

"RELAXAÇÃO DE TENSÕES EM METAIS"

Thereza Christina Robalinho Penna

Orientador: Prof. Dr. Ricardo Enrique Medrano

Tese submetida ao Instituto de Física "Gleb Wataghin" da Universidade Estadual de Campinas como parte dos requisitos para obtenção do grau de Doutor em Ciências.

OUTUBRO - 1981

AGRADECIMENTOS

Ao Prof.Dr. Ricardo Enrique Medrano pela orientação que dispensou para com este trabalho, assim como pela sensibilidade que teve para incentivar-me dentro dos laborat6rios.

À FAPESP pelo suporte financeiro.

À Termomecânica pelas amostras de cobre Elox.

À Oficina Mecânica do IFGW, pela dedicação e competência demonstrada na confecção das muitas peças.

Ao Centro de Tecnologia da Unicamp pelo apoio experimental e suporte técnico eficientes.

Ao Charles, pelos excelentes desenhos.

À Rosa, pelo seu competente trabalho de datilografia.

A todos aqueles que de alguma forma participaram deste trabalho.

Ao Fernando, meu esposo, pelo incentivo, apoio, paciência e compreensão em todos os momentos.

À Anna, Paula e Clarissa pelo sacrifício que lhes foi imposto.

À meu saudoso pai,

À minha mãe,

Ao Fernando,

À Anna, Paula e Clarissa

RESUMO

Qualquer metal ou liga metálica que tenha sido mecanicamente solicitado a um certo nível de tensão, correspondente a uma dada deformação, experimentará um decréscimo gradual com o tempo se a deformação for mantida constante. Este fenômeno denominado Relaxação de Tensão, de interesse tanto prático quanto fundamental, oferece um meio para estudar a deformação dinâmica dos metais.

Neste trabalho estudou-se a importância do efeito da relaxação do sistema deformante bem como o significado das experiências realizadas em máquinas servohidráulicas com o uso do controle de deformação ou de deslocamento.

Várias equações relacionando tensão aplicada e taxa de deformação foram utilizadas na análise das experiências, realizadas a temperatura ambiente, em zinco e cobre.

Através dessas equações fez-se um estudo do parâmetro β que relaciona tensão e taxa de deformação para se verificar se a subestrutura de deslocamentos permanecia constante durante a relaxação de tensão.

Com base nesses cálculos discutiu-se a validade de vários testes de relaxação que aparecem na literatura científica.

Fez-se também um estudo dos parâmetros obtidos pelo método de Li na relaxação. O cálculo da tensão interna através de uma lei de potência é questionado apesar da boa concordância dos re -

sultados experimentais com a aplicação do método de Li.

Analisou-se também o conceito de equação plástica de estado por meio de experiências de relaxação, discutindo-se o seu uso quando ocorre recuperação ou envelhecimento.

ABSTRACT

Any metal or alloy which is submitted to a stress level, corresponding to a given strain, will gradually relax if this strain is maintained constant. This effect which is named Stress Relaxation offers means to investigate the dislocation dynamics of metals.

One objective of the present investigation was to study the machine's contribution on the stress relaxation tests by using a servohydraulic system with either strain or stroke control mode.

Several equations relating stress rate and stress are applied to the experimental analysis, which were conducted at room temperature, on Cu and zinc specimens.

By means of these equations we have studied the parameter β relating stress and strain rate, in order to verify if the dislocation structure remains constant in the relaxation tests.

The parameters obtained by Li's analysis were also studied. We have questioned the internal stress obtained in this way, even if we have an apparent good agreement of the experimental results with the application of Li's method.

Stress relaxation experiments were used to obtain experimental data to study the concept of plastic equation of

state and to show that the conclusions made by some authors may be questioned when recovery occurs.

INDICE

I - Introdução	1
II - Teoria	6
II.1 - Introdução	6
II.2 - Deslocações em Geral	7
II.3 - Tensão de Fluxo	13
II.4 - Processos Termicamente Ativados	16
II.4.1 - Tensão Interna	16
II.4.2 - Volume de Ativação	17
II.5 - Relaxação de Tensão	20
II.6 - Relação Tensão-Deformação	22
II.7 - Influência da Máquina	26
II.8 - Fenomenologia da Relaxação de Tensão	29
II.8.1 - Método de Li	32
II.8.2 - Método do Ponto de Inflexão	34
II.8.3 - Método de Hart	37
III - Material e Técnicas Experimentais	57
III.1 - Corpos de Prova e Tratamento Termo-mecânico	57
III.2 - Tamanho de Grão	62
III.3 - Características do Experimento	63
IV - Resultados	67
IV.1 - Influência da Máquina	67
Constante de Rigidez	67
IV.2 - Parâmetro β	73
IV.3 - Ativação Térmica no Processo de Deformação	79

IV.4 - Aplicabilidade da Equação de Li na Relaxação de Tensões	79
IV.5 - Método de Hart	89
V - Comparação dos Resultados Obtidos com a Teoria Existente	95
V.1.1 - Influência da Máquina	95
V.1.2 - Parâmetro β	99
V.2 - Fenomenologia da Relaxação de Tensão	105
V.2.1 - Modelo de Li	105
V.2.2 - Equação Proposta por Hart	109
APÊNDICE A	117
BIBLIOGRAFIA	118

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO

Ao longo de mais de um século que muito esforço tem sido dedicado ao desenvolvimento de técnicas que possam medir indiretamente a dependência da tensão com a mobilidade da deslocação⁽¹⁻³⁾ que por sua vez está relacionada com a taxa de deformação através da equação de Orowan⁽⁴⁾.

Até bem recentemente, as experiências com o objetivo de estudar as propriedades plásticas e resistência dos materiais usavam dois tipos de testes mecânicos: deformação ativa a taxa constante e creep.

Entretanto, as variações estruturais que ocorrem durante o escoamento plástico tornam muito difícil a análise dos mecanismos controladores. Surgiu então a necessidade de um ensaio que, com um nível reduzido de deformação plástica na amostra, possibilitasse a avaliação do comportamento do escoamento plástico, registrando em um único experimento uma ampla variação da taxa de deformação e da tensão aplicada.

É possível se pensar então que a estrutura de defeitos do material permanece aproximadamente constante a fim de que se possa obter uma tensão como função da taxa de deformação, nestas condições.

Essa técnica revelou-se muito importante na análise de al

guns tipos de problema (4,5,6,7,8,9) e é chamada de Relaxação de Tensão.

Entre os métodos de relaxação, os mais utilizados são os da relaxação contínua, de Gupta e Li⁽¹⁰⁾, no qual a relaxação é feita de uma única vez, e o da técnica de descarregamento por etapas, de Gibbs⁽¹¹⁾, na qual a relaxação é feita intercalando-se com pequenos descarregamentos.

Existe entretanto muita controvérsia relativa a fenomenologia da relaxação de tensão. Várias equações alternativas tem surgido com a finalidade de representar o comportamento dos materiais submetidos ao fenômeno de relaxação^(7,12-16). No campo da mecânica dos sólidos tem havido um aumento de interesse com a finalidade de melhorar as relações constitutivas para a deformação plástica dos metais e ligas^(12,14,17).

Esse interesse tem sido estimulado pela demanda da tecnologia moderna na eficiência da performance das estruturas metálicas. Além do mais o desenvolvimento de técnicas modernas de computação tem sido de grande utilidade na caracterização do comportamento da deformação. Como decorrência desse interesse surgiram leis constitutivas originando uma possível equação plástica de estado para os metais e suas ligas.

Alguns trabalhos entretanto criticam o uso indiscriminado dessas equações que, além de se basearem em hipóteses não comprovadas, como a constância da densidade de deslocamentos móveis⁽¹⁸⁻²⁰⁾,

não levam em consideração a presença de fenômenos concorrentes como o envelhecimento⁽²¹⁾ e a recuperação⁽²²⁾. Além disso as influências exercidas sobre os resultados da amostra pela relaxação do sistema deformante^(9,10,23-25), também são motivos de restrições.

Existem muitas experiências de relaxação de tensão na literatura apesar de que poucas conclusões podem ser obtidas. Isto se deve ao fato de que a maioria desses testes de relaxação foi conduzida em máquinas do tipo Instron. Neste tipo de máquina há uma grande influência do próprio equipamento sobre os resultados e esta influência, que se deve à própria deformação apresentada por esse tipo de máquina, é muito difícil ou impossível de ser avaliada.

O estudo da relaxação de tensão apresenta uma quantidade de informações bem ampla podendo fornecer também, informações sobre os parâmetros termicamente ativados. Entretanto, para que os resultados sejam confiáveis, é preciso que os dados obtidos das amostras estejam livres de qualquer contribuição do fator relaxação da máquina.

A verificação da relaxação da máquina aonde vai se realizar os testes é a maneira de comprovar a ocorrência das restrições acima descritas.

Este trabalho tem como objetivo estudar a influência do sistema deformante na relaxação de tensão através do uso de uma máquina servo hidráulica de tal maneira que os resultados apresen

dos reflitam somente o comportamento da amostra.

Realizou-se também uma análise mais cuidadosa do parâmetro β que relaciona tensão e taxa de deformação, através de experiências realizadas em Zn e Cu Elox. A grande importância desse trabalho está no fato de contestar as conclusões apresentadas por Rohde e Nordstrom⁽⁸⁾. Se os resultados apresentados por esses autores⁽⁸⁾ fossem válidos haveria uma grande mudança na estrutura de defeitos o que invalidaria a maioria dos resultados em relaxação que aparecem na literatura.

Analizou-se também os parâmetros da equação de Li⁽⁷⁾, a fim de se testar a validade da lei de potência quando aplicada ao zinco.

Objetivou-se também estudar se a deformação plástica sofrida pelo zinco segue a equação plástica de estado proposta por Hart^(T2). Deve ser dado ênfase ao fato de que o conceito de dureza (o termo é empregado no sentido de endurecimento causado pela deformação) não é questionado mas sim o seu uso, quando ocorrem alterações da sub estrutura de deslocções do material durante o ensaio em virtude de efeitos concorrentes como recuperação ou envelhecimento.

Não é o objetivo deste trabalho apresentar um novo modelo de equação mecânica de estado. Existem dezenas de equações empíricas ou obtidas a partir de desenvolvimentos teóricos que tentam descrever o comportamento dos materiais submetidos ao fenômeno de

Relaxação de Tensões. A maior dificuldade aparece quando se tenta aplicar essas equações a resultados experimentais. A maioria dessas equações foram obtidas de experiências nas quais não foi levado em consideração a influência do sistema de testes e, nos casos em que foi considerada a deformação elástica do sistema, não foi tido em conta a sua relaxação.

Nosso propósito foi explorar algumas relações existentes na literatura descrevendo os elementos teóricos em que essas relações foram baseadas e compará-las com resultados experimentais nos quais nenhuma das dificuldades anteriormente descritas fossem apresentadas, bem como sublinhar o cuidado com que se deve observar os resultados da relaxação de tensão quando estes são obtidos de máquinas não confiáveis.

TEORIA

II.1 - Introdução

A experiência mostra que todos os sólidos, quando submetidos a uma força externa, podem ser deformados. Essas deformações podem ser classificadas em dois tipos:

- a) deformação elástica, é caracterizada por sua reversibilidade, isto é, o sólido recupera suas dimensões originais ao se remover a força que o deformou⁽¹⁻³⁾. Neste regime a deformação apresenta uma dependência linear com a tensão que a produziu, que é conhecida como lei de Hooke;
- b) deformação plástica, que ocorre posteriormente à deformação elástica e caracteriza-se por sua irreversibilidade, isto é, o corpo não volta por si só ao seu estado inicial de energia. A maioria dos materiais pode atingir este regime de deformação plástica desde que submetido a forças externas suficientemente grandes para que permitam movimento das imperfeições ou deslocamentos dos metais (deslizamento dos planos cristalográficos).

Um dos objetivos da física teórica é explicar a existência e natureza desses dois tipos de deformação em função da estrutura do cristal e das forças entre os átomos.

Os cristais se deformam plasticamente através de corte de planos de átomos deslizando um sobre o outro como se vê na figura (1). Como o processo de deformação ocorre por deslizamento, a tensão que descreve o fluxo plástico não é a tensão normal mas sim a tensão de cisalhamento. Este cisalhamento ocorre ao longo de um determinado plano e direção de cisalhamento quando a tensão atinge um determinado valor crítico⁽¹⁻³⁾.

Considere-se o cristal representado na figura (1), com uma área transversal A e sendo deformado por uma força aplicada F. A tensão de cisalhamento no plano de deslizamento e na direção de deslizamento $\bar{\epsilon}$ ⁽³⁾:

$$\tau = \frac{F}{A} \cos \phi \cos \lambda \quad (\text{II.1})$$

onde ϕ e λ são os ângulos que o eixo aonde está aplicado a tensão faz com o plano de deslizamento normal e a direção de deslizamento, respectivamente.

Geralmente, esta tensão τ depende da deformação ϵ , da velocidade de deformação $\dot{\epsilon}$, da temperatura T e do arranjo dos defeitos no cristal, ou seja, sua estrutura

$$\tau = f(\epsilon, \dot{\epsilon}, T, \text{estrutura}) \quad (\text{II.2})$$

II.2 - Deslocações em Geral

Teoricamente, a tensão de cisalhamento necessária para

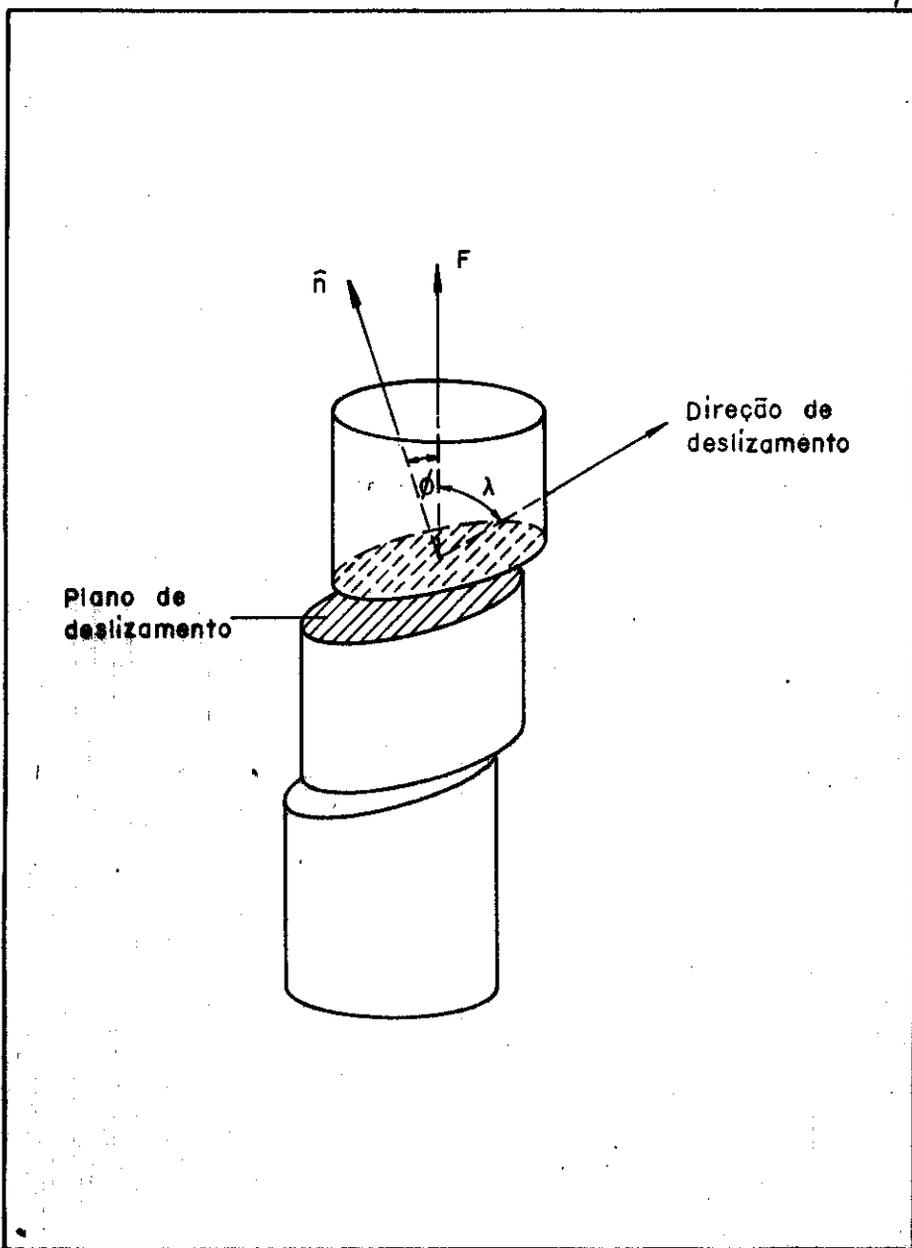


Fig. 1: Geometria do deslizamento nos sólidos cristalinos.

passar uma fila de átomos sobre a outra é 10^4 vezes maior que a tensão de cisalhamento observada experimentalmente⁽³⁾. Em 1934, Orowan⁽⁴⁾, Polanyi⁽²⁶⁾ e Taylor⁽²⁷⁾ introduziram a teoria de deslocamentos, explicando então o baixo valor observado da tensão de cisalhamento em virtude do movimento de um defeito chamado deslocação.

A deslocação é o defeito responsável pelo fenômeno chamado deslizamento. Ela pode ser considerada como a região da rede onde se localiza o distúrbio que faz com que uma porção do cristal se cizalhe em relação a outra. Isto é, em qualquer estágio do deslizamento sempre se pode traçar, em princípio, uma linha no plano de deslizamento em torno do limite de cada região que deslizou. A linha que marca esse limite é chamada de linha de deslocação (Figura 1a).

Quando uma deslocação se move sob a ação de uma tensão externa provocando uma deformação plástica, esta tensão realiza um trabalho. Esta tensão atua diretamente na deslocação, isto é, na configuração dos átomos na vizinhança da região de deslizamento e não deve ser confundida com as forças que atuam no cristal como um todo.

Consideremos na figura (2) um cristal de espessura unitária perpendicular à direção de deslizamento. Suponhamos uma linha de deslocação reta, de comprimento unitário, perpendicular à direção de deslizamento e indicada pelo símbolo \perp , se movendo ao longo do plano de deslizamento de uma distância L_1 e produzindo um desloca

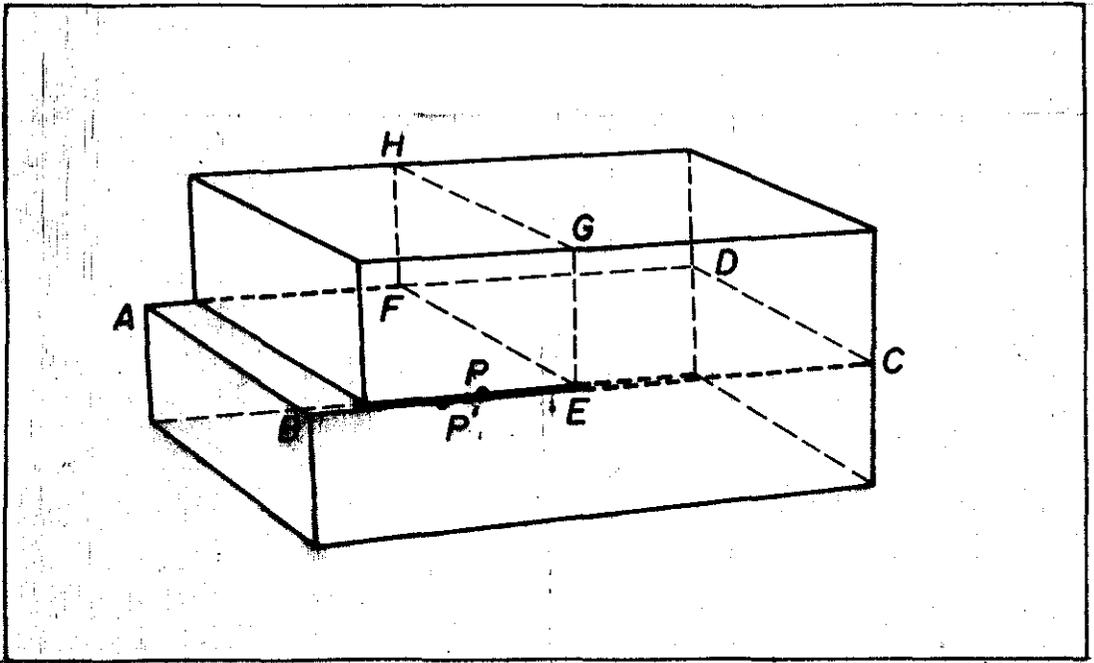


Fig. 1a(I): Deslocação de cunha EF num plano de deslizamento ABCD.

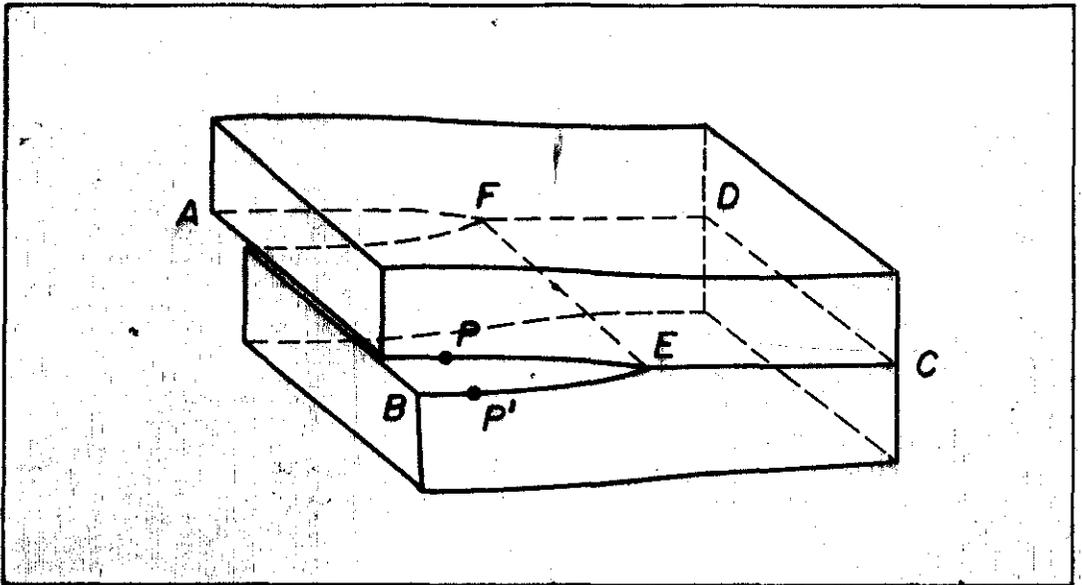


Fig. 1a(II): Deslocação de hēlice EF num plano de deslizamento ABCD.

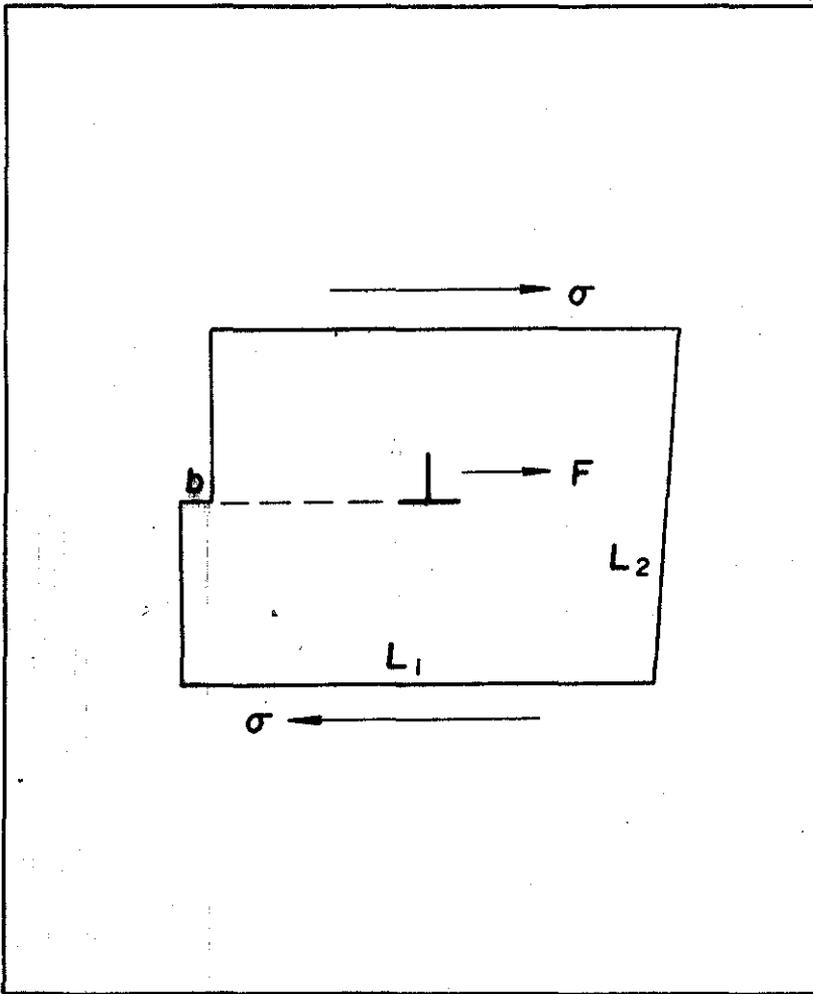


Fig. 2: Ilustração de uma força atuando num cristal unitário.

mento b no deslizamento de um átomo. Se F é a força por unidade de comprimento que atua na deslocação, o trabalho feito por essa força é FL_1 . O trabalho feito por σL_1 é $\sigma L_1 b$ e, se F é produzida por σ , esses trabalhos devem ser iguais, isto é:

$$F = \sigma b \quad (II.3)$$

Suponhamos que, em vez de uma única deslocação na figura (2) tenhamos $\rho_m L_1 L_2$ deslocações distribuídas na área $L_1 L_2$, de tal maneira que ρ_m seja a densidade de deslocações. Seja \bar{v} a velocidade média de deslocação na direção de deslizamento. Num tempo dt o deslocamento integrado, $\rho_m L_1 L_2 \bar{v} dt$, de todas essas deslocações é equivalente à passagem completa de $\rho L_2 \bar{v} dt$ deslocações ao longo do plano de deslizamento de comprimento L_1 . Essas $\rho_m L_2 \bar{v} dt$ deslocações deslocam a face de cima do cristal de uma quantidade $\rho b L_2 \bar{v} dt$ em relação à face de baixo. A deformação de torna-se então $\rho_m b \bar{v} dt$ e a taxa de deformação é dada por

$$\dot{\epsilon} = \rho_m b \bar{v} \quad (II.4)$$

que é comumente conhecida como equação de Orowan⁽²⁸⁾ e que fornece o aspecto dinâmico da plasticidade do cristal relacionando-o diretamente com a mobilidade de deslocações.

A equação de Orowan é uma equação geral e independente de qualquer modelo. Ao mesmo tempo ela descreve a situação dramática no campo das propriedades mecânicas sendo somente uma equação com duas variáveis desconhecidas (ρ_m e \bar{v}). Se a estrutura de desloca-

ções permanecesse constante, \bar{v} seria uma função única da tensão σ e da temperatura T , para uma dada estrutura S . Entretanto o que se tem é que:

$$\bar{v} = f(\sigma, T, S) \quad (\text{II.4a})$$

II.3 - Tensão de Fluxo

Consideremos a figura (3) aonde o movimento da deslocação é acompanhado por um reajuste dos átomos perto da deslocação. Os átomos a distâncias maiores do centro da deslocação estão em posições correspondentes ao mínimo da curva de energia; por outro lado os átomos localizados simetricamente em lados opostos da deslocação estão submetidos a forças iguais e opostas que tendem a mover os átomos da deslocação. Assim sendo, numa primeira aproximação, o trabalho requerido para produzir o deslocamento é zero e a tensão necessária para mover a deslocação de uma distância atômica é muito pequena⁽²⁾.

Na prática, entretanto, algumas condições de simetria dão lugar a uma resistência própria da rede ao movimento da deslocação e que é definida como força de Peierls-Nabarro e que é muito menor que a tensão de cisalhamento teórica de uma rede perfeita⁽¹⁻³⁾.

Além da resistência inerente à rede, a deslocação pode encontrar outros obstáculos conforme ela se movimenta através do cristal. Esses obstáculos ao movimento das deslocações originam

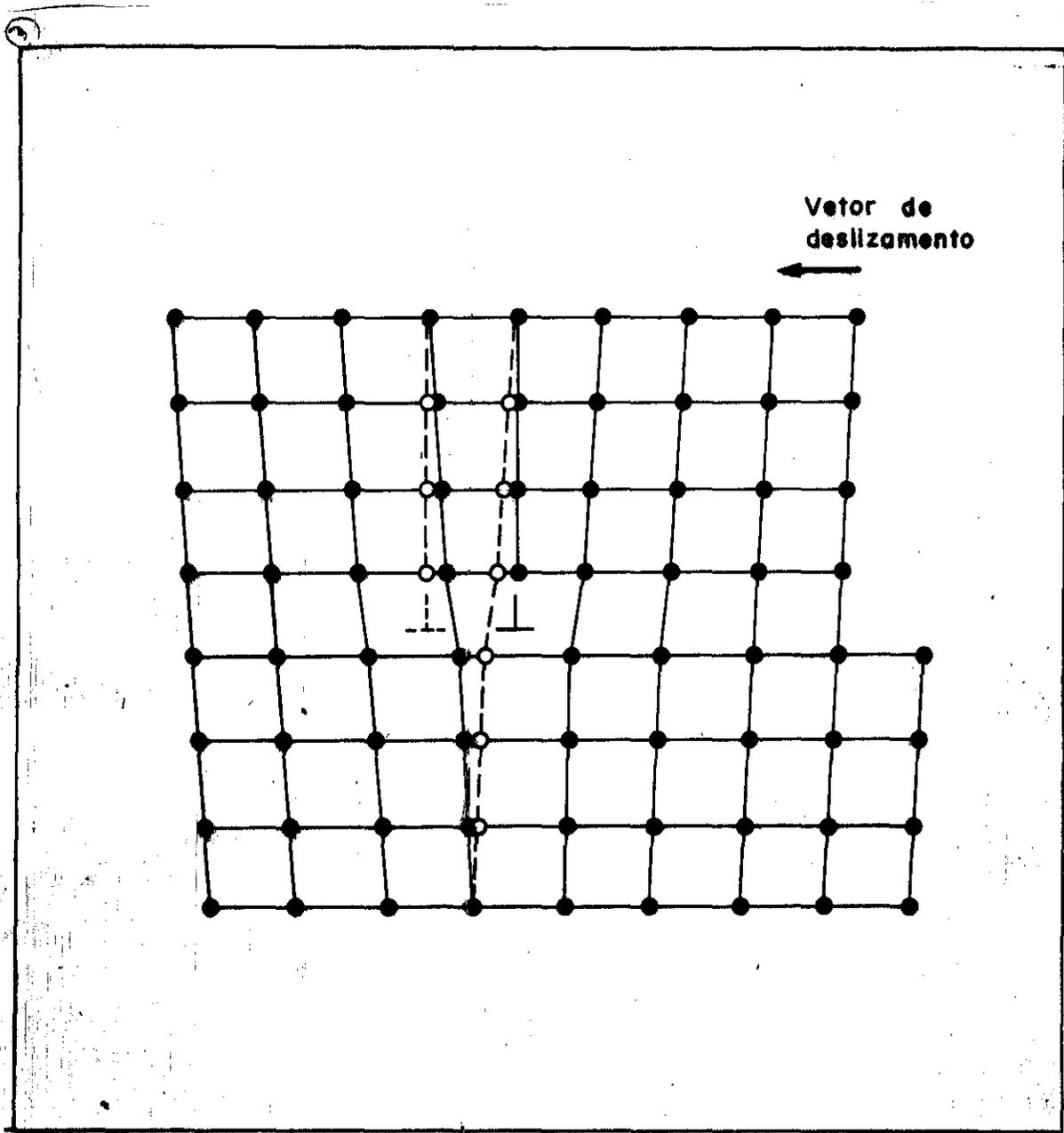


Fig. 3: Deslocação de cunha. Os círculos abertos representam átomos em posições depois do movimento.

dois tipos de processos: atérmicos e térmicos.

Nos processos atérmicos estão os campos de tensão de longo alcance aonde a energia necessária para ultrapassar os obstáculos é muito grande, de tal maneira que as flutuações térmicas não podem auxiliar a tensão aplicada. Nesses obstáculos atérmicos estão incluídos as deslocações em planos paralelos e a recombinação das deslocações atrativas que intersectam o plano de deslizamento. Os obstáculos térmicos são aqueles que possuem campos de tensão de curto alcance. Nos processos termicamente ativados os mais importantes são as interseções das deslocações repulsivas. A responsabilidade desse processo é atribuída à dependência da tensão de fluxo com a temperatura, isto é, as flutuações térmicas podem auxiliar a tensão σ na ultrapassagem dos obstáculos de curto alcance.

Seeger⁽²⁹⁾, em 1954, foi o primeiro a mostrar explicitamente que a tensão dos sólidos cristalinos poderia ser considerada como a soma de duas componentes: uma componente atérmica σ_{μ} que depende também da temperatura T somente através do módulo de cisalhamento μ (a variação com a temperatura é muito pequena) e uma componente térmica σ^* que depende sensivelmente da temperatura T e da taxa de deformação $\dot{\epsilon}$, isto é:

$$\sigma = \sigma^*(T, \dot{\epsilon}) + \sigma_{\mu} \quad (\text{II.5})$$

II.4 - Processos Termicamente Ativados

II.4.1 - Tensão Interna

Um dos problemas básicos da teoria de deformação plástica é a determinação da tensão externa necessária para deformar um sólido a uma certa taxa de deformação. Nos sólidos cristalinos, aonde a deformação plástica é produzida pelo movimento das deslocações, a questão se reduz à descrição do movimento das deslocações sob a ação de uma tensão aplicada.

Este movimento, entretanto, é um processo muito complexo porque um grande número de forças atua na deslocação, forças essas que variam continuamente com a posição e formato da linha de deslocação. A força que atua numa deslocação pode ser definida como a variação da energia total do sistema dividido pelo deslocamento da deslocação. Essa variação na energia pode ser dividida em várias contribuições: a) trabalho feito pelas forças externas; b) variação na energia de interação com outros defeitos; c) variação na própria energia de deslocação que é armazenada no seu campo de tensão; d) variação no potencial químico dos defeitos pontuais se o movimento das deslocações ocorrer por emissão ou absorção dos defeitos pontuais⁽²⁹⁾.

Entre as forças que resultam dessa variação de energia temos duas possibilidades^(30,31): num caso a força varia suavemente ao longo de grande distâncias no plano de deslizamento das deslocações e no outro caso a força é extremamente localizada e atua so-

mente em intervalos de pequena dimensão atômica. Um exemplo típico deste caso é uma linha de deslocação intersectando um obstáculo localizado no seu plano de deslizamento. Aqui não se pode calcular exatamente a grandeza da "força" pois ela depende da configuração detalhada dos átomos e do potencial de interação na região localizada. Tudo que se pode obter dos cálculos teóricos é a energia total necessária e a distância aproximada que a deslocação tem que se mover para ultrapassar o obstáculo. Se as barreiras de energia são menores que alguns elétronvolts, o movimento das deslocações pode ocorrer com a ajuda da ativação térmica.

Como as forças atuantes na deslocação variam continuamente ao longo da linha e durante o seu deslocamento é impossível tentar-se uma descrição exata desse movimento, o que pode ser dado é o comportamento de um grande número de linhas de deslocações sobre a influência de uma força "média". Esta força "média" depende sensivelmente de cada cristal. Consideremos o movimento de deslocações sob a ação de uma tensão aplicada, σ , num campo de tensão interna que varia e com uma amplitude média, $\pm \sigma_i$. Se o movimento é dificultado por obstáculos localizados que podem ser ultrapassados por uma ativação térmica, a "tensão efetiva" disponível é $(\sigma - |\sigma_i|)$, isto porque as deslocações ficam presas nas posições onde a tensão interna se opõe à tensão aplicada.

II.4.2 - Volume de ativação

Através do estudo experimental da energia de ativação da deformação plástica e sua dependência com a tensão, temperatura,

deformação, taxa de deformação, concentração de impurezas, etc., obtêm-se informações muito importantes.

Segundo Schoeck⁽³¹⁾ e Evans e Rawling⁽³²⁾, a taxa de deformação plástica experimentada por uma amostra, devido ao movimento termicamente ativado das deslocações, sob a ação de uma tensão atuante σ e de uma dada temperatura T , é dada por

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_0 \exp\left(-\frac{\Delta G(\sigma)}{kT}\right) \quad (\text{II.6})$$

onde k é a constante de Boltzman, $\dot{\epsilon}_0$ um parâmetro que depende do número e configuração das deslocações e não da temperatura e $\Delta G(\sigma)$ é a variação na energia livre de Gibbs do sistema.

A energia térmica que deve ser entregue ao sistema para que uma deslocação se mova da sua posição de equilíbrio e vença um obstáculo, segundo Gibbs⁽¹¹⁾ e Schoeck⁽³¹⁾, tem a seguinte forma:

$$\Delta G(\sigma) = \Delta g - \sigma^* b \ell \Delta R \quad (\text{II-7})$$

onde Δg é a variação na energia livre de Gibbs associada com os deslocamentos atômicos localizados durante a ativação, ℓ é o segmento da deslocação móvel e ΔR é o alcance da ativação térmica. Tanto Δg como ΔR dependem da tensão atuante no ponto. As quantidades b e σ^* são respectivamente o vetor de Burger da deslocação e a tensão efetiva.

Um dos parâmetros importantes da ativação térmica e muito empregado no estudo da deformação plástica é o volume de ativação definido como:

$$V^* = v(\sigma^*) = \lambda b \Delta R \quad (\text{II.8})$$

As quantidades que podem ser medidas através das experiências de deformação são chamadas "energia de ativação", a qual é em validade a entalpia de ativação ΔH (30):

$$Q \equiv kT^2 \left(\frac{\partial \ln \dot{\epsilon} / \dot{\epsilon}_0}{\partial T} \right)_{\sigma} = \Delta G - T \left(\frac{\partial \Delta G}{\partial T} \right)_{\sigma} = \Delta H \quad (\text{II.9})$$

Como o volume de ativação é definido como a derivada da energia de Gibbs em relação à tensão aplicada, à temperatura T constante, pode-se demonstrar facilmente das equações (II.6) e (II.7) que:

$$V^* = - \left(\frac{\partial \Delta G}{\partial \sigma} \right)_T = kT \left(\frac{\partial \ln \dot{\epsilon} / \dot{\epsilon}_0}{\partial \sigma} \right)_T \quad (\text{II.10})$$

O volume de ativação pode ser então calculado como função apenas de quantidades medidas experimentalmente através de: (33)

$$V_{\text{exp}} \equiv kT \frac{\partial \ln \dot{\epsilon}}{\partial \sigma} = V^* + kT \frac{\partial \ln \dot{\epsilon}_0}{\partial \sigma} \quad (\text{II.11})$$

onde v_{exp} é determinado das variações instantâneas de $\dot{\epsilon}$ num teste de tensão.

Podemos obter no movimento das deslocações termicamente ativadas, assumindo que a taxa de deformação é a mesma num teste de relaxação, uma relação entre o parâmetro β (definido como a derivada de \ln taxa de deformação em relação a tensão) e o volume

de ativação.

II.5 - Relaxação de Tensão

Toda vez que um sistema, ou parte dele, sofre uma perturbação de seu estado de equilíbrio por qualquer agente externo, este sistema readquire, tão logo cesse a causa da perturbação, um novo estado de equilíbrio através de um processo contínuo de troca de energia entre as diversas partes constituintes do sistema. Este fenômeno termodinâmico, comum a todos os sistemas naturais, denomina-se relaxação.

Medidas de grandezas (variáveis) macroscópicas num processo de relaxação podem fornecer uma série de informações sobre os processos físicos envolvidos, através de modelos matemáticos que tentam descrever o sistema.

Um metal qualquer quando sujeito a uma ação externa sofre deformações adquirindo conseqüentemente um estado de energia diferente do inicial. Se a ação deixar de atuar sobre o material este busca um novo estado de equilíbrio estável através de um processo conhecido como relaxação de tensão.

O diagrama entre duas variáveis intrínsecas quaisquer desse sistema depende do material em si, bem como de elementos estranhos ao sistema tais como impurezas, defeitos da estrutura do material, etc. Por esta razão a relaxação de tensão é um dos métodos mais frequentemente usado no estudo das propriedades intrínse

cas dos metais bem como no estudo de defeitos da sua estrutura cristalina.

O estudo da deformação plástica tem sido realizado mais frequentemente utilizando-se o processo de relaxação que caracteriza a passagem do sistema de um estado de equilíbrio a outro de menor energia. Essas mudanças de estado são devidas a variáveis externas tais como temperatura, tensão, deformação, etc. Quando a variável externa é mecânica temos então a relaxação mecânica. Os ensaios mecânicos (testes feitos usando as variáveis mecânicas) são usados para estudar as propriedades dos metais. O mais completo destes ensaios, no que concerne a quantidade de informações, e introduzido por Trouton e Rankine⁽³⁴⁾ em 1904, é o teste de Relaxação de Tensões, por isso mesmo o mais frequentemente usado. Esses testes são realizados para estudar as relações entre tensão aplicada e taxa de deformação, comportamento do escoamento plástico, mobilidade de deslocações e possíveis variações na densidade de deslocação.

A principal vantagem desse método é produzir uma pequena deformação plástica na amostra registrando-se em um só experimento uma ampla gama de variação na escala da taxa de deformação e da tensão aplicada.

Na relaxação de tensão a deformação total é mantida constante ocorrendo, conseqüentemente, a transformação contínua de energia de deformação elástica armazenada na rede cristalina em energia de deformação plástica permitindo então um decréscimo con

tínuo da tensão aplicada com o tempo.

Esses aspectos podem ser melhor compreendidos através da representação esquemática apresentada na Figura (4). Esta figura representa um gráfico típico de tensão versus tempo. Na primeira parte do gráfico, para tempo menor que zero, se processa o carregamento da amostra. Ao atingir o ponto 0, a amostra estará submetida a uma tensão σ_0 , a qual corresponderá uma deformação total ϵ_T que é composta de uma componente elástica, ϵ_{e0} e uma componente plástica, ϵ_{p0} desprezando-se outras possíveis componentes (por exemplo a deformação da máquina).

No tempo t_1 , a amostra estará submetida a uma tensão σ_1 , menor que σ_0 e a sua deformação plástica terá aumentado de um valor ϵ'_p , correspondente a um decréscimo na deformação elástica, inicialmente introduzida (ϵ_{e0}).

Após um tempo infinito o material poderá tender a um valor limite de tensão, definido como tensão interna (σ_i). Existe, entretanto, muita controvérsia quanto a existência e caracterização desta tensão remanescente (7, 9, 19, 23).

II.6 - Relação Tensão-Deformação

A relação entre tensão aplicada e deformação plástica da amostra pode ser facilmente obtida quando, nos testes de relaxação, se utiliza uma máquina tracionadora aonde a velocidade do seu braço pode ser programada.

Consideremos uma amostra de comprimento inicial L_0 e área transversal A_0 , a qual é submetida a um tracionamento durante um tempo t , na qual a tensão aplicada ou tensão de fluxo é σ . O deslocamento total do braço da máquina resulta do deslocamento do espécimen (inclui a parte elástica e a plástica) e do deslocamento próprio da máquina que por sua vez inclui uma parte elástica e uma que depende do tempo e que chamaremos anelástica⁽³⁵⁾. Esta última componente depende não somente da máquina em si, mas também da moldura, garras e célula de carga. Se E for o módulo de Young do material, então a equação do deslocamento total do braço da máquina, se este possuir uma velocidade constante S , pode ser escrita como

$$\int_0^t S dt = \frac{\sigma A_0}{K} + \frac{\sigma L_0}{E} + \epsilon_p L_0 + \epsilon_{anel} L_0 \quad (II.12)$$

onde ϵ_p é a deformação plástica da amostra, ϵ_{anel} é a deformação anelástica da máquina, K é a rigidez da máquina definida como a razão entre a carga aplicada e a deflexão da máquina (Q/L_0).

Derivando-se a equação (II.12) em relação ao tempo e considerando-se que a rigidez da máquina permanece constante tem-se que:

$$v = \frac{\dot{\sigma}}{E} \left(1 + \frac{A_0 E}{K L_0} \right) + \dot{\epsilon}_p + \dot{\epsilon}_{anel} \quad (II.13)$$

onde $\dot{\epsilon}_p$ é a taxa de deformação plástica, $\dot{\epsilon}_{anel}$ é a taxa de deformação anelástica, $\dot{\sigma}$ a taxa de tensão e v a taxa de deformação do sistema máquina-amostra.

Quando uma tensão previamente arbitrada $\bar{\epsilon}$ é atingida a máquina de teste é desligada e, como consequência, seu braço fica imóvel. Neste caso o lado esquerdo da igualdade (II.12) torna-se constante e pode-se relacionar a taxa de tensão com a taxa de deformação plástica podendo-se obter através dela informações de como a máquina de teste pode influenciar os testes de relaxação de tensão (36):

$$\dot{\epsilon}_p + \dot{\epsilon}_{anel} = -\left(\frac{1}{E} + \frac{A_0}{KL_0}\right)\dot{\sigma} \quad (II.14)$$

Essa equação (II.14) explicita a dependência da taxa de deformação plástica $\dot{\epsilon}_p$ com a rigidez da máquina K e sua taxa de deformação anelástica, $\dot{\epsilon}_{anel}$.

Tomando-se o logaritmo em ambos os lados da equação (II.14) e derivando-se, obtêm-se:

$$\frac{\partial \ln(\dot{\epsilon}_p + \dot{\epsilon}_{anel})}{\partial \sigma} = \frac{\partial \ln 1/E_{eff}}{\partial \sigma} + \frac{\partial \ln \dot{\sigma}}{\partial \sigma} \quad (II.15)$$

onde
$$\frac{1}{E_{eff}} = -\left(\frac{1}{E} + \frac{A_0}{KL_0}\right) \quad (II.16)$$

Quando a rigidez da máquina depende da tensão σ , a curva de relaxação é influenciada pela máquina e esta não pode mais ser considerada como um sistema elástico.

Podemos verificar facilmente da equação (II.15) que o parâmetro $\beta^{(8)}$ definido como a derivada do logaritmo da taxa de deformação em relação à tensão pode ser considerado independente

da rigidez da máquina somente quando esta rigidez não depender da tensão σ e quando a máquina não tiver uma deformação anelástica. Nesta caso pode-se ter que:

$$\beta = \frac{\partial \ln \dot{\epsilon}}{\partial \sigma} = \frac{\partial \ln \dot{\sigma}}{\partial \sigma} \quad (\text{II.17})$$

II.7 - Influência da Máquina

A técnica de relaxação seria muito útil se os resultados apresentados por ela não registrassem um elevado grau de incerteza (8, 37, 38). Um dos fatores básicos que pode ocasionar tal incerteza é a influência do próprio equipamento sobre os resultados, apresentados e esta contribuição é muito difícil ou impossível de ser avaliada (35). A relaxação de tensão é um fenômeno passível de ocorrer também no regime elástico da solicitação mecânica de um material, embora a uma taxa inferior daquela no regime plástico.

O corpo de prova é conectado em série com as garras de ligação do equipamento de teste. Embora estas garras e a estrutura de sustentação do equipamento sejam constituídos de materiais rígidos, estes também podem se deformar elasticamente durante o teste.

Nesta discussão considera-se máquina todo o conjunto constituído pela sua estrutura, célula de carga e garras de conexão.

A maioria dos testes de relaxação de tensão utiliza máquinas a parafuso, como a Instron, onde a rotação dos parafusos que movimentam o cabeçote da máquina é controlado eletronicamente.

As dificuldades com a avaliação da deformação das máquinas acima descritas são de dois tipos:

- 1) O comportamento elástico (como função de sua constante de rigidez) parece variar aleatoriamente de um teste para outro, porém permanece aproximadamente constante em cada ensaio individual⁽³⁷⁾.
- 2) A deformação da máquina tem também uma componente anelástica que até agora não foi possível de ser relacionada em forma quantitativa com nenhuma variável de ensaio^(15,39-41).

Estes problemas dificultam o isolamento do comportamento do material neste tipo de teste o que faz com que os resultados obtidos até agora não sejam considerados definitivos.

Uma forma de se evitar este problema é a utilização de uma máquina servo hidráulica, com controle de deformação, capaz de compensar o movimento do seu travessão móvel durante a relaxação de tensão^(21,35). Neste tipo de máquina pode se garantir que no ensaio de relaxação de tensão a deformação total da amostra é sempre mantida constante, ou seja, a máquina não influencia os resultados obtidos (o que equivale a uma rigidez infinita). A máquina servo hidráulica também pode ser operada com controle de deslocamento. Neste caso a constante de rigidez é finita.

Considere-se o seguinte teste para o cálculo da constante de rigidez da máquina, no carregamento: dois espécimens de áreas

transversais diferentes A_1 e A_2 e mesmo comprimento inicial L_0 , es-
tão submetidos, respectivamente, a um teste de carregamento aonde
a velocidade da máquina foi programada em ambos os casos para ter
o mesmo valor constante S . A deformação total ϵ_T no carregamento,
pode ser escrita como a soma da deformação do espécimen ϵ_{am} , mais
a deformação da máquina ϵ_{maq} . Pode-se deduzir da equação (II.12),
se $\epsilon_p = 0$, $\epsilon_{anel} = 0$ e $\sigma_1 = \sigma_2$ que

$$K = \frac{\sigma}{L_0} \frac{(A_1 - A_2)}{(\epsilon_{T1} - \epsilon_{T2})} \quad (II.18)$$

onde ϵ_{T1} e ϵ_{T2} são, respectivamente, a deformação total para o ca-
so da amostra 1 e 2.

A rigidez da máquina no carregamento pode então ser obti-
da através da equação (II.18) e de um gráfico de tensão versus de-
formação no ponto onde os espécimens alcançaram a mesma tensão.

Quanto ao módulo de elasticidade E , pode-se deduzir facil-
mente da equação (II.12) utilizando-se o mesmo teste anteriormen-
te descrito, e aplicando uma mesma carga Q em ambas as amostras
 A_1 e A_2 , respectivamente, que:

$$E = \frac{Q}{\Delta\epsilon} \frac{(A_1 - A_2)}{A_1 A_2} \quad (II.19)$$

onde $\Delta\epsilon = (\epsilon_{am1} - \epsilon_{am2})$.

Entretanto a deformação da máquina é a mesma nos dois ca-
sos e a variação na deformação das amostras pode ser escrita ex-
clusivamente como a variação total $(\epsilon_{T1} - \epsilon_{T2})$.

Uma outra maneira de se obter a rigidez da máquina é realizando testes de relaxação de tensão.

Rearranjando-se a equação (II.13) e agrupando-se a taxa de deformação elástica com a taxa de deformação plástica para se obter a taxa de deformação total é do espécimen, obtêm-se para $v=0$:

$$\dot{\epsilon} + \dot{\epsilon}_{an} = \frac{\dot{\sigma} A_0}{KL_0} \quad (II.20)$$

Resolvendo-se a equação acima para o caso em que a deformação anelástica da máquina é nula, nota-se que a razão da taxa de tensão com a taxa de deformação é o coeficiente angular $(\frac{\partial \sigma}{\partial \epsilon})$ do gráfico de tensão versus deformação, o que leva a

$$K = -\frac{A_0}{L_0} \left(\frac{\partial \sigma}{\partial \epsilon} \right) \quad (II.21)$$

que nos dá a constante de rigidez da máquina na relaxação de tensão.

II.8 - Fenomenologia da Relaxação de Tensão

O fenômeno denominado de Relaxação de Tensão tem sido amplamente estudado quer com equações empíricas quer com equações obtidas a partir de desenvolvimentos teóricos, com a finalidade de descrever o comportamento dos materiais submetidos a estes ensaios.

Dentre as equações mais discutidas na literatura estão aque

las (6, 7, 12) que foram desenvolvidas com base nas hipóteses apresentadas por Orowan⁽⁴⁾ e Johnston e Gilman⁽⁴²⁾.

Já foi visto que o empacotamento atômico, força de coesão entre os átomos e deslocações intersectantes são fatores que podem influenciar negativamente o movimento das deslocações no interior dos cristais.

Mas quer se leve em conta ou não todos os fatores que influenciam o movimento das deslocações, o certo é que a velocidade das deslocações não pode aumentar indefinidamente, isto é, ela deve apresentar um certo valor de saturação conforme se representa na equação abaixo:

$$\bar{v} = v_c P(\sigma) \quad (II.22)$$

onde v_c é a velocidade crítica de saturação e $P(\sigma)$ a probabilidade média da velocidade assumir o valor v_c num dado instante.

Quanto à probabilidade $P(\sigma)$, conforme mostra a Figura (5), ela deve se anular para tensões aplicadas menores ou iguais a tensão interna e deve tender assintoticamente para a unidade quando a tensão aplicada tornar-se muito maior que a interna. A probabilidade $P(\sigma)$ é uma função de σ em virtude da experiência mostrar que a tensão aplicada é o fator predominante no estudo do comportamento plástico.

Johnston e Gilman⁽⁴²⁾, em 1959, propuseram uma relação em-

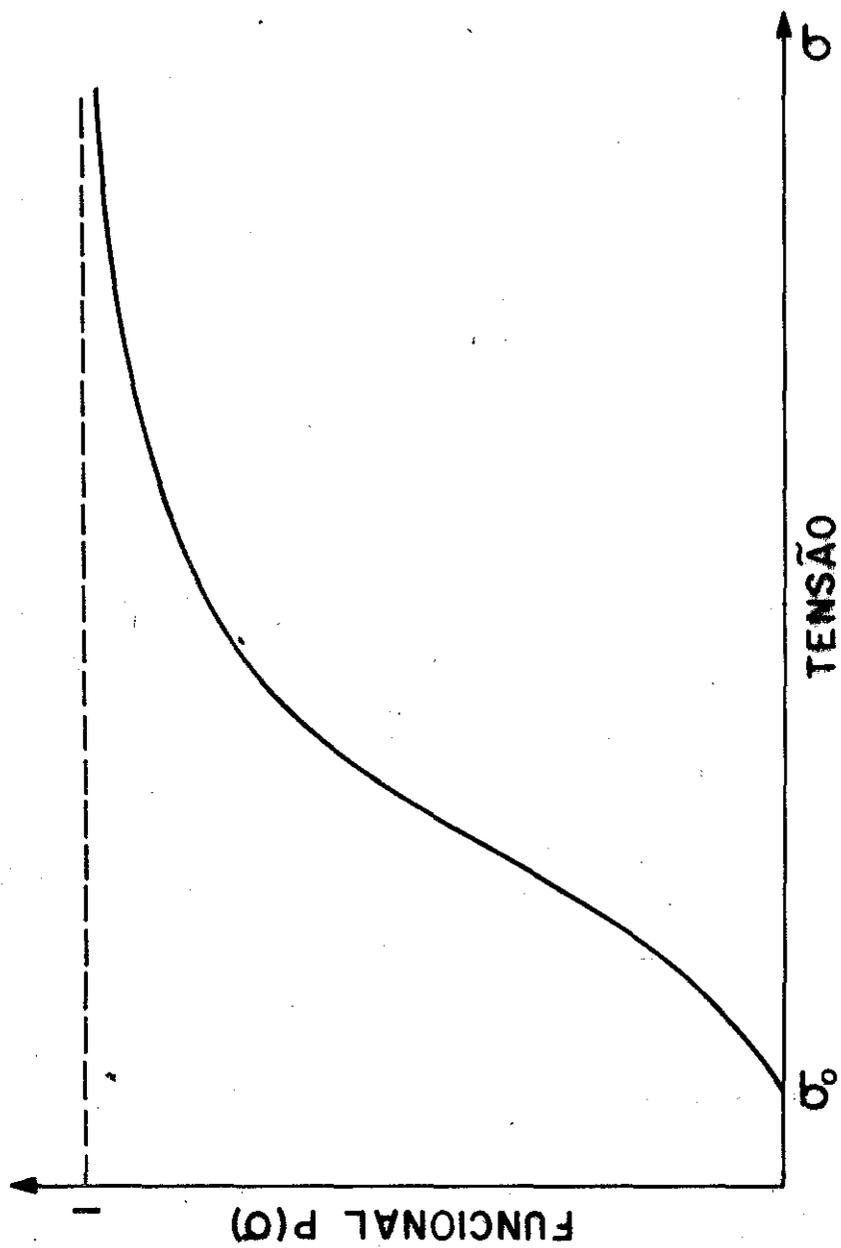


Fig. 5: Comportamento esperado para a funcional $P(\sigma)$.

pírica entre a velocidade de deslocações e a tensão efetiva σ^* (eq. II.5) disponível para ativá-las e que é dada por:

$$\bar{v} = v_c \left(\frac{\sigma^*}{\sigma_0} \right)^m \quad (\text{II.23})$$

onde m , v_c e σ_0 são constantes.

Gilman⁽⁴³⁾, em 1960, propôs uma nova relação tensão-velocidade de deformação sob as condições de uma grande tensão aplicada e que é dada por:

$$\bar{v} = v_c \exp(-D/\sigma^*) \quad (\text{II.24})$$

onde D e v_c são constantes a serem determinadas.

II.8.1 - Método de Li

A equação proposta por Li⁽⁷⁾ tem sido muito usada na literatura e aplicada a diversos materiais como Titânio, Cobre, Alumínio e outros^(5,15,20,44).

Entretanto a lei proposta por Li não tem se mostrada válida em todos os materiais como é o caso dos cristais cúbicos de faces centradas e hexagonais.

Para a sua análise Li usou as seguintes hipóteses:

- 1) a velocidade das deslocações se relaciona potencialmente com a tensão efetiva através da equação (II.23);

2) a densidade de deslocamentos m̄veis, a tens̄o interna bem como a rigidez do sistema deformante se mantêm constante durante a relaxaçāo bem como n̄o h̄a deformaçāo da m̄quina o que leva a uma modificaçāo da equaçāo (II.14):

$$\dot{\epsilon}_p = -k\dot{\sigma} \quad (\text{II.25})$$

onde $\left(\frac{1}{E} + \frac{A_0}{KL_0}\right) = k$ que ẽ um parâmetro constante.

A partir dessas hip̄oteses Li combinou as equaçāes (II.4), (II.23) e (II.25) e obteve:

$$\dot{\sigma} = -B(\sigma - \sigma_i)^m \quad (\text{II.26})$$

onde $B = k \rho_m b v_c$ cujos s̄mbolos j̄a foram definidos no texto e onde $(\sigma - \sigma_i)$ ẽ a tens̄o efetiva σ^* j̄a definida.

Como $\dot{\sigma}$ ẽ a taxa de tens̄o aplicada segue-se que

$$- \frac{1}{B} \frac{d\sigma^*}{(\sigma^*)^m} = dt \quad (\text{II.27})$$

Integrando-se ambos os lados tem-se que:

$$\sigma^*(t) = \sigma(t) - \sigma_i = A(t+a)^{-n} \quad (\text{II.28})$$

onde A ẽ um parâmetro que se relaciona com a mobilidade das deslocamentos atrav̄s de B. O termo a ẽ uma constante de integraçāo e σ_i ẽ a tens̄o interna.

O termo n que aparece na equação acima está dado por:

$$n = \frac{1}{m-1} \quad (II.29)$$

A equação (II.28) é a forma mais conhecida da equação de Li.

Segundo Li⁽⁷⁾ a curva de relaxação pode ser ajustada pela equação (II.28). Isso indica que o diagrama de $-d\sigma/d\ln t$ versus $\ln t$ se aproxima de uma inclinação limite $1/(m-1)$ e a tensão interna pode ser obtida através da intersecção da reta com o eixo da abcissa, para tempos suficientemente longos, conforme se pode deduzir da expressão seguinte:

$$-\frac{d\sigma}{d(\ln t)} = (1-m)^{-1} \sigma_i + (m-1)^{-1} \sigma \quad (II.30)$$

onde σ é a tensão aplicada.

Essa equação é obtida derivando-se a equação (II.28) em relação ao tempo, exprimindo-se essa derivada em termos de $\ln t$ e calculando-se o limite da equação resultante para t muito maior que a .

II.8.2 - Método do Ponto de Inflexão

Medrano⁽⁴⁵⁾ desenvolveu um método para ser aplicado juntamente com as outras equações citadas anteriormente e comparar seus resultados com os obtidos experimentalmente.

Conforme se pode ver da Figura (6), no diagrama relaxação de tensão versus tempo, quando o tempo tende a zero a tensão tende à tensão inicial e quando o tempo tende a infinito a tensão tende a um valor finito. Pode-se então identificar-se um ponto de inflexão no gráfico, em torno do qual a derivada é aproximadamente constante.

No ponto de inflexão a derivada segunda é zero. Obtêm-se uma relação entre a tensão e sua derivada em relação ao tempo:

$$\frac{d^2\sigma}{d(\ln t)^2} = 0 \quad (\text{II.31})$$

Considerando-se que:

$$\frac{d\sigma}{d(\ln t)} = t\dot{\sigma} \quad (\text{II.32})$$

A substituição da equação (II.32) na equação (II.31) dá a seguinte relação:

$$\left| \frac{\partial \sigma}{\partial \ln t} \right|_{\text{infl}} = - \left| \frac{\dot{\sigma}}{\partial \dot{\sigma} / \partial \sigma} \right|_{\text{infl}} \quad (\text{II.33})$$

Logo os parâmetros de qualquer uma das equações fenomenológicas, como a de Li⁽⁷⁾, podem ser calculados a partir da equação (II.33) considerando-se para isso a tensão interna σ_i bem como a taxa de tensão correta obtida da função da qual se quer saber os parâmetros.

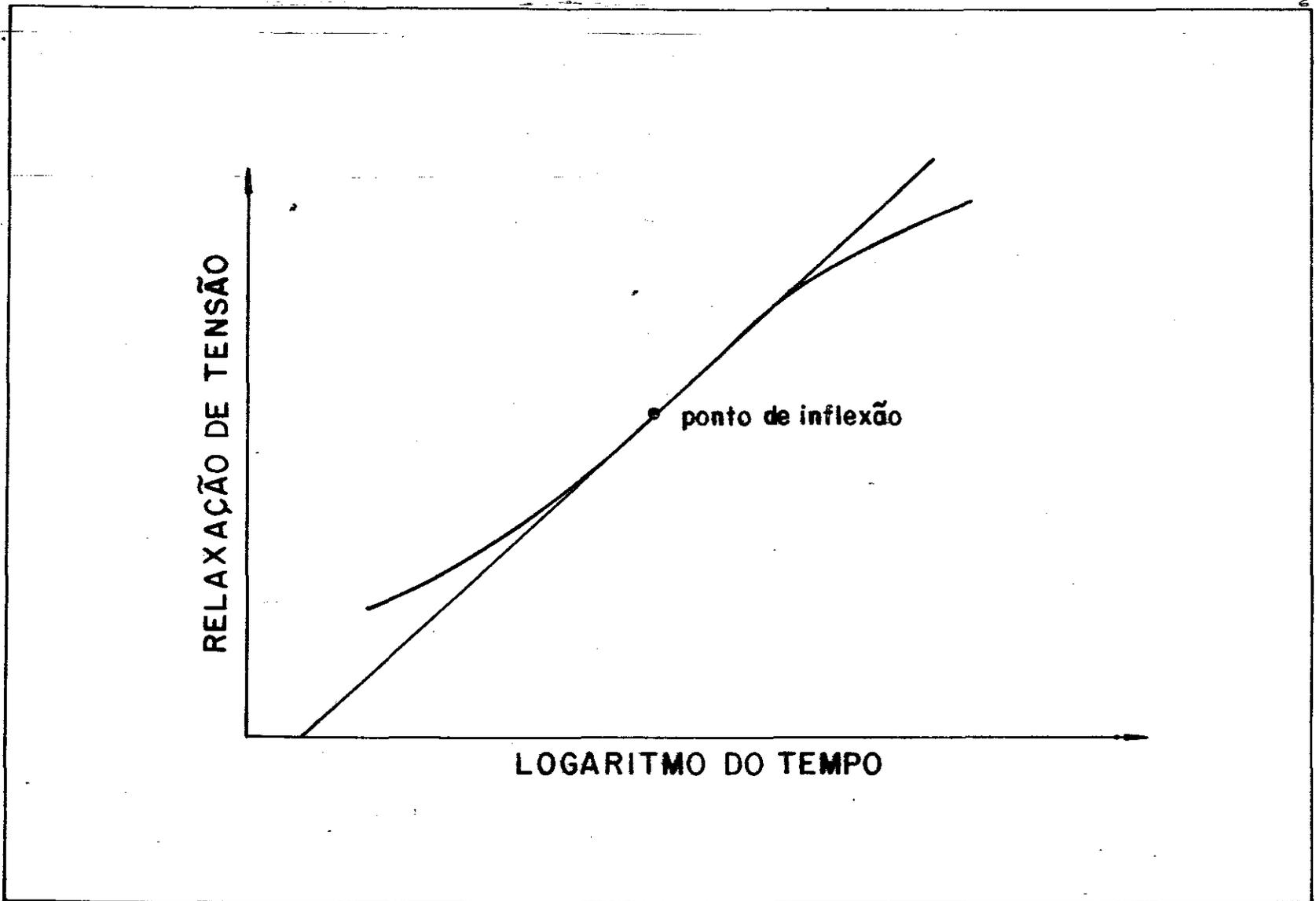


Fig. 6: Representação esquemática de relaxação de tensões versus tempo, para o cálculo do ponto de inflexão do zinco.

No caso particular da equação (II.24) a equação (II.33) ficaria:

$$\left(\frac{\partial \sigma}{\partial \ln t}\right)_{\text{infl}} = -\{(\sigma - \sigma_i)^2 / D\}_{\text{infl}} \quad (\text{II.34})$$

onde D pode ser calculado, assumindo-se um valor para σ_i .

No caso da equação (II.26) a equação (II.33) seria:

$$\left(\frac{\partial \sigma}{\partial \ln t}\right)_{\text{infl}} = -(\sigma - \sigma_i) / n \quad (\text{II.35})$$

onde, de maneira análoga, n pode ser calculado a partir de um valor dado para σ_i .

II.8.3 - Método de Hart

Hart⁽¹²⁾ apresentou uma descrição fenomenológica da deformação plástica dos metais através de uma equação de estado onde fosse possível se resumir a história prévia do material, em qualquer instante, em termos de uma propriedade mensurável. Dessa maneira poderia se prever uma deformação futura independentemente de qualquer conhecimento do passado do material.

A deformação total acumulada, ϵ_T , resultante de uma tensão aplicada num espécimen, é igual a soma da deformação elástica ϵ_e , da deformação anelástica ϵ_{an} e da deformação plástica, ϵ_p

$$\epsilon_T = \epsilon_e + \epsilon_{an} + \epsilon_p \quad (\text{II.36})$$

A deformação elástica é recuperável com a retirada da tensão σ bem como a anelástica que desaparece com o tempo. Entretanto as deformações recuperáveis obedecem a leis bem mais simples que as deformações plásticas.

Zener e Hollomon⁽⁴⁶⁾ usaram a deformação plástica, ϵ_p , como variável de estado e escreveram uma equação mecânica de estado relacionando tensão σ , deformação ϵ , taxa de deformação $\dot{\epsilon}$ e temperatura T , que pode ser escrita simbolicamente como:

$$\sigma = \sigma(\epsilon, \dot{\epsilon}, T) \quad (\text{II.37})$$

Hart⁽¹⁷⁾ fez um estudo desse tipo considerando a temperatura T constante. Ele verificou que a uma nova deformação realizada a uma diferente taxa de deformação, corresponderia um novo estado de endurecimento do espécimen. Hart tentou então determinar uma equação plástica de estado apesar do estado de endurecimento do material não poder ser descrito somente pela deformação. Para tanto ele considerou que apenas a tensão (σ) e a taxa de deformação ($\dot{\epsilon}$) indicam de maneira única o estado mecânico do material. Definiu também uma propriedade chamada "dureza" e deu a essa nova variável de estado o símbolo y .

A equação de estado de Hart, para qualquer valor de dureza é ilustrada por:

$$\sigma = \sigma(y, \dot{\epsilon}) \quad (\text{II.38})$$

Este parâmetro γ indica então uma única família de curvas σ - $\dot{\epsilon}$. O significado dessas curvas, conforme mostra a Figura (7), no gráfico de $\log \sigma$ versus $\log \dot{\epsilon}$, é que o espécimen, quando carregado a uma tensão σ_1 e deformado a uma taxa de deformação $\dot{\epsilon}_1$, tem sua tensão mudada repentinamente para σ_2 , a nova taxa de deformação $\dot{\epsilon}_2$, a qual ele ficará submetido, estará na mesma linha que contém o par de pontos $(\sigma_1, \dot{\epsilon}_1)$. É necessário entretanto que a variação na deformação plástica seja desprezível durante o período em que se realizou a experiência.

Segundo Hart, toda a história da deformação pode ser descrita pela forma diferencial:

$$d \ln \sigma = \gamma d \epsilon + \nu d \ln \dot{\epsilon} \quad (\text{II.39})$$

onde γ e ν são parâmetros que dependem dos valores de pelo menos duas das variáveis σ , ϵ e $\dot{\epsilon}$ bem como da história prévia da deformação. Esses parâmetros podem ser identificados para qualquer caminho da deformação como:

$$\gamma \equiv \left(\frac{\partial \ln \sigma}{\partial \epsilon} \right)_{\dot{\epsilon}} \quad (\text{II.40})$$

$$\nu \equiv \left(\frac{\partial \ln \sigma}{\partial \ln \dot{\epsilon}} \right)_{\epsilon} \quad (\text{II.41})$$

Se a equação (II.39) for verdadeira então ν é a tangente em cada ponto das curvas de dureza constante na Figura (7) e depende somente da tensão e taxa de deformação.

A condição necessária para a existência da equação plástica de estado é a integrabilidade da equação (II.39) que pode ser reescrita como:

$$d\varepsilon = \alpha d \ln \sigma + \beta d \ln \dot{\varepsilon} \quad (\text{II.42})$$

onde

$$\alpha \equiv 1/\gamma \quad (\text{II.43})$$

$$\beta \equiv -\nu/\gamma \quad (\text{II.44})$$

Para que uma equação diferencial seja uma diferencial exata as suas soluções devem ser independentes do caminho de integração. É necessário então que α e β sejam funções únicas de σ e $\dot{\varepsilon}$, isto é:

$$\gamma = \gamma(\sigma, \dot{\varepsilon}) \quad (\text{II.45})$$

$$\nu = \nu(\sigma, \dot{\varepsilon}) \quad (\text{II.46})$$

Se as equações (II.45) e (II.46) são satisfeitas, a equação (II.42) passa a ser conhecida como forma de Pfaffian e ela é diretamente integrável se e somente se:

$$\left(\frac{\partial \alpha}{\partial \ln \dot{\varepsilon}}\right)_{\sigma} = \left(\frac{\partial \beta}{\partial \ln \sigma}\right)_{\dot{\varepsilon}} \quad (\text{II.47})$$

Se a equação (II.47) for válida existirá então uma relação de estado da forma:

$$\epsilon = \epsilon(\sigma, \dot{\epsilon}) \quad (\text{II.48})$$

ou

$$\sigma = \sigma(\epsilon, \dot{\epsilon}) \quad (\text{II.49})$$

que são as equações de estado dadas por Zener e Hollomon⁽⁴⁶⁾.

Entretanto, se as equações (II.45) e (II.46) forem válidas e a equação (II.47) não o for sempre se pode achar um fator de integração da forma $F(\sigma, \dot{\epsilon})$ de tal maneira que:

$$F d\epsilon = \alpha F d \ln \sigma + \beta F d \ln \dot{\epsilon} \quad (\text{II.50})$$

seja uma diferencial exata.

Esta equação (II.50) é integrável e pode ser escrita como:

$$dy \equiv F d\epsilon = \alpha F d \ln \sigma + \beta F d \ln \dot{\epsilon} \quad (\text{II.51})$$

onde

$$y = y(\sigma, \dot{\epsilon}) \quad (\text{II.52})$$

Para cada valor fixo de y , ou seja $y = y_0$ constante, a cur

va (equação de estado) é definida pela solução da equação (II.51) que neste caso toma a forma:

$$dy = 0 \quad (II.53)$$

ou

$$d\varepsilon = 0 \quad (II.54)$$

As curvas que satisfazem as equações (II.53) e (II.54) são as curvas de dureza constante.

De acordo com o descrito acima tem-se que a condição necessária e suficiente para a existência de uma equação plástica de estado é que γ e $\dot{\nu}$ sejam funções somente da tensão e taxa de deformação numa mesma temperatura de tal maneira que a equação (II.39) fique:

$$d \ln \sigma = \gamma(\sigma, \dot{\varepsilon}) d\varepsilon + \nu(\sigma, \dot{\varepsilon}) d \ln \dot{\varepsilon} \quad (II.55)$$

Se na equação (II.45) se dá um valor constante a γ , então se define um locus de pontos σ - $\dot{\varepsilon}$, no conjunto dos quais γ possui o mesmo valor, isto é, se define uma reta cujo coeficiente angular é γ .

Escolhendo-se o locus $\gamma = 1$, determina-se uma curva aonde para cada ponto se obtém da equação (II.55):

$$\left(\frac{\partial \sigma}{\partial \dot{\epsilon}}\right)_{\dot{\epsilon}} = \sigma \quad (\text{II.56})$$

A situação aonde a equação (II.56) é satisfeita está muito próximo do ponto de instabilidade plástica no teste de deformação por extensão conforme mostra a Figura (8).

Nesse ponto de instabilidade tem-se que:

$$\left(\frac{\partial Q}{\partial \dot{\epsilon}}\right)_{\dot{\epsilon}} = 0 \quad (\text{II.57})$$

onde Q é a carga aplicada (σA).

A outra situação aonde a equação (II.56) é satisfeita é o teste de extensão constante no ponto de carga máxima e o teste de creep no ponto de taxa mínima de deformação conforme mostra a Figura (9).

Para se determinar o valor da "dureza" y , acha-se o valor de $\dot{\epsilon}$ no ponto em que as linhas de "dureza" constante se intersectam com a reta cujo coeficiente angular é $\gamma = 1$, conforme mostra a Figura (7).

Nos testes de relaxação de tensão, se obtém diretamente da equação (II.14), quando a máquina não sofre deformação anelástica nem a sua constante de rigidez depende da tensão, que:

$$d\sigma = -Jd\epsilon \quad (\text{II.58})$$

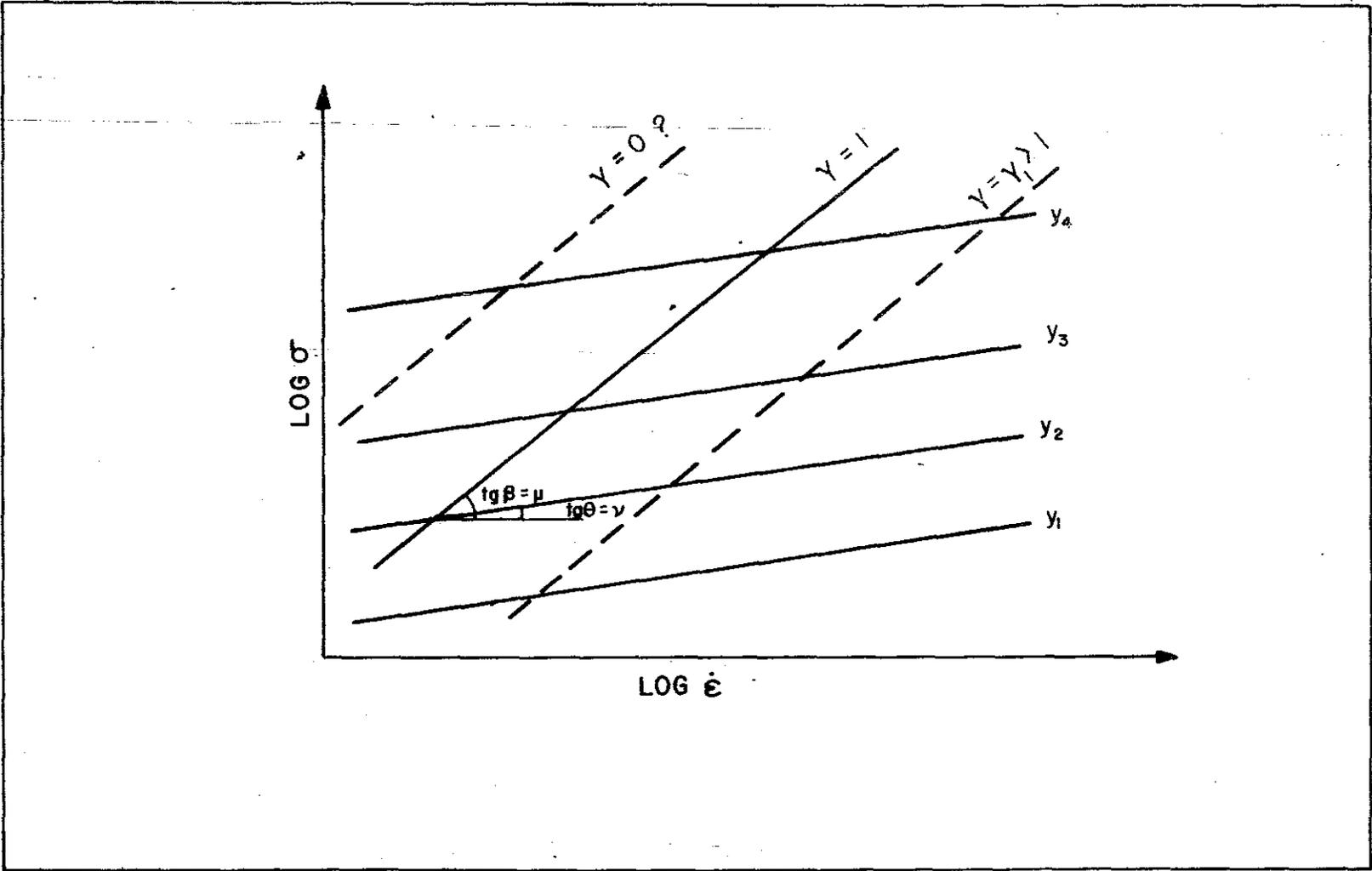


Fig. 7: Representação esquemática da "equação de estado" mostrando linhas de γ constante intersectando linhas de y constante.

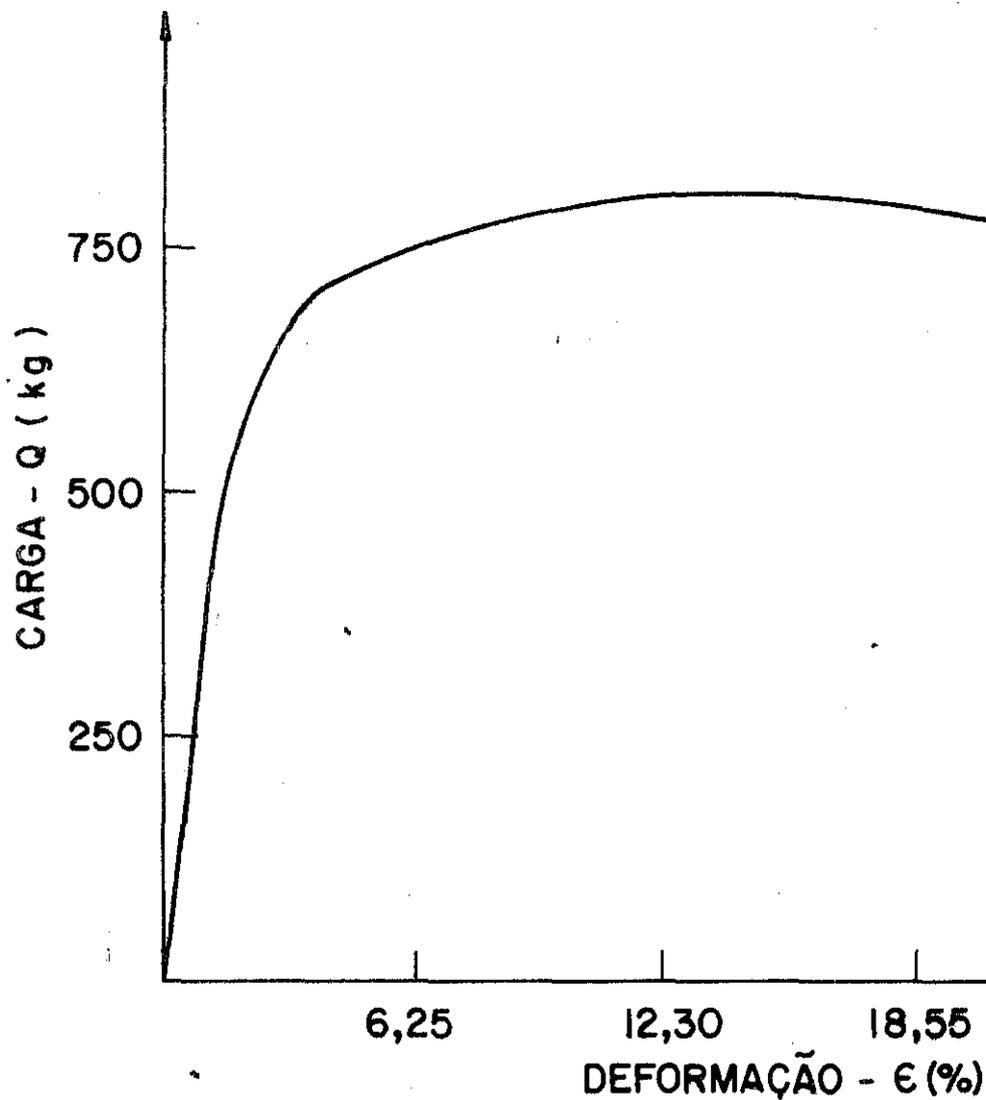


Fig. 8: Gráfico de carga versus deformação para o Zn no teste de carregamento a uma taxa de extensão constante para o cálculo do ponto de carga máxima.

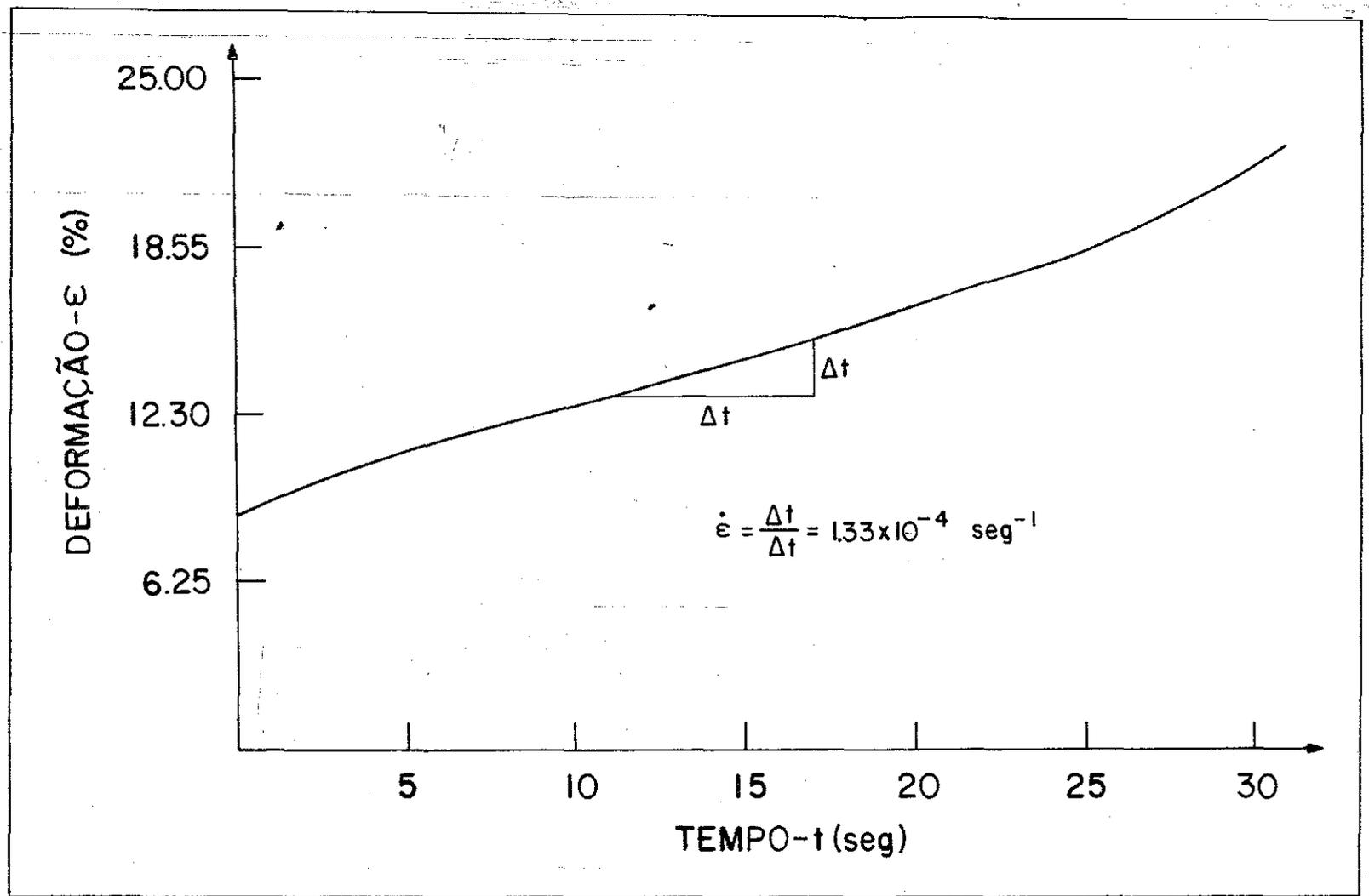


Fig. 9: Gráfico de deformação versus tempo (para o Zn) no teste de creep a carga constante para o cálculo do ponto de taxa mínima de deformação.

$$d\ln\sigma = d\ln\dot{\epsilon} \quad (\text{II.59})$$

onde $J = 1/k$.

Substituindo-se essas duas relações na equação (II.39)

tem-se que

$$\begin{aligned} d\ln\sigma &= -(\gamma/J)d\sigma + v d\ln\dot{\sigma} \\ &= -(\gamma\sigma/J)d\ln\sigma + v d\ln\dot{\sigma} \end{aligned} \quad (\text{II.60})$$

onde resolvendo-se para v ,

$$v = \frac{d\ln\sigma}{d\ln\dot{\sigma}} \left| 1 + \gamma\sigma/J \right| \quad (\text{II.61})$$

Numa máquina de teste dura onde $J \gg \sigma$ tem-se com uma boa aproximação que

$$v = (d\ln\sigma/d\ln\dot{\sigma}) \quad (\text{II.62})$$

que é o coeficiente angular das curvas de dureza constante bem como o coeficiente da sensibilidade da taxa de deformação.

O ponto fundamental da equação fenomenológica de Hart⁽¹²⁾ é, então, a existência do parâmetro γ que define a propriedade de estado chamada geralmente de estrutura. A taxa de deformação re-

sultante, $\dot{\epsilon}$, depende então da tensão σ , da estrutura y e da temperatura T logo

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}(\sigma, y, T) \quad (II.63)$$

Para a existência dessa equação plástica de estado é necessário que o material, em qualquer ponto da história de deformação, esteja num estado único de dureza plástica do qual só possa ser alterado através de outra deformação plástica ou através de recuperação induzida termicamente. As curvas de dureza formam uma única família de curvas e não se intersectam mutuamente. Cada estado de dureza passa a ser caracterizado experimentalmente por uma única relação tensão - taxa de deformação, medida no teste de relaxação de tensão.

O que é particularmente importante nos gráficos de $\log \sigma$ - $\log \dot{\epsilon}$ é que se realmente existir uma equação plástica de estado, conforme foi definida por Hart⁽¹²⁾, as curvas de dureza de um dado material dão, então, origem a uma curva mestra. Cada curva de dureza está inteiramente contida como um segmento da curva mestra e as translações necessárias, $\Delta \log \sigma$, $\Delta \log \dot{\epsilon}$, estão relacionadas de tal maneira que satisfaçam a condição de uma única família de curva, conforme mostra a Figura (10). Essa curva mestra é obtida a partir de uma translação das curvas de dureza em uma dada direção, sem rotação. Os pontos das diferentes curvas de dureza que interceptam a reta que possui esta dada direção são os mesmos pontos na curva mestra que correspondem a pontos com o mesmo valor de v onde:

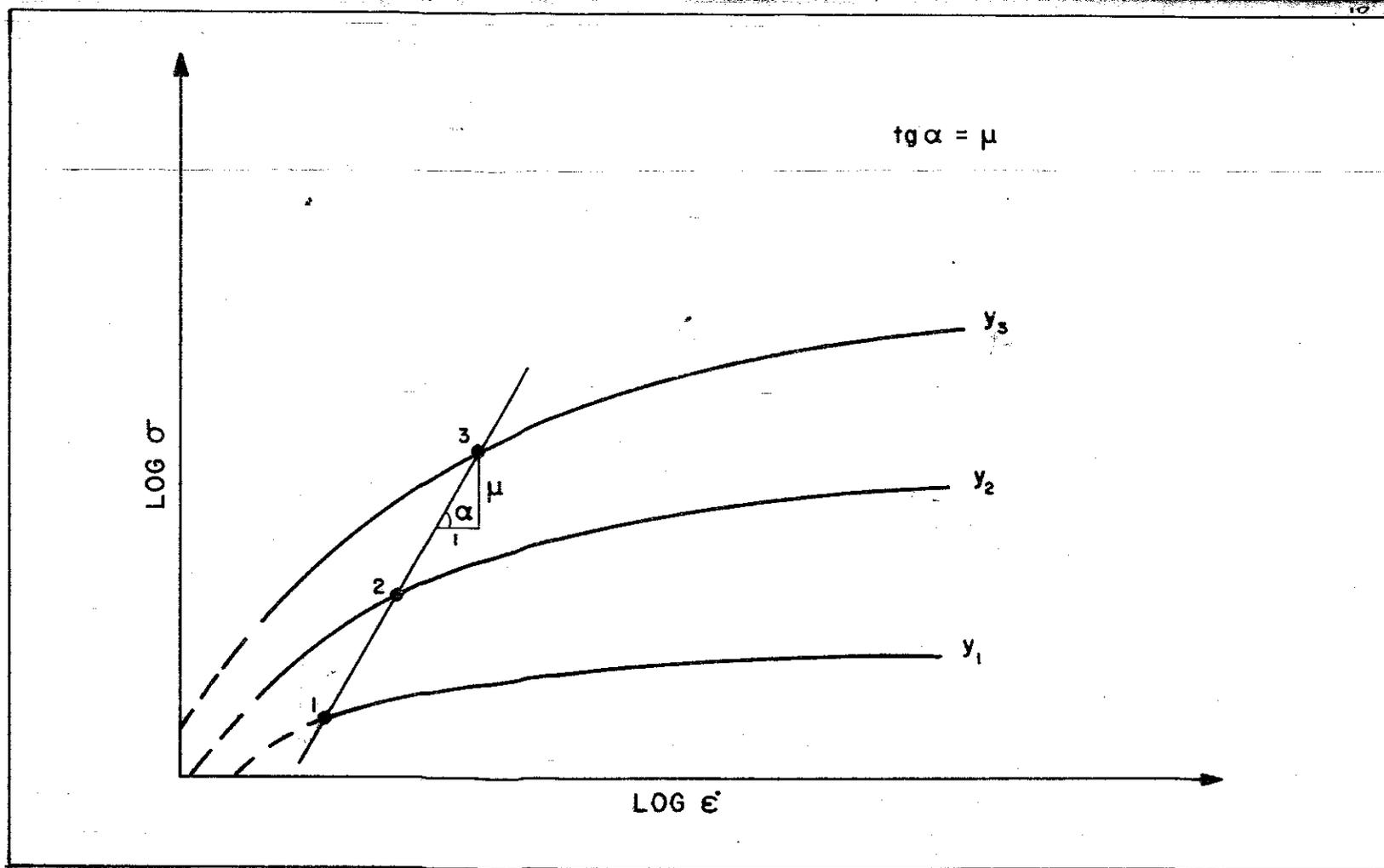


Fig. 10: Representação esquemática de $\log \sigma$ versus ϵ' para curvas de "dureza" diferentes. Cada curva mostrada é a mesma curva mestra transladada ao longo da direção oblíqua mostrada sem rotação. A reta que une os pontos 1,2,3 define a direção de translação.

$$\nu \equiv (\partial \ln \sigma / \partial \ln \dot{\epsilon})_{\epsilon}$$

(II.64)

Fica então caracterizado uma curva mestra a partir das diversas curvas de dureza de um material que, por sua vez, foram obtidas dos experimentos de relaxação de tensão.

A necessidade apresentada pela tecnologia moderna a fim de que haja uma performance mais eficiente das estruturas metálicas bem como o desenvolvimento de novas técnicas mais poderosas de computação levaram à invenção de novas teorias de deformação capazes de descrever a dependência do fluxo plástico com o tempo e a temperatura.

Hart⁽¹⁴⁾ desenvolveu então um novo modelo para a taxa de plasticidade assumindo que as curvaturas de $\log \dot{\epsilon} - \log \sigma$, dependentes da temperatura, são uma característica inerente do comportamento plástico a uma estrutura constante. Quanto à deformação elástica esta continua relacionada a tensão aplicada de acordo com a lei de Hooke.

Essas novas equações constitutivas são relações de fluxo e a resposta da deformação não elástica à tensão aplicada é uma taxa real de deformação dependente do tempo para todos os materiais testados.

A principal diferença dessa teoria⁽¹⁴⁾ com a antiga de Hart⁽¹²⁾ é que as relações constitutivas, agora, contêm descrição explícita da deformação anelástica e são capazes de descrever to-

do o comportamento transiente da deformação.

Esse novo modelo foi desenvolvido a fim de descrever as propriedades não elásticas de uma matriz de grão dos sólidos cristalinos e consiste de dois ramos conforme mostra o modelo esquemático da Figura (11) que representa os vínculos entre as variáveis.

Um dos ramos inclui uma mola anelástica em série com um elemento plástico (elemento α), o qual governa a deformação plástica a alta temperatura e/ou baixa taxa de deformação.

O outro ramo contém um elemento de fricção não elástico que representa processos controlados por deslizamento da deslocação e é importante a baixa temperatura e/ou alta taxa de deformação.

Essas novas equações constitutivas nos dão relações entre os valores da tensão aplicada σ , a taxa de deformação não elástica $\dot{\epsilon}$, uma variável de estado escalar σ^* , uma variável de estado tensorial \underline{a} , mudança na taxa de σ^* e \underline{a} , e a temperatura absoluta T .

Todos os tensores usados são deviatóricos, isto é, considera-se somente a parte não hidrostática.

A magnitude da deformação anelástica a está linearmente relacionada à tensão da mola anelástica através do seu módulo.

A taxa de deformação não elástica do espécimen é representada por:

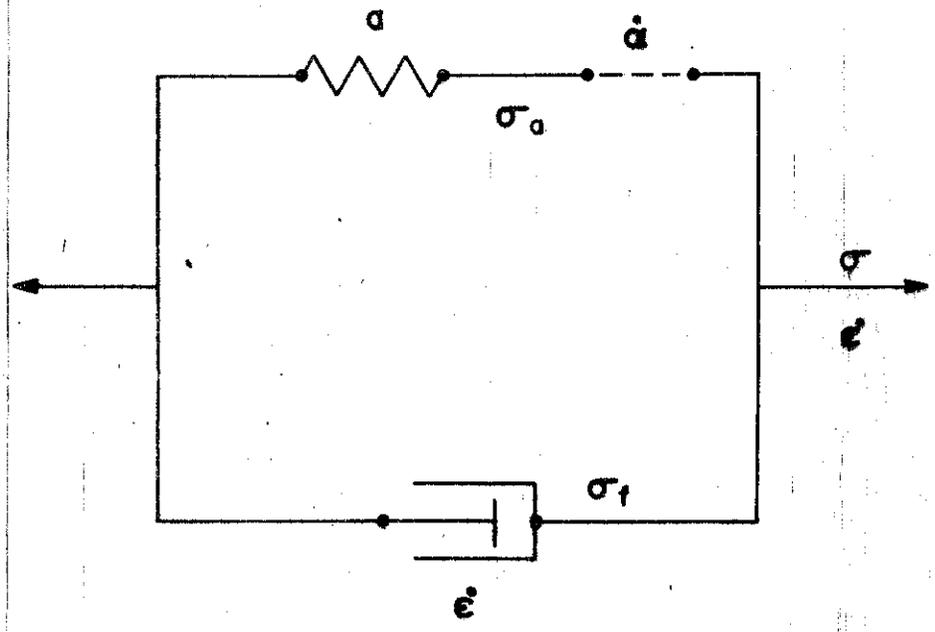


Fig. 11: Diagrama representando as relações constitutivas para o fluxo não elástico da matriz de grão.

$$\dot{\epsilon} = \dot{a} + \dot{\alpha} \quad (\text{II.65})$$

onde \dot{a} é a taxa de deformação anelástica e $\dot{\alpha}$ é a taxa de deformação plástica.

A tensão nos dois ramos é respectivamente σ_f e σ_a e sua soma é igual à tensão aplicada, σ

$$\sigma = \sigma_a + \sigma_f \quad (\text{II.66})$$

As relações escalares são, segundo Hart⁽¹⁴⁾:

$$\sigma_a = Ma \quad (\text{II.67})$$

$$\dot{\epsilon} = a^*(T) (\sigma_f^*/M)^M \quad (\text{II.68})$$

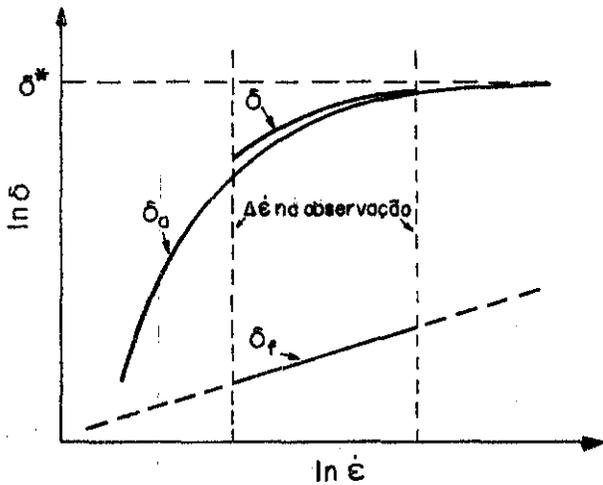
$$\ln(\sigma^*/\sigma_a) = (\dot{\epsilon}^*/\dot{\alpha})^\lambda \quad (\text{II.69})$$

$$\dot{\epsilon}^* = (\sigma^*/G)^{mf} \exp(-Q/RT) \quad (\text{II.70})$$

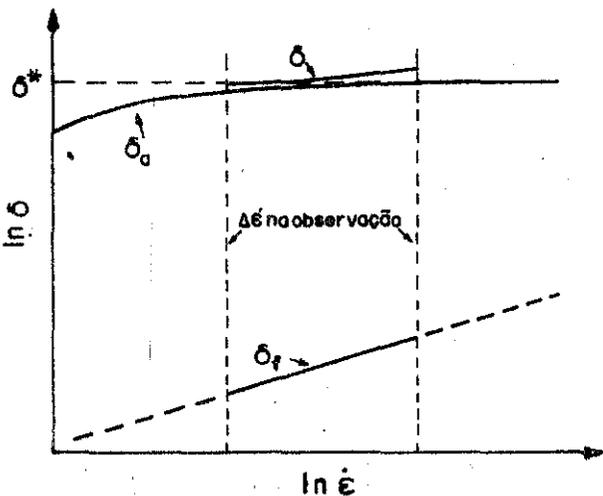
onde M , M , m , λ , f e Q são constantes a serem medidas em cada material, G é o módulo de rigidez a uma temperatura T , e R é a constante universal dos gases.

Nos processos de relaxação de tensão as equações constitutivas são tratadas como se \underline{a} fosse nulo e $\dot{\epsilon} = \dot{\alpha}$.

As Figuras (12a) e (12b) mostram os gráficos de tensão ver



(a)



(b)

Fig. 12: a) Gráfico de logaritmo de tensão versus logaritmo de deformação a alta temperatura; a tensão de fluxo observada σ , é a soma das tensões representadas pelas 2 curvas abaixo.
 b) Gráfico de tensão versus deformação conforme (a) acima só que a baixa temperatura.

suas taxa de deformação para os casos realizados a alta e baixa temperatura, respectivamente. Em cada figura estão representadas três curvas. A curva mais baixa representa o elemento ϵ da Figura (II) e da equação (II.68). Como este elemento não depende fortemente da temperatura, ele é o mesmo em ambos os casos. A outra curva mais alta é o elemento δ da Figura (II) e obedece as equações (II.69) e (II.70). Considera-se um valor fixo de σ^* e são se leva em consideração as curvas de dureza constante.

A curva representada por σ tem, para cada valor de $\dot{\epsilon}$, a soma das tensões das duas curvas mais baixas conforme a equação (II.66).

A altas temperaturas ($0.3 < T/T_M < 0.5$), onde T_M é a temperatura de fusão, as curvas de dureza constante de $\log \sigma - \log \dot{\epsilon}$ podem ser representadas pela seguinte lei de fluxo:

$$\log(\sigma^*/\sigma_a) = (\dot{\epsilon}^*/\dot{\epsilon})^\lambda \quad (\text{II.71})$$

onde σ^* é a variável de estado que chamamos de dureza e que representa o endurecimento isotrópico da deformação, σ_a é a tensão no elemento δ , λ é um parâmetro constante independente da temperatura e que determina a forma das curvas de dureza constante $\log \sigma - \log \dot{\epsilon}$ e $\dot{\epsilon}^*$ é a (constante) taxa de deformação para o elemento δ .

As propriedades principais do elemento δ são dadas pela análise das curvas de relaxação de tensão realizadas a altas temperaturas.

Na região de tensão e temperatura aonde se aplica a equação (II.71), σ_a se aproxima de σ , $\dot{\epsilon}$ assume o valor de $\dot{\epsilon}$ e as curvas de $\log\sigma$ - $\log\dot{\epsilon}$ são côncavas para baixo.

A baixas temperaturas ($T/T_M < 0.3$) as curvas de dureza constante são representadas por:

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}^* (\sigma_f/M)^M \quad (\text{II.72})$$

onde σ_f é a tensão do elemento controlado pelo deslizamento da deslocação, $\dot{\epsilon}^*$ é a taxa constante do elemento controlado pelo deslizamento da deslocação, M é o módulo anelástico e M é a constante que determina a forma das curvas de dureza constante $\log\sigma$ - $\log\dot{\epsilon}$.

A região na qual a equação (II.72) é aplicável, as curvas de $\log\sigma$ - $\log\dot{\epsilon}$ são côncavas para cima.

A altas temperaturas o parâmetro de sensibilidade da taxa de deformação é:

$$v = \frac{\partial \log\dot{\epsilon}}{\partial \log\sigma} = \lambda (\dot{\epsilon}^*/\dot{\epsilon})^\lambda \quad (\text{II.73})$$

Entretanto, a substituição da descrição costumeira da história prévia da deformação pela descrição baseada nos valores das variáveis de estado não é um problema trivial nem tampouco é aplicável a todos os materiais⁽²²⁾, isto é, a resposta só pode advir das experiências.

CAPÍTULO III

MATERIAL E TÉCNICAS EXPERIMENTAIS

III.1. Corpos de Prova e Tratamento Termo-Mecânico

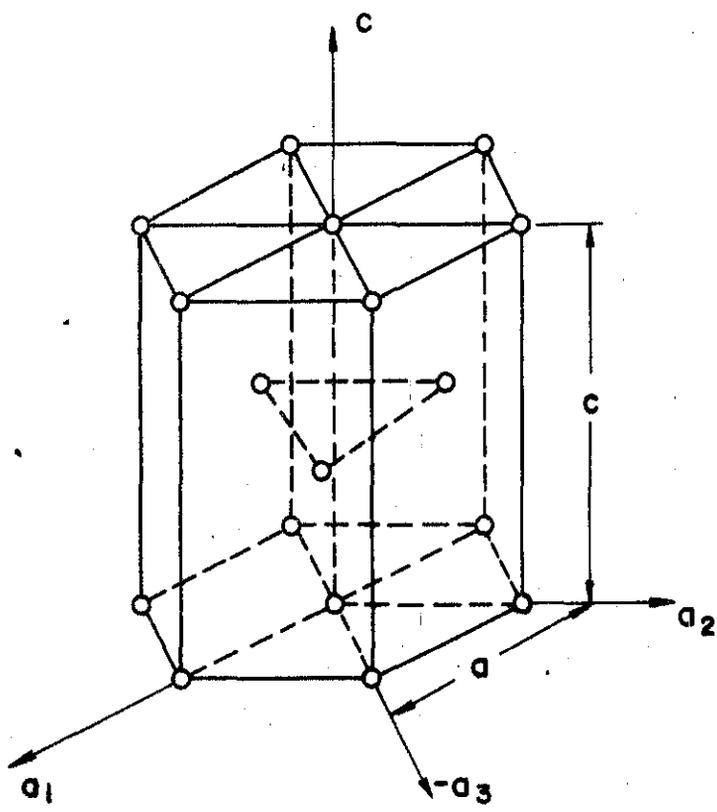
Utilizou-se neste trabalho amostras de Zn (h.c.p.) e amostras de Cu Elox (f.c.c.), cuja estruturas estão representadas nas Figuras (13a e 13b).

O grau de pureza do Zn é de 98,2% e a sua análise qualitativa através de espectrografia de emissão revelou a presença dos seguintes elementos: Pb, Fe, Cu, Mg, Ni, Al, Ti, Cr, Ca, Si, Ag, Mn.

As dimensões dos corpos de prova estão de acordo com as normas técnicas da ASTM-"E8.57T" (Tentative Methods of Testing of Metallic Materials). As Figuras (14 e 15) mostram a geometria das amostras de Zn e do Cu Elox, respectivamente.

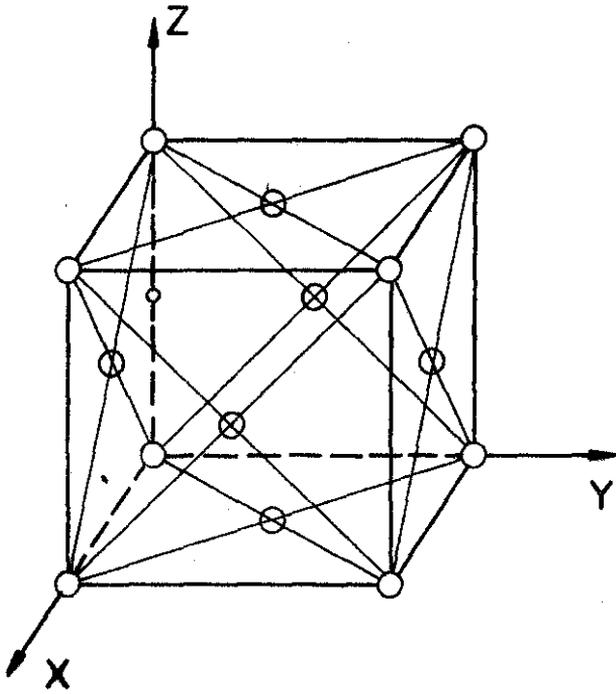
Os corpos de prova para o ensaio de tração foram num total de 38, todos tratados termo mecanicamente.

Com a finalidade de se obter uma uniformidade nas condições iniciais das amostras recozeu-se todos os materiais antes de serem testados. As amostras de Zn foram recozidas por 4 horas a 250°C ($T < \frac{1}{3} T_M$) e as de Cu Elox foram recozidas numa atmosfera de argônio, para que continuasse livre de Oxigênio, a uma temperatura de 500°C e por um período de 4 horas.



razão axial : c/a

Fig. 13(a): Célula hexagonal compacta típica.



13(b): Célula cúbica de face centrada.

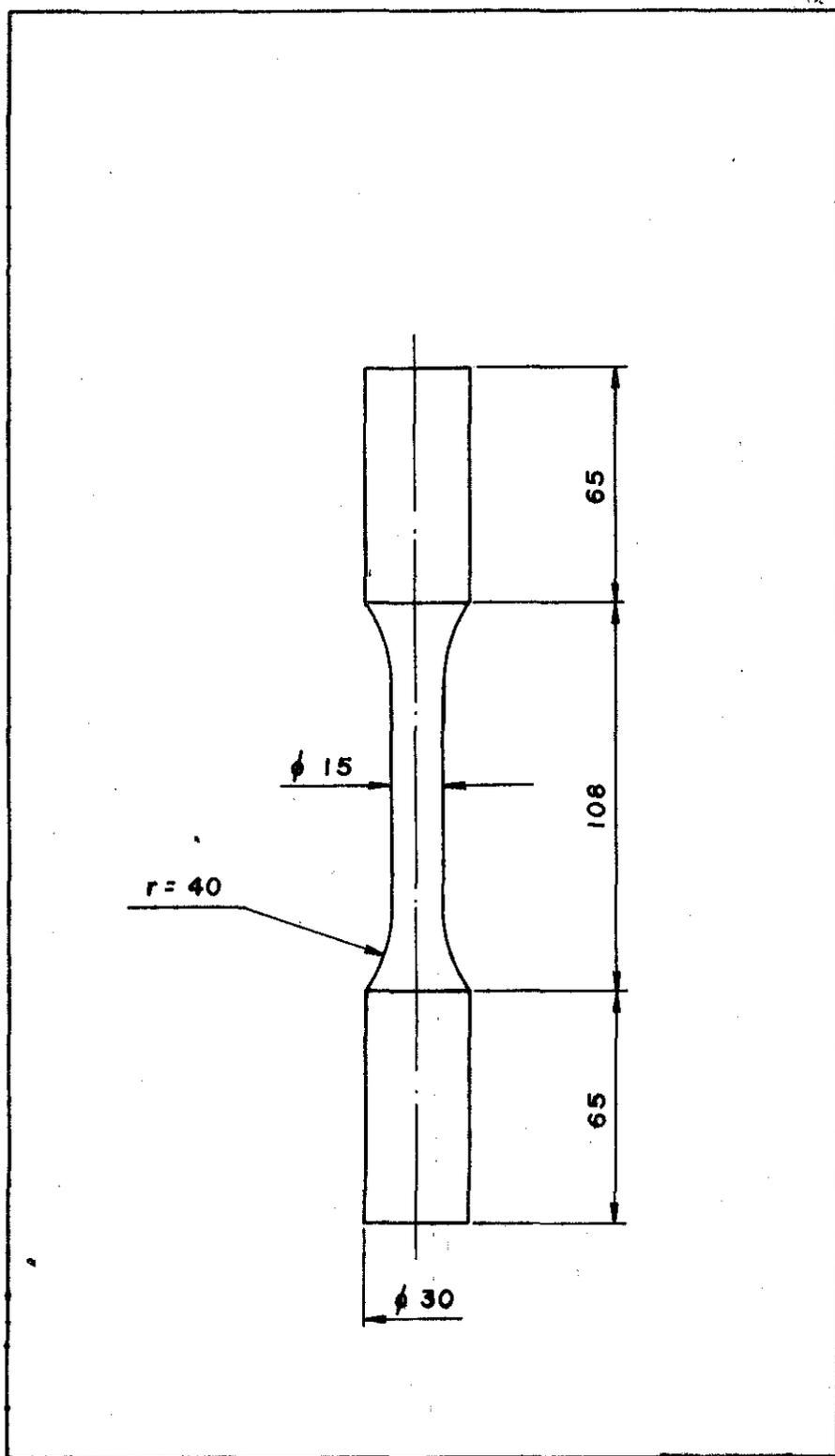


Fig. 14: Representação esquemática da amostra de Zn. Unidades em mm.

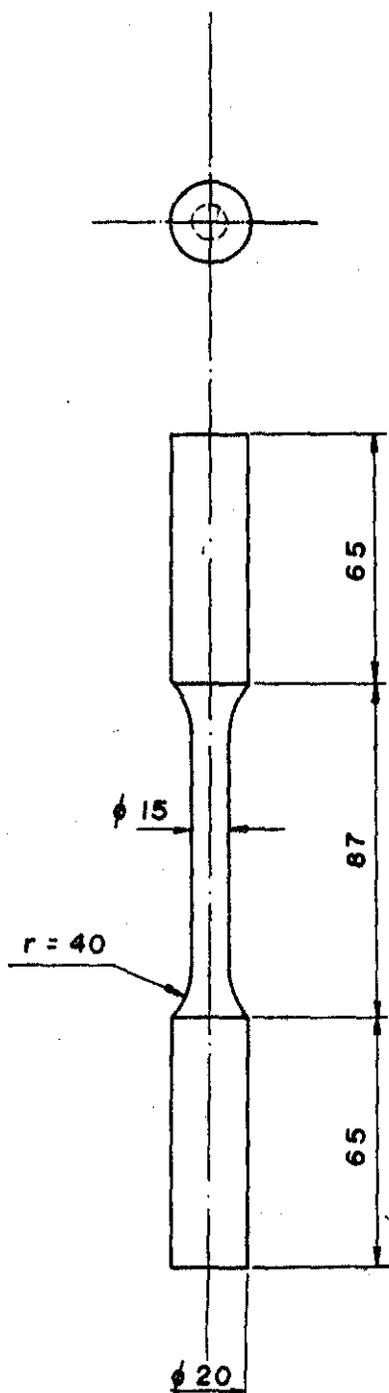


Fig. 15: Representação das amostras de cobre.
Unidades em mm.

III.2. Tamanho de Grão

Na preparação das amostras para o exame metalográfico foi usado um processo de polimento químico e mecânico⁽⁴⁷⁾.

Para as amostras de Zn não houve necessidade de um polimento químico.

Quanto as de Cu Elox, como se observasse no microscópio uma densidade bastante grande de marcas de polimento adquiridas durante o lixamento, usou-se alternadamente o polimento mecânico com alumina 0.05 μm e o polimento químico, até o completo desaparecimento dos defeitos. Este polimento foi feito emergindo-se a amostra numa solução de: HNO_3 : H_2O , 3:1, num período de 1 segundo. Este processo de polimento químico-mecânico foi, de todos os tentados, o único que deu excelentes resultados, conseguindo-se uma superfície completamente isenta de defeitos de polimento.

Para a medida do tamanho de grão das amostras utilizamos o método de interseptação, o qual se baseia na contagem dos grãos interseptados por uma unidade de comprimento de uma linha de teste teórica, tomada na superfície da amostra. O diâmetro médio dos grãos obtidos através desse método e da tabela da Annual Book of ASTM Standard (1975) foi:

Amostra de Zinco: 65 μm

Amostra de Cu : 85 μm

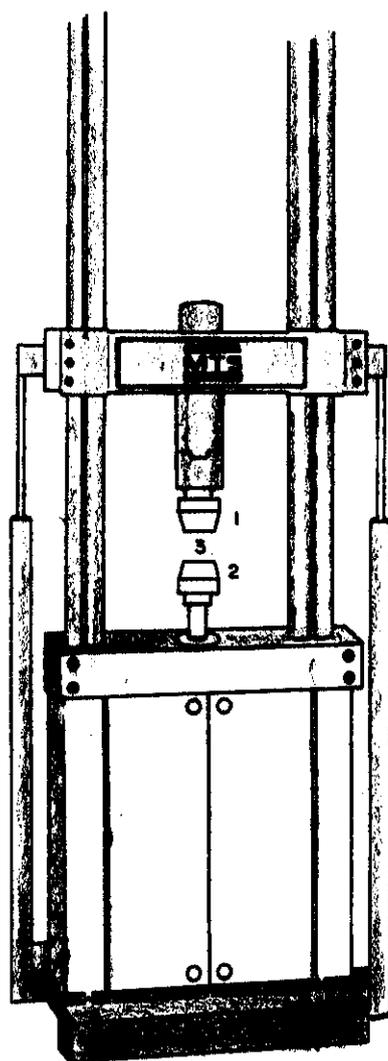
Para a determinação do diâmetro médio dos grãos foram feitas vinte medições ao acaso, para cada amostra.

III.3. Características do Experimento

Todos os materiais foram deformados numa máquina servohidráulica, MTS, modelo 810a, operada no controle de deformação ou de deslocamento (Figura 16). Para os ensaios de RT, parava-se o cabeçote da máquina mantendo-se constante a deformação ou o deslocamento (conforme o modo de controle usado) e registrava-se a queda de carga versus tempo ou deformação. No controle de deformação mede-se somente a deformação do espécimen mediante um extensômetro colocado sobre o espécimen. Isso equivale a uma constante de rigidez da máquina infinita. Entretanto em experiências realizadas a altas ou baixas temperaturas pode surgir alguma dificuldade quanto ao uso do extensômetro pois nestas condições ele pode perder sua linearidade. Neste caso torna-se mais conveniente o uso do controle de deslocamento. Neste controle mede-se a deformação da amostra mais a do espécimen o que equivale a uma constante de rigidez da máquina finita. Além disso a máquina pode ter relaxação.

Os ensaios de RT foram realizados a uma taxa de deformação de $2.0 \times 10^{-5} \text{ seg}^{-1}$ e à temperatura ambiente.

A máquina de teste bem como o sistema de vácuo foi ligado 1/2 hora antes do início do teste para que o sistema estivesse em equilíbrio térmico quando se iniciasse a experiência.



- 1 - Garra Superior
- 2 - Garra Inferior
- 3 - Amostra

Fig. 16: Máquina servohidráulica MTS.

Os testes foram realizados em uma sala com temperatura controlada e as amostras foram envolvidas numa caixa de isopor. A estabilidade da temperatura dentro da caixa foi sempre inferior a 0.5°C durante o tempo de ensaio, estabilidade esta medida por um termopar de Alumel-Cromel.

Os espécimens foram testados a uma mesma taxa de deformação e as curvas de relaxação de tensão foram obtidas a diferentes níveis de deformação plástica.

A deformação do espécimen foi medida com um extensômetro MTS, modelo 632.12C-20. A deformação máxima permitida pelo extensômetro era de 50%.

As curvas de tensão versus deformação ou tempo eram registradas no carregamento e na relaxação por um registrador x-y, da Hewlett-Packard, acoplado diretamente à máquina. Este procedimento foi repetido várias vezes, para diferentes cargas e deformações, numa mesma amostra.

Para se testar a relaxação da máquina substituiu-se as amostras por um corpo de prova de aço inox de maior área ($A=13.0\text{ cm}^2$) e de rigidez elevada ($K=5 \times 10^8\text{ kg m}^{-1}$) de tal maneira que submetendo-se mecanicamente este corpo de prova às mesmas condições das amostras isto resultasse somente em deformação elástica. O corpo de prova foi conectado em série com as garras de ligação do equipamento e em outro teste conectou-se o corpo de prova diretamente ao cabeçote da máquina. Realizaram-se também outros testes.

de RT onde a carga a que se submetia o corpo de prova era duas vezes maior que a necessária para a ruptura do zinco ($Q_{ruptura} = 850$ kg). Devido a área do corpo de prova ser muito grande a sua deformação foi muito baixa ($\epsilon = 3 \times 10^{-5}$). Logo não se espera ter relaxação de tensões no corpo de prova.

O tempo permitido para cada relaxação individual foi de 60 minutos caso contrário ter-se-ia que se pensar na instabilidade do sistema.

A fim de se obter uma maior sensibilidade em todo o intervalo de medições foi empregado em cada relaxação uma escala supressora de zeros que permitiu a obtenção de um melhor detalhamento nos valores da tensão atuante.

Diversos tipos de funções para descrever a dependência temporal da tensão foram tentados, a saber: potência, exponencial e logaritmica. Utilizando-se o método de mínimos quadrados para se ajustar os dados experimentais verificou-se que o melhor ajuste ocorreu para a dependência do tipo:

$$\sigma = c + b(t+a)^n \quad (\text{III.74})$$

onde c, b, a e n são constantes a serem determinadas.

Os dados de entrada eram a tensão aplicada σ e o tempo t , e os de saída eram tensão σ e taxa de tensão $\dot{\sigma}$.

RESULTADOS

IV.1. Influência da Máquina

Constante de Rigidez

Nos vários ensaios realizados neste trabalho, com o corpo de prova de aço inoxidável, com a finalidade de se determinar a contribuição da máquina durante a relaxação de tensão, demonstrou-se que esta não sofre perda de carga. Isto é, mesmo no controle de deslocamento onde a máquina é passível de deformação, não foi possível detectar-se nenhuma componente anelástica o que comprovou que a MTS não sofre relaxação. A Figura (17) representa curvas de relaxação de tensão da MTS, com controle de deslocamento, realizada com os corpos de prova de aço inox. O teste realizado com o corpo de prova ligado diretamente ao cabeçote da máquina apresentou um comportamento idêntico ao do corpo de prova ligado em série com as garras de ligação.

Os vários ensaios realizados a diferentes taxas de deformação e diferentes níveis de tensão apresentaram o mesmo resultado da Figura (17).

Quanto ao uso do controle de deformação já foi dito que a influência externa é nula nos testes realizados com a MTS nesse controle.

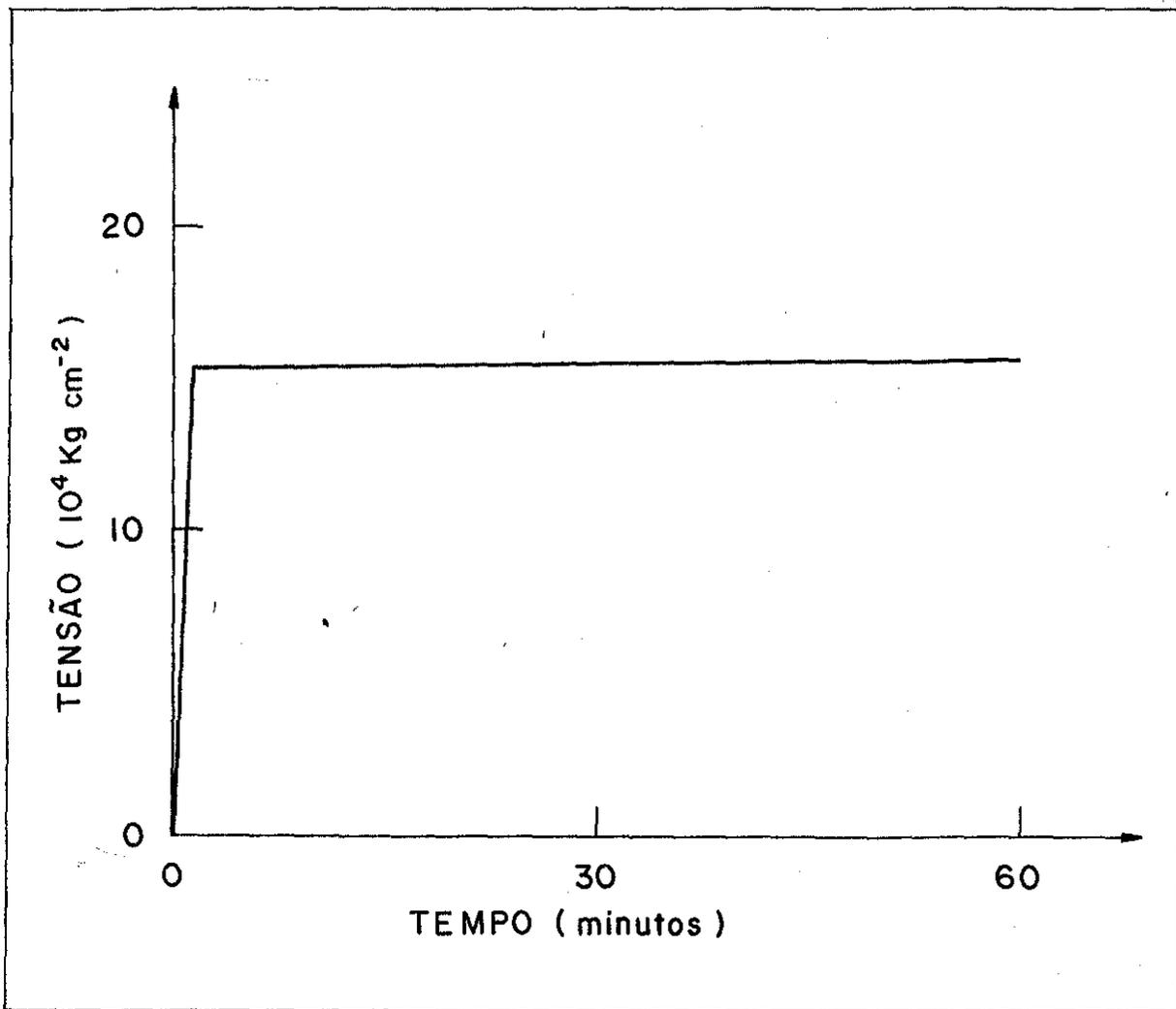


Fig. 17: Curva de relaxação de tensão da MTS realizada com os corpos de prova de rigidez elevada.

Ficou demonstrado então, neste trabalho, que nos testes de RT realizados com a MTS, quer com controle de deformação quer com controle de deslocamento somente há relaxação na amostra.

Quanto ao cálculo da constante de rigidez da máquina no carregamento, programamos a sua velocidade para um valor constante S e registramos a curva de carregamento para amostras de zinco de áreas iniciais A_1 e A_2 diferentes ($0,7 \text{ cm}^2$ e $1,6 \text{ cm}^2$ respectivamente).

A Figura (18) mostra, em gráfico de carga versus deformação, no carregamento, os valores experimentais utilizados para o cálculo da constante de rigidez da máquina. O valor obtido para a constante de rigidez, K , a partir da equação (II.18) foi de $2.9 \times 10^7 \text{ kgm}^{-1}$ (o especificado pelo fabricante da MTS é de $3.0 \times 10^7 \text{ kgm}^{-1}$).

Por outro lado, a partir de várias experiências de relaxação de tensão obteve-se o valor da constante de rigidez da MTS bem como o seu comportamento⁽³⁵⁾, no descarregamento.

Conforme já foi mencionado na relaxação de tensão, a taxa de deformação v do sistema máquina-amostra na equação (II.13) é nula. Quando a deformação anelástica da máquina é nula aplica-se a equação (II.21) para o cálculo da constante de rigidez.

A Figura (19) representa o gráfico de carga versus deformação para vários ciclos de relaxação. O valor da constante de rigidez, nos vários ciclos, obtido da equação (II.21) foi de

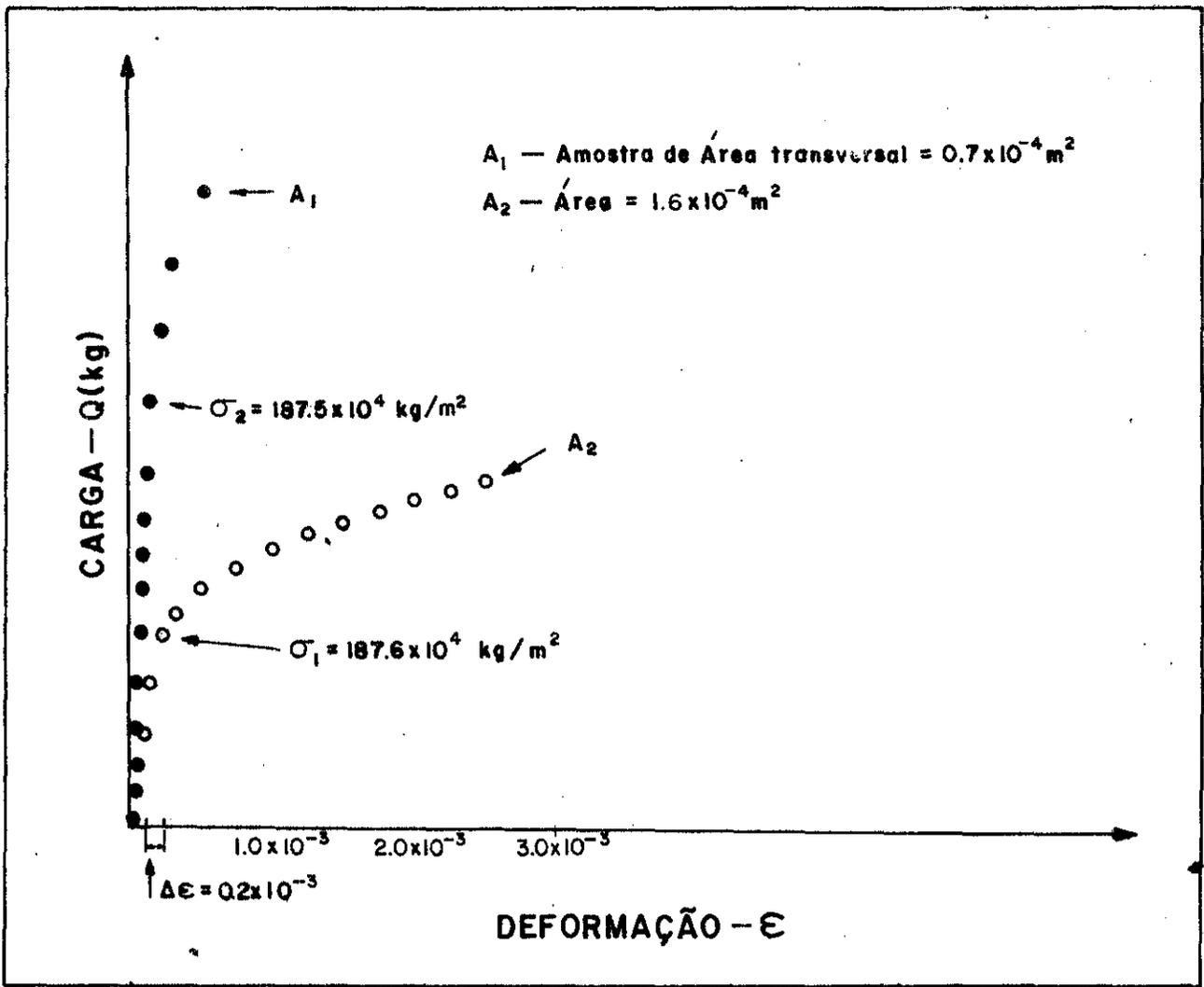


Fig. 18: Curvas de carregamento do Zn (carga x deformação), para amostras de Zn de áreas diferentes, para obtenção da constante de rigidez da máquina.

$K = 2.5 \times 10^7 \text{ kgm}^{-1}$. Este valor difere pouco do obtido no carregamento e pode ser atribuído a desvios experimentais no cálculo da derivada (eq. II.21).

Ficou demonstrado neste trabalho que a constante de rigidez da MTS não varia de um teste para outro, conforme mostra a Figura (19) o que significa que K é independente da tensão aplicada e a máquina de teste MTS funciona como um sistema elástico. As derivadas das partes correspondentes à relaxação, nesses curvas, não variam dentro do erro experimental.

O módulo de elasticidade do zinco, obtido da equação (II.19), utilizando-se o valor da variação de deformação $\Delta \epsilon$ calculado do gráfico de carga versus deformação (Fig. 18), foi de $E = 3,1 \times 10^{10} \text{ Nm}^{-2}$. Este valor é aproximadamente igual ao encontrado na literatura⁽⁴⁸⁾ ($E = 3,5 \times 10^{10} \text{ Nm}^{-2}$).

Observando-se entretanto a Figura (17) nota-se, na relaxação, um acréscimo na carga de um valor aproximadamente igual a 5% do seu valor inicial no instante anterior à relaxação de tensão.

Sabemos que a um acréscimo de temperatura ΔT corresponde uma variação ΔL na dimensão linear de um sólido que pode ser escrita como:

$$\Delta L = \alpha L_0 \Delta T \quad (\text{IV.75})$$

onde L_0 é o comprimento inicial do sólido e α o coeficiente de ex

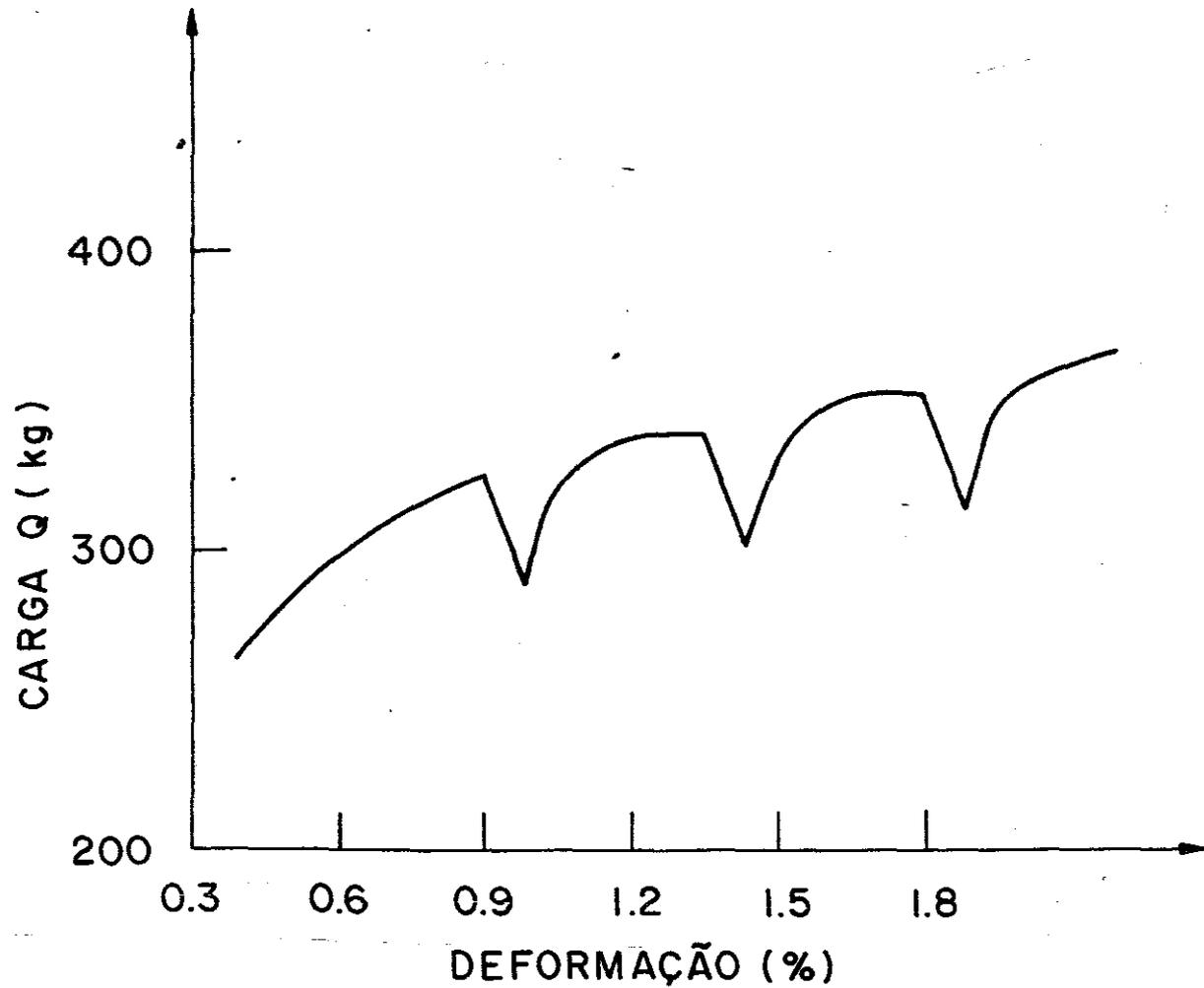


Fig. 19: Gráfico de $Q \times \epsilon$ na relaxação de tensão do zinco. A tangente durante cada relaxação (tensão decrescente) é proporcional à rigidez da máquina.

pansão linear.

A deformação sofrida por um sólido é a razão entre a variação ΔL e o seu comprimento inicial:

$$\frac{\Delta L}{L_0} = \epsilon \quad (IV.76)$$

Pode-se facilmente verificar das equações acima que uma pequena variação na temperatura pode acarretar então uma grande mudança na carga aplicada, especialmente quando o corpo de prova com que se realiza o teste é grande, como se pode ver da relação abaixo:

$$\Delta Q = A_0 E \alpha \Delta T \quad (IV.77)$$

onde ΔQ é a variação da carga aplicada e A_0 é a área inicial do corpo de prova.

A partir da equação (IV.77) podemos calcular que para variações de 0.3°C , ocorridas durante o intervalo de 1 1/2 hora em que se realizou o teste, teremos variações de carga de aproximadamente 90 kg. Experimentalmente encontrou-se uma variação de 60 kg, variação esta que pode ser atribuída a mudanças na temperatura.

IV.2 - Parâmetro β

O parâmetro β ($= \frac{\partial \ln \dot{\epsilon}}{\partial \sigma}$) relacionando tensão e taxa de deformação é obtido dos dados de relaxação de tensão através dos grã-

ficos de logaritmo de taxa de deformação versus tensão. As experiências de RT para obtenção de β foram realizadas com controle de deslocamento e de deformação.

A taxa de tensão $\dot{\sigma}$, durante a relaxação de tensão, foi obtida derivando-se a curva experimental tensão versus tempo através do ajuste descrito no apêndice A. Uma vez obtido o valor da taxa de tensão acha-se facilmente a taxa de deformação a partir da equação (II.20) para $\dot{\epsilon}_{an} = 0$. Para os testes realizados utilizando-se o controle de deformação, $K = \infty$, tem-se que:

$$\dot{\epsilon}_p = -\frac{\dot{\sigma}}{E} \quad (IV.78)$$

Neste tipo de controle a deformação da amostra é mantida constante.

Quanto aos testes realizados com controle de deslocamento, com $\epsilon_{an} = 0$, tem-se que:

$$\dot{\epsilon}_p = -\left(\frac{1}{E} + \frac{A_0}{KL_0}\right)\dot{\sigma} \quad (IV.79)$$

Como o comportamento da relaxação de tensão depende das condições iniciais da relaxação (estrutura, taxa de deformação, tensão, temperatura e condições do espécimen), tomou-se o cuidado de que tais condições fossem plenamente obedecidas para espécimens idênticos, isto é, os testes foram realizados com as amostras do mesmo material submetidas a uma mesma taxa de deformação antes da relaxação.

As taxas de deformação no instante anterior à relaxação eram idênticas quer num controle quer no outro, isto é, $\dot{\epsilon}_{\text{deslocamento}} = \dot{\epsilon}_{\text{deformação}} = 2 \times 10^{-5} \text{ seg}^{-1}$. Isto se deve ao fato de que mesmo que a estrutura pré-deformada dos espécimens seja a mesma, não se pode concluir que para um mesmo valor de deformação a estrutura interna do espécimen ainda seja a mesma para amostras deformadas a diferentes taxas de deformação.

Os valores de β obtidos neste trabalho dos dados de relaxação de tensão, a partir dos gráficos de logaritmo da taxa de deformação versus tensão, a diferentes controles (deformação e deslocamento), são mostrados nas Figuras (20a) e (20b) para o Cu Elox e o Zn, respectivamente, como função da deformação total.

Tanto nas amostras de Zn quanto nas de Cu Elox, os β determinados nas experiências com controle de deformação ($\beta_{\text{def.}}$) estão em boa concordância com os obtidos nas experiências com controle de deslocamento ($\beta_{\text{desl.}}$). As diferenças encontradas nos valores de β , neste trabalho, são da ordem de 5 a 10% o que está dentro do erro experimental. Sendo assim $\frac{\partial \ln \dot{\epsilon}}{\partial \sigma}$ é, conforme considerações feitas anteriormente sobre a equação (II.15), realmente independente da rigidez da máquina.

A tabela abaixo dá os valores de β para os vários níveis de deformação nas amostras de Zn e Cu elox calculados neste trabalho:

Cobre Elox

Deformação ϵ $\epsilon_{Desl.} = \epsilon_{Def.}$	0,50%	1,00%	5,00%	7,50%	9,75%
Taxa de deformação $\dot{\epsilon}$ (sec^{-1}) $\dot{\epsilon}_{Desl.} = \dot{\epsilon}_{Def.}$	2×10^{-5}				
Tensão $\sigma_{Def.}$ (kg cm^{-2})	76,43	103,50	251,59	315,29	326,43
Tensão $\sigma_{Desl.}$ (kg cm^{-2})	90,13	116,24	256,37	316,88	328,03
$\beta_{Deformação}$ ($\times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{N}$)	1,50	1,40	0,41	0,33	0,32
$\beta_{Deslocamento}$ ($\times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{N}$)	1,20	1,20	0,47	0,30	0,32

Zinco

Deformação ϵ $\epsilon_{Desl.} = \epsilon_{Def.}$	0.60%	1.00%	2.00%	3.00%	4.00%	5.50%	7.50%	9.75%
Taxa de deformação $\dot{\epsilon}$ (sec^{-1}) $\dot{\epsilon}_{Desl.} = \dot{\epsilon}_{Def.}$	2.2×10^{-5}							
Tensão $\sigma_{Def.}$ (kg cm^{-2})	319.44	340.28	388.89	416.67	430.56	451.39	479.17	484.72
Tensão $\sigma_{Desl.}$ (kg cm^{-2})	302.78	333.33	381.94	402.78	423.61	451.39	472.22	483.33
$\beta_{Deformação}$ ($\times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{N}$)	0.40	0.43	0.33	0.29	0.24	0.20	0.20	0.20
$\beta_{Deslocamento}$ ($\times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{N}$)	0.33	0.36	0.30	0.29	0.24	0.20	0.19	0.19

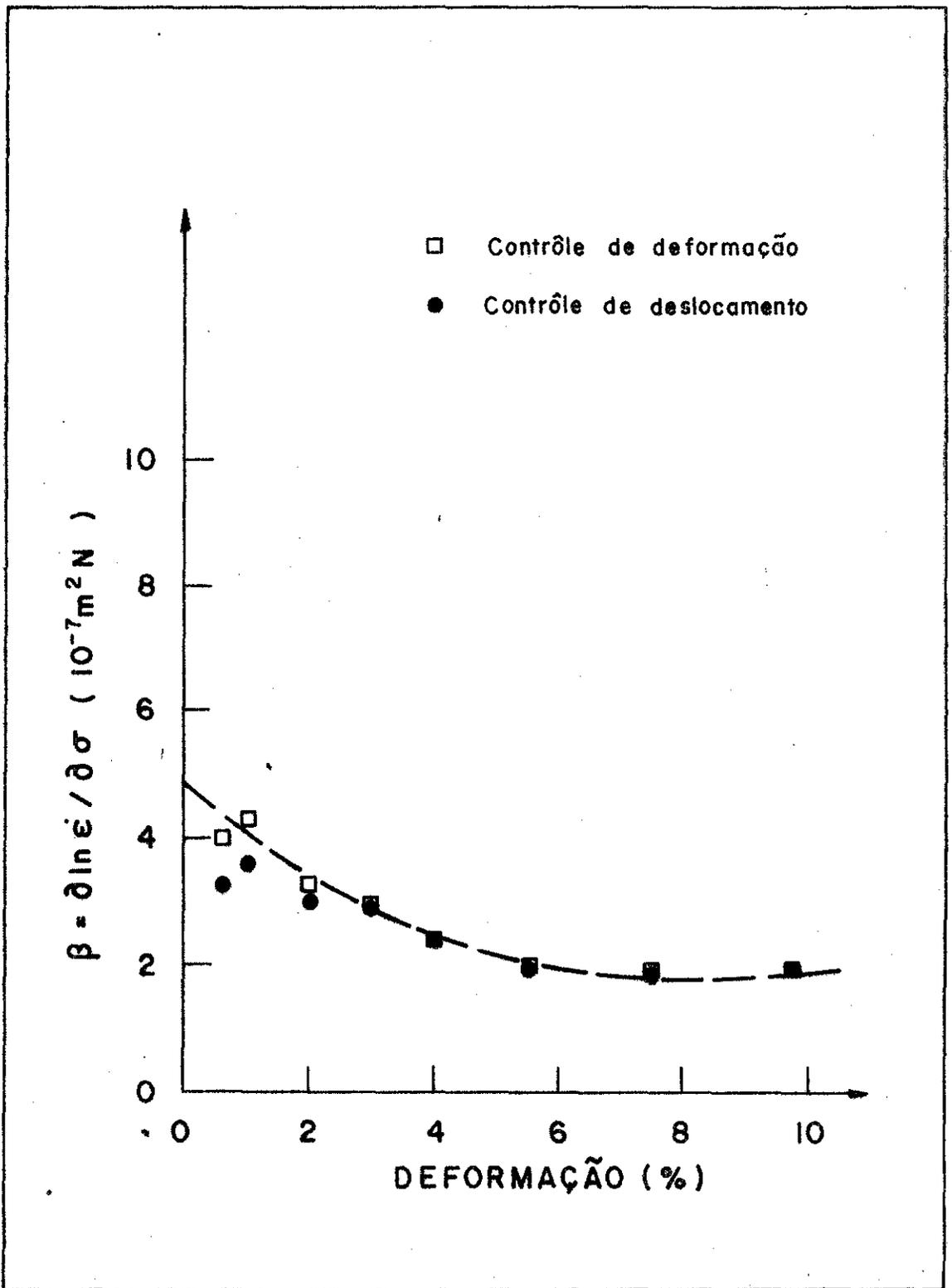


Fig. 20(a): Gráfico de $\beta (= \partial \ln \dot{\epsilon} / \partial \sigma)$ versus deformação para amostra de Zn obtido dos testes de RT a diferentes constantes de rigidez da MTS.

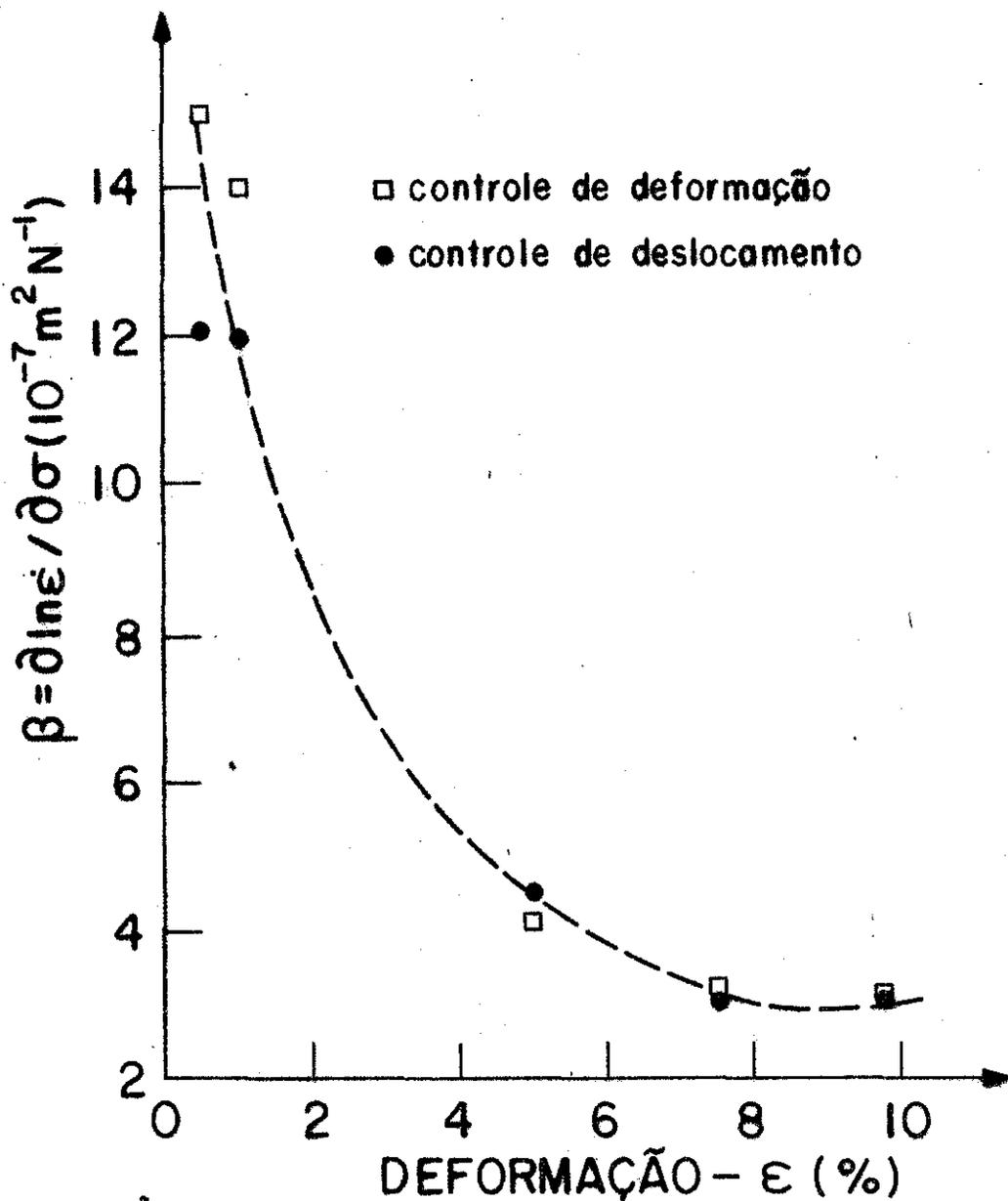


Fig. 20(b): Gráfico de $\beta (= \partial \ln \dot{\epsilon} / \partial \sigma)$ versus deformação para amostra de Cu elox obtido dos testes de RT a diferentes constantes de rigidez da MTS.

IV.3. Ativação Térmica no Processo de Deformação

De um modo geral, para os materiais cristalinos o volume de ativação experimental pode ser escrito como: (6,49,50)

$$V^* = 2 kT \frac{d \ln(-\dot{\sigma})}{d\sigma} \quad (\text{IV.8})$$

As figuras (20c) e (20d) mostram o comportamento do volume de ativação V^* como função da tensão aplicada para o zinco e para o Cu Elox, respectivamente. Os valores da taxa de tensão foram obtidos dos testes de relaxação realizados com controle de deformação.

Através desse gráfico pode-se observar que o volume de ativação, em ambas as amostras, aumenta com a diminuição da tensão.

O intervalo de variação desse volume é de $0,90 \times 10^2 b^3$ a $1,91 \times 10^2 b^3$ para o zinco e de $4,58 \times 10^2 b^3$ a $32,20 \times 10^2 b^3$ para o Cu elox, onde b é o vetor de Burger.

Os módulos dos vetores de Burgers empregados são de $2,66 \text{ \AA}$ para o zinco e $1,80 \text{ \AA}$ para o Cu elox.

IV.4. Aplicabilidade da Equação de Li na Relaxação de Tensões

Conforme já foi mencionado (9-11,44,51,52), a aplicabilidade dos resultados obtidos através da relaxação de tensões, às equa

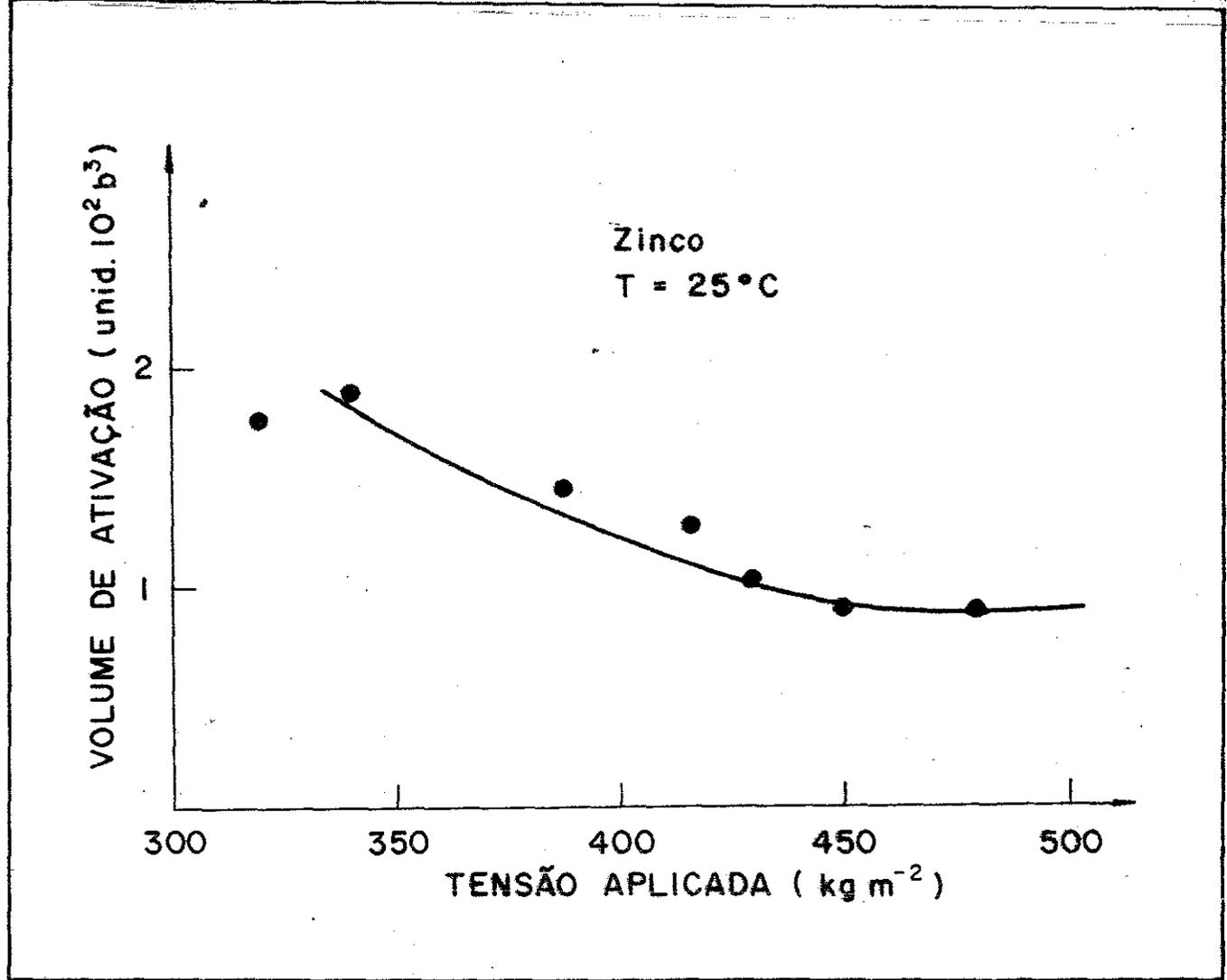


Fig. 20(c): Comportamento do volume de ativação como função da tensão aplicada, na relaxação de tensão do zinco.

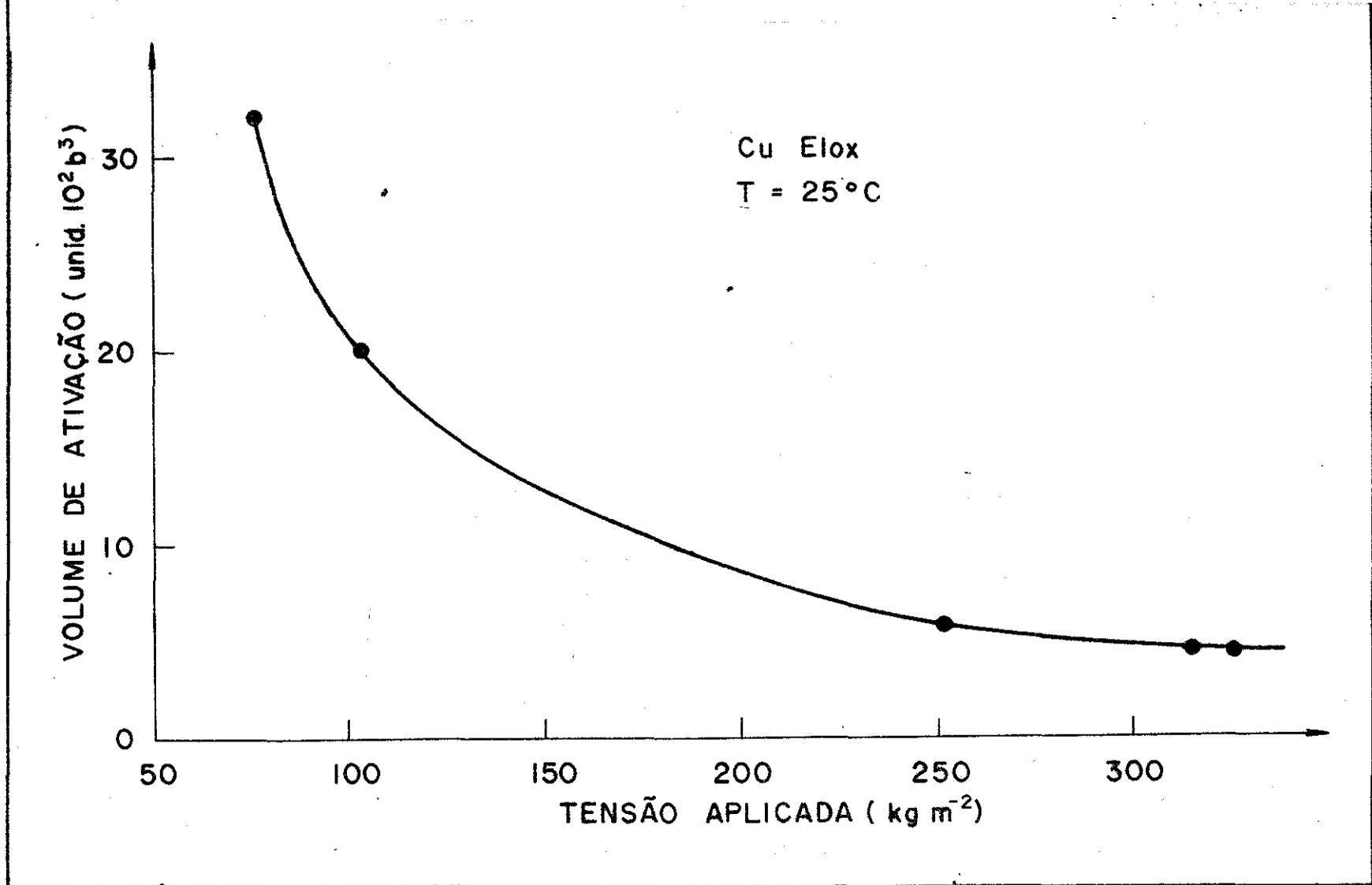


Fig. 20(d):Comportamento do volume de ativação como função da tensão aplicada, na relaxação de tensão do cobre elox.

ções empíricas comumente utilizadas na literatura, possui confiabilidade muito duvidosa.

Como a equação de Li tem sido uma das mais utilizadas na literatura, decidiu-se fazer neste trabalho um estudo da sua aplicabilidade ao zinco, garantindo-se anteriormente a ausência de influência da máquina nos testes de relaxação. Para que isso ocorresse utilizou-se somente o controle de deformação nos testes de RT. Já foram realizados anteriormente testes com uma máquina Instron⁽⁵³⁾.

O tempo de relaxação nas várias amostras testadas foi de 2×10^3 seg para que se garantisse a ultrapassagem do ponto de inflexão.

O tempo de inflexão do zinco, obtido da curva de relaxação de tensão versus $\ln t$ (Figura 21) foi de 270,4 seg. Os resultados apresentados na Figura (21) referem-se a testes de RT conduzidos a um nível de carga correspondente a 3% de deformação plástica.

As experiências de relaxação realizadas para várias deformações apresentaram sempre o mesmo comportamento, dentro dos intervalos de tempo em que foram realizadas.

Uma curva típica de RT do Zn, à temperatura ambiente, está representada na Figura (22) num gráfico de tensão versus logaritmo do tempo. Utilizando-se o método do ponto de inflexão, para uma tensão negativa, obtêm-se um bom ajuste com os pontos obtidos experimentalmente. Observa-se também que não existe uma relação li

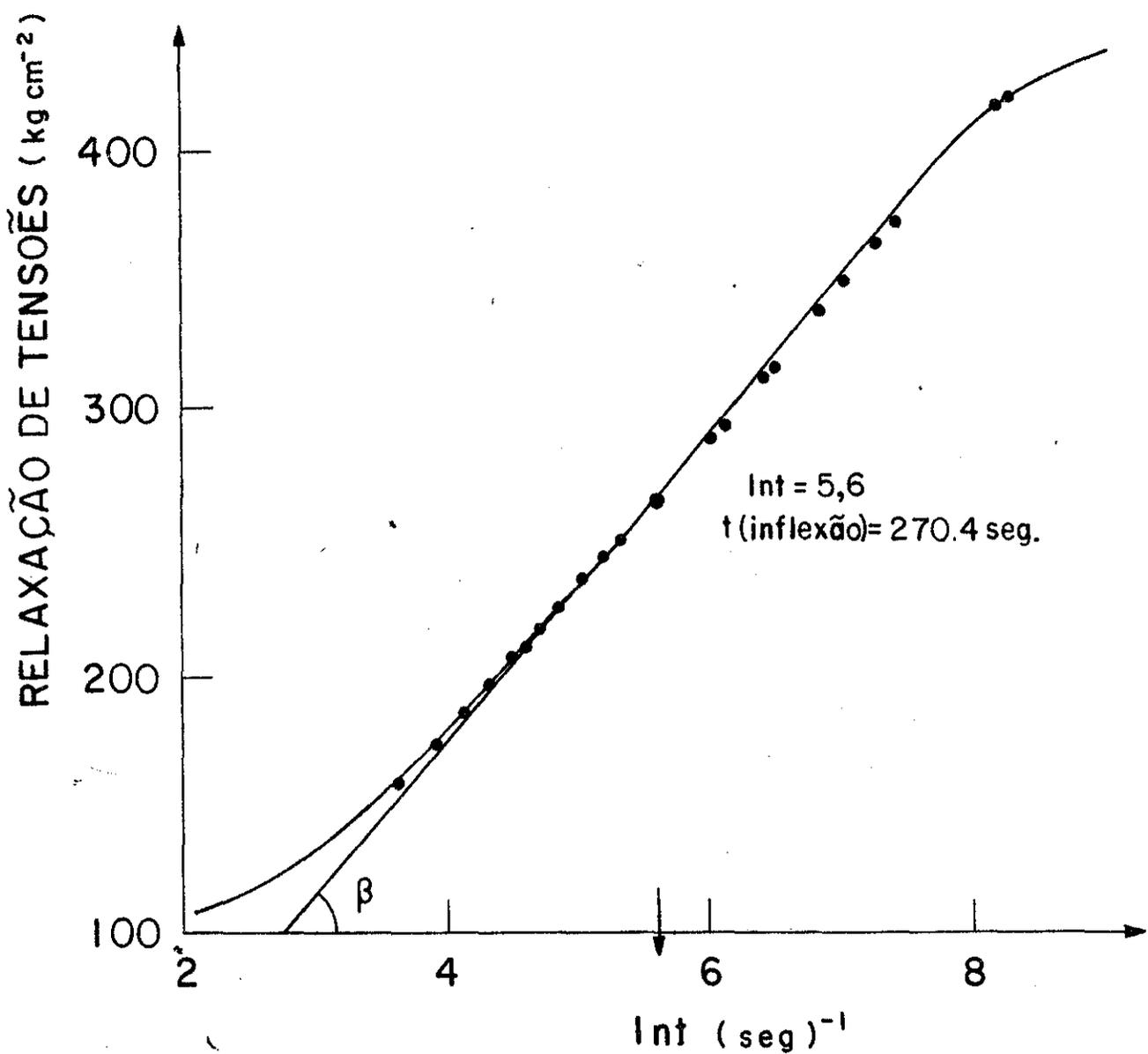


Fig. 21: Gráfico dos pontos experimentais na relaxação de tensão do zinco como função do logaritmo do tempo para o cálculo do ponto de inflexão.

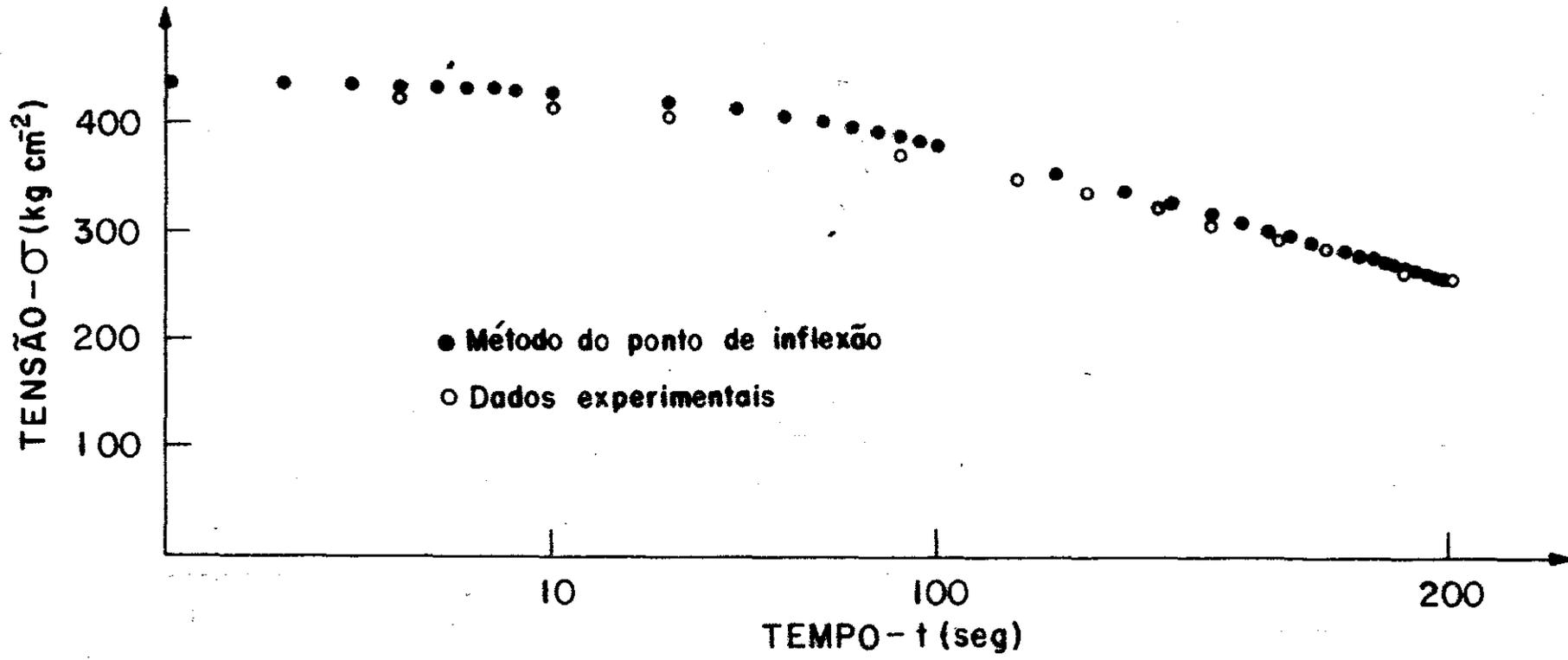


Fig. 22: Gráfico tensão versus log tempo a fim de se comparar os valores obtidos através do método do ponto de inflexão (●) com os valores obtidos dos dados experimentais (○).

near entre tensão e logaritmo do tempo.

Neste trabalho analisou-se as curvas de relaxação de tensão do zinco para vários tipos de equações através de ajustes realizados por computador. O melhor ajuste obtido dos dados experimentais foi mediante o uso da equação (III.74).

De acordo com a equação de Li (eq. II.28) o gráfico de logaritmo da taxa de tensão versus logaritmo do tempo, conforme mostra a Figura (23), deveria ser linear para tempos longos e o coeficiente angular α da porção se relacionaria com o expoente m , relacionado tensão-velocidade. Quanto à parte não linear ela estaria relacionada ao parâmetro "a" que aparece na equação (II.28).

As Figuras (24) e (25) representam curvas $\frac{-d\sigma}{d\ln t}$ versus $\ln t$ para amostras de Zn de 1.6 cm^2 e 0.8 cm^2 área inicial, respectivamente. A deformação é de 2.1% e 1% respectivamente e a taxa de deformação é de $2 \times 10^{-5} \text{ seg}^{-1}$.

Os cálculos numéricos da aproximação dos resultados experimentais (representados nas figs. 24 e 25) realizados segundo o programa apresentado no Apêndice A (com o uso da equação (III.74)), dão coeficiente de ajuste 0.020 e 0.018 para as amostras de áreas iniciais de 0.8 cm^2 e 1.6 cm^2 , respectivamente. O melhor coeficiente de ajuste WAF é obtido para WAF igual a zero. Os resultados obtidos neste trabalho foram então satisfatórios, conforme demonstra o coeficiente de ajuste obtido.

O valor de m ($= 12.9$) obtido analiticamente pelo ajuste dos

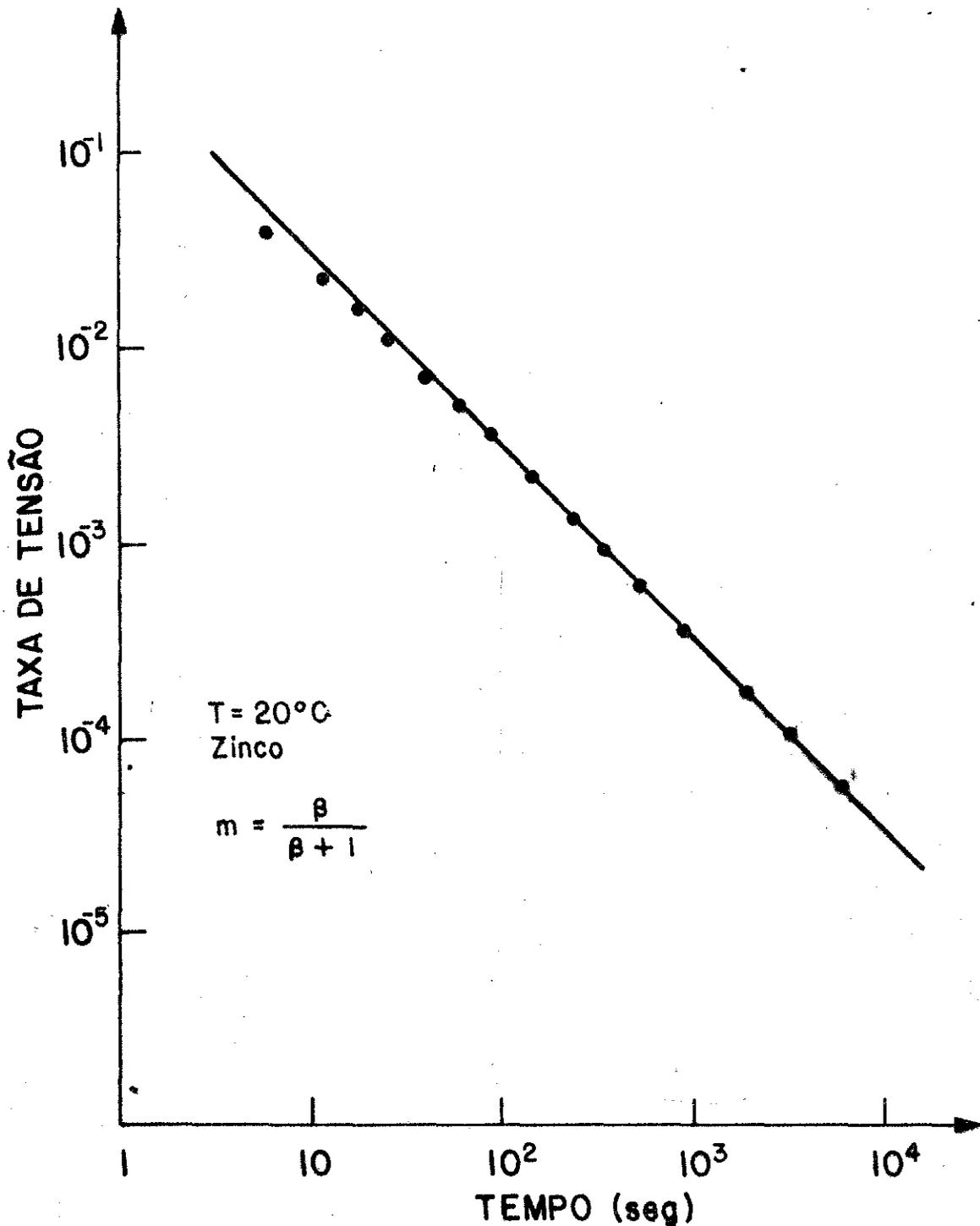


Fig. 23: Gráfico taxa de tensão versus tempo obtido da RT do zinco para a determinação do parâmetro m .

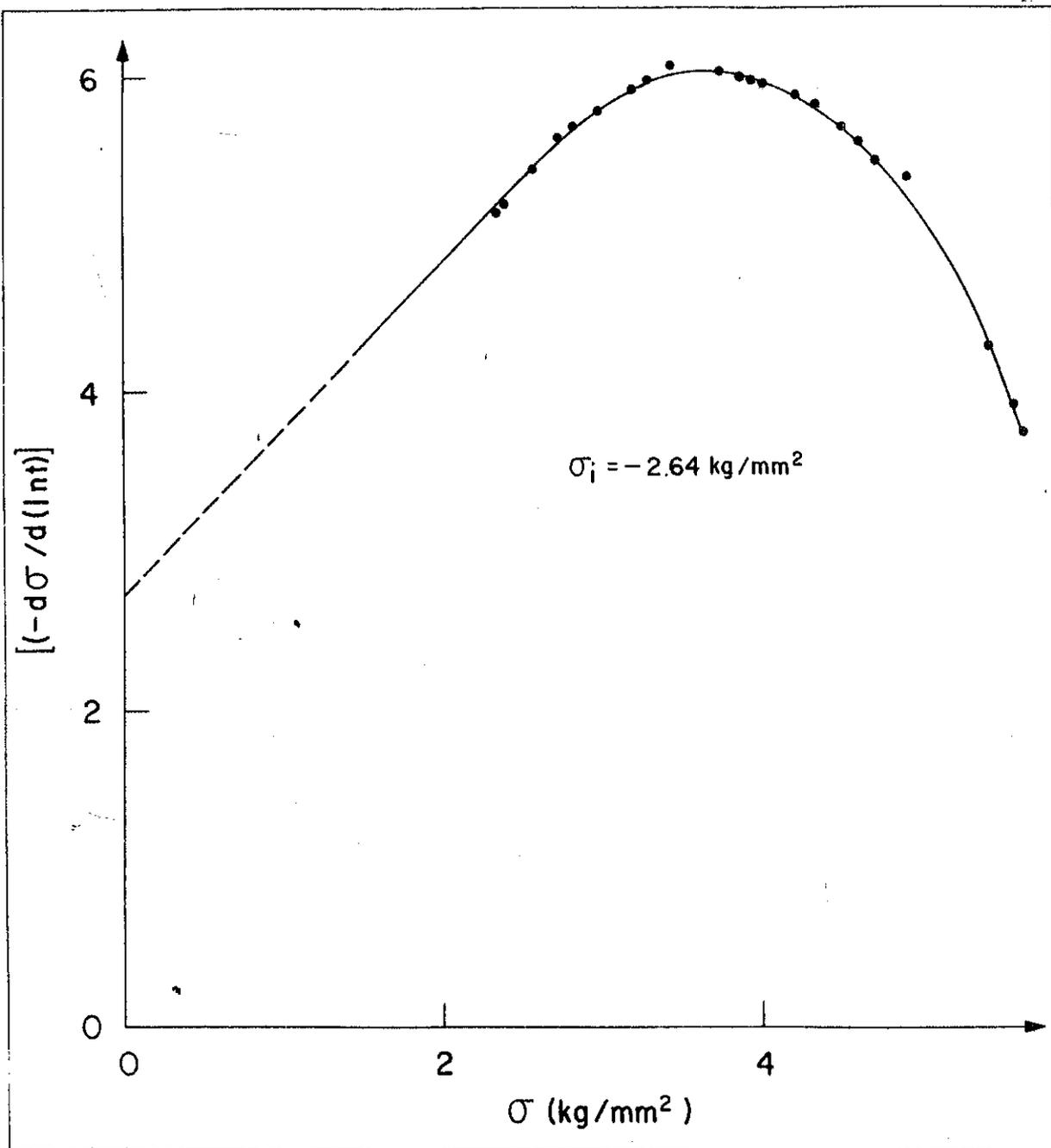


Fig. 24: Gráfico - $\frac{d\sigma}{dlnt} \times \sigma$ obtido do teste de RT realizado com a amostra de Zn de maior área inicial para a obtenção da tensão interna do Zn.

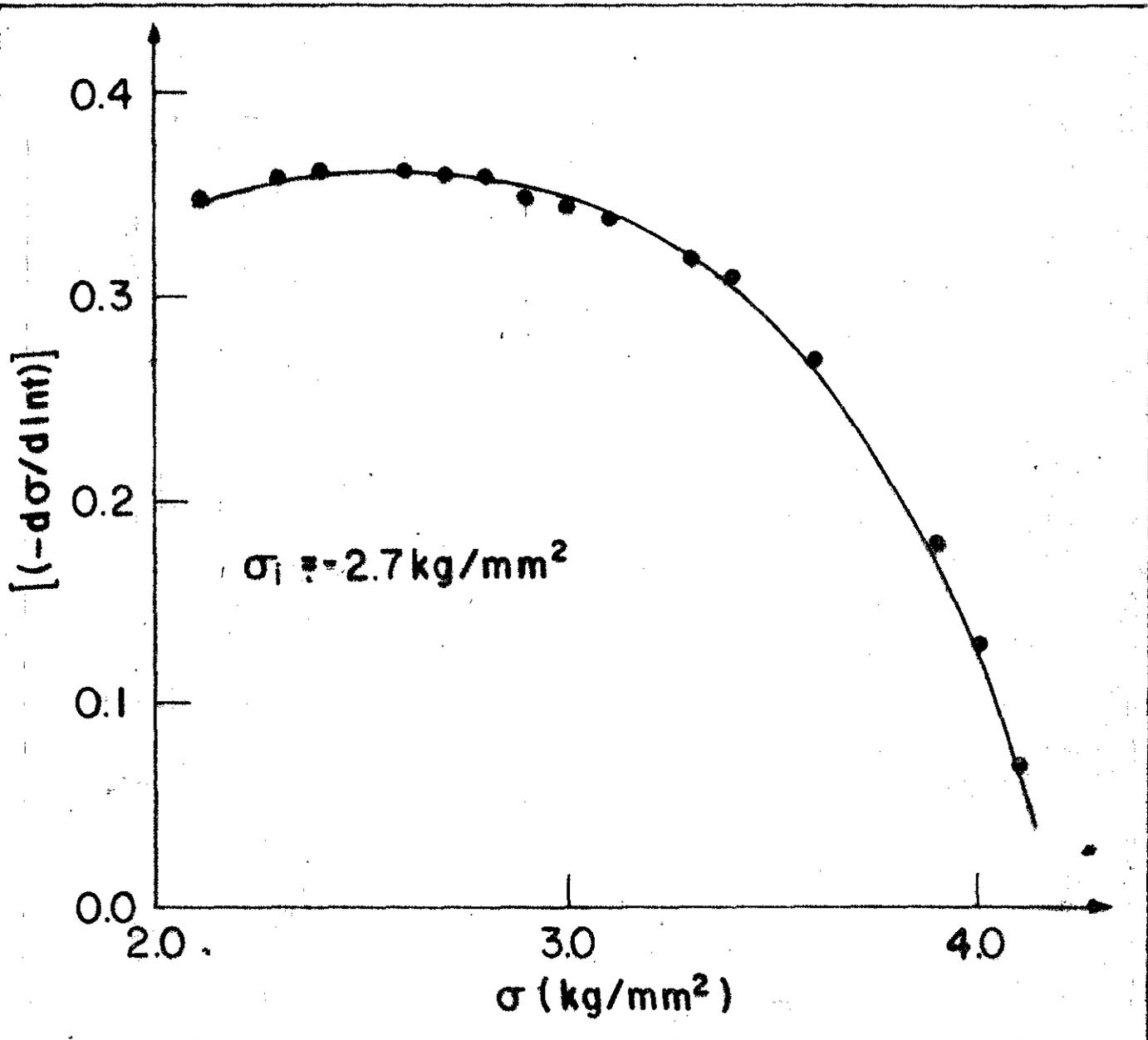


Fig. 25: Gráfico - $\frac{d\sigma}{d\ln t}$ x σ obtido do teste de RT realizado com a amostra de zinco de menor área inicial para a obtenção da tensão interna do Zn.

dados experimentais de tensão versus tempo, usando a equação (III.74) e o obtido dos gráfico da Figura (23) para tempos longos são coincidentes.

O resultado realmente surpreendente é que a tensão interna σ_i , obtida tanto do gráfico - $\frac{d\sigma}{d\ln t}$ versus σ quanto o obtido do cálculo computacional tem sinal oposto ao previsto na equação de Li (eq. II.28). Os valores obtidos neste trabalho foram de $\sigma_i = -2.68 \times 10^6 \text{ kgm}^{-2}$ e $\sigma_i = -2.70 \times 10^6 \text{ kgm}^2$ para as amostras de áreas iguais a 0.8 cm^2 e 1.6 cm^2 , respectivamente.

Esses resultados negativos são típicos de todos os testes de relaxação de tensão do Zn, realizados neste trabalho, não importando a deformação, taxa de deformação ou tensão que se tenha aplicado.

IV.4 - Método de Hart

Os testes de relaxação de tensão do Zn, a diferentes níveis de pré-deformação, também foram tratados neste trabalho segundo a fenomenologia de Hart⁽¹²⁾.

Os testes de RT foram realizados utilizando-se a MTS no controle de deformação para se ter certeza de que se levava em consideração os dados relativos às amostras.

Os gráficos de logaritmo de tensão versus logaritmo de taxa de deformação, taxa esta calculada dos dados experimentais de carga versus tensão estão representados na Figura (26). A deforma

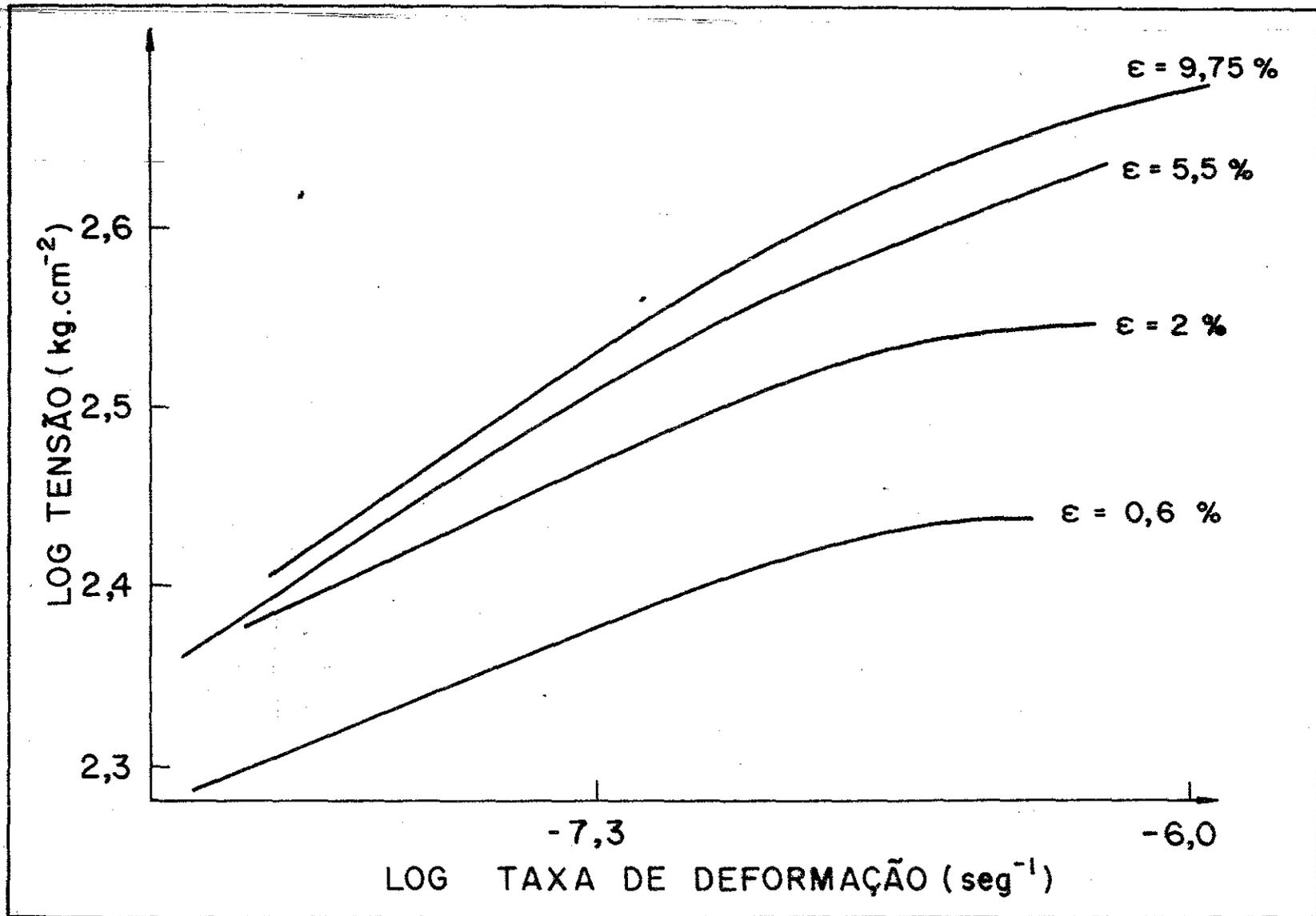


Fig. 26: Curvas de log σ versus log $\dot{\epsilon}$ para o Zn a vários níveis de dureza (deformação plástica) e a temperatura ambiente para obtenção ou não de uma curva mestra. As linhas sólidas foram obtidas pelo programa computacional (apêndice A) e dos dados de RT.

ção plástica total no início de cada relaxação está marcada à direita do gráfico. Os valores da taxa de deformação plástica ($\dot{\epsilon}_p$) durante a relaxação foram obtidos a partir da derivação numérica das curvas de relaxação (Apêndice A) e da relação (III.74) utilizando-se o controle de deformação como já foi indicado.

Entretanto pode-se observar que as curvas de logaritmo de tensão versus logaritmo de taxa de deformação (Figura (26)), medidas a diferentes ciclos de relaxação, não podem ser superpostas por uma translação. Essa translação deveria ser representada por pontos de derivada comum na curva log-log tensão-taxa de deformação. Analisando-se porém a Figura (26) verificou-se que não há nenhum coeficiente angular comum às linhas de dureza constante. Observa-se também que quando o tempo se torna mais longo as curvas de "dureza" constante se cruzam. Sendo assim as curvas de "dureza" constante para o zinco não constituem uma única família de curvas, o que, nesse caso, torna-se contrário a aplicação de uma equação plástica de estado. A intersecção das curvas log σ -log $\dot{\epsilon}$ fazem com que o parâmetro "dureza" não seja mais univocamente determinado.

Este fato poderia ser devido ao aniquilamento dos defeitos das deslocções o que causaria um amolecimento do especimen ou devido ao aumento na densidade de deslocções. Isto é, a recuperação da estrutura dos defeitos durante a relaxação de tensão ou o envelhecimento impediria o tratamento das curvas individuais como resultado de curvas de dureza constante. Verificamos esses efeitos através de vários testes de relaxação de tensão. Depois de cada relaxação, recarregava-se as amostras ao mesmo nível de tensão e

deixava-se relaxar novamente. Os resultados de cada três testes de carregamento e descarregamento são mostrados nas Figuras (27) e (28). Os resultados obtidos para o zinco de área inicial de 0.8 cm^2 são semelhantes ao de área inicial de 1.6 cm^2 .

Pode-se observar em ambos os gráficos que quanto mais ciclos de relaxação se faz, atingindo-se uma mesma carga, maior a deformação inicial bem como as frações relaxadas se mantêm constante ou aumentam para ciclos subsequentes de relaxação. O acréscimo da deformação nos ciclos submetidos a uma mesma tensão é uma característica inegável da recuperação do Zn.

As curvas $\log \sigma$ versus $\log \dot{\epsilon}$, realizadas a temperatura ambiente são apresentadas na Figura (26). A razão entre a temperatura ambiente e a temperatura de fusão é da ordem de 0.5 ($T/T_M = 1/2$).

Observa-se que a curvatura dos gráficos tensão versus taxa de deformação em coordenadas logarítmicas é claramente côncava para cima. Este comportamento está consistente com o previsto por Hart⁽¹⁴⁾ para os casos de RT a altas temperaturas ($T_M \leq 3T$) onde T é a temperatura em que se realiza o teste.

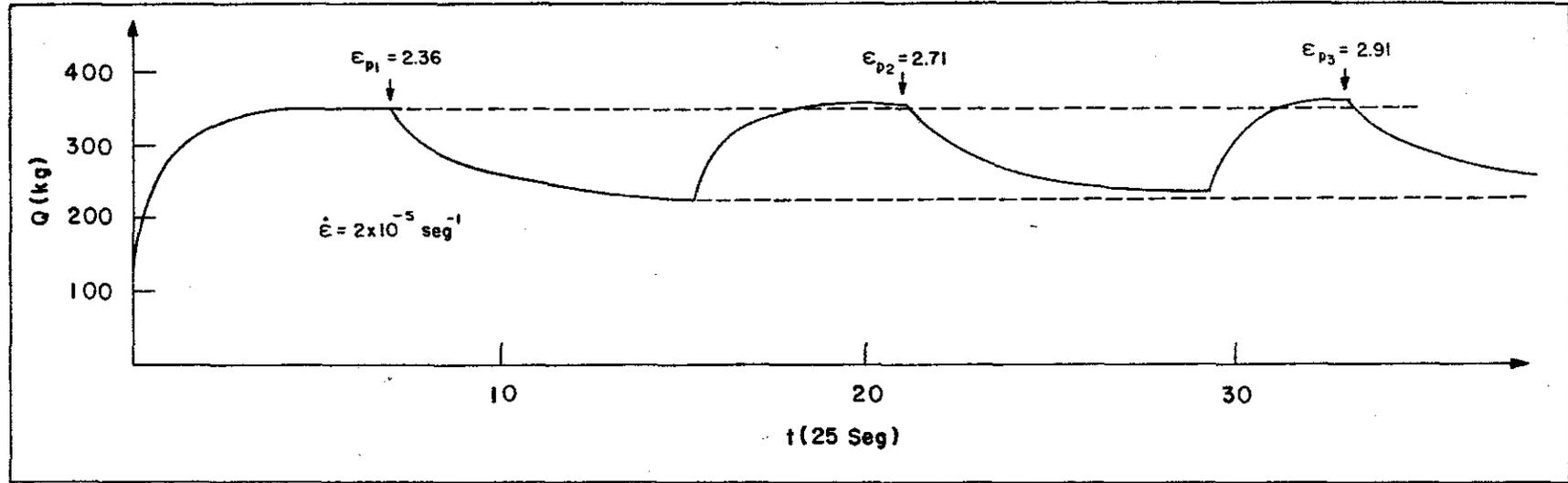


Fig. 27: Curvas de relaxação de tensão para três testes de recarregamento no Zn para se testar a recuperação do Zn. MTS sob controle de deformação.

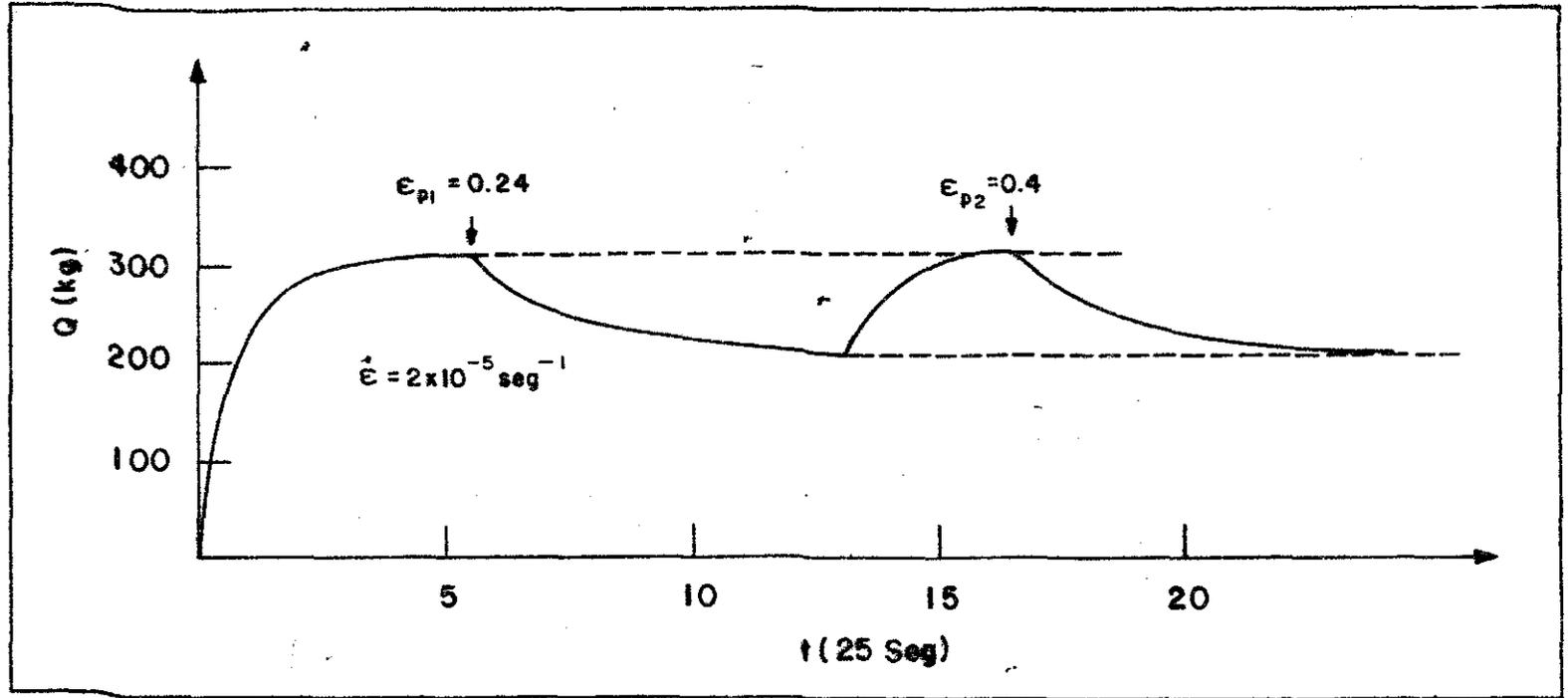


Fig. 28: Curvas de relaxação de tensão para dois testes de recarregamento no Zn para se testar a sua recuperação. MTS sobre controle de deformação.

COMPARAÇÃO DOS RESULTADOS OBTIDOS COM A TEORIA EXISTENTE

V.1.1. Influência da Máquina

Torna-se evidente no que foi discutido até aqui que, na análise dos dados de relaxação de tensão, é necessário se levar em consideração a contribuição da máquina. Contribuição esta que pode advir tanto da deformação elástica quanto da deformação anelástica do sistema.

A maioria dos trabalhos apresentados na literatura são realizados em máquinas a parafuso, tipo Instron. Essas máquinas são passíveis de deformação e o seu efeito tem que ser determinado e quando possível subtraído dos resultados obtidos da amostra.

Guiu e Pratt⁽⁶⁾ bem como Guiu⁽²³⁾ indicam que a relaxação inerente a uma máquina de teste ou seja a deformação anelástica pode influenciar seriamente na determinação da tensão com a deformação, o que significa que as características da máquina devem ser levadas sempre em consideração.

Guiu e Pratt⁽⁶⁾ observaram que o decréscimo de carga com o tempo aumentava com a carga aplicada e com a velocidade do cabeçote da máquina bem como este decréscimo era sempre reproduzível em magnitude. Para velocidades pequenas a relaxação da máquina era desprezível mas tal não ocorria a velocidades maiores podendo en-

tão a relaxação da máquina ser relativamente importante quando comparada com a relaxação do espécimen. Essa extensão anômala causada pela máquina era superposta à relaxação do espécimen nos primeiros segundos de relaxação.

Estes resultados não concordam com os resultados de outros autores (15,16,40,41,53,54) que encontraram que esta componente anelástica não era reproduzível nas suas experiências, e que não era possível de ser relacionada quantitativamente com nenhuma variável mecânica.

Vários autores (15,16,19,21) desenvolveram métodos de análise e de teste com o intuito de corrigir os resultados de relaxação de tensão realizados em máquinas Instron.

Uma das maneiras (16,19) utilizadas para eliminar (ou reduzir) a contribuição da relaxação da máquina é através de testes cíclicos a partir da mesma carga inicial para que a relaxação da máquina fique reduzida a níveis desprezíveis após alguns ciclos. O número de ciclos depende da temperatura em que se realiza o teste (16,19).

Outros autores (53,54) encontraram que nem sempre a relaxação em sucessivos ciclos diminuía. Em alguns casos ela aumentava entre um ciclo e o seguinte.

Reed Hill e Donoso (9) contestaram o método chamado de teste de descarregamento (deep test) para determinar a tensão interna na relaxação dos metais com base em resultados corrigidos para

o efeito da máquina. Para tanto calcularam a relaxação da Instron e avaliaram o seu efeito na RT do Titânio α .

Neste trabalho utilizou-se entretanto uma máquina servohidráulica (MTS) que pode ser operada tanto no controle de deformação quanto no controle de deslocamento, podendo ou não influenciar os testes de relaxação quando se usa este último controle.

Através dos testes realizados com as amostras de aço inox⁽³⁵⁾ comprovou-se que a MTS não está sujeita à deformação anelástica como é o caso da Instron^(8,15,16,19,55). Comprovou-se também que o uso ou não das garras padrão da máquina não introduz nenhuma relaxação extensiva.

Com base nesses resultados obtidos pode-se afirmar que os resultados registrados na MTS, utilizada nesse trabalho, medem somente o comportamento da amostra nas experiências realizadas quer com controle de deformação quer com controle de deslocamento.

As Figuras (18) e (19) mostram que a rigidez da MTS permanece constante tanto no carregamento quanto em cada relaxação individual.

Gillis e Medrano⁽³⁷⁾ bem como Hockett e Gillis⁽⁵⁶⁾ obtiveram valores diferentes da rigidez da Instron em vários testes de RT realizados com espécimens de vários tipos utilizando dois métodos diferentes. O primeiro comparava a tangente a curva tensão versus tempo no instante em que se parava a máquina, à direita e à esquerda desse ponto (há uma discontinuidade na tangente). O segundo é aquele utilizado por nós para a determinação do mōdu-

lo da rigidez. Hockett e Gillis atribuíram estas variações de rigidez à presença de elementos não lineares na moldura da máquina donde concluíram que o comportamento da Instron não era linear.

Meyers et al⁽²¹⁾ trabalhando com o mesmo material que Gillis e Medrano⁽³⁷⁾, isto é, alumínio 6061-T6, e utilizando uma MTS, no controle de deformação ($K=\infty$), encontraram também mudanças no ângulo inicial. Como nesse caso a máquina não influi nos resultados obtidos, Meyers et al atribuíram as variações encontradas por Gillis e Medrano, no primeiro método, a mudanças da subestrutura do alumínio.

Entretanto, com o segundo método de Gillis e Medrano, isto não sucederia. Na época em que estes testes foram realizados, não estava claro que a máquina tinha relaxação. Introduzindo esta deformação anelástica, podemos pensar que as diferenças encontradas podem ser devido às diferenças nessa deformação.

Quanto aos métodos de análise para se corrigir os resultados obtidos em testes de RT realizados com a Instron eles apresentam problemas de estabilidade dos aparelhos e de temperatura, bem como uma possível recuperação ou envelhecimento da amostra, além de que na maioria dos casos a relaxação da máquina não é reproduzível.

Todas essas dificuldades que surgem quando do uso da Instron contribuem para lançar uma dúvida na validade dos dados de relaxação de tensão obtidos nesse tipo de máquina. Felizmente, nas máquinas

nas servohidráulicas do tipo MTS, utilizada nesse trabalho, esses problemas podem ser esquecidos.

A partir então da conclusão obtida nesse trabalho de que a MTS é uma máquina elástica (K não varia) e sem deformação anelástica, verificou-se então algumas conclusões obtidas anteriormente em máquinas não confiáveis.

V.1.2. Parâmetro β

Os parâmetros da equação (eq. II.4), que relaciona velocidade de deslocação e tensão, são geralmente obtidos do gráfico de logaritmo de taxa de deformação versus tensão ou logaritmo de tempo. Entretanto a obtenção desses parâmetros através desse método assume que a densidade de deslocação móvel ρ_m seja invariante durante o teste de relaxação. Se a densidade de deslocação variar, somente o produto densidade de deslocação vezes velocidade de deslocação ($\rho_m \bar{v}$) pode ser determinado e as técnicas utilizadas para se determinar a dependência da tensão com a velocidade de deslocação não tem mais valor.

Rohde e Nordstrom⁽⁸⁾ realizaram experiências de RT para a determinação de β , em amostras de Fe, Cu, Ta, Mo, em máquinas Instron ($K = 17 \times 10^6 \text{ Nm}^{-1}$) e MTS ($K = \infty$). Nessas últimas que são servohidráulicas a RT é obtida sob a condição de deformação do espécimen constante enquanto que na outra movida a parafuso é a deformação da máquina mais a do espécimen que permanece constante. A grande diferença encontrada por Rohde e Nordstrom, no valor de

β , isto é, maior deformação do corpo de prova quando da RT realizada com a Instron do que com a MTS, para uma mesma variação de tensão e mostrada na Figura (29), foi atribuída a menor deformação plástica que ocorre com a máquina servohidráulica em comparação com a máquina a parafuso.

Entretanto deve se levar em consideração que esses autores não prestaram atenção à deformação anelástica da máquina Instron utilizando-se de uma equação (eq. IV.79) que só é válida quando K é constante e $\epsilon_{an} = 0$.

Fortes e Proença⁽⁵⁵⁾ argumentam que as experiências de Rohde e Nordstrom não possuem a mesma história de deformação em ambos os testes porque esses autores (R & N) usam a mesma taxa de deformação nominal em vez de mesma taxa de deformação. Fortes e Proença tentam explicar a diferença encontrada nos valores de Rohde e Nordstrom através de considerações sobre diferentes taxas de deformação plástica impostas pelas diferentes máquinas no período de pré-relaxação.

Mesmo que se admita que a estrutura pré-deformada dos espécimens em cada material testado nas diferentes máquinas é a mesma, não se pode concluir que, para um mesmo valor de deformação, a estrutura interna seja ainda a mesma para espécimens diversos quando eles são deformados a diferentes taxa de deformação ou de tensão.

Sabe-se que o comportamento da relaxação depende das condi

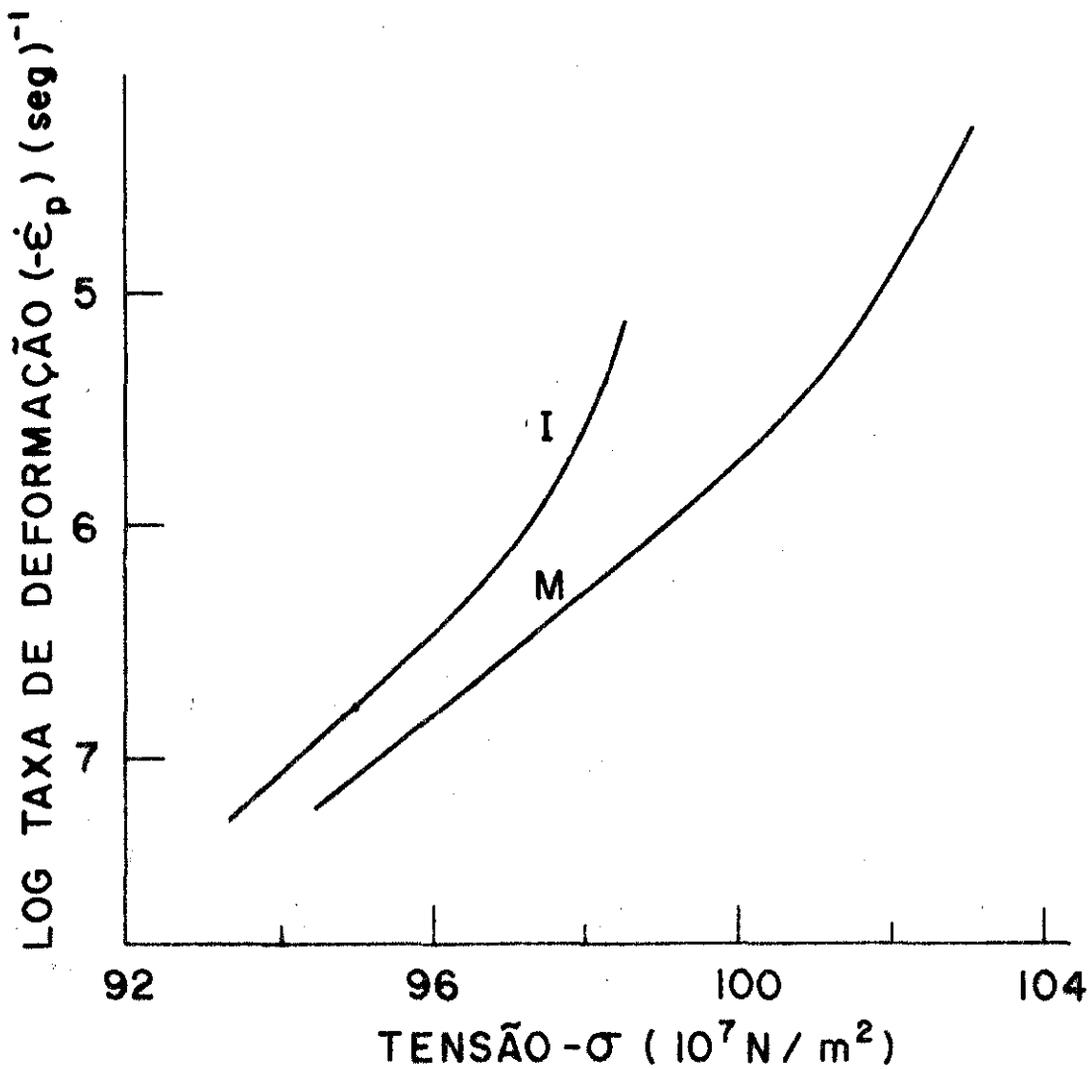


Fig. 29: Curvas de relaxação de tensão do cobre a 5% de deformação:

I: Dados obtidos com o uso da Instron

$$\dot{\epsilon}_{p_i} \text{ (antes da relaxação)} = 1,61 \times 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$$

M: Dados obtidos com o uso da MTS

$$\dot{\epsilon}_{p_i} \text{ (antes da relaxação)} = 1,67 \times 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$$

ções no início da relaxação (estrutura, taxa de deformação, tensão, temperatura e dimensões do espécimen).

Somente quando essas condições foram comprovadas (mesma história do material, e ϵ_{an} da máquina nula), como foi o caso desse trabalho, é que se pode avaliar as diferenças encontradas em β devido somente a diferentes deformações dos espécimens produzidas por distintas deformações das máquinas.

Rohde e Nordstrom⁽⁵⁷⁾ mostraram em outro trabalho que a diferença na taxa de deformação inicial entre a Instron e a MTS era desprezível em comparação com a grande diferença encontrada nos valores de β (Figura 29).

Entretanto torna-se muito difícil compreender as sugestões de Rohde e Nordstrom. Isto se deve ao fato de que as variações de deformação plástica durante os testes de relaxação são muito pequenas e as diferenças encontradas em ambos os testes realizados por Rohde e Nordstrom (com a I e MTS) deveriam ser menores ainda. Se houvesse uma mudança considerável na estrutura do material em cada relaxação de tensão, as diferenças encontradas no parâmetro β deveriam ser maiores em cada relaxação. A maioria dos testes de relaxação de tensão^(6,7,12,51) é baseada na hipótese de que a estrutura do material permanece constante em cada relaxação individual. Se no entanto os resultados de Rohde e Nordstrom forem verdadeiros, isso invalidaria todos os testes de relaxação de tensão.

Os resultados do parâmetro β obtidos nesse trabalho, para amostras de Zn e Cu Elox, com a MTS a diferentes controles (deformação e deslocamento), comprovam que a rigidez da máquina não influencia os resultados obtidos (Figura 20a e 20b).

As diferenças encontradas por Rohde e Nordstrom⁽⁸⁾ podem ser atribuídas ao comportamento anelástico da máquina bem como a taxas desiguais de deformação $\dot{\epsilon}_p$ anteriores à relaxação e não a variações na estrutura do espécimen.

Além do mais Rohde e Nordstrom acharam uma relação linear entre tensão e logaritmo do tempo.

Gupta e Li⁽¹⁰⁾ entretanto determinaram uma relação não linear entre tensão e logaritmo de tempo no Niobium a 298^o e 195^oK respectivamente.

A relação linear encontrada por Rohde e Nordstrom⁽⁸⁾ é fisicamente impossível porque a taxa de deformação deveria ir abaixo do limite de detectabilidade para tempos longos.

A afirmação de Rohde e Nordstrom⁽⁸⁾ implicaria numa "relaxação de tensão negativa" ou contração, isto é, a taxa de deformação seria negativa para tensões aplicadas menores que a tensão interna. Essa "relaxação negativa" entretanto, poderia ser um efeito da deformação da máquina.

Reed Hill e Donoso⁽⁹⁾ mostraram o outro lado dessa "relaxação negativa" corrigindo dos dados de relaxação, a relaxação so-

frida pela máquina. Os resultados corrigidos não apresentaram uma "relaxação negativa" quando lançados no gráfico taxa de deformação versus tensão.

Os resultados obtidos nesse trabalho com o zinco, vem comprovar uma relação não linear entre tensão e logaritmo do tempo (Fig. 22).

Sendo assim a relaxação a que uma máquina de teste está sujeita pode ser suficientemente grande a ponto de influenciar seriamente a cinética da relaxação de tensão obtendo-se, como consequência, diferentes valores de β .

Com base na discussão e nos resultados anteriormente expostos pode se afirmar que:

- 1) a máquina servohidráulica não sofre relaxação nas experiências realizadas com controle de deslocamento. O controle do movimento do travessão móvel em uma máquina servohidráulica elimina o efeito da sua elasticidade e os efeitos anelásticos não estão presentes na RT;
- 2) pode se superar qualquer problema que apareça em relação às garras operando-se a máquina no controle de deformação com extensômetro. Nesse caso a deformação total é constante, a rigidez da máquina é infinita e sua relaxação é zero;

- 3) o parâmetro β relacionando tensão e taxa de deformação é independente da rigidez da máquina;
- 4) a MTS não produz modificações na estrutura do material;
- 5) a constante de rigidez da máquina não sofre variações nem durante o carregamento nem durante a relaxação o que indica que o comportamento da máquina é linear e que suas partes móveis não possuem movimentos relativos.

V.2. Fenomenologia da Relaxação de Tensão

V.2.1. Modelo de Li

O objetivo desta seção é analisar o modelo de Li⁽⁷⁾ discutindo suas limitações no que ficou evidenciado dos resultados obtidos neste trabalho.

Torna-se importante também a formulação do conceito de tensão interna, conceito este primeiramente apresentado por Seeger em 1955⁽²⁹⁾.

De acordo com a equação (II.5) torna-se necessário um conhecimento da tensão interna em qualquer estágio da deformação a fim de se calcular a tensão efetiva que atua nas deslocamentos. Essa tensão interna é o valor médio dos campos de tensões atuantes no in-

terior de um material e é devido aos diferentes arranjos e emaranhados de defeitos.

Como a máquina não sofre relaxação e tem constante de rigidez infinita (testes foram realizados com controle de deformação), os dados experimentais representam apenas o comportamento da amostra.

A equação proposta pelo método de Li⁽⁷⁾ mostra o que se deve esperar quando uma lei de potência representa a relação entre velocidade e tensão (tensão aplicada tende a tensão interna para tempos longos).

Entretanto para se realizar a análise de Li é necessário que o tempo de execução da experiência seja bem maior que o ponto de inflexão e esse ponto varia drasticamente de um material para outro.

Pode-se observar da figura (24), que representa o gráfico da derivada da carga com respeito a logaritmo de tempo versus carga que a ordenada é a tangente do ângulo em cada ponto do gráfico relaxação de tensão versus logaritmo de tempo. Espera-se que a tangente aumente até o ponto de inflexão e depois diminua. Precisa-se então que os dados experimentais tenham ido bem além do ponto de inflexão de tal maneira que a tensão interna (σ_i) possa ser calculada corretamente da intersecção da linha com a abcissa conforme a análise de Li⁽⁷⁾. O valor negativo de m obtido por Law e Beshers⁽²⁰⁾ pode ser atribuído ao tempo relativamente curto em que se realizou a experiência.

Quanto a uma tensão interna de mesmo sinal que a tensão aplicada torna-se difícil explicar o seu significado físico.

Seguindo a teoria da relaxação, $\sigma = \sigma_{\text{inicial}}$ para $t = 0$ e $\sigma \rightarrow \sigma_{\text{interna}} (\sigma_i)$ quando $t \rightarrow \infty$, isto é, de acordo com a equação (II.28) essa tensão interna é o valor assintótico da tensão quando o tempo vai a infinito.

Mas como se entende que a tensão aplicada assumia valores negativos após um tempo longo⁽⁵⁸⁾? Reed Hill e Donoso⁽⁹⁾ reconhecem que, provavelmente, a lei de potência seja uma aproximação pobre, em experiências realizadas com o titânio.

Parece entretanto que o tratamento de Li para o cálculo da tensão interna, σ_i , não tem significado pois ele assumiu uma lei de potência entre tensão efetiva e velocidade de deslocação (Equação II.23). Segundo Christian⁽⁵⁹⁾ m não tem significado especial quando tensões relativamente grandes estão presentes. Neste caso as densidades de deslocação e tensões internas são muito pequenas e a maior contribuição à tensão vem do fato das deslocações interagirem com as impurezas.

A equação (II.23) pode manter sua validade como equação empírica em termos do "yielding point" mas deve se ter em mente que em alguns materiais m pode ser sensível às impurezas bem como a história prévia da deformação.

Além do mais se consideramos os parâmetros de deformação constante \bar{v} seria positivo quando a tensão aplicada fosse zero. Entretanto não se pode afirmar que a densidade de deslocações mō-

veis ρ_m permaneça constante. Pode-se porém tentar se explicar este resultado negativo considerando-se que o produto $\bar{v} \rho_m$ segue, aproximadamente, uma lei de potência. Neste caso a densidade de deslocamentos móveis deveria variar durante a relaxação de tensão.

Sabe-se que a velocidade média influi bastante nos lugares onde a tensão interna σ_i real tem direção oposta à tensão aplicada. Espera-se que:

$$\bar{v} = f(\sigma - \sigma_i) \quad (V.80)$$

Pelos nossos resultados, a taxa de deformação está relacionada com a tensão aplicada na seguinte forma:

$$\dot{\epsilon} = f(\sigma + \sigma_0) \quad (V.81)$$

sendo σ_0 uma constante.

Esta diferença só pode ser devida a uma variação da densidade de deslocamentos móveis durante o teste de relaxação ou devido ao fato do tratamento de Li para o cálculo da tensão interna não ter significado.

Vários autores^(5,6,7,10) usaram o método de Li em resultados obtidos nos testes de relaxação de tensões e obtiveram sempre gráficos semelhantes ao da Figura (23). Isto é, sempre se obtém uma porção linear para tempos longos e o coeficiente angular desta porção é relacionado ao expoente tensão-velocidade, m . Analisando-se o gráfico log-log de taxa de tensão versus tempo, vê-se

que a lei de potência proposta por Li é a que dá melhor ajuste dos pontos experimentais. Entretanto o cálculo das constantes que aparecem na equação (II.28) nem sempre fornecem resultados coerentes como evidenciam os nossos resultados no que diz respeito à tensão interna negativa. Pode ser que a introdução de uma constante, como é o caso da constante a , favoreça o ajuste dos resultados experimentais a uma lei de potência, nos gráficos de logaritmo de menor taxa de deformação versus logaritmo de tempo.

Conclui-se então que, mesmo que os dados experimentais dêem origem a uma linha reta no gráfico $\log(-\dot{\sigma})$ versus $\log(t+a)$, questiona-se a obtenção do expoente da sensibilidade de tensão m bem como a tensão interna, constantes estas apresentadas pela proposição de Li (equação II.28).

V.2.2. Equação Proposta por Hart

Em relação a teoria proposta por Hart⁽¹²⁾ deve se ter em mente que ela é puramente fenomenológica e no seu trabalho ele se limita a aplicações em cristais f.c.c. relativamente puros⁽⁶⁰⁾ e que não sofrem deslizamento de contorno de grão. Mesmo assim o estado de um cristal pode não ser descrito por um único parâmetro de "dureza" mas depender do número e da arrumação das deslocações presentes no sistema primário e secundário de uma maneira complicada.

Embora o endurecimento e a recuperação tenham sido incluídos no modelo, eles não foram incorporados à descrição dos dados de cada relaxação individual.

Se a estrutura varia durante a relaxação, não se pode utilizar a experiência para se caracterizar um comportamento plástico num dado estado mecânico. Sendo assim a principal condição para a validade da equação de Hart⁽¹²⁾ é que o estado de dureza do material permaneça inalterado durante o teste. Isto significa que a abordagem proposta por Hart, não se aplica em situações aonde haja variações na subestrutura das deslocações durante a relaxação, isto é, na recuperação ou envelhecimento.

Hart⁽¹²⁾ propõe os seguintes critérios para a sua equação de estado:

i) a tensão é uma função da taxa de deformação e da "dureza" do material

$$\sigma = \sigma(\dot{\gamma}, \epsilon)$$

ii) duas curvas de dureza constante não se intersectam

iii) pode se construir uma curva mestra de tal maneira que cada curva de "dureza" constante possa ficar inteiramente contida como um segmento da curva mestra.

Os resultados de $\log \sigma$ versus $\log \dot{\epsilon}$ a vários níveis de de-

formação plástica, e a uma mesma temperatura, para o Zn, são apresentados na Figura (26).

A existência da equação mecânica de estado foi testada tentando-se determinar uma relação escalar que determinasse a translação, sem rotação, das curvas de dureza constante para obtenção de uma curva mestra.

Entretanto os diferentes ciclos de RT (Figura (26)) não se superpõem bem como tendem a se intersectar conforme o tempo de cada relaxação individual tende a infinito, o que contradiz os critérios ii e iii.

O fato das curvas não se superporem representa uma alteração no "estado de dureza" do material a cada ciclo de relaxação (Vale se reafirmar que a influência da máquina está ausente em todos os ciclos de relaxação, tendo cada relaxação sido realizada com controle de deformação). Não se pode também determinar um parâmetro dureza para o zinco, à temperatura ambiente.

Sendo assim, a tentativa de composição de uma curva mestra a partir dos resultados obtidos para o zinco não obteve sucesso. Conclui-se que as curvas experimentais de logaritmo de tensão versus logaritmo de taxa de deformação do zinco não podem ser descritas pelo modelo proposto por Hart.

Uma recuperação na subestrutura do Zn durante a relaxação de tensão tornaria inaplicável a teoria de Hart⁽¹²⁾ e impediria o tratamento das curvas individuais como curvas de dureza cons -

tante.

Os gráficos de $\log \sigma$ versus $\log \dot{\epsilon}$ é apresentados nas Figuras (27) e (28) evidenciam a ocorrência da recuperação pois, para uma mesma tensão aplicada, a deformação plástica inicial aumenta em cada ciclo de relaxação. Esse aumento na deformação plástica implicaria em curvas de dureza diferentes. Entretanto para que essas curvas de dureza diferentes existissem, teríamos também diferentes valores de taxa de deformação e tensão. Como as frações relaxadas são aproximadamente constantes obteríamos as mesmas curvas $\log \dot{\epsilon}$ versus $\log \sigma$ o que contrariaria a mudança a estados de dureza diferentes.

Swearingen e Rohde⁽²²⁾ consideram que a baixas temperaturas espera-se que a estrutura do material permaneça constante e a altas temperaturas a estrutura mude devido à recuperação durante a relaxação.

Quando ocorre uma recuperação a relaxação de tensão não mais descreve o locus do comportamento do material dependente da taxa de deformação e do estado de dureza conforme o critério i mas sim a passagem do material por uma sucessão contínua de estados mecânicos.

Observa-se também da Figura (26) que todas as cinco curvas de $\log \sigma - \log \dot{\epsilon}$ é calculadas das nossas experiências de RT (Figura 26) são côncavas para cima.

Esse comportamento está de acordo com o proposto por Hart⁽¹⁴⁾

para testes realizados a altas temperaturas. No caso do Zn a temperatura ambiente é aproximadamente igual a metade da sua temperatura de fusão o que justifica a curvatura das curvas apresentadas no gráfico de $\log \sigma - \log \dot{\epsilon}$ (Figura 27).

Entretanto como o Zn sofre recuperação e suas curvas de dureza constante não obedecem aos critérios i, ii e iii não se pode ajustar essas curvas à equação (II.55). Sendo assim as curvas não pertencem a uma única família de curvas e não podem ser descritas pela equação de estado (II.55).

Está claro que os dados obtidos do zinco não podem ser ajustados conseqüentemente a nenhum modelo proposto por Hart.

CONCLUSÕES

1. Analisando-se a relaxação de tensão em máquinas servohidráulicas observou-se que:

1.1 A máquina não sofre relaxação nas experiências realizadas com controle de deslocamento. Não se detectou nenhuma deformação anelástica na máquina de teste. Logo, os resultados obtidos nos testes de relaxação de tensão, quer com controle de deslocamento, quer com controle de deformação, fornecem apenas a relaxação da amostra.

1.2 Descreveu-se um método para determinar a constante de rigidez medindo-se carga e deformação no carregamento e na relaxação.

1.3 A rigidez da máquina é constante tanto no carregamento quanto nos testes de relaxação de tensão.

2. A análise da tensão interna do zinco, pelo método de Li, em experiências de relaxação de tensão mostrou que:

2.1 O fato de se ter observado uma tensão interna negativa prova que o método de Li para o cálculo da tensão interna não é válido, pelo menos no que diz respeito ao zinco.

2.2. O fato de se ter uma linha reta no gráfico de logaritmo de taxa de tensão versus logaritmo de tempo, ajustando-se esse gráfico com uma constante a , não significa que o método de Li seja verdadeiro.

3. Realizaram-se testes com diferentes controles (deformação e deslocamento) para se verificar se o parâmetro β dependia ou não da rigidez da máquina. Os seguintes cuidados foram levados em consideração:

- a) a mesma história de deformação em todas as amostras
- b) uma máquina que não possuísse comportamento anelástico

3.1 Ficou então comprovado que $\beta (= \partial \ln \epsilon_p / \partial \sigma)$ é independente da rigidez da máquina.

3.2 Portanto, as diferenças na deformação plástica entre os ensaios realizados com estas máquinas não produz uma diferença apreciável na estrutura dos defeitos.

4. O modelo proposto por Hart inclui o endurecimento e a recuperação entretanto não leva em consideração que durante a relaxação pode ocorrer recuperação e mudança na estrutura do material.

4.1 A fenomenologia de Hart não se aplicou ao zinco uma vez que não foi possível se construir uma curva mestra a partir de diversas "curvas de dureza". Este comportamento se deve

ãs alterações observadas na estrutura durante a relaxação de carga. A experiência não pode então ser utilizada para caracterizar a dependência da taxa de deformação plástica num dado estado mecânico. Submetendo-se as amostras a repetidos ciclos de relaxação, numa mesma tensão de referência, observou-se que tais alterações foram provocadas por recuperação.

4.2 Observou-se também que, apesar do zinco não obedecer a equação plástica de estado proposta por Hart, ele apresenta curvas $\log \dot{\epsilon} - \log \sigma$ côncavas para cima, a altas temperaturas ($T_{\text{ambiente}} > T_M/3$).

APÊNDICE A

Ajuste do tipo exponencial, potência e polinômio do 3º grau; programa de cálculo

```

SUBROUTINE FUNCTN(S, IN, MO, NO, P, NP, IO2, IDV)
DIMENSION S(MO), IN(MO), P(NP), D(200)
COMMON/BLKF/T(200), T0, MODEL
IF(IDV)9, 10, 11
11 IF(IDV.EQ. IO2) GO TO 8
DO 12 I=1, NO
12 T(I)=T0+T(I)
RETURN
9 STOP
10 IF(IO2)9, 9, 14
14 GO TO(21, 22, 23), MODEL
21 DO 31 I=1, NO
S(I)=P(1)
FX=P(3)*T(I)
IF(FX.GT. 50.) GO TO 31
S(I)=S(I)+P(2)*EXP(-FX)
31 CONTINUE
RETURN
22 DO 32 I=1, NO
C 32 S(I)=P(1)*(T(I)+P(2))**(-P(3))+P(4)
32 S(I)=P(1)+P(2)*T(I)+P(3)*(T(I)**2)+P(4)*(T(I)**3)
RETURN
23 DO 33 I=1, NO
S(I)=P(3)*(T(I)+P(4))**(-P(5))
FX=P(2)*T(I)
IF(FX.GT. 50.) GO TO 33
S(I)=S(I)+P(1)*EXP(-FX)
33 CONTINUE
RETURN
8 GO TO(41, 42, 43), MODEL
41 DO 51 I=1, NO
FX=P(3)*T(I)
IF(FX.GT. 50.) GO TO 51
D(I)=-P(2)*(3)*EXP(-P(3)*T(I))
51 CONTINUE
GO TO 61
42 DO 52 I=1, N
C 52 D(I)=-P(1)*3*(T(I)+P(2))**(-P(3)-1.)
52 D(I)=P(2)+2*P(3)*T(I)+3*P(4)*(T(I)**3)
GO TO 61
43 DO 53 I=1, N
D(I)=-P(3)*5*(T(I)+P(4))**(-P(5)-1.)
FX=P(2)*T(I)
IF(FX.GT. 50) GO TO 53
D(I)=D(I)-P(2)*P(1)*EXP(-FX)
53 CONTINUE
61 DO 54 I=1, N
54 WRITE(IO2, 6)I, T(I), S(I), D(I)
62 FORMAT(3X, I3, 3G13. 5)
RETURN
END

```

BIBLIOGRAFIA

1. Friedel J., Dislocations (Pergamon Press) (1964)
2. Dieter G.E., Mechanical Metallurgy, (McGraw Hill) (1961)
3. Cottrell A.H., Dislocation and Plastic Flow in Crystals, (Oxford Press) (1952)
4. E. Orowan, Z. Physik, V. 98, p. 614 (1934)
5. F.V. Ellis, Chi-Yu Li, Scripta Met, V. 8, p. 739 (1974)
6. F. Guiu, P.L. Pratt, Phys. Stat. Sol., V. 6, p. 111 (1964)
7. J.C.M. Li, Can. Journ. Phys., V. 45, p. 493 (1967)
8. R.W. Röhde, J.V. Nordstrom, Scripta Met., V. 7, p. 317 (1973)
9. R.E. Reed Hill, J.R. Donoso, Scripta Met., V. 9, p. 1305 (1975)
10. I. Gupta, J.C.M. Li, Met. Trans., V. 1, p. 2323 (1970)
11. G.B. Gibbs, Phys. Stat. Sol., V. 5, p. 693 (1963)
12. E.W. Hart, Acta Met., V. 18, p. 599 (1970)
13. D.K. Matlock, W.C. Harrigan, W.D. Nix, Acta Met., V. 20, p. 661 (1972)
14. E.W. Hart, Journal of Engineering and Technology, p. 193 (July 1976)
15. G.A. Sargent, Acta. Met., V. 13, p. 663 (1965)
16. H. Conrad, Journal of Metals, V. 16, p. 582 (1964)
17. E.W. Hart, Acta Met., V. 15, p. 351 (1967)
18. P.E.V. Miranda, M.F. Pereira, S.N. Monteiro, "Avaliação Crítica da Relaxação Mecânica do Titânio", XXXII Congresso Anual da ABM, São Paulo (1972)

19. J.C.R. Guimarães, M. Meyers, Scripta Met., V. 11, p. 193 (1977)
20. C.C. Law, D.N. Beshers, Scripta Met., V. 6, p. 635 (1972)
21. M.A. Meyers, J.R.C. Guimarães, R.R. Avillez, Met. Trans., V. 10A, p. 33 (1979)
22. J.C. Swearingen, R.W. Rohde, Met. Trans., V. 8A, p. 577 (1977)
23. F. Guiu, Scripta Met., V. 3, p. 753 (1969)
24. J.H. Schneibel, P.M. Hazzledine, Scripta Met., V. 11, p. 953 (1977)
25. T.D. Hadnagy, D.J. Krensky, D.G. Ast, Che Yu Li, Scripta Met., V. 12, p. 45 (1978)
26. M. Polanyi, Z. Physik, V. 98, p. 660 (1934)
27. G.I. Taylor, Proc. Royal Soc., V. 145A, p. 362 (1934)
28. E. Orowan, Proc. Phys. Soc. (London), V. 8, p. 52 (1940)
29. A. Seeger, Z. Naturforsch, V. 90, p. 758, 819, 856 (1954)
30. A. Seeger, Handbuch der Physik, VII, 2 Springer Verlag (1955)
31. G. Schoeck, Phys. Stat. Sol., V. 8, p. 499 (1965)
32. A.G. Evans, R.D. Rawlings, Phys. Stat. Sol., V. 34, p. 9 (1969)
33. G. Schœeck, B. Wielke, Scripta Met., V. 10, p. 771 (1976)
34. P. Trouton, A.O. Rankine, Phil. Mag., V. 8, p. 538 (1904)
35. T.C.R. Penna, R.E. Medrano, "Relaxação de Tensão em Máquina Servohidráulica", Anais do 4º Congresso Brasileiro de Engenharia e Ciência dos Materiais, Camboriú, p. 385 (1980)
36. T.C.R. Penna, R.E. Medrano, "On Stress Relaxation Experiments", enviado à Physica Status Solidi

37. P.P. Gillis, R.E. Medrano, Journal of Materials, V. 6, p. 514 (1971)
38. S.R. MacEwen, O.A. Kupcis, B. Ramaswani, Scripta Met., V. 3, p. 441 (1969)
39. P.E.V. Miranda, S.N. Monteiro, M.F. Pereira, "Influência do Sistema Deformante na Relaxação de Tensões", Anais do IV COBEM, p. 929 (1977)
40. G.A. Sargent, H. Conrad, Scripta Met., V. 3, p. 43 (1969)
41. R.E. Medrano, Journal of Nuclear Material, V. 60, p. 306 (1976)
42. W.G. Johnston, J.J. Gilman, J. Appl. Phys., V. 30, p. 129 (1959)
43. J.J. Gilman, Austral. J. Phys., V. 13, p. 327 (1960)
44. H. Conrad, K. Okazaki, Scripta Met., V. 4, p. 259 (1970)
45. R.E. Medrano, Scripta Met., V. 6, p. 771 (1972)
46. C. Zener, J.H. Holloman, Journal of Appl. Physics, V. 17, p. 69 (1946)
47. T.A. Coutinho, Metalografia de Não Ferrosos (Editora Blücher Ltda)
48. Handbook of Chemistry and Physics (CRC Press) (1972-1973)
49. G. Baur, P. Lehr, Scripta Met., V. 11, p. 587 (1977)
50. J.C. Li, Trans. AIME, V. 233, p. 219 (1965)
51. G.A. Sargent, H. Conrad, Scripta Met., V. 4, p. 129 (1970)
52. H. Conrad, K. Okazaki, Scripta Met., V. 4, p. 111 (1970)
53. J.S.B. Oliveira, R.E. Medrano, Revista de Mineração e Metalurgia, V. 42, p. 400 (1978)
54. J.S.B. Oliveira, "Relaxação de Tensões em Zinco e Magnésio", Tese de Mestrado (1977)

55. M.A. Fortes, J.G. Proença, Scripta Met., V. 7, p. 1149 (1973)
56. J.E. Hockett, P.P. Gillis, "Mechanical Testing of Machine Stiffness" International Journal of Mechanical Sciences, V. 13, p. 251 (1971)
57. R.W. Rohde, T.V. Nordstrom, Scripta Met, V. 7, p. 1227 (1973)
58. T.C.R. Penna, R.E. Medrano, "Análise da Tensão Interna do Zinco, pelo Método de Li, em Experiências de Relaxação de Tensões", Anais do XXXVI Congresso da ABM, Recife, p. 101 (1981)
59. J.W. Christian, Acta Met., V. 12, p. 99 (1964)
60. E.W. Hart, H.A. Solomon, Acta Met, V. 21, p. 295 (1973)