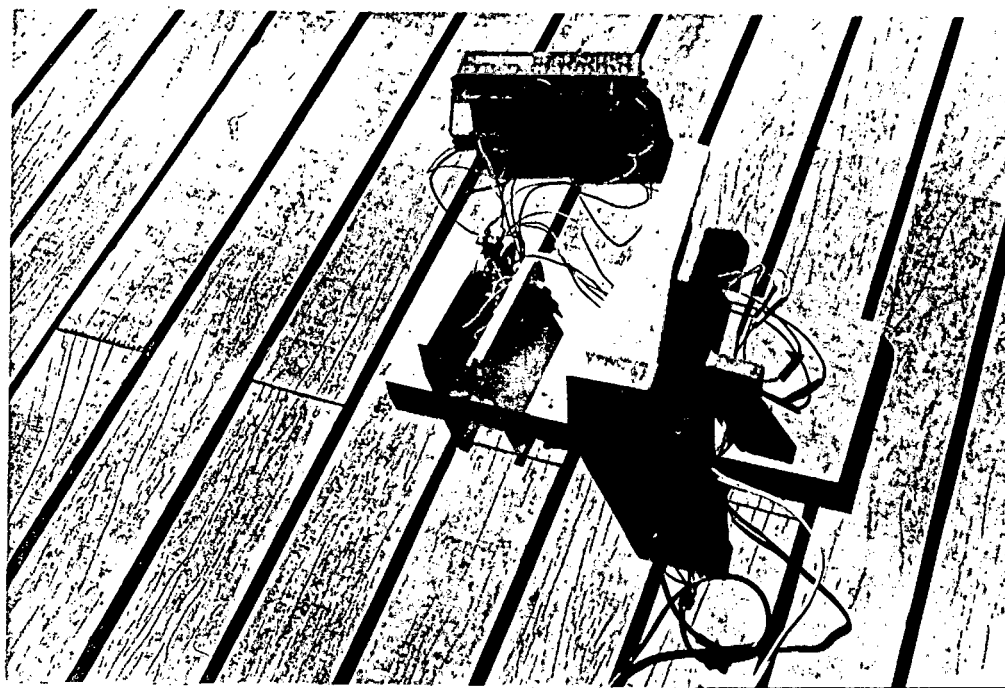


Figura 4.22 - Vista geral do pirgeômetro.

Finalizando, ressalta-se que a partir de conceitos gerais (sensor não protegido, transdutor de temperatura, recobrimento superficial, etc.) e da escolha dos materiais adequados foi possível construir um pirgeômetro de troca líquida. No Capítulo 5 são analisados os resultados obtidos pelo aparelho.

C A P Í T U L O 5

5. RESULTADOS

Nesse capítulo são apresentados os resultados da calibração dos termistores, da calibração do circuito eletrônico de linearização e da calibração do pirgeômetro de troca líquida.

5.1 - Calibração dos Termistores

Como foi explicado no Capítulo 4 , decidiu-se utilizar os termistores como transdutores de temperatura no sensor do pirgeômetro.

A situação ideal para o circuito eletrônico do pirgeômetro consiste em que os dois termistores tenham a mesma relação resistência-temperatura. O Grupo de Sistemas Passivos (SIPERPA) da Universidade Federal de Santa Catarina dispunha de sete termistores cujas relações resistência-temperatura são obtidas através de um processo de calibração.

A metodologia utilizada para a calibração consiste em colocar o termistor num banho d'água, agitado manualmente, para se evitar gradientes de temperatura no tanque. Devido a agita

ção da água, assume-se que o termistor está a mesma temperatura que o banho. Inicialmente, a água foi resfriada com gelo e depois gradualmente aquecida com o auxílio de uma resistência elétrica.

A leitura da temperatura da água é feita com o termômetro digital de marca FLUKE (2180 A RTD DIGITAL THERMOMETER), que utiliza uma resistência de platina como transdutor. Esse termômetro digital tem uma resolução de centésimos de grau Celsius. A leitura da resistência do termistor foi feita no multímetro digital SIM-3500, fabricado pela SINCLER, que fornece uma resolução de décimos de ohm.

A Eq. (4.16) fornece a relação entre a resistência (R) e a temperatura (T) de um termistor,

$$R = A \exp(B/T) \quad (4.16)$$

a qual pode também ser escrita da seguinte maneira:

$$\ln R = \ln A + B.T^{-1} \quad (5.1)$$

A relação $\ln R = f(T^{-1})$ foi ajustada, para cada termistor, por meio do método dos mínimos quadrados, sendo os resultados obtidos mostrados na Tab. 5.1.

Os termistores que mais se aproximam entre si são os termistores 1 e 3, conforme é mostrado na Fig. 5.1.

A Fig. 5.2 mostra o comportamento da resistência em função da temperatura apenas para os termistores 1 e 3. Observe-se a pequena diferença que existe entre eles.

Tabela 5.1 - Resultados da calibração dos termistores.

Termistor	$\ln A$	B	coeficiente de correlação
1	-6,913	3292,946	0,9999926
2	-6,908	3301,145	0,9999940
3	-6,979	3310,512	0,9999939
4	-6,953	3290,085	0,9999830
5	-7,000	3309,678	0,9999909
6	-6,518	3170,365	0,9999726
7	-6,551	3186,852	0,9999844

Escolhidos os dois termistores que comporão o sensor do pirgeômetro de troca líquida, foram realizados os testes para verificar a condição de linearidade do circuito eletrônico.

5.2 - Circuito Eletrônico de Linearização Contendo um Termistor

Para verificar se os valores atribuídos aos diversos resistores do circuito 5 (Fig. 4.12) realmente produzem uma linearização da tensão de saída numa certa faixa de temperatura, foram realizadas algumas experiências.

O circuito ensaiado é o mostrado na Fig. 4.17.

O procedimento do ensaio consiste em conectar o termistor ao circuito eletrônico e colocá-lo num banho d'água agitado manualmente. O banho é inicialmente resfriado até uma temperatura próxima ao limite inferior da faixa de linearização e sua temperatura progressivamente elevada com a utilização de uma resistência elétrica.

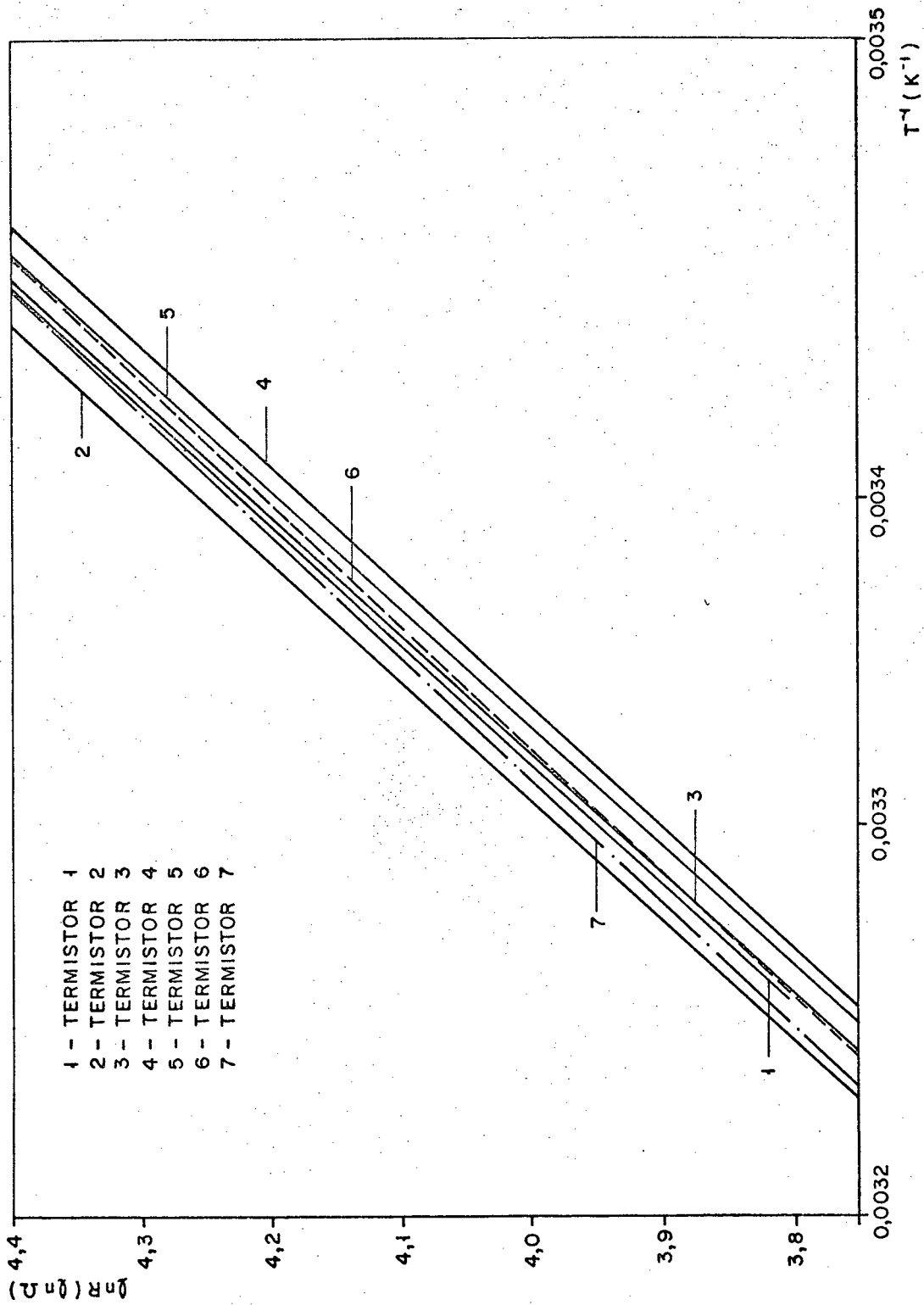


Figura 5.1 - Relação resistência-temperatura dos termistores.

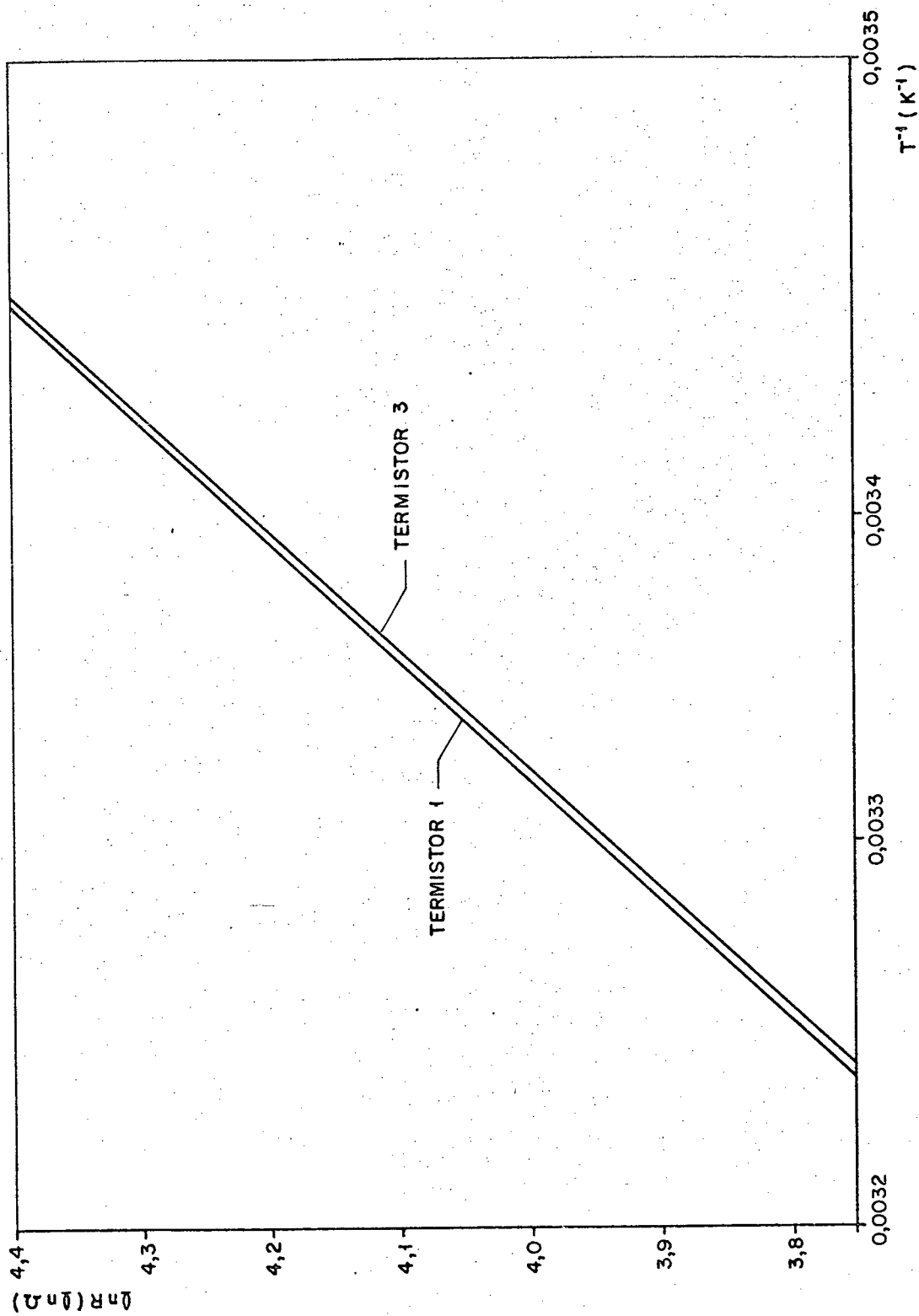


Figura 5.2 - Relação resistência-temperatura dos termistores 1 e 3.

A temperatura do banho d'água é lida no termômetro digital FLUKE enquanto as tensões de saída do circuito eletrônico (sinal amplificado e sinal não amplificado) são lidas nos multímetros digitais SINCLER e HP (modelo 3476-B).

O circuito eletrônico foi montado numa placa experimental, na qual os contatos elétricos são efetuados sem que os componentes sejam soldados entre si.

A Fig. 5.3 mostra o resultado obtido para a tensão de saída não amplificada, considerando uma tensão de referência de 0,5 V.

Os dados foram ajustados por uma reta através do método dos mínimos quadrados, com o coeficiente de correlação tendo o valor de $-0,9999392$, valor este considerado muito bom. Nesse trabalho considera-se que um coeficiente de correlação acima de $0,998$ é aceitável [20].

No limite inferior da faixa de linearização (5 a 35°C) há um pequeno desvio dos pontos em relação à reta ajustada, sendo esse desvio mais pronunciado para temperaturas inferiores a 7°C .

Na Fig. 5.4 tem-se a influência da tensão de referência na tensão de saída não amplificada; novamente observa-se que existe uma linearização muito boa dos resultados a partir de 7°C . Também é possível verificar que em torno de 34°C , isto é, próximo do limite superior da faixa de linearização, se inicia um desvio discreto da linearidade pretendida.

Os valores de tensão de saída e temperatura obtidos em ensaios realizados em dias diferentes são apresentados nas Tabs. 5.2 e 5.3, sendo que nesse caso houve um espaçamento de

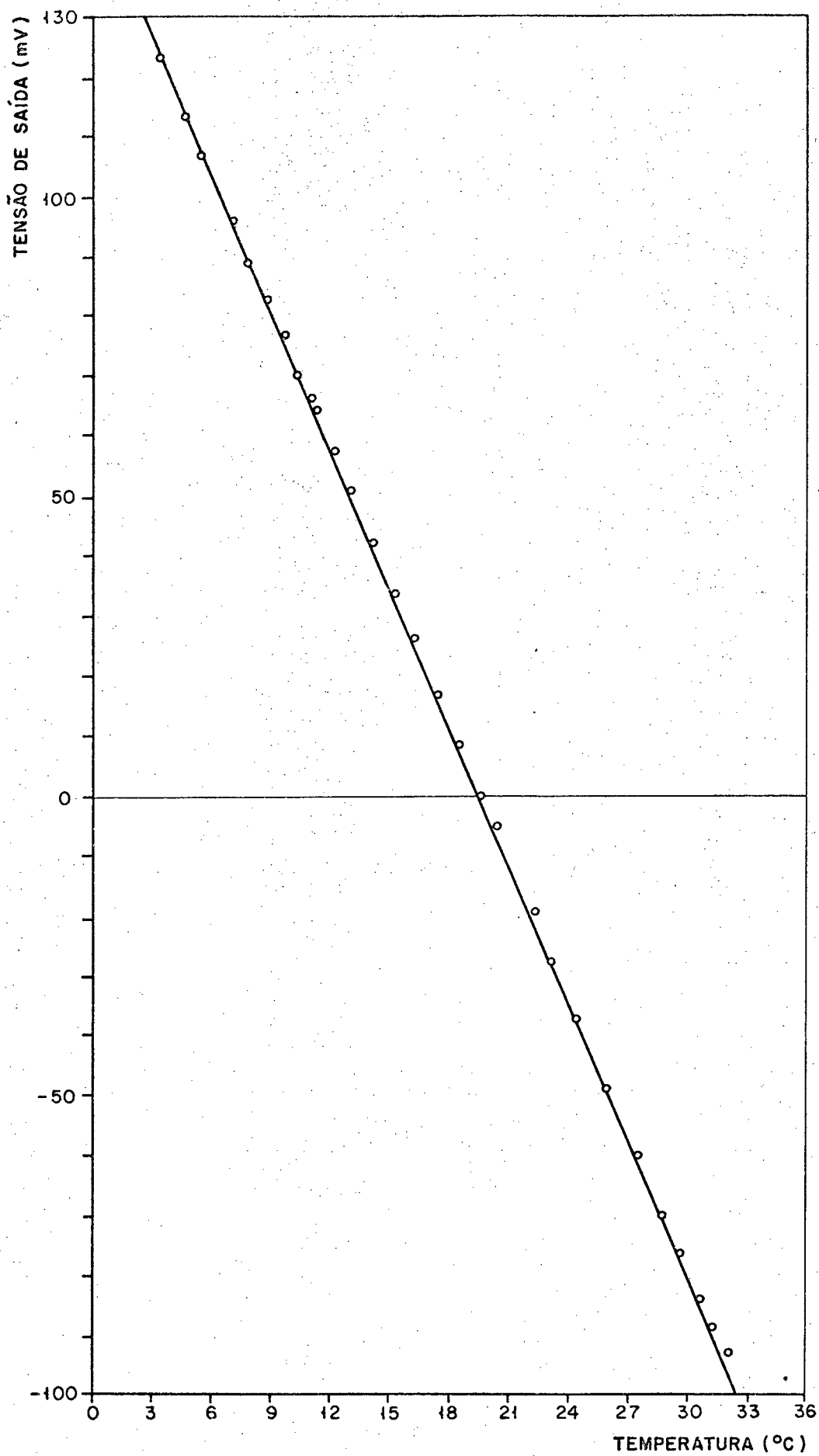


Figura 5.3 - Relação entre a tensão de saída e a temperatura, para uma tensão de referência de 0,5 V.

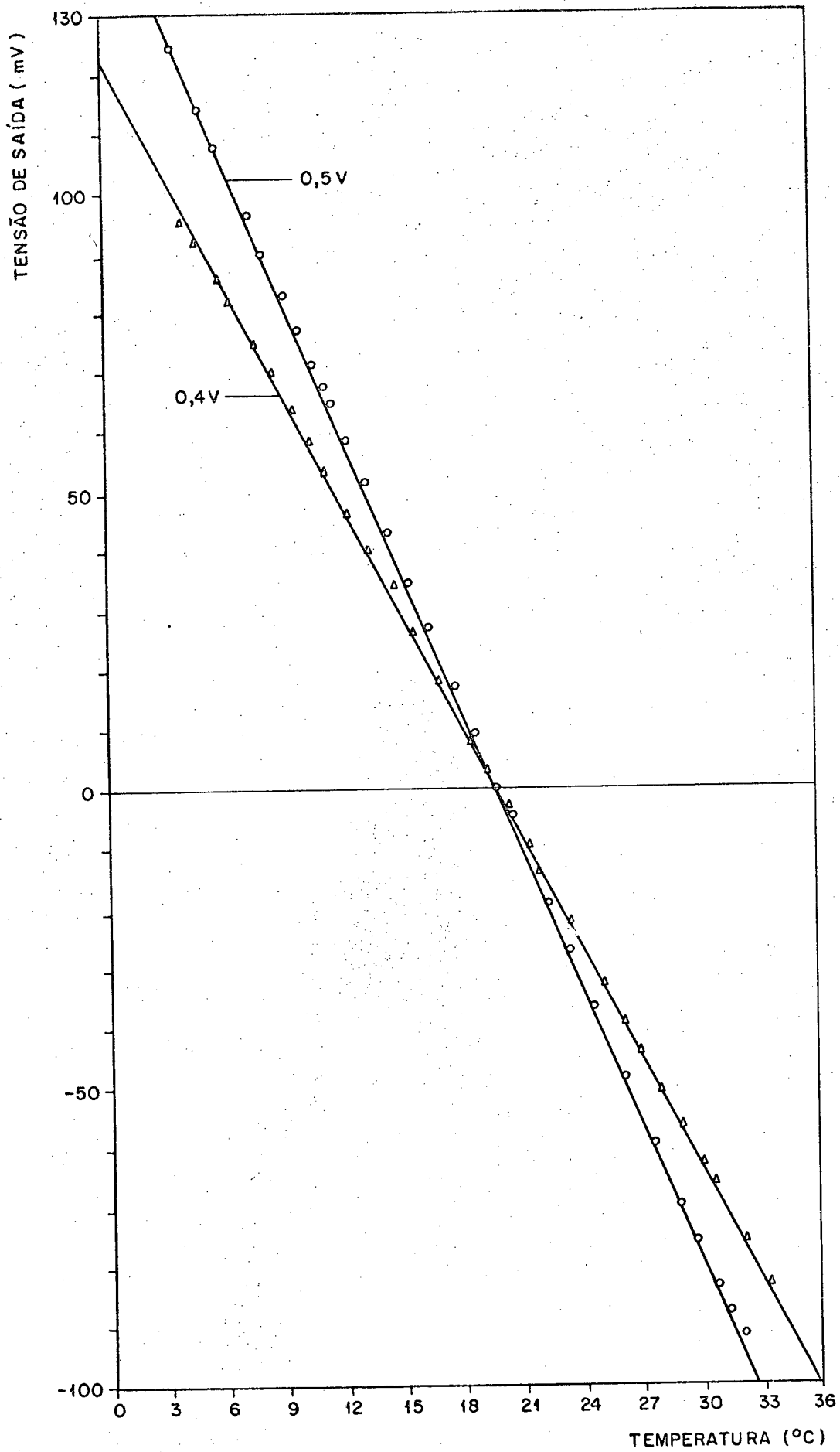


Figura 5.4 - Comparação entre a relação tensão de saída-temperatura, para tensões de referência de 0,4 V e 0,5 V.

3 dias entre os experimentos. Houve o cuidado de se reproduzir o procedimento e as condições reinantes no experimento anterior. Os resultados da Fig. 5.5 comprovam que o sinal de saída do circuito eletrônico não varia com o tempo, isto é, apresenta uma estabilidade com o tempo.

Tabela 5.2 - Relação entre a tensão de saída (V_L) e a temperatura (T), para uma tensão de referência de 0,5V.

Temperatura (°C)	Tensão (mV)	Temperatura (°C)	Tensão (mV)
5,66	109,0	21,19	-11,5
6,51	102,0	22,14	-19,0
7,33	95,7	23,20	-27,2
8,31	88,4	24,25	-35,6
9,07	82,8	25,18	-42,7
9,81	77,0	25,80	-47,6
10,68	70,4	26,73	-54,8
11,33	65,5	27,64	-61,8
12,21	58,7	28,49	-68,4
13,03	52,5	28,96	-71,8
13,59	48,1	29,54	-76,6
14,28	43,1	30,66	-84,9
14,92	38,1	31,18	-88,8
15,53	32,9	31,49	-91,2
16,23	27,9	31,99	-95,2
17,42	18,4	32,69	-100,2
18,57	9,3	33,43	-105,7
20,06	-2,5	33,63	-107,0

$$V_L = 153,223 - 7,764 T \quad \text{Coeficiente de Correlação: } -0,9999807$$

Tabela 5.3 - Relação entre a tensão de saída (V_L) e a temperatura (T), para uma tensão de referência de 0,5V; esses dados foram obtidos 3 dias depois dos dados da Tab. 5.2.

Temperatura (°C)	Tensão (mV)	Temperatura °C)	Tensão (mV)
3,63	124	18,61	8,8
4,82	114	19,64	4,0
5,72	108	20,39	-5,2
7,23	96,5	21,16	-11,5
8,01	90,1	22,14	-19,0
9,12	83,6	23,18	-27,5
9,86	76,9	24,45	-37,0
11,08	67,3	25,94	-48,7
11,49	64,3	27,41	-60,2
12,21	58,5	28,62	-69,5
13,17	51,2	29,51	-76,1
14,28	42,7	30,49	-83,6
15,33	34,4	31,08	-88,0
16,33	26,7	31,63	-92,1
17,62	16,5		

$$V_L = 152,638 - 7,746 T$$

Coefficiente de Correlação: - 0,9999392

Concluindo, pode-se afirmar que os resultados obtidos com o circuito eletrônico de linearização são altamente satisfatórios, pois praticamente não há desvio entre os dados obtidos e a curva ajustada.

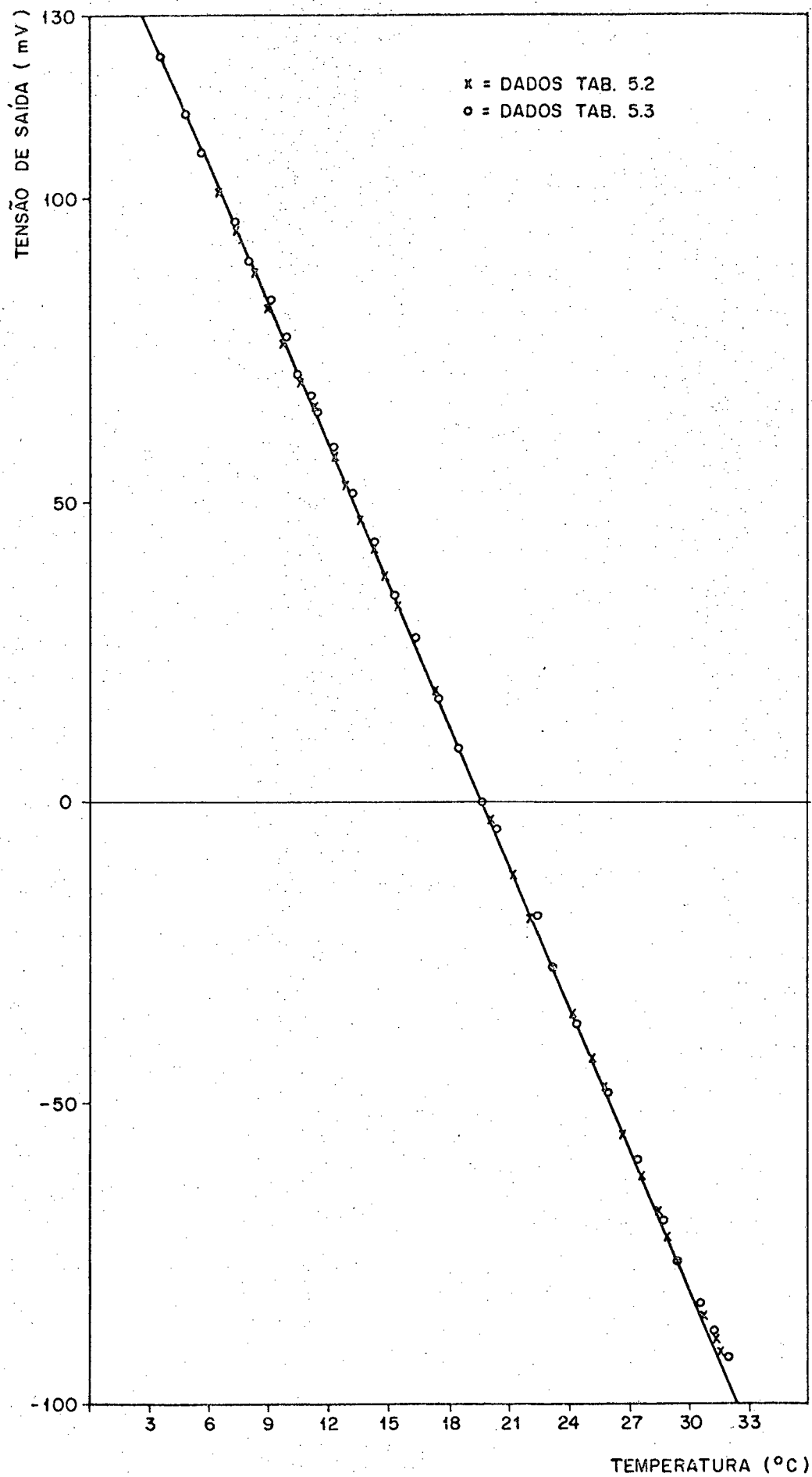


Figura 5.5 - Estabilidade dos resultados obtidos com o circuito de linearização.

5.3 - Circuito Eletrônico de Linearização Contendo Dois Termistores.

Após demonstrar-se que o circuito da Fig. 4.17 promove efetivamente uma linearização do sinal de saída, passou-se a investigar o efeito de linearização do circuito da Fig. 4.18, que condiciona o sinal correspondente a uma diferença de temperaturas.

O procedimento do experimento consiste em colocar um dos termistores num banho d'água com temperatura variável e o outro num banho mantido a uma temperatura constante. Dessa maneira, para se medir uma diferença de temperatura entre os dois termistores, é necessário variar a temperatura de apenas um deles.

O circuito eletrônico foi montado novamente na placa experimental.

A temperatura do banho agitado é medida com o termômetro digital FLUKE e a temperatura do banho mantido a uma temperatura constante é controlada por um termômetro de mercúrio. Repetindo os procedimentos anteriores, a temperatura do banho agitado é inicialmente diminuída com a adição de gelo e, posteriormente, elevada com o auxílio de uma resistência. A tensão de saída amplificada é lida no multímetro digital HP.

Antes do experimento ser iniciado, o sinal de tensão de saída é zerado com o dois termistores a uma mesma temperatura.

A Fig. 5.6 mostra o resultado obtido para um ensaio com a tensão de referência igual a 0,5 V. O ajuste da reta foi feito através do método dos mínimos quadrados e apresentou um coeficiente de correlação de -0,9999803.

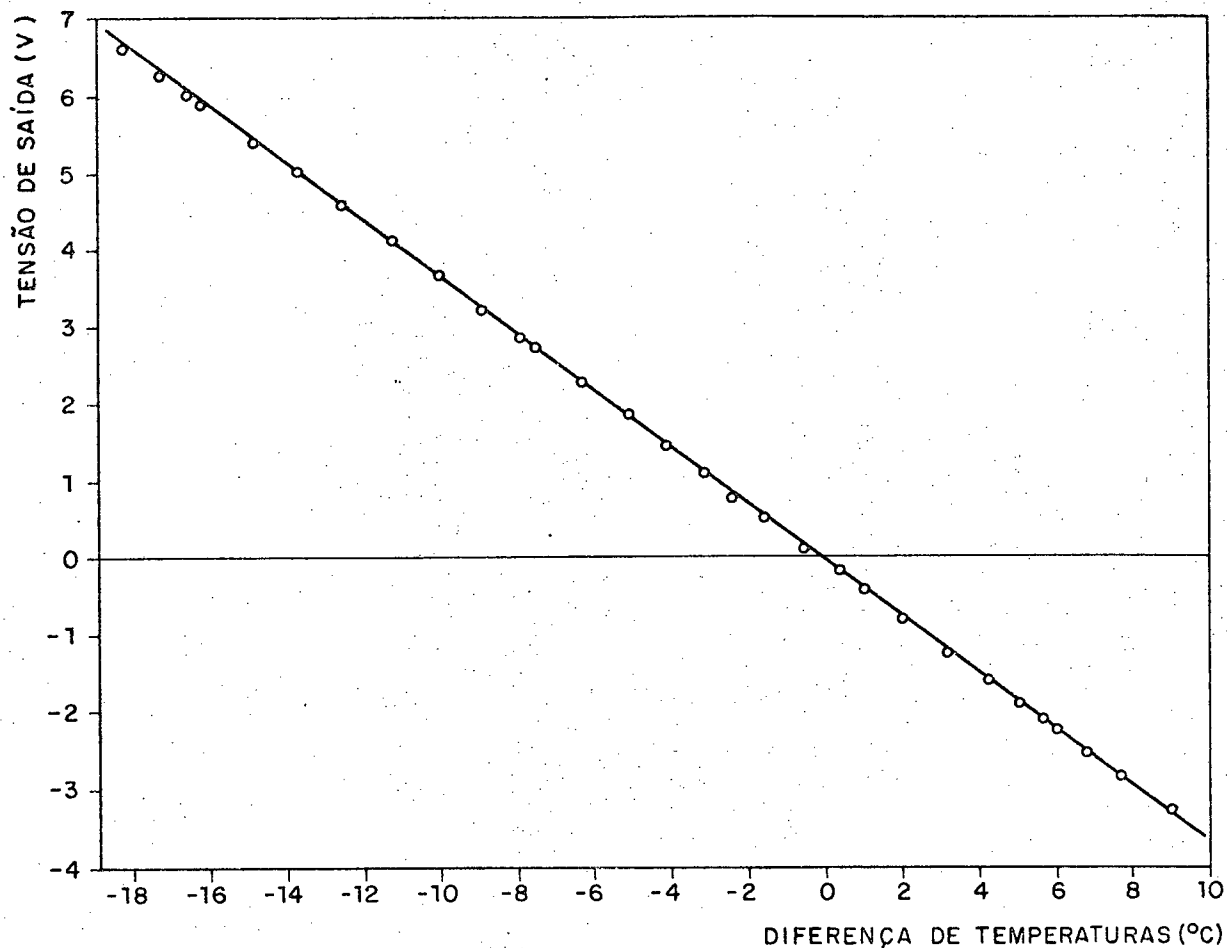


Figura 5.6 - Relação entre a tensão de saída (V_L) e a diferença de temperatura (ΔT).

Outros testes foram realizados em dias distintos, tendo-se o cuidado de repetir o mesmo procedimento e as mesmas condições que o teste anterior; um espaçamento de 3 dias ocorreu entre cada experimento. Esses dados estão nas Tabs. 5.4, 5.5 e 5.6 e são plotados na Fig. 5.7. Novamente, observa-se que existe estabilidade nos resultados obtidos.

Após a confirmação dos resultados obtidos com o circuito eletrônico de linearização, os termistores foram soldados às placas sensoras a fim de comporem o conjunto do sensor.

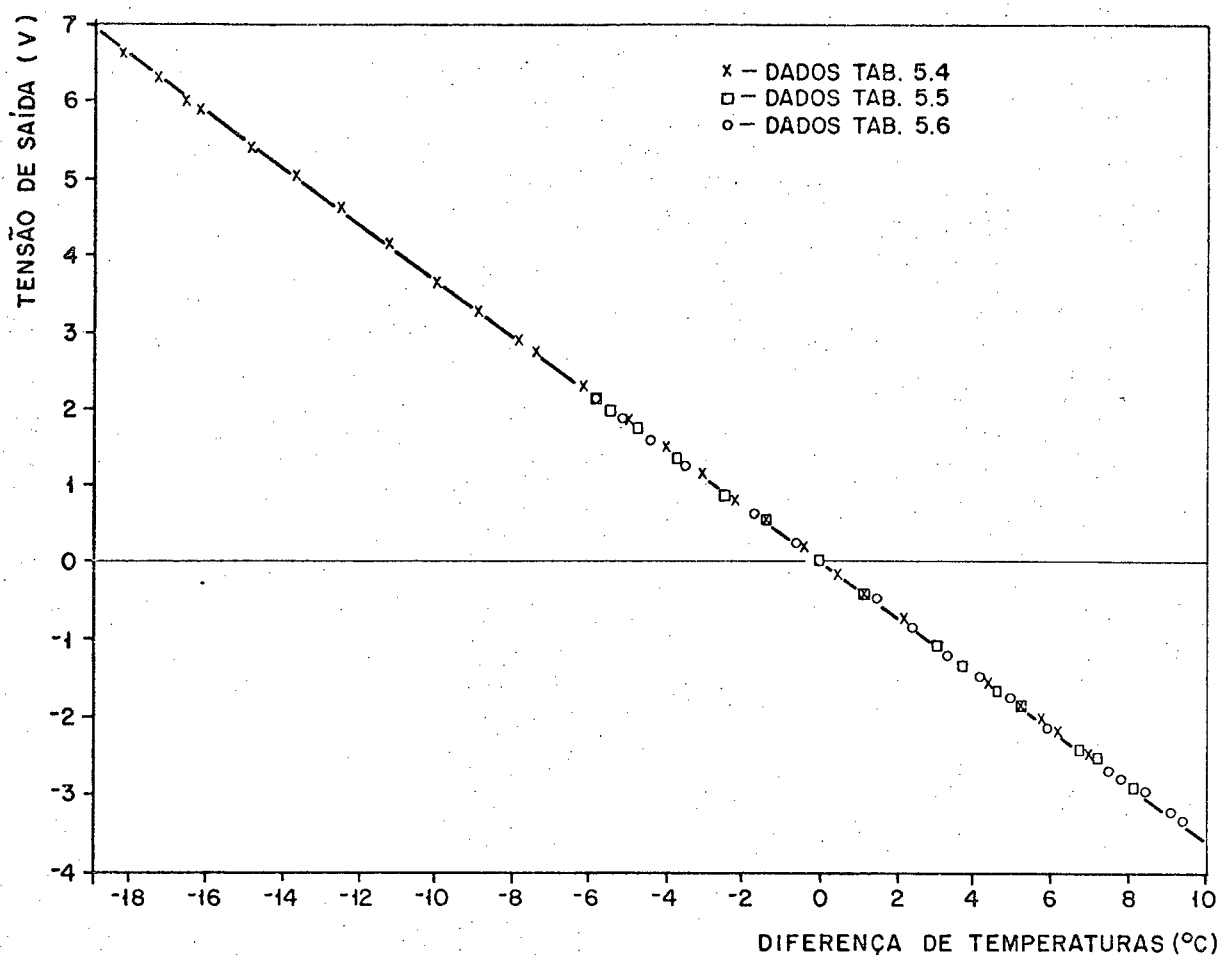


Figura 5.7 - Estabilidade do circuito linearizador de diferença de temperaturas .

Como foi visto no parágrafo 4.2, o fluxo líquido de radiação é diretamente proporcional à diferença de temperaturas entre as duas superfícies sensoras. Neste capítulo, foi mostrado que o sinal de tensão fornecido pelo pirgeômetro tem uma dependência linear em relação à diferença entre as temperaturas das superfícies sensoras; por isso, espera-se que a função que relaciona o sinal de tensão fornecido pelo pirgeômetro e o fluxo de radiação em ondas longas seja uma função linear. A determinação da função que relaciona o sinal de tensão do pirgeômetro com o fluxo líquido de radiação que está sendo medido, constitui o processo de calibração.

Tabela 5.4 - Relação entre a tensão de saída (V_L) e a diferença de temperatura (ΔT).

Diferença de Temperatura ($^{\circ}\text{C}$)	Tensão de Saída (mV)	Diferença de Temperatura ($^{\circ}\text{C}$)	Tensão de Saída (mV)
-18,34	6,60	-3,24	1,12
-17,54	6,29	-2,39	0,81
-16,67	5,99	-1,58	0,52
-16,34	5,88	-0,62	0,15
-14,98	5,41	0,28	-0,17
-13,9	5,02	0,96	-0,41
-12,7	4,59	2,01	-0,79
-11,41	4,13	3,17	-1,21
-10,41	3,67	4,17	-1,56
-8,99	3,24	4,99	-1,86
-7,63	2,74	5,6	-2,08
-6,35	2,27	6,76	-2,49
-5,18	1,84	7,71	-2,82
-4,15	1,46		

$$V_L = -0,046 - 0,366 \Delta T$$

Coeficiente de Correlação: -0,9999808.

Tabela 5.5 - Relação entre a tensão de saída (V_L) e a diferença de temperatura (ΔT), obtida 3 dias após os dados da Tab. 5.4.

Diferença de Temperatura ($^{\circ}\text{C}$)	Tensão de Saída (mV)	Diferença de Temperatura ($^{\circ}\text{C}$)	Tensão de Saída (mV)
-5,51	2,000	2,13	-0,803
-4,79	1,743	3,03	-1,126
-3,70	1,340	3,63	-1,333

Diferença de Temperatura (°C)	Tensão de Saída (mV)	Diferença de Temperatura (°C)	Tensão de Saída (mV)
-2,51	0,882	4,53	-1,656
-1,61	0,547	5,16	-1,889
-0,66	0,204	5,94	-2,15
-0,150	0,023	6,68	-2,41
1,03	-0,408	7,11	-2,56

$$V_L = -0,016 - 0,362 \Delta T$$

Coeficiente de Correlação: -0,9999257

Tabela 5.6 - Relação entre a tensão de saída (V_L) e a diferença de temperaturas (T), obtida 3 dias após os dados da Tab. 55.

Diferença de Temperatura (°C)	Tensão de Saída (mV)	Diferença de Temperatura (°C)	Tensão de Saída (mV)
-5,23	1,881	3,18	-1,180
-4,50	1,596	4,04	-1,480
-3,72	1,306	4,85	-1,769
-2,58	0,889	5,67	-2,090
-1,76	0,599	6,65	-2,420
-0,72	0,217	7,73	-2,800
-0,04	-0,025	9,01	-3,250
1,25	-0,490	9,32	-3,350
2,27	-0,864		

$$V_L = -0,030 - 0,359 \Delta T$$

Coeficiente de Correlação: -0,9999612

A seguir, serão apresentados alguns métodos de calibração de pirgeômetros.

5.4 - Calibração do Pirgeômetro

A calibração de um pirgeômetro pode ser efetuada a través de dois métodos distintos [49]: a) comparação com um outro instrumento padrão previamente calibrado e b) construção de uma fonte de radiação em ondas longas.

O primeiro método consiste em colocar-se os dois instrumentos lado a lado sobre uma superfície uniforme e determinar a relação entre o fluxo de radiação em ondas longas medido pelo instrumento padrão e a tensão de saída do pirgeômetro a ser calibrado. A principal exigência para a utilização desse método é que o instrumento padrão seja de alta qualidade, tenha uma resposta estável e que os efeitos ambientais no sinal de saída sejam conhecidos [49]. Devido à falta de um pirgeômetro de troca líquida padrão, este método não é possível de ser aplicado na presente situação.

O segundo método, considerado por Coulson [49] como o mais preciso, consiste na utilização de uma fonte de radiação em onda longas. A seguir, são mostradas três maneiras de se construir essa fonte.

5.4.1 - Método de Johnson [18]

A fonte de radiação em ondas longas é constituída pelas paredes de uma câmara de calibração, as quais são compostas de placas de latão, pintadas com uma tinta de emissividade espectral constante, contendo serpentinas de cobre no seu lado exterior.

Essas placas de latão são dispostas de tal maneira que a metade superior (câmara 1) e a metade inferior (câmara 2) da

câmara de calibração contem cada uma cinco placas de latão distribuídas simetricamente, com a finalidade de manter cada câmara a uma temperatura uniforme.

Um esquema da câmara de calibração é mostrado na Fig. 5.8 [18], sendo que na parte superior existe uma lâmpada de filamento de tungstênio que funciona como uma fonte de aquecimento para calibração de instrumentos na faixa de radiação em ondas curtas.

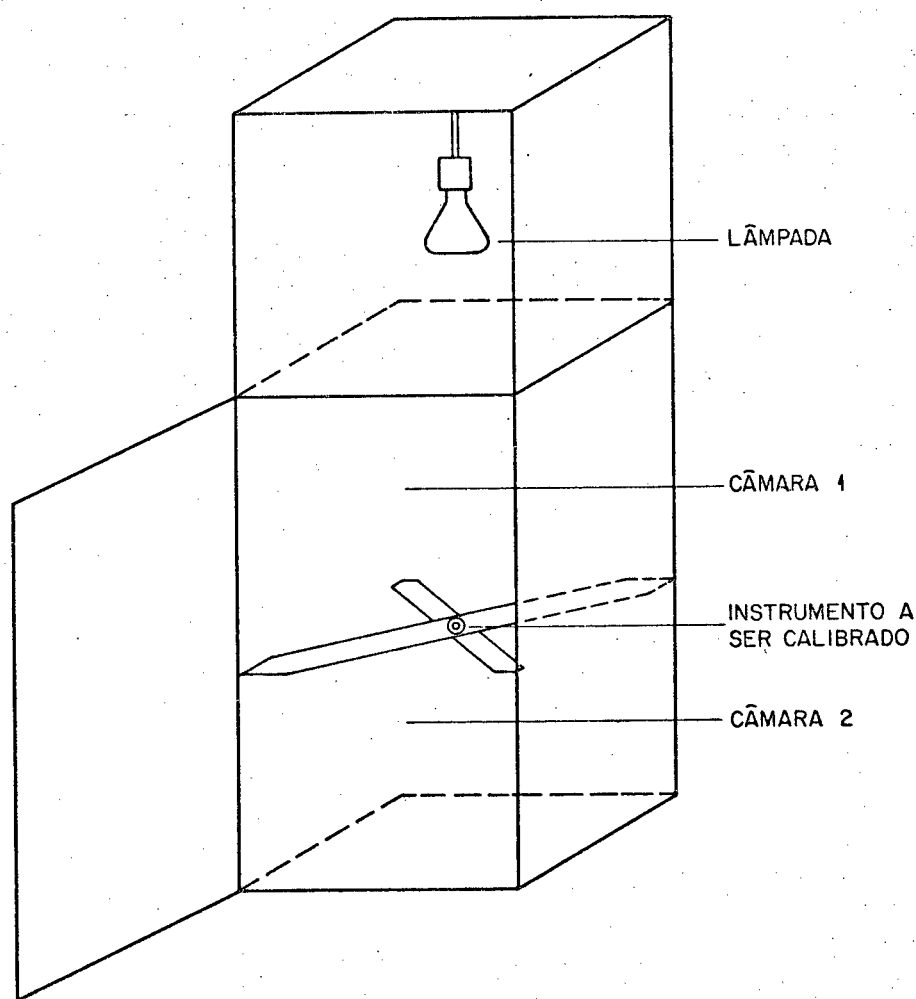


Figura 5.8 - Esquema da câmara de calibração de Johnson [18].

Nas câmaras 1 e 2, bombas independentes fazem circular água com uma temperatura constante. Com a utilização de ter

mopares, obtêm-se a temperatura de cada placa e a diferença de temperaturas entre as câmaras 1 e 2. A fim de regular a vazão da água através das serpentinas e, portanto, uniformizar a temperatura na câmara, são colocadas válvulas de controle de vazão em cada placa de latão.

O fluxo líquido de radiação em ondas longas (q) entre as câmaras 1 e 2 é dado por [18], [81]:

$$q = \frac{\epsilon_1 A_1 \sigma T_1^4 f_2 - \epsilon_2 A_2 \sigma T_2^4 f_1 + \epsilon_2 r_1 A_2 \sigma T_2^4 f_1 f_2 - \epsilon_1 r_2 A_1 \sigma T_1^4 f_1 f_2}{1 - r_1 r_2 f_1 f_2} \quad (5.2)$$

onde T_1 e T_2 são as temperaturas absolutas das câmaras 1 e 2; ϵ_1 , ϵ_2 , r_1 , r_2 são as emissividades e refletividades das câmaras 1 e 2; A_1 e A_2 são as áreas das câmaras 1 e 2; f_1 e f_2 são os fatores de forma entre o pirgeômetro de balanço líquido e as câmaras 1 e 2 e σ é a constante de Stefan-Boltzmann.

No desenvolvimento da Eq. (5.2), são feitas as seguintes simplificações [18], [81]: a) como as câmaras 1 e 2 são pintadas com a mesma tinta, então $\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon$ e $r_1 = r_2 = r$; b) as áreas A_1 e A_2 são iguais, então, $A_1 = A_2 = A$; e c) para as câmaras 1 e 2 pode-se assumir que $f_1 = f_2 = 1$.

Portanto,

$$q = \frac{\epsilon A \sigma (T_1^4 - T_2^4 + r T_2^4 - r T_1^4)}{1 - r^2} \quad (5.3)$$

Supondo que a emissividade é muito próxima de 1 [18], conclui-se que:

$$\frac{q}{A} = \epsilon \sigma (T_1^4 - T_2^4) \quad (5.4)$$

A Eq. (5.4) calcula o fluxo líquido de radiação a que o pirgeômetro de troca líquida está exposto.

Idso [20], [81] chega num resultado um pouco diferente, porém mais confiável, fazendo $r = 1 - \epsilon$ na Eq. (5.3):

$$\frac{q}{A} = \frac{\epsilon \sigma (T_1^4 - T_2^4)}{2 - \epsilon} \quad (5.5)$$

A emissividade ϵ da câmara de calibração é determinada através do método do não equilíbrio [82], que é explicado a seguir.

Seja uma cavidade cujas paredes internas são mantidas a uma temperatura θ_w . Um disco negro com uma área A e temperatura θ , diferente de θ_w , é colocado no interior da cavidade.

Seja $H = \epsilon \sigma \theta_w^4$ o fluxo de radiação por unidade de área emitido pelas paredes da cavidade, $R = \sigma \theta^4$ o fluxo de radiação por unidade de área emitido pelo corpo negro e f o fator de forma entre a cavidade e o disco negro. Desse modo, pode-se escrever o fluxo líquido de radiação (\dot{Q}) experimentado pelo corpo negro:

$$\dot{Q} = A(f.H - R) = A(\epsilon f \sigma \theta_w^4 - \sigma \theta^4) \quad (5.6)$$

O método do não-equilíbrio consiste em proteger o corpo negro da radiação emitida pela cavidade, até que esta atinja uma temperatura conhecida e constante. Em seguida, o disco ne

gro (feito de prata) é descoberto e sua temperatura é medida em função do tempo (t). A temperatura θ variará no tempo de acordo com [82]:

$$\dot{Q} = C_p \frac{d\theta}{dt} \quad (5.7)$$

onde C_p é a capacidade térmica à pressão constante do disco negro. Portanto,

$$C_p \frac{d\theta}{dt} = A\sigma(\epsilon_f\theta_w^4 - \theta^4) \quad (5.8)$$

de onde se obtém o valor da emissividade ϵ da câmara de calibração medindo-se C_p , $\theta(t)$ e θ_w .

O fluxo de radiação em ondas longas ($\frac{q}{A}$) entre as câmaras 1 e 2 é regulado pelo ajuste da vazão da água circulante. Recomenda-se que a câmara 2 permaneça a uma temperatura constante (20°C), variando-se somente a vazão da água circulante na câmara 1.

5.4.2 - Método de Cooper [19]

A fonte de radiação pode ser vista na Fig. 5.9. Ela é uma peça de paredes duplas em forma de sino, pintada internamente de preto, dentro da qual flui água. A peça em forma de sino é assumida ser um corpo negro à uma temperatura T_b , que é uma temperatura média entre as temperaturas de entrada e saída da água na peça. A vazão da água é regulada de modo que a diferença entre as temperaturas de entrada e saída seja pequena.

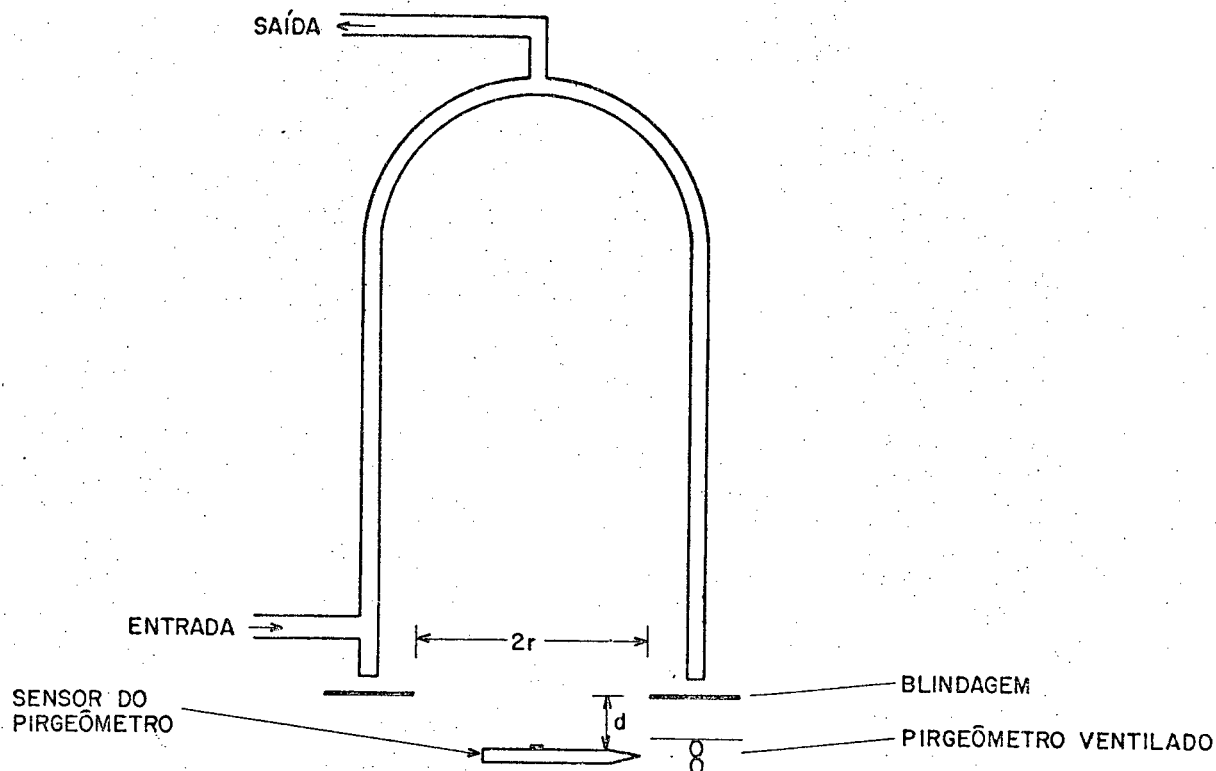


Figura 5.9 - Esquema do método de calibração de Cooper [19].

Uma blindagem feita de lâmina de alumínio é colocada entre o sensor do pirgeômetro e a fonte de radiação, com a função de evitar a incidência no sensor de radiação proveniente de outras fontes. Na Fig. 5.9, observa-se que d é a distância entre o sensor e a blindagem e $2r$ é o diâmetro interno da blindagem.

O fluxo de radiação em ondas longas (q) que incide no sensor do pirgeômetro é dado por [19],

$$q = F_{12} \sigma T_b^2 + (1 - F_{12}) \sigma T_a^4 \quad (5.9)$$

onde T_a é a temperatura ambiente (K) e, considerando o sensor como uma fonte pontual, F_{12} é o fator de forma entre o sensor e a peça em forma de sino, sendo dado por [43],

$$F_{12} = \frac{r^2}{r^2 + d^2} \quad (5.10)$$

Segundo Cooper [19], duas aproximações são feitas no método. A primeira aproximação é considerar o ambiente como um corpo negro à temperatura T_a . A segunda aproximação é na utilização da Eq. 5.10, a qual é válida somente para valores elevados de d .

5.4.3 - Método de Ideo [20], [81], [83]

Nesse caso, o sensor do pirgeômetro é colocado acima de uma placa metálica quadrada em uma sala. Se as condições da sala são mantidas constantes, o fluxo líquido de radiação (R_L) sobre o sensor é modificado variando-se a temperatura da placa. Dessa maneira, pode-se escrever que:

$$R_L = R_c - F_{12} \epsilon \sigma T_p^4 \quad (5.11)$$

onde R_c é o fluxo líquido de radiação proveniente de todas as fontes de radiação do ambiente da sala, F_{12} é o fator de forma entre o sensor do pirgeômetro e a placa metálica, ϵ é a emissividade da placa metálica e σ é a constante de Stefan-Boltzman.

Em função da Eq. (5.11), a tensão de saída (M) pode ser avaliada do seguinte modo:

$$M = CR_c - KF_{12} \epsilon \sigma T_p^4 \quad (5.12)$$

onde K é uma constante de calibração para a radiação em ondas

longas emitida pela placa metálica e C é uma segunda constante que engloba as radiações em ondas curtas e longas provenientes do ambiente da sala.

Portanto, conhecidas a emissividade da placa metálica ϵ , o fator de forma F_{12} e modificando-se a temperatura da placa, a constante de calibração K é obtida calculando-se a inclinação da reta $M = f(F_{12} \epsilon \sigma T_p^4)$.

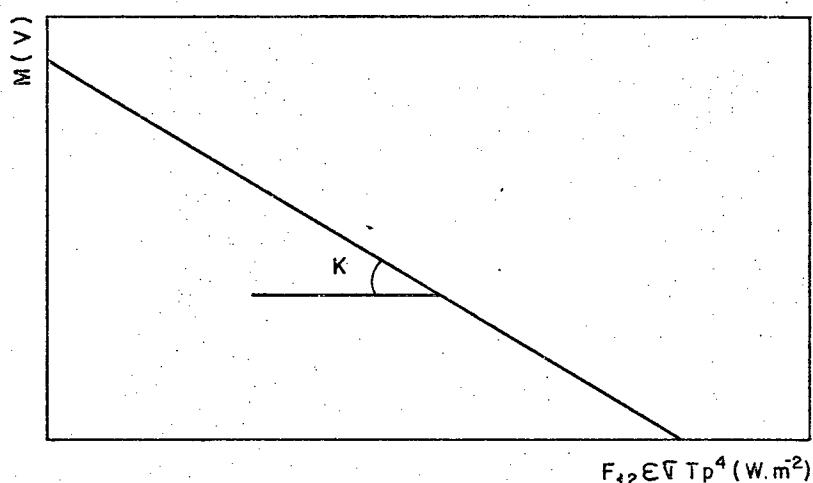


Figura 5.10 - Determinação da constante de calibração através do método de Idso.

Idso [20] compara os resultados de uma calibração utilizando esse método simplificado e o método da câmara de calibração de Johnson e obtém um desvio médio de $\pm 2,7\%$; este valor está dentro da faixa de precisão esperada num processo de calibração pelo método de Johnson [20].

O método de Johnson é mais preciso, além da calibração se processar rapidamente [20]. Todavia, a construção inicial da câmara demanda um tempo considerável e gastos relativamente elevados [20]. O método de Cooper é menos confiável que o método de Johnson devido às simplificações adotadas e por não ter ainda sido testado por outros pesquisadores.

O método de Idso é fácil de ser executado e bastante prático, exigindo um mínimo de investimento em tempo e material, além de proporcionar uma precisão muito boa [20].

Pelos motivos expostos acima, escolheu-se o método de Idso para a calibração do pirgeômetro de troca líquida.

5.4.4 - Resultados da Calibração

Para realizar a calibração do pirgeômetro é necessário a construção de uma fonte de radiação em ondas longas, composta por uma chapa de cobre com dimensões de 194 x 194 mm e espessura de 0,1 mm, pintada com a tinta ECP-2200 (a mesma utilizada nas superfícies sensoras). Esta placa foi alojada numa caixa de acrílico contendo água em seu interior, com a função de uniformizar a temperatura e fornecer uma maior inércia térmica à placa de cobre.

A temperatura da placa foi monitorada usando-se um termistor instalado em seu lado inferior. O termistor foi soldado à placa utilizando-se um procedimento idêntico ao realizado na soldagem das superfícies sensoras. Os terminais do termistor foram esmaltados para evitar a condução elétrica pela água.

Na Fig. 5.11 mostra-se a fonte de radiação em ondas longas, quando da calibração do pirgeômetro.

O procedimento dos testes consiste em encher a caixa de acrílico com água à baixa temperatura e registrar os valores da resistência do termistor e do sinal de tensão do pirgeômetro com o decorrer do tempo. Os testes foram realizados à noite, na Sala de Instrumentação da Divisão de Termotécnica, sendo as lu

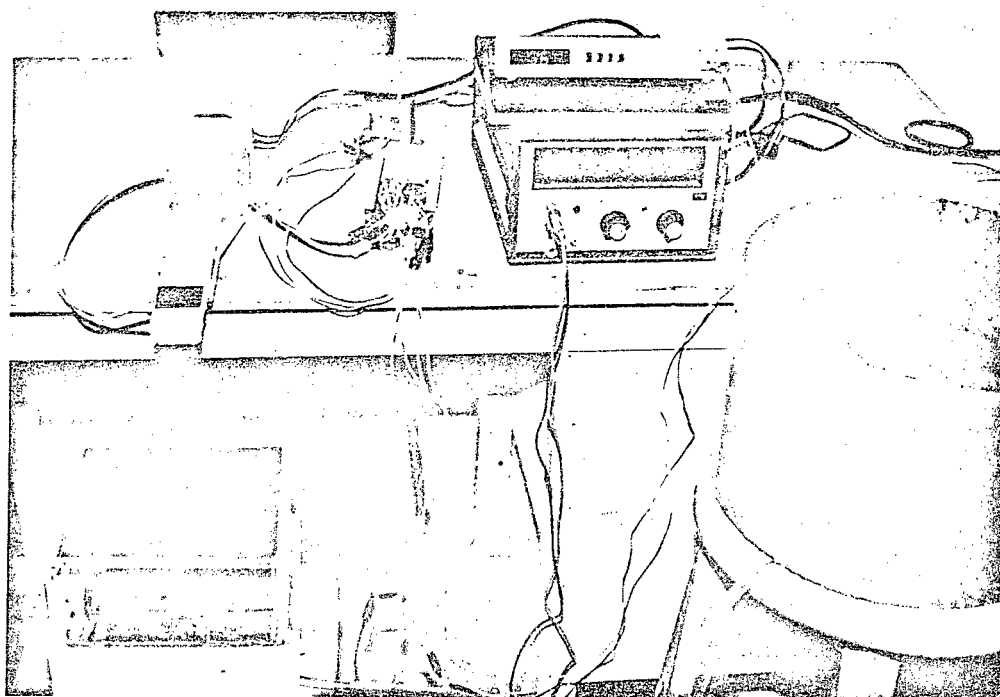


Figura 5.11 - Vista da fonte de radiação em ondas longas (na parte inferior, à esquerda) e do procedimento da calibração.

zes ambientes mantidas apagadas.

O sinal de tensão do pirgeômetro é lido no multímetro SINCLER e a resistência do termistor é lida no multímetro SYSTRON-DONNER (modelo 7000A). A resistência do termistor é convertida em temperatura através da sua curva de calibração. Registra-se também a distância entre a superfície sensora do pirgeômetro e a placa e a temperatura ambiente (monitorada através de um termômetro de mercúrio).

Um dos problemas encontrados na determinação da constante de calibração do pirgeômetro foi o cálculo do fator de forma entre a superfície sensora e a placa de cobre. Hsu [84] fornece o fator de forma entre dois planos retangulares de tamanhos arbitrários, tendo Nicolau [85] desenvolvido a equação de Hsu num

programa de computador, sendo necessário fornecer apenas as dimensões das superfícies, a distância e o posicionamento relativo entre elas para que o fator de forma fique determinado.

A Fig. 5.12 mostra esquematicamente as dimensões das superfícies e a posição relativa entre elas.

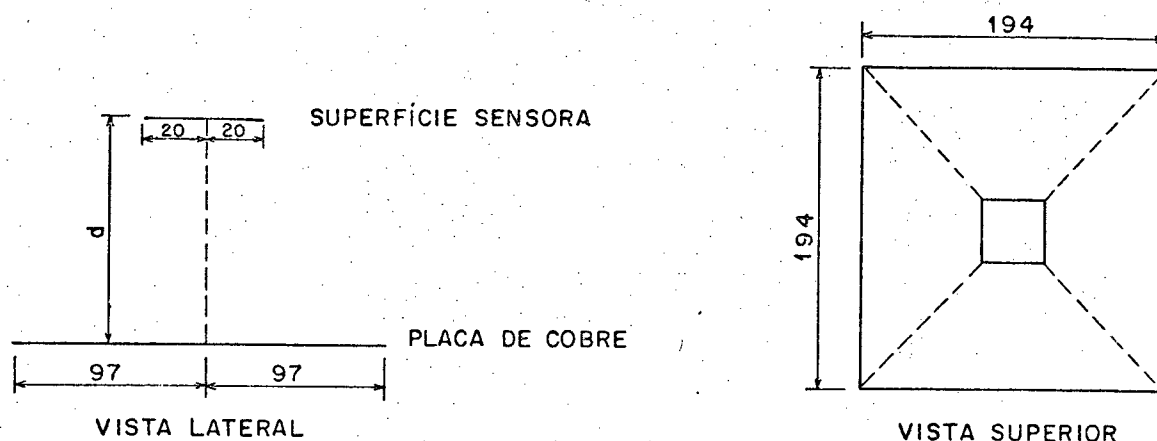


Figura 5.12 - Posição relativa entre a placa de cobre e a superfície sensora do pirgeômetro; as dimensões são dadas em mm.

Outro problema encontrado é a determinação da emissividade da tinta ECP-2200 utilizada para cobrir a placa de cobre. Da observação atenta da Fig. 4.6, verifica-se que na faixa de 10 a 50 μm a diferença entre as refletividades espectrais é muito pequena, de tal maneira que pode ser assumida como sendo 0,01; portanto, é assumido, com boa precisão, uma emissividade de 0,99 na faixa de ondas longas para a tinta ECP-2200.

Os resultados da calibração do pirgeômetro são apresentados nas Tabs. 5.7 e 5.8 e representados nas Figs. 5.13 e 5.14. Os dados são obtidos considerando uma distância de 78 mm entre a superfície sensora e a placa, sendo que o fator de forma entre essas duas superfícies apresenta o valor de 0,643.

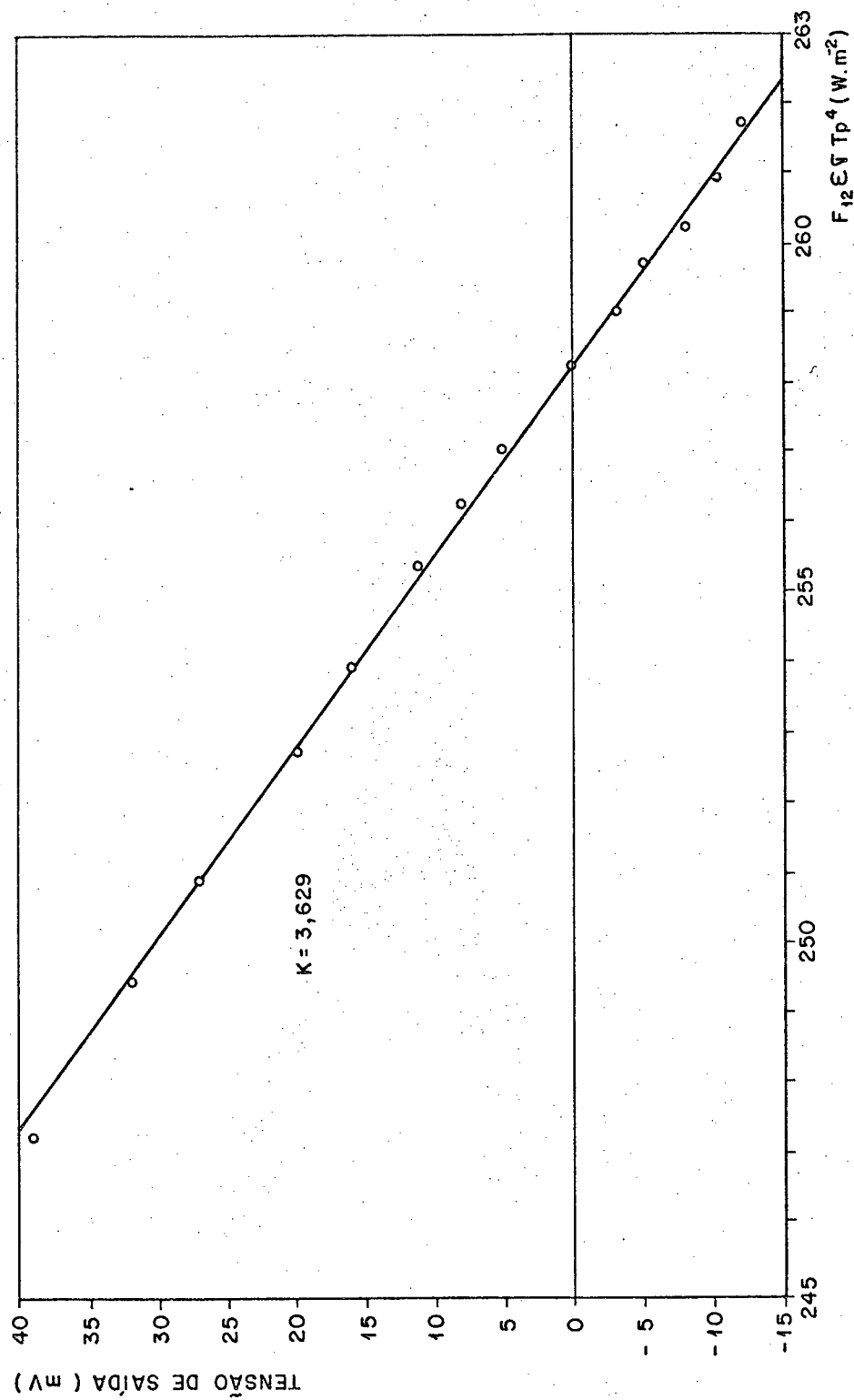


Figura 5.13 - Constante de calibração do pirômetro (Tab. 5.6)

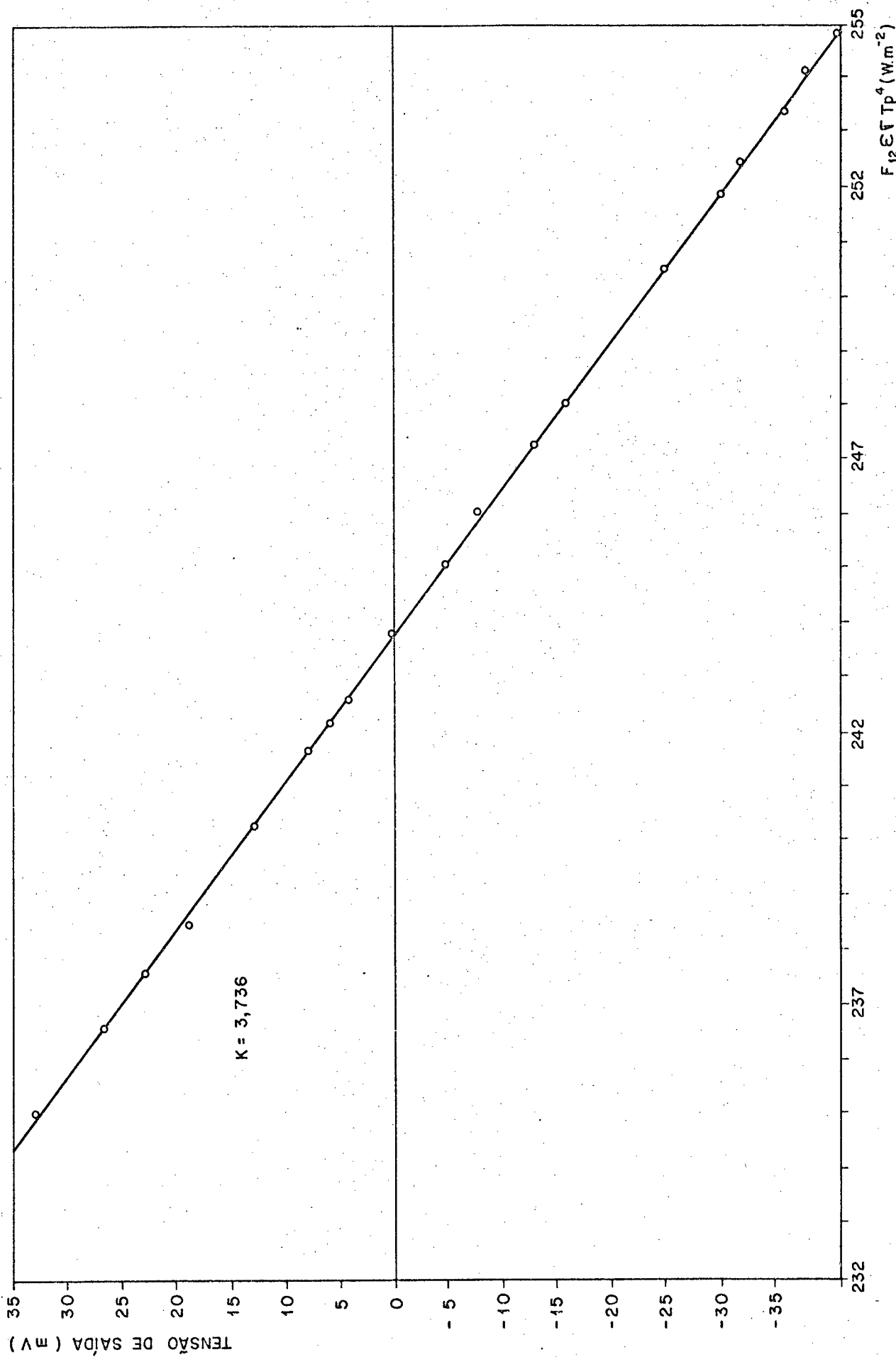


Figura 5.14 - Constante de calibração do pirgeômetro (Tab. 5.7)

Tabela 5.7 - Resultados da calibração

T_p (K)	$F_{12}\epsilon\sigma T_p^4$ (Wm^{-2})	Tensão de saída (mV)
287,0	244,3	39
287,6	249,6	32
288,0	250,9	27
288,6	252,8	20
288,9	254,0	16
289,3	255,4	11
289,6	256,3	8
289,8	257,1	5
290,1	258,3	0
290,4	259,1	-3
290,5	259,7	-5
290,7	260,3	-8
290,9	261,0	-10
291,1	261,7	-12

$$M = 937,495 - 3,629 F_{12}\epsilon\sigma T_p^4$$

Coeficiente de correlação: -0,9995423

Tabela 5.8 - Resultados da calibração, obtidos em ocasião diferente dos dados da Tab. 5.7.

T_p (K)	$F_{12}\epsilon\sigma T_p^4$ (Wm^{-2})	Tensão de saída (mV)
283,3	235,0	33
283,8	236,6	27
284,1	237,6	23
284,4	238,5	19
284,9	240,3	13
285,4	241,7	8
285,6	242,6	4
286,0	243,8	0
286,3	245,1	-5
286,6	246,0	-8
287,0	247,2	-13
287,9	250,4	-25

T_p (K)	$F_{12}\epsilon\sigma T_p^4$ (Wm^{-2})	Tensão de saída (mV)
288,3	251,8	-30
288,5	252,4	-32
288,7	253,3	-36
288,9	254,0	-38
289,1	254,7	-41

$$M = 910,650 - 3,736 F_{12}\epsilon\sigma T_p^4$$

Coeficiente de correlação: -0,999933

A diferença encontrada entre as constantes de calibração, obtidas em dias diferentes, foi menor que 3 %, o que pode ser considerado como um resultado muito bom pelo fato de que a diferença encontrada por Idso [20] nos valores da constante de calibração foi de 1,3 %. Todavia, os coeficientes de correlação da calibração de Idso [20] (0,999 e 0,998) foram piores que os obtidos neste trabalho.

Algumas explicações podem ser apresentadas para justificar a discrepância encontrada entre as constantes de calibração.

O experimento foi realizado num ambiente não controlado, isto é, a temperatura ambiente não foi mantida constante durante a realização do ensaio; com isto, existe uma outra fonte variável de radiação em ondas longas além da placa de cobre. Porém, a variação da temperatura do ar durante o experimento na sala ambiente foi pequena, em torno de 0,5 °C.

A temperatura da placa de cobre é um outro ponto que abre margens à discussões. O termistor foi colocado na parte central da placa de cobre e, portanto, medindo a temperatura neste

local; todavia, assumiu-se que esta temperatura era representativa de toda a placa. A pequena espessura da placa de cobre facilita esta suposição já que as linhas de fluxo de calor irão sofrer um pequeno desvio apenas nas extremidades da placa de cobre. Entretanto, a pequena espessura da chapa provocou um ligeiro abaulamento na superfície, o que pode ter alterado, muito levemente, o fator de forma entre a placa e o sensor do pirgeômetro.

A caixa de acrílico contendo água não foi isolada externamente a fim de permitir uma visualização do contato entre a superfície do cobre e a água.

Também pode-se apontar como uma fonte de erro as diferenças de alinhamento entre a placa e o sensor do pirgeômetro.

Na construção da curva de calibração notou-se que quando a temperatura da fonte de radiação em ondas longas se aproximava de valores próximos à temperatura ambiente, os dados começavam a ter um comportamento não linear; por este motivo, esses pontos não foram incluídos no ajuste da regressão linear.

C A P Í T U L O 6

CONCLUSÕES

As equações empíricas utilizadas para determinar a radiação atmosférica carecem de universalidade. Em contra-partida, os métodos analíticos necessitam de informações precisas da massa atmosférica. A obtenção e comprovação desses modelos é feita através de dados experimentais fornecidos por um pirgeômetro.

Neste trabalho, a escolha de um instrumento com sensor não protegido deve-se aos seguintes motivos: facilidade encontrada na utilização de materiais e na construção e resultados comprovadamente confiáveis.

O fluxo líquido de radiação é proporcional à diferença de temperaturas entre as placas sensoras. O transdutor de temperatura mais apropriado para essa aplicação é o termistor. Outro tipo de transdutor, baseado no princípio da termopilha, poderia ter sido utilizado, mas dificuldades na obtenção de fios de termopar com diâmetro muito pequeno e na construção da termopilha impossibilitaram esta opção.

O circuito eletrônico construído, a fim de linearizar o sinal de saída, com a temperatura, funcionou muito satisfatoriamente. Próximo aos limites inferior e superior da faixa de

linearização há um aumento no desvio da linearidade. No entanto, este desvio é teoricamente previsível.

O circuito eletrônico que mede a diferença de temperaturas também apresentou resultados altamente satisfatórios. A tensão de referência permaneceu inalterada em relação ao ajuste inicial, mesmo após decorridos 8 meses.

A soldagem do termistor na placa sensora mostrou-se adequada, pois não ocorreram falhas no contato elétrico durante os experimentos. Todavia, a soldagem do fio condutor na placa sensora se mostrou frágil quando ocorreram esforços mais elevados que os usuais.

As características de absorção da tinta 3MECP-2200, utilizada sobre as superfícies sensoras e a fonte de radiação, apesar de não serem as ideais, não comprometem o desempenho do pirgeômetro. O estado das superfícies sensoras manteve-se inalterado, embora não tenha ocorrido uma exposição às intempéries.

O método utilizado na calibração do pirgeômetro de troca líquida é prático e pouco dispendioso. O resultado da calibração é considerado satisfatório pois as condições dos experimentos não foram as ideais. A temperatura ambiente não permaneceu constante durante o ensaio, apesar dessa variação ser pequena. A temperatura da fonte de radiação é outro fator que aparentemente contribui para o desvio encontrado.

A sensibilidade do aparelho situa-se em torno de $3,7 \text{ mV/W.m}^{-2}$, muito superior à sensibilidade dos outros aparelhos (em torno de $10 \text{ } \mu\text{V/W.m}^{-2}$). Isso se deve à sensibilidade do termistor e do ganho de tensão utilizado no circuito eletrônico.

A sensibilidade pode ser alterada em função do valor da tensão de referência, assim como do valor do ganho de tensão.

O circuito eletrônico de linearização desenvolvido para o pirgeômetro pode ser utilizado em outros tipos de instrumentos (piranômetro, pirradiômetro, etc.); além disso, pode ser aproveitado em anemômetros que utilizam termistor.

Finalmente, conclui-se que foi possível construir um pirgeômetro de troca líquida a um custo reduzido, comparado aos importados, e tendo uma precisão dentro da faixa habitual.

As seguintes sugestões para futuros trabalhos são apresentadas:

- experiências de campo para avaliar o comportamento dos materiais quando expostos às intempéries;
- comparar o resultado do pirgeômetro de troca líquida construído com um instrumento padrão;
- avaliar a influência do vento no sinal de saída;
- tornar o uso do aparelho mais prático;
- realizar o processo de calibração em um ambiente com temperatura controlada.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] - ERIKSSON, T.S. & GRANQVIST, C.G. Radiative cooling computed for model atmospheres. Applied Optics, 1982. v.21, nº 23, p. 4381-4388.
- [2] - BLISS Jr., R.W. Atmospheric Radiation near the Surface of the ground: A Summary for Engineers. Solar Energy, 1961. v. 5, p. 103-120.
- [3] - BAHADORI, M.N. Passive Cooling Systems in Iranian architecture. Scientific American, 1978. nº238, p. 144.
- [4] - COLE, R. J. The Longwave Radiative Environment Around Buildings. Building and Environment, 1976. v. 11, p. 3-13.
- [5] - PEREIRA, F.R.O. Assimetria do campo interno de radiação produzido por superfícies envidraçadas em edificações. Dissertação de Mestrado, UFRGS, Porto Alegre, 1984 .
- [6] - SOUZA, H.A. Transporte simultâneo de calor e umidade em meio porosos: método das funções de transferência. Dissertação de Mestrado, Florianópolis, Universidade Federal de Santa Catarina, 1985.
- [7] - NETO, A.S. Soluções exatas para o transporte simultâneo de calor e umidade em elementos porosos unidimensionais. Dissertação de Mestrado, Florianópolis, Universidade Federal de Santa Catarina, 1985.
- [8] - GUIMARÃES, G. Dissertação de Mestrado, em andamento, 1986.

- [9] - GIER, J.T. & DUNKLE, R.V. Total Hemispherical Radiometers. AIEE Transactions, 1951. v. 70, p. 339-343.
- [10] - MACDOWALL, B.A.J. Total Radiation Fluxmeter. Meteorological Office, 1955. v. 84, n° 993, p. 65-71.
- [11] - STERN, S. & SCHARTZMANN, M. An Infrared detector for measurement of the back radiation from the sky. Journal of Meteorology, 1954. v. 11, p. 121-129.
- [12] - FRITSCHEN, L.J. Miniature Net Radiometer Improvements. Journal App. Meteor., 1965. v. 4, p. 528-532.
- [13] - FUNK, J.P. Improved polythene - shielded net radiometer. Journal of Scientific Instruments, 1959. v. 36, p. 267-270.
- [14] - SUOMI, V.E. & KUHN, P.M. An Economical Net Radiometer. Tellux, 1958. v. X, p. 160-163.
- [15] - FRITSCHEN, L.J. Construction and Calibration Details of the Thermal - Transducer type Net Radiometer. Bulletin of the American Meteorological Society, 1960. v. 41, n° 1, p. 180-183.
- [16] - BEAKLEY, W.R. The design of thermistor thermometers with linear calibration. Journal of Scientific Instruments, 1951. v. 28, p. 176-179.
- [17] - BROUGHTON, M.B. Analysis and Design of Almost - Linear One-Thermistor Temperature Transducers. IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, 1974. v. IM-23, n° 1, p. 1-5.

- [18] - FRITSCHEN, L.J. Construction and Evaluation of a Miniature Net Radiometer. Journal App. Meteor., 1963. v. 2, p.165-172.
- [19] - COOPER, P.I., CHRISTIE, E.A. & DUNKLE, R.V. A Method of Measuring sky Temperature. Solar Energy, 1981. v. 26, p. 153-159.
- [20] - IDSO, S.B. A simple technique for the calibration of long-have radiation probes. Agricultural Meteorology, 1971, v. 8, p. 235-243.
- [21] - SIEGEL, R. & HOWELL, J.R. Thermal Radiation Heat Transfer. Mcgraw-Hill Kogakusha, 1972. 814 p.
- [22] - HOLMAN, J.P. Heat Transfer. Macgraw-Hill, 1981. 570 p.
- [23] - OKE, T.R. Boundary Layer Climates. Methun & C.O., 1978. 372 p.
- [24] - ATWATER, M.A. & BALL, J.T. Computation of IR Sky Temperature and Comparison With Surface Temperature. Solar Energy, 1978. v. 21, p. 211-216.
- [25] - BERDAHL, P. & FROMBERG, R. The Thermal Radiance of Clear Skies. Solar Energy, 1982. v. 29, n° 4, p. 299-314.
- [26] - KONDRATYEV, K.Y. Radiation in the Atmosphere. Academic Press, 1969. 912 p.
- [27] - IDSO, S.B. & JACKSON, R.D. Thermal Radiation from the Atmosphere. Journal of Geophysical Research, 1969. v. 74, n° 23, p. 5397-5403.

- [28] - CLARK, G. Passive/Hybrid Comfort Cooling by Thermal Radiation. Internacional Passive and Hybrid Cooling Conference, Miami Beach, 1981. p. 682-714.
- [29] - SELLERS, W.D. Physical Climatology. The University of Chicago Press, 1965. 272 p.
- [30] - ELSASSER, W.M. Heat Transfer by Infrared Radiation in the atmosphere. Harvard Meteorological Studies, n.º 6, 1942. 101 p.
- [31] - GOSS, J.R. & BROOKS, F.A. Constants for Empirical Expressions for Downcoming Atmospheric Radiation Under Cloudless Sky. Journal of Meteorology, 1956. v. 13
- [32] - BROOKS, F.A. Atmospheric Radiation and its Reflection from the Ground. Journal of Meteorology, 1952. v. 9, p. 41-52.
- [33] - KNEIZYS, F.X. et alli. Atmospheric transmittance/radiance computer code Lowtran 5. U.S. Air Force Geophysical Laboratory, Hanscom A.F.B., Massachusetts, AFGL-TR-80-0067 (1980).
- [34] - MORGAN, D.L., PRUITT, W.O. & LOURENCE, F.J. Estimation of Atmospheric Radiation. Journal of Applied Meteorology, 1971. v. 10, p. 463-468.
- [35] - BERGER, X., BURIOT, D. & GARNIER, F. About the Equivalent Radiative Temperature for Clear Skies. Solar Energy, 1984. v. 32, n.º 6, p. 725-733.

- [36] - KONDRATYEV, K. Y. Radiative Heat Exchange in the Atmosphere. Pergamon Press, 1965. 411 p.
- [37] - EXELL, R.H. The Atmospheric Radiation Climate of Thailand. Solar Energy, 1978. v.21, p. 73-79.
- [38] - PISSIMANIS, D.K. & NOTARIDOU, V.A. The Atmospheric Radiation in Athens During the Summer. Solar Energy, 1981. v. 26, p. 525-528.
- [39] - KUHN, P.M. Radiometersonde Observations of Infrared Emissivity of Water Vapor. Journal of Applied Meteorology, 1963. v. 2, p. 368-378.
- [40] - ATWATER, M.A. Comparison of Numerical Methods for computing Radiative Temperature Changes in the Atmospheric Boundary Layer. Journal of Applied Meteorology, 1966. v. 5, p. 824-831.
- [41] - SWINBANK, W.C. Longwave radiation from clear skies. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 1963. v. 89, p. 339-348.
- [42] - LLEBOT, J.E. Some results of Thermal Atmospheric Radiation measurements in Manresa (Spain). Solar Energy, 1984, v. 32, n° 4, p. 473-477.
- [43] - CLARK, G. & ALLEN, C. The Estimation of Atmospheric Radiation for Clear and Cloudy Skies. Proc. Second. Nat. Passive solar conf., v. 2, p. 675-678, Philadelphia, (1978).

- [44] - BERDAHL, P. & MARTIN, M. Emissivity of clear skies. Solar Energy, 1984. v. 32, n° 5, p. 663-664.
- [45] - CENTENO, V.M. New formulae for the equivalent night sky emissivity. Solar Energy, 1982. v. 28, n° 6, p. 489-498.
- [46] - COLE, R.J. The Longwave Radiation Incident upon the External Surface of Buildings. Building Science Environment, 1976. v. 44, p. 195-206.
- [47] - COLE, R.J. The Longwave Radiation Incident upon Inclined Surfaces. Solar Energy, 1979. v. 22, p. 459-462.
- [48] - FRITSCHEN, L.J. & GAY, L.W. Environmental Instrumentation. Springer - Verlag, 1979. 216 p.
- [49] - COULSON, K.L. Solar and Terrestrial Radiation. Academic Press, 1975, 322 p.
- [50] - DRUMMOND, A.J., GREER, H.W. & ROCHE, J.J. The Measurement of the Components of Solar Short-Wave and Terrestrial Long-Wave Radiation. Solar Energy, 1965. v. 9, n° 3, p. 127-135.
- [51] - IGY INSTRUCTION MANUAL. Part VI, Radiation Instruments and Measurements. Pergamon Press, London, 1958.
- [52] - SUOMI, V.E., FRANSILA, M. & ISLITZER, N.F. An improved net-radiation instrument. Journal of Meteorology, 1954. v. 11, p. 276-282.

- [53] - SCHOLLES, W.J. & DRUMMOND, A.J. A New approach to the measurement of Terrestrial Long-Wave Radiation. 1970. W.M.O. Technical Note nº 104.
- [54] - PALTRIDGE, G.W. A net long-wave radiometer. Quart. J.R. Met. Soc., 1969. v. 95, p. 635-638.
- [55] - ROSS, J. & SULEV, M. Some results of the Comparison of Courvoisier, Schulze and Yanishevsky Balancemeters. Geofísica Pura Appl., 1962. v. 53, p. 88-100.
- [56] - DUFFIE, J.A. & BECKMAN, W.A. Solar Engineering of Thermal Processes. John Wiley & Sons, 1980, 762 p.
- [57] - CAMPBELL, G.S., ASHCROFT, G.L. & TAYLOR, S.A. Thermistor sensor for the Miniature Net Radiometer. Journal of Applied Meteorology, 1964. v. 3, p. 640-642.
- [58] - CATÁLOGO DA ARNO ROTRON. Mini Ventilador Axial Sprite.
- [59] - STIERWALT, D.L. Infrared Absorption of Optical Blacks. Optical Engineering, 1979. v.18, nº 2, p. 147-151.
- [60] - SMITH, S.M. Specular reflectance of optical-black coatings in the far infrared. Applied Optics, 1984. v.23, nº 14, p. 2311-2326.
- [61] - BETTS, D.B. Infrared reflection properties of five types of black coating for radiometric detectors. J. Phys. E. Sci. Instrum., 1985. v.18, p. 689-695.
- [62] - BENTLEY, J.P. Temperature sensor characteristics and measurement system design. J. Phys. E. Sci. Instrum., 1984. v. 17, p. 430-439.

- [63] - CHESTER, M. Measuring temperature - the options available. Electronic Design, 1982, april, p. 138-139.
- [64] - TINKO, M. & SUTTLER, G. 1 μ A/K IC Temperature-to-Current Transducer. Analog Dialogue, 1978, p. 3-5.
- [65] - TROLANDER, H.W., CASE, D.A. & HARRUF, R.W. Reproducibility, Stability and Linearization of Thermistor Resistance Thermometers. Temperature, Its Measurement and Control in Science and Industry, 1972. v. 4, part 2, p. 997-1009.
- [66] - TANG, P.A., McNAUGHTON, K.G. & BLACK, T.A. Inexpensive Diode Thermometry Using Integrated Circuit Components. Can. J. For. Res., 1974. v. 4, p. 250-254.
- [67] - SARGEANT, D.H. Note on the Use of Junction Diodes as Temperature Sensors. Journal of Applied Meteorology, 1965. v. 4, p. 644-646.
- [68] - DIMICK, R.C. & TREZEK, C.J. Photodiode as a Sensitive Temperature Probe. The Review of Scientific Instruments, 1963. v. 4, n° 9, p. 981-983.
- [69] - HINSHOW, R. & FRITCHEN, L.J. Diodes for Temperature Measurement. Journal of Applied Meteorology, 1970. v. 4, p. 530-532.
- [70] - McNAMARA, A.G. Semiconductor Diodes and Transistors as Electrical Thermometers. The Review of Scientific Instruments, 1962. v. 33, n° 3, p. 330-333.
- [71] - VERSTER, T.C. The Silicon Transistor as a Temperature Sensor. Temperature, Its Measurement and Control in Science and Industry, 1972. v. 4, part 2, p. 1125-1134.

- [72] - Os Termistores de coeficiente negativo. Nova Eletrônica, 1985. p. 78-82.
- [73] - KUTZ, M. Temperature Control. John Wiley & Sons, 1968, 212 p.
- [74] - HAJIEV, S.N., AGARUNOV, M.J. & NURULLAEV, H.G. Precision Measurements of Temperature differences With Thermistors by a simple technique. Temperature, Its Measurement and Control in Science and Industry, 1972. v. 4, part 2, p. 1065-1069.
- [75] - BOWMAN, M.J. On the linearity of a Thermistor Thermometer. The Radio and Electronic Engineer, 1970. v. 39, nº 4, p. 209-214.
- [76] - HOGE, H.J. Comparison of circuits for linearizing the temperature indications of thermistors. Rev. Sci. Instrum., 1979. v. 50, nº 3, p. 316-320.
- [77] - TROLANDER, H.W. The current state of electrical thermometry for biological applications. Temperature, Its Measurement and Control in Science and Industry, 1972. v. 4, part 2, p. 2035-2049
- [78] - GODIN, M.C. Simple bridge for the direct measurement of temperature differences. Journal of Scientific Instruments, 1961. v. 38, p. 330-331.
- [79] - NORDON, P. The use of unmatched thermistors for the measurement of temperature difference under varying ambient conditions. J. Sci. Instrum., 1962. v. 39, p. 399.

- [80] - LAUDO, R.A. & ALVES, S.R. Amplificadores Operacionais, Livros Érica Editora, São Paulo, 1983. 269 p.
- [81] - IDSO, S.B. The Relative Sensitivities of Polyethylene Shielded Net Radiometers for Short and Long Wave Radiation The Review of Scientific Instruments, 1970. v. 41, nº 7, p- 939-943.
- [82] - ZEMANSKY, M.W. Heat and Thermodynamics. Mcgraw-Hill, 1957. 484 p.
- [83] - IDSO, S.B. Transformation of a net Radiometer into a Hemispherical Radiometer. Agricultural Meteorology, 1971. v. 9 , p. 108-121.
- [84] - HSIU, CHIA-JUNG. Shape factor Equation for Radiant Heat Transfer between two arbitrary Sizes of Rectangular Planes. The Canadian Journal of Chemical Engineering, 1967. v. 45, p. 58-60.
- [85] - NICOLAU, V.P. Determinação do Fator de Forma entre Superfícies Planas Retangulares com lados paralelos, dispostos em Planos Perpendiculares. Grupo de Sistemas Passivos. Relatório Interno 03/82.

APÊNDICE A

CIRCUITO DE LINEARIZAÇÃO [17]

Como foi visto no parágrafo 4.3.1, uma das principais dificuldades em se utilizar um termistor como transdutor de temperatura é a relação não linear entre a resistência e a temperatura. O objetivo deste apêndice é calcular os valores dos resistores que tornem linear aquela relação.

Broughton [17] estudou vários circuitos capazes de linearizar o sinal de saída; como anteriormente explicado, o circuito abaixo será utilizado para esse fim.

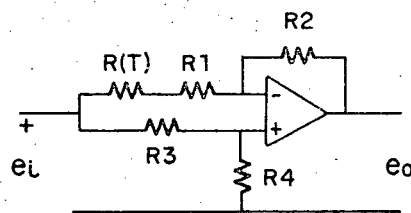


Figura A.1 - Circuito de Linearização [17]

O ganho de tensão ($\frac{e_o}{e_i}$) fornecido pelo circuito é

dado por:

$$\frac{e_o}{e_i} = \frac{R_4(R(T) + R_1) - R_2 R_3}{(R(T) + R_1)(R_3 + R_4)} \quad (A.1)$$

Algumas suposições são feitas para a análise a ser desenvolvida: o circuito é resistivo, não há auto-aquecimento do termistor e o amplificador operacional é ideal. Também será considerado que o comportamento do termistor é modelado pela Eq.(4.17), isto é,

$$R(T) = R(T_0) \exp [b(T^{-1} - T_0^{-1})] \quad (4.17)$$

As seguintes definições são feitas para normalizar a Eq.(4.17).

$$T/T_0 = x \quad (A.2)$$

$$R(T)/R_1 = r(x) \quad (A.3)$$

$$R(T_0)/R_1 = r_0 \quad (A.4)$$

$$b/T_0 = \beta \quad (A.5)$$

que resultam na seguinte equação normalizada

$$r(x) = r_0 \exp [\beta (x^{-1} - 1)]$$

A Eq.(A.1) também pode ser normalizada; para isso, divide-se o numerador e o denominador por $R_3 \cdot R_1$.

$$\frac{e_o}{e_i} = \frac{R_4/R_3 (R(T)/R_1 + 1) - R_2/R_1}{(R(T)/R_1 + 1) (1 + R_4/R_3)} \quad (A.7)$$

Definindo,

$$R_4/R_3 = \alpha \quad (\text{A.8})$$

$$R_2/R_1 = \gamma \quad (\text{A.9})$$

$$e_0/e_i = K \quad (\text{A.10})$$

A Eq. (A.7) se transforma em,

$$K = \frac{\alpha - \gamma + \alpha r(x)}{(1 + \alpha)(1 + r(x))} \quad (\text{A.11})$$

que também pode ser escrita como,

$$K = \frac{a_0 + a_1 \cdot r}{b_0 + b_1 \cdot r} \quad (\text{A.12})$$

onde $a_0 = \alpha - \gamma$; $a_1 = \alpha$; $b_0 = 1 + \alpha$ e $b_1 = 1 + \alpha$.

Aqui pode-se fazer uma analogia com a situação real. No pirgeômetro deseja-se que, mantida uma tensão de referência constante (e_i), o ganho de tensão (K) seja uma função linear da temperatura (x). Portanto, a Eq. (A.12) deve fornecer uma relação linear entre K e $r(x)$.

Para isso, desenvolve-se a Eq. (A.12) em uma série de Taylor em torno de $x = 1$, isto é, correspondendo a $T = T_0$.

$$K(x) = K(1) + \left. \frac{\partial K}{\partial x} \right|_{x=1} (x-1) + \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2 K}{\partial x^2} \right|_{x=1} (x-1)^2 + \frac{1}{6} \left. \frac{\partial^3 K}{\partial x^3} \right|_{x=1} (x-1)^3 + \dots$$

... (A.13)

$$K(x) = K_0 + K_1(x-1) + K_2(x-1)^2 + K_3(x-1)^3 + \dots \quad (\text{A.14})$$

onde,

$$K_0 = K(1) \quad (\text{A.15})$$

$$K_1 = \left. \frac{\partial K}{\partial x} \right|_{x=1} \quad (\text{A.16})$$

$$K_2 = \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2 K}{\partial x^2} \right|_{x=1} \quad (\text{A.17})$$

$$K_3 = \frac{1}{6} \left. \frac{\partial^3 K}{\partial x^3} \right|_{x=1} \quad (\text{A.18})$$

Realizando as diferenciações, obtêm-se:

$$\frac{\partial K}{\partial x} = -\frac{\beta r}{x^2} \cdot \frac{a_1 b_0 - a_0 b_1}{(b_0 + b_1 r)^2} \quad (\text{A.19})$$

$$\frac{\partial^2 K}{\partial x^2} = \frac{\beta r}{x^3} \cdot \frac{a_1 b_0 - a_0 b_1}{(b_0 + b_1 r)^2} \left[\frac{\beta}{x} \cdot \frac{b_0 - b_1 r}{b_0 + b_1 r} + 2 \right] \quad (\text{A.20})$$

$$\frac{\partial^3 K}{\partial x^3} = -\frac{\beta r}{x^4} \cdot \frac{a_1 b_0 - a_0 b_1}{(b_0 + b_1 r)^2} \left[\frac{\beta^2}{x^2} \cdot b_0^2 - \frac{4b_0 b_1 r + b_1^2 r^2}{(b_0 + b_1 r)^2} + 6 \frac{\beta}{x} \cdot \frac{b_0 - b_1 r}{b_0 + b_1 r} + 6 \right] \quad (\text{A.21})$$

Quando $x = 1$, das equações (A.2), (A.3), (A.4) e (A.12) tem-se que $r = r_0$ e,

$$K_0 = \frac{a_0 + a_1 r_0}{b_0 + b_1 r_0} \quad (\text{A.22})$$

$$K_1 = \beta r_0 \frac{a_0 b_1 - a_1 b_0}{(b_0 + b_1 r_0)^2} \quad (\text{A.23})$$

$$K_2 = -\beta r_0 \frac{a_0 b_1 - a_1 b_0}{(b_0 + b_1 r_0)^2} \left[\frac{\beta}{2} \cdot \frac{b_0 - b_1 r_0}{b_0 + b_1 r_0} + 1 \right] = -K_1 (A+1) \quad \dots$$

... (A.24)

$$K_3 = \beta r_0 \frac{a_0 b_1 - a_1 b_0}{(b_0 + b_1 r_0)^2} \left[\frac{\beta^2}{6} \cdot \frac{b_0^2 - 4b_0 b_1 r_0 + b_1^2 r_0^2}{(b_0 + b_1 r_0)^2} + \beta \frac{b_0 - b_1 r_0}{b_0 + b_1 r_0} + 1 \right]$$

$$K_3 = K_1 (B + 2A + 1) \quad (\text{A.25})$$

onde,

$$A = \frac{\beta}{2} \cdot \frac{b_0 - b_1 r_0}{b_0 + b_1 r_0} \quad (\text{A.26})$$

$$B = \frac{\beta^2}{6} \cdot \frac{b_0^2 - 4b_0 b_1 r_0 + b_1^2 r_0^2}{(b_0 + b_1 r_0)^2} \quad (\text{A.27})$$

Se a tensão de saída é pretendida linear em relação à temperatura, então K_2 , K_3 e os outros coeficientes de ordem superior da expansão em série de Taylor devem ser nulos.

Da Eq. (A.24), $K_2 = 0$ se $A+1 = 0$, isto é, se

$$\frac{\beta}{2} \cdot \frac{b_0 - b_1 r_0}{b_0 + b_1 r_0} + 1 = 0 \quad (\text{A.28})$$

Para o circuito da figura A.1, como $b_0 = b_1 = 1 + \alpha$

$$r_0 = \frac{\beta + 2}{\beta - 2} \quad (\text{A.29})$$

Substituindo a Eq. (A.29) na Eq. (A.27), obtêm-se,

$$B = \frac{\beta^2}{12} + 1 \quad (\text{A.30})$$

e substituindo a Eq. (A.29) na Eq. (A.26) e a Eq. (A.30) na Eq. (A.25),

$$K_3 = -\frac{\beta^2}{2} K_1 \quad (\text{A.31})$$

Fazendo $K_0 = 0$ na Eq. (A.22), resulta que

$$\alpha = \gamma(1 + r_0)^{-1} \quad (\text{A.32})$$

e substituindo a Eq. (A.29) na Eq. (A.23),

$$K_1 = -\frac{\gamma}{2} \frac{\beta^2 - 4}{(\beta\gamma + 2\beta - 2\gamma)} \quad (\text{A.33})$$

Todo esse procedimento pode ser realizado também para o circuito 4 (figura 4.12), obtendo-se

$$\alpha = r_0 \quad (\text{A.34})$$

$$K_1 = \frac{\beta}{2} - 1 \quad (\text{A.35})$$

Segundo Broughton [17], o valor de γ para que K_1 do circuito 5 se iguale ao K_1 do circuito 4, pode ser obtido igualando os respectivos valores absolutos, isto é,

$$\frac{\beta}{2} - 1 = \frac{\gamma}{2} \frac{\beta^2 - 4}{\beta\gamma + 2\beta - 2\gamma} \quad (\text{A.36})$$

que resulta em,

$$\gamma = \frac{\beta}{2} \quad (\text{A.37})$$

A faixa de temperatura em que se pretende que a Eq. (4.17) seja uma relação linear é de 5 a 35°C. Imagina-se que a temperatura das superfícies sensoras permaneça dentro dessa faixa. Broughton [17] recomenda considerar-se como temperatura de referência o ponto médio da faixa de linearização; nesse caso, $T_0 = 20^\circ\text{C} = 293\text{ K}$.

A determinação da constante b é feita igualando-se as equações (4.16) e (4.17).

$$R = A \exp(B T^{-1}) \quad (\text{4.16})$$

$$R = R(T_0) \exp\left[b(T^{-1} - T_0^{-1})\right] \quad (\text{4.17})$$

$$\ln R = \ln A + B T^{-1} \quad (\text{A.38})$$

$$\ln R = \ln R(T_0) + b T^{-1} - b T_0^{-1} \quad (\text{A.39})$$

$$b = B \quad (\text{A.40})$$

$$\ln R(T_0) = \ln A + b T_0^{-1} \quad (\text{A.41})$$

Para o termistor 1, $\ln R = -6,913 + 3292,946 T^{-1}$ e portanto,

$$R(T) = 75,62 \exp\left[3292,946(T^{-1} - 293^{-1})\right] \quad (\text{A.42})$$

Finalmente, o cálculos dos resitores R_1 , R_2 , R_3 e R_4 pode ser iniciado.

Da Eq. (A.5),

$$\beta = \frac{b}{T_0} = \frac{3292,946}{293} = 11,24$$

Da Eq. (A.29),

$$r_0 = \frac{\beta + 2}{\beta - 2} = 1,43$$

Da Eq. (A.37),

$$\gamma = \frac{\beta}{2} = \frac{11,24}{2} = 5,62$$

Da Eq. (A.32),

$$\alpha = \gamma(1 + r_0)^{-1} = 5,62(1 + 1,43)^{-1} = 2,31$$

Portanto, das Eqs. (A.4) e (A.42)

$$R_1 = \frac{R(T_0)}{r_0} = \frac{75,62}{1,43} = 52,88 \Omega$$

O resistor R_1 a ser utilizado terá o valor de 56Ω .

Da Eq. (A.9),

$$R_2 = \gamma R_1 = 5,62 \cdot 56 = 314,72 \Omega$$

O resistor R_2 a ser utilizado terá o valor de 330Ω .

Da Eq. (A.8),

$$\frac{R_4}{R_3} = \alpha = 2,31$$

Supondo $R_4 = 100 \Omega$, obtém-se $R_3 = 43,3 \Omega$; porém, o resistor R_3 a ser utilizado terá o valor de 39Ω .

Para o circuito da figura 4.18, como os termistores tem a relação $R = f(T)$ muito próxima entre si, nos dois circuitos de linearização utilizam-se os mesmos valores para os resistores correspondentes.

APÊNDICE B

FUNÇÃO TRANSMISSÃO DIFUSA [9], [13], [39]

A fim de descrever a transmissão (ou absorção) de radiação por uma camada atmosférica, é útil introduzir os conceitos de função transmissão e função absorção.

A função absorção direta (A_J) é definida por,

$$A_J(\omega) = \frac{i'_0 - i'(\omega)}{i'_0} = 1 - \frac{i'(\omega)}{i'_0} \quad (\text{B.1})$$

onde ω é a massa de substância absorvedora de radiação contida na camada atmosférica, i'_0 é a intensidade de radiação que incide na camada e $i'(\omega)$ é a intensidade de radiação atenuada.

A função de absorção difusa (A_F) é definida, de maneira análoga, por,

$$A_F(\omega) = \frac{e_0 - e(\omega)}{e_0} = 1 - \frac{e(\omega)}{e_0} \quad (\text{B.2})$$

sendo e o poder emissivo hemisférico.

A função absorção se relaciona com a função transmissão (P) da seguinte forma,

$$P(\omega) = 1 - A(\omega) \quad (\text{B.3})$$

sendo necessário diferenciar a função transmissão direta (P_J) e a função transmissão difusa (P_F), isto é,

$$P_J(\omega) = 1 - A_J(\omega) = \frac{i'(\omega)}{i'_0} \quad (\text{B.4})$$

$$P_F(\omega) = 1 - A_F(\omega) = \frac{e(\omega)}{e_0} \quad (\text{B.5})$$

Numa atmosfera real o fluxo de radiação é difuso, sendo a atenuação da radiação dada por,

$$i'_\lambda(\omega) = i'_{\lambda 0} \exp(-K_\lambda \omega \sec \beta) \quad (\text{B.6})$$

onde K_λ é o coeficiente de absorção por unidade de massa e β é o ângulo de zênite que determina a direção de propagação da radiação.

Em função da lei de atenuação e da Eq. (B.4), defini-se a função transmissão direta monocromática como,

$$P_{J\lambda} = \exp(-K_\lambda \omega \sec \beta) \quad (\text{B.7})$$

A partir das Eqs. (2.4) e (B.6),

$$e_\lambda = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} i_{\lambda 0} \exp(-K_\lambda \omega \sec \beta) \cos \beta \sin \beta \, d\beta \, d\theta \quad (\text{B.8})$$

Introduzindo a variável $t = \sec \beta$ e assumindo que a intensidade de radiação incidente independe da direção,

$$e_\lambda = e_{\lambda 0} \cdot 2 \int_1^\infty \exp(-K_\lambda \omega t) t^{-3} \, dt = e_{\lambda 0} \cdot 2E_3(K_\lambda \omega) \quad (\text{B.9})$$

onde $e_{\lambda 0} = \pi i'_{\lambda 0}$ é o poder emissivo espectral hemisférico incidindo na camada atmosférica e $E_3(x) = \int_1^{\infty} \exp(-xt)t^{-3} dt$ é uma função transcendental.

Das Eqs. (B.5) e (B.9) tem-se que,

$$P_{F\lambda} = 2 E_3(K_{\lambda} \omega) \quad (\text{B.10})$$

onde $P_{F\lambda}$ é a função transmissão difusa monocromática.

A função transcendental é modelada por,

$$E_3(x) = \frac{1}{2} \exp(-\beta x) \quad (\text{B.11})$$

onde β é um coeficiente.

A figura B.1 mostra que os valores de β que satisfazem a relação acima dependem de $2E_3(x)$. Quando esse varia de 0 a 1, β varia de 1,2 a 2,0. É importante notar que a curva é praticamente linear para valores de $2E_3(x)$ entre 0,2 e 0,8; nesta faixa, o coeficiente β tem uma variação menor que 10% em relação a um valor médio.

Com base em dados experimentais de $K_{\lambda} \omega$ (isto é, x), conclui-se que $\beta = 1,66$ fornece uma precisão suficiente na resolução dos problemas.

Das Eqs. (B.10) e (B.11),

$$P_{F\lambda} \approx \exp(-1,66 K_{\lambda} \omega) \quad (\text{B.12})$$

Comparando a Eq. acima com a Eq. (B.7), infere-se que a transmissão da radiação difusa é equivalente à transmissão da

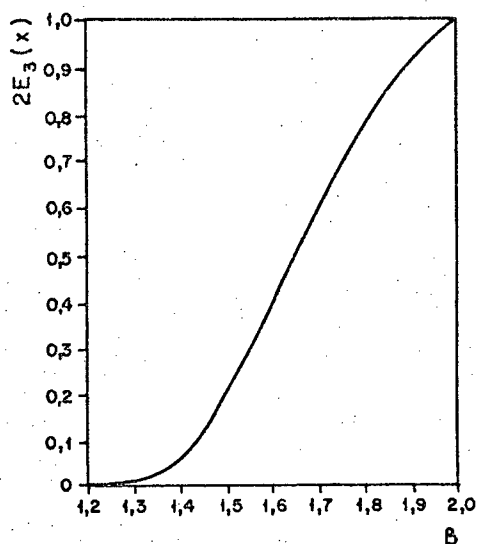


Figura B.1 - Relação entre β e $2E_3(x)$ [26], [36].

radiação direta que incide com $\beta \approx 53^\circ$, para uma mesma quantidade de de camada absorvedora.

Para deduzir a função transmissão em termos de radiação total, utiliza-se o seguinte procedimento [13], [39]:

Seja,

$$i'_K = \int_{(\lambda)} i'_\lambda d\lambda \quad (\text{B.13})$$

onde a integração ocorre nos comprimentos de onda para o qual $K < K_\lambda < (K + dK)$

Seja,

$$i'_0 f(K) = \int_{(\lambda)} i'_{\lambda_0} d\lambda \quad (\text{B.14})$$

sendo $\int_0^\infty f(K) dK = 1.$

Integrando a Eq. (B.6), obtêm-se

$$i'_K = i'_0 f(K) \exp(-K\omega \sec \beta) \quad (\text{B.15})$$

A integração dessa relação sobre todo valor de K de 0 a ∞ , que corresponde a valores de λ 0 a ∞ , fornece

$$i' = \int_0^{\infty} i'_K dK = i'_0 \int_0^{\infty} f(K) \exp(-K\omega \sec \beta) dK \quad (\text{B.16})$$

Portanto, obtêm-se a função transmissão direta,

$$P_J(\omega \sec \beta) = \frac{i'}{i'_0} = \int_0^{\infty} f(K) \exp(-K\omega \sec \beta) dK \quad (\text{B.17})$$

Utilizando a Eq. (B.7),

$$P_J = \int_0^{\infty} f(K) P_{JK} dK \quad (\text{B.18})$$

Para o poder emissivo hemisférico, obtêm-se da Eq.

(B.8),

$$e = i'_0 \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} f(K) \exp(-K\omega \sec \beta) \cos \beta \sin \beta d\beta d\theta dK \dots \quad (\text{B.19})$$

e, finalmente,

$$P_F(\omega) = \frac{e}{e_0} = 2 \int_0^{\infty} f(K) E_3(K\omega) dK \quad (\text{B.20})$$