

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA

RELAÇÕES ENTRE PROPRIEDADES E A MICROESTRUTURA DE MATERIAIS BI-FÁSICOS - CARACTERIZAÇÃO ESPECÍFICA PARA OS FERROS FUNDIDOS FER RÍTICOS NODULAR E CINZENTO.

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

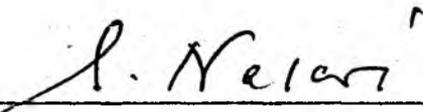
EMÍLIO DA SILVA NETO

FLORIANÓPOLIS, DEZEMBRO DE 1978

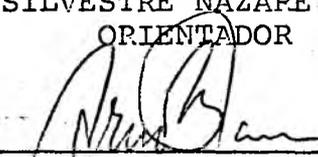
RELAÇÕES ENTRE PROPRIEDADES E A MICROESTRUTURA DE MATERIAIS BI-FÁSICOS - CARACTERIZAÇÃO ESPECÍFICA PARA OS FERROS FUNDIDOS FER-RÍTICOS NODULAR E CINZENTO.

EMÍLIO DA SILVA NETO

ESTA DISSERTAÇÃO FOI JULGADA PARA A OBTENÇÃO DO TÍTULO DE
- MESTRE EM ENGENHARIA - ESPECIALIDADE ENGENHARIA MECÂNICA
ÁREA DE CONCENTRAÇÃO FABRICAÇÃO
E APROVADA EM SUA FORMA FINAL PELO CURSO DE PÓS-GRADUAÇÃO

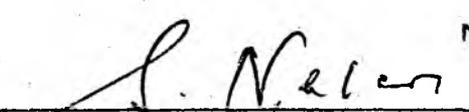


PROF. SILVESTRE NAZARÉ, Dr.-Ing.
ORIENTADOR

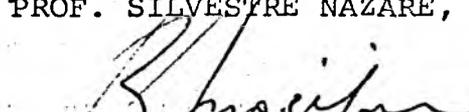


PROF. ARNO BLASS, Ph.D.
COORDENADOR

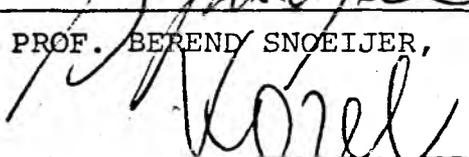
APRESENTADA PERANTE A BANCA EXAMINADORA COMPOSTA DOS PROFESSORES:



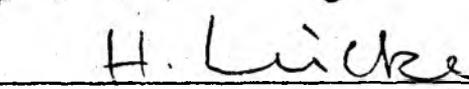
PROF. SILVESTRE NAZARÉ, Dr.-Ing.



PROF. BEREND SNOELJER, Dr.-Ing.



PROF. JAROSLAV KOZEL, D.Sc.



PROF. HERMANN ADOLF HARRY LÜCKE, Dr.-Ing.

Aos meus pais e irmão

AGRADECIMENTOS

- ao professor Silvestre Nazaré, pela orientação firme e contínua;
- ao técnico Júlio Frederico Baumgarten, pela co laboração efetiva na realização dos ensaios ex perimentais;
- aos amigos e parentes que auxiliaram, por diversas vezes, a evitar esmorecimentos, tão comuns em empreendimentos desta natureza;
- à Universidade Federal de Santa Catarina, em particular ao professor Caspar Erich Stemmer e ao professor Arno Blass, que possibilitaram a realização deste trabalho;
- ao Acordo de Cooperação Técnica Brasil-República Federal da Alemanha, pela disponibilidade dos equipamentos;
- ao Centro de Pesquisas da Fundação Tupy S.A., pelo fornecimento do material para os ensaios.

RESUMO

As propriedades de um material bifásico dependem das propriedades das fases e da concentração, geometria e arranjo geométrico da fase dispersa.

O trabalho proposto examina tal dependência para o caso específico dos ferros fundidos nodular e cinzento ferrítico. Para estes, ensaios experimentais procuram estabelecer relações entre algumas propriedades (módulo de Young, condutibilidade térmica e coeficiente de expansão térmica linear) e o teor e forma da grafita. Valores experimentais são comparados com curvas teóricas.

ABSTRACT

The properties of a two phase material depend on the properties of the constituent phases as well as their geometry and geometrical arrangement.

The present work deals with this dependence in the case of ferritic cast irons with nodular and lamellar graphite. The properties measured include the Young's Modulus, linear thermal expansion coefficient and thermal conductivity as a function of the graphite content. Experimental values are then compared with theoretical predictions.

ÍNDICE

	pág.
1. INTRODUÇÃO, OBJETIVO E NÍVEL ATUAL DE CONHECIMENTO.....	1
2. DESCRIÇÃO QUANTITATIVA DA MICROESTRUTURA	
2.1. Valor médio e princípio do contínuo.....	6
2.2. Descrição através de esferóides.....	7
2.3. Redução de parâmetros.....	7
2.4. Relação entre propriedades e a micro- estrutura de materiais bifásicos.....	15
3. RELAÇÃO ENTRE A MICROESTRUTURA E A CONDUTIBILIDADE TÉRMICA	
3.1. Fundamentação teórica.....	18
3.2. Coletânea de dados experimentais da literatura.....	27
3.3. Análise experimental com ferros fundidos cinzento e nodular, ferríticos	
3.3.1. Generalidades.....	32
3.3.2. Princípio de medição da condutibilidade térmica.....	33
3.3.3. Vista do condutômetro térmico Colora DBP 1145825.....	35
3.3.4. Levantamento da característica do condutômetro.....	35
3.3.5. Preparação dos corpos de prova.....	37
3.3.6. Coletânea de dados.....	40
3.3.7. Comparação entre valores experimentais e valores calculados.....	41
4. RELAÇÃO ENTRE A MICROESTRUTURA E O MÓDULO DE YOUNG	
4.1. Fundamentação teórica.....	46
4.2. Coletânea de dados experimentais da literatura.....	57
4.3. Análise experimental com ferros fundidos cinzento e nodular, ferríticos	

4.3.1. Generalidades.....	64
4.3.2. Princípios de medição do módulo de Young.....	65
4.3.3. Desenvolvimento teórico da relação entre a frequência natural e o módulo de Young.....	67
4.3.4. Ensaio experimental para a medição das frequências naturais	
4.3.4.1. Preparação dos corpos de prova.....	72
4.3.4.2. Montagem dos equipamentos.....	74
4.3.4.3. Vista do conjunto de ensaio.....	75
4.3.4.4. Coleta de dados.....	75
4.3.5. Cálculo do módulo de Young.....	76
4.3.6. Comparação entre valores experimentais e valores calculados.....	76
5. RELAÇÃO ENTRE A MICROESTRUTURA E O COEFICIENTE DE EXPANSÃO TÉRMICA LINEAR	
5.1. Fundamentação teórica.....	81
5.2. Coletânea de dados experimentais da literatura.....	89
5.3. Análise experimental com ferros fundidos cinzento e nodular, ferríticos	
5.3.1. Princípio de medição do coeficiente de expansão térmica linear.....	94
5.3.2. Equipamento de ensaio.....	94
5.3.3. Levantamento da característica térmica do suporte do dilatômetro Netzsch 402E.....	97
5.3.4. Preparação dos corpos de prova.....	100
5.3.5. Coleta de dados.....	100
5.3.6. Comparação entre valores experimentais e valores calculados.....	104
6. CONCLUSÕES FINAIS.....	107
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	108

SIMBOLOGIA

- $\frac{z}{x}$; $\frac{a}{b}$ - relação entre os eixos principal e secundário das esferóides representativas das partículas da fase dispersa;
- n - quota relativa de um determinado tipo de esferóides representativas das partículas da fase dispersa;
- A - área superficial da elipse representativa da superfície de corte, para cada partícula da fase dispersa;
- N - número total de superfícies de corte por plano de intersecção;
- e - distância entre os planos de corte, ao longo do material;
- c_D - concentração volumétrica da fase dispersa;
- $\cos^2 \alpha_D$ - fator de orientação das partículas da fase dispersa;
- F_D - fator de forma das partículas da fase dispersa;
- ρ - resistividade (elétrica ou térmica);
- λ - condutibilidade (elétrica ou térmica);
- Q - calor de vaporização para 1 ml do líquido B, no condutômetro térmico Colora;
- t - tempo para a condensação de 1 ml do líquido B, no condutômetro térmico Colora;
- $(T_A - T_B)$ - diferença entre as temperaturas de ebulição dos líquidos A e B, no condutômetro térmico Colora;
- H - altura dos corpos de prova, para os ensaios de determinação da condutibilidade térmica;
- D - diâmetro dos corpos de prova, para os ensaios de determinação da condutibilidade térmica;
- R - resistências térmicas dos corpos de prova, para os ensaios de determinação da condutibilidade térmica;
- E - módulo de elasticidade (Young);
- K - módulo de compressão;
- G - módulo de cisalhamento;
- ν - coeficiente de Poisson;

1. INTRODUÇÃO, OBJETIVO E NÍVEL ATUAL DE CONHECIMENTO

As propriedades de materiais bifásicos apresentam uma relação direta com as propriedades específicas de suas fases e com a sua microestrutura, ou seja, com as geometrias e arranjos geométricos das fases que constituem o material. Neste trabalho, ora em apreciação, uma especial referência é dedicada ao desenvolvimento e comprovação experimental de relações matemáticas entre a microestrutura e algumas propriedades - condutibilidade térmica, módulo de Young e coeficiente de expansão térmica linear - de materiais bifásicos.

Preliminarmente a uma sucinta exposição dos avanços obtidos, através dos tempos, nesta área específica de pesquisa, desponta como relevante uma diferenciação genérica entre os diversos grupos de propriedades, com base em analogias entre as equações microestrutura-propriedades. Assim, por exemplo, aos comportamentos de materiais, sujeitos a campos térmicos, elétricos ou magnéticos, é atribuída a denominação propriedade de campo. Da constatação da analogia matemática (^{2,3}) entre as diversas equações de campo (equações microestrutura-propriedades de campo), surge a possibilidade de transposições diretas destas, de uma propriedade de campo para outra. É o caso, por exemplo, das equações deduzidas para a condutibilidade térmica, que podem ser diretamente utilizadas para a condutibilidade elétrica e para a permeabilidade magnética.

Os comportamentos de materiais, frente a ondas luminosas eletromagnéticas (propriedades óticas), podem também ser considerados como propriedades de campo. Neste caso, a transferência do campo não necessita de meio (matéria).

A intercambialidade entre equações microestrutura-propriedades não ocorre, contudo, para as chamadas proprieda

des mecânicas, onde se faz essencial a diferenciação entre os distintos campos de deformação mecânica. Ainda assim, entretanto, evidenciam-se analogias. Por exemplo, considerações feitas para o módulo de Young podem ser utilizadas para propriedades acústicas, porque ondas desta natureza promovem deformações elásticas no material e, tal como para os campos de tensão de deformação mecânicos, estão sempre vinculados à existência de matéria.

Algumas relações microestrutura-propriedades termodinâmicas, como por exemplo, para a densidade ou para a capacidade calorífica de um material polifásico, têm significativa simplicidade: estas duas propriedades, mencionadas como exemplos, são obtidas aditivamente das correspondentes propriedades das fases componentes do material, sendo influenciadas única e exclusivamente pelas concentrações das fases. Outras relações, contudo, apresentam um certo grau de complexidade. É o caso, por exemplo, das relações para o coeficiente de expansão térmica, como resultado do envolvimento de tensões mecânicas internas, tensões estas consideravelmente dependentes da microestrutura do material.

Trabalhos iniciais, com referência às relações microestrutura-propriedades de materiais polifásicos, avaliam ponderações teóricas sobre as propriedades de campo de sistemas bifásicos. Como resultado, surgem diversas equações, algumas totais, outras parcialmente empíricas e algumas com alguma fundamentação teórica, mas sem comprovação experimental aceitável.

Um trabalho mais recente (³), apresenta uma compilação de todas as equações para as propriedades de campo e, para uma melhor comparação, transcreve-as para a condutibilidade elétrica de materiais bifásicos, com base nas analogias anteriormente citadas. A confiabilidade de tais equações foi examinada com critérios de plausibilidade, sendo constatado, assim, das equações microestrutura-propriedades de campo, por exemplo, que a condutibilidade do material bifásico identifica-se com a de uma das fases, quando a outra fase apresenta-se em uma concentração infinitamente pequena.

Tais considerações conferem um suficiente grau

de confiabilidade às seguintes equações microestrutura-propriedades de campo:

- equação de Maxwell (²)
- equação de Bruggemann (⁴)
- equação de Niesel (⁵).

Tais equações são aplicáveis a materiais bifásicos com estrutura dispersa, isto é, a materiais que apresentam uma matriz - contínua - e uma fase dispersa - descontínua - contida na mesma. A equação de Maxwell, comprovada por diversas vezes (³), faz-se válida apenas para baixas concentrações de partículas, de forma esférica, da fase dispersa. A partir desta equação, entretanto, surgiram as equações de Bruggemann e de Niesel, as quais permitiram o contorno às limitações, no que concerne à concentração (baixa) e à forma (esférica) das partículas da fase dispersa, proporcionando, deste modo, uma melhor adaptação da teoria às relações presentes em materiais reais.

A equação de Bruggemann possibilita uma ampliação do intervalo de validade para quaisquer concentrações de fases, embora ainda permaneça limitada à forma esférica para as partículas da fase dispersa. Tal limitação é contudo, suplantada pela equação de Niesel, que se aplica a esferóides, permitindo, assim, a descrição de formas irregulares.

Outros pesquisadores se dedicaram à redução da integral da equação de Niesel a uma forma explícita, com a qual foram estudados os casos especiais das grandes diferenças entre as condutibilidades das fases (^{6,7,8}). Tais equações microestrutura-propriedades de campo, especiais, englobam o caso dos materiais porosos, de grande relevância na prática.

Em tais trabalhos são também apresentados aqueles parâmetros das equações das propriedades de campo, que podem ser determinados através da análise estereológica em secções da microestrutura de materiais reais, e que dizem respeito:

- à concentração da fase dispersa
- à forma das partículas da fase dispersa
- à orientação das partículas da fase dispersa.

No caso das propriedades de campo, estes três pa

râmetros, denominados fatores estereológicos, são independentemente variáveis entre si (^{9,10,11,12,13}).

Um dos critérios de plausibilidade a ser considerado nas equações microestrutura-propriedades, consiste na condição teórica, segundo a qual, as propriedades de campo de materiais bifásicos, para qualquer microestrutura, devem estar necessariamente entre dois valores limítrofes, valores estes, correspondentes aos arranjos das fases em paralelo e em série, e obteníveis através das leis de Kirchhoff. Analogamente, para o módulo de Young de materiais bifásicos, existem os valores limites de Voigt-Reuss (^{14,15,16}).

Com referência à influência da microestrutura sobre propriedades elásticas, a maioria dos trabalhos fundamenta-se no tratamento estatístico e nos princípios de energia da teoria da elasticidade linear (^{17,18,19,20}). Nesta dissertação de mestrado, são analisados alguns trabalhos que trazem, em seu bojo, o conceito de valores limites, e procedidas as comparações entre as diversas considerações feitas e as microestruturas reais. As equações deduzidas não reúnem, contudo, os fatores estereológicos independentemente variáveis, tal como é possível no caso das equações microestrutura-propriedades de campo. Apesar disto, entretanto, é possível a dedução de equações para casos especiais da relação microestrutura - módulo de Young, como por exemplo, para o caso do módulo de Young de materiais porosos (com poros esféricos), de significativa relevância na prática.

No que se refere à influência da microestrutura sobre o coeficiente de expansão térmica linear de materiais bifásicos, vários pesquisadores discorrem o assunto, a partir de uma abstração (²¹), a qual é considerada neste trabalho, quando do estudo da expansão térmica volumétrica.

Ainda nesta dissertação, ora em apreciação, as relações microestrutura-propriedades, surgidas (assumidas várias hipóteses) de desenvolvimentos matemáticos diversos, são comparadas com valores experimentais da literatura, para a condutibilidade térmica, para o módulo de Young e para o coeficiente de expansão térmica linear de materiais bifásicos com estrutura dispersa. Complementarmente, são apresentados resultados de ensaios próprios e comparações destes com curvas teóricas, para o caso

específico dos ferros fundidos ferríticos (cinzento e nodular).

2. DESCRIÇÃO QUANTITATIVA DA MICROESTRUTURA

A análise quantitativa da relação microestrutura propriedades requer, é lógico, não só valores indicativos das propriedades, mas também outros para a descrição da microestrutura. Estes últimos, para um material polifásico, constituem-se aqueles parâmetros que fornecem informações sobre:

- o tamanho
- a concentração
- a forma
- a orientação e
- o tipo da distribuição local das partículas de cada fase.

2.1. VALOR MÉDIO E PRINCÍPIO DO CONTÍNUO

Nos materiais reais, a variação dos parâmetros supracitados tem a sua amplitude vinculada às chamadas funções de distribuição.

Para o nível atual de conhecimentos com referência à relação entre microestruturas e propriedades, o estudo das equações é fundamentado em valores estereológicos médios, representativos das partículas de fases (¹⁰). Esta premissa do valor médio implica na substituição, no modelo, das partículas de fases, reais, de diferentes tamanhos, formas e orientações, pelo mesmo número de partículas, só que com tamanho, forma e orientação (arranjo) únicos - médios - . Tal premissa está relacionada diretamente com o fato de que em todas as deduções teóricas de equações microestrutura-propriedades, de materiais polifásicos, até agora desenvolvidas, está implícito o chamado princípio do contínuo. Ou seja, cada material polifásico é considerado, hipoteticamente, um "contínuo quase homogêneo", o que significa i-

gualdade de tamanhos, formas, orientações, tipos de distribuição e densidades de partículas em todos os elementos de volume do material.

2.2. DESCRIÇÃO ATRAVÉS DE ESFERÓIDES

A descrição quantitativa da microestrutura requer a conversão de grandezas, do plano (secção da microestrutura) para o espaço tridimensional. No que diz respeito à forma e à orientação dos componentes da estrutura, tal cálculo se faz necessário, quando, então, os componentes irregulares da microestrutura são substituídos por regulares, de geometrias matematicamente representáveis.

Para materiais bifásicos, caso de debate neste trabalho, foi comprovado que a esferóide consiste a geometria mais adequada para a descrição estereológica aproximada das partículas de fases reais. Duas razões fundamentais conduzem a tal assertiva:

- as esferóides possuem um bom grau de adaptabilidade a geometrias irregulares reais, devido à possibilidade de uma variação contínua da relação entre seus eixos. Por exemplo, os casos extremos - em que a relação entre eixos é igual a zero ou a infinito - ocorrem, aproximadamente, para o disco e para o bastão, isto é, ocorrem para os dois casos especiais do cilindro. E a relação entre eixos igual a um corresponde ao caso especial da esfera;
- as esferóides não possuem descontinuidade alguma, tal como cantos e bordas, o que representa uma expressiva vantagem para as deduções matemáticas.

2.3. REDUÇÃO DE PARÂMETROS

Para uma determinada concentração de fases, o tamanho e a densidade das partículas de fases constituem-se dois

parâmetros estereológicos não independentemente variáveis. Como a concentração das fases é função do produto entre estes parâmetros estereológicos, ambos são reunidos em um só parâmetro cognominado "concentração de fases".

Assim, a descrição quantitativa da microestrutura pode ser efetivada através de apenas três fatores estereológicos:

- o fator de concentração de fases
- o fator de forma e
- o fator de arranjo (orientação).

Em outras palavras, a combinação de tais fatores estereológicos, independentemente variáveis entre si, identifica suficientemente a microestrutura de um dado material. Com tais fatores, torna-se possível, ainda, a distinção do tipo de estrutura apresentada pelo material: estrutura dispersa ou estrutura contínua (^{10, 22, 23}).

A estrutura dispersa possui, no mínimo, uma fase descontínua - chamada "fase dispersa" - , cujas partículas apresentam-se dispersas em uma fase contínua - denominada "matriz" - sendo, através desta, isoladas umas das outras. A estrutura contínua ocorre, por outro lado, quando todas as fases se apresentam continuamente. Este é o caso, por exemplo, de fases em forma de estruturas esponjosas, que se penetram tridimensionalmente.

Existe a possibilidade de ocorrência, em alguns materiais polifásicos, de fases completas contínuas em apenas duas dimensões (por exemplo, no caso de agregados em camadas) ou, então, unicamente em uma só dimensão (por exemplo, no caso de eutéticos solidificados unidirecionalmente). Tais materiais possuem, muitas vezes, estrutura contínua na "direção da propriedade" (direção do campo térmico, do campo elétrico, do campo magnético, da tensão e deformação mecânicas, da expansão térmica) e, ortogonalmente a esta direção, estrutura dispersa.

A ocorrência de estrutura contínua, vale acrescentar, sempre induz a problemas suplementares, quando da dedução das equações microestrutura-propriedades (^{24, 25, 26}).

Os três fatores estereológicos, anteriormente citados, no caso particular - e de interesse específico neste trabalho - da estrutura dispersa, podem ser obtidos, como se segue (¹⁰):

- o fator de concentração de fases consiste na percentagem volumétrica da fase dispersa ou da matriz;
- o fator de forma resulta das relações entre eixos das esferóides representativas das partículas da fase dispersa (FIG. 1) (^{10, 12, 13, 27});
- o fator de arranjo (orientação) representa o valor médio do quadrado do cosseno do ângulo formado entre os eixos de rotação (das esferóides representativas das partículas da fase dispersa) e a "direção da propriedade" (FIG. 1) (^{12, 13, 27}).

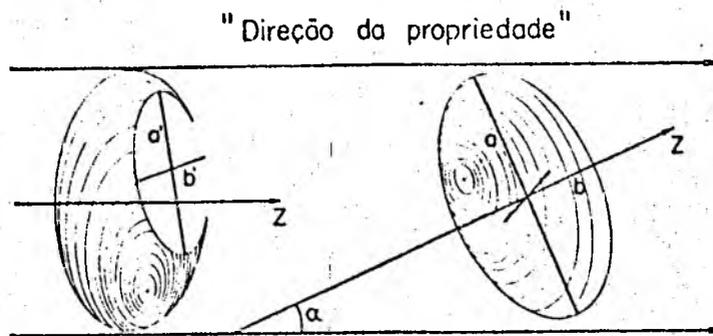


FIG. 1 - A esferóide e seus dados estereológicos.

Os fatores estereológicos dependem de dados mensuráveis na microestrutura, como se sucede (^{11, 12, 13}):

- as concentrações das fases são obtidas diretamente dos valores médios das percentagens superficiais das fases, medidas em secções da microestrutura - tomadas estatisticamente - do material bi

fásico (Princípio de Delesse) (²⁸);

- a influência da forma é conhecida da relação entre eixos, média, das diversas esferóides:

$$\left(\frac{\bar{z}}{x}\right) = (1 - n_{\underline{=}}) \left(\frac{z}{x}\right)_{\underline{=}} + n_{\underline{=}} \left(\frac{z}{x}\right)_{\underline{=}} \quad (1)$$

Os significados das designações encontram-se na legenda da equação 3.

Assim, de acordo com a equação 1, três grandezas devem ser determinadas:

- a relação entre eixos, $(z/x)_{\underline{=}}$, das partículas da fase dispersa, descritas por esferóides alongadas;
- a relação entre eixos $(z/x)_{\underline{=}}$, das partículas da fase dispersa, descritas por esferóides achatadas;
- a quota relativa, $n_{\underline{=}}$, de esferóides achatadas.

Este estudo é realizado, como se segue: inicialmente é efetuada a medição da maior extensão linear em cada plano de intersecção com cada partícula irregular da fase dispersa, sendo tal dimensão, então, considerada o eixo grande - a' - de uma elipse de corte (para a qual a secção da partícula da fase dispersa é aproximada), correspondente ao plano de intersecção com cada partícula. Em seguida, é efetivada a medição da área da superfície de corte para cada partícula irregular da fase dispersa e a medida é considerada como sendo a área (A') superficial da elipse representativa (como convenção, todos os símbolos acompanhados de apóstrofo, são relativos a medições realizadas no plano).

Das relações matemáticas válidas para elipses, com as quais são descritas as superfícies de corte das partículas dispersas, de forma irregular, resultam:

$$\frac{b'}{a'} = \frac{4A'}{\pi a'^2} \quad (2a)$$

$$\frac{a'}{b'} = \frac{\pi a'^2}{4A'} \quad (2b)$$

Das relações entre eixos, assim obtidas, para cada elipse de corte, individual, e do número total (N') de superfícies de corte por plano de intersecção, derivam-se as seguintes relações entre eixos, médias, das elipses de corte:

$$\left(\frac{\overline{b'}}{a'} \right) = \frac{1}{N'} \sum \frac{b'}{a'} \neq \frac{\overline{b'}}{a'} \quad (2c)$$

$$\left(\frac{\overline{a'}}{b'} \right) = \frac{1}{N'} \sum \frac{a'}{b'} \neq \frac{\overline{a'}}{b'} \quad (2d)$$

As relações $(\overline{b'}/a')$ e $(\overline{a'}/b')$ não são iguais às relações entre os valores médios dos eixos, o que é indicado pelos termos de desigualdade nas equações 2c e 2d.

Cada relação entre eixos, média, $(\overline{b'}/a')$ ou $(\overline{a'}/b')$, medida nas elipses de corte corresponde à respectiva relação entre eixos de uma determinada esferóide, através da qual as partículas reais da fase dispersa são substituídas. Tal correspondência está representada na FIG. 2 ^(8,10,12,29).

Assim, as partículas reais irregulares da fase dispersa são substituídas ora através de esferóides alongadas, ora através de esferóides achatadas. A dúvida quanto à locação da relação entre eixos no espaço, (z/x) , entre tais valores limítrofes é dirimida pela resolução da equação 1. Com os valores limites das relações entre eixos para esferóides achatadas, $(z/x)_{\underline{}}$, e alongadas $(z/x)_{\underline{\underline{}}}$, e com as quotas relativas de ambas as esferóides ($n_{\underline{}}$; $n_{\underline{\underline{}}} = 1 - n_{\underline{}}$), origina-se, da equação 1, a re

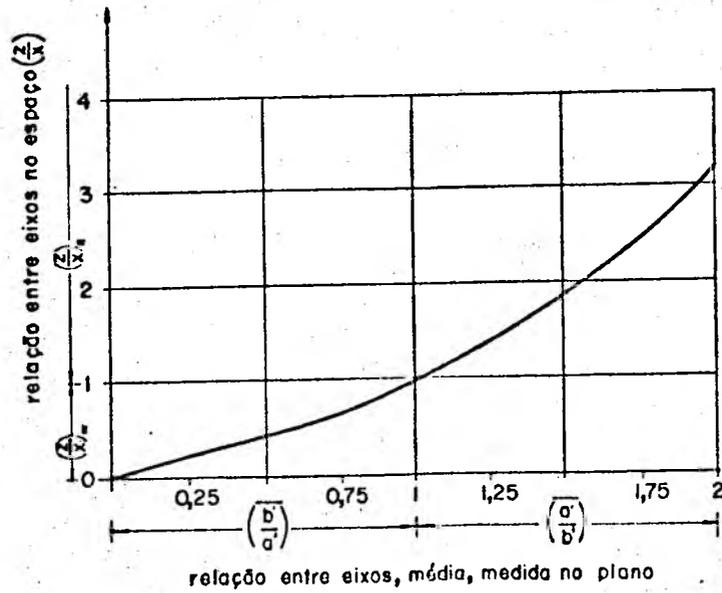


FIG. 2 - Relação entre eixos de uma esferóide, (z/x) , como função da relação média entre eixos das elipses de corte.

$$\left[\left(\frac{b'}{a'} \right) \text{ ou } \left(\frac{a'}{b'} \right) \right]$$

lação entre eixos que melhor corresponde às partículas reais. U ma primeira solução aproximada, deste modo, proporciona:

$$n_{\underline{=}} = \frac{6c_D \cdot \left[\left(\frac{b'}{a'} \right) \cdot a_{\underline{=}} + \left(\frac{a'}{b'} \right) \cdot b_{\underline{=}} \right] - 2N'_A \cdot a_{\underline{=}} b_{\underline{=}}^2}{\pi \left[\left(\frac{b'}{a'} \right) \cdot a_{\underline{=}} + \left(\frac{a'}{b'} \right) \cdot b_{\underline{=}} \right] \cdot \left[a_{\underline{=}}^2 b_{\underline{=}} - a_{\underline{=}} b_{\underline{=}}^2 \right]} \quad (3)$$

$n_{\underline{=}}$ = quota relativa de esferóides achatadas

z/x = relação entre eixos das esferóides alongadas (índice $\underline{=}$) e achatadas (índice $\underline{=}$)

$z = a_{\underline{=}} = b_{\underline{=}}$ = eixos de rotação das esferóides

$x = a_{\underline{=}} = b_{\underline{=}}$ = eixos secundários das esferóides

$\left(\frac{b'}{a'} \right), \left(\frac{a'}{b'} \right)$ = valores médios das relações entre eixos das elipses de corte, medidas estatisticamente no material, através de planos de corte

a', b' = eixos, grande e pequeno, respectivamente, das elipses de corte

c_D = percentagem volumétrica da fase dispersa
 N'_A = número médio de superfície de corte (pertencentes à fase dispersa) por plano de corte A

Para tal, várias hipóteses são formuladas (¹²). Assim, por exemplo, são considerados iguais entre si, os valores médios dos eixos grandes das elipses de corte das esferóides substitutas, quer sejam estas achatadas, quer sejam alongadas. Adicionalmente, a distância entre os planos de corte, ao longo do material, é mantido abaixo de certos valores limites:

$$e \leq \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\bar{b}'}{a'} \right) \cdot a_{\parallel} + \left(\frac{\bar{a}'}{b'} \right) \cdot b_{=} \right] \quad (4)$$

Os valores absolutos dos eixos grandes surgem - desconsiderados os desvios admissíveis inerentes a toda e qualquer aproximação - da equação 5, para o caso de esferóides alongadas e da equação 6, para o caso de esferóides achatadas (^{8,12}).

$$a_{\parallel} = \frac{4\bar{a}' \cdot \left(\frac{z}{x} \right)_{\parallel}}{\pi \cdot \left(\frac{a'}{b'} \right)} \quad (5)$$

$$a_{=} = \frac{4\bar{a}'}{\pi} \quad (6)$$

A partir das equações 5 e 6, uma vez conhecidas as relações entre eixos das esferóides $\left[\left(\frac{a}{b} \right)_{\parallel} = \left(\frac{z}{x} \right)_{\parallel}, \left(\frac{b}{a} \right)_{=} = \left(\frac{z}{x} \right)_{=} \right]$, torna-se possível a determinação dos valores absolutos dos eixos pequenos ($b_{\parallel}, b_{=}$). Por outro lado, a percentagem volumétrica da fase dispersa, c_D , e o número de superfícies de corte, por plano de intersecção são diretamente mensuráveis no material. As

sim, em suma, as medições na microestrutura fornecem todos os dados necessários à determinação, através da equação 1, da relação, média, entre eixos. Tal relação possibilita, com base em funções específicas de propriedades, a obtenção do fator de forma, havendo, assim, um vínculo recíproco entre a propriedade em questão e o fator de forma. Por conseguinte, o fator de forma de um mesmo material pode, por exemplo, assumir um valor para propriedades de campo e um outro para propriedades elásticas.

O fator de forma, por si só, não fornece informação suficiente sobre a efetiva geometria da partícula, o que ocorre, em contrário, com os denominados "fatores de forma diretos" na estereologia ou na metalurgia do pó. Em consequência disto, recebe a denominação de "fator de forma indireto".

O fator de orientação ($\cos^2 \alpha$) é obtido das equações:

$$\cos^2 \alpha_{\parallel} = \left[\frac{\left(\frac{z}{x} \right)^2 \cdot \left(\frac{\overline{b'}}{a'} \right)_A^2 - 1}{\left(\frac{z}{x} \right)^2 - 1} \right] \quad (7)$$

$$\cos^2 \alpha_{\perp} = \left[\frac{\left(\frac{z}{x} \right)^2 \cdot \left(\frac{\overline{a'}}{b'} \right)_A^2 - 1}{\left(\frac{z}{x} \right)^2 - 1} \right] \quad (8)$$

$\left(\frac{a'}{b'} \right)_A$, $\left(\frac{b'}{a'} \right)_A$ = valores médios das relações entre eixos das elipses de corte, medidas em cortes perpendiculares à "direção da propriedade"

onde (z/x) refere-se a esferóides alongadas, na equação 7 e a esferóides achatadas na equação 8.

Todas as equações descritas, convém uma vez mais frisar, constituem-se soluções aproximadas. Seus limites de precisão, bem como as verificações técnicas de seus termos indivi-

duais constam em alguns trabalhos realizados (8, 10, 27, 30).

2.4. RELAÇÃO ENTRE PROPRIEDADES E A MICROESTRUTURA DE MATERIAIS BIFÁSICOS

Independentemente das propriedades analisadas do material bifásico, faz-se válida a seguinte assertiva: o valor da propriedade, para qualquer concentração de fases, situa-se em um intervalo de variação, formado por duas curvas limites, entre as propriedades de suas fases. As curvas correspondem - estereologicamente - às duas microestruturas fundamentais: aos arranjos das fases em paralelo e em série. No primeiro caso, as fases apresentam-se ordenadas, uma ao lado da outra, na "direção da propriedade" e, no segundo caso, uma atrás da outra.

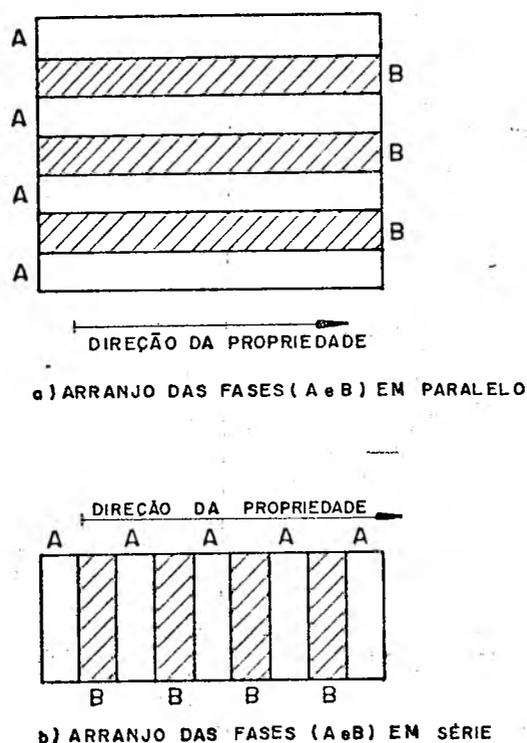


FIG. 3 - Arranjo de fases em série e em paralelo.

Para a condutibilidade térmica, as equações das curvas limites são formuladas, através das leis de Kirchhoff, para ligações em paralelo e em série. Para o módulo de Young, as curvas limites de Voigt-Reuss correspondem à mesma elongação de ambas as fases, no caso do arranjo em paralelo, e à mesma tensão, no caso do arranjo em série. A estas mesmas curvas, relaciona-se, também, o coeficiente de expansão térmica linear, já que tensões elásticas estão envolvidas (14, 31, 32).

A locação do valor da propriedade, entre as curvas limites, é estabelecida pelos fatores estereológicos da estrutura do material em análise, conforme apresenta-se esquematizado na figura 4. Assim, através de modificações de forma (por exemplo: disco → "lente" → esfera → "ovo" → bastão cilíndrico), de concentração (por exemplo: tamanho e/ou número) e de orientação (por exemplo: estatística → orientada) das partículas da fase dispersa, ocorre a variação do valor da propriedade, entre as curvas limites. É evidente que o intervalo de variação é tanto maior quanto maior for a diferença entre os valores das propriedades das fases, o que é representado, também, esquematicamente na figura 4 (curvas limites para uma grande diferença entre os valores das propriedades das fases - caso A - e, para uma pequena diferença - caso B).

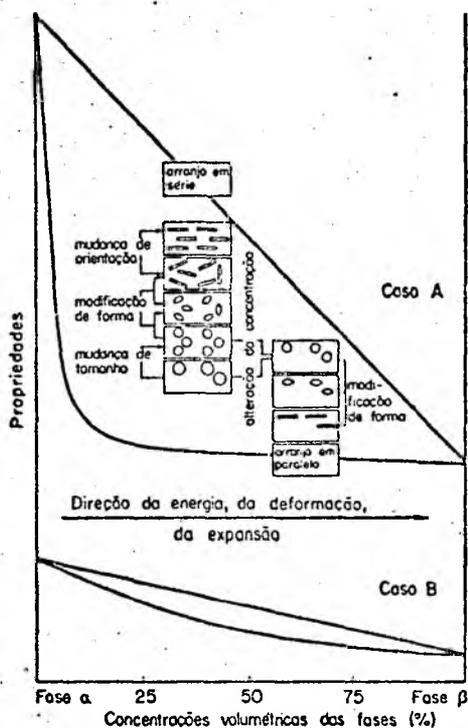


FIG. 4 - Curvas limites para as propriedades de materiais bifásicos como função da concentração e modificações da microestrutura (1).

Excluídos os casos de transição, os materiais são classificados em: materiais metálicos, materiais cerâmicos e materiais polímeros. Assim, o intervalo de variação entre as curvas limites das propriedades de um material bifásico torna-se mais amplo, quando suas fases pertencem a diferentes grupos de materiais (por exemplo, cermets) ou quando poros constituem a fase dispersa. E mais reduzido, quando as fases pertencem a um mesmo grupo de materiais (por exemplo, ligas metálicas bifásicas).

3. RELAÇÃO ENTRE A MICROESTRUTURA E A CONDUTIBILIDADE DE TÉRMICA

3.1. FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

As propriedades de campo caracterizam os comportamentos de materiais submetidos a campos térmicos, campos magnéticos, campos elétricos ou eletromagnéticos. Tal caracterização é realizada, quantitativamente, através das chamadas equações de campo, para diferentes propriedades de campo. Assim, a dedução teórica para uma determinada propriedade de campo tem validade para outras propriedades do mesmo grupo (3).

Entre a resistividade e a condutibilidade térmica, existe uma proporcionalidade inversa ($\rho = \lambda^{-1}$). O mesmo ocorre, por analogia, para outras propriedades de campo.

As curvas que delimitam o campo de variação da condutibilidade térmica de materiais bifásicos, variação esta ocasionada por modificações na microestrutura, são obtidas através da aplicação das equações de Kirchhoff, para ligações de resistências em paralelo e em série (figura 6, equações 15 e 17). E, como a diferença entre as condutibilidades térmicas das fases de materiais bifásicos pode superar a dez ordens de grandeza, o campo de variação da condutibilidade pode ser bem amplo. Em consequência, a simples indicação das curvas limites externas não se constitui, neste caso, uma informação suficiente.

Por outro lado, ligas metálicas bifásicas apresentam campos de variação da condutibilidade térmica relativamente restritos, como resultado das pequenas diferenças de valores entre as condutibilidades térmicas das fases.

Como a equação microestrutura-propriedade, para uma determinada propriedade de campo pode ser transposta a outras propriedades do mesmo grupo, conforme já citado anteriormente (capítulo 1), as equações desenvolvidas para a condutibi-

lidade elétrica são, por exemplo, diretamente aplicáveis para a condutibilidade térmica, valendo para ambos os casos a proporcionalidade inversa $\rho = \lambda^{-1}$ (ρ = resistividade, λ = condutibilidade). Em vista disso, é mantido, nesta dissertação, o estudo das deduções teóricas das equações microestrutura - resistividade elétrica, conforme orientação da literatura especializada⁽¹⁾. As equações correspondentes para a condutibilidade térmica são, contudo, apresentadas complementarmente.

Para a determinação da dependência da resistência elétrica, de um material bifásico, em relação a sua microestrutura, é pressuposta a existência de um campo eletrostático homogêneo no material monofásico^(2,3). A dispersão, neste material, de partículas de uma segunda fase - no caso da estrutura dispersa - promove o surgimento de um campo perturbado, que se sobrepõe ao campo original. Da utilização das equações de campo, para cada um destes campos, e da superposição dos mesmos, torna-se possível a obtenção do campo resultante, admitidas as seguintes condições de contorno:

- o somatório das cargas superficiais induzidas, em cada partícula da fase dispersa, é igual a zero;
- o potencial elétrico na superfície de contorno modifica-se, continuamente, ou seja, não há qualquer descontinuidade do potencial elétrico na transição da fase dispersa para a matriz.

No princípio da adição de energias fundamenta-se a superposição. Assim, a energia do campo elétrico resultante é obtida através da adição das energias dos campos elétricos superpostos.

A modificação do campo - devido às partículas da fase dispersa - é influenciada pela concentração, forma e orientação das partículas. O cálculo de tal modificação foi efetuado, para a forma esférica e baixa concentração das partículas da fase dispersa⁽²⁾, que se constitui o caso mais simples por duas razões:

- a influência da orientação é, logicamente, desconsiderável (esferas não têm orientação);

- a superposição suplementar recíproca entre os campos perturbados influenciados é desprezível, para baixas concentrações da fase dispersa (porque o alcance dos campos perturbados, neste caso, é menor do que a distância entre as partículas) (2⁸).

Para baixas concentrações (aproximadamente 10% em volume) da fase dispersa na forma de partículas esféricas, a resistividade de materiais bifásicos pode ser calculada através da equação de Maxwell (2,3):

$$\rho_C = \rho_M \frac{2 + c_D + \frac{\rho_M}{\rho_D} (1 - c_D)}{2 - 2c_D + \frac{\rho_M}{\rho_D} (1 + 2c_D)} \quad (9)$$

c = percentagem volumétrica

ρ = resistividade

Índices: C - para o material bifásico

M - para a matriz, e

D - para a fase dispersa.

A ampliação do intervalo de validade desta equação requer a consideração de contínuo quase homogêneo (4) para o material em análise. Assim, a matriz é considerada um material bifásico com baixa concentração de partículas esféricas e o campo elétrico efetivo pode ser calculado, através da equação 9. Com o acréscimo de uma pequena quantidade da fase dispersa, surge um campo resultante, cujo cálculo é obtido, também, da equação 9.

A diferenciação da equação 9 possibilita a determinação quantitativa da modificação do campo, quando de uma pequena alteração na concentração da fase dispersa. E, a integração da forma diferenciada da equação 9, entre seus limites - resistência da fase dispersa e resistência da matriz - , dá origem a chamada equação de Bruggemann (3,4,5), com a qual se tor-

na possível o cálculo da resistividade de um material bifásico, com partículas dispersas esféricas, sem limitações quanto à concentração:

$$1 - c_D = \frac{\rho_C - \rho_D}{\rho_M - \rho_D} \sqrt[3]{\left(\frac{\rho_M}{\rho_C}\right)^2} \quad (10)$$

Sob a hipótese da forma esferoidal para as partículas da fase dispersa e com a consideração quanto à sua orientação, a citada dedução foi repetida para o campo elétrico estacionário (⁵). A equação apresenta-se, inicialmente em forma de integral, na qual se pode introduzir uma determinada propriedade de campo em análise.

$$\int_0^{c_D} \frac{dc}{1-c} = - \int_{\rho_M}^{\rho_C} \frac{d\rho}{\rho \left(\frac{1}{\rho_D} - \frac{1}{\rho}\right) \left[\frac{1 - \cos^2 \alpha_D}{\frac{1}{\rho} + \left(\frac{1}{\rho_D} - \frac{1}{\rho}\right) F_D} + \frac{\cos^2 \alpha_D}{\frac{1}{\rho} + \left(\frac{1}{\rho_D} - \frac{1}{\rho}\right) (1 - 2F_D)} \right]} \quad (11)$$

Esta equação, quando calculada explicitamente(⁸), constitui-se a denominada equação genérica microestrutura-resistividade:

$$1 - c_D = \frac{\rho_C - \rho_D}{\rho_M - \rho_D} \cdot \frac{\rho_M}{\rho_C} \left[\frac{\rho_C}{\rho_M} \right] f(F_D, \cos^2 \alpha_D) \left[\frac{\rho_D + \left(\frac{1}{(1-F_D)\cos^2 \alpha_D + 2F_D(1-\cos^2 \alpha_D)} - 1 \right) \rho_C}{\rho_D + \left(\frac{1}{(1-F_D)\cos^2 \alpha_D + 2F_D(1-\cos^2 \alpha_D)} - 1 \right) \rho_M} \right]^{\psi(F_D, \cos^2 \alpha_D)} \quad (12)$$

$$f(F_D, \cos^2 \alpha_D) = \frac{F_D(1 - 2F_D)}{1 - (1 - F_D)\cos^2 \alpha_D - 2F_D(1 - \cos^2 \alpha_D)} \quad (13)$$

$$\psi(F_D, \cos^2 \alpha_D) = \frac{F_D(1 - 2F_D)}{1 - (1 - F_D)\cos^2 \alpha_D - 2F_D(1 - \cos^2 \alpha_D)} + \frac{2F_D(1 - F_D)}{(1 - F_D)\cos^2 \alpha_D + 2F_D(1 - \cos^2 \alpha_D)} - 1 \quad (14)$$

$\cos^2 \alpha$ = fator de orientação

ρ = resistividade

c = percentagem volumétrica

Índices: D - para a fase dispersa

M - para a matriz, e

C - para o material bifásico

Nestas equações, as influências da microestrutura estão quantificadas através dos fatores estereológicos de concentração, forma e orientação das partículas da fase dispersa.

O denominado fator de enteletrização constitui-se o fator de forma - indireto - para propriedades de campo⁽³³⁾. Tal fator está intimamente relacionado com o valor médio das relações entre os eixos de simetria e secundário das esferóides - representativas das partículas irregulares da fase dispersa - e pode ser calculado (figura 5)⁽³⁴⁾. Ou seja, a utilização da curva da figura 5 possibilita a determinação do fator de forma indireto, F_D , a partir da relação entre eixos z/x .

Para alguns casos, especiais e importantes, de orientação e forma, a equação 12 simplifica-se consideravelmente.

Como casos especiais de orientação, merecem menção os seguintes:

- orientação estatística (as esferóides dispersas não estão orientadas);
- completa orientação na direção do campo (todas as esferóides dispersas estão orientadas, com os seus eixos de simetria, paralelamente à direção do campo, $\cos^2 \alpha = 1$);
- completa orientação numa direção perpendicular à

direção do campo (os eixos de simetria, z , de todas as esferóides dispersas, estão orientados perpendicularmente à direção do campo; $\cos^2 \alpha = 0$).

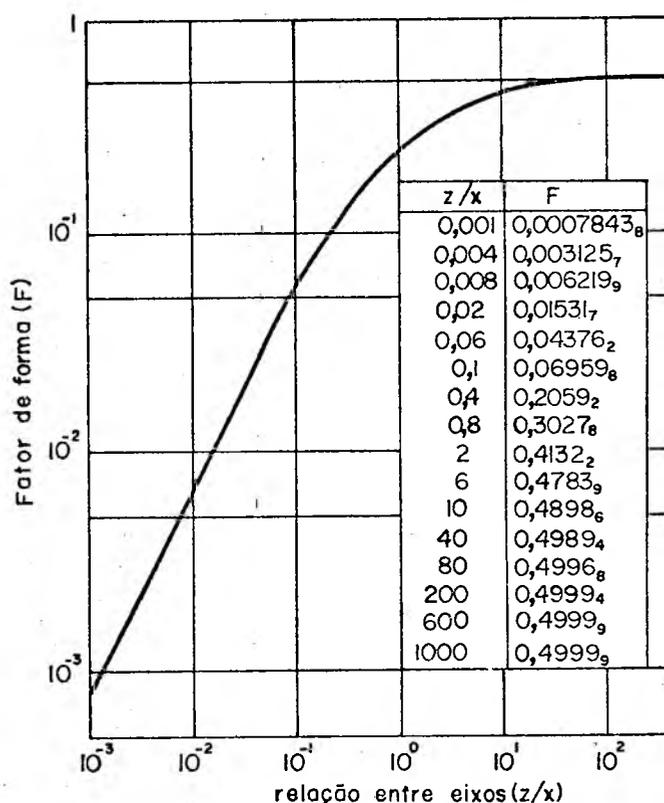


FIG. 5 - Fator de forma, indireto, para propriedades de campo, como função da relação entre eixos das esferóides.

Como casos especiais de forma podem ser citados:

- o disco cilíndrico achatado, que ocorre quando a relação entre os eixos de simetria (z) e secundário (x), das esferóides dispersas, se torna muito pequena ($F = 0$ para $(z/x) = 0$);
- a esfera, para a qual a relação entre os eixos de simetria (z) e secundário (x) das esferóides dispersas é igual a um ($F = 1/3$ para $(z/x) = 1$);

- a barra (bastão) cilíndrica, que ocorre quando a relação entre os eixos de simetria (z) e secundário (x) das esferóides dispersas se torna muito grande, isto é, ocorre no caso limite, no qual o eixo secundário torna-se "infinitamente" pequeno em confronto com o eixo de simetria, finitamente grande ($F = 1/2$ para $(z/x) = \infty$).

A figura 6, contém as expressões resultantes da equação 12, para as combinações possíveis dos casos especiais de forma e de orientação das partículas da fase dispersa (⁶), onde a resistividade (elétrica ou térmica) é substituída pelo seu inverso ($\rho = \lambda^{-1}$), ou seja, pela condutibilidade (elétrica ou térmica).

$\cos^2 \alpha$ F	0 Orientação perpendicular à direção do campo	0,33 Orientação estatística	1 Orientação na direção do campo
0 disco	$1 - c_D = \frac{\lambda_D - \lambda_C}{\lambda_D - \lambda_M}$ (arranjo em paralelo) (15)	$1 - c_D = \frac{(\lambda_D - \lambda_C) (\lambda_M + 2\lambda_D)}{(\lambda_D - \lambda_M) (\lambda_C + 2\lambda_D)}$ (16)	$1 - c_D = \frac{\lambda_D - \lambda_C}{\lambda_D - \lambda_M} \cdot \frac{\lambda_M}{\lambda_C}$ (arranjo em série) (17)
0,33 esfera	$1 - c_D = \frac{\lambda_D - \lambda_C}{\lambda_C - \lambda_M} \left(\frac{\lambda_M}{\lambda_C} \right)^{\frac{1}{3}}$ (18)		
0,5 cilindro	$1 - c_D = \frac{\lambda_D - \lambda_C}{\lambda_D - \lambda_M} \left[\frac{\lambda_M}{\lambda_C} \right]^{\frac{1}{2}}$ (19)	$1 - c_D = \frac{\lambda_D - \lambda_C}{\lambda_D - \lambda_M} \left[\frac{\lambda_M + \frac{\lambda_D}{5}}{\lambda_C + \frac{\lambda_D}{5}} \right]^{\frac{2}{5}}$ (20)	$1 - c_D = \frac{\lambda_D - \lambda_C}{\lambda_D - \lambda_M}$ (arranjo em paralelo) (21)

FIG. 6 - Casos especiais da equação genérica microestrutura - condutibilidade de materiais bifásicos com estrutura dispersa.

Os discos cilíndricos dispersos - caso extremo onde $\lim \frac{z}{x} = 0$ -, orientados perpendicularmente à direção do campo, e as barras (bastões) cilíndricas dispersas - caso extremo onde $\lim \frac{z}{x} = \infty$ -, orientadas na direção do campo, correspondem ao arranjo das fases em paralelo (equações 15 e 21, respectivamente). Por outro lado, os discos cilíndricos dispersos, orientados na direção do campo, correspondem ao arranjo das fases em série (equação 17).

Existem dois casos extremos, quanto aos valores das resistividades da matriz e da fase dispersa, a serem considerados. Da equação 12 - relação genérica entre a microestrutura e a resistividade de materiais bifásicos - surgem as expressões referentes a estes casos extremos. A primeira delas, a equação 22, aplica-se ao caso, no qual a condutibilidade da fase dispersa é muito maior do que a da matriz ($\lambda_D/\lambda_M \gg 1$) e a segunda, a equação 23, refere-se ao caso oposto ($\lambda_D/\lambda_M \ll 1$) (3,6).

$$\rho_C = \rho_M(1 - c_D) \frac{1 - \cos^2 \alpha_D}{F_D} + \frac{\cos^2 \alpha_D}{1 - 2F_D} \quad (22)$$

$$\rho_C = \rho_M(1 - c_D) \frac{1 - \cos^2 \alpha_D}{F_D - 1} - \frac{\cos^2 \alpha_D}{2F_D} \quad (23)$$

Tais equações são, em geral, consideradas boas aproximações para os casos, nos quais as diferenças entre as condutibilidades das fases ($1/\rho_M$; $1/\rho_D$) igualam ou superam a quatro ordens de grandeza. Em vista disso, podem ser seguramente aplicadas para cermetes e para materiais porosos com porosidades fechadas, na condição de fase dispersa (35,36).

A influência da estrutura cristalina e da microestrutura de cada fase, sobre as respectivas condutibilidades, é verificada em todas as equações. Assim, por exemplo, a mesma fase, em diferentes materiais bifásicos, pode apresentar dife-

rentes condutibilidades, como resultado de diferentes tamanhos dos cristais (ora finos, ora grossos) (¹⁷) (influências da microestrutura em materiais monofásicos). Em função disto, a influência das grandezas de estado é conhecida, através da condutibilidade de cada fase isoladamente. E, torna-se possível, por exemplo, o desenvolvimento de uma relação entre a condutibilidade térmica, de materiais bifásicos, e a temperatura, havendo a possibilidade desta ser introduzida nas equações 12 a 23, onde:

$$\lambda_M = \lambda_M(T); \quad \lambda_D = \lambda_D(T); \quad \lambda = \frac{1}{\rho} \quad (24)$$

O estudo até agora apresentado refere-se a materiais bifásicos, com estrutura dispersa. Um tratamento correspondente para a condutibilidade de materiais bifásicos, com estrutura contínua, é possível (^{4,8}). Problemas adicionais surgem, entretanto, como por exemplo, a necessidade do conhecimento dos fatores estereológicos de ambas as fases - agora dependentes entre si - e não só dos da fase dispersa, como é suficiente para o caso da estrutura dispersa (equação 12).

As equações desenvolvidas para materiais bifásicos, com estrutura contínua, constituem-se aproximações, geralmente insuficientes (^{6,8,86}). Vale acrescentar, outrossim, que estruturas contínuas sempre simbolizam os intervalos de concentração, para materiais bifásicos, onde ocorre a troca de matriz. Assim, a curva para a condutibilidade de um material bifásico, com estrutura contínua - como função das concentrações das fases - serve de elo entre as componentes da curva, para as condutibilidades do mesmo material, com estrutura dispersa, onde a condutibilidade da matriz é, de um lado, maior e, de outro lado, menor do que a da fase dispersa. Portanto, os valores de condutibilidades de materiais bifásicos, para estruturas contínuas, situam-se entre aqueles correspondentes às estruturas dispersas, de um lado, com matriz de maior condutibilidade do que a fase dispersa e, de outro lado, de menor condutibilidade.

Face o exposto, foi dado prioridade ao estudo das equações para a estrutura dispersa.

Valores experimentais devem, agora, ser comparados com os valores obtidos das equações microestrutura - condu-

UO ₂ -Cr	▲ (44, 45) I (46) Δ (6)
UO ₂ -Cu	■ (47)
UO ₂ -Mo	+ (18) x (46) ∇ (48) * (49)
UO ₂ -Nb	● (44, 45)
UO ₂ -Aço	□ (44, 45, 50)
UO ₂ -W	○ (48) ◇ (6)

Curva calculada - (equação 25)

A figura 7 apresenta a locação de uma série de valores experimentais de resistividades de materiais bifásicos (cermets de UO₂, com matriz metálica) relacionados àqueles da fase metálica (que constitui a matriz, em todos os ensaios). A curva teórica representada corresponde à equação 23 (particularização da equação genérica microestrutura-resistividade, para $\lambda_D/\lambda_M \lll 1$), com a consideração de forma esférica para a fase dispersa ($F_D = 0,33$; $\cos^2 \alpha_D = 0,33$):

$$\frac{\rho_C}{\rho_M} = (1 - c_D)^{-\frac{3}{2}} \quad (25)$$

Para a representação da curva da figura 8, foram utilizadas, também, as considerações de forma esférica, para a fase dispersa, e de matriz metálica, mas a curva foi calculada com a equação 18 (particularização da equação genérica microestrutura-resistividade, para esferas dispersas). A comparação com valores experimentais de diversos cermets de óxidos e de cermets WC-Ag indica que, no intervalo médio de concentrações, a microestrutura idealizada - especialmente quando da existência de uma fase metálica contínua - está mais longe da realidade do que no caso da figura 7.

Nestes dois exemplos citados, foram formuladas hipóteses, quando do cálculo da resistividade elétrica, devido à falta de dados estereológicos exatos sobre a microestrutura. A microestrutura de corpos à base de UO₂-Mo, em contrário, é, porém, conhecida de medições estereológicas em secções amplia

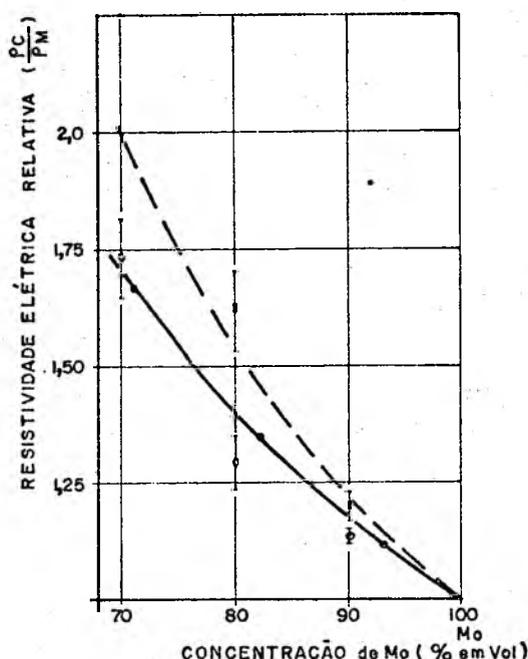


FIG. 9 - Resistividade elétrica relativa de cermetes UO_2 -Mo, com matriz de Mo e fase dispersa orientada estatisticamente.

DISCOS DE UO_2 : valores medidos $x^{(27)}$ curva calculada — (eq. 23)
 Esferas de UO_2 : valores medidos $o^{(27)}$ curva calculada — (eq. 25)

- tal como o utilizado, nesta dissertação, durante os ensaios com o ferro fundido cinzento e nodular - . Como pode ser observado, os valores medidos também estão situados dentro das curvas limites relativas aos arranjos das fases em série e em paralelo, e atestam uma razoável concordância com as curvas teóricas, obtidas da equação 18 (figura 6). Dois casos são assumidos e estudados para cada material: em um deles, o alumínio sempre é a matriz e no outro, é o composto UAl_x que se apresenta como tal.

No caso das ligas U-Al trabalhadas, que são dispersões de UAl_4 em Al, os valores medidos (figura 11) estão em concordância com a equação 19 (figura 6).

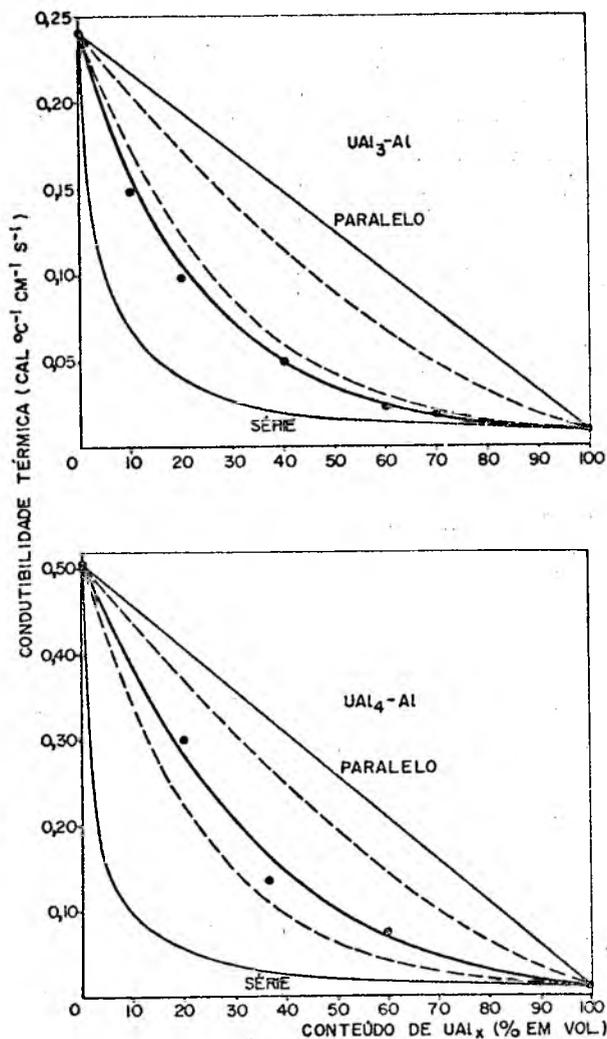


FIG. 10 - Condutibilidade térmica das dispersões UAl_3-Al e UAl_4-Al .

- Relações teóricas para matriz de UAl_x e matriz de Al, respectivamente, sendo assumida a forma esférica (eq. 18, figura 6).
- Arranjo em paralelo e em série, conforme equações 21 e 17 (figura 6).

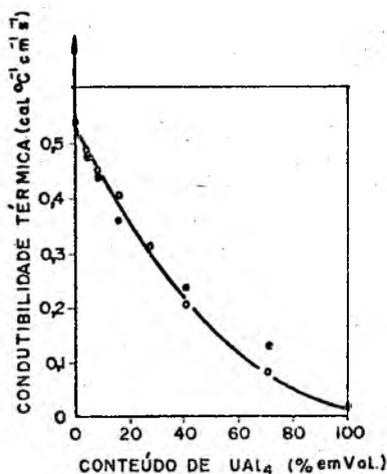


FIG. 11 - Condutibilidade térmica de dispersões UAl₄-Al a 338 K, valores, — curva calculada (equação 19), ●-ligas fundidas, ○-após tratamento térmico (893K, 5h) (⁴⁰).

3.3. ANÁLISE EXPERIMENTAL COM FERROS FUNDIDOS CINZENTO E NODULAR, FERRÍTICOS

3.3.1. GENERALIDADES (⁴¹)

Dentre os diversos métodos existentes para a determinação da condutibilidade de materiais sólidos, pode ser feita menção ao desenvolvido por Schroeder (⁴²).

De acordo com este método, um certo material pode ter a sua condutibilidade térmica determinada através de mera medição do tempo necessário para a condensação de determinado volume de um líquido, que se vaporiza em consequência do calor recebido do corpo de prova em análise.

Melhor explicando, o corpo de prova é posicionado de modo a servir de conexão térmica entre dois líquidos, previamente selecionados, cujas temperaturas de ebulição apresentem uma determinada diferença entre si. O calor advindo da fervura do líquido de maior temperatura de ebulição flui através do

corpo de prova, produzindo ebulição e conseqüente vaporização do segundo líquido. A velocidade de uma subsequente condensação do vapor produzido constitui-se um dos parâmetros, principais, paralelamente às dimensões do corpo de prova, no cálculo da condutibilidade térmica do material em análise.

Este princípio básico do método desenvolvido por Schroeder é utilizado no condutômetro térmico COLORA, aparelho usado durante a realização dos ensaios.

3.3.2 PRINCÍPIO DE MEDIÇÃO DA CONDUTIBILIDADE TÉRMICA

(⁴², ⁴³)

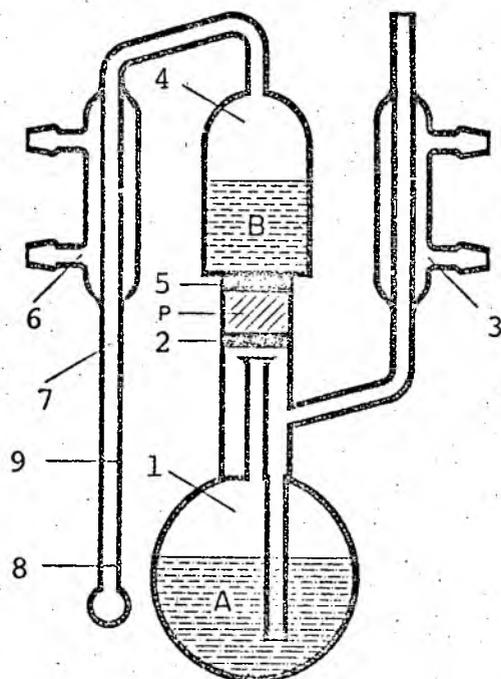


FIG. 12 - Princípio de medição da condutibilidade térmica, através do condutômetro Colora (⁴¹)

A figura 12 sintetiza o princípio básico de medição da condutibilidade térmica, através do condutômetro Colora.

Um líquido puro A, contido num recipiente infe-

rior (1), é submetido a um aquecimento que o leva a atingir a sua temperatura de ebulição. O vapor resultante, que incide no disco de prata 2, se condensa no elemento 3 (retornando ao recipiente inferior 1), mantém o referido disco a uma temperatura sempre igual a de ebulição do líquido A.

Um outro líquido puro (B), de temperatura de ebulição 10 a 20^oK inferior a do líquido A, é introduzido em um recipiente superior 4, cuja base é constituída por outro disco de prata (5).

O calor que flui do disco 2 para o disco 5, através do corpo de prova P, cilíndrico, posicionado entre os dois discos, produz ebulição do líquido B. Como resultado, o disco 5 permanece sempre à temperatura de ebulição do líquido B e o gradiente de temperatura entre os dois discos, $T_A - T_B$, mantém-se constante.

O vapor do líquido B sofre condensação no elemento 6, sendo coletado na bureta 7.

O regime permanente da transferência de calor através do corpo de prova é alcançado quando o volume do condensado atinge a linha 8 da bureta 7, momento em que é efetuado o acionamento do cronômetro.

O cálculo da condutibilidade térmica do material do corpo de prova torna-se possível com a cronometragem do tempo necessário para a condensação de 1 ml (volume da bureta, compreendido entre as linhas 8 e 9) de vapor do líquido B. Assim:

$$\lambda = \frac{Q}{t(T_A - T_B)} \frac{H}{S} \quad (26)$$

onde: λ = condutibilidade térmica, em cal/cm.s.^oK

Q = calor de vaporização para 1 ml do líquido B, em calorias.

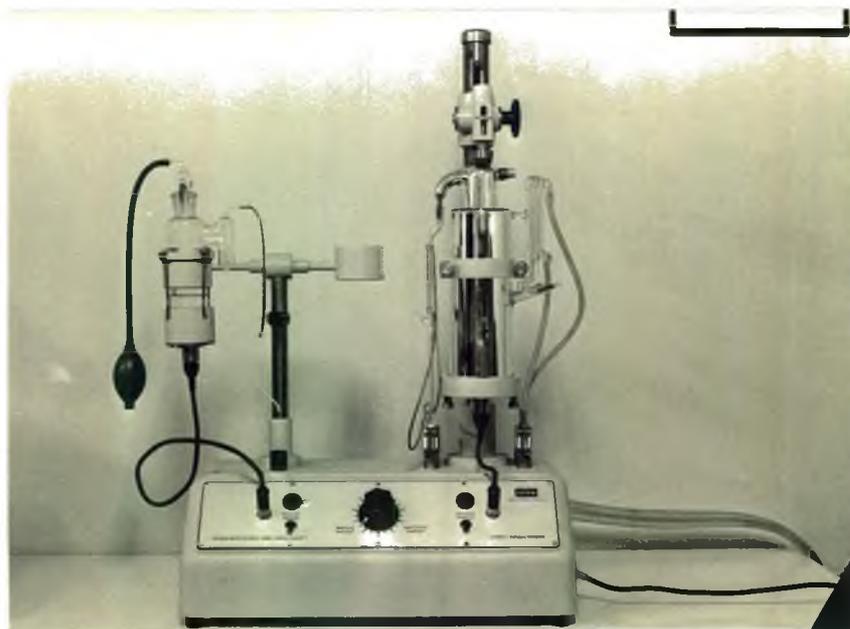
t = tempo para a condensação de 1 ml do líquido B, em segundos.

$T_A - T_B$ = diferença entre as temperaturas de ebulição dos dois líquidos, em ^oK.

H = altura do corpo de prova, em cm.

S = secção transversal do corpo de prova, em cm².

3.3.3. VISTA DO CONDUTÔMETRO TÉRMICO COLORA DBP 1145825



3.3.4. LEVANTAMENTO DA CARACTERÍSTICA DO CONDUTÔMETRO (⁴¹)

A obtenção de resultados confiáveis com o condutômetro Colora tem como requisito imprescindível o conhecimento, para um dado par de líquidos A-B, do comportamento do aparelho, ou seja, do traçado do diagrama "Resistência térmica \times Tempo necessário para a condensação de 1 ml do líquido B". Tal conhecimento, torna-se possível, através de ensaios com corpos de prova, cujas condutibilidades térmicas, para diversas temperaturas, sejam conhecidas com boa margem de precisão.

Assim, por exemplo, a seleção do par de líquidos água-tricloroetileno e o ensaio com diversos corpos padrões - de remanit e contimet, de dimensões distintas, fornecidos pelo fabricante do condutômetro - permitem o levantamento dos dados anotados na tabela 1. Desta forma, o conhecimento do valor de Q (equação 26) é dispensável.

TAB. 1 - CARACTERÍSTICA DO CONDUTÔMETRO TÉRMICO COLORA DBP
1145825

OBSERVAÇÕES GERAIS:

a) PAR DE LÍQUIDOS: A - Água destilada (temperatura de ebulição = 100°C).

B - Tricloroetileno (temperatura de ebulição = 87°C).

b) TEMPERATURA DE REFERÊNCIA: $T_M = (100 + 87)/(2) = 93,5^\circ\text{C}$

c) CONDUTIBILIDADE TÉRMICA NA TEMPERATURA DE REFERÊNCIA:

$$\lambda_{\text{REMANIT}} = 5,4108 \times 10^{-2} \text{ cal/cm.s.}^\circ\text{K}$$

$$\lambda_{\text{CONTIMET}} = 17,5875 \times 10^{-3} \text{ cal/cm.s.}^\circ\text{K}$$

d) RESISTÊNCIA TÉRMICA NA TEMPERATURA DE REFERÊNCIA:

$$R = \frac{(4) (H)}{(\lambda) (\pi) (D^2)}$$

e) NOTAS:

(1) Remanit e Contimet são especificações alemãs para aços liga ferrosos.

(2) Fórmula química do tricloroetileno: $\text{ClCH}=\text{CCl}_2$

(3) Índices na numeração dos corpos de prova: R = Remanit
C = Contimet

CORPO DE PROVA	ALTURA H (cm)	DIÂMETRO D (cm)	RESIST. TÉRMICA R (s ^o K/cal)	TEMPO t(s) PARA A CONDENSAÇÃO DE 1 ml DE TRICLOROETILENO.										desvio s _t
				t ₁	t ₂	t ₃	t ₄	t ₅	t ₆	t ₇	t ₈	t _{médio}		
1 _R	0,702	1,798	5,1098	84	85	80	83	81	83	77	79	81,50	2,73	
2 _R	1,402	1,798	10,2052	116	118	117	114	115	117	116	117	116,25	1,28	
3 _R	2,099	1,798	15,2786	150	153	154	154	155	156	160	161	155,38	3,62	
4 _R	2,800	1,798	20,3812	206	202	203	202	203	210	210	206	205,25	3,33	
1 _C	0,499	1,800	11,1496	129	129	130	130	133	134	133	134	131,50	2,20	
2 _C	0,999	1,800	22,3216	239	241	238	239	238	239	238	239	238,88	0,99	
3 _C	1,499	1,800	33,4937	318	316	317	319	316	318	311	314	316,13	2,59	
4 _C	2,000	1,800	44,6880	422	424	423	425	422	425	426	427	424,25	1,83	

Uma vez compilados os valores dos tempos necessários para a condensação de 1 ml de tricloroetileno, correspondentes às resistências térmicas dos corpos padrões disponíveis, torna-se possível, por regressão linear, a determinação da inter-relação $R = R(t)$, a qual constituir-se-á um parâmetro constante para uma série de ensaios com o condutômetro Colora.

Para ensaios realizados, de acordo com as características apresentadas na tabela 1, surge a seguinte expressão para a correspondência entre tempos (dispendidos na condensação de 1 ml de tricloroetileno) e resistências térmicas:

$$R = 0,1144t - 3,535 \quad (27)$$

onde: $[R] = \text{s.}^\circ\text{K/cal}$
 $[t] = \text{s}$

(A análise de erros não foi procedida, neste e nos demais ensaios, para evitar custos altos ao trabalho).

3.3.5. PREPARAÇÃO DOS CORPOS DE PROVA

O material, objeto de análise (fornecido pela Fundação Tupy S.A., na forma de tarugos de diâmetros entre 26 e 27 mm e comprimentos próximos a 300 mm), de acordo com o certificado de análise química expedido, apresenta as seguintes especificações:

- a) Composição química do ferro fundido cinzento ferrítico.

TAB. 2

ELE- MEN- TOS TARUGOS	C	Si	Mn	S	P
1	3,89	1,78	0,39	0,10	0,055
2	3,81	1,80	0,38	0,10	0,055
3	3,55	1,80	0,38	0,10	0,055
4	3,26	1,78	0,38	0,10	0,055
5	2,98	1,81	0,38	0,10	0,055

(percentuais em peso)

b) Composição química do ferro fundido nodular ferrítico.

TAB. 3

ELEMEN- TARUGOS	C	Si	Mn	S	P
N1	3,10	2,68	0,21	0,019	0,036
N2	3,27	2,63	0,21	0,018	0,036
N3	3,52	2,75	0,21	0,018	0,036
N4-N5	3,72	2,75	0,21	0,016	0,036
N6-N7	3,82	2,73	0,21	0,015	0,036

(percentuais em peso)

(as micrografias são apresentadas na página a seguir).

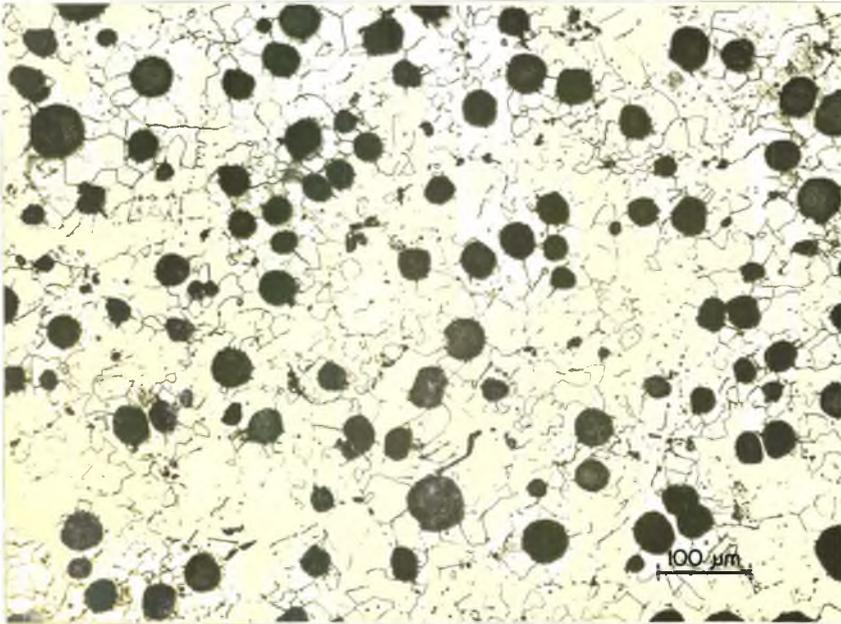
Os corpos de prova para os ensaios de determinação da condutibilidade térmica são obtidos dos tarugos. A seleção das dimensões dos corpos de prova foi procedida, tendo em vista, de um lado, a necessidade de provimento de um suficiente fluxo de calor através dos corpos, durante os ensaios e, de outro lado, a garantia de uma ebulição não violenta do tricloroetileno. Em suma, por recomendações contidas no catálogo do condutômetro Colora, a seleção das dimensões dos corpos de prova foi procedida, de modo a garantir, para a condensação de 1 ml de tricloroetileno, um tempo sempre compreendido entre 80 (oitenta) e 1000 (mil) segundos, assegurando, desta forma, a eliminação de prejuízos consideráveis na pauta de precisão das medições.

Em função das citadas limitações, a opção dirigiu-se para corpos de prova cilíndricos, de diâmetros e alturas nominais de 17,5 mm e 20 mm, respectivamente.

Outrossim, com o intuito de uma minimização das resistências de contato entre os corpos de prova e os discos de prata (elementos 35 e 39, conforme a figura 12), as superfícies planas extremas dos corpos foram submetidas a uma operação de polimento, sendo assegurado, ainda assim, um suficiente parale-



Material: Ferro fundido cinzento ferrítico
Ataque: Nital - 2%



Material: Ferro fundido nodular
Ataque: Nital - 2%

lismo entre as mesmas.

Complementarmente, foram conferidos aos corpos de prova, números característicos de identificação, constantes de dois dígitos:

- o primeiro dígito, como indicador do tipo e da composição química do material do corpo de prova
- o segundo dígito, como indicador específico do corpo de prova, dentre os corpos de mesmo tipo e mesma composição química.

(Para os corpos de prova de ferro fundido nodular, existe um N adicional, precedendo o primeiro dígito)

3.3.6. COLETÂNEA DE DADOS

Com a obtenção do diagrama característico - curva "resistência térmica \times tempo necessário para a condensação e conseqüente coleta de 1 ml do líquido B na bureta 42 (conforme a figura 12)" - o condutômetro Colora, tipo DBP 1145825, torna-se passível de utilização na determinação das condutibilidades térmicas dos corpos de prova disponíveis, de diferentes composições químicas e formas de grafita.

A utilização do condutômetro supracitado fundamenta-se - uma vez atingido o regime permanente de transferência de calor do líquido A para o líquido B, ambos nas suas respectivas temperaturas de ebulição - na medição de tempo dispendido para a condensação de 1 ml do líquido B.

Assim, a compilação dos tempos para a condensação (uma vez mantido o mesmo par de líquidos, utilizado durante o levantamento do diagrama de calibragem do condutômetro) e a medição das dimensões (diâmetros e alturas) dos corpos de prova possibilitam o cálculo das correspondentes condutibilidades térmicas.

Por exemplo, para o par de líquidos água-tricloroetileno, o condutômetro Colora possibilita o cálculo de condutibilidades térmicas, por intermédio da seguinte expressão:

$$\lambda = \frac{(H)}{(0,1144t - 3.535) (S)} \quad (28)$$

- onde:
- λ = condutibilidade térmica do material
(cal/cm.s.^oK)
 - H = altura do corpo de prova (cm)
 - t = tempo dispendido para a condensação de 1 ml de tricloroetileno (s), dado obtido do condutômetro
 - S = área da secção transversal do corpo de prova, constante ao longo de sua altura (cm²)
 - R = (= 0,1144t - 3,535) = resistência térmica do corpo de prova (s.^oK/cal)

A tabela 4 resume os tempos compilados, as dimensões medidas e as condutibilidades térmicas calculadas (para o par de líquidos água-tricloroetileno), relativas aos corpos de prova de diferentes formas de grafita e composições químicas.

3.3.7. COMPARAÇÃO ENTRE VALORES EXPERIMENTAIS E VALORES CALCULADOS

Na figura 33, valores experimentais, para a condutibilidade térmica - obtidos de ensaios próprios, realizados com corpos de prova de ferro fundido cinzento e ferro fundido nodular, ambos com matriz ferrítica - , são comparados com curvas teóricas.

A locação dos valores experimentais para a condutibilidade térmica (obtidos da utilização do condutômetro Colora 1145825) é procedida com o auxílio das tabelas 2, 3 e 4. Assim, as ordenadas do gráfico (valores experimentais para a condutibilidade térmica) são extraídas da tabela 4 e as abcissas (concentrações de grafita, convertidas para cifras volumétricas), das tabelas 2 e 3.

As curvas teóricas são obtidas das equações 16 e

TAB. 4 - CONDUTIBILIDADES TÉRMICAS ATRAVÉS DO CONDUTÔMETRO COLORA DBP 1145825

CORPO DE PROVA	MATERIAL	ALTURA E (cm)	DIÂMETRO D (cm)	ÁREA TRANSV. (cm ²)	TEMPO P/CONDENSAÇÃO DE 1 ml DE TRICLOROETILENO						CONDUTIBILIDADE TÉRMICA (cal/cm.s. °K)							
					t ₁	t ₂	t ₃	t ₄	t ₅	t ₆	λ ₁	λ ₂	λ ₃	λ ₄	λ ₅	λ ₆	λ _{médio}	s _λ
11	C	1,954	1,752	2,411	87	85	86	86	88	87	0,1263	0,1310	0,1286	0,1286	0,1241	0,1263	0,1275	0,0024
21	C	1,955	1,754	2,416	88	88	87	89	88	89	0,1239	0,1239	0,1261	0,1217	0,1239	0,1217	0,1235	0,0017
31	C	1,955	1,751	2,408	89	90	88	89	87,5	-	0,1221	0,1201	0,1243	0,1221	0,1254	-	0,1226	0,0018
41	C	1,952	1,753	2,414	104	103	95	94	91	93	0,0967	0,0980	0,1103	0,1120	0,1176	0,1138	0,1081	0,0086
51	C	1,954	1,747	2,397	104	105	103	102	101	101	0,0975	0,0962	0,0988	0,1002	0,1017	0,1017	0,0993	0,0022
N71	N	1,998	1,747	2,397	125	124	125	124	124	124	0,0774	0,0783	0,0774	0,0783	0,0783	0,0783	0,0780	0,0005
N61	N	1,997	1,748	2,401	125	124	125	125	124	125	0,0773	0,0781	0,0773	0,0773	0,0781	0,0773	0,0776	0,0004
N51	N	1,998	1,749	2,403	125	127	127	126	127	126	0,0773	0,0756	0,0756	0,0764	0,0756	0,0764	0,0762	0,0007
N41	N	1,997	1,743	2,385	125	126	126	126	127	127	0,0777	0,0769	0,0769	0,0769	0,0761	0,0761	0,0768	0,0006
N31	N	1,998	1,743	2,387	127	127	129	128	128	126	0,0762	0,0762	0,0746	0,0754	0,0754	0,0770	0,0758	0,0008
N21	N	1,997	1,742	2,384	127	125	126	127	125	127	0,0762	0,0778	0,0770	0,0762	0,0778	0,0762	0,0769	0,0008
N11	N	1,997	1,752	2,412	128	130	128	128	126	128	0,0746	0,0731	0,0746	0,0746	0,0761	0,0746	0,0746	0,0009

OBSERVAÇÕES GERAIS: a) PAR DE LÍQUIDOS: A - Água destilada (temperatura de ebulição = 100°C)

B - Tricloroetileno (temperatura de ebulição = 87°C)

$$b) \text{ CÁLCULO DA CONDUTIBILIDADE TÉRMICA: } \lambda = \frac{(H)}{(R)(S)} = \frac{(H)}{(0,1144t - 3,535)(S)}, \text{ onde } S = \frac{(\pi)(D^2)}{(4)}$$

c) NOMENCLATURA: C = ferro fundido cinzento ferrítico; N = ferro fundido nodular; s_λ = desvio padrão das condutibilidades térmicas (cal/cm.s. °K)

18 (figura 6). Ou seja, para a comparação entre valores experimentais e valores teóricos, é assumido, com base na microestrutura presente, que as partículas de grafita, no ferro fundido cinzento, apresentam-se sob a forma de discos, estatisticamente orientados, e que, no ferro fundido nodular, as partículas de grafita apresentam-se sob a forma de esferas.

Sendo tomados valores médios da literatura (^{114, 115, 116, 117}), para as condutibilidades térmicas das fases ($\lambda_{\text{ferrita}} = 0,064 \text{ cal.s}^{-1}.\text{cm}^{-1}.\text{K}^{-1}$; $\lambda_{\text{grafita}} = 0,268 \text{ cal.s}^{-1}.\text{cm}^{-1}.\text{K}^{-1}$), uma considerável concordância é verificada entre os valores experimentais e a curva teórica, para o ferro fundido nodular ferrítico. Para o ferro fundido cinzento ferrítico, entretanto, parece, à primeira vista, não haver uma concordância aceitável entre os valores experimentais e a curva teórica. Isto pode ser justificado pela expressiva influência de silício sobre a condutibilidade térmica da matriz ferrítica. Por exemplo, a inclusão de 1% (em peso) de silício, na ferrita, reduz a condutibilidade térmica em 50% e a inclusão de 2% (em peso), em 64% (¹). Assim, como ambas as curvas teóricas da figura 33 foram calculadas para uma mesma condutibilidade térmica da matriz (igual a da matriz ferrítica - com 2,7%, em peso, de silício, aproximadamente - do ferro fundido nodular), torna-se explicável a locação dos valores experimentais, para o ferro fundido cinzento, acima da curva teórica correspondente, já que, neste caso, a matriz ferrítica (com 1,8%, em peso, aproximadamente, de silício) apresenta, na realidade, uma maior condutibilidade térmica do que aquela do ferro fundido nodular.

A fragilidade da assunção feita (forma de discos, estatisticamente orientados, para as partículas de grafita) constitui um outro fator responsável pela divergência entre valores experimentais e a curva teórica, para o caso do ferro fundido ferrítico cinzento.

As setas apresentadas, junto à curva teórica obtida da equação 16 (para partículas dispersas, sob forma de discos, estatisticamente orientados), indicam que, se a citada curva for calculada para o conteúdo de silício que efetivamente e-

xiste na matriz ferrítica (1,8%, em peso, aproximadamente) do ferro fundido cinzento, haverá uma melhor concordância entre os valores experimentais e a curva teórica, para tal ferro fundido.

No mais, destaque-se a confirmação do previsto pela teoria: para concentrações de carbono iguais, o ferro fundido cinzento ferrítico apresenta maiores valores para a condutibilidade térmica do que o ferro fundido nodular ferrítico.

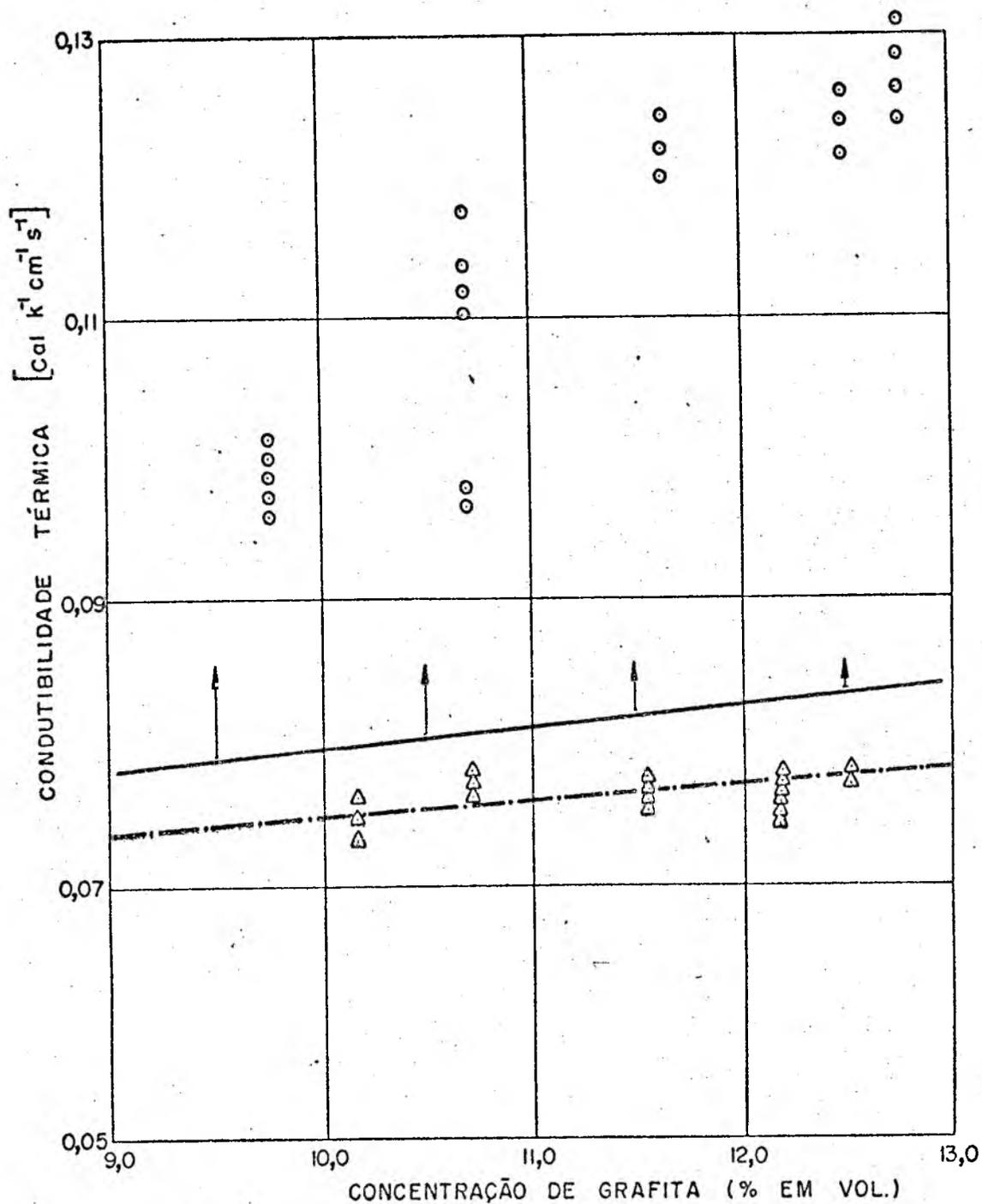


FIG. 33 - Condutibilidade térmica em função da concentração de grafita.

Valores experimentais:

- Ferro fundido cinzento ferrítico o
- Ferro fundido nodular ferrítico Δ

Curvas calculadas:

Para partículas dispersas esféricas ----- (equação 18, figura 6);
 Para partículas dispersas, sob forma de discos, estatisticamente orientados ——— (equação 16, figura 6); $\lambda_M = 0,064$ cal/s.cm.K (matriz: ferrita); $\lambda_D = 0,268$ cal/s.cm.K (fase dispersa: grafita)

4. RELAÇÃO ENTRE A MICROESTRUTURA E O MÓDULO DE YOUNG

4.1. FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

Nas equações que relacionam a microestrutura e as propriedades de campo, existem parâmetros, através dos quais, a influência da microestrutura é evidenciada. Tais parâmetros - denominados fatores estereológicos - representam as influências das concentrações de fases, da forma e da orientação das partículas da fase dispersa sobre as propriedades de materiais bifásicos. Em materiais reais, estes parâmetros podem ser determinados, com suficiente aproximação, de dados da análise estereológica da microestrutura.

Em princípio, estes três fatores estereológicos são também responsáveis pela influência da microestrutura sobre o módulo de Young de materiais bifásicos: em um material monofásico, submetido a uma força unidimensional, reina um estado homogêneo de tensão e deformação, o qual experimenta alterações, quando uma segunda fase é dispersa no material. Face às diferentes constantes elásticas, a fase dispersa não suporta, assim, as mesmas tensões da matriz e, em consequência, surge uma distribuição de tensões heterogênea em ambas as fases (figura 13a). Conforme hipótese assumida, não ocorre rompimento na interface, e ambas as fases apresentam um comportamento elástico linear. No caso extremo dos poros, as tensões que atuariam no volume "ocupado" pelos mesmos - caso este fosse efetivamente preenchido por um dado material (fase dispersa) - passam a ser suportadas pela matriz (figura 13 b).

As concentrações de tensões, resultantes da inclusão da fase dispersa, dependem - como comprovam os cálculos teóricos de elasticidade e as medições óticas de tensões (60,61, 62,63,64,65,66,67) - da concentração, da forma e da orientação - em

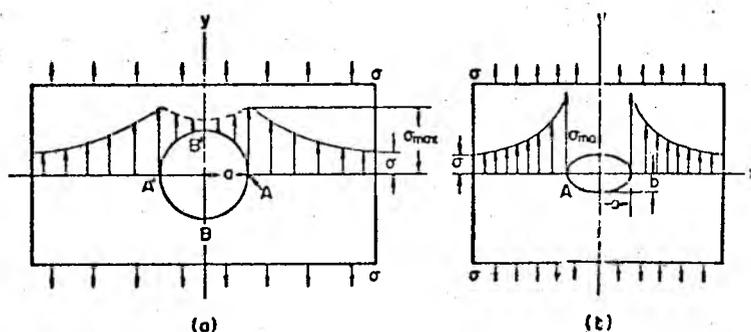


FIG. 13 - Concentrações de tensões: a) devido a uma partícula dispersa esférica; b) devido a um poro esferoidal⁽¹⁾.

relação ao campo - das partículas da fase dispersa, assim como das constantes elásticas (módulo de compressão K , módulo de cisalhamento G , módulo de Young E e coeficiente de Poisson ν) da matriz e da fase dispersa.

As concentrações de tensões são máximas em B' (eixo vertical, figura 13a), quando as partículas da fase dispersa são elasticamente mais "duras" ($E_D > E_M$) do que a matriz, e, máximos em A', A (eixo horizontal, figura 13a), quando as partículas da fase dispersa são elasticamente mais "moles" ($E_D < E_M$) do que a matriz. E, quanto maior a distância a partir da superfície limite entre as fases, mais reduzidas se tornam as tensões, as quais atingem o valor da tensão normal, a uma distância de três a quatro vezes o raio da partícula dispersa.

O conceito de fatores estereológicos, em equações microestrutura-propriedades, é fundamentado na hipótese, segundo a qual os fatores são obtidos da dedução de tais equações, como função de parâmetros microestruturais variáveis e mensuráveis. Para as propriedades de campo, esta hipótese é satisfeita nas condições de contorno: verificação da validade do princípio da continuidade e da premissa do valor médio e constatação da existência de estrutura dispersa. Contudo, para a dedução de uma relação quantitativa entre o módulo de Young e a microestrutura de materiais bifásicos, não é utilizada a premissa, segundo a qual os chamados fatores estereológicos são obtidos

de parâmetros microestruturais mensuráveis. Em lugar disto, informações estatísticas - resultantes de medições com sistemas de um, dois, três ou n pontos - são reunidas nas chamadas "funções de correlação". Nestas, os fatores estereológicos são correlacionados com informações - obtidas dos pontos de medição - sobre a frequência de aparecimento de uma certa tensão e respectiva deformação. O tratamento estatístico de tais funções de correlação fornece duas soluções (^{19,20,68,69}), das quais são obtidos os valores limites máximo e mínimo, entre os quais situa-se o módulo de Young do material bifásico. As sucessões de valores limites, para todas as concentrações de fases, possíveis, de um material bifásico resultam nas curvas limites, as quais situam-se tanto mais próximas entre si, quanto maior for o número de informações sobre a microestrutura, ou seja, quanto mais estas confirmarem a homogeneidade, a isotropia, ou a desordem da estrutura do material (boudprinciple).

O conteúdo de informações, que serve de base para as curvas limites, é estabelecido por meio do sistema de medição de um, dois ou mais pontos e é expresso através do denominado "número de ordem". O número de ordem um corresponde, por exemplo, ao caso em que as curvas limites são as relativas aos arranjos das fases em paralelo e em série.

Para o arranjo em paralelo, no caso de um estado de tensão uni-axial elástica, ocorre uma mesma intensidade de deformação em ambas as fases. Tal arranjo corresponde à curva limítrofe superior, de primeira ordem, para o módulo de Young de um material bifásico (^{14,16}):

$$E_C = c_2 \cdot E_2 + c_1 \cdot E_1 \quad (29)$$

- E_C = módulo de Young do material bifásico;
 E_1, E_2 = módulos de Young das fases 1 e 2, respectivamente;
 c_1, c_2 = percentagens volumétricas das fases 1 e 2, respectivamente.

O arranjo das fases em série, por outro lado, implica em igualdade de tensão em ambas as fases e corresponde à curva limítrofe inferior, de primeira ordem, para o módulo de Young de um material bifásico ^(14, 15):

$$E_C = \frac{E_1 \cdot E_2}{c_2 \cdot E_1 + c_1 \cdot E_2} \quad (30)$$

Para outros módulos elásticos (G, K), são válidas, exatamente, as mesmas relações, nas quais os módulos de Young são substituídos, nas equações 29 e 30, pelos módulos de cisalhamento (G) e de compressão (K) ⁽³¹⁾.

As curvas limítrofes de segunda ordem, para o módulo de Young de materiais bifásicos, com estrutura dispersa, são obtidas da resolução das funções de correlação correspondentes:

$$E_C = \frac{9G_C \cdot K_C}{3K_C + G_C} \quad (31)$$

$$K_C = \frac{E_D}{3(1 - 2\nu_D)} + \left[\frac{1 - c_D}{3(1 - 2\nu_M)(1 - 2\nu_D)} + \frac{c_D(1 - 2\nu_D)(1 + \nu_D)}{E_D(1 - \nu_D)} \right] \frac{E_M(1 - 2\nu_D) - E_D(1 - 2\nu_M)}{E_M(1 + \nu_D) - E_D(1 + \nu_M)} \quad (32)$$

$$G_C = \frac{E_D}{2(1 + \nu_D)} + \frac{1 - c_D}{\frac{2(1 + \nu_M)(1 + \nu_D)}{E_M(1 + \nu_D) - E_D(1 + \nu_M)} + \frac{4c_D(4 - 5\nu_D)(1 + \nu_D)}{15E_D(1 - \nu_D)}}$$

para o limite superior ^(17, 18) e,

$$K_C = \frac{E_M}{3(1-2\nu_M)} + \frac{c_D}{\frac{3(1-2\nu_D)(1-2\nu_M)}{E_D(1-2\nu_M) - E_M(1-2\nu_D)} + \frac{(1-c_D)(1-2\nu_M)(1+\nu_M)}{E_M(1-\nu_M)}} \quad (33)$$

$$G_C = \frac{E_M}{2(1+\nu_M)} + \frac{c_D}{\frac{2(1+\nu_D)(1+\nu_M)}{E_D(1+\nu_M) - E_M(1+\nu_D)} + \frac{4(1-c_D)(4-5\nu_M)(1+\nu_M)}{15E_M(1-\nu_M)}}$$

para o limite inferior (¹⁷)

K_C, G_C = módulos de compressão e de cisalhamento, respectivamente, do material bifásico

E_C, E_M, E_D = módulos de Young do material bifásico, da matriz e da fase dispersa, respectivamente

c_D = concentração volumétrica da fase dispersa

a, b = eixos grande e pequeno, respectivamente, das esferóides dispersas

ν_C, ν_M, ν_D = coeficientes de Poisson do material bifásico, da matriz e da fase dispersa, respectivamente

Vale acrescentar, outrossim, que também foram deduzidas equações para as curvas limítrofes de terceira ordem (^{19,20,128}). Como, todavia, informações suficientes podem ser obtidas de análises microestruturais estereológicas, não deve ser aguardada uma determinação mais concisa do módulo de Young de materiais bifásicos, por intermédio de curvas limítrofes estatísticas de maiores ordens.

Para a dedução de relações microestrutura-módulo de Young, nas quais estão presentes parâmetros determináveis através de análises microestruturais estereológicas, a superposição de dois campos tensão-deformação é adotada:

- um campo tensão-deformação, homogêneo, "externo", na fase dispersa e na matriz;
- um campo suplementar, homogêneo nas partículas da fase dispersa e não homogêneo na matriz; nesta última, o campo decresce, continuamente, em intensidade, com o aumento da distância referida à superfície limite das fases, chegando a um completo desaparecimento.

As condições de contorno para a resolução da relação tensão-deformação, uma vez admitida a ocorrência de uma superposição de campos, consistem nas seguintes:

- o somatório das forças transmitidas através da superfície limítrofe entre fases é igual a zero;
- o "vetor deslocamento" - parâmetro indicador da direção do deslocamento de um determinado ponto, em estudo, quando da ocorrência de uma dada deformação - deve transpor a superfície limítrofe entre fases, sem qualquer descontinuidade.

Tal como para o caso, já mencionado, das propriedades de campo, o princípio da adição de energias também serve, aqui, de base para a superposição. Assim, por exemplo, a energia do campo tensão-deformação, elástico, resultante, é obtida da adição das energias dos campos superpostos.

A superposição de campos engloba a distribuição de tensões e possibilita o cálculo de uma tensão média, e correspondente deformação média, para um material bifásico (hipótese do contínuo tensão-deformação quase homogêneo). O estudo é dirigido, inicialmente, para determinadas formas de esferóides e para uma orientação estatística. Além disso, é pressuposta uma baixa concentração da fase dispersa, uma vez que o cálculo não prevê a superposição de concentrações de tensões de partículas diferentes da fase dispersa. Deste modo, o módulo de Young é obtido da relação tensão-deformação para o material bifásico, como função das constantes elásticas das fases, se asseguradas as hipóteses assumidas (pequena concentração, forma esferoidal e orientação estatística para as partículas da fase dispersa) (17, 18, 31, 71).

MÓDULOS DE COMPRESSÃO E DE CISLHAMENTO DO MATERIAL BIFÁSICO							
discos cilíndricos orientados estatisticamente	(34) $K_C = \frac{E_D}{3(1-2\nu_D)} \frac{E_D(1-\nu_D)(E_D(1-2\nu_M) - E_M(1-2\nu_D))}{3E_D(1-2\nu_D)(1-\nu_D)(1-2\nu_M) - \nu_D(1-2\nu_D)(E_D(1-\nu_D)(E_D(1-2\nu_M) - E_M(1-2\nu_D)))}$						
	(35) $G_C = \frac{E_D}{2(1+\nu_D)} \frac{15E_D(1-\nu_D)(1-\nu_D)(E_D(1+\nu_M) - E_M(1+\nu_D))}{30E_D(1+\nu_D)(1-\nu_D)(1+\nu_M) - 4\nu_D(1+\nu_D)(4-5\nu_D)(E_D(1+\nu_M) - E_M(1+\nu_D))}$						
esferas	(36) $K_C = \frac{4G_C(E_D\nu_D(1-2\nu_M) + E_M(1-\nu_D)(1-2\nu_D)) + E_D E_M}{12G_C(1-2\nu_M)(1-2\nu_D) + 3E_M\nu_D(1-2\nu_D) + 3E_D(1-\nu_D)(1-2\nu_M)}$						
	(37) $G_C = \frac{E_M(3-5\nu_D)}{12(1+\nu_M)} \sqrt{\frac{E_D E_M}{6(1+\nu_D)(1+\nu_M)} + \frac{E_M(3-5\nu_D)}{12(1+\nu_M)} \frac{E_D(2-5\nu_D)}{12(1+\nu_D)^2}}$						
bastões cilíndricos orientados estatisticamente	(38) $K_C = \frac{E_D}{3(1-2\nu_D)} \frac{(1-\nu_D)(E_D(1+\nu_C) + E_C(1-2\nu_D)(1+\nu_D))(E_D(1-2\nu_M) - E_M(1-2\nu_D))}{3(1-2\nu_D)(1-2\nu_M)(E_D(1+\nu_C) + E_C(1-2\nu_D)(1+\nu_D)) - 2\nu_D(1-2\nu_D)(E_D(1+\nu_C) - E_M(1-2\nu_D))}$						
	(39) $G_C = \frac{E_D}{2(1+\nu_D)} \frac{5(1-\nu_D)(E_D(1+\nu_M) - E_M(1+\nu_D))}{10(1+\nu_D)(1+\nu_M) - 2\nu_D(1+\nu_D)(E_D(1+\nu_M) - E_M(1+\nu_D))}$						
<table border="1" style="width: 100%; border-collapse: collapse;"> <tr> <td style="text-align: center; width: 50%;">1</td> <td style="text-align: center; width: 50%;">2</td> </tr> <tr> <td style="text-align: center;">$1 - 2\nu_D$</td> <td style="text-align: center;">$2(8 - 13\nu_D)$</td> </tr> <tr> <td style="text-align: center;">$3E_D(1+\nu_C) + 3E_C(1-2\nu_D)(1+\nu_D)$</td> <td style="text-align: center;">$E_D(1+\nu_C) + E_C(1+\nu_D) + E_D(1+\nu_C) + E_C(1+\nu_D)$</td> </tr> </table>		1	2	$1 - 2\nu_D$	$2(8 - 13\nu_D)$	$3E_D(1+\nu_C) + 3E_C(1-2\nu_D)(1+\nu_D)$	$E_D(1+\nu_C) + E_C(1+\nu_D) + E_D(1+\nu_C) + E_C(1+\nu_D)$
1	2						
$1 - 2\nu_D$	$2(8 - 13\nu_D)$						
$3E_D(1+\nu_C) + 3E_C(1-2\nu_D)(1+\nu_D)$	$E_D(1+\nu_C) + E_C(1+\nu_D) + E_D(1+\nu_C) + E_C(1+\nu_D)$						

FIG. 14 - Termos a serem inseridos na equação 31, para casos especiais da relação microestrutural - módulo de Young (vide designações dos diversos termos na legenda junto à equação 33).

Como contorno à limitação de concentração, surge, tal como no caso da condutibilidade, o modelo do contínuo quase homogêneo. Assim, o cálculo do módulo de Young é realizado para uma pequena concentração da fase dispersa, tal que o material bifásico seja considerado uma matriz quase homogênea, na qual as partículas da fase dispersa, em pequena concentração, encontram-se distribuídas.

Deste modo, é obtida a relação microestrutura-módulo de Young, para uma pequena concentração da fase dispersa. Para a dedução da mesma relação, só que para maiores concentrações da fase dispersa, é efetuada a diferenciação daquela primeira relação, com sucessivos incrementos pequenos na concentração e conseqüentes modificações do módulo de Young do material bifásico. A integração da relação diferenciada, entre o módulo de Young da matriz e o da fase dispersa - casos limites para o material bifásico - , dá origem, finalmente, à relação microestrutura-módulo de Young de materiais bifásicos com estrutura dispersa, para a forma esferoidal e orientação estatística da fase dispersa (^{71,72}).

A hipótese de orientação estatística para as partículas da fase dispersa impossibilita a definição de fatores estereológicos independentemente variáveis, para a concentração da fase dispersa e para a forma e orientação de suas partículas. Além disso, torna-se implícita a isotropia do material.

Assim, as equações microestrutura-módulo de Young, para:

- discos cilíndricos dispersos, estatisticamente orientados,
- esferas dispersas,
- barras cilíndricas dispersas, estatisticamente orientadas,

podem ser obtidas através da inserção, na equação 31, dos termos reunidos na figura 14' (^{18, 72, 73, 74, 75}).

As curvas limites de segunda ordem, para o módulo de Young de materiais bifásicos isotrópicos, correspondem a uma microestrutura, na qual discos cilíndricos, orientados estatisticamente, encontram-se dispersos na matriz. É o que decorre

da comparação, segundo a qual, das equações 34 e 35 podem ser obtidas, dependendo da fase que constitui a matriz, as equações 32 e 33.

Outras equações especiais, de relevância técnica, podem ser apresentadas: as referentes a bastões cilíndricos orientados numa direção de tensão (presentes, por exemplo, em materiais reforçados por fibras e eutéticos solidificados unidirecionalmente) e as concernentes a discos com eixos de rotação orientados na direção da tensão (73,76).

A equação microestrutura-módulo de Young de materiais bifásicos, com estrutura dispersa e bastões cilíndricos (fase dispersa), com eixos de rotação orientados na direção da tensão, apresenta-se como se segue:

$$E_C = E_M - c_D(E_M - E_D) + \frac{2E_M E_D \{v_C - v_M + c_D(v_M - v_D)\}(v_D - v_M)}{E_D(1 - 2v_M)(1 + v_M) - E_M(1 - 2v_D)(1 + v_D)} \quad (40)$$

e a equação microestrutura-módulo de Young de materiais bifásicos, com estrutura dispersa e discos cilíndricos (fase dispersa), com eixos de rotação orientados na direção da tensão, assim:

$$E_C = \sqrt{\frac{E_M^2(1 - 2v_C)(1 + v_C)}{(1 - 2v_M)(1 + v_M)} + \frac{c_D E_M(1 - 2v_C)(1 + v_C)(1 - v_M) \{E_D^2(1 - 2v_M)(1 + v_M) - E_M^2(1 - 2v_D)(1 + v_D)\}}{(1 - 2v_M)(1 + v_M) \{ (1 - c_D)E_D(1 - v_D)(1 - 2v_M)(1 + v_M) + c_D E_M(1 - 2v_D)(1 - v_M) \}}}$$

(41)

As equações microestrutura-módulo de Young podem representar dois casos, a saber:

- a matriz, sendo constituída pela fase elasticamente dura ("rígida") e a fase dispersa pela fase elasticamente dútil ("mole") (exemplo: figura 15);
- a matriz, sendo constituída pela fase elasticamente dútil e a fase dispersa pela fase elasticamente rígida (exemplo: figura 16).

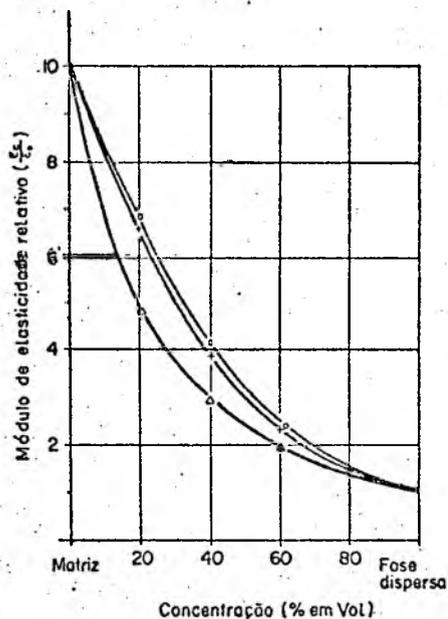


FIG. 15 - Módulo de Young, relativo de materiais bifásicos isotrópicos, com estrutura dispersa, em função das concentrações das fases; calculado por Tai Te Wu para partículas dispersas esféricas, —○—; para partículas dispersas, estatisticamente orientadas sob forma de bastões cilíndricos —+— e sob forma de discos cilíndricos —△—; ($E_D/E_M=0,1$; $\nu_D=\nu_M=0,2$).

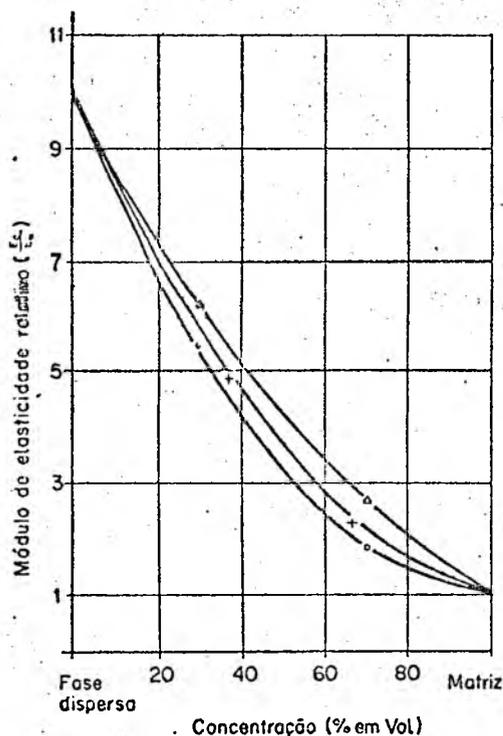


FIG. 16 - Módulo de Young, relativo de materiais bifásicos isotrópicos, com estrutura dispersa, em função das concentrações das fases, para partículas dispersas esféricas, segundo Tai Te Wu (—) e segundo Hill (o); para partículas dispersas, estatisticamente orientadas, sob forma de bastões cilíndricos, segundo Tai Te Wu (—) e segundo Walpole (+); idem, sob forma de discos cilíndricos, segundo Tai Te Wu (—) e segundo Walpole (△); ($E_D/E_M=10$; $\nu_D=\nu_M=0,2$).

Excluídos os casos especiais de forma e de orientação da fase dispersa, existem, ainda, aqueles referidos a gran

des diferenças entre os módulos de Young das fases ($E_D/E_M \rightarrow 0$; $E_M/E_D \rightarrow \infty$).

A equação microestrutura-módulo de Young de materiais porosos ($\lim (E_D/E_M) \rightarrow 0$), com poros esféricos, é obtida das equações 36, 37 e 31:

$$E_P = E_M \frac{3(3 - 5p)(1 - p)}{9 - p(9,5 - 5,5v_M)} \quad (42)$$

e com poros na forma de bastões orientados na direção da tensão, da equação:

$$E_P = E_M(1 - p) \quad (43)$$

E_P = módulo de Young do material poroso;
 p = concentração volumétrica de poros.

Esta última corresponde à equação 29, para materiais porosos, visto que a forma cilíndrica constitui-se um caso limite da esferóide, onde para um eixo de rotação finito, o eixo secundário das partículas dispersas torna-se infinitamente pequeno e para um eixo secundário finito, o eixo de rotação torna-se infinitamente grande. Este segundo caso corresponde ao arranjo das fases em paralelo, com poros como fase dispersa.

Uma equação correspondente para materiais com poros cilíndricos, orientados estatisticamente, pode ser obtida das equações 38, 39 e 31. O caso limite dos poros na forma de discos, orientados estatisticamente, entretanto, não é deduzido das equações 34 e 35, uma vez que os módulos de compressão e de cisalhamento (K_C , G_C) tornam-se nulos.

Nos dois itens seguintes deste trabalho, são procedidas comparações entre valores experimentais e valores calculados para o módulo de Young de materiais bifásicos reais.

4.2. COLETÂNEA DE DADOS EXPERIMENTAIS DA LITERATURA (¹)

O cálculo do módulo de Young de materiais bifásicos requer, de acordo com as expressões apresentadas anteriormente, o conhecimento dos coeficientes de Poisson e dos módulos de Young de suas fases. Tais propriedades, são fornecidas pela tabela 5, para algumas fases que ocorrem em determinados materiais bifásicos.

MATERIAL	COEFICIENTE DE POISSON	MÓDULO DE YOUNG (N/mm ²)
Ag	0,21	75500
Al	0,34	70700
C	0,14	10500
Co	0,32	198700
Cr	0,30	166200
Cu	0,34	124500
Fe	0,30 - 0,33	214500
Aço	0,21 - 0,30	194000
Mo	0,31	333000
Sn	0,36	151600
W	0,27	339000
Al ₂ O ₃	0,26	411000
Ba ₂ CaW ₆	0,30	53200
BeO	0,27	363600
MgO	0,21	314000
SiO ₂	0,20	80500
(Ta _{0,4} Hf _{0,6})C	0,21	490500
ThO ₂	0,30	245000
UAl ₃	0,30	135000
UAl ₄	0,30	114700
UO ₂	0,33	228000
WC	0,27	665000
Y ₂ O ₃	0,28	171000
ZrC	0,17	475000
ZrO ₂	0,30	152900

TAB. 5 - Coeficientes de Poisson e módulos de Young de metais monofásicos e de materiais cerâmicos.

A figura 17 apresenta curvas teóricas (calculadas com as equações 31, 36, 37 e 42) de materiais bifásicos, como função da concentração, para determinadas relações entre os módulos de Young das fases e certos coeficientes de Poisson. Tais curvas teóricas são comparadas com valores experimentais, extraídos de diversos trabalhos pesquisados. A curva mais inferior corresponde a materiais - metálicos e cerâmicos - com poros como fase dispersa.

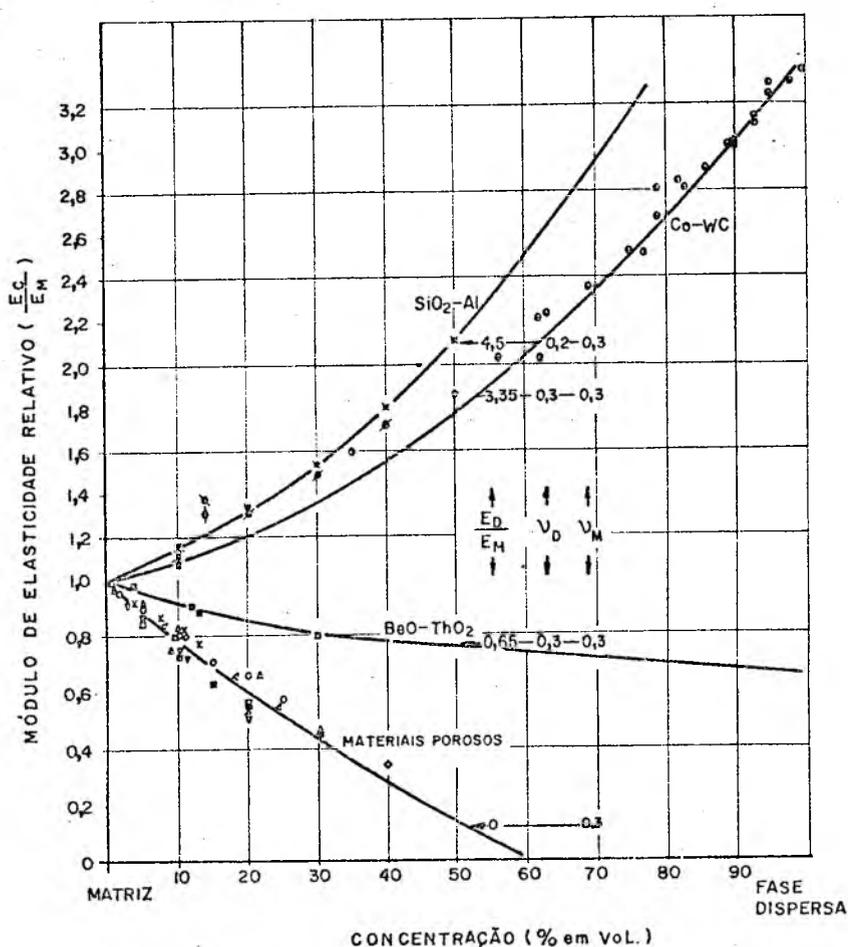


FIG. 17 - Módulo de Young relativo de materiais bifásicos, com estrutura dispersa, em função das concentrações das fases, para diferentes coeficientes de Poisson e módulos de Young das fases. Partículas esféricas dispersas: curvas calculadas — (equações 31, 36, 37, 42).

MATRIZ	FASE DISPERSA	SÍMBOLO (LITERATURA)
Cu	Poros	× (77)
Fe	Poros	▲ (78)
Mo	Poros	□ (79) Δ (80)
W	Poros	● (77)
Al ₂ O ₃	Poros	◇ (81)
BeO	Poros	△ (82)
UN	Poros	○ (83)
UO ₂	Poros	▽ (84) ■ (80, 83)
Y ₂ O ₃	Poros	∇ (85)
Ag	Mo	⊕ (25, 86)
Ag	W	⊙ (25, 86)
Co	WC	⊙ (80, 88) ⊖ (23) ⊕ (86, 90)
SiO ₂	Al	* (91)
SiO ₂	W	⊙ (91)
BeO	ThO ₂	⊖ (92)

A figura 18 demonstra que a influência do coeficiente de Poisson da matriz sobre a curva do módulo de Young, calculada através da equação 42, pode ser superada pela dispersão dos valores medidos.

Nas figuras 19 e 20, são procedidas comparações entre curvas limites teóricas, de primeira e de segunda ordem, e valores experimentais para o módulo de Young de materiais bifásicos, para os quais a diferença entre os módulos de Young das fases é relativamente grande (intervalo de variação entre curvas limites relativamente amplo).

No caso do metal duro WC-Co (figura 19), todos os valores medidos situam-se entre as curvas limites de segunda ordem. Para os metais duros Ta_{0,4}Hf_{0,6}C-Co (figura 20), entretanto, as dispersões dos valores medidos são até mesmo maiores do que as curvas limites de primeira ordem.

Em termos gerais, o que pode ser concluído destas análises é que, muitas vezes, a influência da microestrutura é "ofuscada" pela dispersão dos valores medidos e que, assim,

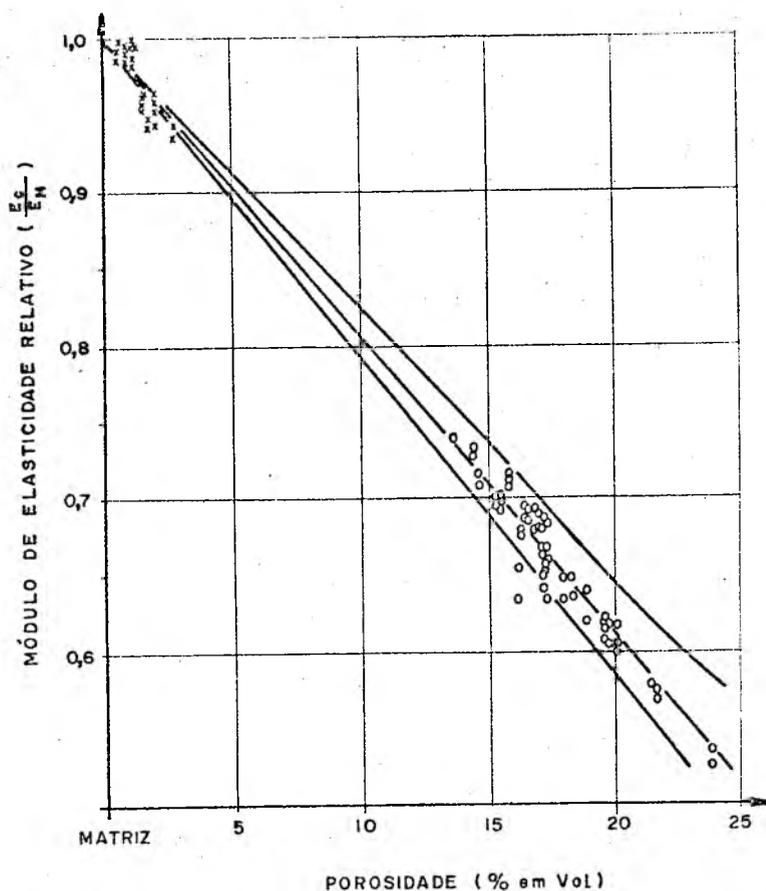


FIG. 18 - Módulo de Young relativo de materiais com poros esféricos. Valores medidos: SiO₂ - Poros x⁽⁹³⁾; U_{0,8}Pu_{0,2}O_{2-x} - Poros o⁽⁹⁴⁾; Curvas calculadas — (equação 42; curva inferior: $\nu_M=0$; curva intermediária: $\nu_M=0,2$; curva superior: $\nu_M=0,5$).

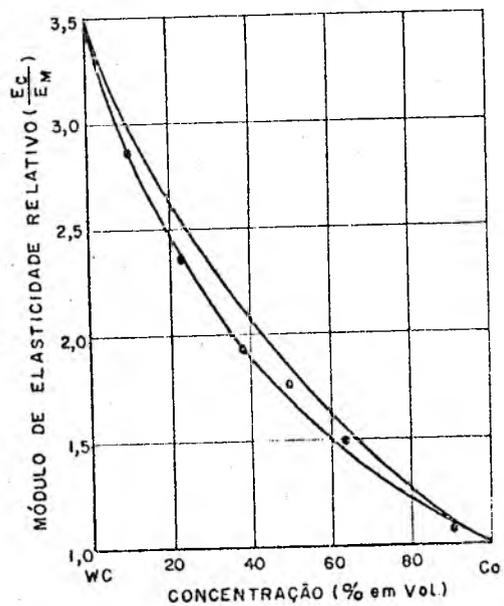


FIG. 19 - Valores medidos e curvas limites de segunda ordem para o módulo de Young de metais duros WC-Co⁽¹⁸⁾.

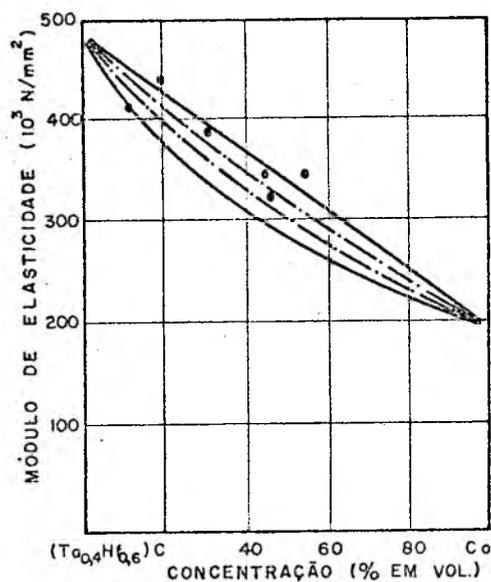


FIG. 20 - Dispersão de valores medidos do módulo de Young de metais duros $(\text{Ta}_{0,4}\text{Hf}_{0,6})\text{C}$ -Co entre as curvas limites de primeira ordem — (equações 29 e 30) e entre as de segunda ordem -.-.- (equações 31, 32 e 33).

tal influência só será nítida - e, conseqüentemente, de relevância técnica - , quando os módulos de Young das fases do material bifásico diferenciarem-se de mais de uma ordem de grandeza. É o caso, por exemplo, dos materiais compostos MgO-C ($E_D/E_M = 0,03$) e ZrC-C ($E_D/E_M = 0,02$).

Na figura 21, os valores medidos são comparados com a curva calculada das equações 37, 36 e 31, para partículas esféricas dispersas ($(z/x) = 1$) de grafita, e com a curva obtida da equação 41, para partículas dispersas de grafita em forma de disco ($\lim (z/x) = 0$). Os valores medidos para partículas de grafita, bastante achatadas ($(z/x) = 0,081$), dispersas em uma matriz de MgO , situam-se, conforme o previsto, próximos à curva referente a partículas de grafita em forma de disco. Por outro lado, para partículas de grafita, pouco achatadas ($(z/x) = 0,31$), dispersas em uma matriz de MgO , os valores medidos deslocam-se em direção à curva relativa a partículas esféricas de grafita. Os valores medidos para materiais compostos ZrC-C - cujos dados estereológicos não são conhecidos, mas avaliáveis de sua produ-

ção - situam-se entre as duas curvas (uma relativa a partículas de grafita, em forma de discos orientados na direção da tensão e outra referente a partículas esféricas de grafita).

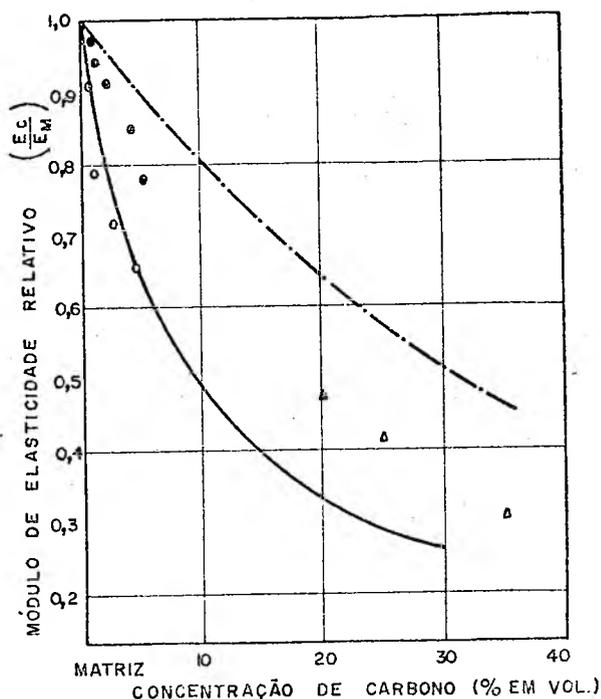


FIG. 21 - Alteração do módulo de Young de materiais bifásicos, com grafita como fase dispersa, para alterações da forma, orientação e concentração das partículas de carbono;

Valores medidos:

MgO-C ((z/x)=0,08; orientação na direção da tensão) \circ (⁹⁵)

MgO-C ((z/x)=0,31; orientação na direção da tensão) \bullet (⁹⁵)

ZrC-C (orientação na direção da tensão) Δ (^{96, 97, 86})

Curvas calculadas ((E_D/E_M) = 0,03);
 $\nu_M = 0,2$; $\nu_D = 0,14$; $\nu_C = 0,17$): para esferas dispersas --- (equações 31, 36, 37); para discos dispersos — (equação 41).

Tais ensaios foram realizados com corpos de prova, sinterizados sob pressão uniaxial, e os seus módulos de

Young foram medidos na direção da sinterização.

Lamelas de grafita podem ser consideradas como esferóides achatadas, cujo eixo de rotação apresenta-se orientado paralelamente à direção da tensão. Um estudo correspondente, relativo a materiais porosos, é apresentado na figura 22. Os símbolos cheios referem-se a materiais com poros aproximadamente esféricos e situam-se próximos à curva calculada da equação 42. Por outro lado, os símbolos vazados correspondem a poros lenticulares e situam-se, conseqüentemente, abaixo das curvas teóricas relativas a poros de forma esférica.

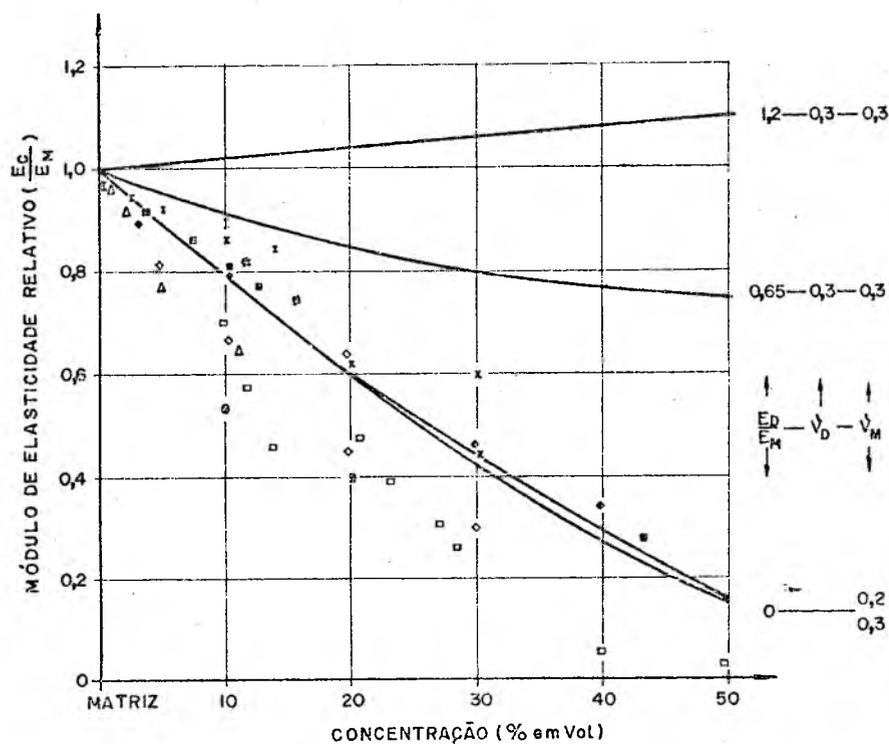


FIG. 22 - Módulo de Young de materiais porosos e de materiais bifásicos com interface matriz-fase dispersa não rígida.

Valores medidos; curvas calculadas para esferas dispersas (equações 31, 36, 37 e 42).

MATRIZ	FASE DISPERSA	SÍMBOLO (LITERATURA)	MATRIZ	FASE DISPERSA	SÍMBOLO (LITERATURA)
Al ₂ O ₃	Poros esféricos	◆ ⁽⁸¹⁾	Al ₂ O ₃	Poros lenticulares	◇ ⁽¹⁰¹⁾
Cu	Poros esféricos	□ ⁽⁷⁷⁾	Cu	Poros lenticulares	□ ⁽¹⁾
MgO	Ni	I ⁽⁹⁸⁾	MgO	Poros lenticulares	△ ⁽⁹⁸⁾
Mo	UO ₂ (esferas)	+ ⁽²⁷⁾	Mo	UO ₂ (achatadas: (z/x) = 0,2)	⊕ ⁽²⁷⁾
ES	UO ₂	* ^(99,100)	W	UO ₂	× ⁽⁸³⁾

Ainda na figura 22, foram representados, através de outros símbolos (cruzes e traços), os valores medidos para cermetts. A locação de tais valores - junto ou abaixo da curva teórica para poros esféricos - possibilita uma conclusão acerca da resistência mecânica da interface. Assim, por exemplo, os valores para os cermetts UO_2 -Mo e UO_2 -W, com matriz metálica e fase dispersa esférica de UO_2 , deveriam local-se junto à curva teórica média ($E_D/E_M = 0,65$), e aqueles valores para os cermetts UO_2 -aço, junto à curva teórica superior ($E_D/E_M = 1,2$). Contudo, como a interface entre a fase dispersa e a matriz é frágil, o efeito da fase dispersa sobre o módulo de Young relativo é comparável àqueles dos poros:

No caso dos cermetts UO_2 -Mo, foram dispersas não só esferas de UO_2 , como também, plaquetas de UO_2 ($(z/x)=0,2$) na matriz de molibdênio (²⁷). Os valores medidos situam-se, conforme o previsto, abaixo da curva teórica para poros esféricos, a qual se constitui a curva limite superior para o módulo de Young do material poroso isóstropo, com poros fechados. A curva limite inferior para o módulo de Young de tal material é aquela relativa a poros em forma de discos.

4.3. ANÁLISE EXPERIMENTAL COM FERROS FUNDIDOS CINZENTO E NODULAR, FERRÍTICOS

4.3.1. GENERALIDADES (¹⁰²)

Para cada material sólido pode-se estabelecer uma diferença fundamental entre as suas propriedades elastoestáticas e elastodinâmicas. Assim, por exemplo, o módulo de elasticidade (também denominado de módulo de Young) é definido, sob condições estáticas, como a relação tensão-deformação, ou seja:

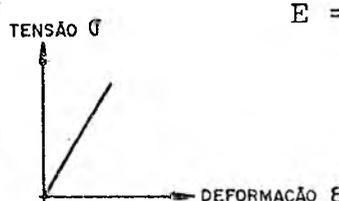
$$E = \frac{\sigma}{\epsilon} \quad (44)$$


FIG. 23

onde: σ = tensão (N/mm)
 ε = deformação (%)

Esta relação entre a tensão e a deformação mantém-se constante dentro do campo elástico, constituindo-se, desta forma, uma propriedade para cada material.

Sob condições dinâmicas, os atritos interno e externo produzem uma resistência à força de excitação. Geralmente, tais atritos são considerados proporcionais à velocidade e causam uma diferença de fase entre a tensão e a deformação, o que é expresso através do módulo dinâmico de elasticidade (também chamado de módulo complexo):

$$E^* = E'(1 + jd) \quad (45)$$

onde: E^* = módulo complexo
 E' = parte real (módulo de Young)
 d = $\operatorname{tg}\delta$ = fator de perda
 δ = diferença de fase provocada pelos atritos

O fator de perda d , que caracteriza as propriedades do amortecimento interno, é definido como o inverso do fator de qualidade:

$$d = \frac{1}{Q} \quad (46)$$

onde: Q = fator de qualidade

4.3.2. PRINCÍPIOS DE MEDIÇÃO DO MÓDULO DE ELASTICIDADE (102)

Pode-se mencionar dois métodos básicos para a medição do módulo de elasticidade:

4.3.2.1. Método da resposta em frequência

4.3.2.2. Método da reverberação (não apresentado neste trabalho).

4.3.2.1. MÉTODO DA RESPOSTA EM FREQUÊNCIA

Neste método, uma amostra do material a ser analisado é usinada em forma de barra e, em seguida, engastada em uma ou em ambas as suas extremidades. Esta barra sofre uma excitação através de uma força harmônica, cuja frequência pode ser variada dentro de um certo intervalo de valores. Deste procedimento resulta um gráfico amplitude \times frequência, no qual se procede a leitura da frequência natural, correspondente aos pontos de máxima amplitude (picos de ressonância):

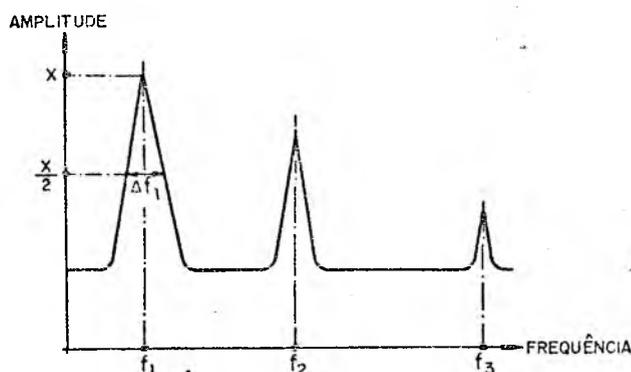


FIG. 24

onde f_n ($n=1, 2, 3, \dots$) é a frequência natural e n é a ordem da ressonância (ou número de modo).

A parte real (E') do módulo dinâmico é determinada através da frequência de ressonância (frequência natural) e das dimensões da barra em análise, utilizando-se a expressão:

$$E' = (48) (\pi^2) (\rho) \left(\frac{l^2}{h} \frac{f_n}{k_n} \right)^2 \quad (47)$$

onde: l = comprimento ativo ou comprimento livre da barra (cm)

h = espessura no plano de vibração (cm)

ρ = densidade do material (gm/cm³)

k_n = constante que depende da ordem da ressonância e das condições de contorno da barra:

- para barras com ambas as extremidades livres ou engastadas (barras bi-engastadas): $k_1=4,73$; $k_2=7,853$; $k_3=10,996$; $k_n = ((n+(1/2))(\pi))$, para $n > 3$.

- para barras simplesmente engastadas (uma extremidade livre e a outra engastada): $k_1=1,875$; $k_2=4,694$; $k_3=7,855$; $k_n = ((N-(1/2))(\pi))$, para $n > 3$.

f_n = freqüência natural de ordem n (Hz)

Este método para a medição do módulo de Young (mé todo da resposta em freqüência) é aplicável para valores do fator de perda d ($d = \Delta f_n / f_n$, onde Δf_n é a largura da banda nos pontos de meia potência e f_n é a freqüência natural, conforme a figura 23) entre aproximadamente 0,6 e 0,001. Quando o fator de perda d fôr grande, tornar-se-á impossível medir as amplitudes, devido a não presença de ondas estacionárias e, quando d fôr pequeno tornar-se-á impossível a medição, com razoável precisão, da largura da banda, devido à agudez acentuada nos picos de ressonância.

4.3.3. DESENVOLVIMENTO TEÓRICO DA RELAÇÃO ENTRE A FRE- QUÊNCIA NATURAL E MÓDULO DE YOUNG (103)

O desenvolvimento teórico, baseado no Princípio de Hamilton, desconsidera o coeficiente de amortecimento e fundamenta-se no caso particular de uma viga sujeita a flexão, para o qual corresponde a seguinte equação diferencial:

$$[EIJ''']'' + m\ddot{J} = 0 \quad (48)$$

onde: E = módulo de Young
 I = momento de inércia da secção transversal
 m = massa por unidade de comprimento
 J = deflexão

Para vibrações livres, onde $\ddot{J} = -\omega^2 J$, a equação 48 transforma-se em:

$$\frac{d^2}{dx^2} \left[EI \frac{d^2 J}{dx^2} \right] - \omega^2 \cdot m \cdot J = 0 \quad (48a)$$

Considerando-se, agora, o caso de barras uniformes, m e EI serão constantes e a equação (48a) simplificar-se-á:

$$\frac{d^4 J}{dx^4} - \frac{\omega^2 m}{EI} J = 0 \quad (48b)$$

A solução desta equação diferencial de quarta ordem pode ser escrita sob a seguinte forma:

$$J(x) = C_1 \cdot \cosh \beta_x + C_2 \cdot \sinh \beta_x + C_3 \cdot \cos \beta_x + C_4 \cdot \sin \beta_x \quad (49)$$

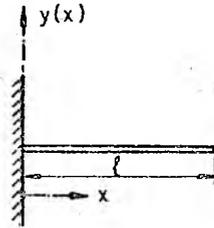
$$\text{onde: } \beta^4 = \frac{\omega^2 m}{EI} \quad (50)$$

e as constantes podem ser determinadas através das condições de contorno.

Para o caso específico da utilização do "Complex

Modulus Apparatus", s3o 3e de interesse o estudo de dois casos particulares:

a) Viga simplesmente engastada



Condições de contorno:

- $J(0) = 0$ (deflex3o nula no engaste)
- $J'(0) = 0$ (inclinaç3o nula no engaste)
- $J''(l) = 0$ (momento nulo na extremidade livre)
- $J'''(l) = 0$ (esforço cortante nulo na extremidade livre)

Utilizando-se tais condiç3es de contorno na soluç3o da equaç3o diferencial (49), obt3m-se um sistema, cuja soluç3o 3e poss3vel se:

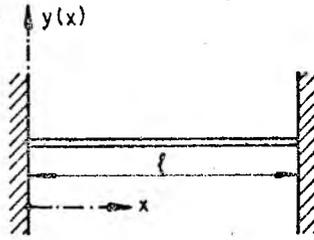
$$\cosh\beta l \cdot \cos\beta l + 1 = 0 \quad (51)$$

(chamada equaç3o de freq3u3ncia)

Os valores de βl que satisfazem esta equaç3o de freq3u3ncia s3o os autovalores correspondentes 3s freq3u3ncias naturais de vibraç3o:

$$\begin{aligned} n = 1 & - (\beta l)_1 = 1,875 \\ n = 2 & - (\beta l)_2 = 4,694 \\ n = 3 & - (\beta l)_3 = 7,855 \\ n > 3 & - (\beta l)_n = ((n - (1/2))(\pi)) \end{aligned}$$

b) Viga bi-engastada



Condições de contorno:

- $J(0) = 0$ (deflexão nula no engaste)
- $J(l) = 0$ (deflexão nula no engaste)
- $J'(0) = 0$ (inclinação nula no engaste)
- $J'(l) = 0$ (inclinação nula no engaste)

Utilizando-se tais condições de contorno na solução da equação diferencial (49), obtém-se um sistema, cuja solução é possível se:

$$\cosh\beta l \cdot \cos\beta l - 1 = 0 \quad (52)$$

Os valores de βl que satisfazem esta equação de frequência são os autovalores correspondentes às frequências naturais de vibração:

$$\begin{aligned} n = 1 & - (\beta l)_1 = 4,730 \\ n = 2 & - (\beta l)_2 = 7,853 \\ n = 3 & - (\beta l)_3 = 10,996 \\ n > 3 & - (\beta l)_n = (n + (1/2))(\pi) \end{aligned}$$

Os autovalores βl permitem a determinação das frequências naturais, através da seguinte expressão:

$$\omega_n = (\beta l)_n^2 \sqrt{\frac{EI}{m l^4}} \quad (53)$$

E, desta expressão, pode-se calcular o módulo de Young E :

$$E = \frac{m}{I} \left(l^2 \times \frac{\omega_n}{(\beta l)_n^2} \right)^2 \quad (54)$$

onde: E = módulo de Young (kgf/cm²) do material da barra

m = massa por unidade de comprimento (kg/cm) da barra

I = momento de inércia da secção transversal (cm⁴) da barra

l = comprimento livre (ou ativo) da barra (cm)

ω_n = frequência natural (rd/s) de ordem n da barra

Através de uma análise dimensional da expressão 53, pode-se conseguir uma nova expressão que forneça a frequência natural diretamente em Hertz:

$$[E] = \text{kgf/cm}^2 = \text{kg} \frac{\text{cm}}{\text{s}^2} \frac{1}{\text{cm}^2} \cdot 980,665$$

$$[m] = \text{kg/cm}$$

$$[I] = \text{cm}^4$$

$$[l] = \text{cm}$$

$$f_n = \frac{(\beta l)_n^2}{2\pi} \sqrt{\frac{(EI)(980,665)}{ml^4}} = (4,984) (\beta l)_n^2 \sqrt{\frac{EI}{ml^4}} \quad (55)$$

E desta expressão (55) pode-se calcular o módulo E, a partir de uma frequência natural de ordem n, dada em Hertz:

$$E = (4,026 \cdot 10^{-2}) \frac{m}{I} \left(l^2 \times \frac{f_n}{(\beta l)_n^2} \right)^2 \quad (56)$$

onde: $[E] = \text{kgf/cm}^2 \quad (\text{kgf/cm}^2 \cdot 9,80665 \cdot 10^{-2} = \text{N/mm}^2) \quad (131)$

$$\begin{aligned}
 [I] &= \text{cm}^4 \\
 [m] &= \text{kg/cm} \\
 [L] &= \text{cm} \\
 [f_n] &= \text{Hz} \\
 [\beta L] &= \text{adimensional}
 \end{aligned}$$

4.3.4. ENSAIO EXPERIMENTAL PARA A MEDIÇÃO DAS FREQUÊNCIAS NATURAIS

4.3.4.1. PREPARAÇÃO DOS CORPOS DE PROVA

Do material, objeto de análise (cujas especificações constam no item 3.3.5.), foram usinadas barras de seção retangular (largura b e altura h) de comprimento L .

No tocante à secção retangular dos corpos de prova, ressalte-se que as recomendações de teste (¹⁰²) foram acatadas: as relações b/h foram mantidas, para todos os corpos de prova, dentro do intervalo ideal de 2,1 à 2,6, evitando, assim, eventuais flexões laterais que prejudicariam as medições das frequências naturais.

Anteriormente à utilização dos corpos de prova, foram conferidos a cada um deles, números característicos de identificação, sendo seguido, para tal, o mesmo procedimento já mencionado no item 3.3.5.

Com base no princípio de Arquimedes, as massas específicas dos corpos de prova foram determinadas através da utilização de uma balança analítica.

Conhecidas as dimensões dos corpos de prova e as massas específicas correspondentes e, calculados os momentos de inércia, a seguinte tabela foi elaborada:

CORPOS DE PROVA	LARGURA b (cm)	ALTURA h (cm)	MOMENTO DE INÉRCIA I ($10^{-4} \cdot \text{cm}^4$)	MASSA ESPECÍFICA (g/cm^3)		
				VALORES	MÉDIAS	DESVIOS PADRÕES
11	0,451	0,195	2,7868	7,0202	7,0302	0,0080
12	0,446	0,197	2,8415	7,0397		
13	0,450	0,197	2,8670	7,0307		
14	0,445	0,197	2,8352	7,0303		
21	0,450	0,196	2,8236	7,0708	7,0712	0,0047
22	0,452	0,197	2,8798	7,0745		
23	0,451	0,198	2,9174	7,0747		
24	0,449	0,198	2,9044	7,0646		
31	0,450	0,197	2,8670	7,1126	7,1153	0,0027
32	0,446	0,198	2,8850	7,1137		
33	0,446	0,198	2,8850	7,1185		
34	0,442	0,199	2,9027	7,1163		
41	0,447	0,198	2,8915	7,1622	7,1676	0,0037
42	0,452	0,199	2,9684	7,1685		
43	0,449	0,196	2,8173	7,1690		
44	0,439	0,200	2,9267	7,1707		
51	0,449	0,199	2,9486	7,2145	7,2108	0,0039
52	0,451	0,194	2,7441	7,2065		
53	0,450	0,199	2,9552	7,2137		
54	0,446	0,199	2,9290	7,2083		
N11	0,449	0,199	2,9486	7,1048	7,1044	0,0006
N12	0,449	0,199	2,9486	7,1039		
N21	0,449	0,199	2,9486	7,0750	7,0731	0,0028
N22	0,449	0,199	2,9486	7,0711		
N31	0,449	0,199	2,9486	7,0337	7,0314	0,0033
N32	0,449	0,199	2,9486	7,0291		
N41	0,449	0,199	2,9486	7,0311	7,0345	0,0047
N42	0,449	0,199	2,9486	7,0378		
N51	0,449	0,199	2,9486	7,0322	7,0317	0,0007
N52	0,449	0,199	2,9486	7,0312		
N61	0,449	0,199	2,9486	7,0413	7,0385	0,0040
N62	0,449	0,199	2,9486	7,0356		
N71	0,449	0,199	2,9486	7,0033	7,0205	0,0243
N72	0,449	0,199	2,9486	7,0377		

TAB. 6 - Dados sobre os corpos de prova utilizados na determinação dos módulos de Young.

4.3.4.2. MONTAGEM DOS EQUIPAMENTOS

A seleção do arranjo dos equipamentos para o experimento seguiu as recomendações da firma Brüel & Kjaer (¹⁰²). O esquema da montagem é mostrado na figura 25.

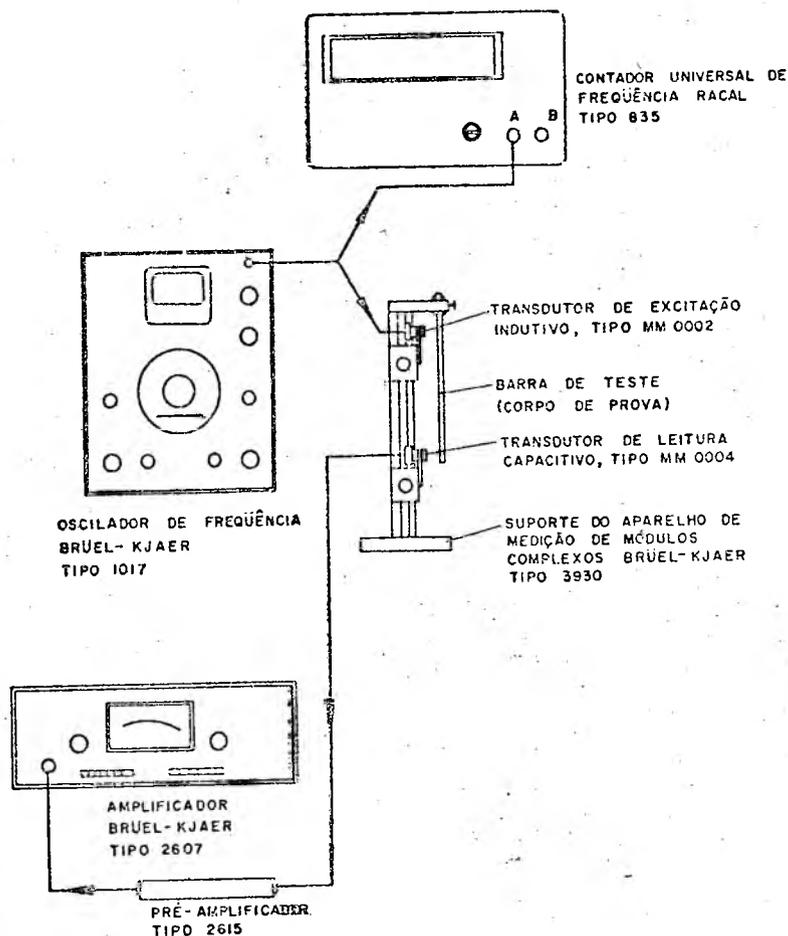


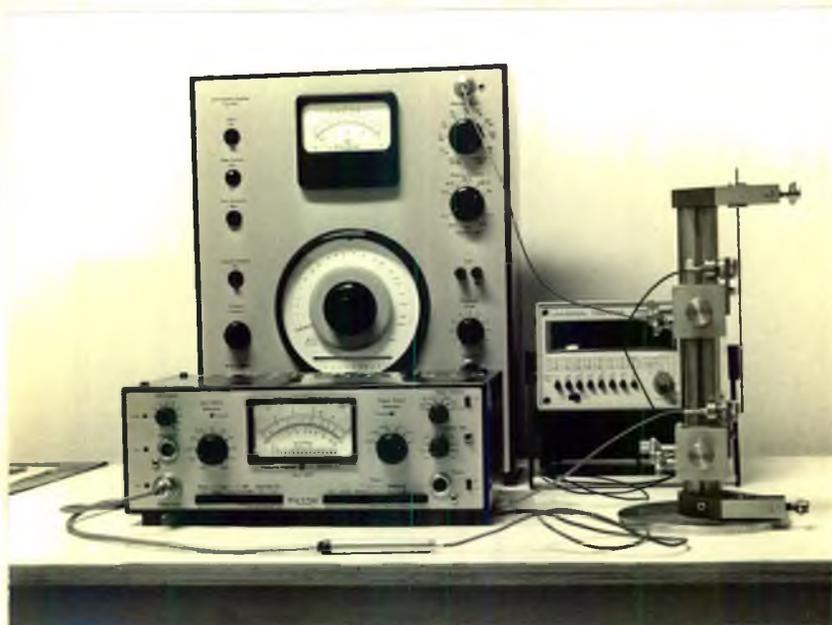
FIG. 25 - Esquema da montagem dos equipamentos para medição de frequências naturais.

A barra (o corpo de prova) é firmemente engastada no suporte do "Complex Modulus Apparatus", no qual ainda situam-se os transdutores de excitação e de leitura. Tais transdutores podem ser ambos indutivos, ou um deles indutivo e o outro capacitivo. Para a excitação foi selecionado um transdutor indutivo e para a leitura, um transdutor capacitivo, garantindo-se, assim, nenhuma interferência elétrica entre eles.

A fonte de excitação do corpo de prova, constante de um oscilador de frequência, é conectada diretamente ao transdutor indutivo. O movimento de vibração provocado no corpo

de prova é captado pelo transdutor capacitivo, cujo sinal, passando por um pré-amplificador chega ao amplificador, em cujo visor as amplitudes das vibrações podem ser observadas.

4.3.4.3. VISTA DO CONJUNTO DE ENSAIO



4.3.4.4. COLETA DE DADOS

Os corpos de prova (barras de secção retangular com comprimento livre de 200 mm) são rigidamente afixados (por engastamento simples) ao suporte do "Modulus Apparatus", onde são submetidos a uma varredura de frequências - 2 à 2000Hz, com controle manual - através do transdutor indutivo, ligado ao oscilador de frequências.

Os movimentos de vibração produzidos nos corpos de prova são captados pelo transdutor capacitivo, cujo sinal, passando pelo pré-amplificador, chega ao amplificador, onde se torna possível, por um visor, a avaliação das amplitudes das vibrações.

Assim, procura-se detectar várias frequências naturais (de ordens diferentes) de oscilação dos corpos de prova, por meio de simples verificação (no visor do amplificador) dos "picos" de amplitude de oscilação e subsequente medição das frequências de oscilações equivalentes (que pode ser feita, por exemplo, por um contador de pulsos "Racal").

4.3.5. CÁLCULO DOS MÓDULOS DE ELASTICIDADE

Com base na expressão 56, os módulos de elasticidades podem ser calculados para cada corpo de prova, ou seja, para as classes de ferro fundido disponíveis (lamelar e nodular), para as diversas composições químicas de cada uma das classes.

Os resultados experimentais obtidos foram resumidos na tabela 7 e 8.

4.3.6. COMPARAÇÃO ENTRE VALORES EXPERIMENTAIS E VALORES CALCULADOS

Na figura 34, valores experimentais, para o módulo de Young - obtidos de ensaios próprios, realizados com corpos de prova de ferro fundido cinzento e ferro fundido nodular, ambos com matriz ferrítica - , são comparados com curvas teóricas.

A locação dos valores experimentais próprios para o módulo de Young (obtidos da utilização do aparelho de medição de módulos complexos Brüel & Kjaer) é procedida com o auxílio das tabelas 2, 3, 7 e 8. Assim, as ordenadas do gráfico (valores experimentais, próprios, para o módulo de Young) são extraídas (feita a conversão de unidades: $\text{kgf/cm}^2 \rightarrow \text{N/mm}^2$) das tabelas 7 e 8, e as abcissas (concentrações de grafita, convertidas para cifras volumétricas) das tabelas 2 e 3.

As curvas teóricas são obtidas das equações 31, 34 e 35 e das equações 31, 36 e 37. Ou seja, para a comparação entre valores experimentais e valores teóricos, é assumido, com base na microestrutura presente, que as partículas de grafita,

CORROS	FREQUÊNCIAS NATURAIS (Hz)			CARACTERÍSTICAS DOS CORPOS DE PROVA			MOMENTOS DE INERCIA (10^{-4} cm^4)	MÓDULO DE YOUNG $\{ \div (9,8 \cdot 10^{-2}) \text{ N} \cdot \text{mm}^{-2} \}$					DESVIO PADÃO DO MÓDULO	
	f ₁	f ₂	f ₃	LARGURA b (cm)	ALTURA h (cm)	M.ESPEC (g/cm^3)		MASSAS POR UNIDADE DE COMPRIMENTO (10^{-4} kg/cm)	E ₁	E ₂	E ₃	E MÉDIO PARCIAL		E MÉDIO FINAL
11	24,81	168,39	482,68	0,451	0,195	7,0202	6,1739	2,7868	710716	833504	873336	805852		
12	26,65	174,91	497,68	0,446	0,197	7,0397	6,1852	2,8415	805729	883602	912253	867195		29345
13	25,23	173,06	496,63	0,450	0,197	7,0307	6,2327	2,8670	721226	863900	907242	830790		
14	26,24	175,25	502,37	0,445	0,197	7,0303	6,1631	2,8352	780067	885835	928265	864722		
21	27,28	178,23	508,60	0,450	0,196	7,0708	6,2364	2,8236	856659	930923	967462	918348		
22	26,40	181,40	522,31	0,452	0,197	7,0745	6,2994	2,8798	794572	955065	1009724	919787		14081
23	26,85	184,31	530,68	0,451	0,198	7,0747	6,3176	2,9174	813642	976057	1031883	940528		
24	27,93	181,13	527,16	0,449	0,198	7,0646	6,2806	2,9044	879175	941341	1016807	945774		
31	30,94	200,19	567,02	0,450	0,197	7,1126	6,3053	2,8670	1097254	1169457	1196420	1154377		
32	29,21	196,85	563,69	0,446	0,198	7,1137	6,2820	2,8850	968286	1119552	1170690	1086176		29041
33	30,09	197,52	564,84	0,446	0,198	7,1165	6,2862	2,8850	1028195	1127940	1176257	1110797		
34	30,89	199,97	567,83	0,442	0,199	7,1163	6,2594	2,9027	1072396	1144146	1176457	1140000		
41	32,35	208,75	593,38	0,447	0,198	7,1622	6,3390	2,8915	1195734	1267570	1306088	1256464		
42	32,47	209,66	595,26	0,452	0,199	7,1685	6,4479	2,9684	1193573	1266918	1302322	1254271		
43	32,57	205,44	586,32	0,449	0,196	7,1690	6,3090	2,8173	1238088	1254062	1302584	1264911		4600
44	32,72	211,21	598,56	0,439	0,200	7,1707	6,2959	2,9267	1200314	1273298	1304079	1259230		
51	32,73	215,48	612,77	0,449	0,199	7,2145	6,4462	2,9486	1220586	1346862	1388967	1318805		
52	31,55	208,48	594,11	0,451	0,194	7,2065	6,3053	2,7441	1192046	1325122	1372298	1296489		31308
53	33,87	216,88	613,65	0,450	0,199	7,2137	6,4599	2,9552	1306947	1364267	1392802	1354672		
54	33,65	218,14	617,08	0,446	0,199	7,2083	6,3977	2,9290	1304399	1379102	1407332	1363611		

TAB.7 - Módulos de Young do ferro fundido cinzento ferrítico

TAB. 8 - Módulos de Young do ferro fundido nodular ferrítico

CORPOS	FREQUÊNCIAS NATURAIS (Hz)			CARACTERÍSTICAS DOS CORPOS DE PROVA			M. ESPEC. (g/cm ³)	MASSAS POR UNIDADE DE COMPRIMENTO (10 ⁻⁴ kg/cm)	MOMENTOS DE INÉRCIA (10 ⁻⁴ cm ⁴)	MÓDULOS DE YOUNG { $\div (9,8 \cdot 10^{-2}) N \cdot mm^{-2}$ }					DESVIO DO DRÃO MÓDULO
	f ₁	f ₂	f ₃	LARGURA b (cm)	ALTURA h (cm)	E ₃				E ₂	E ₁	E _{MÉDIO PARCIAL}	E _{MÉDIO FINAL}		
						E ₃								E ₃	
11	38,27	241,42	679,30	0,449	0,199	0,199	7,1048	6,3482	2,9486	1643389	1664955	1680997	1663114	1657849	7446
12	38,17	240,58	677,11	0,449	0,199	0,199	7,1039	6,3474	2,9486	1634606	1653181	1669965	1652584		
21	38,26	241,00	678,20	0,449	0,199	0,199	7,0750	6,3216	2,9486	1635648	1652215	1668536	1652133	1640553	16376
22	37,99	239,38	673,79	0,449	0,199	0,199	7,0711	6,3181	2,9486	1611751	1629175	1645996	1628974		
31	38,30	240,88	677,98	0,449	0,199	0,199	7,0337	6,2847	2,9486	1629502	1640936	1657721	1642720	1648957	8821
32	38,48	241,83	680,50	0,449	0,199	0,199	7,0291	6,2806	2,9486	1643781	1652826	1668978	1655195		
41	38,18	240,51	676,70	0,449	0,199	0,199	7,0311	6,2824	2,9486	1618714	1635900	1650863	1634959	1635924	11107
42	38,42	241,39	678,27	0,449	0,199	0,199	7,0378	6,2883	2,9486	1640668	1648856	1660090	1649864		
51	38,20	240,64	676,59	0,449	0,199	0,199	7,0322	6,2833	2,9486	1620643	1637303	1650563	1636170		
52	38,10	239,43	673,55	0,449	0,199	0,199	7,0312	6,2824	2,9486	1611938	1620646	1635530	1622705		
61	38,43	241,50	679,39	0,449	0,199	0,199	7,0413	6,2915	2,9486	1642358	1651178	1666424	1653320	1643488	18739
62	38,42	241,59	679,40	0,449	0,199	0,199	7,0356	6,2864	2,9486	1640172	1651070	1665123	1652122		
71	38,11	239,44	672,80	0,449	0,199	0,199	7,0033	6,2575	2,9486	1606392	1614358	1625421	1615390		
72	38,47	241,54	678,99	0,449	0,199	0,199	7,0377	6,2882	2,9486	1644915	1650859	1663590	1653121		

no ferro fundido cinzento, apresentam-se sob a forma de discos, estatisticamente orientados, e que, no ferro fundido nodular, as partículas de grafita apresentam-se sob a forma de esferas.

Sendo tomados valores médios da literatura^(1,114, 115,116,117), para os módulos de Young e os coeficientes de Poisson das fases ($E_M = E_{\text{ferrita}} = 200000 \text{ N.mm}^{-2}$; $\nu_M = \nu_{\text{ferrita}} = 0,31$; $E_D = E_{\text{grafita}} = 10500 \text{ N.mm}^{-2}$; $\nu_d = \nu_{\text{grafita}} = 0,14$), uma boa concordância é verificada entre os valores experimentais, próprios, e a curva teórica, para o ferro fundido nodular, o que confirma, para este caso, a validade da assunção feita (forma esférica, para as partículas de grafita). Para o ferro fundido cinzento, entretanto, não é verificada uma boa concordância entre os valores experimentais, próprios, e a curva teórica, denotando, assim, para este caso, uma fragilidade da assunção feita (forma de discos, estatisticamente orientados, para as partículas de grafita). Isto significa que a microestrutura real, para este caso do ferro fundido cinzento, é relativamente diversa da hipoteticamente assumida.

Adicionalmente, são representados na figura 34, valores extraídos da literatura.

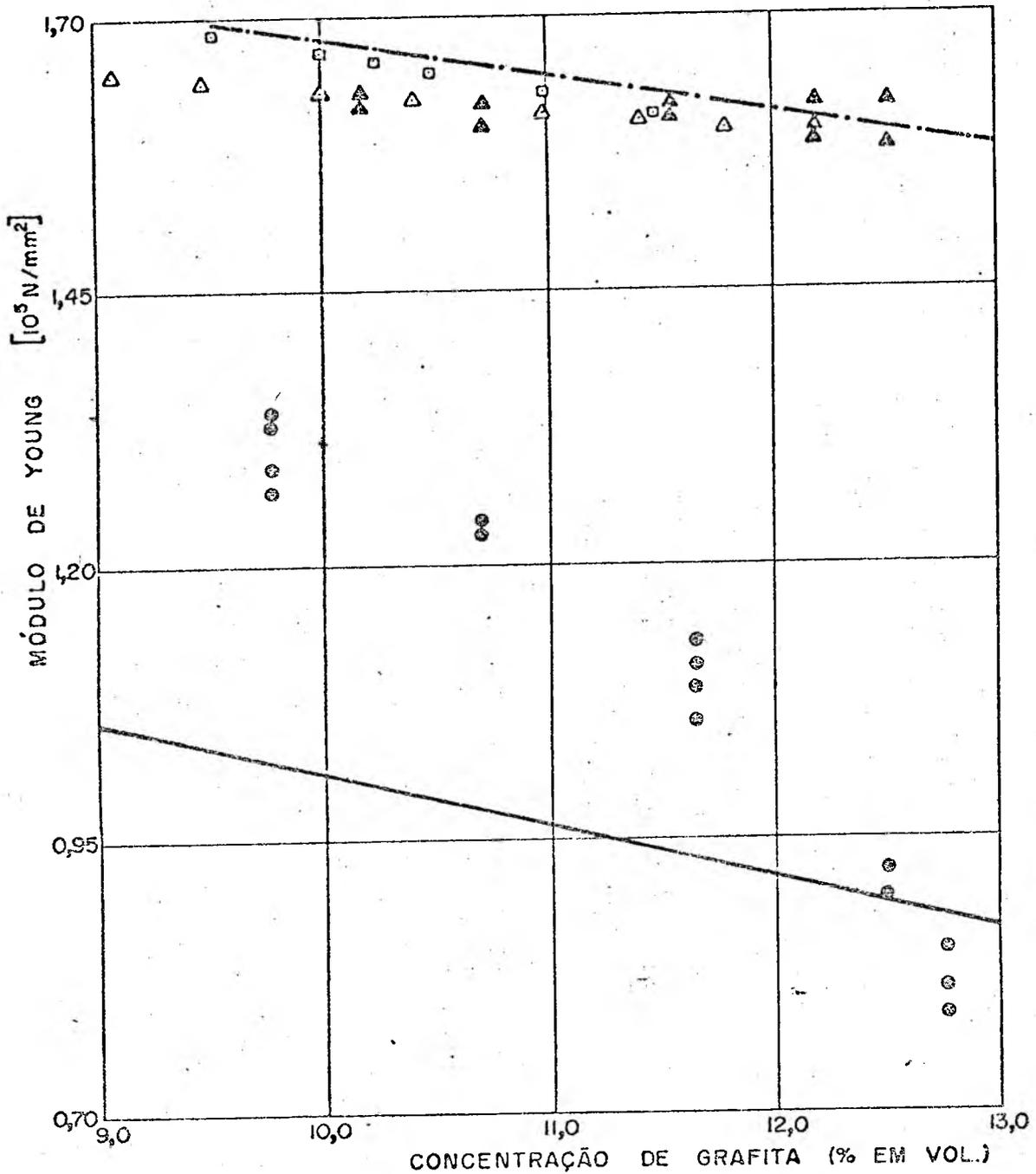


FIG. 34 - Módulo de Young em função da concentração de grafita

Valores experimentais próprios:

- Para o ferro fundido cinzento, \odot
- Para o ferro fundido nodular, \blacktriangle

Valores da literatura:

- Para o ferro fundido nodular, $\Delta^{(114)}$, $\square^{(118)}$

Curvas calculadas:

Para partículas dispersas esféricas - · - · - (equações 31,36 e 37);
 para partículas dispersas, sob forma de discos, estatisticamente orientadas — (equações 31,34 e 35); $E_M = 200000 \text{ N.mm}^{-2}$ (matriz: ferrita); $E_D = 10500 \text{ N.mm}^{-2}$ (fase dispersa: grafita); $\nu_M = 0,31$; $\nu_D = 0,14$.

5. RELAÇÃO ENTRE A MICROESTRUTURA E O COEFICIENTE DE EXPANSÃO TÉRMICA LINEAR

5.1. FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA^(1, 21)

O coeficiente de expansão térmica (α_V) é definido como a variação de volume (δV) - em decorrência de uma mudança de temperatura (δT) - relacionada a um volume inicial (V_A), para pressão (p) constante e composição química (c_i) imutável:

$$\alpha_V = \frac{1}{V_A} \left[\frac{\delta V}{\delta T} \right]_{p, c_i} \quad (57)$$

Admitida a hipótese, segundo a qual, o coeficiente de expansão térmica apresenta, para pequenos intervalos de temperatura, uma dependência desprezível em relação a esta (temperatura), da integração da equação 57 resulta:

$$\alpha_V = \frac{V - V_A}{\Delta T \cdot V_A} = \frac{\Delta V}{\Delta T \cdot V_A} \quad (58)$$

Assim, um material isótropo tem o seu coeficiente de expansão térmica linear (α) dado por:

$$\alpha = \frac{\alpha_V}{3} = \frac{\Delta V}{3 \cdot \Delta T \cdot V_A} \cong \frac{\Delta l}{\Delta T \cdot l_A} \quad (59)$$

onde: Δl = variação de comprimento para uma determinada diferença de temperatura ΔT ;

l_A = comprimento inicial à temperatura ambiente T_A .

Quando um material bifásico - pressuposta uma isotropia e admitido um comportamento elástico linear de suas fases - é aquecido ($\Delta T = T - T_A$), as suas fases expandem-se desigualmente, de modo que cada uma delas se constitui um "obstáculo" para a expansão da outra, originando-se em consequência, tensões internas. Quando, por exemplo, a matriz expande-se termicamente menos do que a fase dispersa ($\alpha_M < \alpha_D$), surgem, então, tensões de tração ($+\sigma$) na matriz e tensões de compressão ($-\sigma$) na fase dispersa.

A seguinte abstração é feita: as duas fases são separadas - mantido inalterado o arranjo espacial -, resultando, assim, uma matriz com vazios fechados, de um lado, e partículas livres da fase dispersa, em suspensão no espaço, de outro lado. Deste modo, para um aquecimento, de uma temperatura inicial (T_A) a uma temperatura final (T), ambas as fases podem expandir-se livremente. Assim, como consequência dos diferentes coeficientes de expansão das fases, surge uma diferença entre volumes, a qual pode ser determinada da equação 59:

$$\frac{\Delta V_D}{V_{AD}} - \frac{\Delta V_M}{V_{AM}} = (3) (\Delta T) (\alpha_D - \alpha_M) \quad (60)$$

onde: α_M, α_D = coeficientes de expansão térmica linear da matriz e da fase dispersa, respectivamente;

V_{Ai} = volumes da matriz ($i=M$) e da fase dispersa ($i=D$), à temperatura ambiente;

$V_{AD} + V_{AM} = V_{AC}$ = volume total ($i=C$), à temperatura ambiente.

Dando prosseguimento à abstração, é promovida a reunião das duas fases (onde a matriz, no exemplo citado, possui um coeficiente de expansão térmica menor do que o da fase dispersa). Para tal, por forças mecânicas, a matriz deve ser expandida e a fase dispersa, contraída, de modo que uma "se coadune" com a outra. As tensões mecânicas de tração - para a expansão da matriz - e de compressão - para a contração da fase dis-

persa - são iguais e correspondem àquelas presentes durante o aquecimento do material bifásico real.

Segundo a lei de Hook, para um corpo isótropo e linearmente elástico, submetido a um estado tridimensional de tensões, é válida a seguinte igualdade:

$$(\sigma_i)(1 - 2\nu) = (\epsilon_i)(E) \quad (61)$$

Com

$$K = \frac{E}{(3)(1 - 2\nu)}, \quad (62)$$

surge da equação 61:

$$\sigma_i = (\epsilon_i)(3K) \quad (63)$$

E, da equação 59:

$$\epsilon_i = \frac{\Delta l}{l_{iA}} = \frac{\Delta V}{(3)(V_i)} = \frac{\sigma_i}{3K} \quad (64)$$

Assim, a contração isostática da fase dispersa é calculada através da expressão:

$$-\frac{\Delta V_{Dx}}{V_D} = \frac{\sigma}{K_D} \quad (65)$$

e a expansão isostática da matriz, através da expressão:

$$\frac{\Delta V_{Mx}}{V_M} = \frac{\sigma}{K_M} \quad (66)$$

onde: V_D, V_M = volumes das fases à temperatura T.

Como, após o aquecimento, as interfaces no material bifásico não rompem, a deformação volumétrica mecânica das fases (na abstração feita) deve compensar a diferença entre volumes resultante da desigualdade entre os coeficientes de expansão térmica das fases. Assim, de acordo com as equações 60, 65 e 66, resulta:

$$\frac{\Delta V_D}{V_{AD}} - \frac{\Delta V_M}{V_{AM}} = \frac{\Delta V_{DX}}{V_D} + \frac{\Delta V_{MX}}{V_M} \quad (67)$$

$$(3) (\Delta T) (\alpha_D - \alpha_M) = (\sigma) \left[\frac{1}{K_M} - \frac{1}{K_D} \right] \quad (68)$$

e, conseqüentemente, a tensão isostática pode ser obtida da expressão:

$$\sigma = (3) (\Delta T) (\alpha_D - \alpha_M) \frac{K_M \cdot K_D}{K_D - K_M} \quad (69)$$

Ainda com referência à abstração feita, foi visto que cada fase encontra-se submetida a uma tensão mecânica isostática - a qual compensa, através de deformação mecânica, a diferença entre volumes, induzida termicamente. Assim, no âmbito das fases do material bifásico, tensões de compressão e de tração encontram-se em equilíbrio. As superfícies entre fases, contudo, devem apresentar-se isenta de tensões.

Sendo admitida a aplicação de uma tensão de compressão ou de tração, respectivamente, sobre o material bifásico da abstração feita, para a determinação da elongação total - devido ao aquecimento - da fase dispersa ou, então, daquela da matriz (como se segue), a seguinte igualdade é aplicável:

$$\frac{\Delta V_C}{V_{AC}} = \frac{\Delta V_M}{V_{AM}} + \frac{\sigma}{K_M} - \frac{\sigma}{K_C} = \frac{\Delta V_M}{V_{AM}} + \sigma \left[\frac{K_C - K_M}{K_M \cdot K_C} \right] \quad (70)$$

Das equações 59 e 69, provém:

$$\alpha_C = \alpha_M + (\alpha_D - \alpha_M) \left[\frac{K_D (K_C - K_M)}{K_C (K_D - K_M)} \right] \quad (71)$$

$$\alpha_C = \alpha_M \left[\frac{K_M (K_D - K_C)}{K_C (K_D - K_M)} \right] + \alpha_D \left[\frac{K_D (K_C - K_M)}{K_C (K_D - K_M)} \right] \quad (72)$$

E, finalmente, as equações 71 e 62 dão origem à equação genérica microestrutura-coeficiente de expansão térmica linear de materiais bifásicos, com estrutura dispersa:

$$\alpha_C = \alpha_M + (\alpha_D - \alpha_M) \left[\frac{E_D \{3K_C (1 - 2\nu_M) - E_M\}}{3K_C \{E_D (1 - 2\nu_M) - E_M (1 - 2\nu_D)\}} \right] \quad (73a)$$

$$\alpha_C = \alpha_M + (\alpha_D - \alpha_M) \left[\frac{E_D \{E_C (1 - 2\nu_M) - 3E_M (1 - 2\nu_C)\}}{3E_C \{E_D (1 - 2\nu_M) - E_M (1 - 2\nu_D)\}} \right] \quad (73b)$$

Tal equação, conforme pode ser notado, está diretamente associada às propriedades elásticas do material bifásico, dependendo, assim, das suas respectivas determinações. Com termos análogos aos das equações 29 e 30, para o módulo de compressão do material bifásico (K_C) - para arranjos das fases em paralelo e em série, respectivamente -, são obtidas, da equação 73a, as equações das curvas limites microestrutura-coeficiente de expansão térmica linear:

$$\alpha_C = \alpha_M + c_D(\alpha_D - \alpha_M) \left[\frac{E_D(1 - 2\nu_M)}{(1 - c_D)E_M(1 - 2\nu_D) + c_DE_D(1 - 2\nu_M)} \right] \quad (74)$$

$$\alpha_C = (1 - c_D)\alpha_M + c_D\alpha_D = \alpha_M + c_D(\alpha_D - \alpha_M) \quad (75)$$

Cada uma destas duas equações (74 ou 75) pode representar ou a curva limite superior ou a curva limite inferior, dependendo da expressão seguinte:

$$\frac{K_M}{K_D} = \frac{E_M(1 - 2\nu_D)}{E_D(1 - 2\nu_M)} \quad (76)$$

A permuta de curvas limites ocorre, quando esta equação (76) torna-se igual a 1 (um), ocasião em que os limites superior e inferior igualam-se.

Os casos especiais da equação genérica microestrutura-coeficiente de expansão térmica de materiais bifásicos, isotrópicos, com estrutura dispersa, para:

- a) a fase dispersa constituída de partículas na forma de discos orientados estatisticamente,
- b) a fase dispersa constituída de partículas esféricas,
- c) a fase dispersa constituída de partículas na forma de bastões orientados estatisticamente,

são obtidos da equação 73, com inserção das equações 34 a 39.

Os casos especiais de fase dispersa constituída de partículas orientadas, na forma de discos e bastões, são também estudados (¹⁰⁴), originando-se as seguintes equações microestrutura-coeficiente de expansão térmica linear de materiais bifásicos, com estrutura dispersa:

a) para fase dispersa constituída de partículas na forma de discos ($\lim (z/x) = 0$):

- cujos eixos de rotação estejam orientados perpendicularmente à direção da tensão:

$$\alpha_C = \alpha_M + c_D(\alpha_D - \alpha_M) \left[1 + \frac{(1 - c_D)E_D(1 - \nu_M) - E_M(1 - \nu_D)}{E_M(1 - c_D)(1 - \nu_D) + E_D c_D(1 - \nu_M)} \right] \quad (77)$$

- cujos eixos de rotação estejam orientados na direção da tensão:

$$\alpha_C = \alpha_M + c_D(\alpha_D - \alpha_M) \left[1 + \frac{2(1 - c_D)(\nu_D E_M - \nu_M E_D)}{E_M(1 - c_D)(1 - \nu_D) + E_D c_D(1 - \nu_M)} \right] \quad (78)$$

b) para fase dispersa constituída de partículas na forma de bastões ($\lim (z/x) = \infty$):

- cujos eixos de rotação estejam orientados perpendicularmente à direção da tensão:

$$\alpha_C = \alpha_M + c_D(\alpha_D - \alpha_M) \left[c_D + (1 - c_D)E_D \frac{H - L}{HM - LQ} \right] \quad (79)$$

- cujos eixos de rotação estejam orientados na direção da tensão:

$$\alpha_C = \alpha_M + c_D(\alpha_D - \alpha_M) \left[c_D + (1 - c_D)E_D \frac{M - Q}{HM - LQ} \right] \quad (80)$$

onde:

$$H = c_D E_D \frac{1 - \nu_D}{1 + \nu_D} + \frac{1 - c_D}{1 - \nu_M} \left[\frac{E_D \nu_M \nu_D}{1 + \nu_D} + \frac{E_M}{1 + \nu_M} \right] \quad (81)$$

$$L = c_D E_D \frac{\nu_D}{1 + \nu_D} + \frac{1 - c_D}{2(1 - \nu_M)} \left[\frac{E_D \nu_M}{1 + \nu_D} + \frac{E_M \nu_D}{1 + \nu_M} \right] \quad (82)$$

$$M = \frac{c_D E_D}{1 + \nu_D} + \frac{1 - c_D}{2(1 - \nu_M)} \left[\frac{E_D}{1 + \nu_D} + \frac{E_M (1 - 2\nu_D)}{1 + \nu_M} \right] \quad (83)$$

$$Q = 2c_D E_D \frac{\nu_D}{1 + \nu_D} + \frac{1 - c_D}{1 - \nu_M} \left[\frac{E_D \nu_D}{1 + \nu_D} + \frac{E_M \nu_M (1 - 2\nu_D)}{1 + \nu_M} \right] \quad (84)$$

Vale salientar que a análise matemática da equação 80 conduz a resultados correspondentes àqueles da equação 74 (arranjo de fases em paralelo).

Outrossim, para o caso particular do material poroso ($(E_D/E_M) = 0$), pode ser verificado, da equação 73, que, basicamente, o coeficiente de expansão térmica de materiais bifásicos, com estrutura dispersa, não é dependente da porosidade ($\alpha_C = \alpha_M$). Além disso, digna de nota é a constatação de que as equações para o coeficiente de expansão térmica de materiais bifásicos, para partículas da fase dispersa, com uma relação entre eixos extrema ($\lim (z/x) = 0$), não podem ser diretamente utilizadas para o caso especial do material poroso. A relação entre eixos igual a zero, conforme já mencionado, ocorre quando o eixo de rotação (z) é infinitesimal e o eixo secundário (x) finito, ou quando, o eixo de rotação é finito e o eixo secundário infinitamente grande. Este segundo caso implica na incoerência de estrutura dispersa, e corresponde ao arranjo, em paralelo, de discos "porosos", orientados perpendicularmente à direção da expansão (isto é, as equações 77 e 74 igualam-se). Por outro lado,

"lamelas porosas" não contribuem para a expansão e, assim, o coeficiente de expansão é - tal como para a estrutura dispersa com poros na forma de discos - igual àquele da matriz.

Valores experimentais devem, agora, ser comparados com os valores obtidos das equações microestrutura - coeficiente de expansão térmica linear.

5.2. COLETÂNEA DE DADOS EXPERIMENTAIS DA LITERATURA (¹)

As curvas utilizadas para a comparação com dados experimentais são calculadas com o auxílio das propriedades elásticas das fases, apresentadas na figura 17.

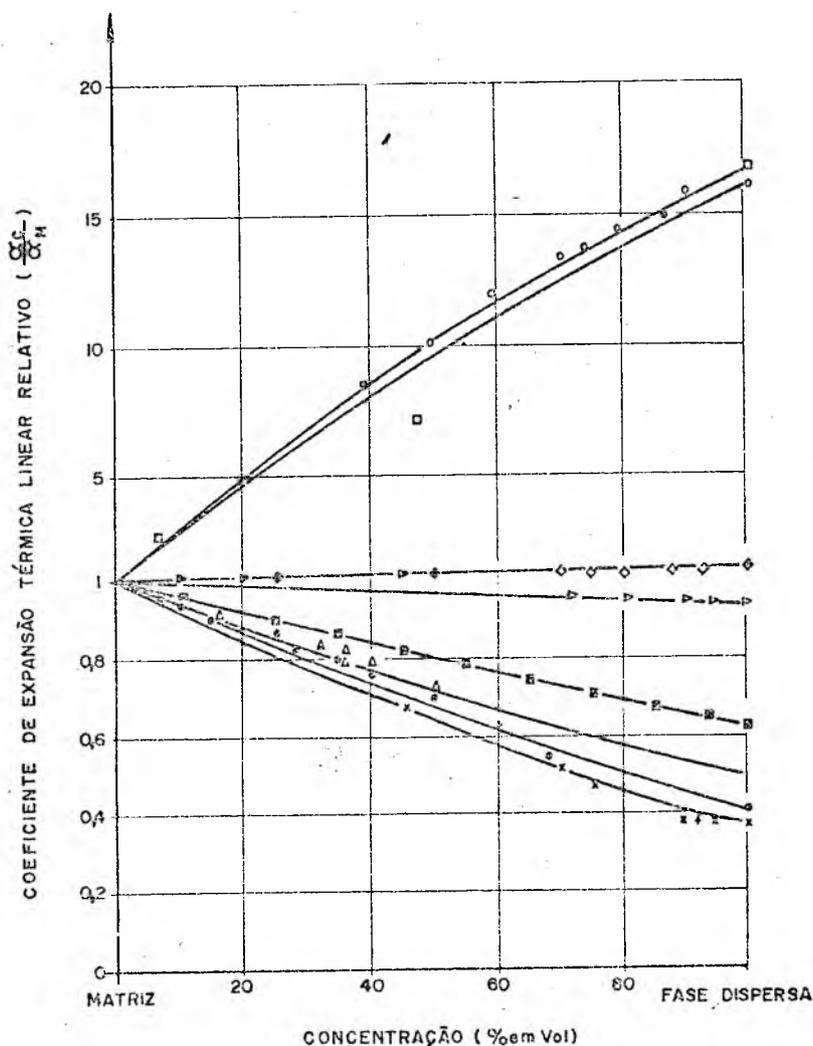


FIG. 26 - Coeficiente de expansão térmica linear relativo, de materiais bifásicos, em função da concentração de fases.

Valores medidos:

MATRIZ	FASE DISPERSA	INTERVALO DE TEMPERATURA (k)	SÍMBOLO (LITERATURA)
SiO ₂	Al	373-873	□ (105)
SiO ₂	Sn		○ (106)
Co	WC	293-1073	+ (107)
			× (24)
Sn	ZrO ₂	293-1073	⊙ (106)
Mo	UO ₂	293-1273	⊕ (49)
			◇ (108)
			▷ (13)
Cr	UO ₂	293-1273	▷ (108)
SS	UO ₂	293-1173	△ (109)
Ag	Fe		⊠ (110)

Curvas calculadas para partículas dispersas esféricas: equações 73, 36 e 37.

Na figura 26, valores experimentais são comparados com curvas calculadas (através das equações 73, 36 e 37), para alguns materiais bifásicos (com estrutura dispersa), cuja fase dispersa se apresenta na forma de partículas esféricas.

Como as curvas limites, calculadas através das equações 74 e 75, dependem não só dos coeficientes de expansão térmica linear das fases, como também dos respectivos módulos de Young e coeficientes de Poisson, o intervalo entre os mesmos, dependendo do material, pode ser bem distinto. Por outro lado, todas estas propriedades não se diferenciam, para fases sólidas, em mais do que uma ordem de grandeza, de modo que o campo de variação, também para o coeficiente de expansão térmica linear, é, muitas vezes, menos amplo do que a própria dispersão das medições - a qual depende da qualidade dos corpos de prova - (figura 27).

Para uma alta qualidade dos corpos de prova, os valores medidos possibilitam uma visualização da troca de matriz, como, por exemplo, no caso da figura 28, onde as curvas calculadas (equações 73, 36 e 37), para a matriz de cobalto e

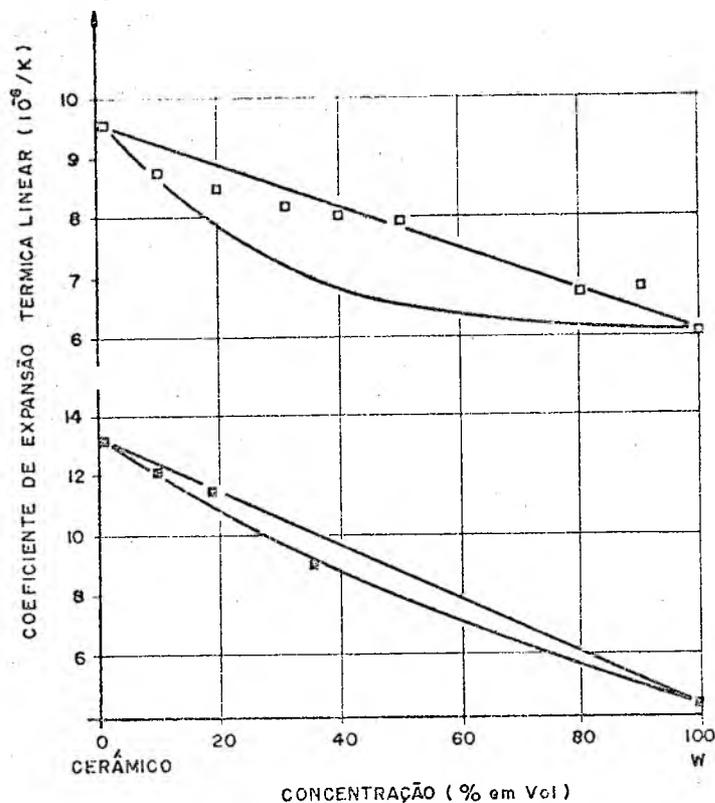


FIG. 27 - Dispersão de valores medidos para o coeficiente de expansão térmica linear, de materiais bifásicos.

Valores medidos:

$Ba_{2-x}Ca_{0,5+x}WO_6-W$ 673-1273 K \square (¹¹¹)

MgO W 373-1273 K \blacksquare (¹⁰⁵)

Curvas limites calculadas: eq. 74 e 75.

para a matriz de $(Ta_{0,4}Hf_{0,6})C$, situam-se muito próximas entre si. A troca da matriz de cobalto para a matriz de $(Ta_{0,4}Hf_{0,6})C$ verifica-se onde os valores experimentais, situados, inicialmente, acima da curva superior - matriz de cobalto - passam a localizar-se abaixo da curva relativa à matriz de carboneto.

Na figura 29, valores experimentais de cermets UO_2-Cu são comparados com curvas teóricas, para matriz de cobre e matriz de UO_2 , referidos a partículas dispersas, sob forma de esferas e discos, orientados estatisticamente (equações 73, 36, 37 e 73, 34, 35, respectivamente).

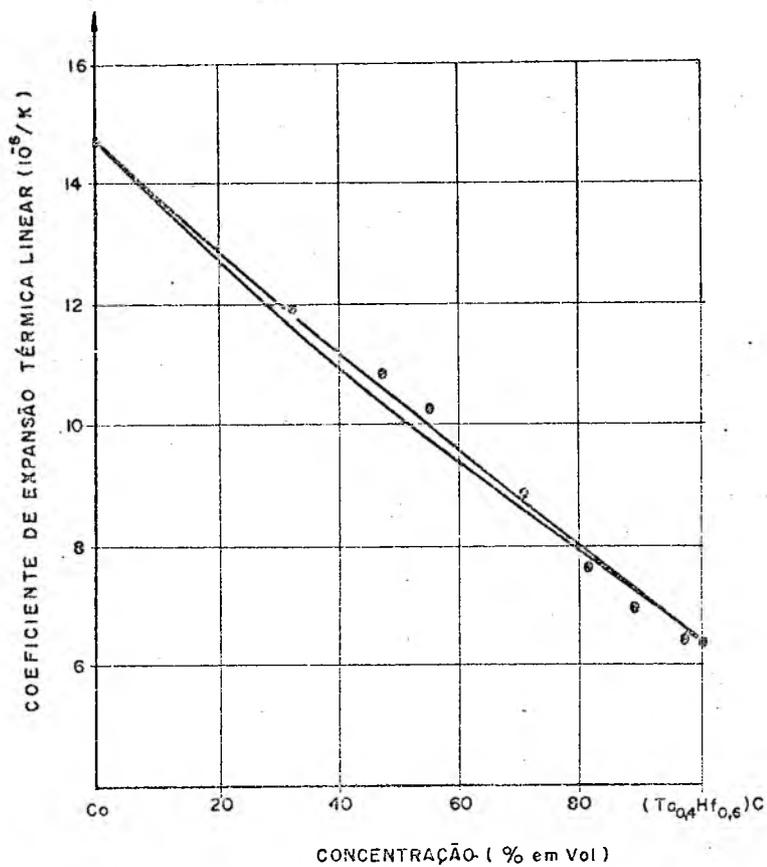


FIG. 28 - Coeficientes de expansão térmica linear de metais duros $(Ta_{0,4}Hf_{0,6})C$.

Valores medidos: \odot 293-1273 K

Curvas calculadas: matriz de cobalto (curva superior) e matriz de carbono (curva inferior); equações 73, 36 e 37.

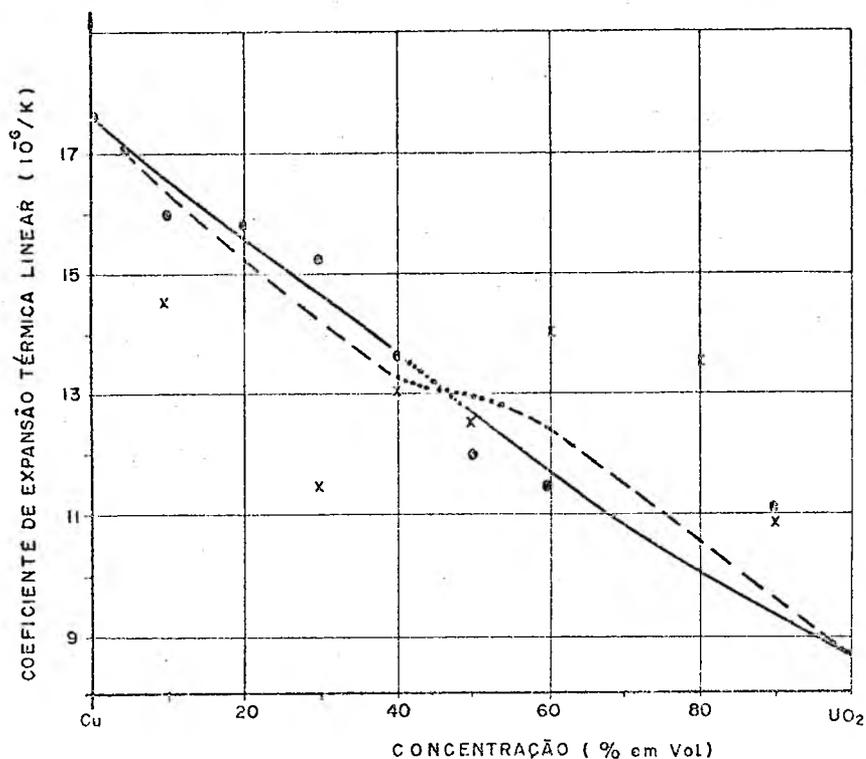


FIG. 29 - Coeficiente de expansão térmica linear de cer mets UO₂-Cu.

Valores medidos: para partículas dispersas aproximadamente esféricas o; para partículas dispersas, sob forma aproximada de discos orientados estatisticamente x.

Curvas calculadas: para partículas dispersas esféricas — (equações 73, 36 e 37); para partículas dispersas, sob forma de discos orientados estatisticamente - - - (equações 73 e 34);

Troca de matriz

do coeficiente de expansão térmica linear de um determinado material, conforme ilustrada na figura 30, destaque-se, em primeiro plano, o dilatômetro eletrônico comparativo Netzsch 402E e o forno que garante um aumento contínuo de temperatura sobre o corpo de prova em análise, inserido no dilatômetro.

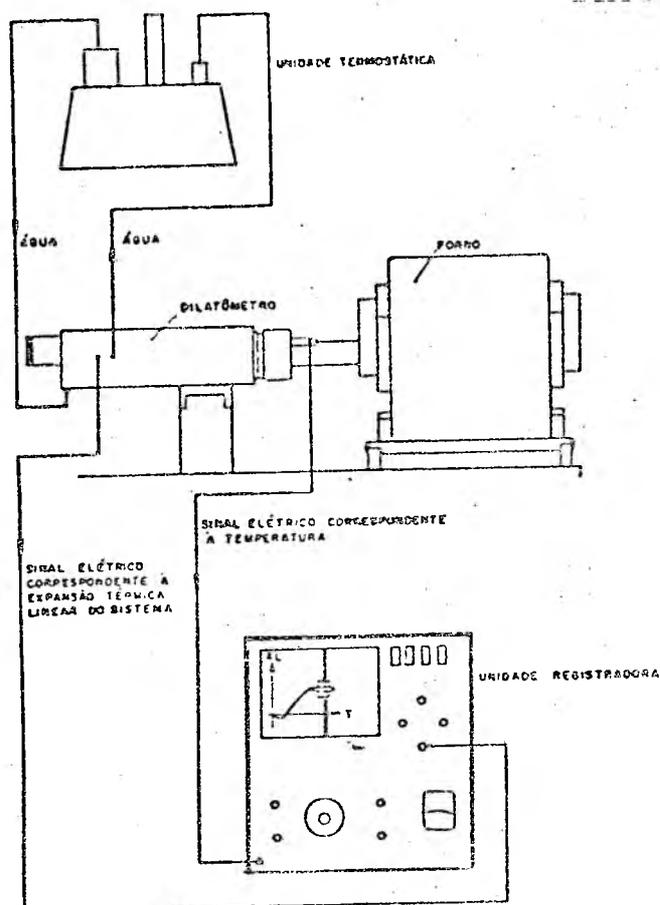


Fig. 30 -
Montagem (fluxograma e foto) dos equipamentos para o traçado da curva expansão térmica linear - temperatura (utilização do dilatômetro eletrônico comparativo, para altas temperaturas, Netzsch 402E).

Além desses dois elementos, enfoque-se, ainda, a unidade termostática (que mantém constante a temperatura da bobina do transdutor linear) e a unidade registradora (que representa, gráfica e continuamente, o incremento no comprimento do corpo de prova, correspondente a cada temperatura a que o corpo está submetido).

Do corte longitudinal do conjunto dilatômetro-forno, conforme ilustrado na figura 31, observa-se que a expansão térmica linear do corpo de prova é detectada pelo contato direto entre uma haste e o corpo, e conseqüente movimento da mesma (produzindo um deslocamento do núcleo da bobina). Disto resulta uma alteração na indutância da corrente elétrica, que circula pelo enrolamento, o que implica num sinal elétrico (que sofre amplificação), enviado à unidade registradora, correspondente à expansão térmica linear do corpo de prova.

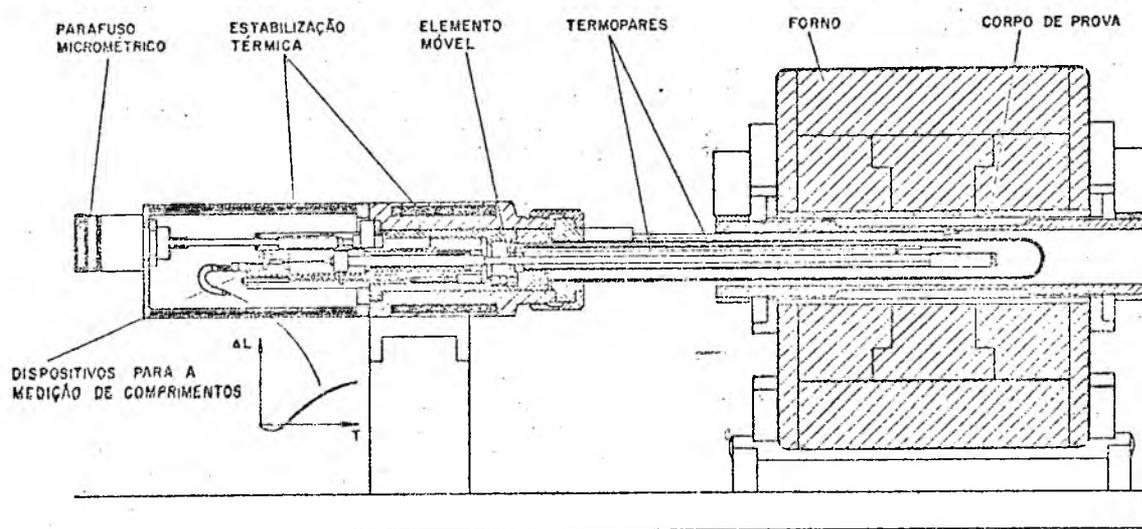


FIG. 31 - Corte longitudinal do dilatômetro eletrônico comparativo, para altas temperaturas, Netzsch 402E (112).

Paralelamente, as temperaturas, continuamente me

didadas pelos termopares, alcançam, também em forma de sinal elétrico amplificado, a unidade registradora.

Deste modo, a unidade registradora habilita-se a uma representação gráfica e contínua dos incrementos no comprimento do corpo de prova, correspondentes às temperaturas varriadas ao longo do ensaio.

5.3.3. LEVANTAMENTO DA CARACTERÍSTICA TÉRMICA DO SUPORTE DO DILATÔMETRO ELETRÔNICO NETZSCH 402E

Quando da utilização do dilatômetro eletrônico comparativo Netzsch 402E, no traçado da curva expansão térmica linear versus temperatura do corpo de prova, torna-se mensurável, na unidade registradora, a dilatação linear conjunta do corpo de prova e do sistema que o envolve. Assim sendo, para o acompanhamento do comportamento térmico, único e exclusivo, do corpo de prova, desponta como imprescindível o conhecimento da característica térmica do sistema de suporte do corpo de prova.

Em outras palavras, conhecida a expansão térmica linear do sistema que envolve o corpo de prova, correspondente a cada valor específico de temperatura, e, lida (na unidade registradora) a dilatação linear conjunta do par corpo-sistema que o envolve, torna-se possível, por simples operação de soma algébrica, a determinação da expansão térmica linear, única e exclusiva, do corpo de prova, relativa a cada temperatura específica:

$$D_S(T) = D_K(T) + D_M(T) \quad (85)$$

$D_S(T)$ = dilatação linear relativa do corpo de prova;

$D_K(T)$ = dilatação linear relativa do sistema de suporte do corpo de prova;

$D_M(T)$ = dilatação linear relativa do par corpo de prova - sistema de suporte (lida na unidade registradora).

O levantamento da característica térmica do su-

porte do corpo de prova, axiomáticamente, deve ser levada a termo sob condições idênticas às dos testes subseqüentes com os corpos de prova. Para tal, deve ser mantida a mesma velocidade de aquecimento, deve ser utilizado um corpo de prova padrão de dimensões próximas às dos corpos de prova dos ensaios subseqüentes e devem ser mantidos, integralmente, todos os componentes do sistema de suporte.

Com efeito, a determinação da característica térmica do suporte do dilatômetro eletrônico Netzsch 402E é realizada a partir de um corpo de prova, dito padrão, constituído de um material, cuja dilatação (relativamente a um comprimento inicial, referido a uma determinada temperatura de referência) seja conhecida com uma suficiente margem de precisão, para uma série de temperaturas diferentes.

Assim, a leitura feita no painel da unidade registradora (que fornece, para cada temperatura específica, a dilatação linear relativa do par corpo de prova padrão - sistema que o envolve), simbolizado por $D_M(T)$, e o valor da dilatação linear relativa do corpo de prova padrão (propriedade conhecida do material do mesmo, referida, também, a cada temperatura específica), simbolizado por $D_S(T)$, permitem o cálculo do chamado fator de correção do dilatômetro, representado por $D_K(T)$, o qual quantifica o comportamento térmico do sistema que envolve o corpo de prova.

O referido cálculo pode ser realizado através da expressão 85.

Na tabela 9 são apresentados os resultados de alguns levantamentos da característica térmica do sistema de suporte do dilatômetro eletrônico Netzsch 402E (fatores de correção, $D_K(T)$, para diversas temperaturas), referidos a ensaios com corpos de prova padrões cilíndricos, de vacromium COO e de de quartzo, submetidos a uma velocidade de aquecimento de $10^{\circ}\text{C}/\text{min}$, em atmosfera de argônio e no vácuo.

T (K)	1º ENSAIO								2º ENSAIO							
	VACUUM COO			QUARTZO			$\bar{D}_{K_I}(T)$	s_I	VACUUM COO			QUARTZO			$\bar{D}_{K_{II}}(T)$	s_{II}
	$D_S(T)$	$D_M(T)$	$D_K(T)$	$D_S(T)$	$D_M(T)$	$D_K(T)$			$D_S(T)$	$D_M(T)$	$D_K(T)$	$D_S(T)$	$D_M(T)$	$D_K(T)$		
- ARGÔNIO -																
373	1,036	-0,100	1,136	0,041	-0,375	0,416	0,776	0,509	1,036	0,150	0,886	0,041	-0,625	0,666	0,776	0,156
473	2,427	0,800	1,627	0,106	-1,325	1,431	1,529	0,139	2,427	0,825	1,602	0,106	-1,400	1,506	1,554	0,068
573	3,915	1,550	2,365	0,166	-2,025	2,191	2,278	0,123	3,915	1,650	2,265	0,166	-2,075	2,241	2,253	0,017
673	5,510	2,475	3,035	0,223	-2,700	2,923	2,979	0,079	5,510	2,525	2,985	0,223	-2,775	2,998	2,992	0,009
773	7,193	3,425	3,768	0,271	-3,400	3,671	3,720	0,068	7,193	3,475	3,718	0,271	-3,500	3,771	3,745	0,037
873	8,977	4,475	4,502	0,321	-4,125	4,446	4,474	0,040	8,977	4,525	4,452	0,321	-4,250	4,571	4,512	0,084
- VÁCUO -																
373	1,036	-0,325	1,361	0,041	-0,575	0,616	0,988	0,527	1,036	-0,015	1,186	0,041	-0,725	0,766	0,976	0,297
473	2,427	0,125	2,302	0,106	-1,575	1,681	1,992	0,439	2,427	-0,450	1,977	0,106	-1,575	1,681	1,829	0,209
573	3,915	1,125	2,790	0,116	-2,275	2,441	2,616	0,247	3,915	1,325	2,590	0,166	-2,225	2,391	2,491	0,141
673	5,510	2,300	3,210	0,223	-2,875	3,098	3,154	0,079	5,510	2,275	3,235	0,223	-2,900	3,123	3,179	0,079
773	7,193	3,375	3,818	0,271	-3,525	3,796	3,807	0,016	7,193	3,275	3,918	0,271	-3,625	3,896	3,907	0,016
873	8,977	4,500	4,447	0,321	-4,225	4,546	4,512	0,049	8,977	4,325	4,652	0,321	-4,400	4,721	4,687	0,049

OBSERVAÇÕES:

- $D_M(T) = \frac{y(\text{mm})}{(1000)L_0(\text{mm})} =$ Dilatação linear relativa do par corpo de prova padrão-- sistema de sustentação;
- $D_S(T)$ = Dilatação linear relativa do corpo de prova padrão (¹¹²);
- $D_K(T)$ = Dilatação linear relativa do sistema de sustentação;
- T = Temperatura em graus Kelvin;
- y(mm) = Cota medida no painel da unidade registradora;
- $L_0(\text{mm})$ = Comprimento inicial do corpo de prova padrão (T = 293 K);
- $\bar{D}_K(T)$ = Média aritmética de $D_K(T)$;
- s = Desvio padrão de $\bar{D}_K(T)$;
- Os valores de $D_S(T)$, $D_M(T)$, $D_K(T)$ e s, listados na tabela, devem ser multiplicados por 10^{-3} .

TAB. 9 - Levantamento da característica térmica do sistema de suporte do corpo de prova, para o dilatômetro eletrônico comparativo Netzsch 402E.

5.3.4. PREPARAÇÃO DOS CORPOS DE PROVA

Do material, objeto de análise (cujas especificações constam no item 3.3.5.), foram usinados os corpos de prova. A seleção da forma e das dimensões dos corpos de prova foi procedida, tendo em vista recomendações da literatura (¹¹²). Assim sendo, dos tarugos recebidos, foram usinados corpos de prova cilíndricos com diâmetros e comprimentos nominais de 6,0 mm e 45,0 mm, respectivamente.

Outrossim, com o intuito de se garantir uma suficiente precisão nas medições das expansões térmicas lineares dos corpos de prova, as superfícies planas extremas dos mesmos foram submetidas a uma retificação, sendo assegurado, assim, um suficiente paralelismo entre as faces.

Anteriormente à utilização dos corpos de prova, foram conferidos a cada um deles, números característicos de identificação, sendo seguido, para tal, o mesmo procedimento já mencionado no item 3.3.5.

5.3.5. COLETA DE DADOS

Com o conhecimento da característica térmica do sistema de suporte do corpo de prova, isto é, com a determinação da sua dilatação linear relativa $D_K(T)$, o dilatômetro eletrônico comparativo Netzsch 402E pode ser aplicado na determinação dos coeficientes de expansão térmica linear dos corpos de prova disponíveis, de diferentes composições químicas e formas de grafita.

A utilização do dilatômetro supracitado, para a determinação do coeficiente de expansão térmica linear de um certo corpo de prova, parte do traçado do diagrama "Dilatação linear absoluta (do par corpo - sistema que o envolve) versus temperatura".

A dilatação linear relativa do par corpo de prova - sistema que o envolve, representada por $D_M(T)$, é calculada em função do comprimento inicial do corpo de prova, L_0 , referido à temperatura ambiente. Subseqüentemente, a dilatação linear

relativa do corpo de prova, representada por $D_S(T)$, pode ser obtida da equação 85.

$$D_M(T) = \frac{\Delta L}{L_0} = \frac{y(\text{mm})(2,5)}{(1000)(L_0)} \quad (86)$$

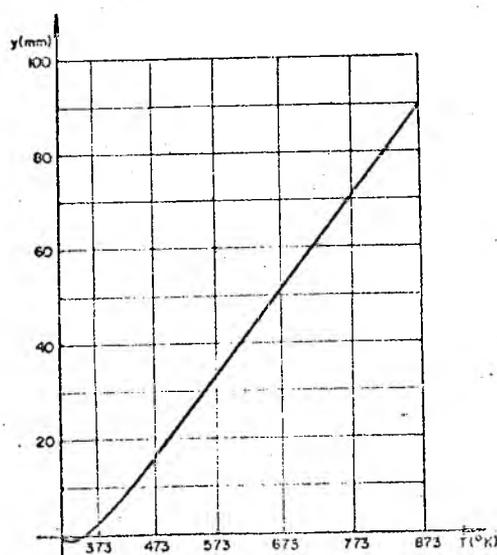


FIG. 32 - Dilatação linear absoluta do conjunto corpo de prova - sistema de sustentação, traçado na unidade registrada.

Complementarmente, o cálculo do coeficiente de expansão térmica linear do corpo de prova em análise, é efetuado em função da dilatação linear relativa do mesmo, $D_S(T)$, e do intervalo de temperatura varrido durante o ensaio.

$$\alpha = \frac{D_S(T)}{\Delta T} \quad (87)$$

onde: α = coeficiente de expansão térmica linear do material do corpo de prova [K];

$$D_S(T) = D_K(T) + D_M(T);$$

ΔT = intervalo de temperatura selecionado para o ensaio.

Nos ensaios realizados, o intervalo de temperatura selecionado foi fixado entre 20°C e 600°C. A seleção do limite inferior do intervalo foi feita em função da temperatura ambiente aproximada de 20°C e a seleção do limite superior foi feita de modo a tornar o intervalo tão grande quanto possível (fazendo com que, de um lado, os ensaios proporcionem uma boa representatividade do comportamento térmico do material do corpo de prova e, de outro lado, com que não seja, entretanto, atingida a temperatura de transformação da estrutura ferrítica em austenítica).

Nas tabelas 10 e 11 estão resumidos os dados experimentais obtidos com os diversos corpos de prova ensaiados, submetidos a aquecimento sob vácuo e em atmosfera de argônio.

MEIO	CORPO DE PROVA	D_K (873K) (10^{-3})	D_M (873K) (10^{-3})	D_S (873K) (10^{-3})	α (293-873K) (10^{-6})
- ARGÔNIO -	11	4,474	3,23	7,70	13,28
	11		3,10	7,57	13,05
	13		3,15	7,62	13,14
	13		3,18	7,65	13,19
	21		3,20	7,67	13,22
	21		3,26	7,73	13,33
	23		3,40	7,87	13,57
	23		3,40	7,87	13,57
	31		3,37	7,84	13,52
	31		3,32	7,79	13,43
	33		3,40	7,87	13,57
	33		3,37	7,84	13,52
	41		3,29	7,76	13,38
	41		3,32	7,79	13,43
	43		3,43	7,90	13,62
	43		3,48	7,95	13,71
	51		3,43	7,90	13,62
	51		3,68	8,15	14,05
	53		3,43	7,90	13,62
53	3,74	8,21	14,16		
- VÁCUO -	12	4,512	3,20	7,71	13,29
	14		3,18	7,69	13,26
	22		3,32	7,83	13,50
	24		3,20	7,71	13,29
	32		3,46	7,97	13,74
	34		3,37	7,88	13,59
	42		3,48	7,99	13,78
	44		3,37	7,88	13,59
	52		3,40	7,91	13,64
	54		3,43	7,94	13,69

TAB. 10 - Coeficientes de expansão térmica linear, para o ferro fundido cinzento ferrítico.

MEIO	CORPO DE PROVA	D_K (873K) (10^{-3})	D_M (873K) (10^{-3})	D_S (873K) (10^{-3})	α (293-873K) (10^{-6})
- ARGÔNIO -	11		3,66	8,17	14,09
	21		3,58	8,09	13,95
	31		3,46	7,97	13,74
	41	4,512	3,41	7,92	13,66
	51		3,50	8,01	13,81
	61		3,38	7,89	13,60
	71		3,47	7,98	13,76
- VÁCUO -	12		3,30	7,99	13,78
	22		3,24	7,93	13,67
	32		3,19	7,88	13,59
	42	4,687	3,13	7,82	13,48
	52		3,30	7,99	13,78
	62		3,30	7,99	13,78
	72		3,19	7,88	13,59

TAB. 11 - Coeficientes de expansão térmica linear, para o ferro fundido nodular ferrítico.

(os valores de $D_K(T)$, apresentados na tabela 11, diferenciam-se daqueles apresentados na tabela 10, devido a uma recalibragem feita no sistema de medição)

5.3.6. COMPARAÇÃO ENTRE VALORES EXPERIMENTAIS E VALORES CALCULADOS

Na figura 35, valores experimentais, para o coeficiente de expansão térmica linear - obtidos de ensaios próprios, realizados com corpos de prova de ferro fundido cinzento e ferro fundido nodular, ambos com matriz ferrítica - , são comparados com curvas teóricas.

A locação dos valores experimentais, próprios, para o coeficiente de expansão térmica linear (obtida da utilização do dilatômetro eletrônico comparativo, para altas temperaturas, Netzsch) é procedida com o auxílio das tabelas 2, 3, 10 e 11. Assim, as ordenadas do gráfico (valores experimentais, próprios, para o coeficiente de expansão térmica linear) são extraídas das tabelas 10 e 11, e as abscissas (concentrações de grafi-

ta, convertidas para cifras volumétricas) das tabelas 2 e 3.

As curvas teóricas são obtidas das equações 34 e 73a e das equações 36, 37 e 73a. Ou seja, para a comparação entre valores experimentais e valores teóricos, é assumido, com base na microestrutura presente, que as partículas de grafita, no ferro fundido cinzento, apresentam-se sob a forma de discos, estatisticamente orientados, e que, no ferro fundido nodular, as partículas de grafita apresentam-se sob a forma de esferas.

Sendo tomados valores médios da literatura^(1,114, 115,116,117), para os módulos de Young, para os coeficientes de Poisson e para os coeficientes de expansão térmica linear, das fases ($E_M = E_{\text{ferrita}} = 200000 \text{ N.mm}^{-2}$; $\nu_M = \nu_{\text{ferrita}} = 0,31$; $\alpha_M = \alpha_{\text{ferrita}} = (14,0)(10^{-6})\text{K}^{-1}$; $E_D = E_{\text{grafita}} = 10500 \text{ N.mm}^{-2}$; $\nu_D = \nu_{\text{grafita}} = 0,14$; $\alpha_D = \alpha_{\text{grafita}} = (2,90)(10^{-6})\text{K}^{-1}$), uma boa concordância é verificada entre os valores experimentais e as curvas teóricas, para os ferros fundidos cinzento e nodular.

Devido à grande diferença entre os módulos de Young da matriz (ferrita) e da fase dispersa (grafita), as partículas de grafita não constituem, praticamente, obstáculo algum à livre expansão da ferrita. Assim, a forma das partículas tem uma influência muito pequena sobre o coeficiente de expansão térmica linear, de modo que os valores teóricos e experimentais para o ferro fundido nodular devem estar bem próximos aos correspondentes para o ferro fundido cinzento. No caso do material analisado (vide tabelas 2 e 3), a diferença entre a composição química do ferro fundido cinzento e a do nodular constitui-se um fator responsável pela diferença dos resultados experimentais e teóricos, para o ferro fundido nodular, em relação aos equivalentes, para o ferro fundido cinzento.

A utilização de duas atmosferas (argônio, vácuo), para a proteção dos corpos de ensaio, comprova o previsto: o coeficiente de expansão térmica não é influenciado pelo meio no qual o corpo se encontra.

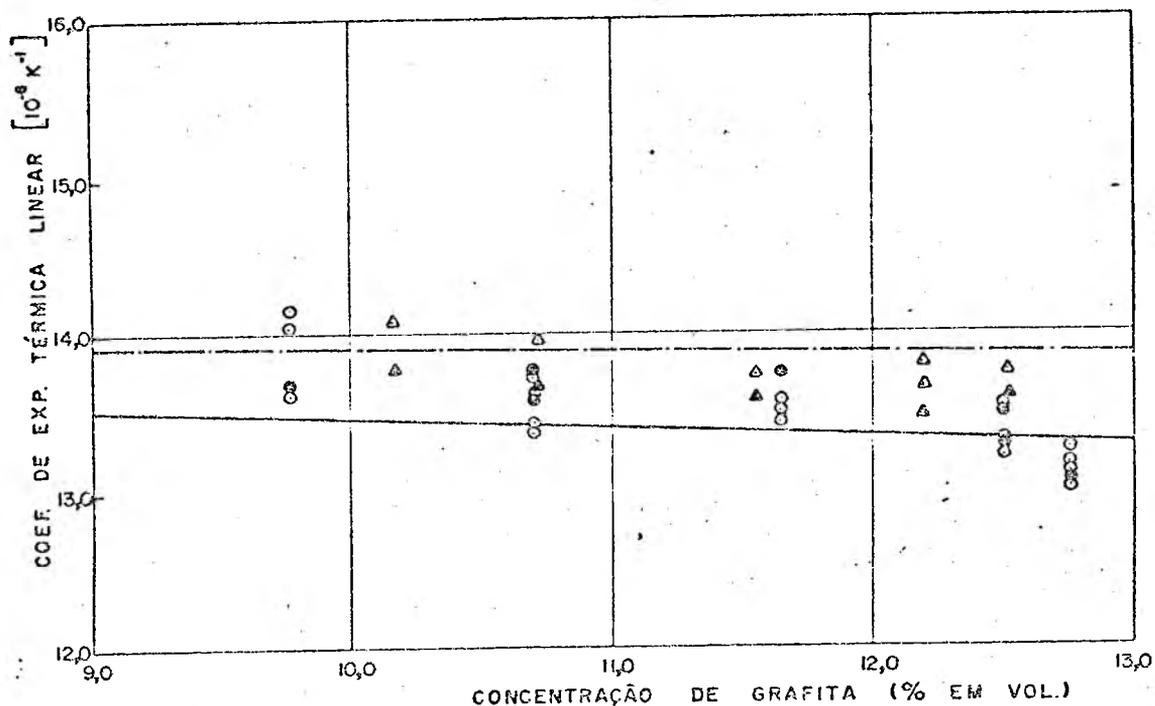


FIG. 35 - Coeficiente de expansão térmica linear em função da concentração de grafita (293-873K).

Valores experimentais:

- Ferro fundido cinzento (o em argônio; ● no vácuo)
- Ferro fundido nodular (Δ em argônio; ▲ no vácuo)

Curvas calculadas:

Para partículas dispersas esféricas - - - - (equações 36, 37 e 73a); para partículas dispersas, sob forma de discos, estatisticamente orientados ——— (equações 34, 35 e 73a); $\alpha_M = 14,0 \cdot 10^{-6} K^{-1}$ (matriz: ferrita); $E_M = 200000 N \cdot mm^{-2}$; $\nu_M = 0,31$; $\alpha_D = 2,90 \cdot 10^{-6} K^{-1}$ (fase dispersa: grafita); $E_D = 10500 N \cdot mm^{-2}$; $\nu_D = 0,14$.

6. CONCLUSÕES FINAIS

O trabalho desenvolvido permite um melhor entendimento sobre as relações quantitativas, existentes entre a microestrutura e algumas propriedades de materiais bifásicos.

Ensaio foram realizados com ferros fundidos nodular e cinzento, ferríticos, sendo constatada uma considerável concordância - tal como para outros materiais, conforme a literatura consultada - entre resultados experimentais e valores teóricos para propriedades, tais como a condutibilidade térmica, o módulo de Young e o coeficiente de expansão térmica linear. Isto vem comprovar que, sendo conhecidos os valores, de uma dada propriedade, para ambas as fases de um dado material bifásico (grafita e ferrita, no caso do ferro fundido ferrítico), assim como, a concentração, forma e o arranjo geométrico da fase dispersa (grafita, no caso do ferro fundido), torna-se possível a previsão, com uma boa margem de precisão, do valor da propriedade do material.

Em suma, uma importante aplicação genérica do estudo desenvolvido, consiste na possibilidade de previsão de propriedades, para um determinado material bifásico, a partir de dados da análise estereológica de sua estrutura. Desta forma, a análise da microestrutura passa a ser "algo mais" do que simples fonte de informações sobre a qualidade do material bifásico: ela constitui-se, também, uma importante alternativa para medições de propriedades, muitas vezes demoradas e dispendiosas, outras vezes, difíceis (como, por exemplo, quando o material encontra-se submetido a condições extremas, tais como, altas temperaturas e radioatividade), ou, até mesmo, impossíveis de serem levadas a termo.

Uma outra importante aplicação dos resultados do estudo desenvolvido, consiste na possibilidade de otimizações da microestrutura, com o intuito de melhorias - previamente estabelecidas - de propriedades de materiais bifásicos (obtenção de materiais "sob medida").

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

Obs.: As referências bibliográficas datilografadas com o alfabeto *script*, são citações da referência 1.

- (¹) - G. Ondracek, Z. werkstofftech.: 8,240-246(1977), 280-287(1977), 9,31-36(1978), 96-100(1978); S. Nazaré, G. Ondracek, Z. Werkstofftech.: 9,140-147(1978).
- (²) - J. C. Maxwell, *Treatise on Electricity and Magnetism Vol I*, Clarendon Oxford (1904)309.
- (³) - G. Ondracek, B. Schulz, Ber. Dtsch. Keram. Ges. 48-10.
- (⁴) - D. A. G. Bruggemann, Ann. Phys. 24 (1935)636 und Ann. Phys. 25(1936)645.
- (⁵) - W. Niesel, Ann. Phys. 6-10 (1952)336.
- (⁶) - G. Ondracek, Z. F. Werkstofftechnik 5-8(1974)416.
- (⁷) - G. Ondracek, B. Schulz, Ber. Dtsch.-Keram. Ges. 48-12 (1971)525.
- (⁸) - B. Schulz, Diss. Universität Karlsruhe, 1974.
- (⁹) - G. Ondracek, in R. Mitsche, F. Jeglitsch, G. Petzow, *Praktische Metallographie* 3(1971)263.
- (¹⁰) - G. Ondracek, in Newsletter '73 in Stereology, KFK-Ext. 6/73-2 (1973)40, 129.
- (¹¹) - G. Ondracek, in Newsletter '75 in Stereology, KFK Ext. 6/75-3 (1975)75.
- (¹²) - G. Ondracek, B. Schulz, in Newsletter '73 in Stereology KFK Ext. 6/73-2(1973)84 und *Praktische Metallographie* 10(1973)16.

- (¹³) - G. Ondracek, B. Schulz, in Newsletter '73 in Stereology KFK Ext. 6/73-2(1973)94 und Praktische Metallographie 10(1973)67.
- (¹⁴) - B. Paul, Transactions of the Metallurgical Society of AIME 218(1960)36.
- (¹⁵) - A. Reuss, ZAMM 9(1929)49.
- (¹⁶) - W. Voigt, Lehrbuch der Kristallphysik, Teubner Verlag Berlin (1910).
- (¹⁷) - Z. Hashin, S. Shtrikman, J. Mech. Phys. Solids 10(1972) 355, J. Mech. Phys. Solids II(1963)127.
- (¹⁸) - Z. Hashin, in R. M. Fulrath und J. A. Pask (Eds.), Ceramic Microstructures, Proc. 3rd Berkeley Int. Mech. Conf, (1966)323.
- (¹⁹) - E. Kröner, J. Mech. Phys. Sol. (1976) im Druck.
- (²⁰) - E. Kröner, H. Koch, Solid Mech. Arch. (1976) im Druck.
- (²¹) - J. L. Cribb, Nature 220(1968)576.
- (²²) - S. Nazare, G. Ondracek, in Verbundwerkstoffe, Buchband der Deutschen Gesellschaft für Metallkunde (1970)316.
- (²³) - S. Nazare, G. Ondracek, F. Thümler, High Temperatures-High Pressures 3(1971)615.
- (²⁴) - J. Gurland, J. Trans. Am. Soc. Metals 50(1958)1062.
- (²⁵) - R. H. Edwards, J. Appl. Mechanics (1951)19.
- (²⁶) - B. Schulz, in Newsletter '75 ins Stereology, KFK Ext. 6/75-3(1975)10.
- (²⁷) - S. Nazare, G. Ondracek, Powder Metallurgy International 6-1(1974)8.
- (²⁸) - E. E. Underwood, Quantitative Stereology, Addison-Wesley Publishing Company, Reading Mass. (1970).
- (²⁹) - R. T. de Hoff, F. N. Rhines, Trans. Met. Soc. AIME 221 (1961)975.

- (³⁰) - T. Bahke, Studienarbeit Institut für Werkstoffkunde II, Universität Karlsruhe, 1973.
- (³¹) - R. Hill, J. Mech. Phys. Solids II(1962)357.
- (³²) - O. Wiener, Abh. math. phys. Kl. königl.-sächs. Ges. Wiss. 32/6(1912)509.
- (³³) - K. Winkerlmann, Handbuch der Physik, Band V(1908)124.
- (³⁴) - U. Stille, Arch. Elektrotechnik 38-3/4(1944)91.
- (³⁵) - J. G. Goetzel, Iron Age 150(1942)82.
- (³⁶) - G. Ondracek, B. Schulz, J. Nucl. Mat. 46(1973)253.
- (³⁷) - W. Schikarski, G. Ondracek, J. Nucl. Mat. 45-2(1972/73) 171.
- (³⁸) - G. Ondracek, B. Schulz, Rev. Int. Temper. et. Refract. 7(1970)397.
- (³⁹) - A. G. Guy, Metallkunde für Ingenieure, Akademische Verlagsgesellschaft Frankfurt/Main (1970)179.
- (⁴⁰) - T. J. Jones, K. N. Street, S.A. Scoberg and J. Baird, Can. Metallurg. Quart. Rep. 2(1963)53.
- (⁴¹) - Dynatech Corporation, Description and Operating Instructions of the Colora - Thermoconductometer (DBP 1145825), August 1963.
- (⁴²) - J. Schroeder, A Simplified Method for Determining the Thermal Conductivity of Solids, Philips Technical Review, 21(12)364-368(1959-1960).
- (⁴³) - J. Schoeder, Apparatus for Determining the Thermal Conductivity of Solids in the temperature range from 20° to 200°C, Review of Scientific Instruments, 34,615-621, 1963.
- (⁴⁴) - G. W. Cunningham, D. E. Kizer, S. J. Paprocki, in F. Benesovsky, Pulvermetallurgie in der Atomkerntechnik, Proc. 4th. Plansee.
- (⁴⁵) - Y. S. Touloukian, Thermophysical Properties of High Temperature Solid Materials, the MacMillan Co, New York 1-6(1967).

- (⁴⁶) - C. S. Swamy, P. Weimar, *Powder Metallurgy International* (1970)134.
- (⁴⁷) - A. Jesse, *Diss. Universität Karlsruhe* (1970)81.
- (⁴⁸) - J. Amato, R. L. Colombo, F. Polin, *Rev. Haute Temp.* 3(1966)189.
- (⁴⁹) - E. Gebhardt, G. Ondracek, F. Thümler, *J. Nucl. Mat.* 13(1964)229.
- (⁵⁰) - R. W. Dayton, W. Tipton, *BMI* 1259(1958), *BMI* 1324, 1330, 1340, 1366, 1377, 1391, 1398(1959), *BMI* 1614, 1632, 1644, 1655(1963).
- (⁵¹) - T. H. Blakeley, White A. E. S. in Benesovsky F., *Hochwarm feste und korrosionsbeständige Sinterwerkstoffe*, *Proc. 2nd Plansee Seminar*, Springer Verlag Wien (1956)335.
- (⁵²) - N. Fuschillo, M. L. Gimbl, *J. Mat. Sei.* 5(1970)1078.
- (⁵³) - F. Eisenkolb, W. Schatt, *Neue Hütte* 2 (1957)471.
- (⁵⁴) - W. Jellinghaus, *Forschungsbericht des Landes Nordrhein-Westfalen*, Westdeutscher Verlag Köln (1961)Nr. 1016.
- (⁵⁵) - A. B. Altmann, I. P. Melaschenko, *Elektrotechnik* 9(1955)44.
- (⁵⁶) - H. Schreiner, *Pulvermetallurgie elektrischer Kontakte*, Springer Verlag Berlin (1964)98 178-180, 188.
- (⁵⁷) - F. P. Knudsen, *J. Am. Ceram. Soc.* (1956)377.
- (⁵⁸) - F. Eisenkolb, W. Richter, *Wiss. Z. TH Dresden* 3-1 (1953/54)78.
- (⁵⁹) - W. A. Fischer, C. Pieper, *Arch. Eisenhüttenwesen* 44 (1973)483.
- (⁶⁰) - D. V. Edmonds, C. J. Beevers, *J. Mat. Science* 3(1968) 457.
- (⁶¹) - R. H. Edwards, *J. Appl. Mechanics* (1951)19.
- (⁶²) - J. D. Eshelby, *Proc. R. Soc. A*241(1957)376.
- (⁶³) - J. D. Eshelby, *Proc. R. Soc. A*252(1959)561.

- (⁶⁴) - J. N. Goodier, *Appl. Mechanics* 1(1933)39.
- (⁶⁵) - Z. Hashin, *Int. Engng. Sci.* 7(1969)11.
- (⁶⁶) - W. Niesel, *Diss. Universität Karlsruhe*, 1953.
- (⁶⁷) - M. A. Sadowsky, E. Sternberg, *J. Appl. Mechanics* 16 (1949)149.
- (⁶⁸) - L. J. Walpole, *J. Mech. Phys. Solids* 14(1966)151.
- (⁶⁹) - R. Zeller, P. H. Dederichs, *Phys. Stat. Sol.* 55(1973) 831 und *KFA Jül 877 FF* (1972).
- (⁷⁰) - H. H. Wawra, H. Koch, E. Kröner, *Japan J. Mat. Science* (1976) im Druck.
- (⁷¹) - E. Kröner, *Z. Physik* 151(1958)504.
- (⁷²) - Tai Te, Wu, *Int. J. Solids Structures* 2(1966)1.
- (⁷³) - L. J. Walpole, *J. Mech. Phys. Solids* 17(1969)235.
- (⁷⁴) - B. Budiansky, *J. Mech. Phys. Solids* 13(1965)223.
- (⁷⁵) - R. Hill, *J. Mech. Phys. Solids* 13(1965)213.
- (⁷⁶) - R. Hill, *J. Mech. Phys. Solids* 12(1964)199.
- (⁷⁷) - A. Buch, S. Goldschmidt, *Mater. Sci. Eng.* 5(1969/70)111.
- (⁷⁸) - J. G. Goetzel, *Iron Age* 150(1942)82.
- (⁷⁹) - D. François, C. Terraz, R. Meyer, H. Pastor, *Planseeberichte für Pulvermetallurgie* 20-3(1972)185.
- (⁸⁰) - N. Claussen, *Ber. Dtsch. Keram. Ges.* 44-6(1967)267.
- (⁸¹) - R. C. Coble, W. D. Kingery, *J. Am. Ceram. Soc.* 39(1956) 377.
- (⁸²) - B. A. Chandler, *J. Nucl. Mat.* 6(1963)329.
- (⁸³) - N. Claussen, *BMWF-FBK* 68-24(1968).
- (⁸⁴) - J. Boocock, A. S. Furzer, J. R. Matthews, *AERE-M* 2565, 1972.
- (⁸⁵) - W. M. Manning, *J. Am. Ceram. Soc.* 49(1966)227.
- (⁸⁶) - J. L. Mogford, *Metallurgical Reviews* 12(1967)49.

- (⁸⁷) - C. Nishimatsu, J. Gurland, *Trans. Am. Soc. Metals* 52(1960)469.
- (⁸⁸) - R. H. T. Yeh, *J. Appl. Physics* 42-3(1971)1101.
- (⁸⁹) - H. Doi, Y. Fugiwara, K. Miyake, Y. Oosawa, *Met. Trans.* 1(1970)1417.
- (⁹⁰) - E. J. Sandford, *Trent E. M. Symp. Powder Met. Iron Steel Inst. London, Spec. Rep.* 38(1947)84.
- (⁹¹) - F. F. Y. Wang, *Mater. Sci. Eng.* 7(1971)109.
- (⁹²) - K. Veevers, W. B. Rotsey, *J. Mater. Sci.* 1(1966)346
- (⁹³) - D. P. H. Hasselman, R. M. Fulrath, *J. Am. Ceram. Soc.* 47-1(1964)52.
- (⁹⁴) - A. W. Nutt, A. W. Allen, J. H. Handwerk, *J. Am. Ceram. Soc.* 53-4(1970)207.
- (⁹⁵) - R. C. Rossi, J. R. Cost, K. R. Janowski, *J. Am. Ceram. Soc.* 55-5(1972)237.
- (⁹⁶) - D. P. H. Hasselman, *J. Am. Ceram. Soc.* 46(1963)103.
- (⁹⁷) - D. P. H. Hasselman, R. M. Fulrath, UCRL 16360(1965).
- (⁹⁸) - K. R. Janowski, R. C. Rossi, *J. Am. Ceram. Soc.* 50-11(1967)600.
- (⁹⁹) - G. D. McAdam, *Powd. Met.* 10(1959)307.
- (¹⁰⁰) - S. Nazarē, G. Ondracek, *Atomkernenergie* 17-4(1971)251
- (¹⁰¹) - F. P. Knudsen, *J. Am. Ceram. Soc.* 39(1956)377.
- (¹⁰²) - Brüel & Kjaer, *Catálogo Complex Modulus Apparatus, Type* 3930.
- (¹⁰³) - Walter C. Jurty, Moshe F. Rubinstein, *Dynamics of Structures*, Prentice-Hall, Inc., 1964.
- (¹⁰⁴) - K. Wakashima, S. Otsuka, *J. Composite Materials* 8(1974)391.
- (¹⁰⁵) - W. D. Kingery, *Property Measurements at high Temperatures*. John Wiley and Sons, New York (1959)135.
- (¹⁰⁶) - R. R. Tumalla, *J. Am. Ceram. Soc.* 53(1970)376.

- (¹⁰⁷) - W. Dawihl, J. Hinn, *Kolloid-Zeitschrift* 104(1943)233.
- (¹⁰⁸) - P. Weimar, *Diss. Universität Karlsruhe* (1969).
- (¹⁰⁹) - L. Meny, J. Buffet, C. Sauve, *Pulvermetallurgie in der Atom-kerntechnik-4. Plansee Seminar Metallwerk Plansee-Verlag Reutte* (1962)566.
- (¹¹⁰) - H. Hoffmann, *Wiss. Z. TU Dresden* 19(1970)595.
- (¹¹¹) - D. Schmidt, *Diss. Universität Karlsruhe*, 1968.
- (¹¹²) - Netzsch, *a Operating Instructions for Electronic Dilatometer 402E for high-temperatures.*
- (¹¹³) - *Thermospannungen, Grundwerte von 1 zu 1°C - Degussa.*
- (¹¹⁴) - Landolt - Börnstein - *Zahlenwerte und Funktionen*, 6.Auflage, 2.Band(1963).
- (¹¹⁵) - *Werkstofftabellen der Metalle*, Alfred Kröner Verlag, 1972, Seite A44.
- (¹¹⁶) - Gebhardt, Thümmler, Seghezzi, *Reaktorwerkstoffe*, Teil 2 1969, Seite 169.
- (¹¹⁷) - W. N. Reynolds, *Physical Properties of Graphite* (1968)
- (¹¹⁸) - H. Stroppe, *Untersuchungen zum Elastizitätsverhalten von Grauguss* *Wiss., Z.TH Magdeburg* 10(1966) H. 1/2, S.159-172.
- (¹¹⁹) - Schreiber, Anderson, Soga, *Elastic constants and their measurement*, McGraw-Hill Book Company, 1973.
- (¹²⁰) - *Handbook of thermophysical properties of solid materials*, Vol. 2, Pergamon Press, 1962.
- (¹²¹) - Ondracek, *Werkstoffkunde für Wirtschaftsingenieure*, Vorlesungsmanuskript, Karlsruhe.
- (¹²²) - Pieske, Montenegro, Reimer, *Ferros Fundidos de alta qualidade*, E. E. Tupy, 1974.
- (¹²³) - V. Chiaverini, *Aços e ferros fundidos*, ABM (1977).
- (¹²⁴) - H. Colpaert, *Metalografia dos produtos siderúrgicos comuns*, IPT (1965).

- (¹²⁵) - R. Ernst, Wörterbuch der industriellen Technik - Deutsch/Portugiesisch, Brandstetter Verlag, 1967
- (¹²⁶) - M. Pabst, Technologisches Wörterbuch - Portugiesisch, Verlag W. Girardet, 1971
- (¹²⁷) - F. Irmen, Langescheidts Taschenwörterbuch Portugiesisch, Langenscheidt Verlag, 1974
- (¹²⁸) - E.R.C. Marques, Dissertação de Mestrado, UFSC, 1977
- (¹²⁹) - O. Serpa, Dicionário Escolar inglês-português, MEC, 1973
- (¹³⁰) - A. Buarque de Holanda Ferreira, Novo Dicionário da Língua Portuguesa, 1ª edição, Editora Nova Fronteira, 1975
- (¹³¹) - Das internationale System der Einheiten, Verlag H.-J. Heisler, 1967.