



COMPORTAMENTO DA DEFORMAÇÃO PLÁSTICA, NUMA LIGA DE Cu-Zn
DUPLEX, NO INTERVALO DE TEMPERATURA 24 – 300°C

Arnaldo Homobono Paes de Andrade

DISSERTAÇÃO E TESE - IEA 080
IEA - DT - 080

SETEMBRO/1978

CONSELHO DELIBERATIVO

MEMBROS

Klaus Reinach – Presidente
Roberto D'Utra Vaz
Helcio Modesto da Costa
Ivano Humbert Marchesi
Admar Cervellini

PARTICIPANTES

Regina Elisabete Azevedo Beretta
Flávio Gori

SUPERINTENDENTE

Rômulo Ribeiro Pieroni

**COMPORTAMENTO DA DEFORMAÇÃO PLÁSTICA, NUMA LIGA DE Cu-Zn
DUPLEX, NO INTERVALO DE TEMPERATURA 24 – 300°C**

Arnaldo Homobono Paes de Andrade

**Dissertação para obtenção do Título de "Mestre em
Ciências" – Orientador Prof. Dr. Shiguo Watanabe.
Apresentada e defendida em 20 de setembro de 1977,
no Instituto de Física da Universidade de São Paulo.**

**INSTITUTO DE ENERGIA ATÔMICA
SÃO PAULO – BRASIL**

Série DISSERTAÇÃO E TESE IEA

INIS Categories and Descriptors

B22

**Muntz metal
Mechanical properties
Tensile properties
Plasticity
Strain hardening
Yield strength**

Nota: A redação, ortografia e conceitos são de responsabilidade dos autores.

SUMÁRIO

	Página
I – REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	2
I.1 – Deformação Plástica de Ligas Duplex	2
I.2 – Alguns Aspectos do Envelhecimento Dinâmico	10
I.2.1 – Ponto de Escoamento	10
I.2.2 – O Modelo de Cottrell	13
I.2.3 – A Abordagem de Korbel	20
I.2.4 – Envelhecimento Dinâmico em Ligas Contendo duas Fases	24
I.3 – Análise Matemática das Curvas Tensão vs. Deformação	24
I.3.1 – A Lei de Potência	26
I.3.2 – A Equação de Voce	26
I.3.3 – Linearização da Curva Tensão vs. Deformação. A Deformação Generalizada ..	29
II – MATERIAL E MÉTODO EXPERIMENTAL	31
II.1 – Material	31
II.2 – Tratamento Térmico	31
II.3 – Técnica Metalográfica	34
II.4 – Metalografia Quantitativa	35
II.5 – Ensaios Mecânicos	38
II.6 – Análise das Curvas Tensão vs. Deformação Computação	42
II.7 – Erros Experimentais	45
III – RESULTADOS EXPERIMENTAIS	45
III.1 – Deformação Plástica do Metal Muntz	45
III.2 – O Efeito Portevin-Le Chatelier	47
III.3 – Análise das Curvas Tensão vs. Deformação ..	52
IV – DISCUSSÃO DOS RESULTADOS	62
IV.1 – Deformação Plástica do Metal Muntz	62
IV.1.1 – O Escoamento e Encruamento em Níveis Baixos de Deformação Plástica .	62
IV.1.2 – A Deformação Uniforme	63
IV.1.3 – A Influência da Temperatura no Escoamento e Encruamento do Metal Muntz	64
IV.2 – O Efeito Portevin Le Chatelier no Metal Muntz	66
IV.3 – Análise das Curvas Tensão vs. Deformação	69

	Página
V – CONCLUSÕES	71
APÊNDICE I	72
APÊNDICE II	73
APÊNDICE III	75
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	82

COMPORTAMENTO DA DEFORMAÇÃO PLÁSTICA, NUMA LIGA DE Cu-Zn DUPLEX, NO INTERVALO DE TEMPERATURA 24 – 300°C

Arnaldo Homobono Paes de Andrade

RESUMO

O comportamento do Metal Muntz (Cu- 40% Zn) com uma microestrutura duplex de tamanho de grão grosso (≈ 40 μm) foi estudado no intervalo de temperatura 24° – 300°C, à uma taxa de deformação $\dot{\epsilon} = 2,6 \times 10^{-4} \text{S}^{-1}$, em função da fração volumétrica da segunda fase (v_{β}).

Enquanto que a resistência ao escoamento na temperatura ambiente aumenta com v_{β} para $v_{\beta} > 0,35$ devido a maior dureza de β , ela permanece praticamente independente de v_{β} no intervalo $0,26 < v_{\beta} < 0,35$ em virtude do processo de escorregamento ficar restrito à fase α . Em temperaturas mais altas a resistência ao escoamento apresenta um pico a 200°C; Este pico é atribuído à dependência do limite de escoamento da fase β com a temperatura.

Em temperaturas (temperatura ambiente) e deformações baixas ($\epsilon \sim 0,01$) a taxa de encruamento aumenta rapidamente com v_{β} até $v_{\beta} \sim 0,45$ devido ao aumento nos obstáculos ao movimento das discordâncias nas interfaces α/β . Em temperaturas e níveis de deformação mais elevadas, a taxa de encruamento diminui para todas as frações volumétricas ensaiadas em virtude da recuperação térmica e dinâmica respectivamente.

A resistência mecânica (ou limite de resistência à temperatura ambiente aumenta com v_{β} até $v_{\beta} \sim 0,45$, sendo isto atribuído ao aumento na densidade de obstáculos à movimentação das discordâncias em ambas as fases α e β .

O efeito Portevin – Le Chatelier (abreviadamente EPL) no Metal Muntz, no intervalo de temperatura 24° – 300°C apresenta-se essencialmente, de dois modos diferentes. Na temperatura ambiente um serrilhado irregular é observado, cuja amplitude diminui com aumento em v_{β} . Em temperaturas mais elevadas (100°C) o serrilhado torna-se regular, com amplitude mais alta. Em temperaturas iguais ou superiores a 200°C a amplitude do serrilhado diminui quase desaparecendo praticamente. Essas observações são explicadas com base no comportamento coletivo das discordâncias móveis, influenciado pelos campos de tensões internas criados durante a deformação pela presença da fase β .

A equação de Voce ajusta bem as curvas tensão vs. deformação experimentais para temperaturas de ensaio até 200°C. O método de Hollomon requer o uso de estágios na curva tensão-deformação, estágios estes sem significado físico.

INTRODUÇÃO

A expressão "materiais de Duas Fases" tem um significado muito amplo e descreve grande parte dos minerais e rochas existentes na natureza, materiais de origem orgânica e também os materiais agregados, de metais, cerâmicas, vidros e polímeros fabricados pelo homem^(1,2,3,4,5,6).

Os materiais de interesse para a Metalurgia Física são os metais, os compostos e ligas metálicas e eventualmente sólidos iônicos. Os sistemas metálicos de duas fases, comerciais, consistem geralmente de uma dispersão de partículas de segunda fase em uma matriz resistente. Estas partículas usualmente são adicionadas com o objetivo de aumentar a resistência mecânica do material mas muitas vezes elas existem como um legado da matéria prima original ou dos processos de fabricação sendo então chamadas de inclusões.

Embora, dos materiais utilizados convencionalmente pela engenharia muitos sejam, pelo menos, de dois componentes (p. ex. ligas a base de Ferro, de Cobre, de Alumínio, etc.), o progresso no entendimento do comportamento mecânico dos sistemas de duas fases, mesmo aqueles mais simples, não tem sido muito rápido^(1,2).

O considerável interesse que tem sido mostrado no desenvolvimento de ligas metálicas com uma microestrutura de duas fases se deve ao fato que, dependendo da composição química da liga, podem ser efetuados diferentes tratamentos termomecânicos nestes sistemas com o fim de obter o tamanho, espaçamento e densidade das partículas de segunda fase, dos quais resultam as propriedades mecânicas desejadas^(4,2).

Com relação as ligas metálicas duplex (2 fases) com microestrutura grosseira (tamanho das regiões constituintes: 1 – 100 μm), a qual é característica de muitas ligas tecnologicamente importantes, as suas propriedades são ainda pouco entendidas em termos da teoria da plasticidade atual, apesar de alguns trabalhos já existirem^(5,7,27,41,77).

O propósito deste trabalho é o de estudar o comportamento mecânico de uma liga de Cu-Zn comercial (Metal Muntz) em seus vários aspectos, a saber: escoamento plástico, resistência mecânica, taxa de encruamento, envelhecimento dinâmico, dutibilidade, deformabilidade, etc. e a influência da temperatura e da quantidade de segunda fase nestas propriedades.

No Capítulo I é apresentada uma revisão bibliográfica sobre deformação de Ligas duplex, aspectos do envelhecimento dinâmico e ajuste matemático das curvas tensão vs. deformação. No capítulo II são descritos o material e os métodos experimentais utilizados nesta dissertação. O Capítulo III mostra os resultados experimentais obtidos e finalmente no capítulo IV são discutidos estes resultados e, apresentadas as conclusões no capítulo V.

CAPÍTULO I

REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

I.1 – Deformação Plástica de Ligas Duplex

Por "deformação homogênea" entendemos aquela na qual todas as partes de um material sofrem variações iguais de mesma extensão^(8,1).

A presença de uma segunda fase na microestrutura de um metal ou liga metálica provoca o surgimento de gradiente de deformação, uma vez que, em geral, as duas fases não são igualmente deformáveis. Tais materiais são considerados não homogêneos em relação à deformação plástica⁽⁶⁾.

O 1º estudo sistemático do comportamento de ligas contendo duas fases, quando submetido a uma deformação, foi feita por Unckel em 1937^(7,9). Foi usada neste estudo, a deformação por

laminação e entre as ligas investigadas inclui o latão ($\alpha + \beta$). Unckel considerou que o comportamento acima é regido pelas propriedades mecânicas (dureza, limite de escoamento, taxa de encruamento, etc.) de cada fase presente na liga.

O limite de escoamento de um material é a tensão na qual tem início o escoamento plástico; microscopicamente ele representa a tensão necessária para movimentar uma discordância (ou deslocação) por uma distância grande, através de uma distribuição de obstáculos.

O encruamento de um material é o aumento na sua dureza e tensão de escoamento que ocorre com deformações plásticas crescentes. Ele expressa o modo pelo qual a distribuição de discordâncias armazenadas no material opõe obstáculo à movimentação de outras discordâncias.

Unckel classificou uma liga duplex segundo o comportamento da segunda fase em relação à fase matriz da seguinte maneira:

- a) liga em que a segunda fase é mais dura que a matriz
 - a.1) A segunda fase é dútil (fase β no latão α)
 - a.2) A segunda fase é frágil (CuAl_2 em ligas de Al)
- b) liga em que a segunda fase é mais mole que a matriz
 - b.1) A segunda fase é dútil (Pb no latão)
 - b.2) A segunda fase é frágil (grafita no ferro fundido).

O método de Unckel consistiu em seguir a deformação relativa das 2 fases, medindo macroscopicamente as variações médias das dimensões, como a largura e comprimento de um número muito grande de grãos, antes e depois da amostra ser submetida à laminação. A secção de observação era perpendicular ao plano de laminação e continha a direção de laminação

Em ligas contendo uma segunda fase mais dura que a matriz, a deformação daquela revelou-se menor que a da matriz ou da liga como um todo. Em ligas nas quais a segunda fase era mais mole e mais dútil que a matriz a deformação desta última foi um pouco menor que a da partícula. Nos estágios iniciais da deformação tal comportamento poderia ser explicado como se a fase mais mole (ou seja, a fase com limite de escoamento menor) se deformasse plasticamente em tensões mais baixas. Conforme a tensão fosse aumentando, o limite de escoamento da fase mais dura seria atingido e ela também se deformaria plasticamente. A característica de encruamento relativo das duas fases é que decidiria até quando as duas fases se comportariam diferentemente na deformação ou quando esta diferença seria reduzida. Isto ocorreria caso a fase originalmente mais mole tivesse uma curva de encruamento mais acentuada que a fase mais dura conforme mostrado esquematicamente na Figura 1.1.

Portanto, em níveis de deformação elevados, a deformação da matriz e da segunda fase tenderia a tornar-se mais homogênea.

A análise do comportamento da deformação é dificultada por dois fatores:

- 1) Se nos estágios iniciais da deformação somente uma fase se deforma, surgirão nos contornos de fase tensões elevadas. De sorte a aliviar estas tensões, deformação adicional ocorrerá na fase mais mole nas regiões próximas às interfaces.
- 2) As características de encruamento de um cristal de uma fase isolada podem diferir daquelas do mesmo cristal em uma liga duplex.

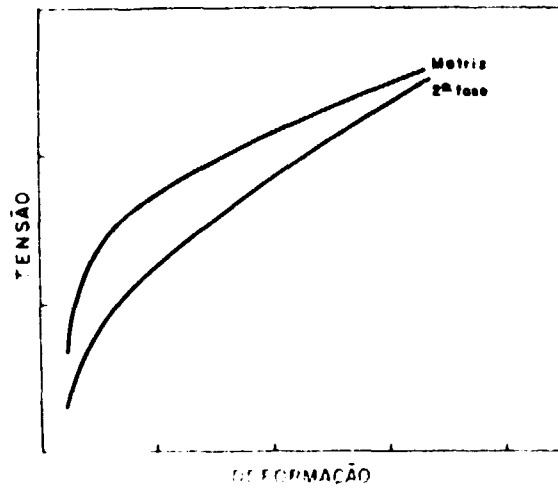


Figura 1.1 – Curvas de Encruamento da Matriz e da Segunda Fase

Além disso, o método de Unckel, de estudo das mudanças do formato das partículas com a deformação, não pode ser aplicado de um modo geral, uma vez que existem casos em que, quando as partículas das fases são observadas microscopicamente, é constatado que seus formatos são muito irregulares e algumas partes de uma partícula podem estar muito deformadas sem que tivesse ocorrido uma mudança observável no formato da mesma.

Honeycombe e Boas em 1949⁽³⁷⁾ fizeram uma investigação metalográfica detalhada da deformação e recristalização de uma liga contendo duas fases: o latão ($\alpha + \beta$) com 40% em peso de zinco.

A **dutilidade** é a medida da quantidade de deformação plástica que um material pode suportar sem atingir a fratura.

As fases no latão ($\alpha + \beta$) são ambas dúteis. A fase α , de estrutura cúbica de face centrada é, mais mole que a fase β , com estrutura cúbica de corpo centrado; as composições químicas das duas fases não diferem muito.

Honeycombe e Boas seguiram a deformação relativa das duas fases no latão ($\alpha + \beta$) através do exame microscópico e da difração de raios-X de pequenas amostras deformadas por compressão, uma face das quais foi polida eletroliticamente. Foram também realizados alguns ensaios de tração e trefilação.

As experiências mostraram que as duas fases não começam a se deformar simultaneamente. Os primeiros escorregamentos foram observados nos grãos de α , os quais iam se tornando mais deformados antes que linhas de escorregamento fossem vistas nos grãos de β .

A superfície polida de um cristal é lisa e suave. Quando este cristal é deformado plasticamente surgem degraus em sua superfície denominados de linhas de escorregamento conforme mostrado na Figura 1.3.

Um sistema de escorregamento é definido pela especificação de um plano e uma direção de escorregamento. A Figura 1.4 apresenta os sistemas do escorregamento observados nos metais c.f.c e c.c.c..

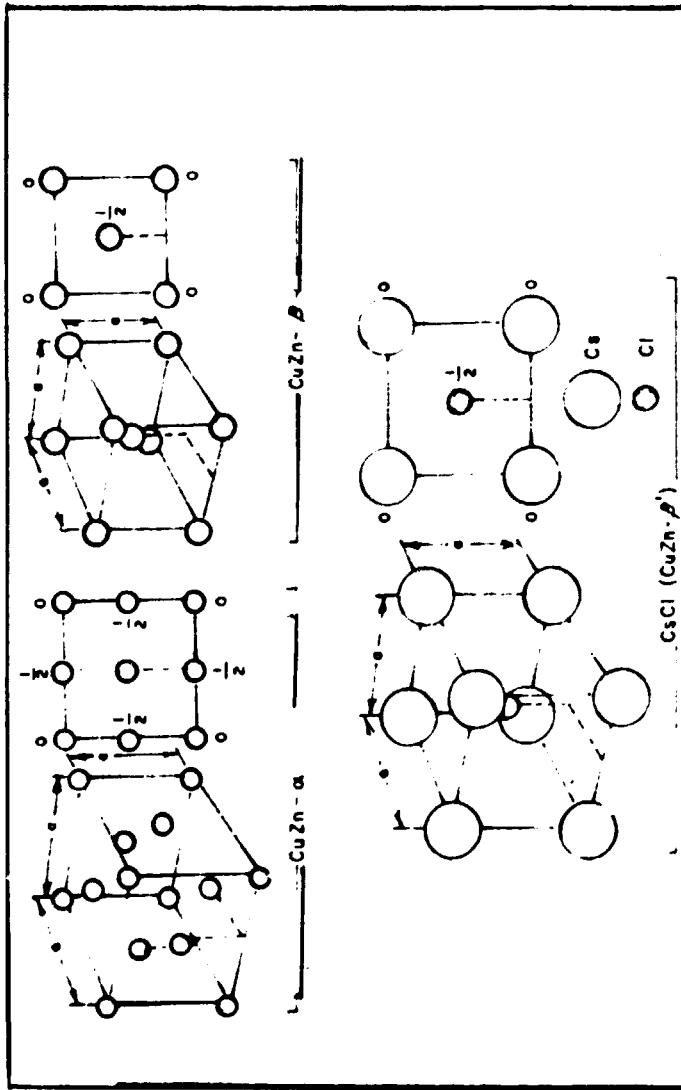


Figure 1.2

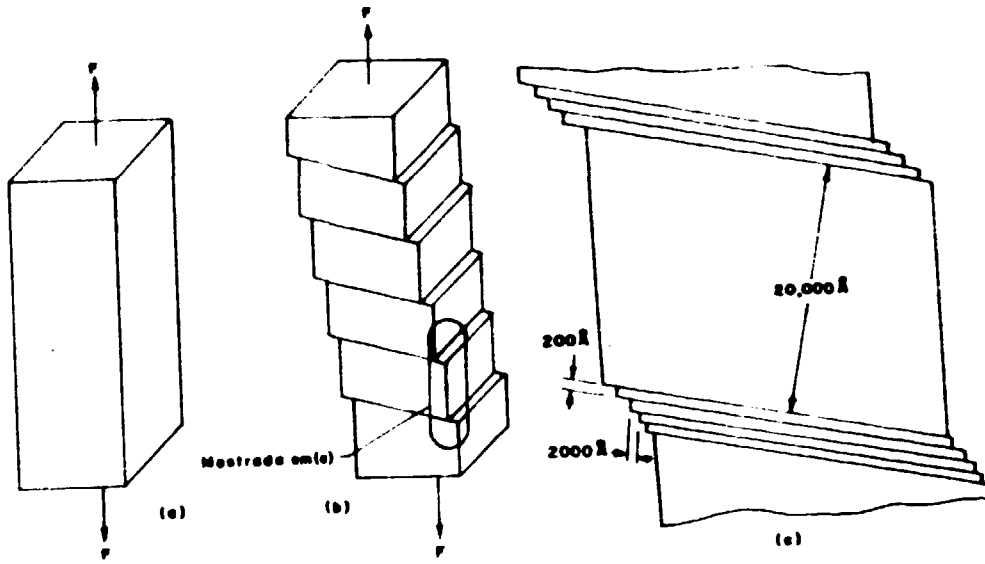


Figura 1.3

Strutura	Plano de escorregamento	Direção de escorregamento	Numero de sistema de escorregamento	
ofc	{(111)}	[[110]]	4 × 3 = 12	
ooc	{(110)}	[[111]]	6 × 2 = 12	
	{(211)}	[[111]]	12 × 1 = 12	
	{(321)}	[[111]]	24 × 1 = 24	

Figura 1.4

Honeycombe e Boas observaram também que próximo ao ponto de fratura da liga, um escorregamento intenso foi observado em ambas as fases. As linhas de escorregamento ocasionalmente cruzaram os contornos de fase α/β quando acontecia de grãos vizinhos possuírem sistemas de escorregamento paralelos.

Fixada uma deformação total de ligas duplex, a deformação por unidade de volume de cada fase varia com as proporções relativas das mesmas. Um latão β puro é relativamente frágil podendo atingir cerca de 20% em ductilidade total em tração; já o latão ($\alpha + \beta$) atinge cerca de 40% em ductilidade total. Esta diferença em comportamento fica mais acentuada se como meio de deformação é empregado a trefilação, pois aí pode-se atingir níveis de deformação total bem mais elevados. A fase α , então, auxilia a deformação da fase β e quanto maior a quantidade de α presente, maior a deformação que pode ser elevada na fase β antes da fratura. A deformação nos contornos de fase α/β foi mais intensa como evidenciada pelas linhas de escorregamento mais acentuadas nestas interfaces.

Honeycombe e Boas fazem um comentário do trabalho deles dizendo: "As nossas conclusões são baseadas em observações de linhas de escorregamento na superfície das amostras. Pode ser questionado se as observações dão uma indicação verdadeira da deformação relativa das duas fases. Casos são conhecidos, mesmo em monocristais, onde a deformação ocorre sem a formação de linhas de escorregamento visíveis. Contudo, nas nossas amostras de tração, os grãos de β no ponto de fratura mostraram sinais de deformação tão fortes quanto os grãos de α e por esta razão nós acreditamos que a observação visual representa verdadeiramente a deformação relativa das duas fases".

Clarebrough em 1950⁽¹⁷⁾ estudando a deformação e recristalização de ligas contendo duas fases fez uma crítica ao trabalho de Honeycombe e Boas⁽³⁷⁾ com relação a tentativa destes de correlacionar a quantidade de deformação de uma fase da liga duplex com a temperatura na qual esta mesma fase começa a se recristalizar nos recozimentos posteriores à deformação.

A recristalização é a nucleação de grãos novos e sem deformação em uma matriz cristalina deformada.

Clarebrough achou que o tipo de abordagem acima descrito seria prejudicado caso ocorresse no sistema em estudo uma transformação ordem-desordem. No latão ($\alpha + \beta$) a fase β se desordena a 454°C e a taxa de resfriamento, através do intervalo de transformação antes da deformação, afeta as características de recristalização desta fase. Honeycombe e Boas, visando obter diferentes proporções das fases no material, temperaram o latão duplex de diferentes temperaturas (todas acima da temperatura crítica de transição ordem-desordem e portanto esta transformação não influenciou os resultados). Foi observado então que, quanto mais elevada a temperatura de tempera, isto é, quanto maior é a proporção da fase β , maior é a temperatura de recristalização desta fase. A conclusão tirada era que a fase β seria menos deformada na medida em que sua fração volumétrica aumentasse. Clarebrough achou que estes resultados poderiam ser interpretados de uma outra maneira, caso ocorresse alívio de tensões por precipitação da fase α na fase β , durante o recozimento após a deformação.

Na procura de uma liga sem a complicação de uma transformação ordem-desordem e com um intervalo de composição no qual duas fases dúteis estivessem presentes na temperatura ambiente, Clarebrough encontrou o sistema Ag-Mg, cuja microestrutura é formada por grãos moles ricos em prata, de estrutura c.f.c. (α) e grãos duros de Ag/Mg, com estrutura tipo CsCl (β). As ligas foram deformadas por trefilação. Os resultados indicaram que podem ser tiradas conclusões incorretas com relação à deformação das fases numa liga duplex, se as temperaturas de recristalização dessas fases são comparadas sem a devida atenção aos tratamentos térmicos efetuados na liga, antes da deformação. A ordem de recristalização das fases é um resultado secundário e, o que é de importância primeira são as temperaturas de recristalização dessas fases e as mudanças nestas temperaturas com a deformação, bem como tratamentos térmicos anteriores.

As medidas das temperaturas de recristalização das fases α e β em ligas de Ag-Mg, que foram deformadas igualmente, mas que continham proporções variadas das duas fases mostraram que para

concentrações de β menores ou da $\sim 30\%$ em volume, a fase α se deforma mais que a fase β . Para conteúdo de β maior que $\sim 30\%$ a deformação nas duas fases é a mesma e igual àquela da liga como um todo.

Em um trabalho posterior, Clarebrough e Perger⁽¹⁸⁾ estudaram a influência da fração volumétrica das fases na deformação do latão ($\alpha + \beta$). A deformação relativa das fases foi estudada após uma redução em área de 20, 40, 60 e 80 por cento por trefilação de latões duplex de várias composições. Um comportamento semelhante ao do sistema Ag-Mg discutido acima⁽¹⁷⁾ foi observado. Portanto o valor de v_β é um parâmetro importante na determinação da deformação das ligas duplex, uma vez que ele governa a distribuição das fases.

Para valores baixos de v_β ($v_\beta \leq 0,3$), a liga consiste de cristais isolados de beta dura numa matriz alfa mole e a maior parte da deformação ocorre em alfa. Há também uma deformação adicional perto de β , uma vez que nessas regiões a fase α deve deformar-se mais para manter a continuidade da interface α/β e então, $\epsilon_\alpha > \epsilon_{\text{duplex}}$ conforme apresentado esquematicamente na Figura 1.5. Para valores próximos a 30% em volume de β , a matriz α já não é mais totalmente contínua e os cristais da fase α começam a ser cercados de cristais de β . A partir daí, então, a deformação nas duas fases tendem a ser a mesma de modo que $\epsilon_\alpha = \epsilon_\beta = \epsilon_{\text{duplex}}$ (Figura 1.5).

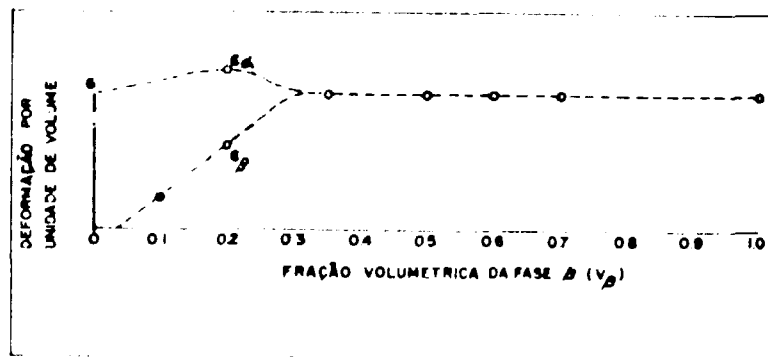


Figura 1.5

Mima e Meshii em 1956⁽⁵⁶⁾, através de medidas de microdureza, estudaram a deformação e o recozimento do latão ($\alpha + \beta$) com fração volumétrica de β variável. O estudo foi feito para esclarecer a interferência da segunda fase no escorregamento da liga e sua interferência nos tratamentos posteriores.

As ligas foram deformadas por laminação; a deformação total era obtida pela repetição de quantidades pequenas de redução da ordem de 1% ou menos por passo de laminação.

Quando a amostra era inteiramente monofásica (β) o encruamento de β atingia rapidamente o seu ponto de saturação e ocorria trincamento Figura 1.6a, enquanto que, quando β estava presente na matriz α mole, esta saturação era atrasada conforme mostrado na Figura 1.6b.

Neste estudo, Mima e Meshii constataram que a diferença entre as curvas de α , com e sem β presente, era pequena, uma vez que a grande influência de β está limitada à sua vizinhança, mas com a técnica de microdureza utilizada por eles não foi possível medir esta influência.

Nishimatsu e Gurland em 1960⁽⁶¹⁾ estudaram experimentalmente a deformação do sistema WC-Co, uma liga bifásica dura-dútil. A deformação foi realizada na temperatura ambiente e foi estudada por métodos mecânicos (ensaios de tração, flexão e de impacto) e metalográficos. Uma das conclusões tiradas foi que a característica de deformação da liga muda com a composição como segue:

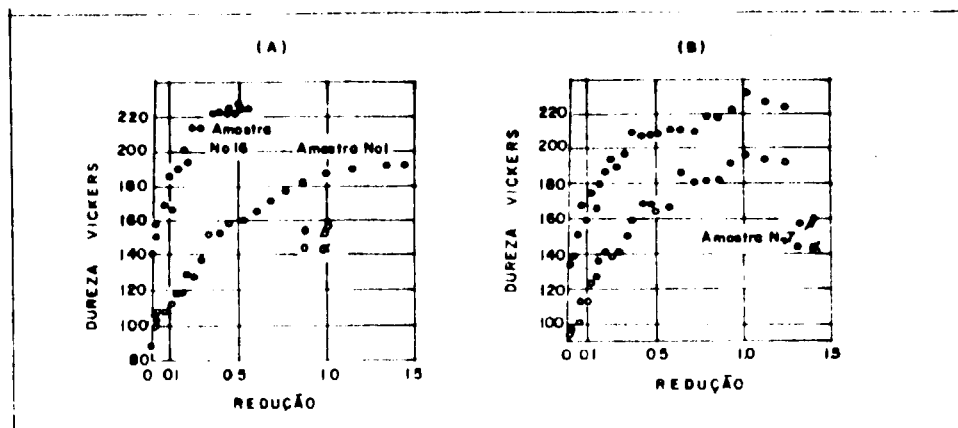


Figura 1.6

- 1) As ligas ricas em cobalto rompem pela deformação da matriz sem que seja necessária a fratura das partículas de carboneto. A carga é em primeira instância, suportada pela matriz (Co) e a função das partículas duras dispersas (WC) é de aumentar a tensão do escoamento do material.
- 2) Para composições intermediárias, a ruptura da liga tem lugar através do escoamento plástico da matriz e fratura das partículas de carboneto. O efeito do endurecimento devido à dispersão causa uma restrição considerável na matriz, permitindo que uma tensão elevada seja atingida nos carbonetos de tungstênio que, dessa forma, contribuem diretamente para a capacidade de suportar carga da liga.
- 3) Para as ligas ricas em carboneto, a maior parte da carga é suportada pela fase carboneto e, as ligas rompem de um modo frágil por fratura através desta constituinte. A matriz sofre pouca deformação plástica.

Krock e Shepard em 1963⁽⁴⁸⁾ estudaram o comportamento mecânico do sistema Tungstênio-Níquel-Ferro, um material composto de duas fases. Foram estudadas ligas com fração volumétrica de partículas de tungstênio (c.c.c.) variando entre 58 e 75%, presentes numa matriz de Fe-Ni-W (c.f.c.).

Os resultados mostraram que as propriedades mecânicas do composto W-Ni-Fe são determinadas pelas partículas de tungstênio (que neste caso é deformável com a liga) e, são independentes da fração volumétrica ou do caminho livre médio da matriz, no intervalo de composição estudado. As curvas tensão vs. deformação obtidas à temperatura ambiente, para amostras contendo diferentes frações volumétricas de partículas de W foram idênticas e a dependência, na taxa de deformação e temperatura, da tensão de escoamento do material foram típicas da deformação de corpos com estrutura cúbica de corpo centrado. A variação real da tensão de escoamento da liga com a temperatura foi ligeiramente menor do que a do tungstênio puro e, Krock e Shepard atribuíram isto como devido ao fato de o escoamento ocorrer primeiro na matriz. Estes autores propuseram que a resistência mecânica dos materiais compostos será independente do caminho livre médio da matriz quando as partículas de segunda fase forem deformáveis e, a matriz mais fraca ainda é dútil mesmo com sua tensão de escoamento aumentada pela componente de tensão hidrostática adicional, devido à presença da fase mais resistente. Krock e Shepard admitiram a variação na resistência com o espaçamento entre as partículas, observado por exemplo no sistema Carboneto de Tungstênio-Cobalto por Nishimatsu e Gurland⁽⁶¹⁾, como sendo consequência da fratura nas partículas frágeis de WC.

Chao e Van Vlack em 1965⁽¹⁶⁾ confirmaram as conclusões de Unckel⁽⁷⁹⁾ de que a quantidade de deformação da segunda fase depende da dureza relativa da partícula e da matriz. O estudo consistiu na deformação de aço baixo carbono contendo pequenas inclusões orientadas de sulfeto de manganês (MnS). Em temperaturas de ensaio elevadas, onde as partículas de inclusões eram mais moles que a matriz, a maior deformação ocorreu nas partículas.

Recentemente, Heubner e Leogrande⁽³⁵⁾ estudaram a recristalização e algumas propriedades mecânicas do latão ($\alpha + \beta$). Ligas de cobre e zinco com diferentes porcentagens em peso de zinco (36.8 a 39.8%), diversas frações volumétricas da segunda fase β (1 a 62%) e diferentes tamanhos de grão da matriz α (4 a 35 μm) foram submetidas a ensaios de tração na temperatura ambiente. Foi observado que a microestrutura da liga e tamanho de grão da matriz tem uma influência considerável nas propriedades mecânicas do sistema.

O estudo feito por Heubner e Leogrande foi mais tecnológico com o propósito de preparar tabelas e gráficos que mostrassem a variação das propriedades mecânicas (limite de resistência, ductilidade e limite de escoamento) em função do tamanho de grão do material, da microestrutura da liga e da fração volumétrica da segunda fase β , a qual era variada submetendo as ligas de diferentes composições a tratamento térmico padronizado. Os resultados sobre as propriedades mecânicas estão apresentados na Figura 1.7.

Para um tamanho de grão médio da matriz α , da ordem de 15 μm , há uma mudança no comportamento das propriedades mecânicas. As amostras com microestrutura tipo Widmanstätten são as que apresentam limites de escoamento mais baixos.

A finalidade principal da presente dissertação é de, mantendo fixo o tamanho e a forma (aproximadamente equiaxial) dos grãos da liga duplex, estudar a influência da quantidade de segunda fase β e da temperatura no comportamento mecânico do metal Muntz (Cu – 40% Zn).

1.2 – Alguns Aspectos do Envelhecimento Dinâmico

1.2.1 – Pontos de Escoamento

Um material apresenta um ponto de escoamento quando a tensão necessária para iniciar a deformação por escorregamento é maior do que aquela para mantê-la.

Este ponto será observado se o material é ensaiado em uma máquina de ensaio adequado, do tipo “dura”⁽⁷⁾. Uma máquina de ensaio é considerada dura quando em níveis de tensões elevadas sofre somente uma pequena distorção elástica. Tal máquina rígida tem uma resposta sensível a quedas na carga e revelará pontos de escoamento que máquinas mais moles não podem detectar.

Uma curva tensão vs. deformação representativa para um material policristalino que apresenta ponto de escoamento é ilustrada na Figura 1.8.

A tensão na qual ocorre a queda súbita é denominada ponto de escoamento superior (ponto A na Figura 1.8); a tensão constante é chamada de ponto de escoamento inferior (ponto B) e a deformação que ocorre nesta tensão é chamada deformação do ponto de escoamento (segmento BC). Este comportamento do material é resultante da não homogeneidade da deformação. No ponto de escoamento superior uma faixa discreta de material deformado (uma banda de deformação) surge numa região onde existe concentração de tensões e então se propaga ao longo do comprimento do corpo-de-prova dando origem à deformação do ponto de escoamento (Figura 1.8). Casos existem onde várias bandas são formadas originando uma tensão oscilante na região da deformação do ponto de escoamento. Estas zonas de deformação plástica foram primeiramente descritas por Piobert em 1842 e novamente por Luders em 1860, a quem elas são geralmente associadas⁽⁵⁹⁾. Após a banda de Luders ter

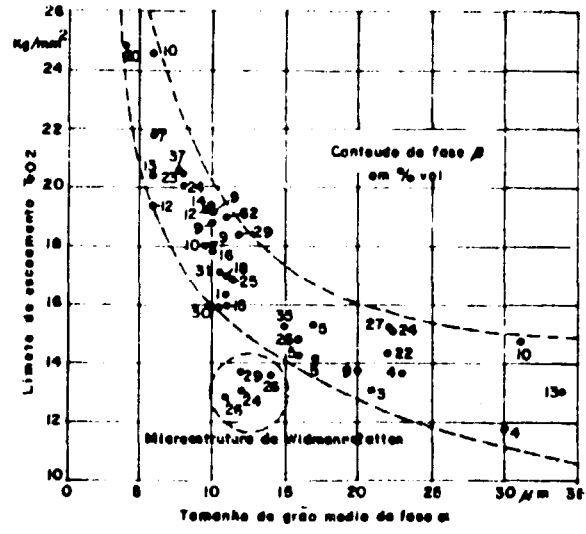


Figura 1.7a

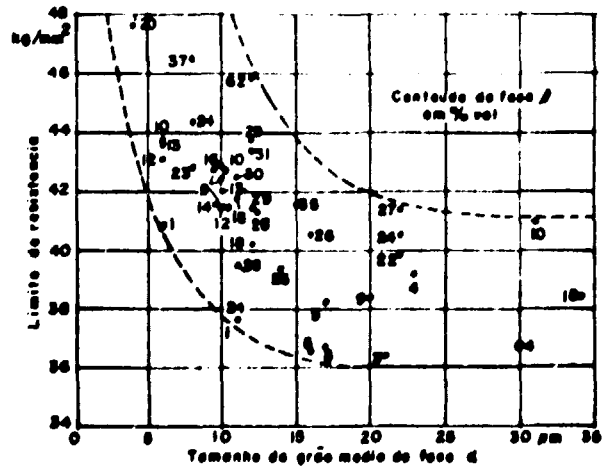


Figura 1.7b

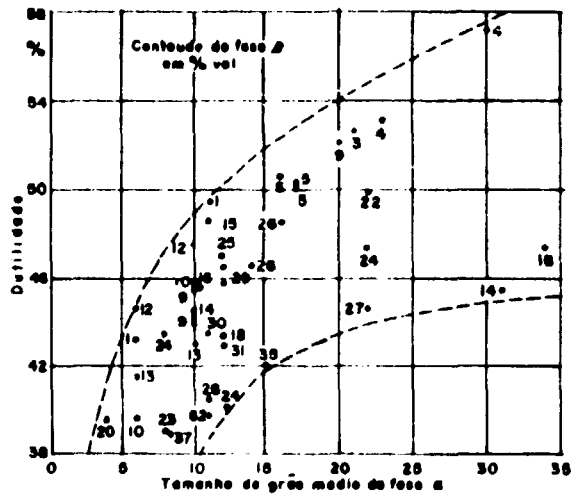


Figura 1.7c

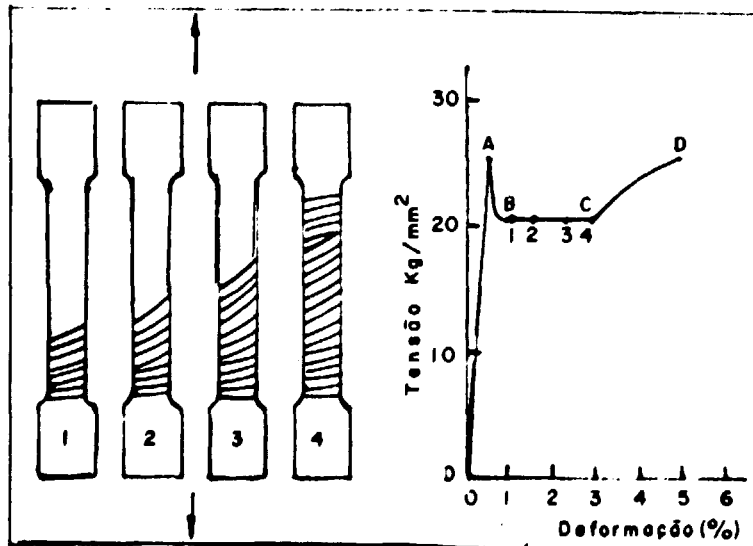


Figura 1.8

se propagado em todo o comprimento da amostra (ponto C), a tensão para uma deformação homogênea adicional, aumentará (região de encruamento).

Dois principais mecanismos tem sido propostos para o fenômeno do ponto de escoamento⁽⁷⁶⁾:

- 1) Nos metais impuros e nas ligas metálicas, a queda na tensão durante o escoamento é relacionada com a liberação das linhas de discordâncias presas através da forte interação com átomos de impureza ou de soluto.
- 2) Em materiais extremamente puros, o fenômeno é relacionado com a alta sensibilidade da tensão em relação à velocidade das discordâncias⁽⁴⁰⁾. Nos estágios iniciais da deformação plástica, as discordâncias móveis são em pequeno número, como o nível de tensão é baixo, elas não se movimentam suficientemente rápido para produzir a velocidade de deformação aplicada então a tensão aumenta para que a velocidade de deformação do cristal atinja a velocidade de deformação imposta pela máquina. Mas, com este aumento na tensão também ocorre multiplicação de discordância através da ativação de fontes existentes no material, de modo que as discordâncias em número mais que suficiente para manter a deformação estarão logo presentes.

A taxa de deformação aplicada é dada pela expressão

$$\dot{\epsilon} \sim \rho_m b v \quad (1.1)$$

onde

ρ_m é a densidade das discordâncias móveis

b o vetor de Burgers

e v é a velocidade média das discordâncias.

Se ρ_m aumenta, v deverá diminuir para manter a taxa de deformação constante e igual a aplicada. Como a velocidade das discordâncias é proporcional a tensão, esta também diminuirá. Deste modo, um número inicialmente pequeno de discordâncias móveis, uma rápida multiplicação das mesmas durante a deformação e uma alta sensibilidade da tensão com relação à velocidade das discordâncias são os fatores que dão origem ao ponto de escoamento observado na curva tensão vs. deformação obtida em uma máquina de ensaio dura.

1.2.2 – Efeito Portevin-Le Chatelier. O Modelo de Cottrell

Efeitos semelhantes ao fenômeno do ponto de escoamento também são observados na região de encruamento do material. Isto resulta numa curva tensão vs. deformação com oscilações (serrilhado), e o fenômeno é conhecido como Escoamento Serrilhado, Envelhecimento Dinâmico ou Efeito Portevin-Le Chatelier⁽⁸⁵⁾.

Portevin e Le Chatelier estudando ligas de alumínio temperadas observaram o fenômeno durante os ensaios de tração (Figura 1.9).

A amplitude de oscilação atinge às vezes 4.0% da carga total e a frequência é de algumas oscilações por segundo. Ao mesmo tempo surgem na superfície das amostras linhas de escorregamento

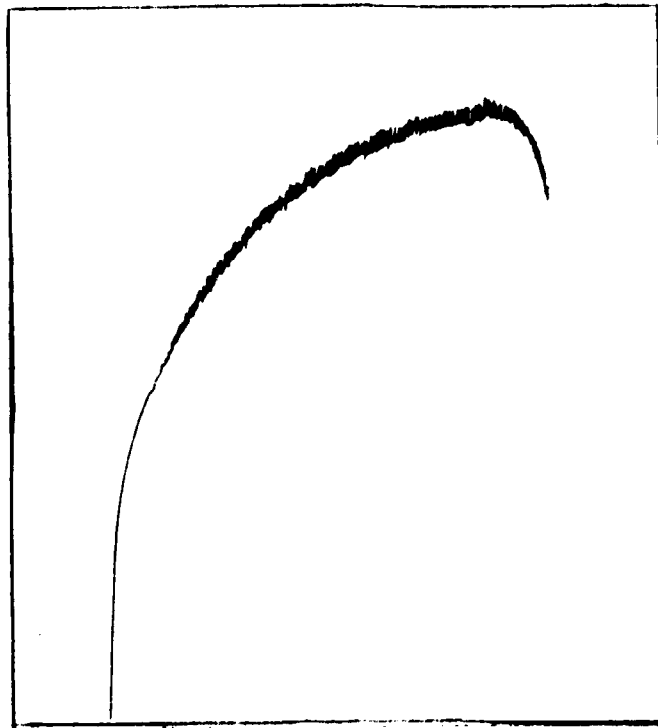


Figure 1.9

de Lüders. Cada oscilação na carga parece corresponder à nucleação de uma série de linhas de escorregamento, que se propagam de um lado a outro do corpo de prova, como um trem de ondas.

Uma das características do fenômeno em ligas do tipo substitucionais é que, nos ensaios onde a taxa de deformação é constante, ele surge num certo intervalo de temperatura; além disso nos ensaios a baixas temperaturas, o serrilhado se manifesta somente após uma certa quantidade de deformação homogênea⁽¹¹⁾ conforme mostra a Figura 1.10.

O Efeito Portevin – Le Chatelier tem sido atribuído por alguns pesquisadores⁽²²⁾ ao envelhecimento dinâmico. A interação existente entre o soluto e discordâncias, interação esta do tipo elástico, elétrico ou químico faz com que o soluto se difunda para a discordância, criando em torno desta uma certa concentração de átomos de soluto, a qual é chamada de atmosfera de Cottrell. Conforme a discordância se movimentar a atmosfera tende a ficar para trás e exerce uma força de arrastamento na discordância, dificultando a sua movimentação. As atmosferas de soluto exercem uma influência máxima na mobilidade das discordâncias quando estas se movem com uma certa velocidade crítica v_c , dada pela expressão;

$$v_c = \frac{4 D}{h} \quad (1.2)$$

onde

D é o coeficiente de difusão do soluto

e h é o raio efetivo da atmosfera.

Esta velocidade crítica v_c implica na existência de uma taxa de deformação crítica dada por:

$$\dot{\epsilon}_c \sim \rho_m b v_c = \left(\frac{4 b \rho_m}{h} \right) D \quad (1.3)$$

onde

ρ_m é a densidade de discordâncias móveis.

Para ligas do tipo substitucional isto resulta num coeficiente de difusão⁽²¹⁾:

$$D \sim 10^{-10} \dot{\epsilon} \quad (1.4)$$

Neste tipo de liga, para temperaturas de ensaio baixas, porém dentro do intervalo onde o fenômeno é observado, o valor de D seria muito pequeno para satisfazer a condição acima. Entretanto Cottrell em 1953⁽²¹⁾ mostrou que, de fato que uma certa deformação plástica homogênea é observada antes do início do efeito PL, esta deformação criará uma concentração de vacâncias extras, fora do equilíbrio térmico, aumentando assim o coeficiente de difusão.

Esta concentração de vacâncias criada pela deformação plástica é dada por⁽⁷⁰⁾

$$C_v = B \epsilon^n \quad (1.5)$$

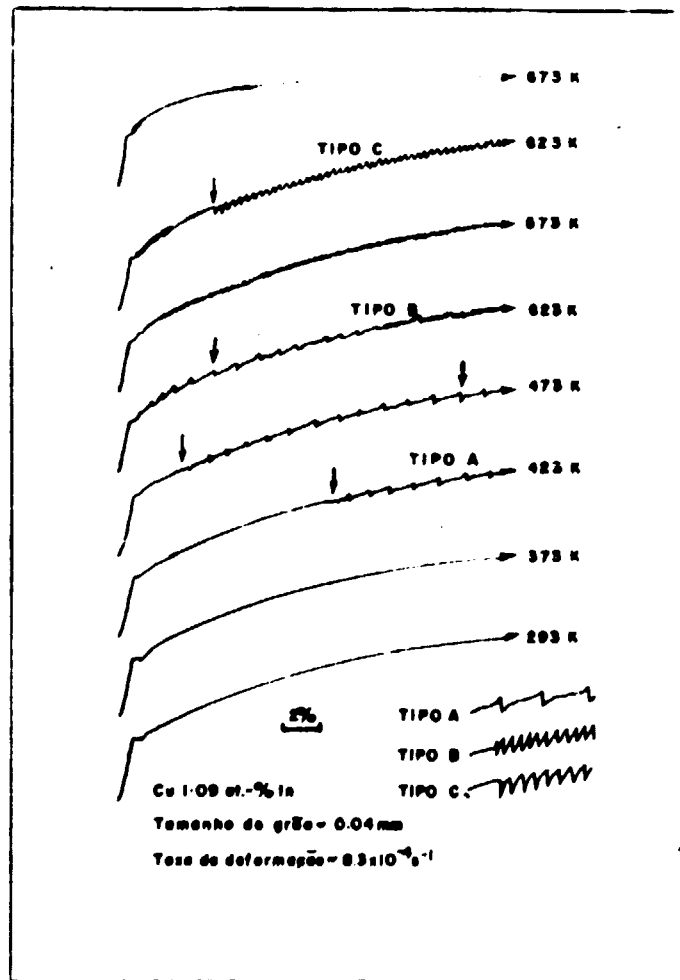


Figura 1.10

onde

B e m são constantes do material

e ϵ é a deformação plástica instantânea.

A expressão para o coeficiente de difusão do soluto torna-se

$$D = 0.12 C_v \exp\left(-\frac{E_m}{KT}\right) \quad (1.6)$$

onde E_m é a energia de ativação efetiva para a troca da vacância com um átomo do soluto.

Ham e Jaffrey em 1967⁽³⁴⁾ mostraram que a variação da densidade de discordâncias móveis com a deformação plástica tem influência no fenômeno PL e propuseram a expressão:

$$\rho_m = N \epsilon^\beta \quad (1.7)$$

onde N e β são constantes.

Combinando as equações (1-3) (1-5) (1-6) (1-7) temos como resultado:

$$\dot{\epsilon} = (\text{constante}) \exp\left(-\frac{E_m}{KT}\right) \epsilon^{(n+\beta)} \quad (1.8)$$

Dois implicações resultam da Equação (1-8):

- 1) Um gráfico $\ln \dot{\epsilon}$ vs. $\ln \epsilon_c$ a uma temperatura constante deve ser linear com uma inclinação igual a $(m + \beta)$.
- 2) Um gráfico de $\ln \epsilon_c$ vs $1/T$ a uma taxa de deformação $\dot{\epsilon}$ constante também deve ser linear com uma inclinação de $E_m / (m + \beta) K$

Portanto, os valores de E_m e $(m + \beta)$ podem ser obtidos através de experiências adequadamente projetadas.

Chernock em 1968⁽¹⁸⁾ estudou a influência do tamanho de grão na natureza do efeito Portevin - Le Chatelier e mostrou que quando a dependência da densidade de discordâncias com o tamanho de grão é aplicada à teoria de Cottrell, os resultados indicam que a deformação ϵ_c , necessária para o início do escoamento serrilhado, depende do tamanho de grão, mantendo a taxa de deformação constante de acordo com a relação:

$$\epsilon_c = (\text{constante}) d^p \quad (1.9)$$

onde d é o tamanho do grão

e $p = n/m + \beta$

O parâmetro n é calculado através de medida da densidade de discordâncias e obedece a relação

$$\rho = (\text{constante}) \epsilon^\beta / d^n \quad (1-10)$$

Desta relação se conclui que, em materiais finamente granulados, a densidade de discordâncias, para uma certa temperatura e deformação, é mais elevada do que naqueles materiais com grãos maiores; isto faz com que a velocidade média das discordâncias seja mais baixa, podendo assim interagir mais facilmente com os átomos de soluto, resultando no surgimento do serrilhado em níveis de deformação plástica menores.

Outros desenvolvimentos do modelo de Cottrell tem sido feitos, geralmente para levar em conta resultados experimentais que não se ajustam à equação (1-8)⁽⁸⁾ o resultado final de todas estas modificações à teoria é que vários parâmetros ajustáveis tiveram de ser incluídos nas equações finais, cada um deles razoavelmente justificável em si mesmo, o que tornou fácil ajustar um conjunto qualquer de resultados experimentais a pelo menos um destes parâmetros. Apesar disto, ainda não tem sido possível explicar todos os resultados experimentais de um modo satisfatório; é necessário então reexaminar a base completa da teoria, a fim de determinar onde os conceitos básicos subjacentes ainda são válidos.

Portanto, na extensiva literatura já existente sobre o efeito Portevin Le Châtelier em ligas do tipo substitucional são encontrados argumentos que indicam que este fenômeno é resultante da interação entre as atmosferas de soluto e as discordâncias móveis^(21,84,54). Existem também argumentos como o apresentado por McCormick em 1972⁽⁵³⁾ baseados no aprisionamento pela atmosfera de soluto, de discordâncias que tenham sido temporariamente capturados por obstáculos encontrados na sua trajetória de escorregamento. O escoamento serrilhado ocorre então quando o tempo necessário para ancorar uma discordância móvel torna-se igual ao tempo que a discordância tem que aguardar no obstáculo, o qual será vencido com auxílio de tensão ou ativação térmica. Todas essas abordagens ao fenômeno pressupõem que o processo é controlado por difusão.

Recentemente, tem surgido estudos em desacordo com este tipo de abordagem.

Cuddy e Leslie em 1972⁽²⁴⁾ ao estudarem alguns aspectos do escoamento serrilhado em soluções sólidas substitucionais de Ferro, observaram algumas contradições ao modelo de Cottrell:

- a) A deformação homogênea, ϵ_c , necessária para o surgimento do efeito PL nem sempre diminui com o aumento da temperatura.
- b) Se durante a ocorrência do serrilhado, a deformação é interrompida (descarregamento) e um recozimento das vacâncias existentes no material é efetuado, ao recarregar o material não é mais observada nenhuma deformação crítica, ϵ_c .
- c) Grande parte das ligas substitucionais contém soluto em quantidade suficiente de modo que a discordância possui em torno de si uma atmosfera de soluto condensada razoável, não importando onde ela esteja situada; a difusão de longo alcance do soluto é desnecessária.

Cuddy e Leslie explicaram os seus resultados como resultantes da formação de bandas de deformação localizadas. Em uma máquina de ensaio mole, na qual a tensão aplicada permanece constante, Figura 1.11, a banda imediatamente se propaga por todo o comprimento da amostra. Numa máquina de ensaio dura, a "explosão" (burst) de deformação associada com a formação da banda faz com que a tensão caia, de modo que a propagação do "front" da banda, Figura 1.12, cessa quando a tensão aplicada cai abaixo de um nível crítico. Durante o recarregamento ocorre o envelhecimento das discordâncias integrantes do front da banda de deformação.

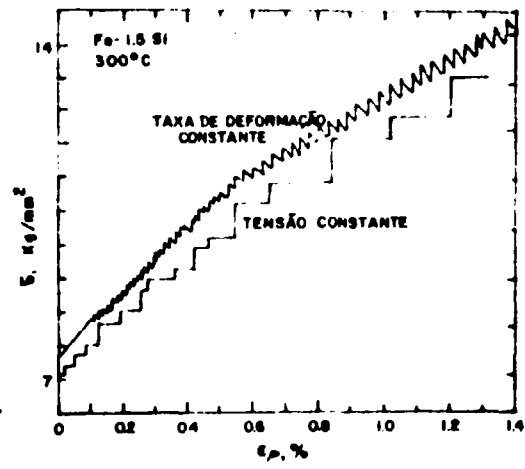


Figura 1.11

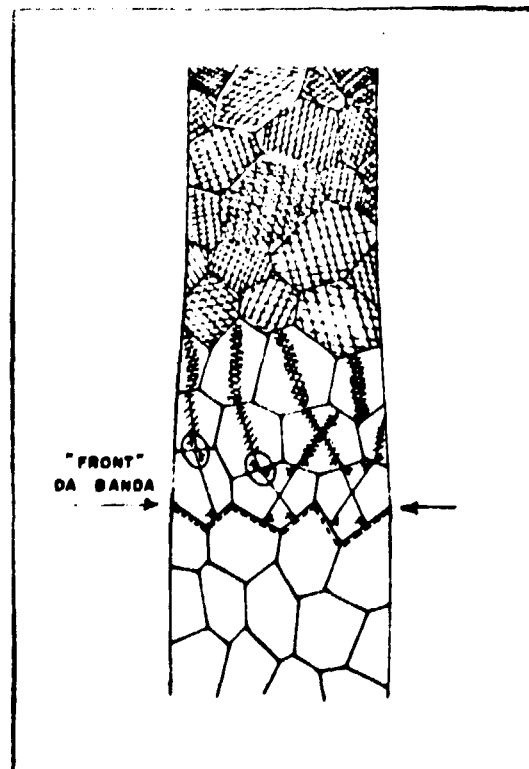


Figura 1.12

Em baixas temperaturas, o envelhecimento é pequeno e o "front" da banda se propaga ao longo do comprimento da amostra com pequenas ondulações na tensão. Em temperaturas elevadas onde o envelhecimento é mais rápido, ocorre ancoramento das discordâncias do "front" da banda e este se movimentará somente após sua libertação. Repetição de envelhecimento e rompimento alternados, conforme o front da banda se propaga ao longo do comprimento da amostra, originam o serrilhado na curva tensão vs. deformação e também marcas superficiais na amostra. Os resultados de Cuddy e Leslie sugerem que o ancoramento das discordâncias seja devido a uma redistribuição ou reorientação dos solutos ou aglomerados de solutos em torno dos núcleos das discordâncias.

1.2.3 – A Abordagem de Korbel

Korbel em 1974⁽⁴⁶⁾ ao estudar os aspectos estruturais do efeito Portevin – Le Chatelier no latão – α apresentou contradições adicionais ao modelo de Cottrell, pelo menos para o caso de ligas com energia de falha de empilhamento baixa:

- a) A interação entre uma discordância parcial e o soluto é mais fraca do que aquela entre uma discordância unitária e soluto.
- b) O corte de discordâncias, necessário para criar vacâncias, requer uma constrição das falhas de empilhamento de ambas as discordâncias, Figura 1.13, e é no mínimo tão difícil quanto o escorregamento transversal.
- c) Durante a formação de empilhamentos de discordâncias, Figura 1.14, a velocidade das discordâncias individuais diferem muito. Esta velocidade e o tempo para formação do empilhamento dependem ambos do parâmetro que mede a sensibilidade da velocidade das discordâncias à tensão. Aquelas discordâncias para que a atmosfera do soluto seja formada, ou seja, as discordâncias do final do empilhamento, participam em número pequeno da banda de deformação total.

Korbel et al. em 1976⁽⁴⁷⁾ fizeram uma abordagem nova ao efeito Portevin – Le Chatelier e observaram que entre os argumentos contra o modelo de Cottrell, ou da difusão, o mais importante é que o aprisionamento das discordâncias pela atmosfera de soluto, e os processos de liberação que tem lugar nas ligas em temperaturas suficientemente elevadas, devem ser tratados como um comportamento discreto de um dado segmento da linha de discordância. A distribuição de obstáculos no caminho das discordâncias é aleatória, de modo que, discordâncias diferentes são presas por tempos diferentes e em consequência as condições de envelhecimento diferem.

A instabilidade plástica requer a ativação de um número grande de discordâncias num mesmo instante. A emissão espontânea de um número grande de discordâncias implica que o efeito PL deve ser analisado levando em conta o comportamento coletivo das discordâncias em movimento.

As propriedades interessantes de um conjunto de discordâncias paralelas e coplanares tem sido descritas nos trabalhos de Rosenfield e Hahn⁽⁶⁹⁾ e Gilman⁽²⁹⁾. As discordâncias no interior de um cristal sendo deformado, geralmente estão muito próximas uma das outras, e portanto interagem bastante, não podendo ser consideradas como um conjunto de entidades independentes.

Em vez disto, o comportamento coletivo delas deve ser considerado. É difícil identificar os efeitos do comportamento coletivo quando o escoamento plástico é estacionário (ou quase estacionário). Contudo, elas podem ser observadas quando da ocorrência de efeitos transitórios causados por vários tipos de perturbações. (p. ex. o efeito PL). Acredita-se que alguns destes efeitos podem ser identificados como resultantes de espalhamento de muitos corpos. O comportamento coletivo do grupo de discordâncias é manifestado por uma diferença entre a velocidade das discordâncias individuais e a velocidade média do grupo. Esta diferença é fortemente dependente do número de discordâncias no grupo conforme mostrado esquematicamente na Figura 1.15.

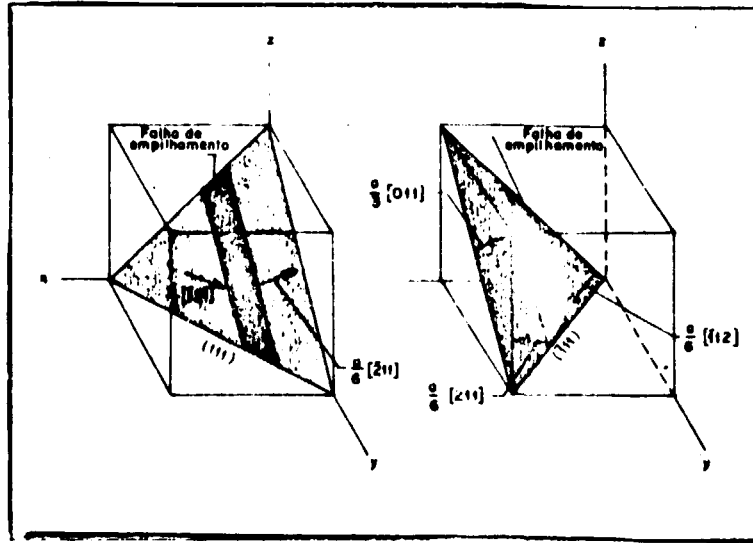


Figura 1.13

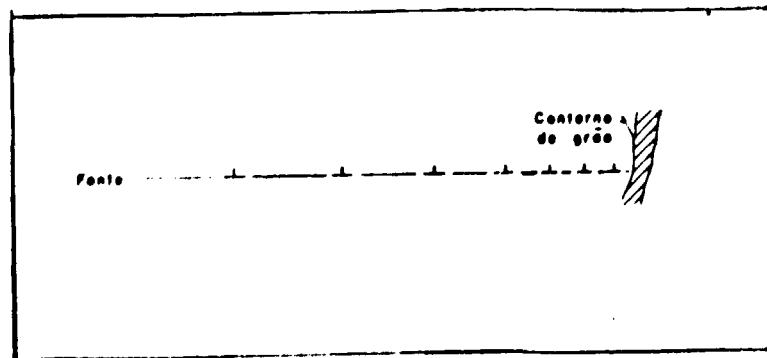
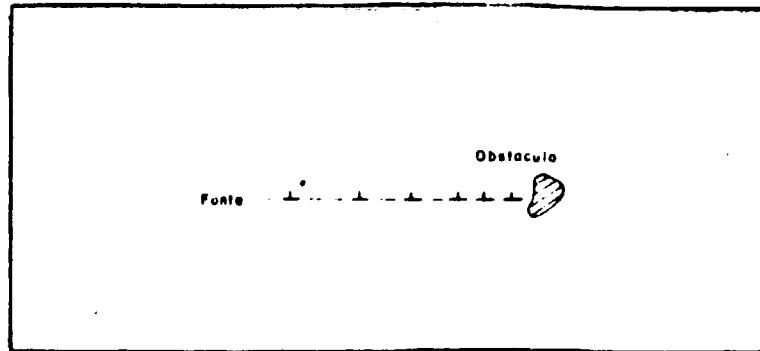


Figura 1.14

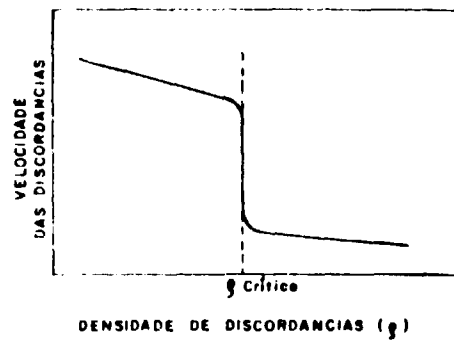


Figura 1.15

Korbel e colaboradores estudaram então a ocorrência do efeito PL nos latões- α recozidos e também submetidos a diferentes graus de laminação prévia (0 a 94% de redução). O objetivo desta pré-determinação foi o de introduzir campos de tensões internas que influíram na velocidade das discordâncias. A deformação não uniforme (EPL) foi observada nos materiais sujeitos a até $\sim 30\%$ de pré-deformação e a deformação crítica ϵ_c para surgimento do fenômeno diminuiu com o aumento desta pré-deformação.

A sensibilidade à taxa de deformação das ligas, medida através do aumento da tensão aplicada quando de uma mudança na taxa de deformação, revelou-se independente da pré-deformação até $\sim 20 - 30\%$ e após isto aumenta rapidamente. (ao mesmo tempo o efeito PL desaparece). A observação por microscopia eletrônica de transmissão revela que este aumento está relacionado com a nucleação de escorregamento transversal, Figura 1.16, em níveis de tensões elevados. Em tensões mais baixas (pré-deformação pequena) o processo tem um caráter atérmico. Portanto, o efeito Portevin – Le Chatelier ocorre somente se a deformação tem um caráter atérmico e desaparece se o processo torna-se termicamente ativado.

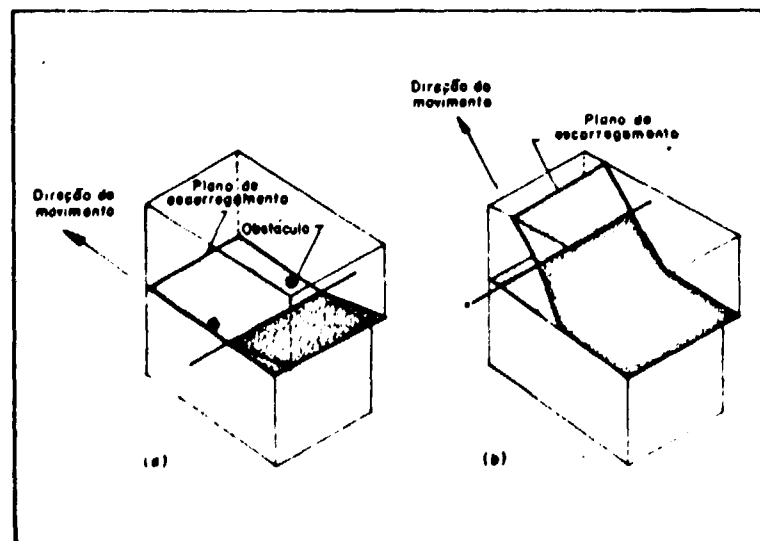


Figura 1.16

Medidas dos parâmetros das bandas (deformação na banda, velocidade e largura das bandas) que se propagam pela amostra durante a ocorrência do fenômeno permitiram encontrar alguns aspectos interessantes do processo. O primeiro foi que a velocidade das bandas diminui rapidamente com o aumento da deformação de tração. Este comportamento foi atribuído ao comportamento coletivo das discordâncias, pois ao mesmo tempo a densidade de discordâncias móveis aumenta com a deformação. Isto explicaria então, porque o aumento da pré-deformação reduz o valor de ϵ_c . Ao mesmo tempo a influência do tamanho do grão do material na deformação crítica ϵ_c pode ser explicada uma vez que a densidade total de discordâncias e as tensões internas, observadas durante a deformação, crescem mais rapidamente quanto menor for o tamanho do grão. Espera-se que a dependência de ϵ_c com a temperatura seja um resultado da influência da temperatura na máxima velocidade atingida pela discordância.

Outro aspecto importante foi que os pontos experimentais se ajustam bem a uma mesma curva velocidade da banda vs. densidade de discordâncias independente da história inicial da liga conforme mostrado na Figura 1.17.

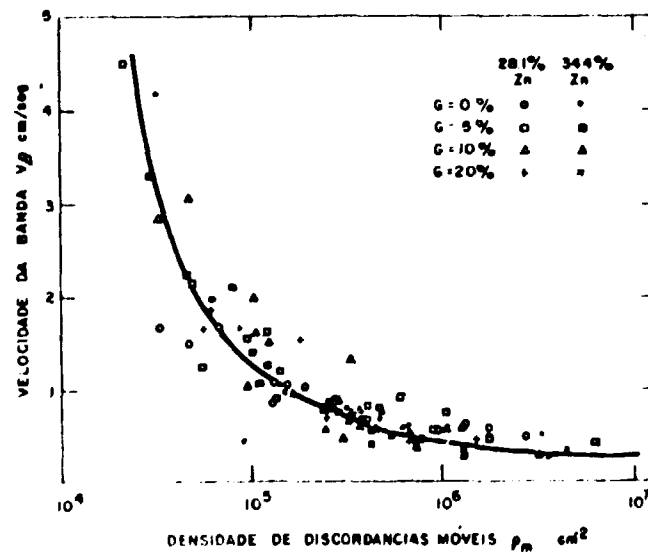


Figura 1.17

Para uma dada taxa de deformação, o efeito PL é observado quando a densidade de discordância móveis é maior que 10^{+4} cm^{-2} (no caso do latão α) independente da história inicial da liga. Em densidades menores a velocidade média das discordâncias, igual à velocidade da banda, de acordo com a hipótese de Hahn⁽³³⁾ aumenta rapidamente e, um comportamento coletivo não é esperado uma vez que as discordâncias não estão próximas uma das outras. Isto implica que a deformação uniforme crítica ϵ_c está intimamente relacionada com a sensibilidade do sistema de tração. A uma dada velocidade do travessão o sistema registrará irregularidades na curva-tensão vs. deformação, somente quando a densidade de discordâncias na banda exceder 10^{+4} cm^{-2} . O aumento da velocidade da banda para densidades menores faz com que a deformação na banda, através da relação $v_m = v_\beta \delta$ e (onde v_m é a velocidade do travessão) atinja valores não detectáveis tornando lisa a curva tensão vs. deformação. A matemática desta situação foi analisada em 1972 por Penning⁽⁶⁴⁾.

Então, alguns aspectos característicos do fenômeno PL podem ser explicados com base nas propriedades coletivas das discordâncias, sem requerer difusão.

1.2.4 – Envelhecimento Dinâmico em Ligas Contendo Duas Fases

Os efeitos de uma segunda fase presente na microestrutura de um material, no escoamento serrilhado não tem sido muito estudado.

Mc Cormick em 1972⁽⁵²⁾ ao estudar o efeito PL em uma liga Al-Mg-Si sugeriu que uma precipitação fina, coerente e alinhada pode impedir a observação do escoamento serrilhado ao bloquear a deformação não-homogênea como aquelas apresentadas pelas bandas de Lüders.

Adams, em 1973⁽²⁾ por meio de tratamentos térmicos obteve a presença da segunda fase β num latão originalmente mono-fásico (α) e estudou a influência desta segunda fase no escoamento serrilhado apresentado pela matriz. Duas observações de caráter geral apresentadas neste trabalho são:

- 1) O escoamento serrilhado ocorreu em amostras contendo até aproximadamente 40% em volume da fase β (máxima fração volumétrica obtida).
- 2) A amplitude do serrilhado diminui com o aumento da fração volumétrica da fase β .

Em sua discussão, Adams mostra que o efeito da segunda fase é o de atrasar o início do escoamento serrilhado; isto em virtude da dificuldade maior de formar, em níveis reduzidos de tensão, uma banda de deformação não homogênea que originasse um serrilhado na curva de tensão vs deformação.

Recentemente, Andrade e al.⁽⁴⁾, estudando aspectos microestruturais do encruamento e envelhecimento dinâmico em ligas Cu-Zn, confirmaram o resultado de Adams de que o efeito PL é provavelmente devido a uma propagação em etapas, de uma banda de deformação através das fases α e β . Estes autores propuseram que a menor amplitude do serrilhado no latão ($\alpha + \beta$) pode ser devida a alta densidade de discordâncias geometricamente necessárias⁽⁶⁾, interagindo com os empilhamentos de discordâncias nas interfaces dos grãos.

Outro propósito da presente dissertação é o estudo fenomenológico da influência da quantidade de segunda fase e da temperatura no efeito Portevin-Le Chatelier no metal Muntz.

1.3 – Análise Matemática das Curvas Tensão vs Deformação

A análise matemática das curvas tensão vs. deformação é um dos métodos utilizados no estudo da Plasticidade dos Materiais⁽³⁹⁾.

Desde que Hooke introduziu sua lei em 1678 diversas expressões matemáticas tem sido propostas para o relacionamento entre tensão e deformação, embora nenhuma delas tenha alcançado uma aceitação geral.

Um resumo desta lista extensiva de equações foi feita por Osgood em 1946⁽⁶³⁾ num tratamento de 22 destas expressões empíricas. Em geral estas expressões tentam descrever o comportamento tensão vs. deformação desde o início da aplicação da carga. Em virtude disto, ficou difícil considerar, em uma mesma expressão matemática, os comportamentos elástico e plástico do material. Como resultado muitas destas expressões tem uma aplicação limitada. Algumas destas expressões são apresentadas na Tabela I junto com um comentário breve sobre sua eficiência.

Nos últimos anos, os estudos tem se concentrado na região além do limite de escoamento do material e tem sido propostas equações que tenham aplicação do ponto inicial de escoamento plástico até o ponto correspondente à estricção.

Tabela I

Equações Típicas para Expressar o Comportamento Tensão-Deformação*

Equação	Autor	Ano	Observações
$\epsilon = K \left(\frac{\sigma}{K} \right)^n$	Buffingerl	1729	Não se aplica na região elástica Pode ser aplicável na região de deformações elevadas
$\frac{\sigma}{E} = K \sigma^{-1/\epsilon}$	Riccati	1731	Inclinação na origem inconsistente com o módulo e elasticidade
$\frac{\sigma}{E} = a + b\epsilon^2$ for $b < 0$	Gerstner	1831	Conduz a valores negativos de σ quando $\epsilon > -1/b$
$\epsilon = \frac{\sigma}{E} [1 + \beta (\frac{\sigma}{E})^n - 1]$	Poncalet	1841	Parâmetros difíceis de determinar
$\sigma^2 = \frac{a\sigma}{E} + \beta \left(\frac{\sigma}{E} \right)^2$	Wertheim	1847	A inclinação é zero na origem
$\epsilon = \frac{\sigma}{1 + a\sigma}$	Cox	1851	Considerada não aplicável em geral
$\epsilon = \frac{1}{a} (e^{a\sigma} - 1)$	Imbert	1880	Considerada não aplicável em geral
$\frac{\sigma}{E} = \left(\frac{\epsilon}{1 - \epsilon} \right) e^{b\epsilon}$	Hertig	1883	Considerada não aplicável em geral
$\frac{\sigma}{E} = L\epsilon^m + b\epsilon^2$	Schüle	1898	Similar à equação de Gerstner
$\frac{\sigma}{E} = a\epsilon + b \tanh \left[\frac{(1-a)}{b} \epsilon \right]$	Prager	1939	As constantes são difíceis de se calcular
$\epsilon = \frac{\sigma}{E}$ for $\sigma < \sigma_p$	Holmquist-Nadai	1959	σ_p é o limite de proporcionalidade; ϵ_y é a deformação no limite de escoamento
$\epsilon = \frac{\sigma}{E} + \epsilon_y \left(\frac{\sigma - \sigma_p}{\sigma_y - \sigma_p} \right)^n$ for $\sigma > \sigma_p$	Holmquist-Nadai		
$\epsilon = \frac{\sigma}{E} + K \left(\frac{\sigma}{E} \right)^n$	Ramberg-Osgood	1943	Caso especial da equação de Holmquist-Nadai
$\epsilon = \frac{a\sigma}{E} + \beta [-1 + \exp(1 - a)\sigma/E]$	Holmquist-Nadai	1939	As constantes são difíceis de se calcular

* De um modo geral é recomendado utilizar tensão e deformações reais quando os valores de deformação tornam-se superiores a cerca de 1%.

1.3.1 – A Lei de Potência

Hollomon em 1945⁽³⁶⁾ divulgou um método de análise do escoamento de metais na lei de Potência:

$$\sigma = K \epsilon^n \quad (1-11)$$

onde

σ é a tensão real

ϵ é a deformação real (uma consistência maior parece ser observada quando a deformação plástica real é utilizada em vez da deformação total real)

K é a constante chamada de coeficiente de resistência

n outra constante denominada expoente de encruamento.

Tirando o logaritmo de ambos os membros da equação acima temos:

$$\ln \sigma = \ln K + n \ln \epsilon \quad (1-12)$$

Esta expressão dá uma relação linear entre σ e ϵ quando são utilizadas coordenadas logarítmicas. A inclinação da reta assim obtida expressa o valor de n e a intersecção com $\epsilon = 1.0$ conduz ao valor de K , que portanto representa a tensão real correspondente a uma tensão unitária.

Caso a curva tensão vs deformação de um material possa ser descrita por uma lei de potência pode-se mostrar que o expoente de encruamento n é numericamente igual à deformação real uniforme (deformação até o ponto de carga máxima⁽⁵⁸⁾):

$$n = \epsilon_u \quad (1-13)$$

1.3.2 – A Equação de Voce

Voce em 1948⁽⁸¹⁾ num estudo da relação entre tensão e deformação para deformação homogênea, com base num estudo de vários ensaios de compressão em ligas a base de cobre⁽²⁰⁾, identificou uma relação entre tensão e deformação plástica real que revelou-se muito efetiva e aplicável aos ensaios de tração:

$$\sigma = \sigma_{\infty} - (\sigma_{\infty} - \sigma_0) \exp(-\epsilon/A) \quad (1-14)$$

onde

σ é a tensão de escoamento plástico instantânea

σ_0 é a tensão limiar na qual se inicia a deformação plástica

σ_{∞} é a tensão assintótica, ou de saturação atingida após deformações elevadas

A é a chamada deformação característica que determina o formato da curva.

A Figura 1.18 define estes dois últimos parâmetros em um diagrama esquemático.

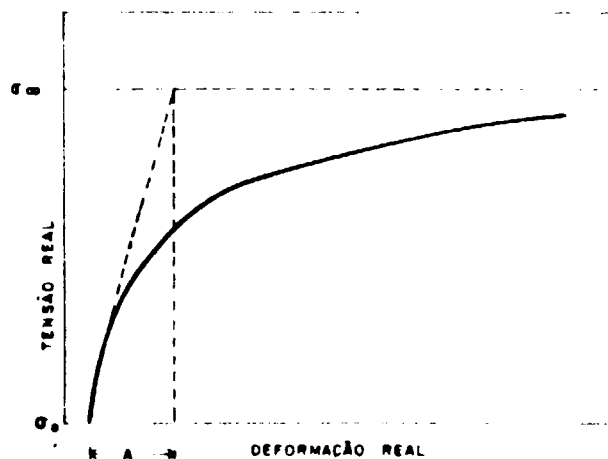


Figura 1.18

Em deformações elevadas a curva torna-se assintótica a uma tensão definida σ_m e a diferença entre tensão final e a tensão linear σ_0 é definida como Capacidade de Tensão Total do material, i.e., a capacidade do material de aceitar tensão capaz de produzir deformação plástica. Analogamente a diferença entre a tensão de saturação e uma tensão aplicada qualquer é referida como sendo a Capacidade de Tensão que permanece disponível no material após a aplicação daquela tensão particular.

A deformabilidade do material, ou seja, a medida da rapidez com que o material se deforma é definida como $d\epsilon/d\sigma$. O inverso desta relação, $d\sigma/d\epsilon$, calculado da equação de Voce, é chamado de Módulo de Plasticidade P em analogia com o módulo de elasticidade. Derivando a equação (I-14) vem

$$\frac{d\sigma}{d\epsilon} = \frac{\sigma_m - \sigma}{A} = \frac{C}{A} \quad (I-15)$$

Onde C é a capacidade de Tensão Plástica.

Portanto, o módulo de plasticidade instantâneo é proporcional à capacidade de tensão disponível no material.

Em um artigo posterior⁽⁸²⁾, Voce deu uma ênfase adicional à sua relação exponencial, apresentando-a como uma função muito prática para a descrição do encruamento dos metais. Discutiu também suas vantagens sobre a bem conhecida lei de Potência de Hollomon.

- 1) Os resultados de um ensaio de tração nem sempre apresentam uma forma linear no gráfico $\ln\sigma$ vs $\ln\epsilon$
- 2) A Lei tipo potência é puramente empírica enquanto que a lei tipo exponencial pode ser deduzida a partir de algumas poucas hipóteses iniciais (ver apêndice 1)
- 3) A Lei de Potência sugere que os materiais tornam-se infinitamente resistentes após sofrerem uma deformação plástica severa. Obviamente tal condição é contrária ao comportamento de todos os materiais conhecidos. Por outro lado, a equação de Voce é mais consistente com as observações experimentais, já que esta expressão coloca um limite superior ao grau de encruamento obtido pelo material.

- 4) É um critério bem estabelecido que, em um ensaio de tração, no ponto de máxima carga (ponto de estrição) a taxa de encruamento é numericamente igual à tensão de escoamento real,

$$\frac{d\sigma}{d\epsilon} = \sigma \quad (1-16)$$

Esta relação é independente do formato da curva tensão vs. deformação.

Se, por um acaso, a equação de Hollomon fosse válida teríamos então a relação $n = \epsilon_u$ já apresentada anteriormente. Então, as constantes n e K , aparentemente teriam ambas um significado físico; porém isto implica em que toda a curva tensão-deformação seja fixada pela coordenada de um único ponto (o ponto de estrição).

Na prática, isto significa que, se ocorre a situação em que vários materiais diferentes atinjam os pontos de máxima carga respectivos – na mesma tensão e deformação, então eles necessariamente devem ter propriedades de encruamento idênticas caso a lei de potência seja válida. É difícil conciliar este comportamento com as observações experimentais conhecidas das relações tensão vs deformação para diferentes materiais.

Em contraste com a função de potência, a equação de Voce permite que materiais diferentes atinjam o mesmo ponto de máxima carga por trajetórias diferentes.

- 5) Em dois ensaios consecutivos da mesma amostra (por pesquisadores diferentes, p.ex.) o “limite de escoamento” no segundo ensaio (i.e., a tensão na qual o segundo pesquisador observa uma deformação plástica nula) deve ser igual à tensão que foi atingida no ensaio anterior, mas o comportamento do encruamento subsequente não deve depender do limite de escoamento do material recozido original, ou do valor da deformação ϵ_1 medida no primeiro ensaio (67).

Na análise dos dados do segundo ensaio pela equação de Hollomon, seria feito num gráfico da tensão vs deformação ϵ medida, quando realmente o valor da deformação deveria ser $\epsilon - \epsilon_1$. Naturalmente se em coordenadas logarítmicas é obtida uma relação linear entre σ e ϵ para o material recozido, o mesmo não ocorre entre σ e $(\epsilon - \epsilon_1)$. A tentativa de passar uma reta através dos pontos experimentais implicaria em valores falsos para os parâmetros da função de potência. Em circunstâncias análogas a equação de Voce apenas revelaria um aumento apropriado na tensão linear σ_0 , sem nenhuma mudança significativa nos outros parâmetros e sem nenhuma alteração no formato da curva. Portanto um dos aspectos que realmente distingue a equação de Voce das outras expressões é a presença de um termo para definir a tensão na qual a deformação plástica tem início (ver também Guimarães e Valeriano Alves em (31)).

- 6) Por fim, Voce discutiu a existência, em alguns casos, de dois regimes consecutivos de encruamento na mesma curva tensão vs deformação (ver também Crussard e Jaoul em (23)). Assumir como válida a lei de potência implica em obter dois segmentos lineares, um para cada regime de encruamento. Condições especiais devem prevalecer no ponto de transição entre as duas regiões, mas como, de acordo com a lei de potência cada regime é caracterizado por um dado valor de n , tem-se que no ponto de transição (definido por um particular par tensão-deformação) a curva tem duas inclinações diferentes. Em outras palavras, é impossível a junção tangencial entre os dois regimes e qualquer mudança deve ser marcada por uma variação de direção abrupta na curva tensão vs deformação.

Quando a mesma consideração é aplicada à equação de Voce, encontra-se que a transição tangencial é perfeitamente possível e ocorre numa tensão de transição onde as inclinações das duas

regiões tornam-se iguais. Embora isto conduza a três constantes para cada regime é importante notar que uma delas é derivada das outras. Seis constantes independentes não permitiriam o encontro das duas regiões mesmo se elas fossem paralelas no ponto de transição.

Devido a igualdade entre tensão e taxa de encruamento no ponto de máxima carga (Eq. (I-16)) temos utilizado a equação de Voce que:

$$\sigma_{max} = \frac{\sigma_m}{1 + A} \quad (I-17)$$

A deformação real correspondente, ϵ_{max} é dada por:

$$\epsilon_{max} = A \ln \frac{\sigma_m - \sigma_0}{\sigma_m - \sigma_{max}} \quad (I-18)$$

Também, o limite de resistências convencional é dado por:

$$S_{max} = \sigma_{max} \exp(-\epsilon_{max}) \quad (I-19)$$

Estas expressões são utilizadas praticamente, no cálculo das propriedades mecânicas.

1.3.3 – Linearização da Curva Tensão vs. Deformação. A Deformação Generalizada

O formato da curva tensão vs. deformação depende da escolha do modo como a deformação é medida. HSU e al. em 1967⁽³⁸⁾ apresentaram um método de determinar uma medida apropriada da deformação tal que, o gráfico tensão vs deformação resultasse numa curva muito simples, uma linha reta se possível:

$$\sigma = m \bar{\epsilon} + K \quad (I-20)$$

onde m e K são constantes e

$\bar{\epsilon}$ é uma medida da deformação com coeficiente n

Embora haja somente uma definição de tensão – força por unidade de área – existem muitas definições de deformação, todas igualmente válidas. Estritamente falando, em deformações de tração qualquer quantidade adimensional que aumente com o aumento do comprimento e seja nula quando o comprimento não varia, pode ser utilizada como medida da deformação, a qual é considerada melhor do que outra somente porque é mais conveniente para ser utilizada em certas aplicações particulares.

Seth em 1962⁽⁷¹⁾ propôs uma medida de deformação generalizada ($\bar{\epsilon}$) dada por:

$$\bar{\epsilon} = \frac{1}{n} \left[1 - \left(\frac{l_0}{l} \right)^n \right] \quad (I-21)$$

onde

l é o comprimento instantâneo

l_0 é o comprimento padrão, e

n é uma constante chamada "coeficiente de medida da deformação"

Seth mostrou que as diferentes definições de deformação utilizadas pelos autores são todos casos particulares da medida de deformação generalizada.

O método de HSU e al. consiste em tentar determinar um valor de n tal que a curva tensão-deformação torne-se linear.

Sjodahl e Conway em 1969⁽⁷⁴⁾ mostraram que embora a equação de Voce e a equação da deformação generalizada pareçam bastante distintas elas são idênticas na realidade. Esta identidade pode ser mostrada através de um rearranjo matemático simples (ver Apêndice 2). São válidas as relações seguintes entre os parâmetros das duas equações:

	Deformação Generalizada		Eq. de Voce
1.	n	=	$1/A$
2.	K	=	σ_0
3.	m	=	$(\sigma_m - \sigma_0) / A$

Kleemola e Nieminen em 1974⁽⁴⁴⁾ estudando a aplicabilidade de 4 relações tensão vs deformação, muito utilizadas na prática, para a estimativa da deformação uniforme dos metais (i.e, a formabilidade), concluíram que a equação de Voce é a que melhor descreve as curvas tensão vs. deformação do cobre recozido e deformado. A equação de Hollomon dá um resultado muito incorreto da ductilidade do material especialmente quando aplicada à análise das curvas de amostras deformadas.

Mais recentemente Kocks⁽⁴⁵⁾, no estudo do encruamento e da fluência a temperaturas baixas de alguns metais policristalinos utilizou a equação de Voce para descrever a variação com a temperatura e taxa de deformação das curvas tensão vs. deformação. Kocks deu uma base física a esta aplicação em termos de armazenamento de discordâncias e taxa de recuperação dinâmica. O mesmo formalismo pode ser aplicado ao estudo do estágio estacionário da fluência, no mesmo intervalo de temperatura e taxa de deformação, de acordo com o seguinte raciocínio:

As curvas tensão vs deformação em um ensaio de tração são obtidas a uma taxa de deformação constante. Se uma tensão constante (σ_m) é atingida de fato para uma deformação finita, a deformação correspondente é então precisamente a "fluência estacionária": a resposta da amostra submetida a uma tensão constante, em uma taxa de deformação também constante. O fato de que, em muitos casos, a tensão de saturação num ensaio à taxa de deformação constante é somente atingida assintoticamente, significa que a fluência estacionária também é atingida assintoticamente. Inversamente, a observação de que alguma coisa muito próxima a uma fluência estacionária é exibida frequentemente, mesmo sob uma tensão real constante, reafirma a existência de uma tensão de saturação em ensaios dinâmicos. A correspondência entre os dois tipos de ensaios para o estudo do comportamento da mesma amostra, pode ser utilizada para prever leis de fluência estacionária através do comportamento do encruamento observado nos ensaios de tração.

Embora a equação de Voce tenha sido originariamente introduzida para descrever a deformação homogênea, outro objetivo desta dissertação é mostrar que ela se aplicou também à descrição da deformação não homogênea, como aquela que é observada nos sistemas duplex. É estudada também a variação dos parâmetros principais desta equação com a variação da fração volumétrica da segunda fase β e com a temperatura de ensaio do Metal Muntz.

II – MATERIAL E MÉTODO EXPERIMENTAL

II.1 – Material

No presente trabalho utilizou-se uma liga Cu-Zn policristalina (latão) de pureza comercial, contendo 40% de zinco em peso (Metal Muntz) fornecido pela Eagle Metal Company, Seattle, Washington, U.S.A.. O material foi recebido na forma de chapa com 1.0 mm de espessura. A análise química posterior confirmou a composição nominal da liga determinando ainda a presença do elemento Pb e Fe cada um participando com menos de 0.05% em peso.

Esta liga foi escolhida para o trabalho, por dois motivos:

- 1) É o tipo mais importante dos latões contendo duas fases.
- 2) Da análise do diagrama de equilíbrio de fases do sistema Cu-Zn (Figura 2.1) observa-se que, através de tratamentos térmicos, é possível uma modificação na distribuição das fases que são duas: α de estrutura c.f.c. e β de estrutura c.c.c..

II.2 – Tratamentos Térmicos

Chapinhas com 1.0 cm² de área (1.0 x 1.0 cm) e corpos de prova para ensaios de tração (ver item II.5) foram submetidos a tratamentos térmicos visando modificar a distribuição das fases, ou dito de outro modo, obter diferentes frações volumétricas da segunda fase β .

Tentou-se inicialmente tratamento térmico em banho de sal, mas esta técnica revelou-se inadequada uma vez que os tratamentos a temperaturas elevadas, realizados numa mistura de Carbonato de Lítio e Cloreto de Cálcio na proporção 35:65, causava o aparecimento de corrosão localizada (buracos) na superfície das amostras, inutilizando-as para os ensaios de tração. Foi também observado que na tempera posterior ao tratamento os corpos-de-prova ficavam encurvados.

A técnica que apresentou resultados satisfatórios foi a seguinte: As amostras foram seladas a vácuo (da ordem de 10^{-4} Torr) em ampolas de pirex e de sílica para temperaturas de tratamento térmicos menores a maiores de 600 C, respectivamente. Os tratamentos foram realizados num forno de resistência, vertical, marca Instron, de 3 zonas e com uma temperatura de trabalho máximo de 1200 C. A estabilidade da temperatura na amostra foi igual a ± 1.0 C (Figura 2.2).

A presença dentro das ampolas de cavacos da mesma liga evitou a ocorrência de dezincagem (perda de zinco) no material.

O esquema dos tratamentos térmicos efetuados está mostrado na Figura 2.3. Inicialmente as amostras sofreram um recozimento padrão a 460 C por uma hora e foram a seguir aquecidas até uma temperatura T_1 (≤ 700 C) e aí permaneceram cerca de 15 minutos após o que foram temperadas em água mais gelo. Para cada temperatura de tratamento T_1 foi obtida uma determinada fração volumétrica da segunda fase β .

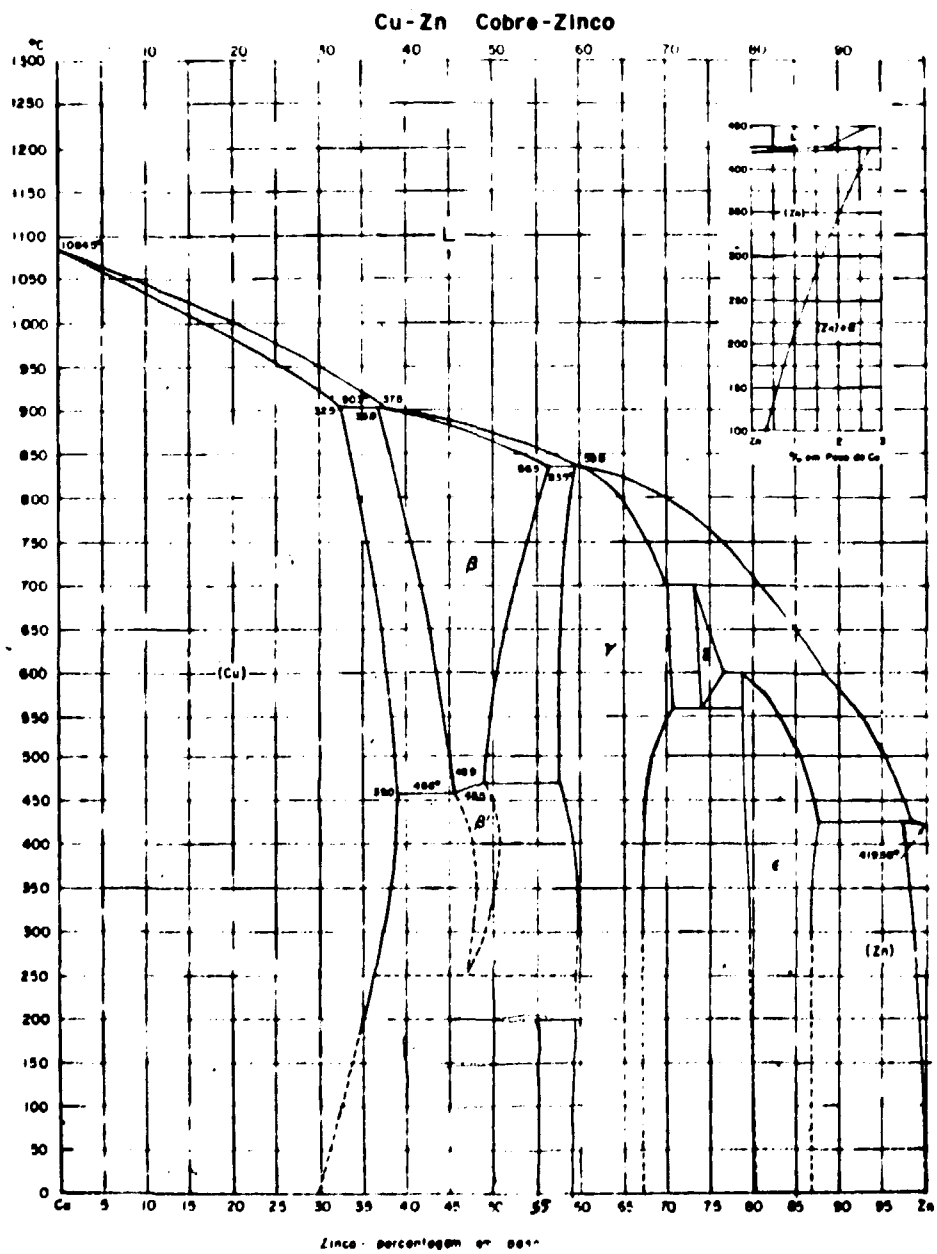


Figura 2.1

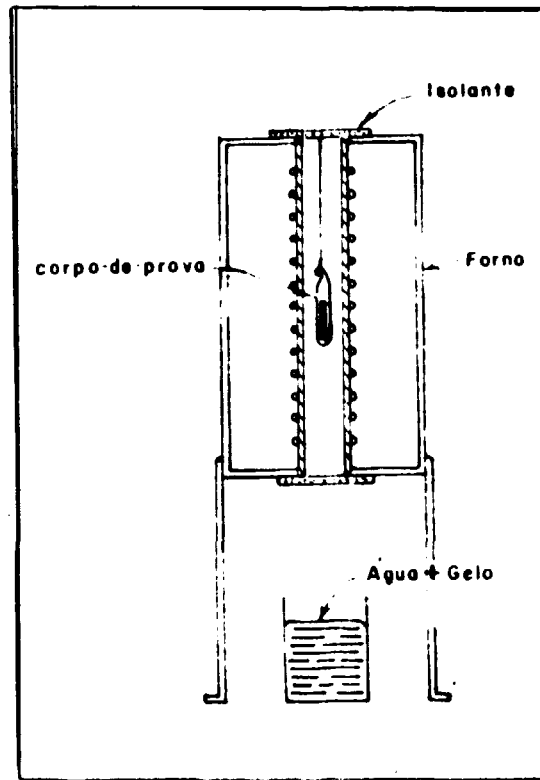


Figura 2.2

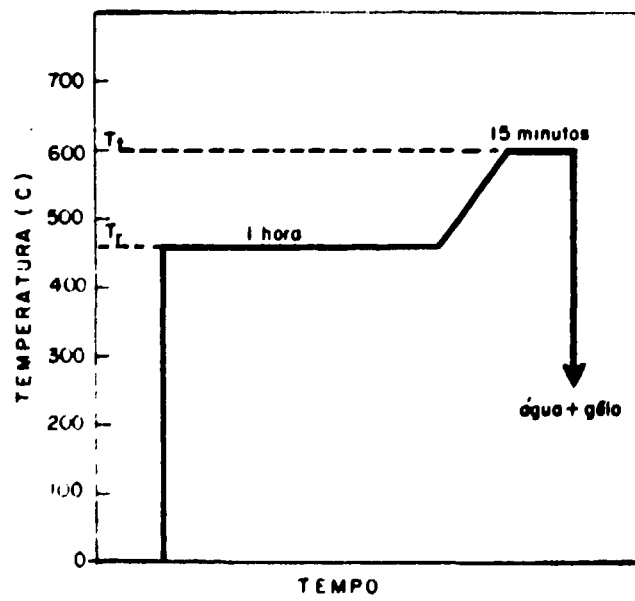


Figura 2.3

Anteriormente foi tentado um outro esquema de tratamento térmico com o mesmo objetivo de obter uma variação da quantidade de segunda fase sem uma variação pronunciada no tamanho e formato dos grãos. A amostra era inicialmente solubilizada em temperaturas elevadas ($T \sim 850\text{ C}$) dentro do campo β do diagrama de equilíbrio. A seguir era resfriada até o campo ($\alpha + \beta$) afim de ocorrer precipitação da fase α na matriz β . Tal tratamento mostrou ser inconveniente pelas seguintes razões:

- 1) Em temperaturas elevadas, na região, o crescimento dos grãos é muito acentuado. Em poucos minutos eles modificam bastante o seu tamanho, não sendo fácil manter a constância do mesmo.
- 2) Conforme a velocidade de resfriamento, a fase α pode se precipitar nos grãos de β numa estrutura do tipo Widmanstätten⁽⁷³⁾ perdendo os grãos de sua equiaxialidade.
- 3) A possibilidade de ocorrer perda de zinco no material é maior em temperaturas elevadas

11.3 – Técnica Metalográfica

Polimento Mecânico

A chapinha de 1.0 cm^2 de área foi embutida a frio em uma resina poliéster (Polylite) e a seguir passada em uma sequência de lixas de SiC na seguinte ordem de granas: 180, 240, 320, 400 e 600. A lixa é colocada sobre uma placa de vidro e a amostra é esfregada suavemente num movimento de vai e vem sobre a placa, e é utilizada água corrente como lubrificante. A cada mudança de grana, a amostra era bem lavada (com detergente diluído em água) a fim de evitar a mistura de abrasivos que impediria um bom polimento. O latão é um material mole e muito susceptível ao encruamento sendo esta a razão para esses cuidados.

Após esta etapa de lixamento passou-se à fase de polimento.

O polimento grosseiro inicial foi efetuado num pano de nylon impregnado com diamante, montado num disco rotatório. As pastas de diamante utilizadas foram aquelas contendo partículas de $6\text{ }\mu\text{m}$ e $1\text{ }\mu\text{m}$, nesta ordem. Como lubrificante foi utilizado um azeite especial (Metadi[®] da Buehler).

Para o polimento final foi utilizado feltro (Microcloth[®] da Buehler) impregnado com alumina de $0,05\text{ }\mu\text{m}$ e água destilada como lubrificante. Nesta operação a velocidade do disco rotatório deve ser mais lenta que a da etapa anterior.

Após este polimento final, as amostras são lavadas com água gelada e secadas com álcool sob um jato de ar quente, a fim de evitar a oxidação da superfície.

Ao final do processo de polimento, a superfície das amostras atinge um estado semelhante a um espelho.

Ataque Químico

As amostras assim polidas foram atacadas com um reagente químico a fim de tornar visível a microestrutura, diferenciar as fases e permitir também a medida do tamanho do grão do material. O ataque foi efetuado por imersão das amostras por alguns segundos, na solução seguinte

Cloroeto Férrico Alcoólico:

Cloroeto Férrico (FeCl_3) 10 g

Ácido Clorídrico (HCl)	5 cm ³
Álcool etílico	200 cm ³

O reativo escurece a segunda fase β

11.4 – Metalografia Quantitativa

Para a observação da microestrutura e tomada de fotomicrografias foi utilizado um microscópio Zeiss.

A Foto 2.1 mostra uma microestrutura tipo Widmanstätten típica das tentativas iniciais dos tratamentos térmicos efetuados (item 11.2).

A Foto 2.2 apresenta a microestrutura resultante do tratamento térmico a uma temperatura $T_t = 750^\circ\text{C}$. Observa-se uma heterogeneidade no formato dos grãos o que fez com que a temperatura de tratamento T_t fosse restringida ao intervalo $460^\circ\text{C} < T_t < 700^\circ\text{C}$. Os tratamentos efetuados dentro desta faixa de temperatura resultam numa microestrutura do tipo mostrado na Foto 2.3 composta de grãos aproximadamente equiaxiais.

Tamanho de Grão

Para medida do tamanho de grão foi utilizado o método da Intersecção linear⁽⁸⁰⁾, Figura 3.4, onde são contados os contornos de grão α/α ou β/β e os contornos da fase α/β interceptados por uma linha teste de comprimento L_t na superfície da amostra. Para as partículas da fase α define-se a quantidade $(N_L)_\alpha$ ou número de intersecções de grãos da fase α por unidade de comprimento de linha teste dada por:

$$(N_L)_\alpha = \frac{2(P_L)_{\alpha/\alpha} + (P_L)_{\alpha/\beta}}{2} \quad (11-1)$$

onde

$(P_L)_{\alpha/\alpha}$ é o número de intersecções das interfaces α/α por unidade de comprimento da linha teste.

e $(P_L)_{\alpha/\beta}$ é o número de intersecções das interfaces α/β por unidade de comprimento da linha teste.

O tamanho de grão médio da fase α é definido como

$$\bar{d}_\alpha = \frac{1}{(N_L)_\alpha} \quad (11-2)$$

Analogamente encontra-se o tamanho de grão médio da fase β .

Fração Volumétrica das Fases



Foto 2.1



Foto 2.2

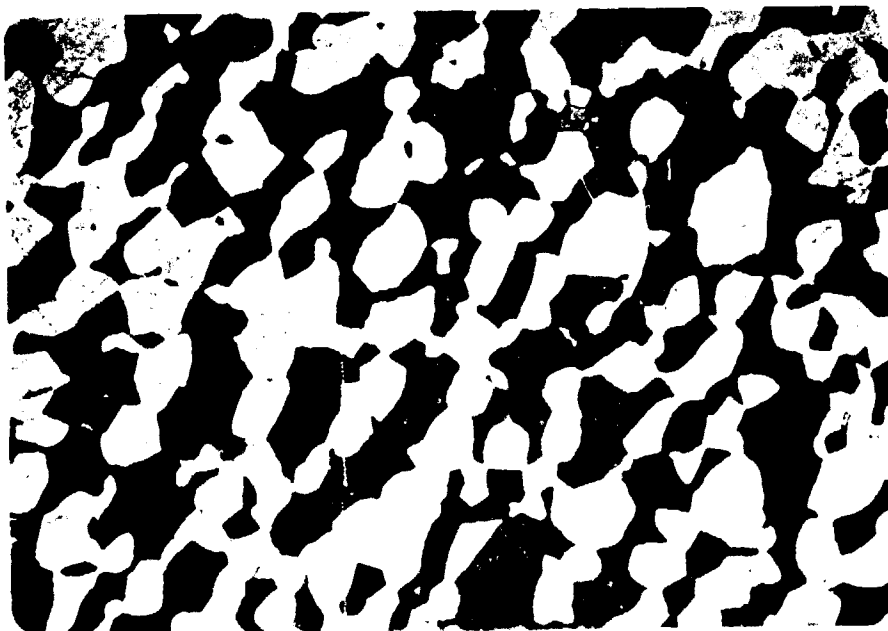
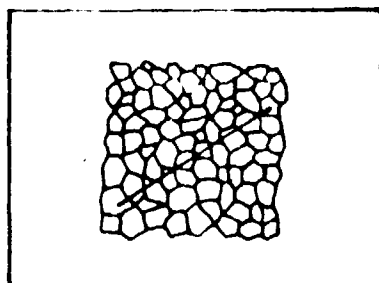
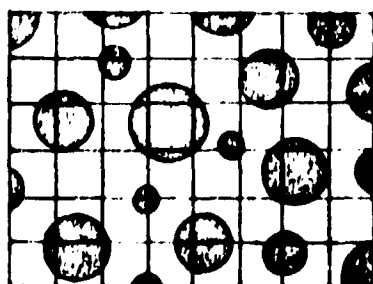


Foto 2.3



INTERSECÇÃO LINEAR

Figura 2.4



CONTAGEM DE PONTOS

Figura 2.5

Na determinação das quantidades relativas das fases constituintes da microestrutura foi utilizado o Método de Contagem de Pontos⁽⁸⁰⁾, Figura 2.5. A contagem de pontos consiste na superposição de uma rede de pontos sobre a fotomicrografia. Os pontos da rede que estivessem dentro de cada fase eram contados. A fração em área de uma dada fase (f_i) era dada então pela razão do número de pontos que estavam nesta fase (n_i) para o número total de pontos da rede (n_t):

$$f_i = \frac{n_i}{n_t} \quad (11-3)$$

Para um número grande de medidas, a fração em área mostra-se igual à fração volumétrica.

A finalidade primeira dos tratamentos térmicos realizados foi de se conseguir uma variação na distribuição das fases presentes sem uma mudança no tamanho e forma dos grãos que deveriam manter-se aproximadamente equiaxiais. Isto foi obtido o tamanho de grão médio de cada fase presente foi de 40 μm . A presença da segunda fase β na matriz α inibe o movimento dos contornos de grão explicando, praticamente deste modo, a não variação dos tamanhos de grão para as diferentes frações volumétricas. A fração volumétrica da segunda fase β obtida pelos tratamentos térmicos, em função da temperatura de tratamento T_t , é mostrada na tabela abaixo:

T_t ($^{\circ}\text{C}$)	460	550	600	650	700
	0.26	0.33	0.38	0.45	0.49

Gurland⁽³²⁾ introduziu a chamada Continuidade dos Grãos como uma medida da quantidade de contato entre partículas de segunda fase adjacentes; uma dispersão, em que todas as partículas estão circundadas pelas matrizes, tem uma contiguidade $\underline{0}$ e, uma estrutura de aglomerados de segunda fase tem contiguidade $\underline{1}$.

As Fotos 2.4 e 2.5 apresentam as microestruturas resultantes dos tratamentos térmicos efetuados nas temperaturas T_t iguais a 550 $^{\circ}\text{C}$ e 700 $^{\circ}\text{C}$, respectivamente. Notar o aumento da contiguidade da fase β para a fração volumétrica $v_{\beta} = 0.49$.

As Fotos 2.6 e 2.7 mostram a microestrutura da liga contendo 49% de fração volumétrica da fase β , em aumentos baixo e alto respectivamente.

Caracterizada a microestrutura, partiu-se para os ensaios mecânicos.

11.5 – Ensaios Mecânicos

Os corpos de prova tratados termicamente foram submetidos a ensaios de tração em uma máquina universal de ensaios mecânicos Instron.

A Figura 2.8 apresenta o diagrama de bloco funcional do sistema.

A força de tração é aplicada por um travessão móvel operado por dois parafusos verticais. A velocidade de rotação destes parafusos é controlada por um servo-mecanismo que faz com que ela seja constante e independente das mudanças na carga para cada velocidade de deformação escolhida.

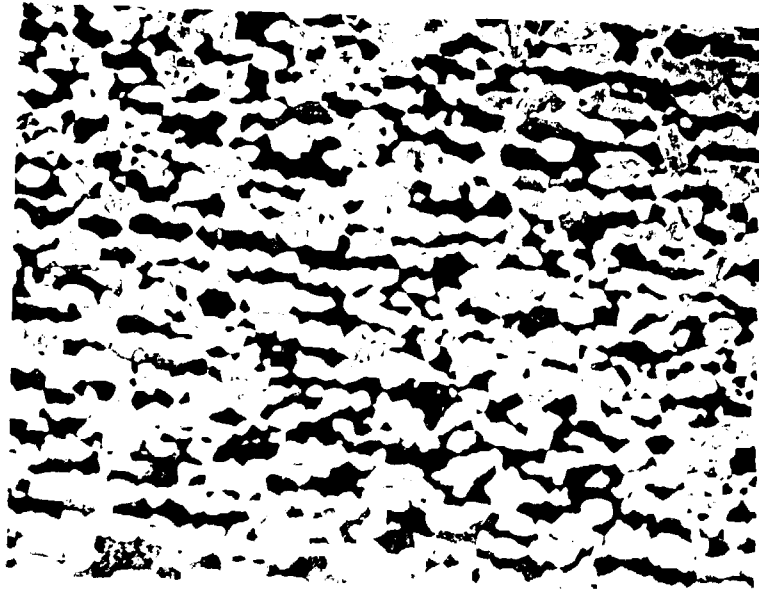


Foto 2.4

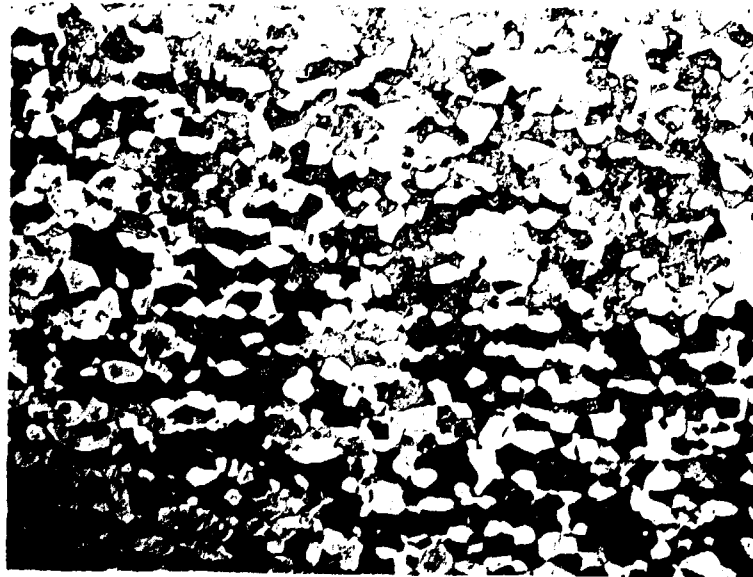


Foto 2.5



Foto 2.6



Foto 2.7

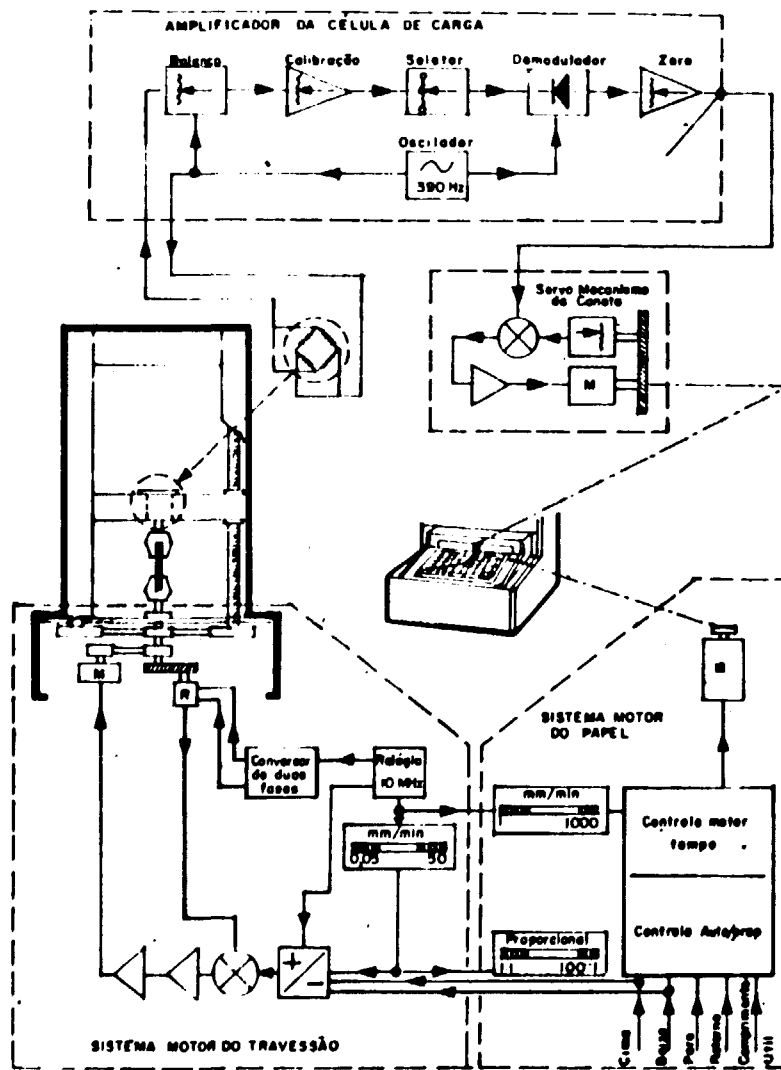


Figura 2.6

A carga é medida através de uma célula de carga eletrônica.

O resultado do ensaio é registrado num graficador, cuja caneta traça um gráfico que descreve a carga da amostra (P) enquanto que o papel se movimentando a uma determinada velocidade (\dot{C}) indica o espaço percorrido pelo travessão, o qual também se movimenta numa velocidade selecionada (\dot{X}) e, portanto, tem-se indiretamente o alongamento sofrido pelo corpo de prova.

A máquina conta ainda com vários acessórios, dentre os quais, os dois seguintes foram mais utilizados:

- 1) Equipamento para ensaios mecânicos a temperaturas altas, que permite que sejam realizados ensaios de tração em vácuo ou numa atmosfera inerte, até 1200°C.
- 2) Supressão de zero em 10 etapas. Permite que o gráfico Carga vs Alongamento (ou tensão vs deformação) seja ampliado sobre uma parte selecionado do nível carga tornando possível o estudo detalhado desta parte. Foi utilizado no estudo das características do serrilhado no EPL.

Os corpos de prova para os ensaios de tração foram usinados perpendicularmente à direção de laminação da chapa segundo o padrão da Instron conforme esquematizado na Figura 2.7.

Todos os ensaios foram efetuados na mesma velocidade de deformação $X = 0.5 \text{ mm min}^{-1}$ nas temperaturas seguintes: 24°, 100°, 200° e 300°C. Cada ponto nos gráficos das propriedades mecânicas é o resultado médio de 3 amostras ensaiadas.

Uma vez obtido o gráfico carga vs alongamento, foi desenvolvido um programa de computador para a análise dos dados.

II.6 – Análise das Curvas Tensão vs Deformação

O programa foi desenvolvido em linguagem FORTRAN (ver Apêndice 3).

Para cada ensaio a ser analisado o programa calcula os parâmetros seguintes: Deformação e Tensão Convencional, Deformação e Tensão Real, Taxa de Encruamento. O programa encontra também a melhor curva que ajusta os dados experimentais, tendo como base a equação de Voce; calcula posteriormente o Módulo da Plasticidade.

As partes que integram o programa são as seguintes:

Parte 1. Leitura dos Dados Relativos à Amostra a ser Analisada

1a. Dados Geométricos: Comprimento Padrão Inicial (L_0)

Área transversal original (A_0)

1b. Dados obtidos do Ensaio, ou seja, os pares (P, Δl) onde P é a carga e Δl é o alongamento.

Parte 2. Cálculo dos Parâmetros da Deformação.

Os cálculos são efetuados através das fórmulas seguintes:

2a. Deformação Convencional: $e = \Delta l / L_0$

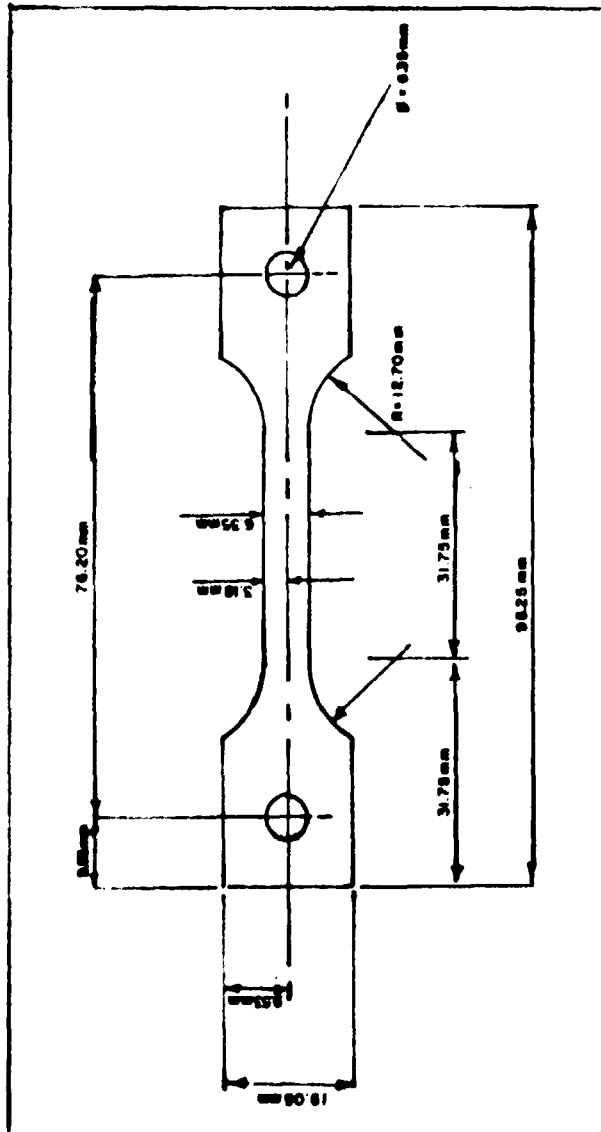


Figure 2.7

2b. Tensão Convencional: $S = P/A_0$

2c. Tensão Real: $\sigma = S (1 + e)$

2d. Deformação Real: $\epsilon = \ln (1 + e)$

2e. A taxa de encruamento.

Esta é calculada em um subprograma que calcula a derivada da curva tensão real vs deformação real ponto a ponto, utilizando a fórmula parabólica.

Parte 3. Ajuste da melhor curva exponencial.

Também é feito através de um subprograma.

Partindo da equação de Voce:

$$\sigma = \sigma_{\infty} - (\sigma_{\infty} - \sigma_0) \exp(-\epsilon/A)$$

Através de uma transformação chega-se a expressão:

$$\ln(\sigma_{\infty} - \sigma) = \ln(\sigma_{\infty} - \sigma_0) - \epsilon/A$$

O subprograma lineariza a expressão acima por meio de regressão linear: valores tentativos de σ_{∞} são adotados inicialmente e são encontrados os valores dos parâmetros σ_0 e A que melhor linearizam a expressão acima. O ajuste a curva experimental é medido através do coeficiente de determinação r^2 . Este coeficiente varia de 0 a 1, sendo que o ajuste é melhor quando seu valor está mais próximo de 1.

Achados os parâmetros da equação exponencial que melhor ajusta a curva experimental é então calculado o módulo da plasticidade definido como $d\sigma/d\epsilon$ (análogo à taxa de encruamento experimental). O inverso desta diferencial é a chamada deformabilidade.

Parte 4. Saída dos Resultados

Nesta parte tem-se uma tabela contendo os dados de entrada, os valores das deformações convencional e real, das tensões convencional e real e da taxa de encruamento experimental.

Tem-se também os valores dos parâmetros σ_{∞} , σ_0 e A da Equação de Voce, assim como o coeficiente de determinação r^2 final.

O programa dá ainda como saída vários gráficos, dentre eles, os seguintes:

- Tensão Real vs deformação Real
- Taxa de Encruamento vs Deformação Real
- ln da Tensão Real vs ln da Deformação Real

- Da equação de Voce, Tensão vs Deformação
- Da equação de Voce, Módulo de Plasticidade vs. Deformação.

Dos gráficos pode-se ter uma idéia do desenvolvimento da deformação plástica.

II.7 – Erros Experimentais

A. Na Metalografia Quantitativa

Os resultados estão sujeitos a uma incerteza metalográfica, uma vez que algumas vezes é difícil classificar um contorno como pertencendo a um dado tipo; outras vezes existem falhas na avaliação nos números de interfaces ou do número de pontos pertencentes a uma dada fase. Os resultados estão em geral sujeitos a uma incerteza de 5,0%.

B. Ensaio Mecânicos

As fontes de erros mais prováveis nas medidas das propriedades mecânicas são:

- A medida do comprimento útil da amostra.
- A medida da área inicial da amostra.
- Avaliação da carga registrada no papel.

Estes erros se propagam nos cálculos das diversas propriedades mecânicas fazendo com que os resultados para níveis de deformação baixos sejam afetados por um erro de cerca de 3,0% e os resultados em deformações elevadas a um erro de aproximadamente 1,0%.

III – RESULTADOS EXPERIMENTAIS

III.1 – Deformação Plástica do Metal Muntz

A Figura 3.1 apresenta o efeito da fração volumétrica da fase β (v_β) no limite de escoamento (tensão de escoamento a $\epsilon = 0,005$) do Cu-40% Zn policristalino ensaiado à temperatura ambiente ($\sim 24^\circ\text{C}$).

Observa-se que o limite de escoamento é praticamente independente da fração volumétrica para valores de v_β até cerca de 0,30, após o que ocorre um aumento acentuado para o intervalo de v_β ensaiado.

O efeito da fração volumétrica de β na taxa de encruamento (medida como dn/de), em 3 diferentes níveis de deformação plástica, para amostras ensaiadas à temperatura ambiente é mostrado na Figura 3.2.

Em geral, a taxa de encruamento cresce com o aumento do conteúdo da fase β até v_β próximo de 0,45, após o que ocorre um decréscimo. Entretanto, a taxa de encruamento em deformações baixas (p.ex. $e \sim 0,01$) aumenta mais rapidamente com v_β do que em níveis de deformações elevados.

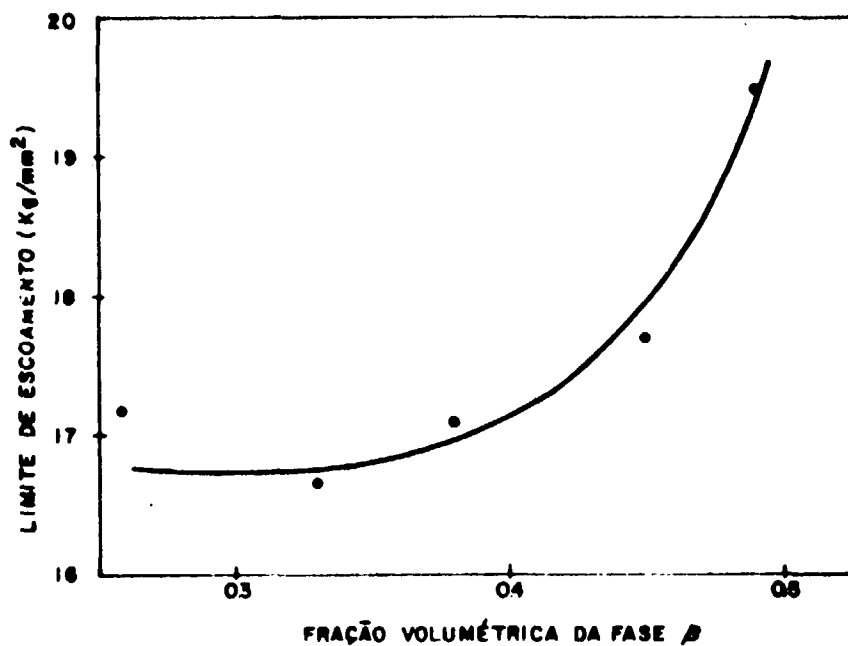


Figura 3.1

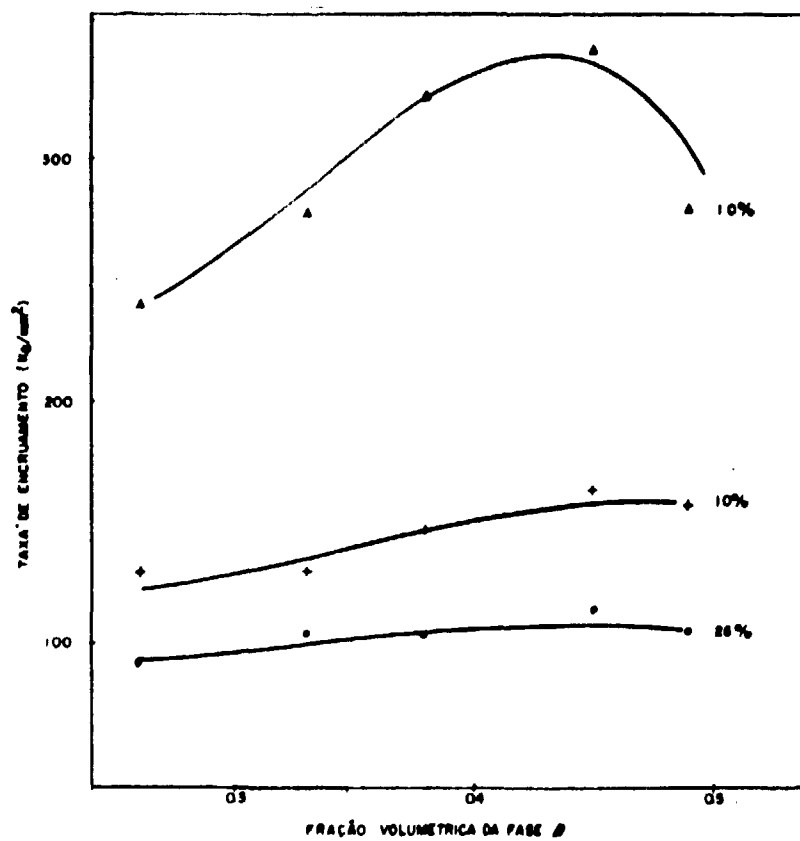


Figura 3.2

A Figura 3.3 mostra a influência do conteúdo da segunda fase β no limite de resistência da liga, para os ensaios realizados na temperatura ambiente.

O limite de resistência aumenta continuamente com a elevação da fração volumétrica da fase β até valores de v_β próximos a 0.45 onde então atinge uma quase saturação.

A Figura 3.4 apresenta a variação do limite de escoamento ($\epsilon = 0.005$) do Cu-40% Zn policristalino, em função da temperatura de ensaio e da fração volumétrica da fase β .

O limite de escoamento varia muito pouco com a temperatura até cerca de 100°C, após o que, ele aumenta resultando num pico em torno de 200°C, o qual é dependente da fração volumétrica de β ; quanto maior o conteúdo de β , mais alto é o pico no limite de escoamento. Em temperaturas mais elevadas ($T > 200^\circ\text{C}$) o limite de escoamento decresce, tornando-se praticamente independente de v_β , próximo de 300°C.

A variação da taxa de encruamento do Metal Muntz com a temperatura de ensaio e fração volumétrica da fase β está mostrada na Figura 3.5 para 3 diferentes níveis de deformação plástica.

Em geral, observa-se que a taxa de encruamento diminui com o aumento da temperatura de ensaio, no intervalo 24° – 300°C. Para níveis baixos de deformação plástica ($\epsilon \sim 0.02$) a taxa de encruamento é muito dependente da fração volumétrica de β tal que um aumento no conteúdo da fase β resulta numa taxa de encruamento mais elevada para todas as temperaturas. Em deformações elevadas, tais como 0.10 e 0.26, a dependência da taxa de encruamento da liga com relação à v_β já é bem menor para temperaturas de ensaio acima da do ambiente, tal que a 300°C, a taxa de encruamento para $v_\beta = 0.33$ e $v_\beta = 0.45$ coincidem praticamente.

A Figura 3.6 apresenta o gráfico do alongamento uniforme, i.e. a deformação até o ponto de estricção, em função da fração volumétrica de β , para os ensaios realizados à temperatura ambiente. Observa-se que ϵ_u (ou como as vezes é chamada: a formabilidade) diminui continuamente com o aumento de v_β na microestrutura da liga.

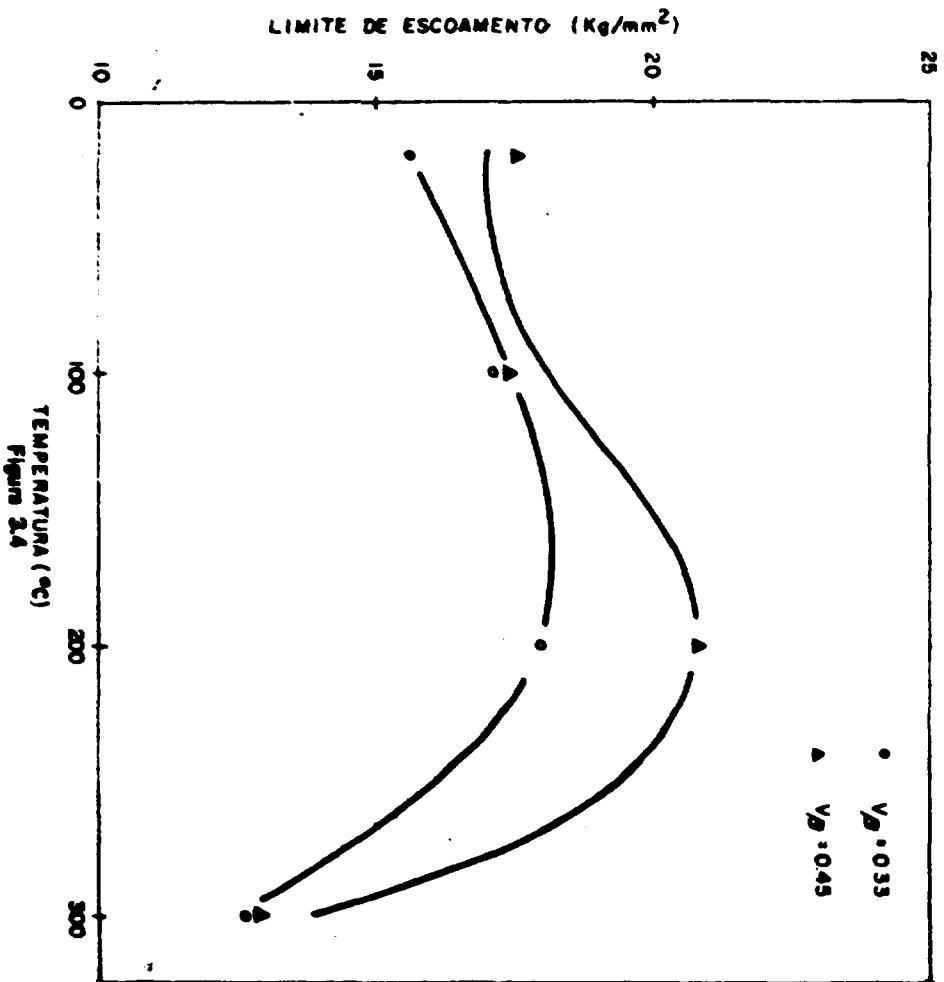
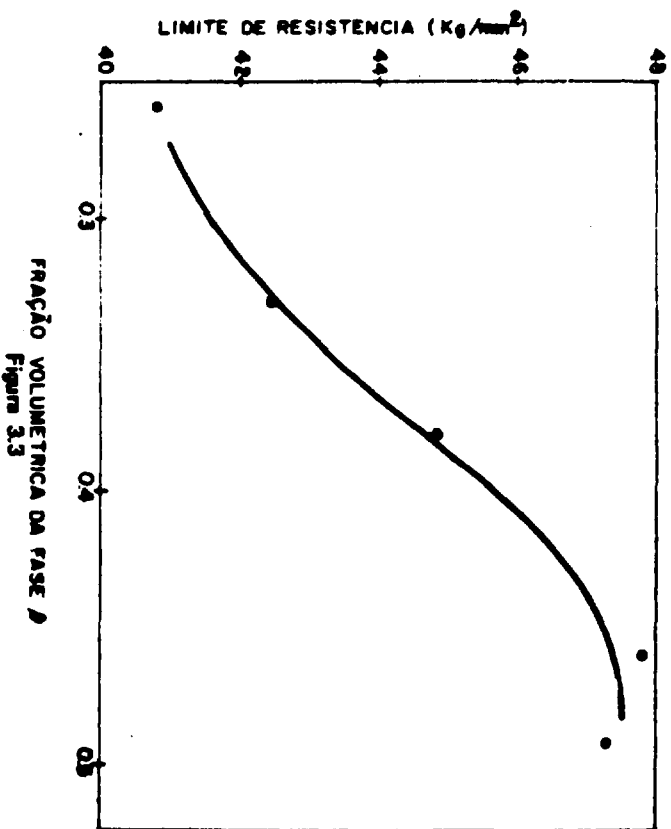
III.2 – O Efeito Portevin Le Chatelier

A Figura 3.7 apresenta as curvas tensão convencional vs deformação convencional para as amostras de comprimento útil igual a 31.8 mm, contendo diferentes frações volumétricas da segunda fase β . A deformação foi efetuada à temperatura ambiente ($\sim 24^\circ\text{C}$) a uma velocidade de 0.5 mm min⁻¹.

A reprodução da curva inteira, até a ruptura do corpo-de-prova não é apresentada uma vez que, como objetivo de observar detalhes do serrilhado, utilizou-se diversas mudanças na escala de tensão e velocidades do papel graficador elevadas, durante os ensaios; devido a isto a apresentação de toda a curva torna-se difícil.

As seguintes observações, de caráter geral, são tiradas das curvas desta figura:

- a) A ocorrência de um escoamento com serrilhado de formato irregular.
- b) A amplitude deste serrilhado diminui com o aumento da fração volumétrica de segunda fase β .
- c) O serrilhado surge somente após uma certa quantidade de deformação plástica uniforme, aqui chamada deformação crítica
- d) Durante a deformação, há uma progressão de um serrilhado irregular de amplitude pequena para um outro serrilhado irregular de amplitude maior.



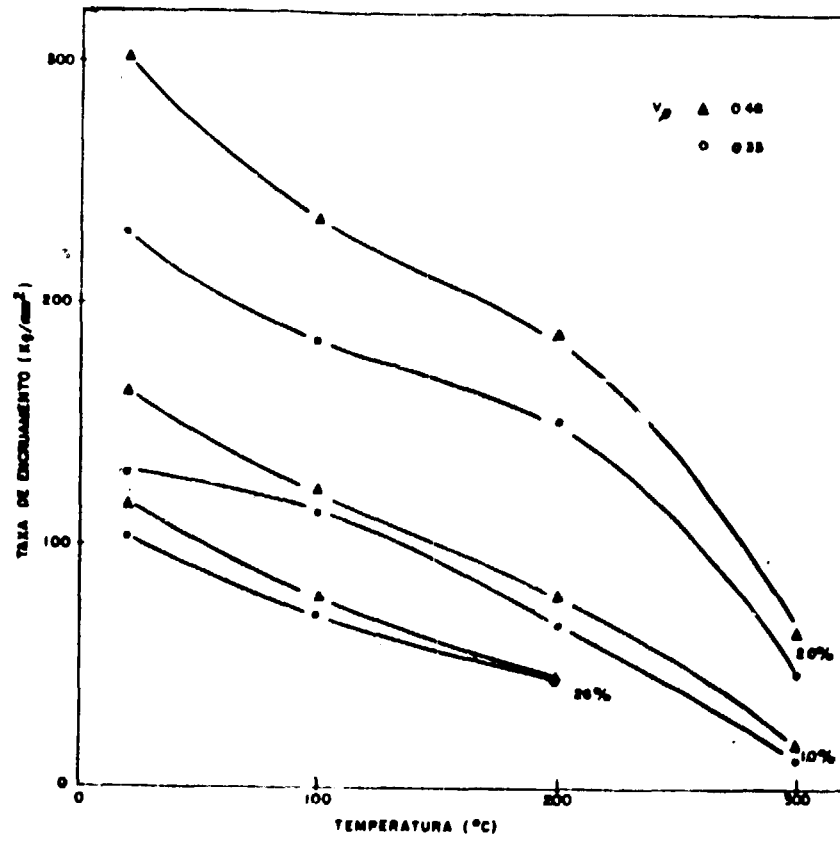


Figura 3.5

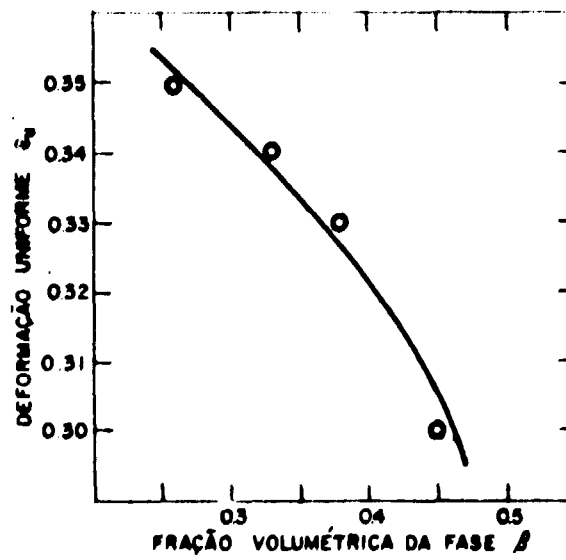


Figura 3.6

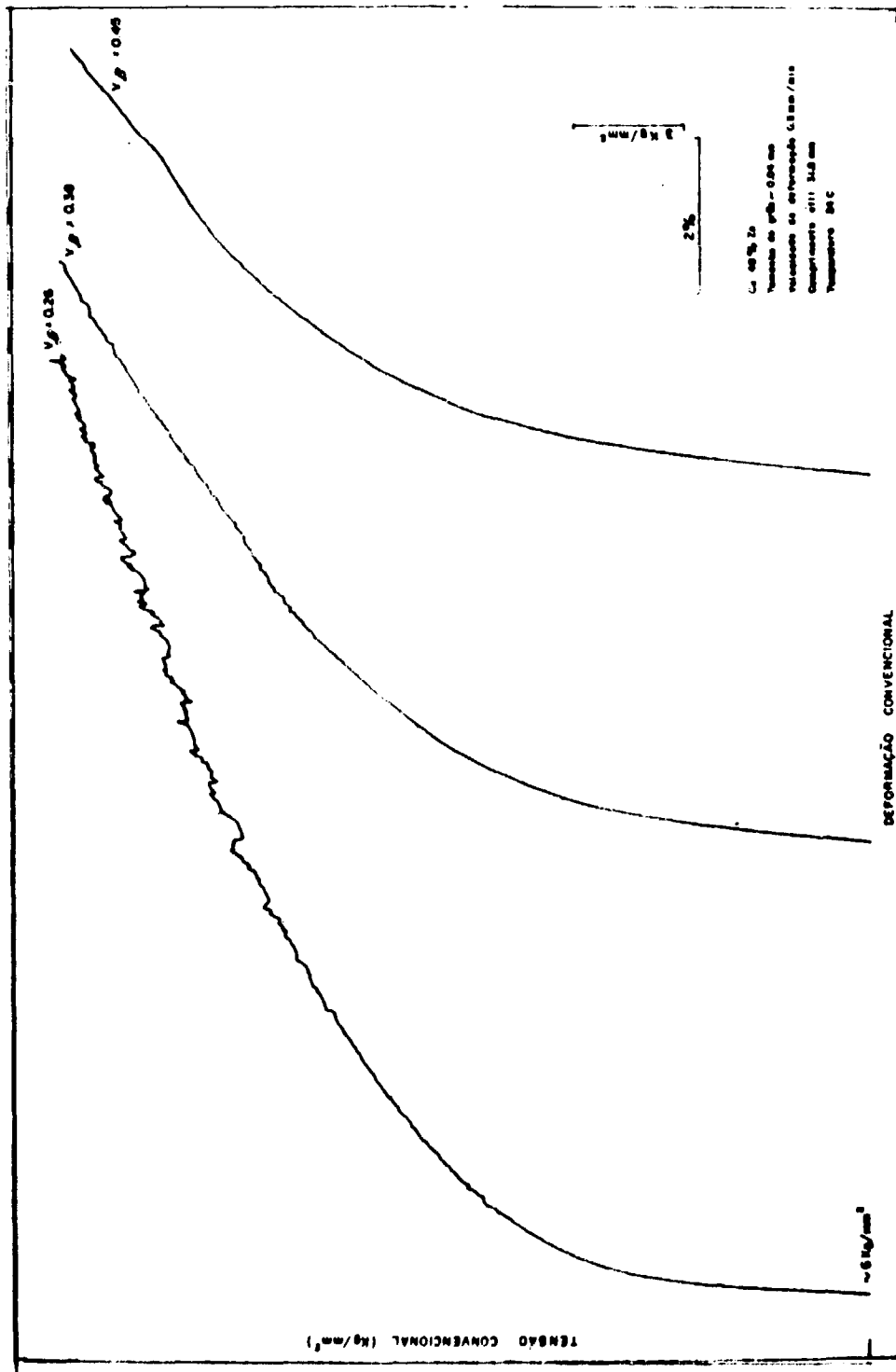


Figura 3.7

e) Para níveis elevados de deformação plástica, a amplitude do serrilhado cai a valores bastante baixos, não detectáveis experimentalmente.

A influência da fração volumétrica da fase β no valor da deformação crítica ϵ_c , do item C acima é mostrada na Figura 3.8.

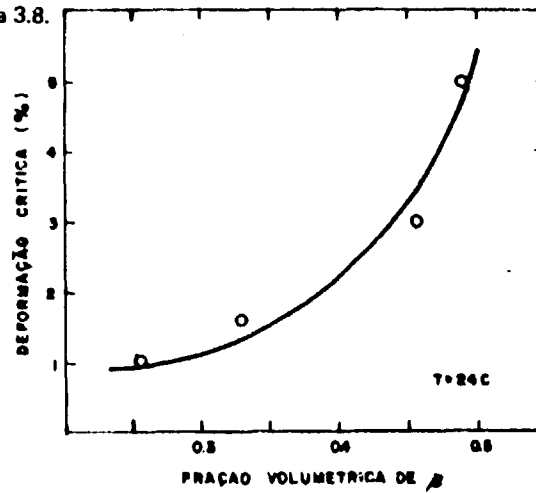


Figura 3.8

Observa-se que o aumento do conteúdo da fase β atraz o surgimento do Efeito Portevin Le Chatelier; cresce exponencialmente com o aumento de v_β .

A Figura 3.9 apresenta detalhes ampliados do serrilhado para duas frações volumétricas de β , em um mesmo nível de deformação plástica ($\epsilon \sim 0,08$).

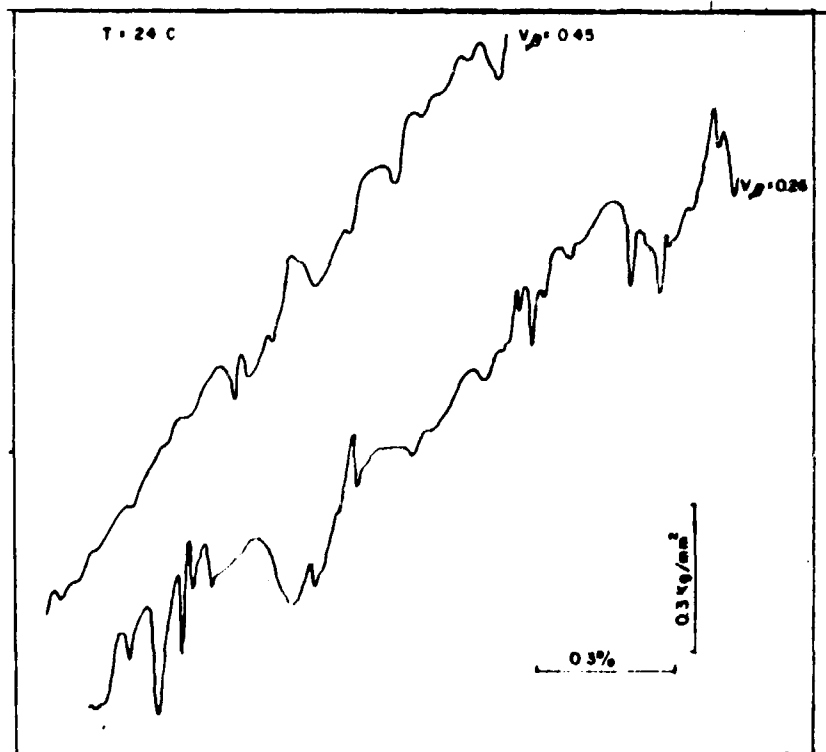


Figura 3.9

Nota-se a falta de periodicidade nas oscilações e outras regularidades.

O efeito da temperatura de ensaio no efeito Portevin Le Chatelier do metal Muntz é mostrado na Figura 3.10. A liga mostrada apresenta $v_{\beta} = 0.23$.

As observações a respeito destas curvas são:

- a) O serrilhado é mais intenso e de amplitude maior a 100°C. Sua amplitude diminui bastante para temperatura igual ou superiores a 200°C.
- b) Experimentalmente não é detectável uma deformação crítica para o surgimento de serrilhado na temperatura de 100°C.
- c) A ocorrência, durante a deformação a 100°C, de 3 diferentes formas de serrilhado, todos regulares.
- d) O desaparecimento destes serrilhados para deformações plásticas da ordem de 0.12.
- e) Após este nível de deformação, observam-se quedas intermitentes na tensão.
- f) Para deformações elevadas, a curva tensão vs deformação torna-se lisa praticamente.

A Figura 3.11 mostra detalhes ampliados do serrilhado, que ocorre em deformações da ordem de 0,08, para duas frações volumétricas da fase β .

Note-se a regularidade do serrilhado com uma amplitude média da ordem de 0,4 Kg/mm² para $v_{\beta} = 0.26$ e frequência bastante elevada em comparação com aquela que é observada na temperatura ambiente (Figura 3.9). Na temperatura de 100°C, a amplitude do serrilhado diminui com o aumento do conteúdo de β .

Detalhes ampliados das quedas na tensão, para uma deformação da ordem de 0,20 são mostrados na Figura 3.12 para duas frações volumétricas de β .

Observe-se o caráter intermitente das quedas na tensão.

III.3 – Análise das Curvas vs Deformação

Uma típica curva tensão real vs deformação real do Metal Muntz com 33% de segunda fase β , deformando à temperatura ambiente é mostrada na Figura 3.13.

Esta mesma curva em coordenadas logarítmicas é apresentada na Figura 3.14. Observam-se três regiões lineares distintas (estágios). A análise desta curva pelo método de Hollomon necessitaria então de três funções de potência do tipo $\sigma = K \epsilon^m$, uma para cada estágio da Figura 3.14. As constantes K e m associadas a cada um dos estágios são apresentadas na Figura juntamente com o coeficiente de determinação r^2 .

A Figura 3.15 mostra o ajuste pela equação exponencial de Voce da curva apresentada na Figura 3.13. Notar a pequena discrepância para baixas deformações.

A influência da fração volumétrica da segunda fase β na tensão limiar σ_0 da equação de Voce é apresentada na Figura 3.16, para os ensaios realizados à temperatura ambiente.

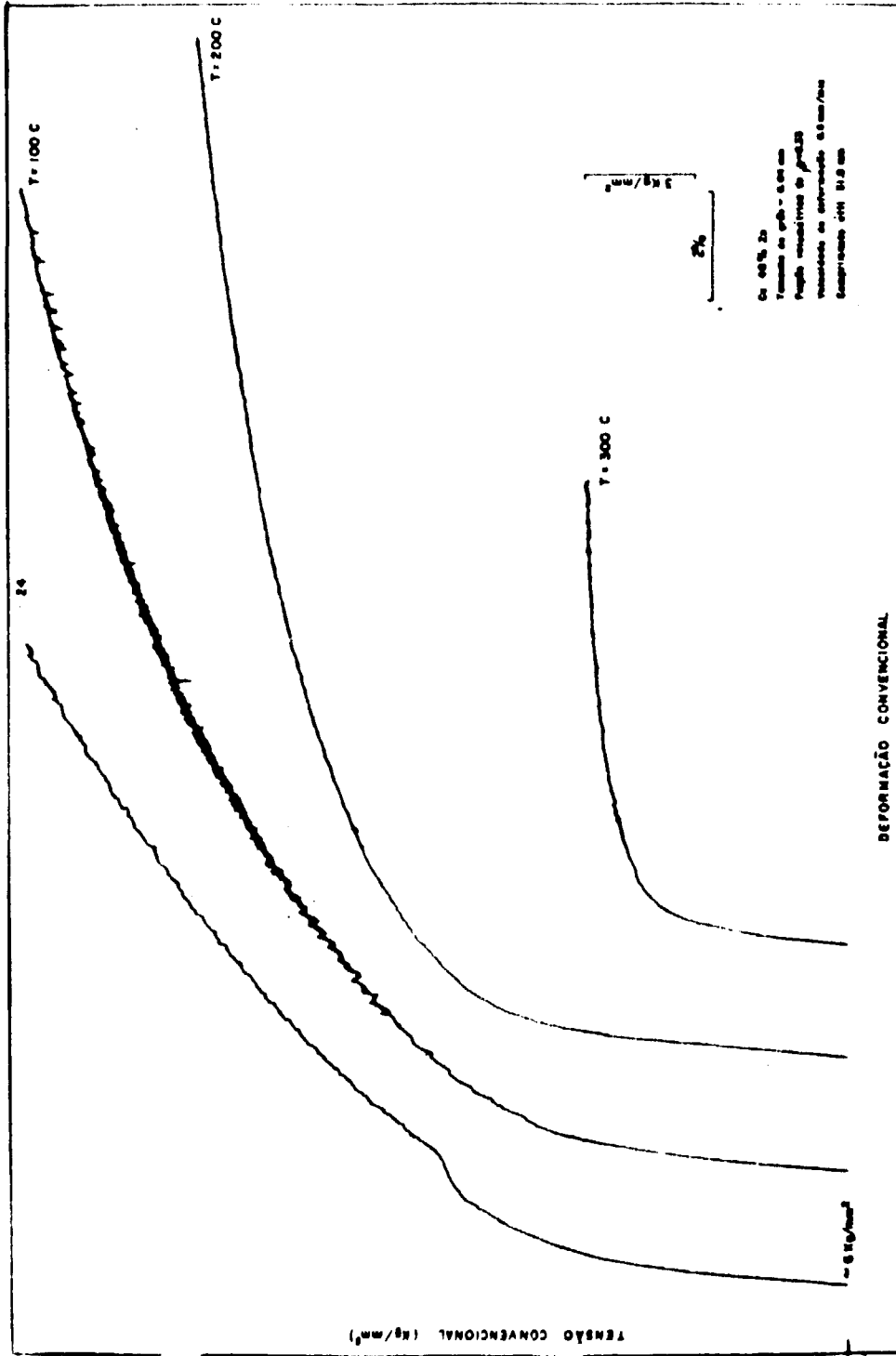


Figura 3.10

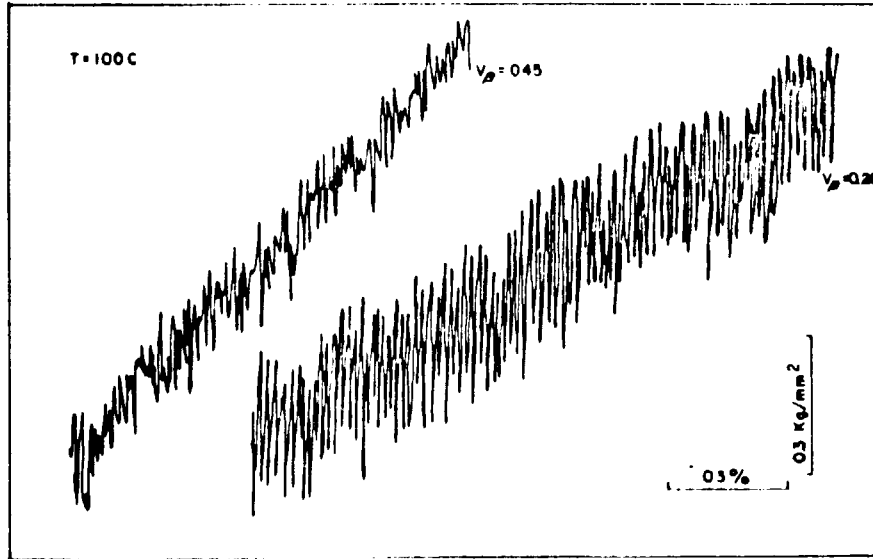


Figure 3.11

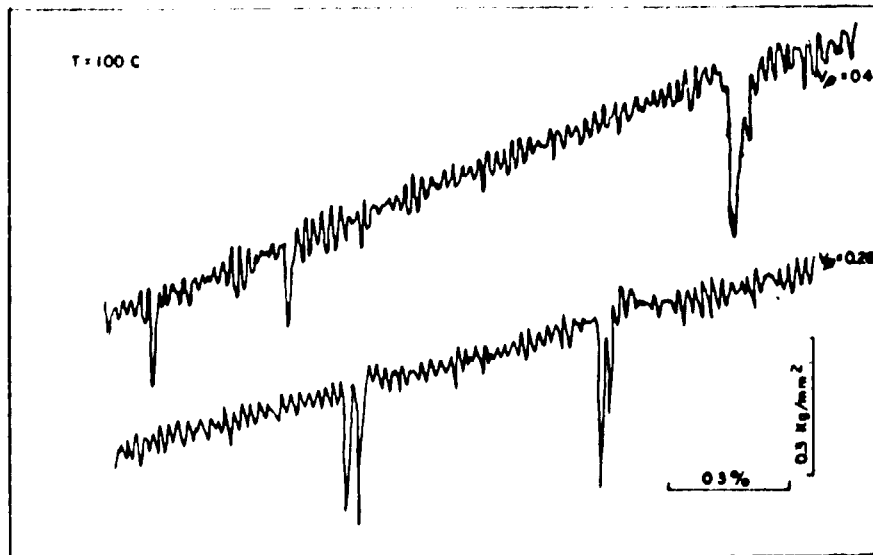


Figure 3.12

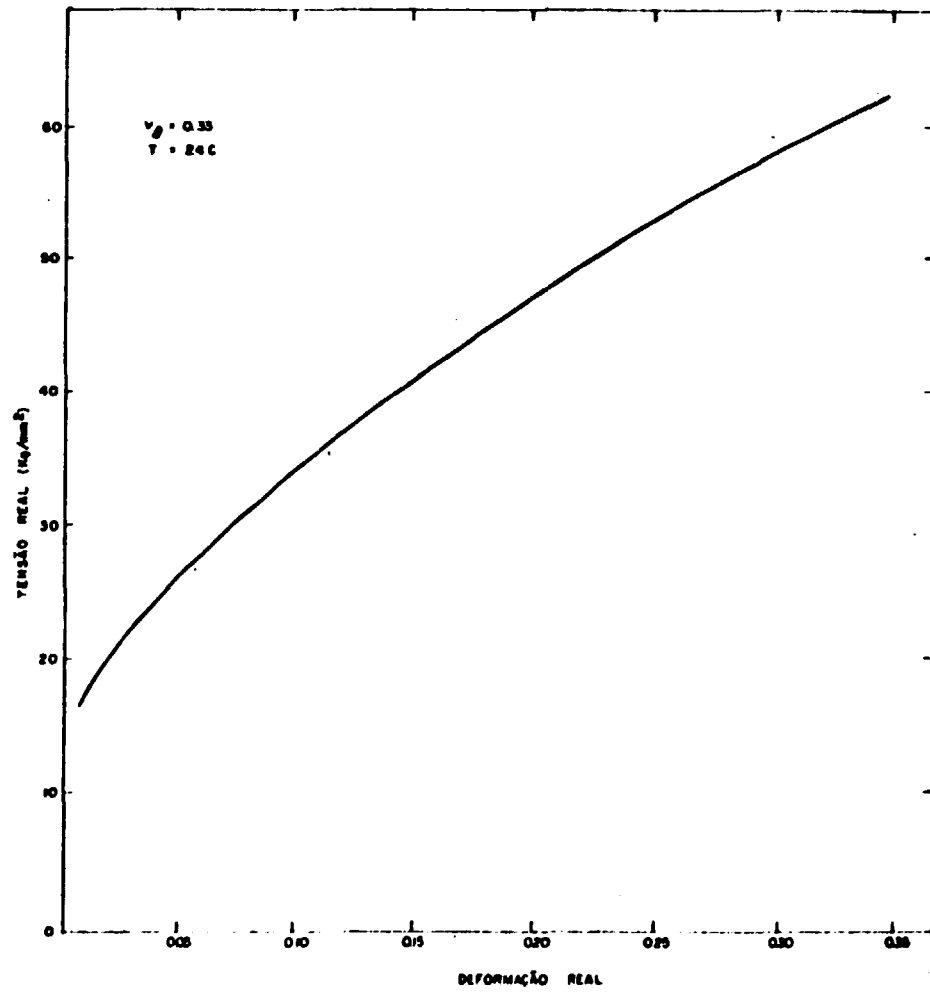


Figura 3.13

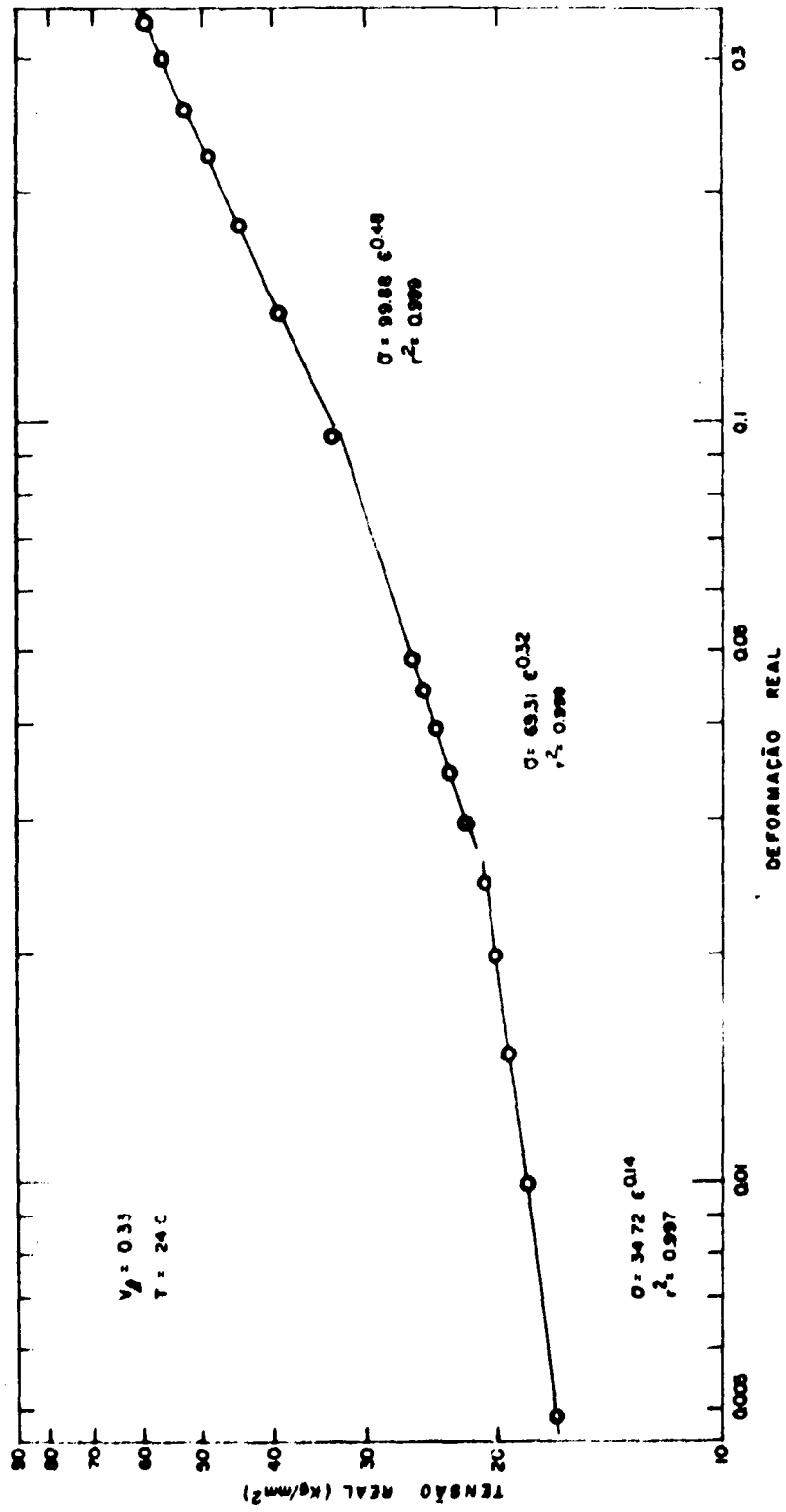


Figura 3.14

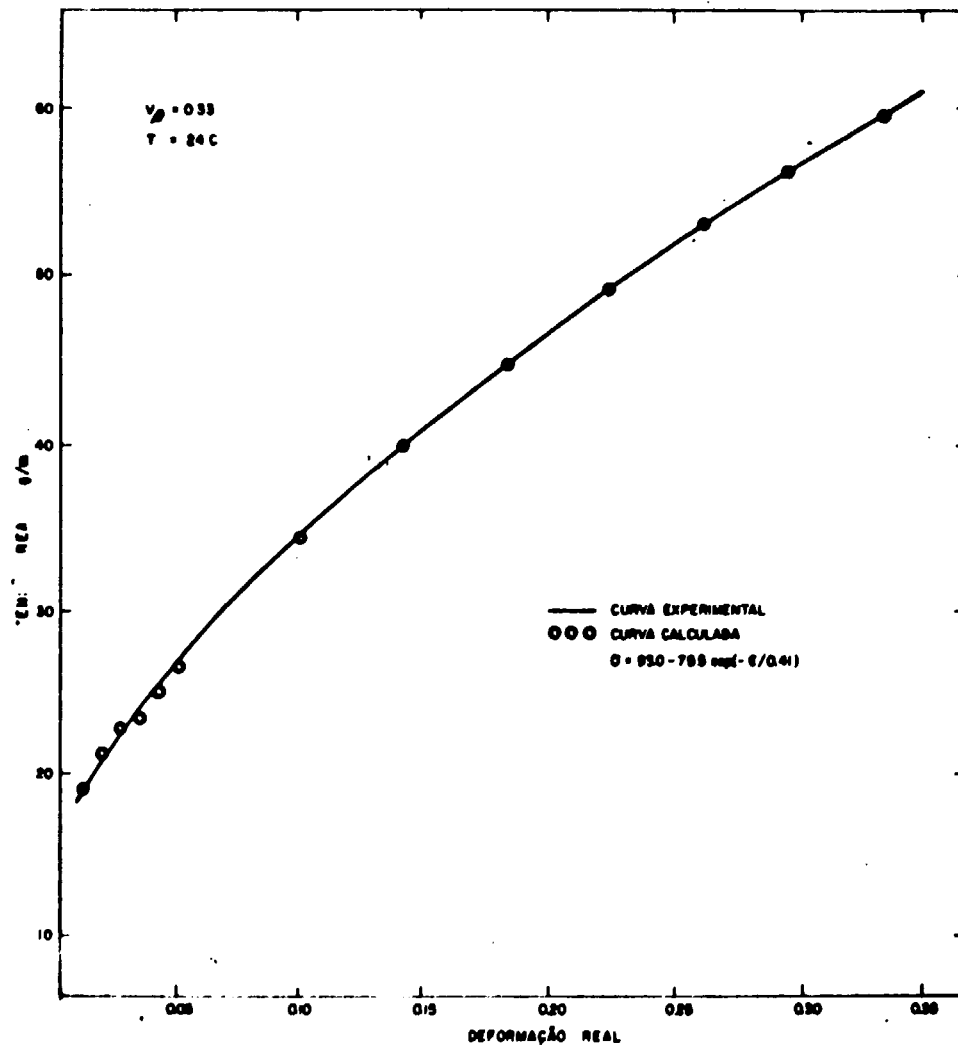
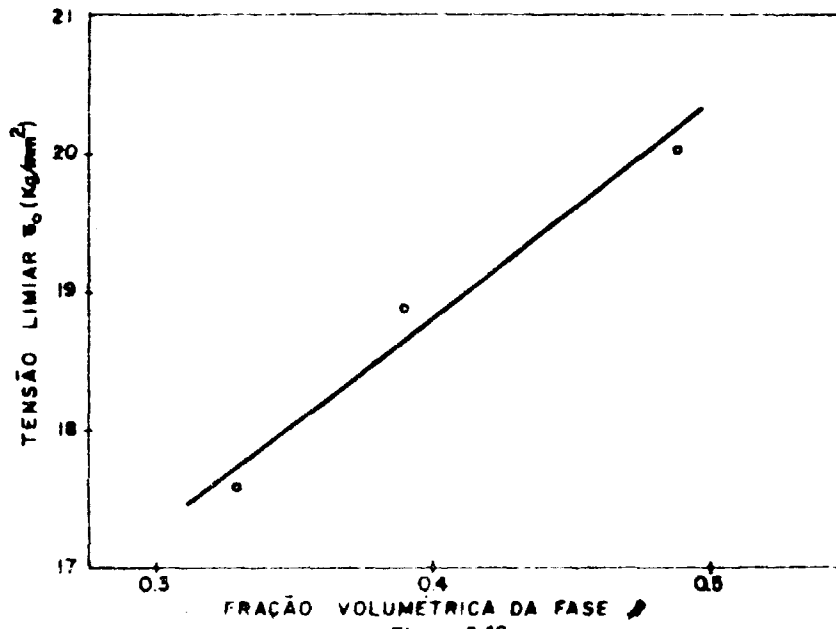
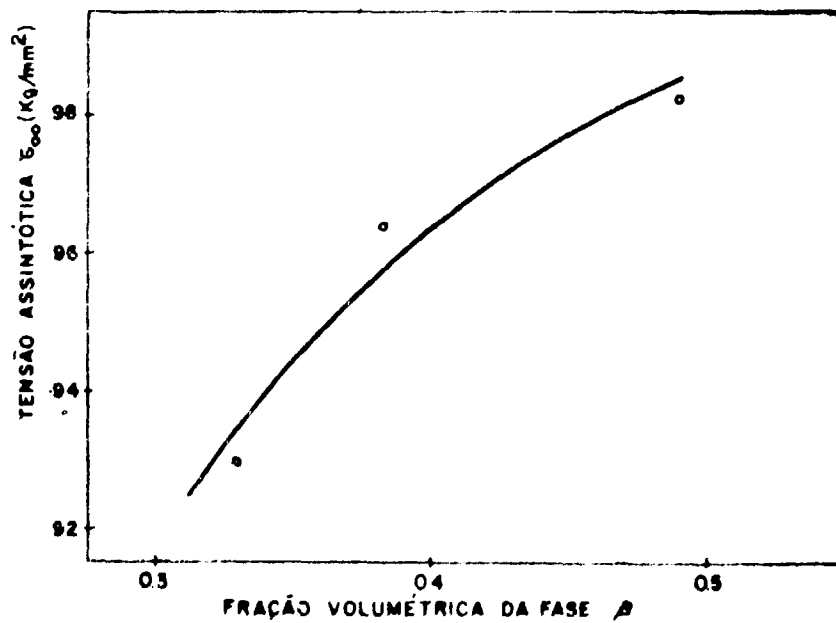


Figura 3.15



A tensão limiar do escoamento plástico σ_0 aumenta continuamente com o aumento no conteúdo da fase β .

A Figura 3.17 mostra a tensão assintótica ou de saturação σ_∞ em função do conteúdo da fase β (v_β) para ensaios realizados na temperatura ambiente.



O aumento em σ_m com relação a v_β tende a uma saturação.

A variação da deformação característica, A, em função da quantidade de segunda fase, para os ensaios a 24 C é apresentada na Figura 3.18, onde é visto que A decresce com o aumento de v_β .

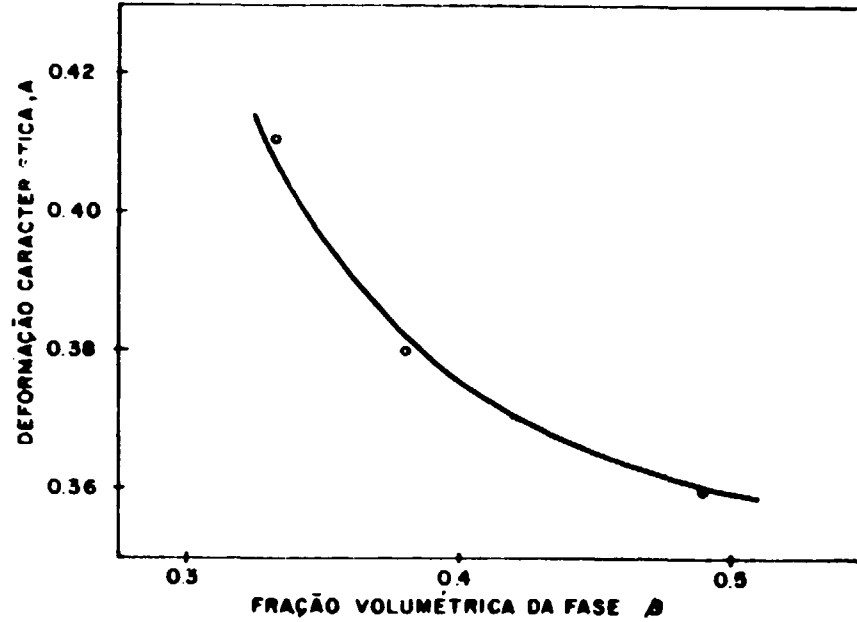


Figura 3.18

A influência da temperatura nos parâmetros da equação de Voce para $v_\beta = 0.33$ é mostrada na Figura 3.19.

Os valores numéricos dos parâmetros da equação de Voce apresentados na Figura 3.19 são apresentados na tabela abaixo

T (°C)	σ_0 (Kg/mm ²)	σ_m (Kg/mm ²)	A
24	17.57	93.00	0.41
100	17.40	68.71	0.32
200	18.83	48.57	0.28

A Figura 3.20 apresenta o gráfico tensão vs deformação para o mesmo material da Figura 3.13 utilizando a definição da deformação generalizada e da linearização da curva, a partir dos parâmetros da equação de Voce.

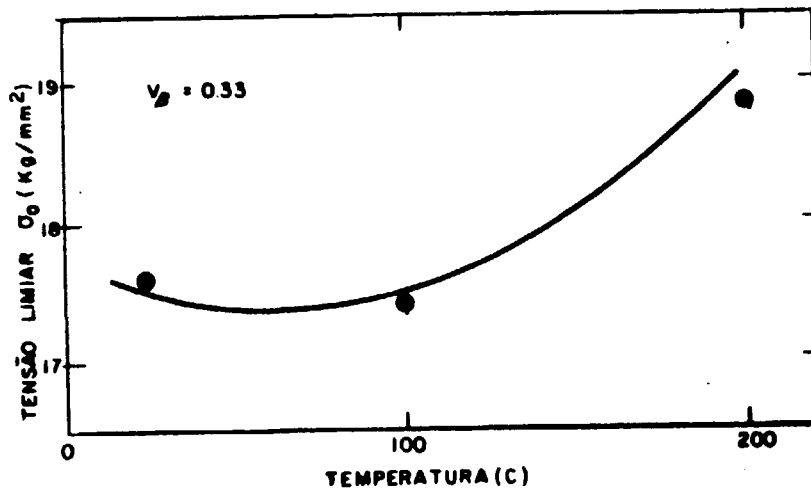


Figura 3.19a

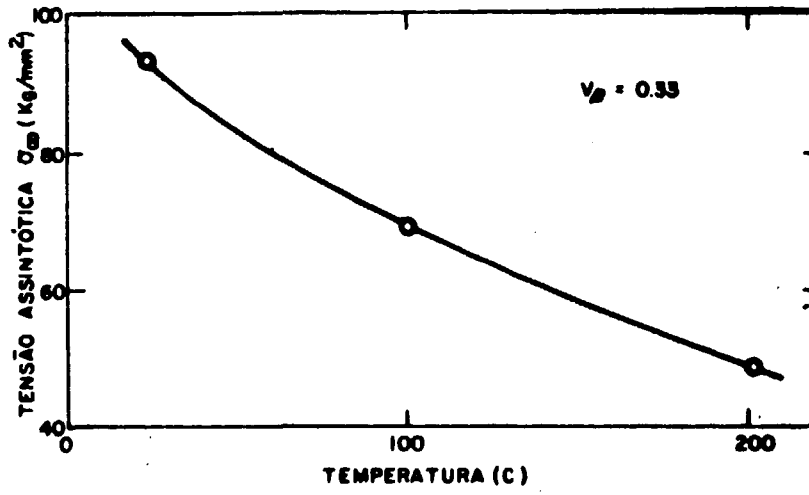


Figura 3.19b

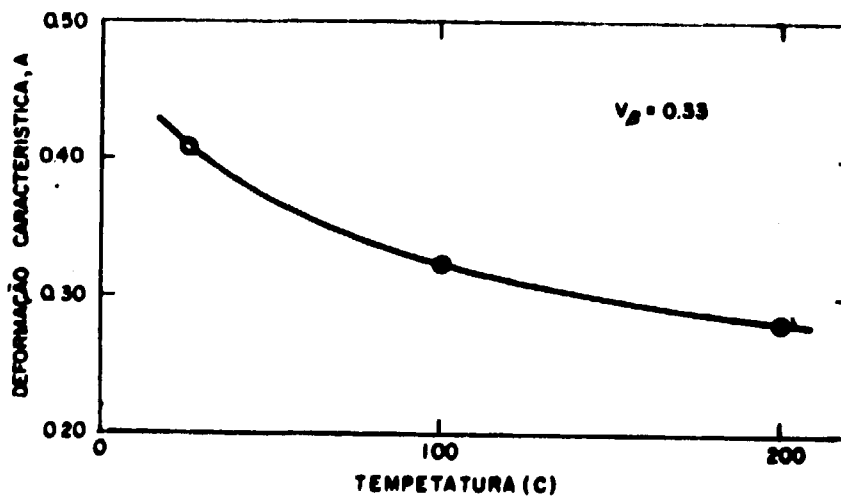


Figura 3.19c

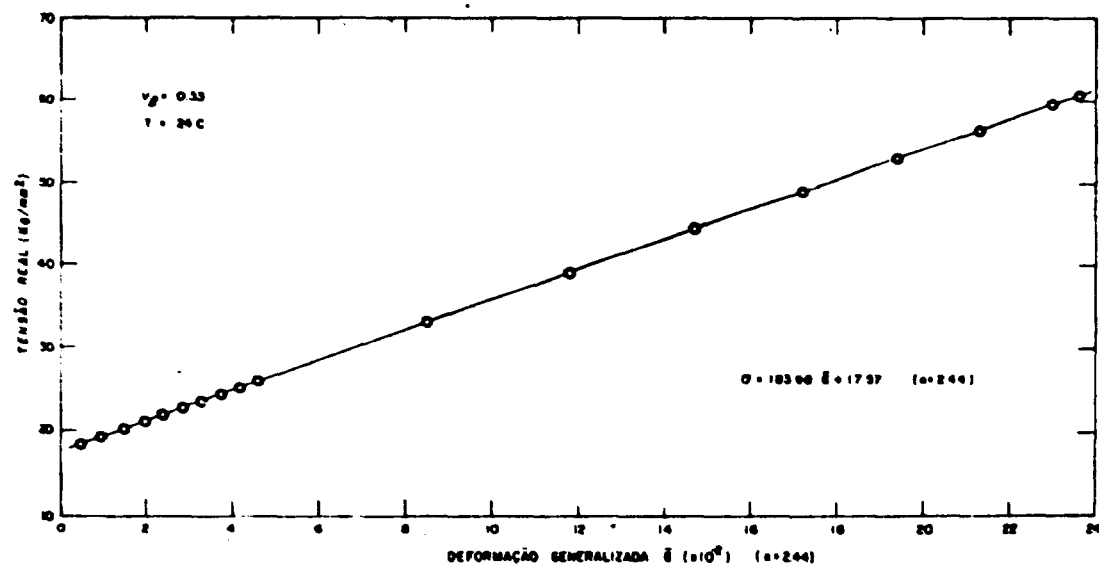


Figure 3.20

IV – DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

IV.1 – Deformação Plástica do Metal Muntz

As propriedades mecânicas dos materiais contendo duas fases são governadas pelas propriedades individuais das fases e suas interações durante o processo de deformação. De acordo com a mecânica dos meios contínuos, a tensão e a deformação entre as fases irão diferir entre as fases dependendo de suas propriedades elásticas e plásticas. As curvas tensão vs deformação das fases individuais podem ser explicadas pelas interações das discordâncias. Entretanto no agregado polifásico, estas reações também são afetadas pela presença de contornos de fase, mútuas constricções, etc⁽⁴¹⁾.

IV.1.1 – O Escoamento e Encruamento em Níveis Baixos de Deformação Plástica

A relativa independência do limite de escoamento a 0,5% com a fração volumétrica da fase β para v_β em torno de 0,3 conforme mostrado na Figura 3.1 é devido ao fato que neste intervalo de v_β , esta fase está presente na matriz α na forma de grãos isolados (A contiguidade da fase β é baixa⁽³²⁾; ver Foto 2.4) e para níveis baixos de deformação plástica (no caso $\epsilon \sim 0,005$) o processo de escorregamento das discordâncias está confinado, predominantemente, aos grãos da fase α , em virtude do seu menor limite de escoamento.

Para quantidades da fase β superiores a 0,3 a deformação por unidade de volume tende a ser a mesma nas duas fases⁽¹⁸⁾ (Também a contiguidade da fase β aumenta conforme mostra a Foto 2.5). Como a fase β (estrutura c.c.c.) tem limite de escoamento superior ao da fase α (estrutura c.f.e.) são necessárias tensões mais elevadas para o início da movimentação das discordâncias, de sorte que a resistência ao escoamento da liga como um todo aumenta conforme aumenta o conteúdo de β .

Heubner e Leogrande⁽³⁵⁾ observaram em geral um decréscimo no limite de escoamento com o aumento de fração volumétrica de β . Os tamanhos de grão dos materiais utilizados por eles foram menores do que o do presente trabalho. Estes autores observaram também a ocorrência de escoamento serrilhado, o qual não aconteceu nas experiências desta dissertação. Portanto o tamanho de grão e a ocorrência de escoamento serrilhado podem explicar as divergências entre os resultados de Heubner e Leogrande e o presente.

O comportamento da taxa de encruamento, conforme mostrado na Figura 3.2, é o esperado, pois, nestes níveis baixos de deformação plástica ($\epsilon \sim 0,01$), as tensões locais próximas às interfaces α/β crescem muito rapidamente com o aumento da tensão aplicada.

Os contornos de fase α/β são obstáculos eficientes à movimentação das discordâncias, pelo menos por dois motivos: (1) os átomos são deslocados das suas posições de equilíbrio pela ação de forças nelas exercidas por átomos diferentes de grãos vizinhos, (2) se uma discordância passar através do contorno da fase, ela será forçada a mover-se num cristal de vetor de Burgers e de orientação e estrutura diferente⁽²⁶⁾.

As tensões internas de longo alcance, dentro dos grãos das fases α e β , aumentam com o aumento da fase β , devido ao empilhamento das discordâncias junto aos contornos de fase e contornos de grãos. Pode inclusive ocorrer que alguns grãos de β , orientados desfavoravelmente com relação ao eixo de tração, só se deformem elasticamente em virtude do seu maior limite de escoamento, dando então um sentido definido para as tensões internas criadas na matriz α .

Estas tensões, ao obstruírem a livre movimentação das discordâncias provocam o aumento na taxa de encruamento da liga.

A diminuição no encruamento da liga contendo 49% da fase β , conforme mostra a Figura 3.2 requer investigações adicionais. Duas hipóteses preliminares são aventadas:

- 1) Para esta quantidade de fase β , a contiguidade dos grãos desta fase é elevada, de sorte que, em alguns locais pode ocorrer um tamanho de grão de β acima do tamanho médio da liga, em virtude do menor número de interfaces α/β , que inibem o movimento dos contornos^(27,35).
- 2) No tratamento térmico para obtenção desta fração volumétrica foi efetuada uma têmpera da liga a partir de uma temperatura elevada ($T_t \sim 700^\circ\text{C}$); isto pode ter originado tensões devidas à diferença entre as propriedades térmicas das fases α e β . Estas tensões são então aliviadas por algum processo de recuperação dinâmica (auxiliada pela tensão aplicada), de tal sorte que, o processo de recuperação é maior que o processo de encruamento.

O limite de resistência do Metal Muntz cresce com o aumento da fração volumétrica da fase β conforme mostra a Figura 3.3. Isto é devido ao aumento na densidade total do obstáculo dentro dos grãos de ambas as fases. Para $v_\beta = 0.45$ há uma quase-saturação da resistência em virtude do alívio de tensões através da ocorrência de escorregamento transversal e, nucleação de múltiplo escorregamento (escorregamento em outros sistemas além do primário) nestes níveis elevados de tensões.

A taxa de encruamento diminui com o aumento da deformação, para todas as frações volumétricas ensaiadas (Figura 3.2) também, devido ao fato de surgir alívio de tensões por meio de escorregamento transversal e nucleação de escorregamento secundário nos contornos de grão α/α e β/β e contornos de fase α/β . As discordâncias nas interfaces α/β separam duas redes cristalinas com simetrias distintas, podendo por isto ter associados campos de deformação assimétricos e, apreciavelmente diferentes daqueles encontrados no interior dos grãos⁽⁴³⁾. Então em níveis elevados de deformação plástica ocorrem processos de alívio de tensões, devido ao aumento na tensão local próximo às interfaces α/β , fazendo com que haja uma redução na taxa de crescimento das tensões internas, diminuindo a taxa de encruamento da liga.

IV.1.2 – A Deformação Uniforme

O Efeito de "fragilização" (entendido aqui como o decréscimo na deformação uniforme) causado pelo aumento na quantidade de segunda fase β , conforme mostra a Figura 3.6, é devido ao fato que em níveis elevados de deformação plástica, a fração volumétrica de β tem uma influência maior na tensão de escoamento da liga do que na sua taxa de encruamento. Isto é mostrado esquematicamente na Figura 4.1.

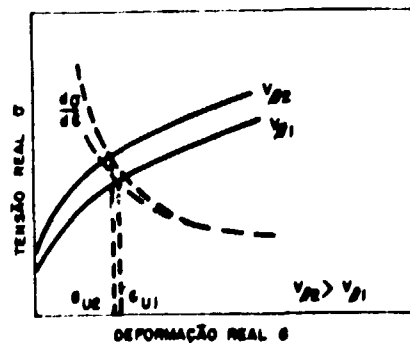


Figura 4.1

IV.1.3 – A Influência da Temperatura no Escoamento e Encruamento do Metal Muntz

Recentemente, Balasubramanian et al⁽⁹⁾, estudando a dinâmica das discordâncias no latão- α mostraram que o escoamento nesse material é, em sua essência, predominantemente atérmico. A tensão interna, σ_i (tensão necessária para vencer obstáculo de longo alcance) é da ordem de 90 a 95% da tensão aplicada, σ . A tensão efetiva ou térmica (necessária para vencer obstáculos de curto alcance) não varia muito com a deformação, sugerindo que o encruamento no latão- α é devido principalmente ao aumento da tensão interna com a deformação (Figura 4.2).

O caráter atérmico do processo de deformação do latão- α é refletido no fato de que, com o aumento da temperatura (77 a 293 K) a tensão interna praticamente não varia, enquanto que há decréscimo na tensão efetiva.

Andrade et al⁽⁴⁾ concluíram que este caráter atérmico é resultante das interações atéricas entre os empilhamentos de discordâncias, produzidos durante a deformação e, aquelas discordâncias geometricamente necessárias⁽⁶⁾ geradas para manter a compatibilidade entre os grãos durante a deformação (Figura 4.3).

Do exposto acima concluiu-se que, o pico na resistência ao escoamento do latão ($\alpha + \beta$) que ocorre em torno dos 200°C (Figura 3.4), é devido à dependência na temperatura, do limite de escoamento da fase β .

Ardley e Cottrell⁽⁵⁾ ao estudarem pontos de escoamento em cristais de latão encontraram que a resistência ao escoamento do latão- β apresenta um máximo a 200°C. Os autores acharam que, provavelmente esta anomalia estaria relacionada ao anômalo máximo nas constantes elásticas do latão β (e ao módulo de cisalhamento G, na direção $\langle 111 \rangle$) que ocorre próximo a 200°C⁽³⁰⁾. O sistema de escorregamento operando durante o intervalo em que a anomalia ocorreu foi (110) [111].

Brown⁽¹³⁾, através de um cálculo teórico, mostrou que, o pico na resistência ao escoamento do latão β é devido a uma diferença em ordem, no plano de escorregamento, de dois tipos de contorno de antifase, um gerado pelo escorregamento de uma superdiscordância (discordância numa rede ordenada), o qual não requer difusão para ser formado e outro contorno de antifase formado sob equilíbrio térmico.

Mais recentemente, Umakoshi et al⁽⁷⁸⁾, no estudo da tensão de escoamento e da geometria do escorregamento de monocristais de Cu-Zn- β e suas dependências com a temperatura e com a orientação cristalina, interpretaram a anomalia na resistência ao escoamento, em torno dos 200°C, por meio de um mecanismo no qual entra em jogo o efeito da orientação sobre o escorregamento transversal das discordâncias em hélices $\langle 111 \rangle$ para o plano de maclação (112). Os autores criticaram os trabalhos anteriores de Ardley e Cottrell e o de Brown uma vez que embora tenham observado o máximo no limite de escoamento em torno dos 200°C, não fizeram nenhuma investigação sistemática deste comportamento anômalo, em função da orientação.

As discordâncias estáveis na liga Cu-Zn- β ordenada (estrutura tipo CsCl), são compostas de duas discordâncias parciais $1/2 \langle 111 \rangle$ (chamada então super discordância) delimitando um contorno de antifase (APB). A energia de um APB pertencente ao plano {112} é mais alta do que a do APB do tipo {110}; contudo a diferença entre as duas energias é somente 15%⁽²⁸⁾. Então, as discordâncias em hélice $\langle 111 \rangle$, escorregando nos planos {110}, tem possibilidade, numa escala limitada, de passar para o plano (112) (plano de escorregamento transversal e/ou maclação); isto ocorre com auxílio da ativação térmica e o escorregamento é promovido pela componente da tensão, no plano {112} caso ambas super-parciais sigam uma trajetória atômica idêntica, o que realmente acontece no Cu-Zn- β , uma vez que a separação entre as parciais é pequena ($\sim 23 \text{ \AA}$)⁽¹⁹⁾.

Portanto, se uma parte da discordância em hélice $\langle 111 \rangle$ que está se movimentando no plano (101) escorrega transversalmente, com auxílio da ativação térmica, para o plano de escorregamento

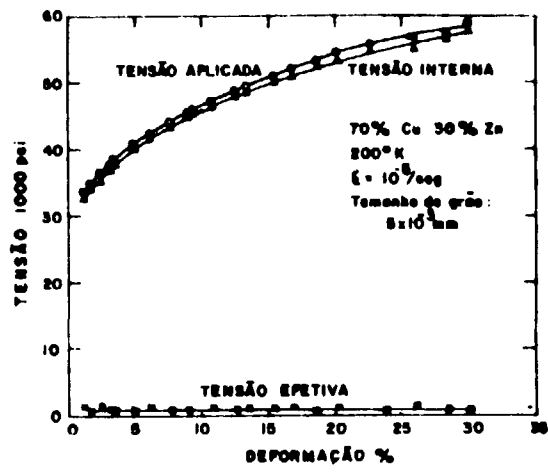


Figura 4.2

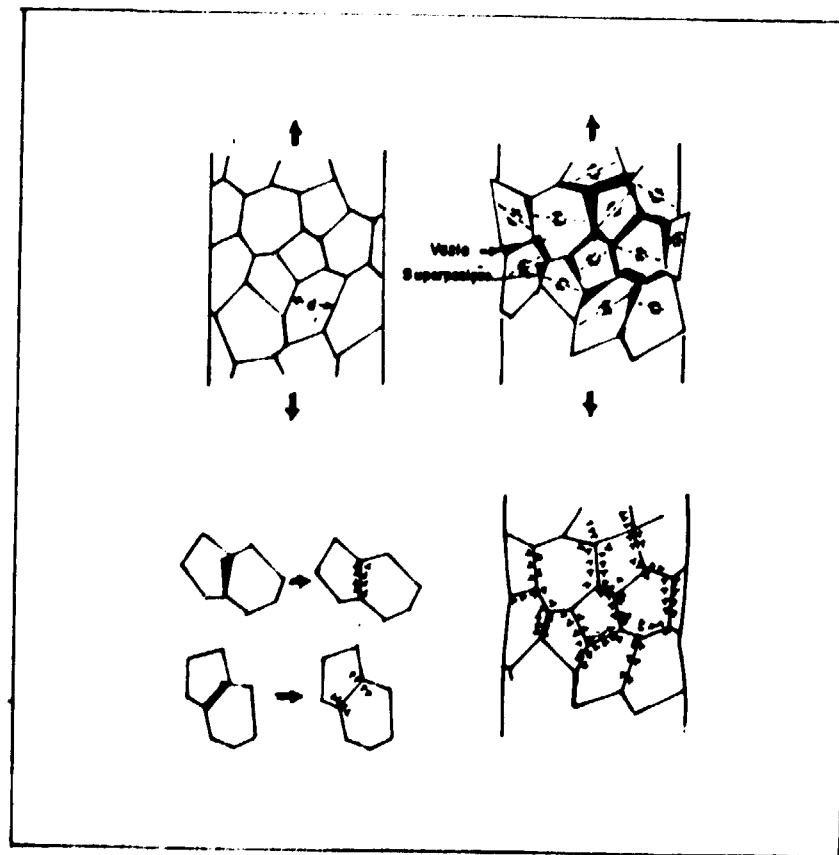


Figura 4.3

transversal ($\bar{2}11$) no sentido de maclação, a parte escorregada transversalmente atuará como um ponto de ancoramento para a movimentação da discordância em hélice no plano ($\bar{1}01$). Espera-se daí que a tensão de cisalhamento resolvida crítica (CRSS) para o escorregamento em (110) seja mais elevada para uma orientação onde o escorregamento transversal é mais fácil.

Acima de 200°C, o Cu-Zn- β apresenta traços de escorregamento confusos tendo origem um escorregamento fino e ondular significando que o processo de escorregamento não fica mais restrito somente aos planos {110}, e tornam-se mais frequentes eventuais escorregamentos transversais ativados termicamente^(5,78,28). Deste modo o limite de escoamento apresenta uma diminuição acentuada em 300°C (Figura 3.4).

A maior influência da quantidade de segunda fase β ao encruamento do metal Muntz ocorre em baixas temperaturas e em níveis baixos de deformação plástica, conforme mostrado nas Figuras 3.2 e 3.5. Esta conclusão pode ser generalizada a outras de duas fases e, Fischmeister⁽²⁷⁾ observou que, em ligas Cu-Al e Fe-C, a contribuição maior da fração volumétrica da segunda fase é para os estágios iniciais de encruamento.

Esta influência é entendida da seguinte maneira: para deformações em temperaturas acima da ambiente, ocorrem processos de recuperação ativados termicamente, os quais em níveis elevados de deformação plástica serão auxiliados pelos processos de recuperação dinâmica (ativados pela tensão) tais como escorregamento transversal, ativação de múltiplo escorregamento e ascensão de discordâncias. O efeito resultante destes processos é a redução de fontes de tensões internas de longo e curto alcance, em ambas as fases α e β , de modo que a taxa de encruamento diminuirá com o aumento da temperatura e da deformação plástica (Figura 3.5).

IV.2 – O Efeito Portevin Le Chatelier no Metal Muntz

A influência de grandes concentrações de partículas de segunda fase no escoamento serrilhado não foi ainda investigada em detalhes^(49,68,2).

A presença da segunda fase na microestrutura do metal Muntz introduz no material, campos de tensões internas durante a deformação, os quais podem reduzir a velocidade de propagação das discordâncias fazendo com que estas comportem coletivamente, ocasionando o escoamento serrilhado.

O serrilhado irregular observado a temperatura ambiente (Figura 3.7) é atribuído ao movimento de bandas de deformação plástica não homogênea através das fases α e β , ao longo do comprimento do corpo de prova. Estas bandas estão relacionadas à liberação catastrófica de um número grande de discordâncias ("uma explosão") em regiões onde o nível de tensões é elevado.

Esta deformação não homogênea faz com que taxas de deformação apreciáveis ocorram em regiões estreitas da amostra. A oscilação na curva tensão-deformação podem ser atribuídas ao desaparecimento de uma banda e, ao início de uma nova banda ou então refletir os campos de tensões internas que uma banda, que se propaga ao longo da amostra, tem que vencer.

As oscilações da tensão com o tempo, durante o efeito PL tem sido analisadas por Penning⁽⁶⁴⁾, o qual utiliza duas condições:

- 1) A condição da máquina
- 2) As características do material.

A condição (1) é atingida do seguinte modo: em um ensaio de tração (velocidade de deformação imposta constante = V_0), a máquina possui uma rigidez M finita, na qual a elasticidade da

amostra está incluída. Para deformações plásticas não muito grandes e desprezando variações na seção transversal do corpo de prova, deve valer a seguinte relação entre a taxa de deformação local $\dot{\epsilon}$ e a taxa de variação da tensão $\dot{\sigma}$:

$$M \dot{\sigma} + \int_{(L)} \dot{\epsilon} dx/L = V_0/L \quad (IV-1)$$

onde x é a coordenada ao longo do comprimento (L) da amostra.

A integral é necessária devido a não homogeneidade na taxa de deformação.

A condição (2) é dependente das características intrínsecas do material. A tensão é considerada como sendo a resposta dada pelo material à deformação aplicada, taxa de deformação, taxa de tensão, temperatura, tempo, etc..

A combinação destas duas condições determinam a variação da tensão com o tempo.

Para uma banda de deformação plástica se propagando ao longo do comprimento da amostra a seguinte relação é obtida:

$$M \dot{\sigma} + \dot{\epsilon}_B = V_0/L \quad (IV-2)$$

onde $\dot{\epsilon}_B = \rho_m b \bar{v}$ é a taxa de deformação na banda e \bar{v} é a velocidade média das discordâncias.

As oscilações na tensão típicas do efeito PL são então observadas quando:

$$V_0/L - b \rho_m \bar{v} < 0 \quad (IV-3)$$

O atraso no surgimento do serrilhado quando do aumento da quantidade de segunda fase (Figura 3.8) está relacionado com o efeito da segunda fase no parâmetro que mede, a sensibilidade da velocidade das discordâncias com relação à tensão⁽⁶²⁾; isto se reflete no tempo necessário para a formação de um empilhamento de discordâncias e na taxa de aumento da tensão local próxima ao obstáculo⁽⁶⁹⁾.

Em materiais insensíveis à taxa de deformação (como é o metal Muntz, no intervalo de temperatura onde o efeito PL é observado⁽³⁾) uma mudança grande na taxa de deformação imposta é acompanhada somente por uma pequena mudança na tensão. Tais materiais são também denominados com relação à velocidade, uma vez que mudanças pequenas na tensão resultarão em variações grandes na velocidade das discordâncias. A influência das tensões internas provocadas por quantidades crescentes de segunda fase β na velocidade de um conjunto de discordâncias se movimentando no material é de causar uma desaceleração crescente nesta velocidade fazendo com que a tensão no obstáculo encontrado por este conjunto, aumente mais lentamente, até atingir uma tensão crítica onde ocorre a liberação do empilhamento e, também, o comportamento coletivo do conjunto devido ao aumento na densidade de discordâncias, resultando o efeito PL. A explicação de Adams⁽²⁾ para a influência da segunda fase na deformação crítica não leva em conta o efeito daquela na velocidade das discordâncias.

Em níveis de deformação elevados, há a ocorrência da relaxação de tensões causadas por escorregamento transversal e ativação de escorregamento secundário nos contornos de grão e nos

contornos de fase. A possibilidade de formação de empilhamentos de discordâncias que resultariam no efeito PL é então pequena. Isto faz com que a amplitude do serrilhado fique praticamente nula nestes níveis de deformação plástica (Figura 3.7).

Analogamente, em temperaturas de deformação elevadas, a ocorrência de processos de recuperação termicamente ativados, os quais contribuem para a diminuição das fontes de tensões internas dentro do material, fazendo com que não ocorra o efeito PL; por esta razão a amplitude do serrilhado torna-se praticamente nula nas temperaturas de 200° e 300°C conforme mostra a Figura 3.10. Semelhante efeito foi observado por Korbel⁽⁴⁷⁾ no latão α .

A não ocorrência de uma deformação crítica para o início do efeito PL na temperatura de 100°C pode estar relacionada com o efeito da temperatura sobre a máxima velocidade atingida pelas discordâncias.

O serrilhado na curva tensão vs deformação na temperatura de 100°C apresenta-se em várias formas (Figura 3.10). Para níveis de deformação plástica até aproximadamente 0,05 observa-se o serrilhado conhecido como tipo A^(11,64,60,83,14,66), o qual está associado com bandas de deformação que nucleiam-se sucessivamente na mesma extremidade do corpo de prova e propagam-se para a outra extremidade (Figura 4.4).

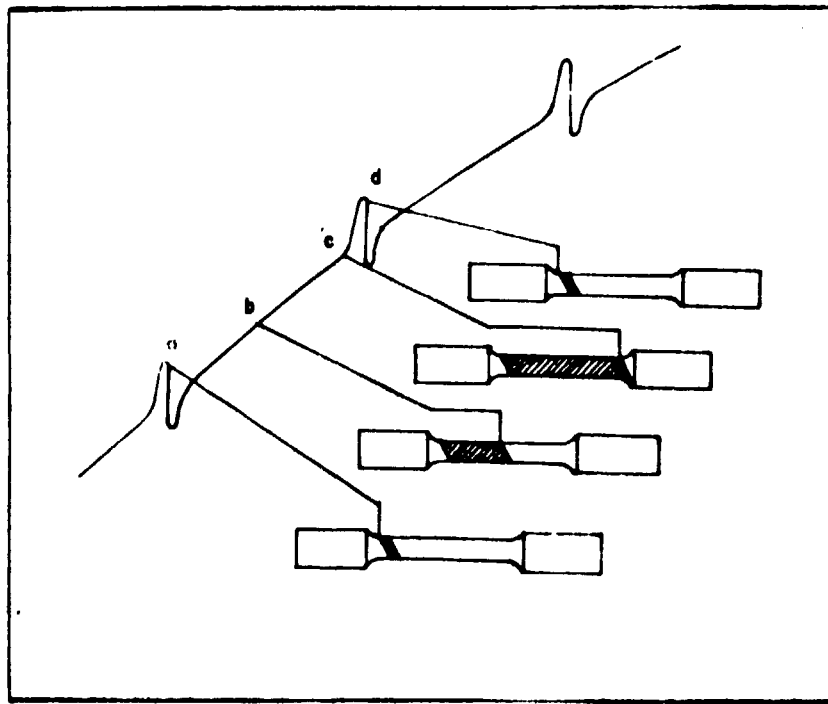


Figura 4.4

Esta propagação se dá sob uma tensão crescente em virtude do gradiente de deformação que se desenvolve ao longo do comprimento do corpo de prova, quando a deformação descontínua se inicia. As bandas propagam-se então num material que se torna progressivamente mais duro (ou encruado).

Outro tipo de serrilhado que ocorre para deformações plásticas compreendidas entre 0,05 e 0,12 é o tipo B (Figura 3.10)^(11,64,83,66). Este serrilhado corresponde a uma banda que não se propaga após a nucleação conforme mostrado no esquema da Figura 4.5.

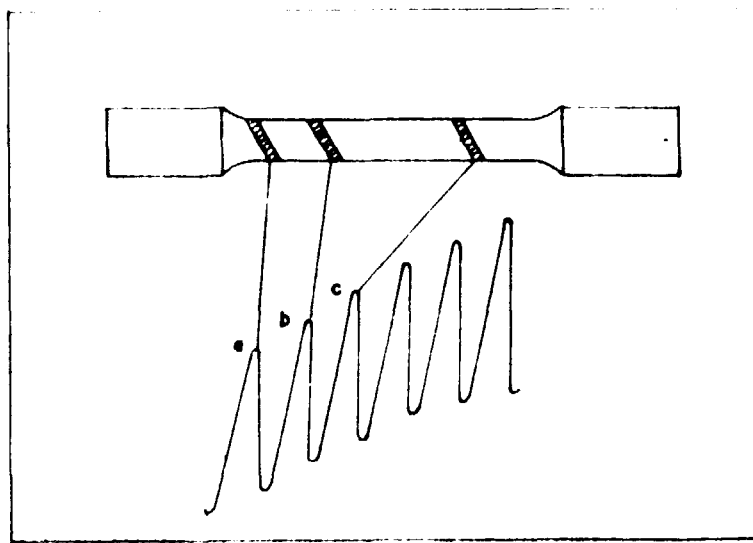


Figura 4.5

A transição de um tipo de serrilhado para outro (A → B) está relacionada com a largura da banda de deformação conforme analisado por Penning⁽⁶⁴⁾. A largura da banda que se propaga continuamente (tipo A) é um valor mínimo. Se por alguma razão a largura da banda for maior que este mínimo, ela não se propagará (tipo B).

As quedas intermitentes na tensão em deformação plásticas maiores que cerca de 0,12 (Figura 3.10), que serão chamadas de serrilhado tipo C^(11,50), correspondem a uma liberação catastrófica de muitas discordâncias imóveis em alguma região onde existe concentração de tensões⁽⁸⁵⁾.

Novamente, o desaparecimento de serrilhado em deformações elevadas na temperatura de 100°C se justifica pela ocorrência dos processos de recuperação dinâmica e daqueles ativados termicamente fazendo com que haja uma diminuição nas fontes de tensões internas do material.

IV.3 – Análise Matemática das Curvas Tensão-Deformação

O emprego do método de Hollomon⁽³⁶⁾ para a análise das curvas de encruamento do metal Muntz requer a utilização de três relações tipo potência para a descrição dos três estágios lineares, observados no gráfico $\ln \sigma$ vs $\ln \epsilon$ (Figura 3.14). A eficiência deste método de análise tem sido bem discutida na literatura^(82,58,44).

Monteiro e Reed-Hill⁽⁵⁸⁾ mostraram que estes estágios podem ser aparentes, ou seja, não possuem uma justificativa física de sua ocorrência.

O ajuste da mesma curva da Figura 3.13 pela equação de Voce é quase perfeito. O pequeno desvio para deformações pequenas já foi analisado por Voce⁽⁸²⁾, que o atribui ao fato de que a região para deformações plásticas pequenas é uma região de transição entre o comportamento elástico e o plástico do material (filete Elasto-Plástico) (ver também Adams e Beese na ref.⁽¹⁾). Como os dois modos de deformação são de naturezas distintas é de se esperar que nesta região de transição, a equação de Voce não dê um ajuste ótimo à curva experimental.

A Figura 3.15 é uma figura típica representativa do ajuste pela equação de Voce das curvas experimentais. Das curvas analisadas foi obtido um bom ajuste para amostras ensaiadas até a temperatura de 200°C.

A tensão limiar para a deformação plástica, σ_0 , é essencialmente a tensão na qual a amostra iniciaria a se deformar plasticamente na ausência de deformação elástica e, na hipótese de que todos os grãos do poli-cristal fossem solicitados ao mesmo tempo. Ela difere de qualquer tensão de escoamento, comumente determinada, uma vez que não é localizada na curva tensão-deformação experimental, mas é resultante da extrapolação da tendência principal da curva plástica até o zero de deformação. Entretanto ela geralmente corresponde ao limite de escoamento. Deste modo a influência do aumento da fração volumétrica da fase β , na tensão limiar σ_0 para metal Muntz ensaiado a temperatura ambiente conforme mostra a Figura 3.16 é explicada na mesma base da influência da quantidade de β no limite de escoamento à temperatura ambiente (item IV.1.1).

Se no ensaio de tração não ocorresse o fenômeno de estricção (empescoamento do corpo de prova), a tensão tenderia a atingir uma tensão de saturação σ_{∞} . Esta tensão seria atingida após uma deformação plástica severa. A influência do aumento da fração volumétrica da fase β nesta tensão assintótica σ_{∞} é a de aumentar o seu valor conforme mostra a Figura 3.17. Isto pode ser entendido lembrando que em deformações elevadas a contribuição principal ao encruamento da liga viria da fase β de estrutura cúbica de corpo centrado uma vez que a fase α (c.f.c.) teria seu encruamento praticamente saturado em deformações menores.

A Figura 3.18 mostra que a deformação característica A, diminui com o aumento do conteúdo da fase β , para os ensaios realizados a temperatura ambiente. A deformação característica A, conforme já mostrado esquematicamente na Figura 1.18 é a deformação real necessária para elevar o valor da tensão instantânea até a tensão de saturação na ausência de uma mudança subsequente no módulo de plasticidade (ou na taxa de encruamento correspondente) inicial. Foi visto que a influência do aumento do conteúdo de β na taxa de encruamento do metal Muntz é maior nos estágios iniciais da deformação, fazendo com que esta taxa cresça. Portanto é de se esperar que com V_{β} crescente, a deformação necessária para atingir σ_{∞} diminua na hipótese da manutenção de uma variação na tensão limiar pequena comparada com a variação na taxa de encruamento.

A explanação do comportamento dos parâmetros da equação de Voce com a temperatura, Figura 3.19, ainda não está clara devido a ocorrência de fenômenos termicamente ativados no material.

A linearização da curva tensão deformação da Figura 3.13 mostrada na Figura 3.20 é uma aplicação da idéia de Siodahl e Conway⁽⁷⁴⁾ de, a partir dos parâmetros da equação de Voce, chegar até ao conceito de deformação generalizada de Seth⁽⁷¹⁾ e linearizar a curva de encruamento do metal Muntz.

Então, as propriedades mecânicas do material podem ser representadas completamente pelas três constantes n, m e k podendo todas serem consideradas do material numa equação tensão-deformação do tipo $\sigma = m \bar{\epsilon} + K$.

V – CONCLUSÕES

O comportamento mecânico do metal Muntz (Cu-40% Zn) duplex com microestrutura grosseira (tamanho de grão 40 μm) submetido à deformação plástica por tração ($\dot{\epsilon} = 2.6 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$) é o seguinte:

- 1) O limite de escoamento ($\epsilon = 0,5\%$) à temperatura ambiente praticamente independe da fração volumétrica da fase β para valores de $0,26 < v_{\beta} < 0,35$ devido ao confinamento preferencial do processo de escorregamento das discordâncias aos grãos da fase α . Para $v_{\beta} > 0,35$ o limite de escoamento aumenta com quantidades crescentes da fase β em virtude do maior limite de escoamento desta fase.

No intervalo de temperatura 24° a 300°C, o limite de escoamento apresenta um comportamento anômalo próximo a 200°C, onde é observado um pico cuja amplitude aumenta com quantidades crescentes da fase β . Tal comportamento é atribuído a influência da temperatura no limite de escoamento da fase β .

- 2) A taxa de encruamento em seu estágio inicial ($\epsilon \sim 0,01$) cresce rapidamente com o aumento do conteúdo da fase β (até $v_{\beta} \sim 0,45$) para ensaios realizados à temperatura ambiente. Isto ocorre em virtude do aumento de tensões nas interfaces α/β . Com aumento da deformação, a taxa de encruamento diminui para todas as frações volumétricas ensaiadas, devido a ocorrência de alívio de tensões por processo de recuperação dinâmica.

Em função de temperaturas de ensaio crescentes, a taxa de encruamento da liga diminui pelo fato de terem lugar processo de recuperação térmica. A influência maior da quantidade de segunda fase é observada em temperaturas e níveis baixos de deformação plástica.

- 3) O limite de resistência (ou resistência mecânica) à temperatura ambiente aumenta com a elevação de v_{β} até valores de $v_{\beta} \sim 0,45$ onde atinge então uma quase saturação. Esta observação é explicada como devido ao aumento na densidade total de obstáculos a movimentação das discordâncias em ambas as fases e a ocorrência de fenômenos de recuperação dinâmica para v_{β} elevadas.
- 4) A deformação uniforme (ou ductilidade uniforme) a temperatura ambiente diminui com o aumento de v_{β} em virtude da maior influência da fase β na tensão de escoamento da liga em relação a taxa de encruamento.
- 5) A ocorrência do efeito Portevin – Le Chatelier no intervalo de temperatura estudado é atribuída ao comportamento coletivo das discordâncias móveis, o qual é influenciado pelo campo de tensões internas criados durante a deformação, pela presença da segunda fase.

A temperatura ambiente é observado um serrilhado irregular cuja amplitude diminui com o conteúdo da fase β . A deformação crítica para o surgimento deste serrilhado, aumenta com o aumento de v_{β} , em virtude da influência da segunda fase no parâmetro que mede a sensibilidade da velocidade das discordâncias com relação à tensão aplicada.

A 100°C tem-se a presença de diferentes formas de serrilhado, todas regulares, com amplitude superior aquela da temperatura ambiente. A amplitude destes serrilhados também diminui com o aumento do conteúdo da fase.

Estes serrilhados são associados com bandas de deformação que ocorrem no corpo de prova.

Em temperaturas iguais ou superiores a 200°C, a amplitude das oscilações na curva tensão-deformação diminui praticamente a zero devido a ocorrência de alívio de tensões internas, por processo de recuperação térmica.

- 6) A equação de Voce ajusta bem as curvas experimentais para ensaios realizados até 200°C. Já o método de Hollomon requer a introdução de estágios na curva tensão-deformação, os quais podem não possuírem bases físicas.

APÊNDICE 1

A Equação de Voce

Esta equação pode ser deduzida a partir de algumas proposições iniciais.

Imagine-se que dentro de um material não submetido a carga, existe um número grande de locais microscópicos nos quais pode ser desenvolvida uma resistência à deformação durante o carregamento desse material. Qualquer incremento infinitesimal na deformação pode ou não levar ao bloqueio de um desses locais. Em caso positivo, a resistência a uma deformação adicional aumenta ligeiramente e correspondente o material torna-se encruado.

Assumindo que o número total de locais de encruamento seja dado por N , e n seja o número desses locais que foram bloqueados após a aplicação de uma deformação real ϵ . Com base numa distribuição ao acaso, a probabilidade de que um aumento pequeno de deformação, ocorrendo em algum local dentro do material dê origem a um novo bloqueio é proporcional ao número locais que ainda não foram bloqueados, isto é $N - n$. Temos então;

$$\frac{dn}{d\epsilon} = \frac{N - n}{A} \quad (1)$$

onde A é uma constante de proporcionalidade.

Integrando entre 0 e a deformação ϵ leva à:

$$\int \frac{dn}{N - n} = \int \frac{d\epsilon}{A}$$

$$- \ln(N - n) \Big|_0^n = \frac{\epsilon}{A} \Big|_0^\epsilon$$

$$\ln \frac{N}{N - n} = \frac{\epsilon}{A}$$

$$e^{\frac{\epsilon}{A}} = \frac{N}{N - n} \quad (2)$$

Em média cada bloqueio contribuirá com a mesma parcela (pequena) para a tensão necessária para deformar o material. Portanto a razão de locais bloqueados para o número total de

locais, $\frac{n}{N}$, é a mesma que a razão entre a tensão instantânea e a tensão final obtida após todos os locais ficarem bloqueados.

$$\frac{n}{N} = \frac{\sigma - \sigma_0}{\sigma_{\infty} - \sigma_0} \quad (3)$$

onde

σ é a tensão de escoamento instantânea,

σ_{∞} é a tensão de escoamento atingida após todos os locais terem sido bloqueados, e

σ_0 é o limite de escoamento original ou tensão limiar abaixo de qual não ocorre encruamento do material.

Combinando as equações (2) e (3) tem-se a equação de Voce:

$$\sigma = \sigma_{\infty} - (\sigma_{\infty} - \sigma_0) \exp(-\epsilon/A)$$

APÊNDICE 2

Igualdade entre a Equação de Voce e a Equação de Deformação Generalizada

O estudo de Sjö Dahl e Conway^(7,3) mostra essa identidade através de um rearranjo matemático simples:

Substituindo na equação de Voce ϵ por $\ln(1 + e)$ onde e é a deformação convencional tem-se:

$$\sigma = \sigma_{\infty} - (\sigma_{\infty} - \sigma_0) \exp[-1/A \ln(1 + e)]$$

$$\sigma = \sigma_{\infty} - (\sigma_{\infty} - \sigma_0) (1 + e)^{-1/A}$$

O equivalente de $(1 + e)$ é (L/L_0) donde:

$$\sigma = \sigma_{\infty} - (\sigma_{\infty} - \sigma_0) (L_0/L)^{1/A}$$

Somando e subtraindo a quantidade $(\sigma_{\infty} - \sigma_0)$ vem:

$$\begin{aligned}
 \sigma &= \sigma_{\infty} - (\sigma_{\infty} - \sigma_0) + (\sigma_{\infty} - \sigma_0) \left[1 - \left(\frac{L_0}{L} \right)^{1/A} \right] \\
 &= \sigma_0 + (\sigma_{\infty} - \sigma_0) \left[1 - \left(\frac{L_0}{L} \right)^{1/A} \right] \\
 &= \sigma_0 + \left(\frac{\sigma_{\infty} - \sigma_0}{A} \right) \frac{1 - (L_0/L)^{1/A}}{1/A}
 \end{aligned}$$

chamando $1/A$ de n segue que:

$$\sigma = \sigma_0 + \frac{\sigma_{\infty} - \sigma_0}{A} \frac{1}{n} \left[1 - \left(\frac{L_0}{L} \right)^n \right]$$

Esta equação é idêntica a expressão de deformação generalizada $\sigma = m \epsilon + K$, a relação entre os coeficientes: \underline{k} e \underline{m} sendo igual a σ_{∞} e $\frac{\sigma_{\infty} - \sigma_0}{A}$ respectivamente.

APÊNDICE 3

```

DIMENSION FORÇA(200,30),DELTA(200,30),EPSE(200,30),EPST(200,30),
1EPS1(200,30),EPS2(200,30),SIGMAE(200,30),SIGMAT(200,30),
2SIGMA1(200,30),SIGMA2(200,30),SIGMA3(200,30),TETA(200,30),
3TETA1(200,30),TETA2(200,30),AREA(30),COMP(30),SIGINF(30),A(30),
4SIGZER(30),COREG(30),DMQ(30),SIGMAA(30),SIGMAB(30),NUM(30),
5TITULO(5,30),NEPS(30)
READ1,NAMOS,NL,NC,SIGINI
DO 50 I=1,NAMOS
READ 2,(NUM1,(TITULO(I1,I),I1=1,5),AREA(I),COMP(I),(FORÇA(I1,I),
I1=1,NUM1),(DELTA(I1,I),I1=1,NUM1))
NUM(I)=NUM1
DO 51 I1=1,NUM1
SIGMA=(I1,I)=FORÇA(I1,I)/AREA(I)
EPSE(I1,I)=DELTA(I1,I)/COMP(I)
SIGMAT(I1,I)=SIGMAE(I1,I)*(1.+EPSE(I1,I))
EPST(I1,I)=ALOG(1.+EPSE(I1,I))
EPS2(I1,I)=ALOG(EPST(I1,I))
SIGMA2(I1,I)=ALOG(SIGMAT(I1,I))
51 CONTINUE
CALL DERIV(EPST,SIGMAT,TETA,I,NUM1)
DO 52 (I1=1,NUM1
TETA2(I1,I)*ALOG(TETA(I1,I))
52 CONTINUE
CALL AJUSTE(EPST,EPS1,SIGMAT,SIGMA1,SIGMA3,SIGINE,SIGZER,COREG,
IA,DMQ,SIGMAA,SIGMAB,TETA1,SIGINI,I,NUM1,NEPS)
50 CONTINUE
CALL XYESC(NAMOS,NUM,EPST,SIGMAT,XMIN1,XMAX1,YMIN1,YMAX1,0)
CALL XYESC(NAMOS,NUM,EPST,TETA,XMIN2,XMAX2,YMIN2,YMAX2,0)
CALL XYESC(NAMOS,NUM,EPS2,SIGMA2,XMIN3,XMAX3,YMIN3,YMAX3,0)
CALL XYESC(NAMOS,NUM,EPS2,TETA2,XMIN4,XMAX4,YMIN4,YMAX4,0)
CALL XYESC(NAMOS,NEPS,EPS1,SIGMA1,XMIN5,XMAX5,YMIN5,YMAX5,0)
CALL XYESC(NAMOS,NEPS,EPS1,TETA1,XMIN6,XMAX6,YMIN6,YMAX6,0)
DO53 I=1,NAMOS
NUM1=NUM(I)
NUM2=NEP(I)
PRINT 3,(TITULO(I1,I),I1=1,5),AREA(I),COMP(I)
PRINT4
PRINT 5,(I1,FORÇA(I1,I),DELTA(I1,I),EPSE(I1,I),SIGMAE(I1,I),
1EPST(I1,I),SIGMAT(I1,I),SIGMA3(I1,I),TETA(I1,I),I1=1,NUM1))
PRINT 13,SIGZER(I),SIGINF(I),A(I),SIGMAA(I),SIGMAB(I),COREG)
IDMQ(I)
PRINT 6
CALL GRAF(EPST,SIGMAT,XMIN1,XMAX1,YMIN1,YMAX1,NUM1,
INL,NC,I)
PRINT 7
CALL GRAF(EPST,TETA,XMIN2,XMAX2,YMIN2,YMAX2,NUM1,
INL,NC,I)
PRINT 8
CALL GRAF(EPS2,SIGMA2,XMIN3,XMAX3,YMIN3,YMAX3,NUM1,
INL,NC,I)
PRINT 9
CALL GRAF(EPS2,TETA2,XMIN4,XMAX4,YMIN4,YMAX4,NUM1,
INL,NC,I)
PRINT 10
CALL GRAF(EPS1,SIGMA1,XMIN5,XMAX5,YMIN5,YMAX5;NUM2,
INL,NL,I)
PRINT 11
CALL GRAF(EPS1,TETA1,XMIN6,XMAX6,YMIN6,YMAX6,NUM2,
INL,NC,I)
CALL XYESC(I,NUM,SIGMAT,SIGMA3,XMN,XMX,YMN,YMX,1)

```

```

YMN=AMINI (XMN, YMN)
YMX=AMAX1 (XMX, YMX)
PRINT 12
CALL GRAF1 (EPST, SIGMAT, SIGMA3, XMIN1, XMAX1, YMN, YMX, NUM1,
INL, NC, I)
CALL XYSC (I, NUM1, EPST, SIGMAT, XMN, XMX, YMN, YMX, 1)
XMN=AMINI (XMN, XMIN, XMIN5)
XMX=AMAX1 (XMX, XMAX5)
YMN=AMINI (YMN, YMIN5)
YMX=AMAX1 (YMX, YMAX5)
PRINT 15
CALL GRAF2 (EPST, EPS1, SIGMAT, SIGMA1, XMN, XMX, YMN, YMX, NUM1,
INUM2, NI, NC, I)
CALL XYESC (I, NUM, EPST, TETA, XMN, XMX, YMN, YMX, 1)
XMR=AMINI (AMINI, XMN, XMIN6)
XMX=AMAX1 (XMX, XMAX6)
YMN=AMINI (YMN, YMIN6)
YMX=AMAX1 (YMX, YMAX6)
PRINT 14
CALL GRAF2 (EPST, EPS1, TETA, TETA1, XMN, XMX, YMN, YMX, NUM1,
INUM2, NI, NC, I)
53 CONTINUE
STOP
1 FORMAT (3I3, F5, I)
2 FORMAT (I, 3, 5A4, 2F6.2 / (10F8.3))
3 FORMAT (1H1, 50X, 5A4 // 20X, 'SUPERFICIE =', F6.2, 4X, 'COMPRIMENTO =',
1F6, 2 //)
4 FORMAT (2X, 'NUM:', 4X, 'CARGA', 5X, 'ALONGA-', 3X, 'DEFOR.', 5X, 'TENSAO',
15X, 'DEFOR.', 5X, 'TENSAO, 5X, 'TENSAO REAL', 5X, 'TAXA DE /'
219X, 'PLASTO', 6X, 'CONV.', 7X, 'REAL', 5X, 'REAL',
27X, 'CALCULADA', 5X, 'ENCRUAMENTO' //)
5 FORMAT (2X, I3, 3X, F7.3, 3X, F7.3, 3X, F8.5, 3X, F8.4, 3X, F8.5, 3X, E8.5, 5X,
1F8.4, 7X, F8.4)
13 FORMAT (// 11X, 'SIGMA ZERO =', F8.4 // 11X, 'SIGMA INFINITO =',
2F8.4 // 11X, 'A =', F8.4 // 11X, 'DESV. DE SIGMA ZERO =', F8.4 // 11X,
3'DESV. DE A =', F8.4 // 11X, 'COEF. DE REGRESSAO =', F8.4 // 11X,
4'DESVIO MEDIO QUADRATICO =', F8.4
6 FORMAT (1H1, 20X, 'TENSAO REAL VERSUS DEFORMAÇÃO REAL' //)
7 FORMAT (1H1, 20X, 'TAXA DE ENCRUAMENTO VERSUS DEFORMAÇÃO REAL' //)
8 FORMAT (1H1, 20X, 'LN(TENSAO REAL) VERSUS LN(DEFORMAÇÃO REAL)' //)
9 FORMAT (1H1, 20X, 'LN(TAXA DE ENCRUAMENTO) VERSUS LN(DEFORMAÇÃO REAL)
1' //)
10 FORMAT (1H1, 20X, 'DA EQUAÇÃO DE VOCE, TENSAO REAL VERSUS DEFORMAÇÃO R
1EAL' //)
11 FORMAT (1H1, 10X, 'DA EQUAÇÃO DE VOCE, MODULO DA PLASTICIDADE VERSUS D
1EFORMAÇÃO REAL' //)
12 FORMAT (1H1, 10X, 'COMPARAÇÃO ENTRE TENSAO REAL EXPERIMENTAL E TENSAO
1REAL CALCULADA VERSUS DEFORMAÇÃO REAL' //)
13 FORMAT (1H1, 10X, 'COMPARAÇÃO ENTRE TENSAO REAL E TENSAO REAL CALCULA
1DA PELA EQUAÇÃO DE VOCE' / 15X, 'VERSUS DEFORMAÇÃO REAL' //)
14 FORMAT (1H1, 10X, 'COMPARAÇÃO ENTRE TAXA DE ENCRUAMENTO E MODULO DA P
1LASTICIDADE' / 15X, 'VERSUS DEFORMAÇÃO REAL' //)
END
SUBROUTINE DERIV (X, Y, Z, I, N)
DIMENSION X(200, 30), Y(200, 30), Z(200, 30)
IF (N-3) 8, 1, 1
A=X(1, I)
B=(1, I)
XYZ=X(2, I)-A
IF (DY2) 2, 9, 2

```

```

2  DYZ=(Y(2,I)-B)/DY2
   DO 6 I1=3,N
     A=X(I1,I)-A
     IF(A)3,9,3
3  A=(Y(I1,I)-3)/A
     B=X(I1,I)-X((I1-1),I)
     IF(B)4,9,4
4  DY1=DY2
     DY2=(Y(I1-1),I)/B
     DY3=A
     A=X((I1-1),I)
     B=Y((I1-1),I)
     IF(I1-3)5,5,6
5  Z(1,I)=DY1+DY3-DY2
6  Z((I1-1),I)=DY1+DY2-DY3
   I1=N
7  Z(I1,I)=DY2+DY3-DY1
8  RETURN
9  I1=I1-1
   IF(I1-2)8,8,7
   END
SUBROUTINE AJUSTE(EPST, EPS1, SIGMAT, SIGMA1, SIGMA3, SIGINF, SIGZER,
  ICOREG, A, DMQ, SIGMAA, SIGMAB, TETA1, SIGINI, I, NUM1, NEPS)
  DIMENSION EPST(200,30), EPS1(200,30), SIGMAT(200,30), SIGMA1(200,30),
  SIGINI(30), SIGZER(30), COREG(30), A(30), DMQ(30), SIGMAA(30),
  SIGMAB(30), TETA1(200,30), NEPS(30), COREG1(200), SIGMA3(200,30)
  SIGINF(1)=SIGMAT(1,I)
  DO50 I1=1,NUM1
    IF(SIGINF(I).GE.SIGMAT(I1,I)) GO TO 50
    SIGINF(1)=SIGMAT(I1,I)
50  CONTINUE
    SIGINF(1)=SIGINF(1)+1.
    SIGI=SIGINF(1)
    K=SIGI+1
    K2=SIGINF(1)
    I1=0
    L=0
    DO 52 I2=K2,K
105  SOMAE=0.
      SOMAES=0.
      SOMAS=0.
      SOMAE2=0.
      SOMAS2=0.
      DO 53 I3=1,NUM1
        SOMAE=SOMAE+EPST(I3,I)
        SOMAE2=SOMAE2+EPST(I3,I)*EPST(I3,I)
        SLN=A*LOG(SIGI-SIGMAT(I3,I))
        SOMAES=SOMAES+EPST(I3,I)*SLN
        SOMAS=SOMAS+SLN
        SOMAS2=SOMAS2+SLN*SLN
53  CONTINUE
      A(I)=(NUM1*SOMAE2-SOMAE*SOMAE)/((SOMAE*SOMAS-NUM1*SOMAES)
      SOLN=SOMAS/NUM1+SOMAE/(A(I)*NUM1)
      SIGZER(I)=SIGI-EXP(SOLN)
      IF(I1.EQ.1) GO TO 102
      L=L+1
      COREG1(L)=((SOMAE*SOMAS-NUM1*SOMAES)/(NUM1*SOMAE2-SOMAE*SOMAE))*
      1/((SOMAE*SOMAS-NUM1*SOMAES)/(NUM1*SOMAS2-SOMAS*SOMAS))
      COREG1(L)=SQRT(COREG1(L))
      SIGI=SIGI+1.

```

```

52 CONTINUE
   COREG(I)=COREG1(I)
   DO 55 I3=1,L
     IF(COREG(I).GT.COREG1(I3)) GO TO 55
     COREG(I)=COREG1(I3)
     K3=I3
55 CONTINUE
   SIGINF(I)=SIGINF(I)+(K3-1)
   SIGI=SIGINF(I)
   I1=1
   GO TO 105
102 S1=0.
   DO 56 I1*1,NUM1
     SIGMA3(I1,I)=SIGINF(I)-(SIGINF(I)-SIGZER(I))*EXP(-EPST(I1,I)/A(I))
     S1=S1+(SIGMAT(I1,I)-SIGMA3(I1,I))**2
56 CONTINUE
   DMQ(I)=SQRT(S1)/NUM1
   SIGMAA(I)=DMQ(I)**2*SOMAE2/(NUM1*SOMAE2*SOMAE**2)
   SIGMAE(I)=DMQ(I)**2/(NUM1*SOMAE2-SOMAE**2)
   NLPS(I)=100.
   EPS1=.01
   DO57 I1=1,100
     EPS1(I1,1)=EPS1
     SIGMA1(I1,I)=SIGINF(I)-(SIGINF(I)-SIGZER(I))*
1     EXP(-EPS1(I1,I)/A(I))
     TETA1(I1,I)=(SIGINF(I)-SIGZER(I))/A(I)*
1     EXP(-EPS1(I1,I)/A(I))
     EPS1=EPS1+.01
57 CONTINUE
   RETURN
   END
   SUBROUTINE XYESC(M,N,X,Y,XMIN,XMAX,YMIN,YMAX,K)
   DIMENSION X(200,30),Y(200,30),N(30)
   K1=1
   IF(K)102,102,101
101 K1=M
102 XMIN=X(1,K1)
   YMIN=Y(1,K1)
   YMAX=Y(1,K1)
   DO 50 I1=K1,M
     NI=N(I1)
     DO 50 I2=1,NI
       IF(XMAX.GE.X(I2,I1)) GO TO 103
       XMAX=X(I2,I1)
103 IF(XM.LE.X(I2,I1)) GO TO 104
       XMIN=X(I2,I1)
104 IF(YMAX.GE.Y(I2,I1)) GO TO 105
       YMAX=Y(I2,I1)
105 IF(YMIN.LE.Y(I2,I1)) GO TO 50
       YMIN=Y(I2,I1)
50 CONTINUE
   RETURN
   END
   SUBROUTINE GRAF1(X,Y,Z,XMIN,XMAX,YMIN,YMAX,N,NL,NC,I)
   DIMENSION X(200,30),Y(200,30),Z(200,30),OUT(100)
   DATA XX,YY/'X','Y',ASTE/'I',BRCC/' ',BAR/'-'/,AST/'*'/,
1   IMAIS/'+'/
   IF(NL)100,104,101
100 NL=5

```

```

101 XESCAL=XMAX/NL
YESCAL=YMAX/NC
DO 50 I1=Z,NC
OUT(I1)=BAR
50 CONTINUE
DO51 I1=1,NL
OUT(1)=ASTE
XPR=(I1-1)*XESCAL
DO52 I2=1,N
IF(ABS(X(I2,I)-XPR).GT.(XESCAL/2.)) GO TO 52
IY= Y(I2,I)/YESCAL+1.
JY= Z(I2,I)/YESCAL+1.
IF(IY.EQ.JY) GO TO 102
OUT(IY)=AST
OUT(JY)=AMAI5
GO TO 103
102 OUT(IY)=XX
103 PRINT 1,X(I,2,I),(OUT(I3),I3=1,NC)I2,I)
GO TO 104
52 CONTINUE
PRINT 2,(OUT(I3),I3=1,NC)
104 DO53 I2=1,NC
OUT(I2)=BRCO
53 CONTINUE
51 CONTINUE
PRINT 3,XX
1 FORMAT(1X,F8.3,80A1,F8.3)
2 FORMAT(9X,81A1)
3 FORMAT(9X,A1//9X,'DADOS EXPERIMENTAIS *'//
1 9X,'DADOS CALCULADOS +'//9X,'DADOS COINCIDENTES X')
RETURN
END
SUBROUTINE GRAF(X,Y,XMIN,XMAX,YMIN,YMAX,N,NL,NC,I)
DIMENSION X(200,30),Y(200,30);OUT(100)
DATA XX,YY/'X','Y',AST/'*'Δ,ASTE/'I',BRCO/' ',BAR/' ',
IOUT/100*' '/
IF(NL)I=0,100,101
100 NL=50
101 XESCAL=XMAX/NL
IF(XMAX.LT.0.) XESCAL=(XMIN-XMAX)/NL
YLSICAL=YMAX/NC
IF(XMAX.LE 0) GO TO 102
DO 50 J1=2,NC
OUT(J1)=BAR
50 CONTINUE
PRINT 1,YY
GO TO 103
102 PRINT 2,XX
103 DO 51 I1=1,NL
OUT(1)=ASTE
XPR=I1-1)*XESCAL
IF(XMAX.LT.0.) XPR=(NL-I1)*XESCAL
DO 52 I2=1,N
IF(ABS(X(I2,I)-XPR).GT.ABS(XESCAL/2.)) GO TO 52
IY=Y(I2,I)/YESCAL+1.
OUT(IY)=ASI
PRINT 3,X(I2,I),(OUT(I3),I3=1,NU),Y(I2,I)
GO TO 104
52 CONTINUE
PRINT 4,(OUT(I3),I3=1,NC)

```

```

104 DO 51 I3=2, NC
    OUT(I3)=BRCO
51 CONTINUE
    IF(XMAX.LE.0) GO TO 105
    PRINT 2,XX
    RETURN
105 DO 54 I3=2,NC
    IF(OUT(I3).EQ.AST) GO TO 54
    OUT(I3)=BAR
54 CONTINUE
    PRINT 5(OUT(I3,I3=1,NC),YY
    DO 55 I3=1,NC
    OUT(I3)=BRCO
55 CONTINUE
    RETURN
1 FORMAT(89X,A1)
2 FORMAT(9X,A1)
3 FORMAT(1X,F8.3,80A1,F8.4)
4 FORMAT(9X,80A1)
5 FORMAT('+',BX,80A1/89X,A1)
END
SUBROUTINE GRAF2(x,X1,Y,Y1,XMIN,XMAX,YMIN,YMAX,N,N1,NL,NC,I)
DIMENSION X(200,30),X1(200,30),Y(200,30),Y1(200,30),OUT(100)
DATA XX,YY/'X','Y',,ASTE/'I',,BRCO/' ',,BAR/'-',,AST/'*'/,
IAMAIS/'+'/
IF(NL)100,100,101
100 BLEND
101 XESCAL=XMAX/NL
    YESCAL=YMAX/NC
    PRINT 1,YY
    DO 50 I1=2,NC
    OUT(I1)=BAR
50 CONTINUE
    DO 51 I1=1,NL
    OUT(1)=ASTE
    XI=(I1-1)*AESCAL
    DO 52 I2=1,N
    IF(X(I2,1).GE.X1(1,1)) GO TO 102
    IF(ABS(X(I2,1)-XPR).GT.(XESCAL/2.)) GO TO 52
    IY=Y(I2,1)/YESCAL+1.
    OUT(IY)=AST
    PRINT 2,X(I2,1),(OUT(I3),I3=1,NC),Y(I2,1)
    GO TO 105
52 CONTINUE
102 DO 53 I3=1,N1
    IF(ABS(X1(I3,1)-XPR).GT.(XESCAL/2.)) GO TO 53
    IY=Y1(I3,1)/YESCAL+1.
    DO 55 I1=1,N
    IF(ABS(X(I1,1)-XPR).GT.(XESCAL/2.)) GO TO 55
    JY=Y(I1,1)/YESCAL+1.
    IF(IY=EQ.JY) GO TO 109
    OUT(IY)=AMAIS
    OUT(JY)=AST
    GO TO 106
109 OUT(IY)=XX
    GO TO 106
35 CONTINUE
103 OUT(IY)=AMAIS
106 PRINT 2,X1(I3,1),(OUT(I4),I4=1,NC),Y1(I3,1)
    GO TO 105

```

```
53 CONTINUE
   PRINT 3, (OUT(I4), I4=1, NC)
105 DO 54 I2=2, NC
   OUT(I2)=BRCO
54 CONTINUE
51 CONTINUE
   PRINT 4, XX
   1 FORMAT(B9X, A1)
   2 FORMAT(1X, F8.3, 80A1, F8.3)
   3 FORMAT(9X, 80A1)
   4 FORMAT(9X, A1//9X, 'DADOS EXPERIMENTAIS *'//9X, 'DADOS DA EQUAÇÃO DE
   1VOCE +'//9X, 'DADOS COINCIDENTES X')
   RETURN
   END
```

ABSTRACT

The mechanical behavior of Muntz Metal (Cu-40%Zn) containing duplex microstructure with a coarse grain size ($\sim 40 \mu\text{m}$) has been investigated at the temperature range $24^\circ - 300^\circ\text{C}$, and at strain rate $\dot{\epsilon} = 2.6 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, as a function of the second phase volume fraction (v_β).

Whereas at room temperature yielding increases with v_β for $v_\beta > 0.35$ due to the higher hardness of β , it remains virtually independent of v_β in the range $0.26 < v_\beta < 0.35$ due to slip processes occurring in phase α . At higher temperatures yielding shows a peak at 200°C ; this is attributed to the temperature dependence of yielding of phase β .

At low temperature (RT) and strains ($\epsilon \sim 0.01$) the work hardening rate increases strongly with v_β up to $v_\beta \sim 0.45$, due to the increase in obstacles to the slip dislocations at α/β interfaces. At higher temperatures and strains work hardening rate decreases for all volume fractions due to the thermal and dynamic recovery respectively.

The ultimate tensile strength (UTS) at room temperature increases with v_β up to $v_\beta = 0.45$, which is attributed to the increase in density of obstacles which resists to the dislocations movement in both α & β phases, thus resulting in overall increase in U.T.S.

The Portevin - Le Chatelier Effect (PLE) in Muntz Metal, at the temperature range $24^\circ - 300^\circ\text{C}$ manifests itself in essentially two different forms. At RT, irregular serrations are observed, where amplitude decreases with increase in v_β . At higher temperatures (100°C), serrations become regular, with increase in amplitude. At 200°C or over the serrations amplitude decrease at almost disappearing completely. These observations have been explained on the basis of collective behavior of mobile dislocations, influenced by the internal stress fields created during deformation by the presence of phase β .

The Voce equation fits well with the experimental stress-strain data for temperatures up to 200°C . The method of Hollomon requires the use of stages in $\sigma - \epsilon$ curve, which does not have a physical significance.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

1. ADAMS, C. & BEESE, J. G. Empirical equations for describing the strain-hardening characteristics of metals subjected to moderate strain. *Trans. ASME, Series H, Mater. Technol.*, 96:123-8, 1974.
2. ADAMS, S. M. Serrated flow in alpha-beta brass. *Scr. Metall.*, 7:173-8, 1973
3. ANDRADE, A. H. P. [Resultados não publicados].
4. _____; GUERIN, Y.; FOTEDAR, H. L. Microstructural aspects of strain hardening and dynamic strain aging Cu-Zn alloys. In: PROCEEDINGS, of the IV Interamerican conference in materials technology, Caracas, Venezuela, 1975. [s.n.t.]. p.377-81.
5. ARDLEY, G. M. & COTTRELL, A. H. Yield point brass crystals. *Proc. R. Soc. London*, A219:328-41, 1953.
6. ASHBY, M. F. The deformation of plastically non-homogeneous materials. *Phil. Mag.*, 21(170):399-424, Feb. 1970.
7. AVERY, D. H. & FINDLEY, W. N. Quasistatic mechanical testing. In: BUNSHAH, R. F., ed. *Measurement of mechanical properties, v.5, Part 1*. New York, N. Y., Wiley, 1971. p.99-108. (Techniques of metals research, v.5).

8. BAIRD, J. Dynamic strain aging. In: INHOMOGENEITY of plastic deformation. [s.1], [s.ed.], 1973. p.191-222.
9. BALASUBRAMANIAN, N.; LI, J. C. M.; GENSAMER, M. Plastic deformation and Lüders band propagation in α -brass. *Mater. Sci. Engng*, 14:37-45, 1974.
10. BEUCKEL, A. van den. Theory of the effect of dynamic strain aging on mechanical properties. *Phys. Status. Solidi*, A30:197-206, 1975.
11. BRINDLEY, B. J. & WORTHINGTON, P. J. Yield point phenomena in substitutional alloys. *Metals mater.*, 4:101-14, 1970. [Metallurgical Review, nº 145].
12. BROWN, L. M. Deformation of 2-phase alloys. *Mater. Sci. Engng*, 25:181-5, 1976.
13. BROWN, N. The yield point of a super-lattice. *Phil. Mag.*, 4(42):693-704, Jun. 1959.
14. CETLIN, P. R. & REED-HILL, R. E. Estudo do efeito Portevin Le Chatelier através da fotoelasticidade por reflexão. *Metalurgia-ABM*, 29(190):585-9, set. 1973.
15. CHAO, H. C. & VAN VLACK, L. H. Deformation of oriented MnS inclusions in low carbon steel. *Trans. Metall. Soc. AIME*, 233:1227-31, 1965.
16. CHARNOCK, W. The influence of grain size on the nature of Portevin Le Chatelier effect. *Phil. Mag.*, 18:89-99, 1968.
17. CLAREBROUGH, L. M. Deformation and recrystallization of alloys containing two phases. *Aust. J. scient. Res.*, A(3):72-90, 1950.
18. _____ & PERGER, G. R. Influence of the volume fraction of the phases on the deformation of ($\alpha + \beta$) brass. *Aust. J. scient. Res.*, A(5):114-9, 1952.
19. CLARK, H. M. On cross-slip in Cu-Zn. *Phil. Mag.*, 16:853-9, 1967.
20. COOK, M. & LARKE, E. C. Resistance of copper and copper alloys to homogeneous deformation in compression. *J. Inst. Metals*, 71:371, 1945.
21. COTTRELL, A. H. A note on the Portevin Le-Chatelier effect. *Phil. Mag.*, 44:829-32, 1953.
22. _____ & JASWON, M. A. Distribution of solute atoms round a slow dislocation. *Proc. R. Soc. London*, A199:104-14, 1949.
23. CRUSSARD, C. & JAOU, B. Contribution à l'étude de la forme de courbes de traction des métaux et a son interpretation physique. *Revue Métall. (Paris)*, 47:589-600, 1950.
24. CUDDY, L. J. & LESLIE, W. C. Some aspects of serrated yielding in substitutional solid solutions of iron. *Acta metall.*, 20:1157-67, 1972.
25. DINHUT, J. F.; BONOU, T.; MOINE, P. Phenomene Portevin-Le Chatelier dans les alliages Fe-Co ordonnées et desordonnées. *Acta metall.*, 24:445-51, 1976.
26. FELBECK, D. K. *Introdução aos mecanismos de resistência mecânica*. São Paulo, Edgard Blücher, 1971. p.92.
27. FISCHMEISTER, H.; HJALMERED, J. O.; KARLSSON, B.; LINDEN, G.; SUNDSTROM, B. Plastic deformation of two-phase materials with coarse microstructure. In: INSTITUTE OF METALS,

The microstructure and design of alloys: proceedings of the third international conference on the strength of metals and alloys, Cambridge, Engl., 20-25 August 1973, v.1. London, 1973. p.621-5. (Monograph and report series, vol. 36).

28. FLINN, P. A. Theory of deformation in superlattices. *Trans. Metall. Soc. AIME*, 218:145-54, 1960.
29. GILMAN, J. J. The plastic response of solids. In: ROSENFELD, A. R.; HAHN, G. T. BEMENT JR., A.; JAFFEE, R. I., eds. *Dislocation dynamics: proceedings of the second Battelle materials science colloquium held in Seattle, Wash. and Harrison, Canada, May 1-6, 1967*. New York, N. Y., McGraw-Hill, 1968. p.3-25.
30. GOOD, W. A. Rigidity modulus of beta-brass single crystals. *Phys. Rev.*, 60(8):605-9, Oct. 1941.
31. GUIMARÃES, J. R. C. & ALVES, D. L. V. On the analysis of stress-strain curves by means of empirical equations. *Scr. Metall.*, 9:1147-8, 1975.
32. GURLAND, J. The contiguity of two-phase alloys. *Trans. Metall. Soc. AIME*, 212:452-5, 1958.
33. HAHN, G. T. A model for yielding with special reference to the yield point phenomena of iron and related BCC metals. *Acta metall.*, 10:727-38, 1962.
34. HAM, R. K. & JAFFREY, D. Dislocation multiplication, vacancy accumulation, and the onset of Jerki flow during reversed strain in Cu-3.2 at. % Sn. *Phil. Mag.*, 15:247-56, 1967.
35. HEUBNER, U. & LEOGRANDE, A. Mecanische Eigenschaften und Rekristallisation von $(\alpha + \beta)$ - Messung. *Metall.*, 25:1238-44, 1971.
36. HOLLOWOM, J. H. Tensile deformation. *Trans Metall. Soc. AIME*, 162:268-90, 1945.
37. HONEYCOMBE, E. W. K. & BOAS, W. The deformation and recrystallization at an alloy containing two phases. *Aust. J. scient. Res.*, A(3):70-84, 1950.
38. HSU, T. C.; DAVIES, S. R.; ROYLES, R. A study of the stress-strain relationship in the work hardening range. *Trans. ASME, Series D, J. bas. Engrg*, 89(3):453-8, 1967.
39. JAOU, B. *Etude de la plasticité et application aux métaux*. Paris, Dunod, 1965. p.182-5.
40. JOHNSTON, W. J. & GILMAN, J. J. Dislocation velocities, dislocation densities and plastic flow in lithium fluoride crystals. *J. appl. Phys.*, 30:129-44, 1959.
41. CARLSSON, B. & LINDEN, G. Plastic deformation of eutectoid steel with different cementite morphologies. *Mater. Sci. Engrg.*, 11:130-64, 1975.
42. KELLY A. & NICHOLSON, R. B., eds. *Strengthening methods in crystals*. London, Applied Science, 1971.
43. KINSMAN, K. R. & AARONSON, H. I. Structure of crystalline interfaces. *Metallography*, 7:361-96, 1974.
44. KLEEMOLA, H. J. & NIEMINEN, M. A. On the strain hardening parameters of metals. *Metall. Trans.*, 5:1863-6, 1974.
45. KOCKS, U. F. Laws for work-hardening and low-temperature creep. *Trans. ASME. Series H. J. Engrg mater. Technol.*, 98(1):76-85, Jan. 1976.

46. KORBEL, A. The structure aspects of the Portevin-Le Chatelier effect in alpha brass. *Scr. Metall.*, 8:609-12, 1974.
47. _____; ZASADZINSKI, J.; SIEKLUCKA, S. A new approach to the Portevin-Le-Chatelier effect. *Acta metall.*, 24:919-23, 1976.
48. KROCK, R. H. & SHEPARD, L. A. Mechanical behaviour of the two phase composite tungsten-nickel-iron. *Trans. Metall. Soc. AIME*, 227:1127-34, 1963.
49. LLOYD, D. J.; CHUNG, D. W.; CHATURVEDI, M. C. Serrated yielding in a super alloy (40Co-38Ni-17Cr-5Ti). *Acta metall.*, 23:93-100, 1975.
50. LUCKE, K. & MECKING, H. In: INHOMOGENEITY of plastic deformation. [s.l.], [s.ed.], 1973. p.223-50.
51. McCORMICK, P. G. The effect of strain of the aging time for serrated yielding in an Al-Mg-Si alloy. *Acta metall.*, 22:489-93, 1974.
52. _____. The inverse Portevin-Le-Chatelier effect in the Al-Mg-Si alloy. *Scr. Metall.*, 6:165-70, 1972.
53. _____. A model for the Portevin-Le-Chatelier effect in substitutional alloys. *Acta metall.*, 20:351-4, 1972.
54. MALYGIN, G. A. Dynamic interaction of impurity atmospheres with moving dislocation during serrated flow. *Phys. Status Solidi*, A15:51-60, 1963.
55. MAYER, M.; VOHRINGER, O. C.; MACHERAUCH, E. Portevin-Le-Chatelier effect during tensile deformation in CuZn and Cu-Ni-Zn alloys. *Scr. Metall.*, 9:1333-9, 1975.
56. MIMA, G. & MESHII, M. *Studies on deformation and annealing of alloys composed of two phases 1st report: (alpha + beta) brass*. Harwell, Berks, Engl., Atomic Energy Authority, Research Group, Atomic Energy Research Establishment, 1967. (AERE Trans-1082).
57. MOGFORD, I. L. The deformation and fracture of two-phase materials. *Metals Mater.*, 12:49-68, 1967. [Metallurgical Review, n° 114].
58. MONTEIRO, S. N. & REED-HILL, R. E. Análise da forma das curvas de tensão-deformação plástica de metais policristalinos. *Metalurgia – ABM*, 28(179):741-9, out. 1972.
59. MOON, D. W. Considerations on the present state of Lüders band studies. *Mater. Sci. Engng*, 8:235-43, 1971.
60. MUNZ, D. & MACHERAUCH, E. Dynamische Reckalterung von α -Messung. *Z. Metallk.*, 57:552-9, 1966.
61. NISHIMATSU, C. & GURLAND, J. Experimental survey of the deformation of the Hard-Ductile two phase system WC-Co. *Trans. ASME*, 52:469-84, 1960.
62. NIX, W. D.; COGHLAN, W. A.; BARRET, C. R. Effect of internal stress on the apparent stress dependence of dislocations velocities. *Mater. Sci. engng*, 4:98-105, 1969.
63. OSGOOD, W. R. Stress-strain formulae. *J. aeronaut. Sci.*, 13:45, 1946.
64. PENNING, D. Mathematics of the Portevin-Le-Chatelier effect. *Acta metall.*, 20:1169-75, 1972.

65. PORTEVIN, A. & LE CHATELIER, F. Sur un phénomène observé lors de l'essai de traction d'alliages en cours de transformation. *Comptes Rendus*, 176:507-10, 1923.
66. REED-FILL, R. E. *On the dynamics of dislocation pinning during strain aging*. [s.l.], [s.ed.], 1973. [Technical report to the U. S. Army].
67. _____; CRIBB, W. R.; MONTEIRO, S. N. Concerning the analysis of tensile stress-strain data using log $d\sigma/d\epsilon$ vs log σ diagrams. *Metall. Trans.*, 4:2665-7, 1973.
68. RILEY, D. M. & McCORNICK, P. G. The effect of precipitation hardening on the Portevin-Le-Chatelier effect in an Al-Mg-Si alloy. *Acta metall.*, 25:181-5, 1977.
69. ROSENFELD, A. R. & HAHN, G. T. Linear array of moving dislocation piling up against an obstacle. *Acta metall.*, 16:755-9, 1968.
70. SEITZ, F. On the generation of vacancies by moving dislocations. *Adv. Phys.*, 1:43-90, 1952.
71. SETH, B. R. Generalized strain measure with application to physical problems. In: PROCEEDINGS of the international symposium on second order effects in elasticity, plasticity and fluid mechanics, Haifa, April 1972. Oxford, Pergamon, [s.d.]. p.162-72.
72. SHEA, M. M. & STOLOFF, M. F. Plastic deformation of polycrystalline binary and ternary beta brass alloys. *Metall. Trans.*, 5:755-62, 1974.
73. SHEWMON, P. G. *Transformations in metals*. New York, N. Y., McGraw-Hill, 1969.
74. SJODAHL, L. H. & CONWAY, J. B. Voce equation shown to be identical to the generalized strain concept. *Trans. Metall. Soc. AIME*, 245:1659-60, 1969.
75. SLAYTER, G. Two phase materials. *Scient. Am.*, 206:124-34, 1962.
76. SUBBARAO et alii. *Experiências de ciências dos materiais*. São Paulo, Edgard Blücher, 1973.
77. TSCHIPTSHIN, A. P. *Deformação plástica de estruturas perlíticas de aço carbono*. São Paulo, 1976. (Dissertação de mestrado).
78. UMAKOSHI, Y.; YAMAGUSHI, M.; NAMBA, Y.; MURAKAMI, K. The effect of crystal orientation to the strength anomaly in β Cu-Zn at around 200°C. *Acta metall.*, 24:89-93, 1976.
79. UNCKEL, H. A study of the deformation of the macrostructure of some two-phase alloys by cold rolling. *J. Inst. Metals*, 61:171-96, 1937.
80. UNDERWOOD, E. E. *Quantitative stereology*. Reading, Mass., Addison Wesley, 1971.
81. VOCE, É. The relationship between stress and strain for homogeneous deformation. *J. Inst. Metals*, 74:537-62, 1947.
82. _____ A practical strain hardening function. *Metallurgia*, 51:219-26, 1955.
83. WESTRUM, J. S. van & WIJLER, A. Determination of the characteristics of Portevin-Le Chatelier bands in Au(14 at %Cu). *Acta metall.*, 21:1079-86, Aug. 1973.
84. YOSHINAGA, H. & MOROZUMI, S. A Portevin-Le-Chatelier effect expected from solute atmospheres dragging. *Phil. Mag.*, 23:1351-66, 1971.

85. _____; TOMA, K.; ABE, K.; MOROZUMI, S. The Portevin-Le-Chatelier effect in vanadium. *Phil Mag.*, 23:1387-403, 1971.



INSTITUTO DE ENERGIA ATÔMICA
Caixa Postal, 11049 - Pinheiros
CEP 05508
01000 - São Paulo - SP

Telefone: 211-6011
Endereço Telegráfico ~ IEATOMICA
Telex - 011-23592 IENA BR