

O Crescimento da Martensita Lenticular

MARC ANDRÉ MEYERS⁽¹⁾
KOU CHANG HSU⁽²⁾

É proposto que o crescimento da martensita lenticular, ocorrendo tipicamente nas ligas Fe-C e Fe-Ni, ocorre pela propagação de ondas no material. São postulados dois tipos de ondas: ondas de transformação longitudinais e transversais. As longitudinais se propagam ao longo do plano de hábito e formam a espinha dorsal da martensita. A região por elas transformada age como um núcleo de segunda ordem para as ondas de transformação transversais, que se propagam perpendicularmente ao plano de hábito, começando na espinha dorsal. As ondas de transformação transversal são precedidas por ondas plásticas de compressão e cisalhamento. Estas, se encarregam do deslocamento de material requerido para a deformação macroscópica. A velocidade da onda de transformação longitudinal varia entre as velocidades de ondas elásticas cisalhante e longitudinal; a da onda de transformação transversal é determinada pela onda cisalhante que a precede. O modelo permite obter a equação, que descreve a superfície de uma lente martensítica em crescimento.

1. INTRODUÇÃO

A transformação martensítica tem sido objeto de intensos estudos durante os últimos 50 anos⁽¹⁾. Os aspectos cristalográficos, termodinâmicos e mecânicos, assim como a variedade de morfologias exibidas, são bem compreendidos. Por outro lado a nucleação, crescimento e propagação são ainda campos abertos na fronteira de conhecimento. O objetivo deste trabalho é propor o conceito de uma onda de transformação, intimamente ligado a ondas elásticas e plásticas — cisalhantes e compressivas. A consideração dos aspectos dinâmicos da transformação mediante o uso de ondas permitirá o estabelecimento de um firme fundamento teórico possibilitando descrever em termos quantitativos a nucleação, crescimento e propagação da transformação martensítica.

Em 1950 Kulin e Cohen⁽²⁾ mostraram que a velocidade de crescimento de lentes martensíticas tinha uma dependência mínima da temperatura. Pouco depois Machlin e Cohen⁽³⁾ sugeriram que o crescimento ocorria por uma "onda de deformação". No entanto eles não elaboraram o conceito. Em 1953 Bunshah e Mehl⁽⁴⁾ mediram a velocidade de crescimento da martensita e encontraram valores superiores a 1000 m/s. Pouco mais tarde Crussard⁽⁵⁾ tentaria, sem sucesso, aplicar a teoria de ondas de choque à transformação martensítica. Experiências recentes por Speich e Swoeble⁽⁶⁾ mostraram que a transformação martensítica em aços com alto teor de carbono é acompanhada por um nível de emissão acústica extremamente elevado. Quando a morfologia muda de lenticular para *lath* há decréscimo substancial no nível desta emissão.

Assim, a transformação martensítica que ocorre "explosivamente" é descrita neste trabalho. O conceito de ondas não se aplica à martensita termoelástica ou à martensita *lath*, que ocorre em aços de baixo teor de carbono. As descrições são feitas para um caso específico: uma

liga Fe-30%C com plano de hábito {259}. Não é necessário introduzir três operações da teoria cristalográfica de Wechsler, Lieberman e Read⁽⁷⁾: deformação de Bain, deformação invariante e rotação rígida da rede. Bastará considerar as duas deformações macroscópicas: uma expansão uniaxial $\epsilon_y = 0,05$ e uma deformação cisalhante $\gamma_{xy} = 0,20$. Estas deformações estão referidas a um sistema de eixos tais que xz é o plano de hábito, oy a direção de propagação transversal e ox a direção de cisalhamento macroscópico.

O modelo é apresentado em termos gerais na figura 1. O crescimento é iniciado quando um embrião alcança um tamanho crítico, transformando-se em um núcleo. O cresci-

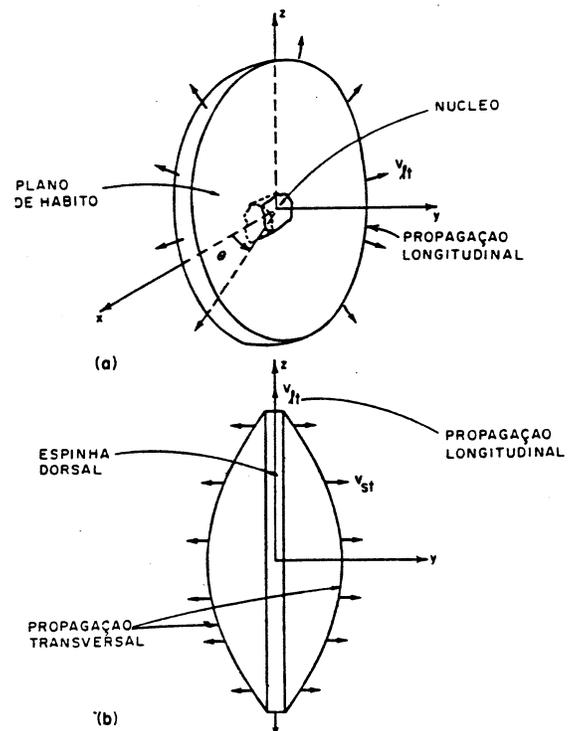


Fig. 1 — Crescimento da martensita por meio de propagação de ondas. a) propagação longitudinal a velocidade v_{lt} no plano de hábito, começando no núcleo; b) propagação transversal a velocidade v_{st} , perpendicularmente ao plano de hábito.

Contribuição Técnica nº 1670. Apresentada ao XXXVI Congresso Anual da ABM; Recife PE; julho de 1981.

- (1) Membro da ABM. Engenheiro; M.Sc.; Ph.D.; Professor Adjunto do Department of Metallurgical and Materials Engineering; New Mexico Institute of Mining and Technology; Socorro; New Mexico; EUA.
(2) Engenheiro; Assistente de Pesquisa do Department of Metallurgical and Materials Engineering; New Mexico Institute of Mining and Technology; Socorro; New Mexico; EUA.

mento ocorre pela propagação acoplada das ondas de transformação longitudinal e transversal descritas mais à frente.

A onda de transformação inicia o processo propagando-se radialmente a partir do núcleo no plano de hábito (Fig. 1a) a uma velocidade v_{lt} . O material transformado pela onda longitudinal age como núcleo, de segunda ordem, para a onda de transformação transversal. Assim, o núcleo de primeira ordem aciona as ondas longitudinais e o de segunda ordem as ondas transversais. As ondas de propagação caminham perpendicularmente ao plano de hábito, iniciando a trajetória no núcleo de segunda ordem e movendo-se em dois sentidos opostos. A figura 1b, representando uma seção feita perpendicularmente ao plano de hábito, mostra ambas as ondas. O modelo proposto mostra claramente como a onda de transformação longitudinal forma a espinha dorsal da lente martensítica, enquanto que as ondas de transformação transversais formam as partes laterais.

2. MODELO

Nucleação

De acordo com a teoria clássica de nucleação um embrião é um produto de transformação que ainda está abaixo de seu tamanho crítico. A nucleação da martensita tem sido tratada segundo este enfoque⁽⁹⁾. Uma alternativa é a de se considerar o núcleo formando instantaneamente. Assim, a $t = 0$ há um núcleo mas a $t < 0$ não há embrião. Neste caso a expansão lateral ($\epsilon_y = 0,05$) é inibida a $t = 0$. Em outras palavras, o núcleo é inicialmente comprimido até que uma onda de expansão alivie esta pressão. A tensão gerada pela compressão inicial é dada pela curva de Hugoniot, que exprime a compressibilidade dinâmica. A curva é calculada usando-se o método descrito por Meyers⁽¹⁰⁾ e dados fornecidos por McQueen et alii⁽¹¹⁾ para o ferro e níquel. Obtém-se o gráfico da figura 2 pelo qual se vê que uma deformação $\epsilon_y = 0,05$ gera pressão de 7,4 GPa. Este valor é extremamente elevado e suficiente para produzir ondas de choque. A área hachurada é igual à energia liberada quando a pressão é reduzida; sendo de 180 mJ/m^3 . Assim, o termo correspondente à pressão deve ser adicionado à equação apresentada por Kaufman e Cohen⁽¹²⁾ para a energia livre de nucleação.

A energia livre de pressão é, na realidade, muito mais elevada do que os termos anteriormente considerados por Kaufman e Cohen: energia química, de deformação e interfacial. A energia livre de pressão explica a grande diferença de temperatura entre M_s e T_0 , temperatura em que a austenita e martensita têm a mesma energia livre. Com efeito, a taxa de mudança de energia livre por K é de $0,72 \text{ mJ/m}^3 - \text{K}$ para a liga Fe-30%Ni e isto resulta em um subresfriamento de 250 K. Já em martensitas termoelásticas tem-se $\epsilon_y \cong 0,005$ ⁽¹³⁾ e o subresfriamento é mínimo. Isto é explicado em termos da inexistência do termo "energia de pressão". Assim, propõe-se que a diferença crítica entre martensitas termoelásticas e irreversíveis é a existência da dilatação apreciável para as últimas.

A rigor não se pode falar na minimização da energia livre de Gibbs como critério de equilíbrio quando a pressão não é constante. Como o volume é constante no estágio de nucleação propõe-se usar a energia livre de Hemholtz. Assim, propõe-se a seguinte expressão modificada para a diferença de energia livre de Hemholtz entre a austenita e a martensita:

$$\Delta F_{\gamma \rightarrow \alpha} = \Delta F_{\text{def.}} + \Delta F_{\text{int.}} + \Delta F_{\text{quim.}} + \Delta F_{\text{press.}} \quad (1)$$

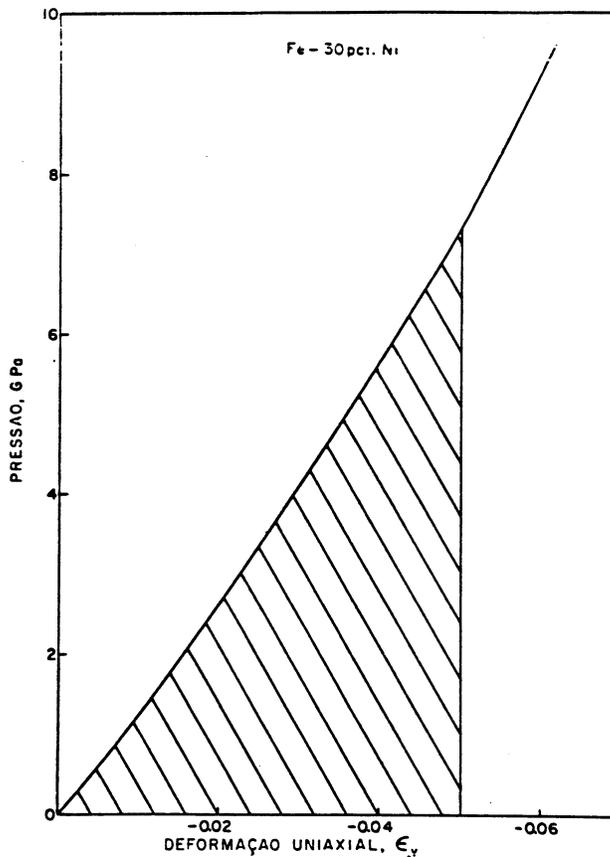


Fig. 2 — Pressão versus deformação ϵ_y para a liga Fe-30%Ni.

Propagação longitudinal

Após a formação do núcleo a transformação se propaga longitudinalmente ao longo do plano de hábito a uma velocidade v_{lt} . Há razões bem definidas pelas quais a propagação ao longo do plano de hábito é favorecida. Este plano não é torcido e não sofre rotação, não havendo necessidade de transporte de material adiante da frente de transformação longitudinal.

A figura 3 mostra a propagação longitudinal da frente martensítica. O deslocamento dos átomos é mais complexo que em simples ondas e não se pode ter todos os átomos com vetores de deslocamento idênticos porque assim o produto da transformação teria a mesma estrutura que a fase original. Porém tem-se, para grupos de átomos, o movimento de partícula paralelo a ox. Pode-se portanto admitir:

$$(v_{lt})_{\theta} = 0 = v_{ed}$$

$$(v_{lt})_{\theta} = \frac{\pi}{2} v_{es}$$

sendo v_{ed} e v_{es} as velocidades de ondas elásticas longitudinais e cisalhantes, respectivamente; estas ondas são caracterizadas por deslocamentos de partícula paralelos e perpendiculares à direção de propagação de onda, respectivamente. Admite-se uma variação contínua de velocidades para direções intermediárias.

$$(v_{et})_{\theta} = \frac{1}{2} [(v_{ed} - v_{es}) \cos 2\theta + v_{ed} + v_{es}] \quad (2)$$

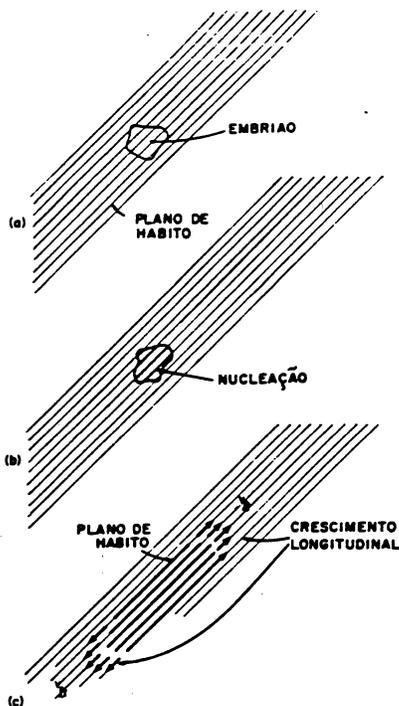


Fig. 3 — Propagação longitudinal. a) embrião; b) embrião após ser transformado em núcleo; c) propagação longitudinal ao longo do plano de hábito.

O efeito combinado da deformação de Bain, deformação à rede invariante e rotação rígida gera tensões extremamente elevadas no reticulado. Tem-se uma idéia destas tensões multiplicando-se a deformação à rede invariante ($\cong 0,25$) pelo módulo de cisalhamento da liga Fe-30%Ni. Obtém-se uma tensão cisalhante de 15 GPa. É claro que esta tensão é relaxada por algum mecanismo de microdeformação plástica. Existem três mecanismos possíveis:

- produção de discordâncias;
- maclação e
- movimento de discordâncias, caso elas existam.

A tensão necessária para nuclear discordâncias homogeneamente é de 5 GPa; logo, a tensão de transformação é mais do que suficiente para isso. O mecanismo que opera é semelhante ao proposto por Meyers⁽¹⁴⁻¹⁶⁾ para ondas de choque. Uma onda de choque transforma um material virgem em um material com um tamanho de rede reduzido. Meyers^(14,15) propôs que as discordâncias são geradas homogeneamente na interface, acomodando assim as elevadas tensões cisalhantes. Quando a frente avança as discordâncias ficam para trás e novas interfaces se formam quando as tensões cisalhantes aumentam novamente.

Na transformação martensítica ocorre situação semelhante. A maclação é um mecanismo alternativo. Hirth e Lothe⁽¹⁷⁾ calculam a tensão requerida para formar a primeira discordância de uma macla, de aproximadamente 5 GPa. As outras discordâncias, no entanto, requerem tensões bem inferiores ($\cong 0,5$ GPa). A terceira alternativa de atenuação das tensões cisalhantes é o movimento de discordâncias. Requer-se, porém, uma densidade de discordâncias pré-existentes relativamente elevada e o mecanismo é pormenorizadamente discutido por Meyers⁽¹⁸⁾. A escolha do mecanismo de microdeformação pela frente de transformação determina a subestrutura residual na martensita. Os resultados experimentais discutidos em grande número de trabalhos científicos são consistentes com a racionalização proposta aqui.

Propagação transversal

O disco martensítico formado pela onda de transformação longitudinal age como núcleo de segunda ordem para a transformação transversal. A região transformada pela onda longitudinal está inicialmente a uma pressão de 7,6 GPa, como se pode notar pela figura 2. Esta pressão, ao produzir a expansão do material transformado, gera uma onda que, devido à elevada pressão e ao estado de deformação uniaxial, é de choque. Por outro lado a deformação cisalhante γ_{xy} também produz uma onda plástica cisalhante.

A propagação de ondas é consequência da natureza dinâmica do fenômeno. Estas duas ondas propagam-se perpendicularmente ao plano de hábito. A de choque tem velocidade aproximadamente igual à das ondas elásticas longitudinais, enquanto que a velocidade inicial da onda plástica cisalhante é igual à de uma onda elástica cisalhante.

A seqüência apresentada na figura 4 mostra que a onda de transformação transversal é precedida pelas duas outras ondas plásticas. A distorção sofrida por um marco hipotético colocado no material pode ser vista em função do avanço das ondas plásticas e onda de transformação.

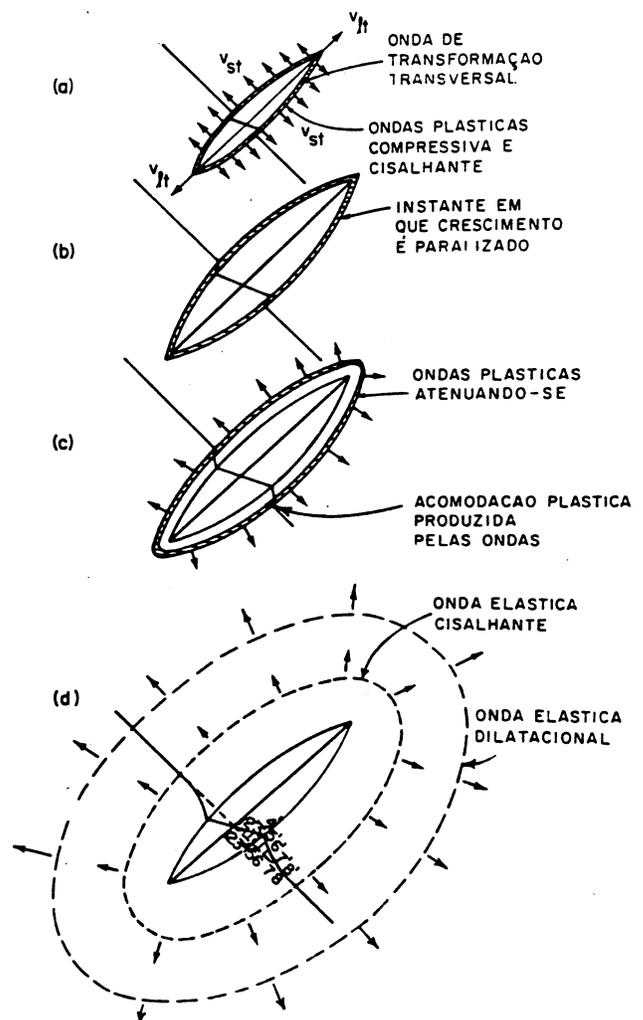


Fig. 4 — Propagação transversal. a) ondas plásticas compressiva e cisalhante precedendo onda de transformação; b) e c) após paralisação da onda de transformação as ondas plásticas continuam em propagação, atenuando-se paulatinamente; d) ondas plásticas após se tornarem elásticas.

Nota-se que há necessidade de transporte de material adiante da onda de transformação, o que é efetuado pela onda plástica cisalhante. Pode-se notar que o marco hipotético é deslocado integralmente pela onda plástica cisalhante. O crescimento é paralisado quando a onda de transformação se desacopla das ondas plásticas precursoras (Figs. 4b e 4c). Estas ondas plásticas continuam a se propagar no material, atenuando-se paulatinamente. Quando a amplitude delas se torna inferior ao limite elástico dinâmico do material — fazendo-se os devidos ajustamentos para as tensões resolvidas —, elas se transformam em ondas elásticas (Fig. 4d). A distorção de um marco hipotético é mostrada na mesma figura. Assim, tem-se o transporte de material $1 \rightarrow 1', 2 \rightarrow 2', \dots, 7 \rightarrow 7', 8 \rightarrow 8'$. É digno de nota o fato de que a deformação é executada na fase austenítica; assim, as discordâncias notadas na martensita são herdadas da austenita.

A velocidade da onda plástica cisalhante depende do transporte de material. Aboy-Sayed et alii^(19,20) mediram experimentalmente esta velocidade e compararam os resultados com cálculos teóricos. A figura 5 mostra a dependência admitida nos cálculos que serão mostrados mais à frente. Ela fornece também os valores dos deslocamentos em função da distância da "espinha dorsal" da lente martensítica. Admitiu-se um decréscimo linear da velocidade da onda plástica transversal a partir do valor inicial v_{es} .

Descrição matemática do crescimento

A propagação conjugada das ondas de transformação longitudinal e transversal pode ser descrita quantitativamente. Para tal é conveniente usar o sistema de referência mostrado na figura 6; o plano xz é o de hábito; oy a direção de propagação transversal e ox a direção de cisalhamento macroscópico.

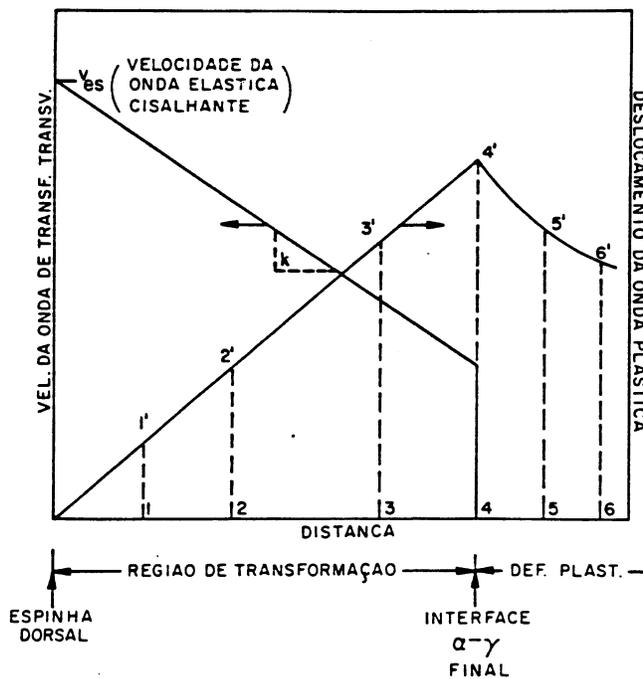


Fig. 5 — Velocidade da onda de transformação transversal em função da distância do plano de hábito. No mesmo gráfico estão indicados os deslocamentos produzidos pela onda plástica cisalhante.

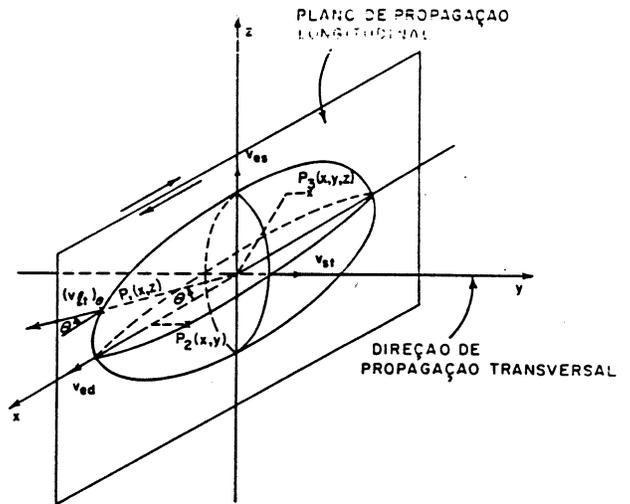


Fig. 6 — Configuração esquemática de uma lente martensítica.

Admitindo-se que a propagação é iniciada a um tempo $t_0 = 0$ tem-se, a um tempo t , a posição de um ponto $P_1(x,z)$ definida pela equação:

$$x^2 + z^2 = (v_{et})^2 t^2 \tag{3}$$

Substituindo-se a expressão (2) em (3) e manipulando-se as funções trigonométricas, chega-se a:

$$(x^2 + z^2)^{3/2} - t(x^2 v_{ed} + z^2 v_{es}) = 0 \tag{4}$$

Esta equação exprime a transformação longitudinal. Para um ponto geral $P_3(x,y,z)$ sobre a superfície da lente tem-se, a um tempo t_i , a propagação longitudinal de O a $(x,0,z)$ e propagação transversal de $(x,0,z)$ a (x,y,z) . Isto é devido ao fato da propagação transversal em $(x,0,z)$ só ser iniciada quando a onda de transformação longitudinal chegar a este ponto. Admitindo-se que a onda chega a este ponto ao tempo t , tem-se:

$$t_i = t + (t_i - t) \tag{5}$$

Da equação (4) segue que:

$$t = \frac{(x^2 + z^2)^{3/2}}{x^2 v_{ed} + z^2 v_{es}} \tag{6}$$

Para computar-se $(t_i - t)$ é necessário utilizar a onda de transformação transversal. Admite-se que a velocidade desta é dada por (Fig. 5):

$$v_{st} = v_{es} - k|y| \tag{7}$$

mas:

$$dy = v_{st} dt \tag{8}$$

Substituindo-se a equação (8) em (7), segue que:

$$dy = (v_{es} - k|y|) dt \tag{9}$$

Integrando-se, após separação de variáveis:

$$\int \frac{dy}{v_{es} - k|y|} = \frac{1}{k} \ln \left(1 - \frac{k|y|}{v_{es}} \right) \tag{10}$$

Substituindo-se as equações (6) e (10) em (5) têm-se:

$$\frac{(x^2 + z^2)^{3/2}}{x^2 v_{ed} + z^2 v_{es}} - \frac{1}{k} \ln\left(1 - \frac{k|y|}{v_{es}}\right) = t_i \quad (11)$$

Esta expressão é a descrição matemática da superfície de uma lente martensítica a um tempo t_i . A figura 7 apresenta uma perspectiva da lente martensítica gerada por computador. O modelo mostra uma inequívoca semelhança com lentes martensíticas observadas metalograficamente. Usaram-se velocidades de ondas elásticas obtidas de constantes elásticas interpoladas para a liga Fe-30%Ni:

$v_{ed} = 5780$ m/s e $v_{es} = 3150$ m/s. O valor do parâmetro k é $4 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$ e o tempo t_i é 10×10^{-6} s.

Ressalta-se que a figura 7 apresenta uma lente em crescimento. A paralisação ocorre por desacoplamento entre a onda de transformação e a onda plástica cisalhante. Estes mecanismos são apresentados em outro trabalho⁽¹⁸⁾.

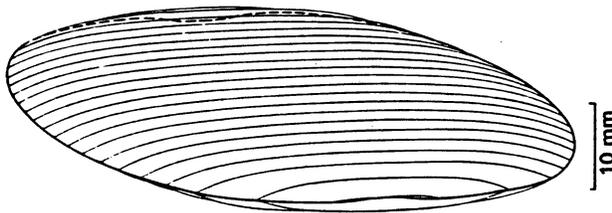


Fig. 7 - Perspectiva de lente martensítica em crescimento, obtida por simulação em computador ($k = 4 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$; $t_i = 10 \times 10^{-6}$ s).

3. CONCLUSÕES

Propõe-se que a transformação martensítica irreversível nos sistemas Fe-C e Fe-Ni ocorre mediante a propagação acoplada de ondas de transformação longitudinais e transversais. Para tal postulam-se estas ondas.

A onda de transformação longitudinal inicia o processo a partir de um núcleo de primeira ordem. Ela cresce ao longo do plano de hábito, formando a "espinha dorsal" da lente.

As ondas de transformação transversal crescem perpendicularmente ao plano de hábito e a região transformada pelas ondas de transformação longitudinais age como núcleo de segunda ordem para a transformação transversal.

Propõe-se que há três mecanismos alternativos de acomodação das tensões cisalhantes geradas pelo cisalhamento à rede invariante: nucleação de discordâncias, maclação e movimento de discordâncias pré-existentes. A subes-

trutura residual de transformação é determinada pelo mecanismo de microdeformação mais favorável. O modelo prediz que grande parte dos defeitos são gerados na austenita e herdados pela martensita, na transformação transversal.

Pode-se descrever matematicamente o crescimento da martensita a partir do modelo proposto.

O modelo é consistente com grande número de observações experimentais feitas na martensita.

Agradecimentos

Em especial, ao auxílio prestado pelos Profs. Drs. C.S. Barrett, C. Gruber, S.M. Howard, J.R.C. Guimarães, G.B. Olsen e G.A. Stone, sem cuja colaboração teria sido impossível transformar conceitos em um modelo quantitativo. Este trabalho foi financiado pela National Science Foundation, dos EUA sob o contrato Nº DMR - 79102.

BIBLIOGRAFIA

1. NISHIYAMA, Z. - Martensitic Transformation, Academic Press, Nova York, 1978.
2. KULIN, S.A.; & COHEN, M. - Trans. AIME, v. 188, p. 1139, 1950.
3. MACHLIN, E.S.; & COHEN, M. - Trans. AIME, v. 191, p. 1019, 1951.
4. BUNSHAH, R.F.; & MEHL, R.F. - J. Metals, v. 5, p. 1251, 1953.
5. CRUSSARD, C. - Comptes Rendus, Acad. Sci., Paris, v. 240, p. 2313, 1955.
6. SPEICH, G.R.; & SCHWOEBLE, A.J. - In: Monitoring Structural Integrity by Acoustic Emission, ASTM STP 571, p. 40, 1975.
7. WECHSLER, M.S.; LIEBERMAN, D.S.; & READ, T.A. - Trans. AIME, v. 197, p. 1503, 1953.
8. Op. cit. em (1), p. 243.
9. OLSEN, G.B.; & COHEN, M. - Met. Trans., v. 7A, p. 1897, 1976.
10. MEYERS, M.A. - Tese de Doutorado, Univ. of Denver, Colorado, EUA, 1974, p. 62.
11. MCQUEEN, R.G.; MARSH, S.P.; TAYLOR, J.W.; FRITZ, J.N.; & CARTER, W.J. - In: High-Velocity Impact Phenomena, Edit. by R. Kinslow, Academic Press, Nova York, p. 293, 1970.
12. KAUFMAN, L.; & COHEN, M. - In: Progress in Metal Physics, Edit. by B. Chalmers e R. King., Pergamon Press, v. 7, p. 165, 1958.
13. SHIMIZU, K.; & OTSUKA, K. - In: Shape Memory Effects, Edit. by J. Perkins Plenum Press, Nova York, p. 59, 1975.
14. MEYERS, M.A. - Scripta Met., v. 12, p. 21, 1978.
15. MEYERS, M.A. - In: Strength of Metals and Alloys, Edit. by P. Haasen, V. Gerold and G. Kosterz, Pergamon Press, Nova York, p. 547, 1979.
16. BRAGA, F.J.C.; KESTENBACH, H.J.; e MEYERS, M.A. - Contr. Téc. apres. ao XXXIII Congr. Anual da ABM, 1978.
17. HIRTH, J.P.; & LOTHE, J. - Theory of Dislocations, McGraw-Hill, Nova York, p. 689, 1968.
18. MEYERS, M.A. - Acta Met., aceito para publicação, 1980.
19. ABOUSAYED, A.S.; CLIFTON, R.J.; & HERMANN, L. - Exptl. Mech., v. 16, p. 127, 1976.
20. ABOUSAYED, A.S.; & CLIFTON, R.J. - J. Appl. Mech., v. 44, p. 79 e 85, 1977.

DEBATE

FERNANDO COSME RIZZO ASSUNÇÃO⁽¹⁾ - Num material previamente deformado a transformação ocorreria formando lentes sem as maclas?

M. A. MEYERS - Em alguns materiais como o Fe-Ni, após deformação que leva a alta densidade de discordâncias, a martensita não mostra essa região central maclada (*). No material sob condição recozida, ao se formar a lente martensítica não há nenhuma discordância e o material prefere maclar. Se houver muitas discordâncias disponíveis as tensões cisalhantes são absorvidas pelo movimento das discordâncias existentes. Quando não há discordância no material ocorre maclação, já que esta e o deslização por discordâncias são mecanismos de deformação em competição.

F. C. R. ASSUNÇÃO - Não deve ser muito difícil fazer essa comprovação: colocar um material em diferentes teores de defor-

mação e verificar qual seria a densidade de discordância que promoveria uma transformação sem necessidade de macla. Este trabalho está seguindo essa linha?

M. A. MEYERS - Este trabalho foi encerrado há mais de um ano, mas a idéia é válida.

JOSÉ ROBERTO COSTA GUIMARÃES⁽²⁾ - Qual sua estimativa da razão velocidade lateral/velocidade de propagação na espinha?

M. A. MEYERS - Admiti que a velocidade de propagação transversal inicial era a metade da longitudinal, mas ela diminui com o tempo, senão não formaríamos martensita lenticular mas sim de seção losangular. Ela diminui de 0,5 até zero.

J. R. C. GUIMARÃES — É razoável imaginar que a espinha está detormada antes que o restante da placa comece a crescer?

M. A. MEYERS — Não. É um crescimento acoplado, como pode ser visto na figura 4. Digamos que há uma lente martensítica nucleando no centro do grão. A placa cresce harmoniosamente em todas as direções; mas se uma das pontas chega e se choca contra um contorno de grão ela não pode continuar crescendo. Nesse ponto a onda plástica que a precedia se desacopla dela mas continua a propagar-se a uma velocidade determinada pela sua própria natureza. Ela produz o desacoplamento da lente martensítica à medida em que avança.

J. R. C. GUIMARÃES — Modelos de nucleação como os de Cohen e Olson admitem que exista uma série de falhas a partir das quais a martensita iria se propagar e imaginam a ativação térmica introduzida no modelo. Tentando inferir a origem da martensita pareça que seu modelo seria do tipo adiabático.

M. A. MEYERS — O problema da nucleação não está sendo discutido, mas sim o do crescimento.

J. R. C. GUIMARÃES — Não acredito que com muitas discordâncias no material se mudará o mecanismo de transformação; podemos ter morfologias diferentes pois as discordâncias propostas no seu modelo resultam da transformação martensítica e são associadas à transformação. Adotando uma densidade de discordância tal que acabasse com a cristalinidade ou perturbasse de tal forma a periodicidade acabaria a reação martensítica, pois não se pode ter reação martensítica num material amorfo. As discordâncias de sua hipótese são introduzidas pela transformação. Se introduzirmos discordâncias no material só poderemos mudar a temperatura de transformação, introduzindo local preferencial para nucleação.

A parte termodinâmica deve ser tratada em termos da energia livre de Helmholtz e não de Gibbs.

M. A. MEYERS — Assim foi feito, embora os símbolos não estejam apropriados pois usei a notação inglesa. Como estão sendo considerados o volume e temperatura constantes e não a pressão e temperatura, a minimização de energia livre ocorre pelo critério de Helmholtz.

HÉLIO GOLDENSTEIN⁽³⁾ — O tratamento foi todo voltado para o metal como um contínuo. Existem diversos fenômenos de pré-transformação e mesmo modelos de nucleação em termos de fonons, que são ondas elásticas quantizadas, levando em conta a periodicidade do reticulado cristalino. Seria possível desenvolver seu modelo considerando esse tratamento?

M. A. MEYERS — Nunca pensei em conectar o modelo com fonons, porém a amplitude dessas ondas elásticas, cisalhantes, é muito maior do que a dos fonons; elas abafariam o que os fonons estão fazendo. Essa onda que se propaga na frente de uma placa é uma onda plástica que depois se torna elástica, mas ela teria efeito na nucleação de outras placas. Ao se propagar ela teria capacidade de produzir mais martensita, pois à medida em que ela passa no material se reflete nos contornos. No entanto sua amplitude é superior à dos fonons. Seria o caso de ser estudado o assunto.

H. GOLDENSTEIN — Nos modelos de nucleação descritos na literatura existe somatório de fonons que dão reticulado martensítico. A amplitude de deslocamento dos átomos em si pode ser descrita por fonons.

M. A. MEYERS — É possível que essas ondas elásticas interajam com a de fonons e resultem num componente mais do que suficiente para a formação da martensita. Entretanto, até hoje não se tem certeza se os fonons são responsáveis, principalmente nos sistemas Fe-Ni e Fe-C, pela nucleação da martensita. Fala-se em interação de fonons com defeitos, como na teoria de Clapp. Por outro lado a teoria clássica de Olson e Cohen pressupõe que são certos grupamentos de discordâncias que começam a se mover numa certa ordem, produzindo a martensita. Essa é uma área que está sendo estudada, sendo muito difícil concluir algo definitivo. Outro exemplo é o efeito do tamanho de grão; é possível que esses fonons não consigam atravessar um contorno de grão. Não acredito que possam passar de um grão para outro pois estão em certos planos cristalográficos e seriam refletidos no contorno do grão; se o grão fosse muito pequeno não haveria possibilidade de formação de fonons

nesse grão. Se o comprimento de onda do fonon fosse maior do que o do grão não haveria possibilidade de formação da martensita naquele grão. É uma área muito complexa, sendo possível que haja interações.

SÉRGIO NEVES MONTEIRO⁽⁴⁾ — No caso da martensita do sistema Fe-Ni, onde é muito comum observarmos aquele desdobramento da martensita e quase que ramificações, a impressão que se tem é que a ponta da lente da martensita talvez agisse como concentrador de tensões, induzindo preferencialmente outras formações acopladas com aquela primeira. Com o modelo proposto sinto um pouco de dificuldade em entender o desdobramento de uma martensita acoplado-se a outra, formando uma espécie de contínuo e ramificado de martensita dentro do material, como o caso do Fe-Ni, onde há condições ideais para esse tipo de propagação.

M. A. MEYERS — Concordo que se observa muitas vezes aquele zig-zag, uma nucleando a outra. É claro que a ponta da martensita nuclearia a ponta da outra, pois é onde a onda plástica está mais forte. É possível que uma nucleie a outra por contato, mas também à distância. Esse mecanismo permitiria que uma placa, ao crescer, nucleasse outra a uma certa distância sem necessidade das duas faces estarem em contato. É claro que no caso de uma rede contínua a probabilidade maior é de nuclearem por contato.

ANDRÉ LOUIS TENUTA DE AZEVEDO⁽⁵⁾ — As discordâncias que existem a partir daquela espinha maclada são geradas pela onda plástica ou devidas à transformação CCC para CFC?

M. A. MEYERS — Segundo o modelo todas as discordâncias dentro da martensita são geradas fora e depois incorporadas para dentro, sendo anteriores à transformação.

A. L. T. AZEVEDO — Isso apresenta um problema pois a martensita em aço de baixo carbono, que não tem essa espinha maclada e essa onda de choque, possui grande densidade de discordâncias.

M. A. MEYERS — Esse modelo só se aplica a uma martensita lenticular que ocorre em Fe-Ni e Fe-C com teor de ϵ superior a 0,35%. A martensita a que você se refere é do tipo "ripa"; tem orientação cristalográfica diferente e aparentemente pode crescer lentamente. Há uma grande diferença. Foram feitas observações em emissão acústica da martensita no aço, e, quando passa de uma morfologia para outra há tremenda diminuição na emissão de sons. A martensita em "ripa" não se propaga dessa maneira explosiva.

A. L. T. AZEVEDO — Porque há discordâncias dentro da lente martensítica?

M. A. MEYERS — Para absorver as tensões cisalhantes por necessidade de compatibilidade de deformação.

A. L. T. AZEVEDO — Esse modelo não implicaria em que a largura da espinha maclada fosse constante em todas as lamelas?

M. A. MEYERS — Dentro de um monocristal com grandes dimensões em relação às dimensões das placas todas as lentes teriam a mesma espessura. Em policristais a espessura dependeria do desacoplamento entre a lente martensítica e a onda plástica. A observação por microscopia ótica, no entanto, revelaria diferentes espessuras, pois o plano de corte faz ângulo variável com o plano da espinha. Caso sejam perpendiculares observa-se a espessura mínima.

(1) Membro da ABM. Engenheiro Metalúrgico; Professor do DCMR da PUC/RJ; Rio de Janeiro RJ.

(2) Membro da ABM. Engenheiro Metalurgista; CBMM; IME; Rio de Janeiro RJ.

(3) Membro da ABM. Engenheiro Metalurgista; DEM/EPUSP; São Paulo SP.

(4) Membro da ABM. Engenheiro Metalúrgico; COPPE/UFRJ; Rio de Janeiro RJ.

(5) Membro da ABM. Físico; USIMINAS; Ipatinga MG.

(*) JOHARI, O.; & THOMAS, G. — Acta Met., v. 13, p. 1211, 1965.

NISHIYAMA, Z. — Martensitic Transformation, Academic Press, N. York, p. 37, 1978.