



***ŞEKİL HAFIZALI ALAŞIMLARDAKİ
MARTENSİTİK FAZ DÖNÜŞÜMLERİNİN
GİNZBURG-LANDAU TEORİSİYLE
İNCELENMESİ***

Ahmet Faruk ÖZDEMİR

Yüksek Lisans Tezi
FİZİK ANABİLİM DALI
ISPARTA-1996

T.C.
SÜLEYMAN DEMİREL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

57191

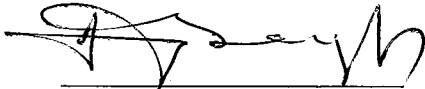
**ŞEKİL HAFIZALI ALAŞIMLARDAKİ
MARTENSİTİK FAZ DÖNÜŞÜMLERİNİN
GİNZBURG-LANDAU TEORİSİYLE İNCELENMESİ**

Ahmet Faruk ÖZDEMİR

Yüksek Lisans Tezi

FİZİK ANABİLİM DALI

57191



Y.Doç.Dr. Seyfettin ÇAKMAK
(Danışman)

Prof.Dr. Semiha BAHÇELİ



Prof.Dr. Ali KOKÇE

ÖZET

Pseudoelastiklik ve ferroelastiklik gibi şekil-hatırlamalı alaşımlarda nitel olarak gözlenen olay, tek boyutlu modellerle tarif edilebilir. Şekil hatırlama olayı ve bununla ilgili olaylar, habit düzlemine paralel bir kesme deformasyonu ile bağlantılı birinci dereceden difüzyonsuz bir martensitik faz geçişinden kaynaklanmaktadır. Bu yüzden yüksek sıcaklıklı austenitik fazdan düşük sıcaklıklı martensitik faza geçiş yalnızca soğutma ile değil dışarıdan bir kuvvet uygulanarak da sağlanabilir. Sıcaklığın yanında zor etkili dönüşümde, bir arada bulunan martensitik ve austenitik bölge duvarlı bir yapıyla birleşik histerisis gözlenmektedir.

Landau teorisinin temel özelliği, faz geçişini tanımlayan sıcaklık ve bir düzen parametresine bağlı olan serbest enerjinin üslü seri açılımıdır. Faz sınırları ile çalışmak için bu teori düzen parametresinin gradiyentine bağlı olan bir terimin eklenmesiyle Ginzburg-Landau teorisine genelleştirilmiştir.

ABSTRACT

Qualitatively the observed phenomena in shape memory alloys such as pseudoelasticity, ferroelasticity can be described by a one-dimensional model. The shape memory effect and related phenomena are due to a first order diffusionless martensitic phase transition which is connected with a shear deformation parallel to the habit plane.

Therefore the phase transition from the high temperature austenitic phase to the low temperature martensitic phase can be induced not only by cooling but also by applying an external force. In the temperature as well as in the stress induced transformation hysteresis combined with a domain structure of coexisting martensitic and austenitic domains is observed.

The essential point of Landau theory is a power series expansion of the free energy, depending on temperature and on an order parameter describing the phase transition. In order to deal with phase boundaries the theory has been generalised to Ginzburg-Landau theory by adding a term depending on the gradient of the order parameter.



TEŞEKKÜR

“Şekil Hafızalı Alaşımlarda Martensitik Faz Dönüşümlerinin Ginzburg-Landau Teorisiyle İncelenmesi” adlı yüksek lisans çalışmamda büyük ilgi ve desteklerini esirgemeyen danışman hocam Yrd.Doç.Dr. Seyfettin Çakmak’a Őükranlarımı arz ederim.

Ahmet Faruk ÖZDEMİR



İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
İÇİNDEKİLER.....	iv
ŞEKİLLER LİSTESİ.....	v
ÇİZELGELER LİSTESİ.....	vi
SİMGELER LİSTESİ.....	vii
1. GİRİŞ.....	1
2. ŞEKİL HATIRLAMA ALAŞIMLARININ GİNZBURG-LANDAU TEORİSİ.....	5
2.1. Landau Teorisine Giriş.....	5
2.1.1. Serbest Enerji.....	5
2.1.2 Zor-zorlanma ilişkisi.....	12
2.1.3 Sıcaklık-etkili faz geçişi.....	17
2.2. Ginzburg-Landau Teorisine Giriş.....	19
2.2.1 Serbest Enerji.....	19
2.2.2 Denge Şartları.....	21
3. TERMOELASTİK MARTENSİT FAZ DÖNÜŞÜM SÜRECİ.....	23
3.1. Martensit-Martensit Duvarlar.....	23
3.2. Austenit-Martensit Duvarlar.....	27
4. SONUÇ ve TARTIŞMA.....	30
KAYNAKLAR.....	32

ŞEKİLLER LİSTESİ

Sayfa No:

- Şekil 1.1 Ana fazın $(0\bar{1}1)$ ve martensit fazın (001) düzlemlerinin yığılım düzeni 2
- Şekil 1.2 AuCd ve FeNi martensitik dönüşümlerin histerisis eğrileri 3
- Şekil 2.1 $Au_{23}Cu_{30}Zn_{47}$ alaşımına ait F serbest enerjisinin e zorlanmasına bağlılığı. 7-9
- Şekil 2.2 Parametrelere bağlı olarak t sıcaklığı ile e kesme zorlanmasının f Helmholtz serbest enerjisi. 10-12
- Şekil 2.3 Farklı t sıcaklıklarında e kesme zorlanması için σ zoru..... 13-15
- Şekil 2.4 (a) f-e grafiğinde (b) σ -e grafiğinde denge faz geçişinin Maxwell kuralı.....16
- Şekil 2.5 Zor-zorlanma uzayında spinodal(kesiksiz eğri) ve denge faz geçişinin çizgisi (noktalı eğri). Spinodal tarafından sınırlanan gölgeli alan kararsız bölgedir. Her iki eğri arasındaki alan süperzorlanma bölgesidir.17
- Şekil 2.6 σ farklı zorları için t sıcaklığı üzerinde e zorlanması. Noktalı bölgeler tireli eğriler tarafından sınırlanan kararsız durumlara karşılık gelir. Oklar en yüksek ihtimalli histerisislerin durumunda sıcaklık-etkili faz geçişini gösterir. Tireli-noktalı eğride denge faz geçişi meydana gelir.....18
- Şekil 3.1 $t<0, F_0<0$ durumu için (2.18) denkleminin çözümü. Eğrinin $-e_2$ ile e_2 değerleri arasında zorlanma değişir. Kristalin yüzeyinde martensit vardır ($\pm e_2$)23
- Şekil 3.2 Sıcaklığın bir fonksiyonu olarak kristalin minimum uzunluğu. Eğride M^+-M^- martensit martensit duvarlara uygulamayı temsil eder. A-M ise austenit-martensit duvarlara uygulamayı temsil eder25
- Şekil 3.3 $t=-0.1, L=100, F_0 \approx F(e_0)$ için martensit-martensit duvarların yapısı. e kesme zorlanması ordinata karşılık gelir. $x (0 \leq x \leq L)$ yığılım doğrultusu apsile temsil edilir. En üstteki eğri tek domain duvarının ($n=1$) yapısıdır, ortadaki eğri $n=2$ ye, en alttaki eğri $n=n_{max}=12$ ye karşılık gelir.....26
- Şekil 3.4 $t=-0.1, L=100, F_0 \approx 0$ için martensit-martensit duvarların yapısı. e kesme zorlanması ordinata karşılık gelir. $x (0 \leq x \leq L)$ yığılım doğrultusu apsile temsil edilir. Sırasıyla $n=1,2,12$ ye karşılık gelir.....26
- Şekil 3.5 Austenit-martensit duvarları için denklem 2.18 in çözümü ($-1/4 < t < 0, F_0 > 0$). Zorlanma eğrinin e_1-e_2 değişir. Kristalin yüzeyinde austenit (e_1) veya martensit (e_2) vardır27
- Şekil 3.6 $t=-0.1, L=100$ için austenit-martensit duvarlarının yapısı. e kesme zorlanması ordinata karşılık gelir. $x (0 \leq x \leq L)$ yığılım doğrultusu apsile karşılık gelir. Eğriler $n=1,4$ ve 12 durumları içindir.....29

ÇİZELGELER LİSTESİ

Sayfa No

Çizelge 1.1 Martensitik faz geçişi ile diğer faz geçişleri arasındaki benzerlik..... 4



SİMGELER LİSTESİ

ε	Kesme miktarı
F	Serbest enerji
e	Zorlanma
t	Boyutsuz sıcaklık
σ	Zor
x	Koordinat noktası
e'	Zorlanma gradiyenti
μ	Çiftlenim zoru (Couple stress)
A	Austenit faz
M^+	Sağ martensit ikiz
M^-	Sol martensit ikiz
T_0	Denge faz geçiş sıcaklığı
t_{cr}	kritik boyutsuz sıcaklık
e_{cr}	kritik zorlanma değeri
σ_{cr}	kritik zor değeri
M_s	martensitin başladığı sıcaklık
A_s	austenitin başlama sıcaklığı
e_A	austenitin zorlanması
e_M	martensitin zorlanması

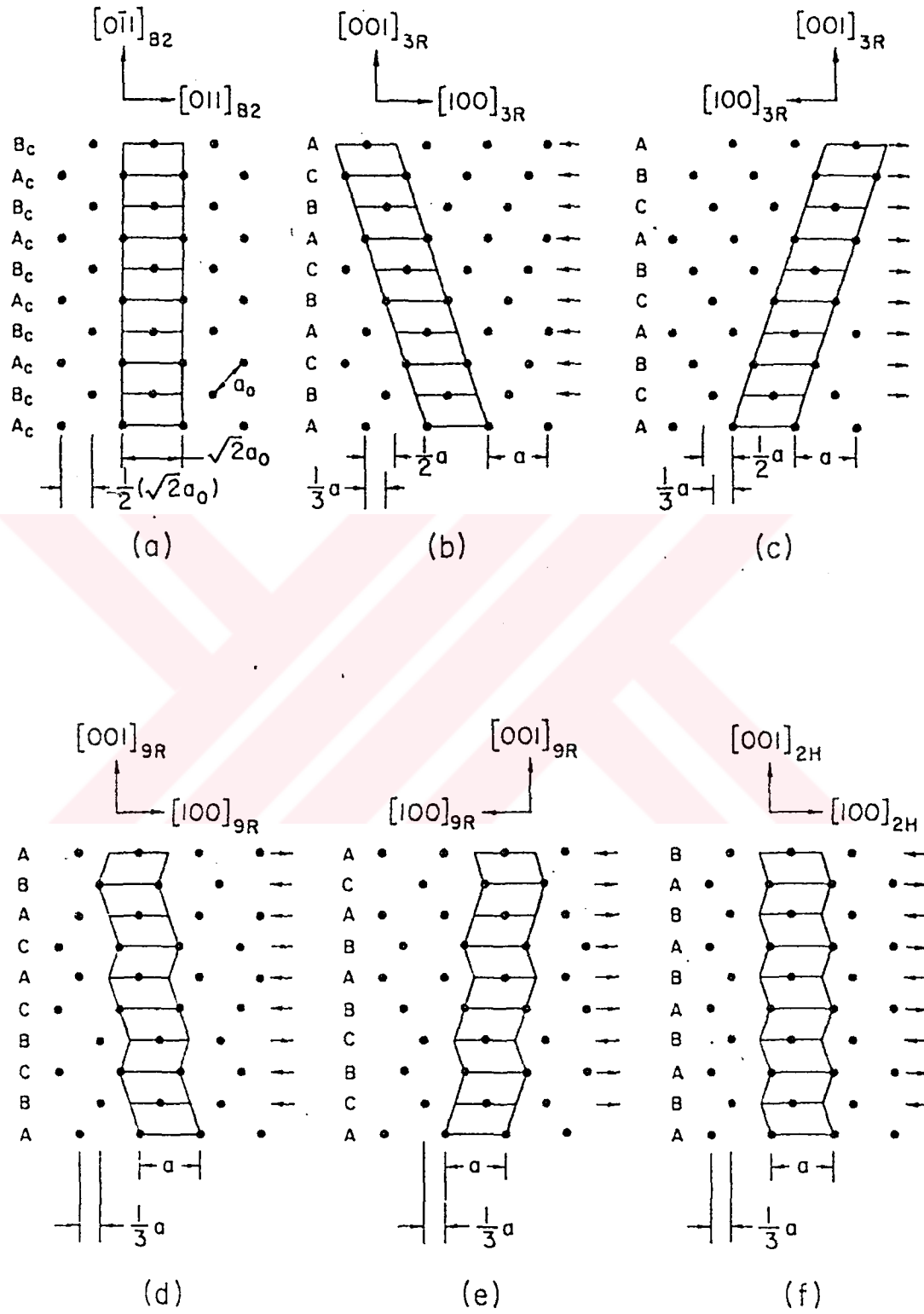
1. GİRİŞ

Termoelastik martensitik dönüşüm sergileyen Cu- bazlı alaşımlar, NiTi ve yeni çalışmalarla desteklenmekte olan bazı demir bazlı alaşımlardaki faz geçişi birinci derecedendir. Bir başka deyişle, şekil hatırlama olayı (shape memory effect), pseudoesneklik (pseudoeelasticity) ve ferroesneklik (ferroelasticity) olayının gözlenmesiyle birinci dereceden faz geçişi ile birebir ilişkilidir ^[1-4]. Bu olayların görüldüğü alaşımların yüksek sıcaklık fazı (austenit faz) CsCl veya Fe₃Al (DO₃) süper yapılu düzenli bcc kristal örgüye sahiptir. CuZn, CuAlZn, CuAlNi, AgCd, AuCd, CuAuZn, NiTi, NiAl ve benzeri alaşımlar bu türdendir. Bunun yanısıra düşük sıcaklık fazı (martensit faz), 2H (AgCd, CuAl Ni, CuSn), 3R (NiAl), 9R (CuAl, CuZn) ve 18R (CuZnAl, CuSn) yığılım düzenlidir (Şekil 1.1).

Şekil hatırlama olayı sergileyen alaşımlarda austenit fazdan martensit faza geçiş, sıcaklık veya zor etkisi veya herikisinin birlikte etkimesiyle meydana gelebilir. Ürün yapılarıdaki farklılık yığılım düzeninden kaynaklanır. Ancak, faz geçişi karakteristikleri birbirinin benzeridir. Şekil hatırlama olayını gerçekleyen alaşımlardaki martensitik dönüşümlerin birinci dereceden, difüzyonsuz, atermal olması karakteristik özelliklerin benzer yanlarıdır ^[3]. Düşük sıcaklıklarda uygulanan kesme zoru kristalografik olarak özdeş martensit varyantları arasında deformasyon ikizleri ortaya çıkarır. Austenit ve farklı martensit varyantlarının ilgilenilen domainleri, sözkonusu sıcaklık aralığında kristal içerisinde birarada bulunurlar.

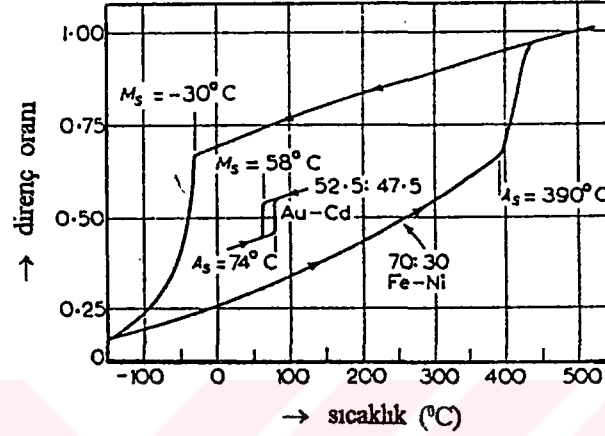
Dönüşümün temelini, düzenli bcc örgünün sıkı paket düzlemlerine paralel uygulanan kesme zoru oluşturur. Bu kesmenin $[1\bar{1}0]$ doğrultusunda (110) düzlemine oldukça yakın olacağı anlamına gelir. Bu kesme, kristalografik açıdan düzlemi değişmez bırakan deformasyonla ilişkilendirilir. Yüksek simetrikli austenit yapıdan kristalografik açıdan özdeş 24 martensit varyantı elde edilebilir. Herbir martensit varyantının makroskopik şekil deformasyonu yaklaşık %10 mertebesindedir. Ancak 24 martensit varyantının A_i, B_i, C_i, D_i (i=1,6) dörderli kombinezonlarına ilave olarak 6 grubun birbirleriyle uyumlu kombinezonu sonucunda toplam şekil deformasyonu hemen hemen sıfırdır. Şekil hatırlama alaşımlarındaki martensitik dönüşüm sonucunda hacimce değişim %1 den daha küçüktür ^[4].

Şekil hatırlamalı alaşımlar termoelastik martensitik dönüşüm gösterir. Bu tür dönüşümlerdeki büyüme kinetiği ve görülen dar histeresis, şekil hatırlama olayı için gereklidir.



Şekil 1.1. Ana fazın $(1\bar{1}0)$ ve martensit fazın (001) düzlemlerinin yığılım düzeni a) B2, b) 3R (ABC), c) 3R (ACB), d) 9R (ABCBCACAB), e) 9R (ACBCBABAC), f) 2H (AB)^[2].

Termoelastik martensit dönüşümü esnasındaki davranış Şekil 1.2 de görülmektedir. Dönüşüm, M_s martensit dönüşüm sıcaklığında başlar. Bu sıcaklıkta alaşım içinde kimyasal serbest enerjinin en düşük olduğu noktalarda plakalar teşekkül etmek suretiyle martensitik dönüşüm başlar. Sıcaklık düşüşü ile mevcut plakalar büyür ve bu plakalara yenileri eklenerek kristal tamamen ürün faza dönüşünceye kadar işlem devam eder.



Şekil 1.2. AuCd (termoelastik) ve FeNi (termoelastik olmayan) martensitik faz dönüşümlerinin histeresis eğrileri [2].

Sıcaklık etkisiyle, austenit tek kristalinden 24 martensit varyantı oluştuğundan sonra, numuneye etkiyen zor ile martensit tek kristali meydana gelir. Yani, bu martensit tek kristal oluşumunu sağlayan sadece soğutma işlemi değil, aynı zamanda dışardan uygulanan zordur. Birinci dereceden faz geçişlerinde histeresis karakteristiktir. Bundan dolayı, martensit faz dönüşümü ister sıcaklık ister zor etkisiyle olsun, daima histeresis gözlenir. Histeresis özelliği, martensit ve austenit yapıların birarada olmasının bir sonucudur. Böylece farklı iki yapıdaki austenit ve martensit plakası bir bölge duvarına (domaine) sahip olur. Deneysel ikiz ve faz sınırlarının $[110](1\bar{1}0)$ kesme sistemiyle oluşturulduğunu ispatlamaktadır [4]. Değişik sıcaklık veya uygulanan zor etkisi bu domainlerin denge konfigürasyonunu değiştirir. Bu ise, bazı domainlerin bir diğerinin zararına büyüyeceği anlamına gelir. Dolayısıyla, bölge duvarlarındaki değişimin takip edilmesi martensitik dönüşümün de takibini mümkün kılar.

Bir fazın belirlenmiş şartlardaki Gibbs serbest enerjisi minimum ise sistem termodinamik açıdan dengededir. Birinci dereceden faz dönüşümü sergileyen sistemler, denge dönüşüm sıcaklığında, ele alınan düzen parametresine bağlı birinci türevlerinde süreksizlik gösterir. Bu süreksizlik, faz geçişinin karakteristik özelliğidir. Benzer olarak, ikinci türevdeki süreksizlik ise ikinci dereceden faz geçişinin karakteristik özelliğidir.

Martensitik faz geçişi ile ferroelektrik ve ferromagnetik faz geçişi arasındaki benzerlik ve farklılıklar izelge 1.1 de verilmiştir.

Çizelge 1.1 Martensitik, ferroelektrik ve ferromagnetik faz geçişleri arasındaki benzerlik ^[5]

Martensitik faz geçişi	Ferroelektrik faz geçişi	Ferromagnetik faz geçişi
birinci derece	birinci veya ikinci derece (numuneye bağlı)	ikinci derece
austenit	dielektrik faz	paramagnetik faz
martensit	ferroelektrik faz	ferromagnetik faz
zorlanma	kutuplanma	mıknatıslanma
$\sigma=0$ da denge faz geçiş sıcaklığı	Curie sıcaklığı	Curie sıcaklığı
martensit varyantlar arasında zorlanma sınırları	ferroelektrik domain duvarları	Bloch duvarları
elastik sabıtı	1/elektrik geçirgenlik	1/mıknatıslık geçirgenlik

Ginzburg-Landau teorisine göre, martensitik faz geçişinin düzen parametresi e zorlanmadır. Sisteme dışarıdan etkiyen alan ise σ kesme zorudur. Teori, martensitik dönüşümün temel karakterlerine uygun olarak Landau serbest enerjisine bir terim ilavesi ile oluşturulur.

Bu alışmada, Cu-Au-Zn Şekil hatırlama alaşımındaki martensitik faz geçişi tek boyutlu Ginzburg-Landau modeli ile incelenmiştir.

2. ŞEKİL HATIRLAMA ALAŞIMLARININ GINZBURG-LANDAU TEORİSİ

2.1. Landau Teorisine Giriş

Landau teorisinin tek boyutlu modelini, düzenli bcc yapının altı {110} düzleminden birine uygulanan zıt kesme zorları oluşturur. Bu kesme zorlarıyla birbirinin ikizi olan M^+ ve M^- martensit varyantları elde edilir.

{110} sıkı paket düzlemlerinin yağılım düzlemlerine uygulanan zıt zorlar ile kristal deformasyona uğrar. Deforme edilmemiş yapı austenit kabul edilir. Bu yüzden, ε kesme zorlanmasının sıfıra gitmesi ile kararlı austenit yapıya ulaşılır. Ancak bu referans durumun, austenitin kararsız olduğu sıcaklık civarında kullanıldığına dikkat etmek gerekir.

2.1.1. Serbest Enerji

Landau teorisi çerçevesinde yavaşça değişen ε kesme zorlanmasına sahip tek kristali düşünelim. Helmholtz serbest enerji fonksiyonu F , termoelastik teori uygulanarak durum denklemini veren T sıcaklığının ve zorlanmanın bir fonksiyonu olarak belirlenmelidir.

Bu fonksiyon şu şartlar izlenerek sağlanmalıdır.^[5]

- 1) Kristalin sıkı paket düzlemine uygulanan zıt kesmeden dolayı F serbest enerjisi, ε 'a göre simetriktir.
- 2) Yüksek sıcaklıklarda sadece deforme edilmemiş austenit kararlıdır. Dolayısıyla F serbest enerjisinin sadece ε kesme zorlanmasının sıfırına karşılık sadece bir minimumu olmalıdır.
- 3) Düşük sıcaklıklarda sadece martensit kararlıdır. F 'nin M^+ - M^- martensit ikizlerine karşılık gelen birbirine simetrik iki minimumu olmalıdır.
- 4) Ara sıcaklıklarda austenit için bir ve kararlı veya yarıkararlı martensit için iki olmak üzere F serbest enerjisinin üç minimumu olmalıdır.
- 5) F , ε 'un büyük değerleri için sonsuza gitmelidir. Böylece, kristal numunesine uygulanacak bütün ε kesme zorlanmaları için dönüşümün olamayacağı ifade edilir.

Bu şartları sağlayan en basit fonksiyon;

$$F(\varepsilon, T) = \alpha\varepsilon^6 - \beta\varepsilon^4 + \gamma(T - T_0)\varepsilon^2 + F_0(t) \quad (2.1)$$

$$\alpha, \beta, \gamma, T_0 > 0 \text{ sbt.}$$

dir. Bu denklem şekil hatırlamalı alaşımların gözlenen davranışlarının bütün değişimlerini nitel olarak verir.

$\text{Au}_{23}\text{Cu}_{30}\text{Zn}_{47}$ ^[6] şekil hatırlama alaşımına ait α, β, γ ve T_0 parametreleri;

$$\alpha = 7,5 \times 10^6 \text{ J/cm}^3$$

$$\beta = 1,5 \times 10^5 \text{ J/cm}^3$$

$$\gamma = 24 \text{ J/cm}^3\text{K}$$

$$T_0 = 208 \text{ K}$$

dir. Bu deneysel yolla elde edilen verileri kullanarak çizilen $F(e, T)$ grafikleri Şekil 2.1 de görülmektedir.

İşlemleri basitleştirmek için bu denklemi şu boyutsuz niceliklerle yeniden yazmak daha uygun olur:

$$f = \frac{\alpha^2}{\beta^3} \cdot F, \quad e = \sqrt{\frac{\alpha}{\beta}} \cdot \varepsilon, \quad t = \frac{\alpha\gamma}{\beta^2} (T - T_0) - \frac{1}{4} \quad (2.2)$$

Bunları kullanarak denklemi şu şekilde elde ederiz:

$$f = e^6 - e^4 + \left(t + \frac{1}{4}\right) \cdot e^2 + F_0(t). \quad (2.3)$$

Farklı sıcaklıklar için Helmholtz serbest enerjisi e kesme zorlanmasının bir fonksiyonu olarak Şekil 2.2 de çizilmiştir. f yukarıda bahsedilen beş şarta uygundur. Yüksek ve düşük sıcaklık sınırı için şu boyutsuz sıcaklıklar elde edilir:

$$f = e^6 - e^4 + \left(t + \frac{1}{4}\right) e^2$$

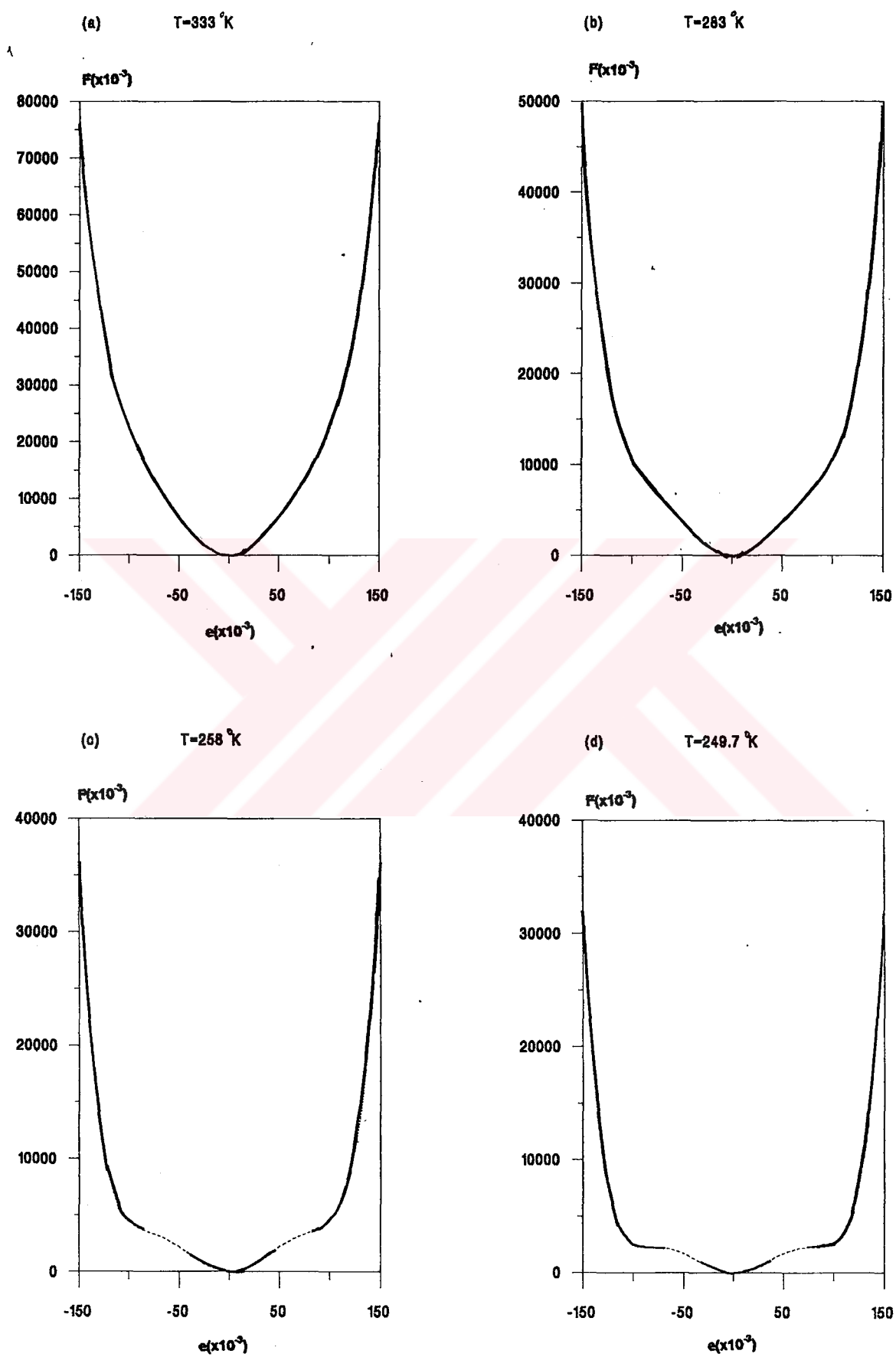
$$\frac{\partial f}{\partial e} = 6e^5 - 4e^3 + 2\left(t + \frac{1}{4}\right)e = 0$$

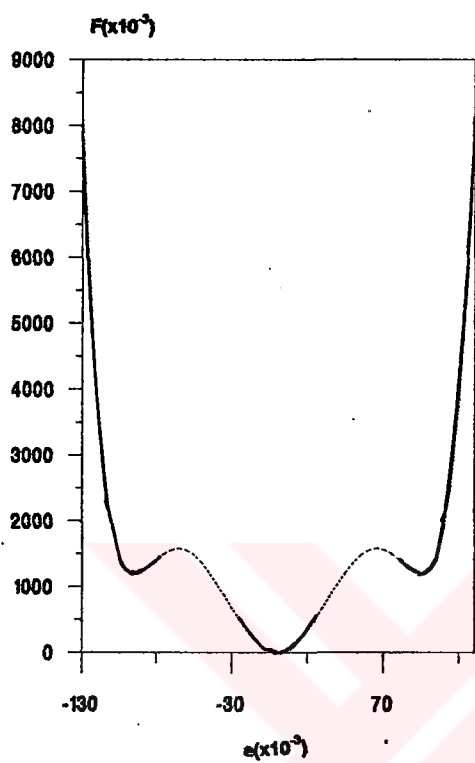
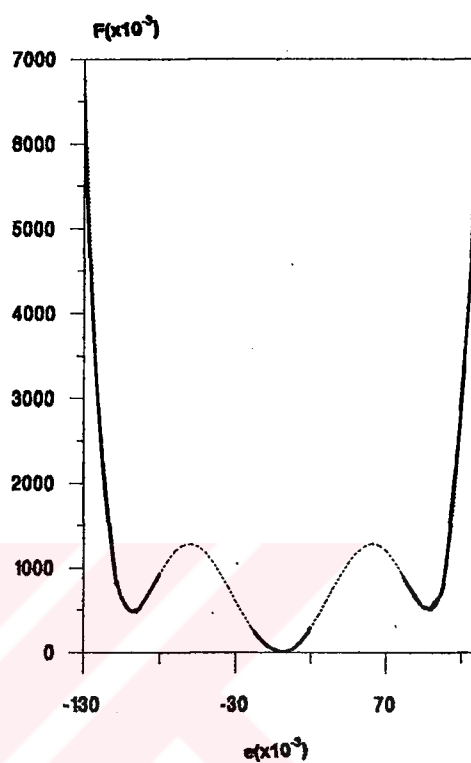
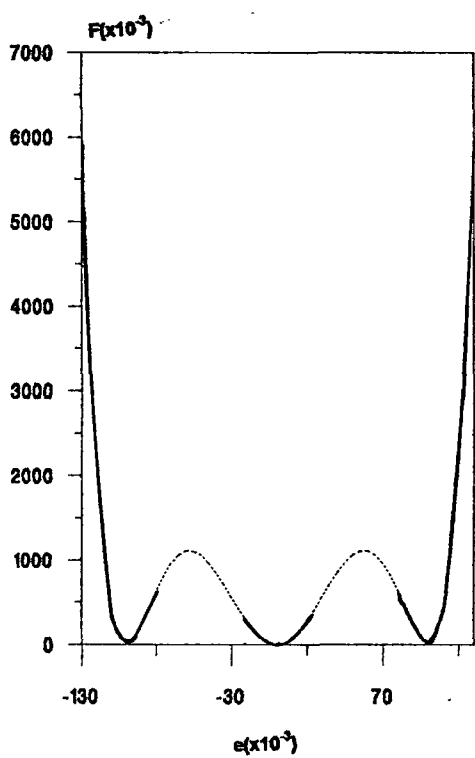
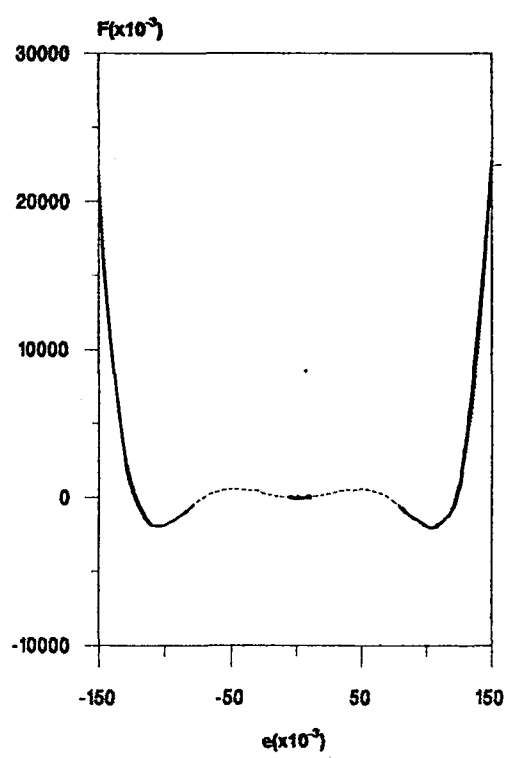
$$6e^4 - 4e^2 + 2\left(t + \frac{1}{4}\right) = 0 \quad e^2 = u$$

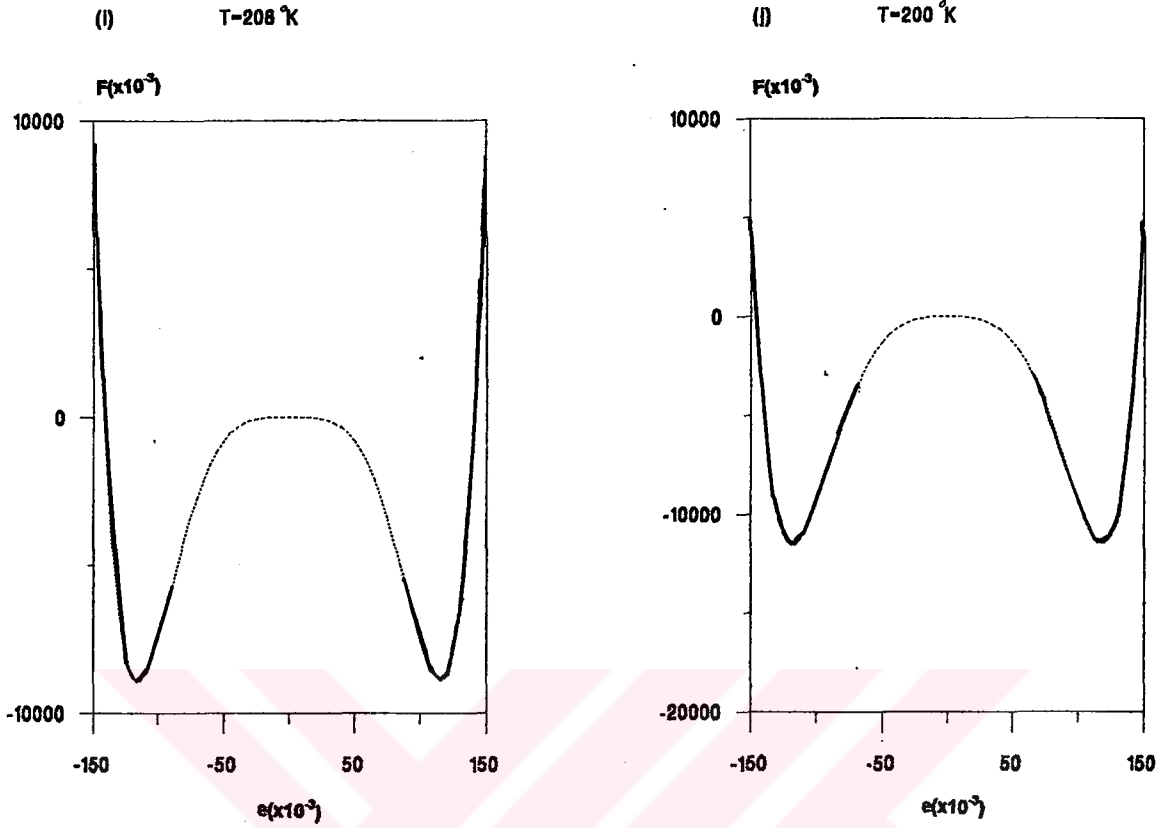
$$6u^2 - 4u + 2\left(t + \frac{1}{4}\right) = 0$$

$$u_{1,2} = \frac{4 \mp \sqrt{16 - 4 \cdot 6 \left[2\left(t + \frac{1}{4}\right)\right]}}{12} = \frac{4 \mp \sqrt{16 - 48t - 12}}{12} = \frac{4 \mp \sqrt{4 - 48t}}{12}$$

Reel kök için karekök içerisinde sıfırdan büyük olması gerektiğinden;



(e) $T=244.4\text{ K}$ (f) $T=241.3\text{ K}$ (g) $T=239.3\text{ K}$ (h) $T=231.4\text{ K}$ 



Şekil 2.1. $\text{Au}_{23}\text{Cu}_{30}\text{Zn}_{47}$ alaşımına ait F serbest enerjisinin e zorlanmasına bağlılığı.

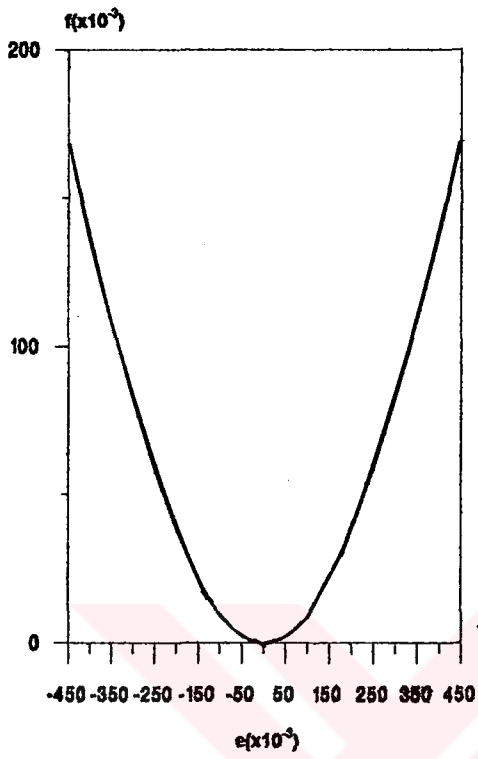
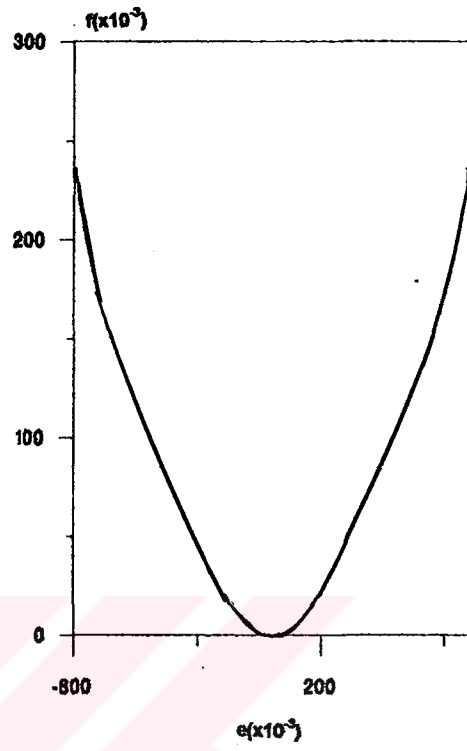
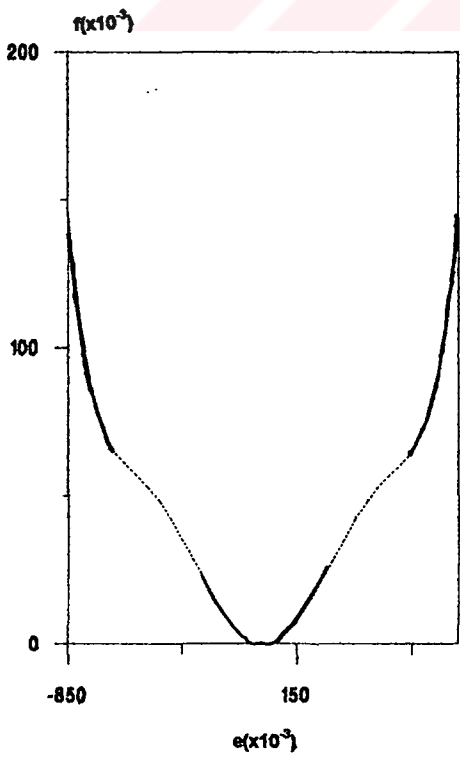
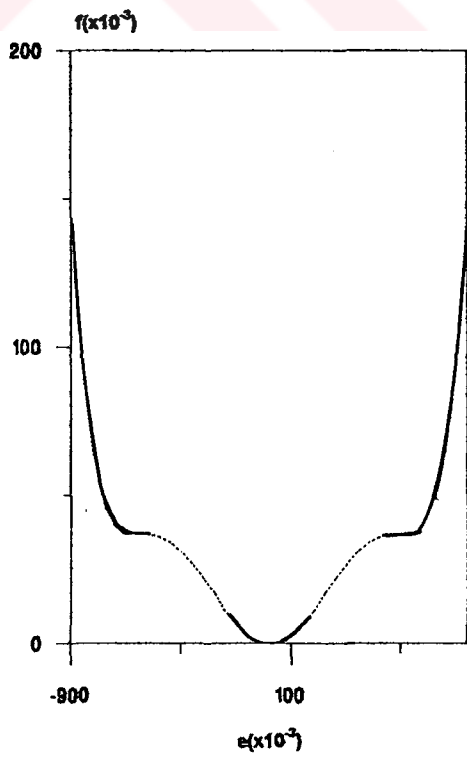
$$4 - 48t > 0 \Rightarrow t > \frac{1}{12} \quad \text{yüksek sıcaklık fazı}$$

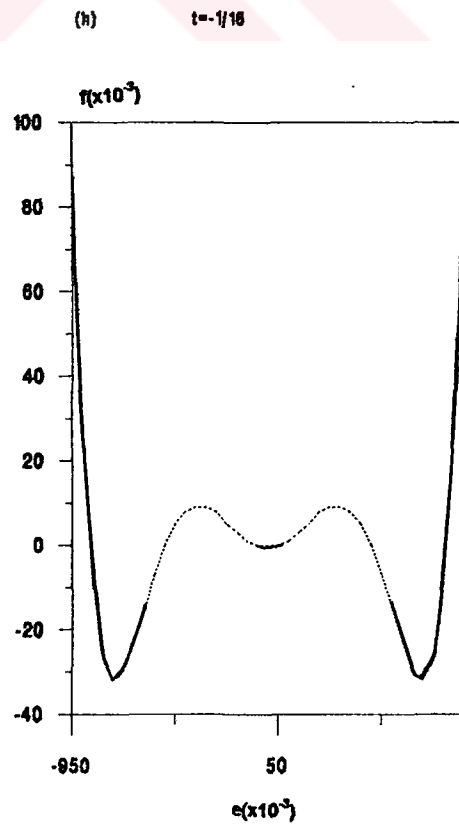
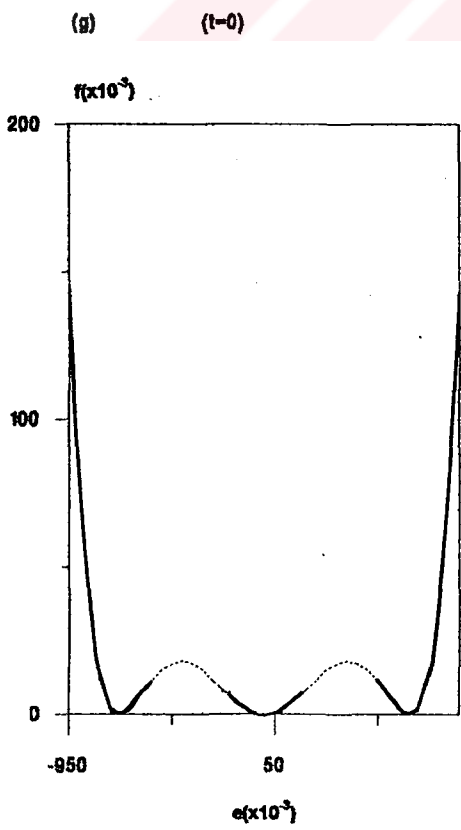
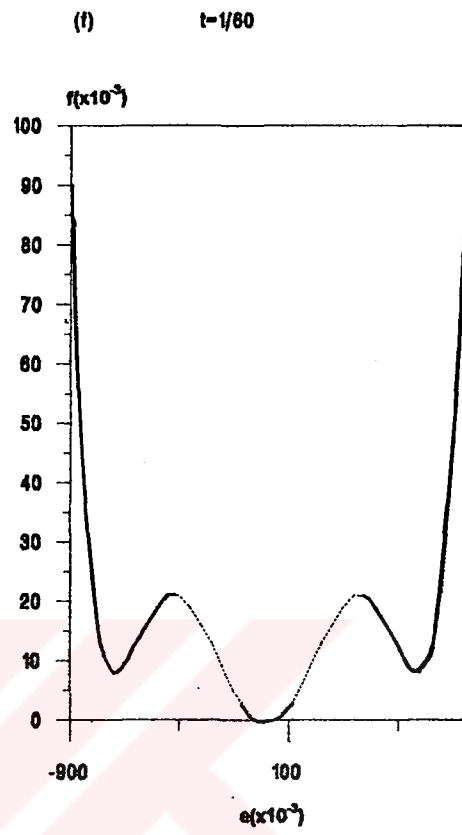
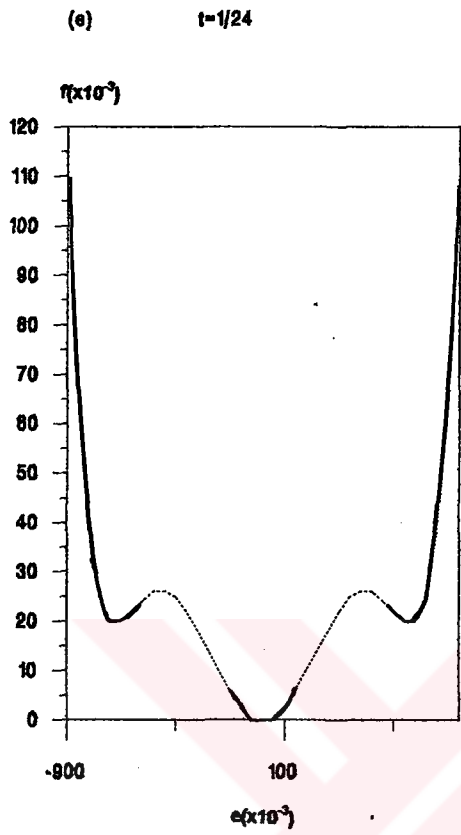
$$t + \frac{1}{4} = 0 \Rightarrow t < -\frac{1}{4} \quad \text{düşük sıcaklık fazı}$$

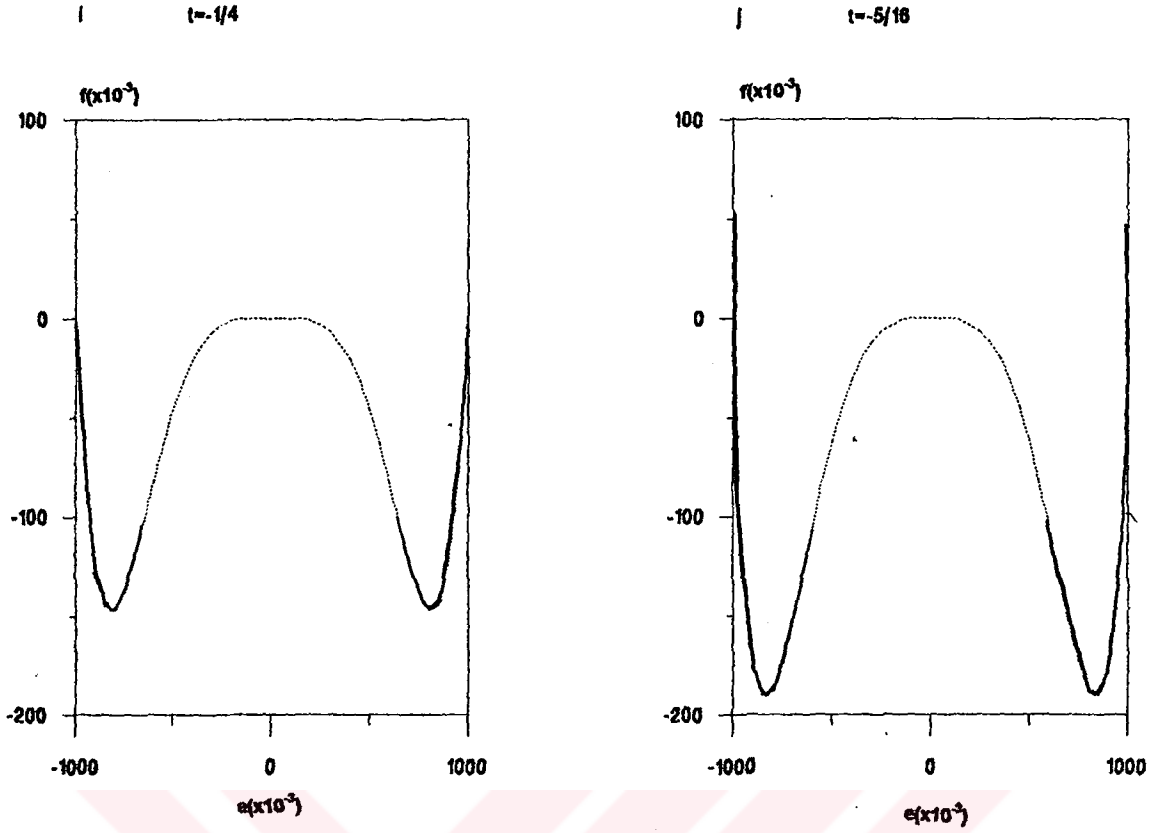
bulunur. Yüksek sıcaklıklarda ($t > 1/12$) $e=0$ için Landau serbest enerjisi, sadece austenit fazın bulunmasına gerçeğine uygun olarak bir minimuma sahiptir. Düşük sıcaklıklarda ($t < -1/4$) $e=0$ da austenitik bir minimum yoktur. Bunun yerine, sağ ve sol martensitik varyantına karşılık gelen $e = \pm e_0(t)$ de iki martensitik minimum vardır. Orta sıcaklıklarda ($-1/4 < t < 1/12$) serbest enerji üç minimuma sahiptir, yani hem martensit varyantlar hem de austenit varyantlar kararlıdır ya da en azından yarı kararlıdır. Boyutsuz t sıcaklığı sıfır ise, austenit ve martensit varyantlara karşılık gelen toplam üç minimum eşit derinliktedir.

Martensitik minimumu yukardaki $u_{1,2}$ köklerini bularak;

$$u_{1,2} = \frac{4 \mp \sqrt{4 - 48t}}{12} = \frac{1}{3} \mp \frac{\sqrt{1 - 12t}}{6}$$

(a) $t=3/4$ (b) $t=7/20$ (c) $t=3/20$ (d) $t=1/12$ 





Şekil 2.2. Parametrelere bağlı olarak t sıcaklığı ile e kesme zorlanmasının f Helmholtz serbest enerjisi.

$$e_0 = \mp \sqrt{\frac{1}{3} \mp \frac{\sqrt{1-12t}}{6}}$$

$$e_0 = \mp \sqrt{\frac{1}{3} + \frac{\sqrt{1-12t}}{6}}, \quad t < \frac{1}{12} \quad (2.4)$$

elde edilir. Burada üç farklı faza uygulanan serbest enerji fonksiyonuna dikkat edilirse, eğrilerin kesikli parçalarının kararsız bölgelere ait olduğu kolayca görülür.

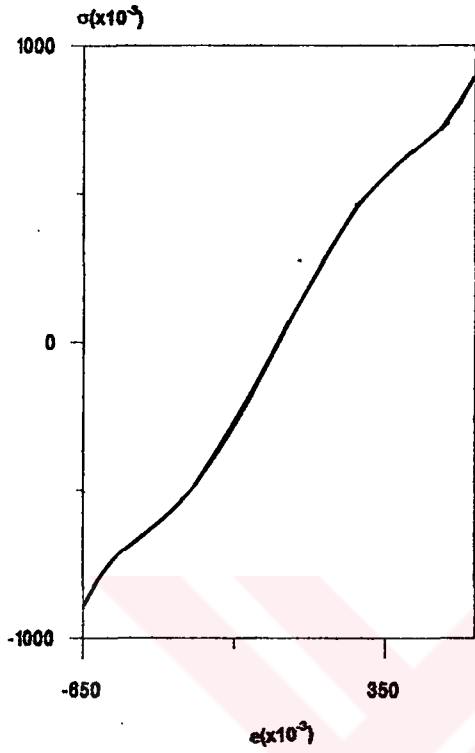
2.1.2. Zor-zorlanma ilişkisi

Kesme zoru σ , deformasyon üzerine sistemin tepkisidir.

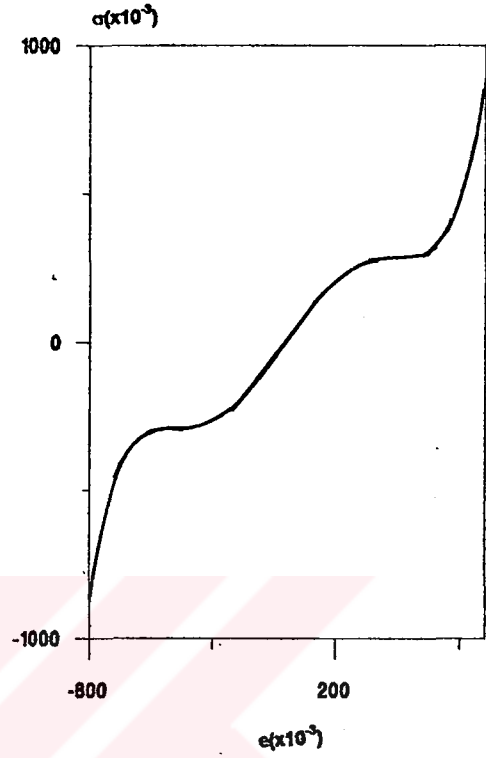
$$\sigma = \frac{\partial f}{\partial e} = 6e^5 - 4e^3 + 2\left(t + \frac{1}{4}\right)e \quad (2.5)$$

Zor-zorlanma eğrileri zorlanmaya göre antisimetriktir (Şekil 2.3). Yüksek sıcaklıklarda zor-zorlanma eğrisi hemen hemen lineerdir. Kristal lineer elastiktir. Daha düşük sıcaklıklarda

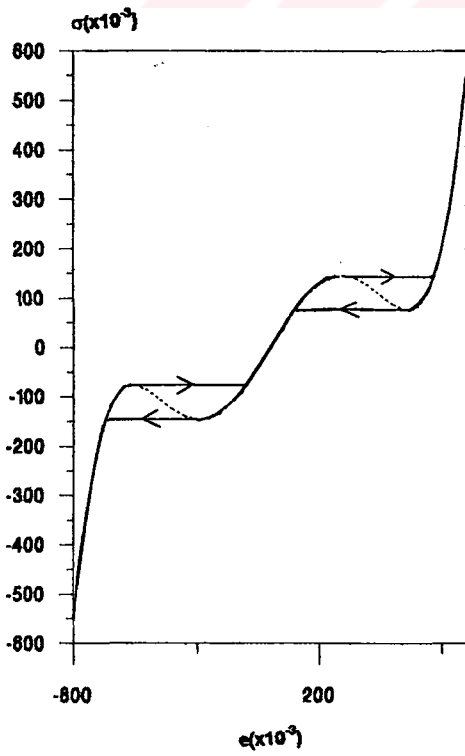
(a) $t=3/4$



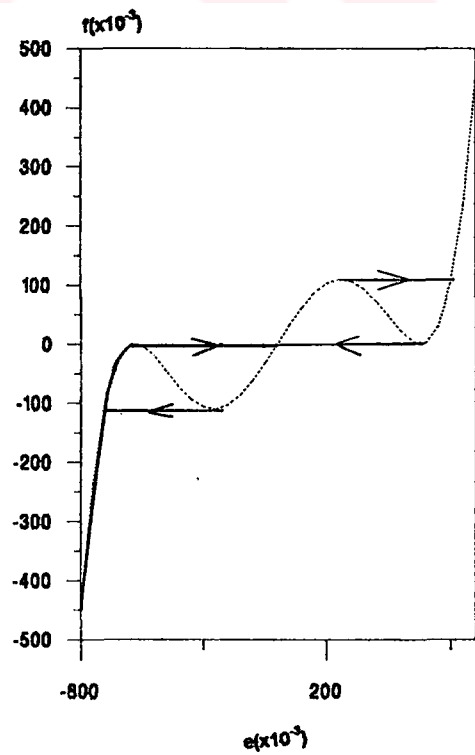
(b) $t=7/20$



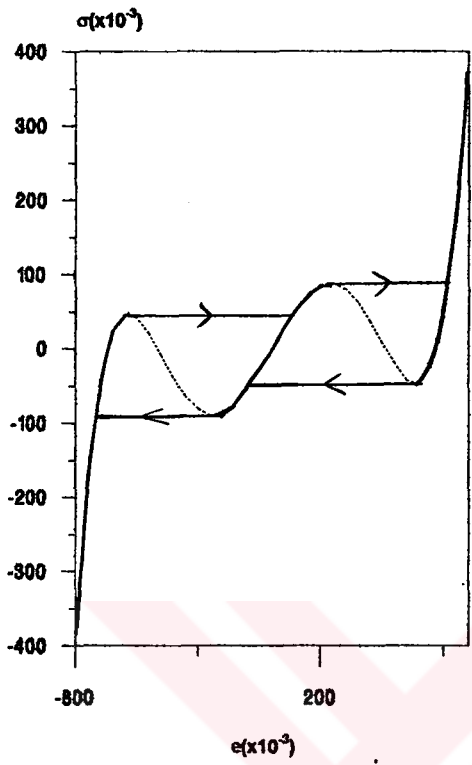
(c) $t=3/20$



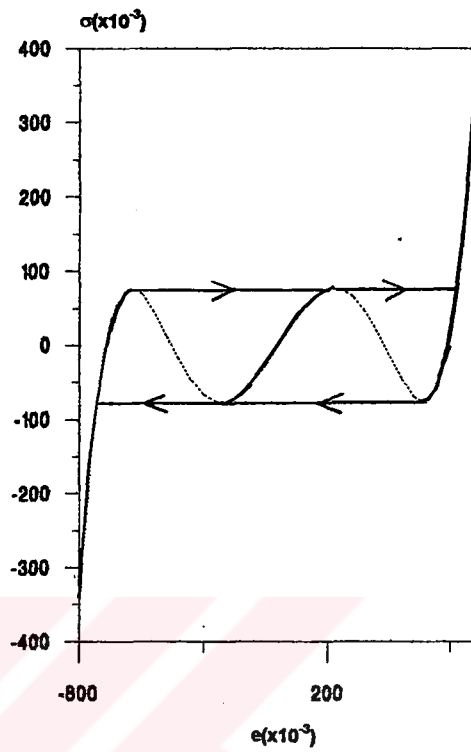
(d) $t=1/12$



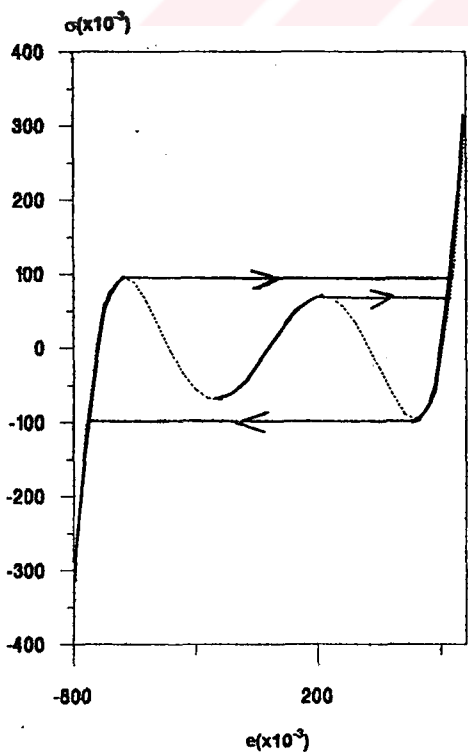
(e) $t=1/24$



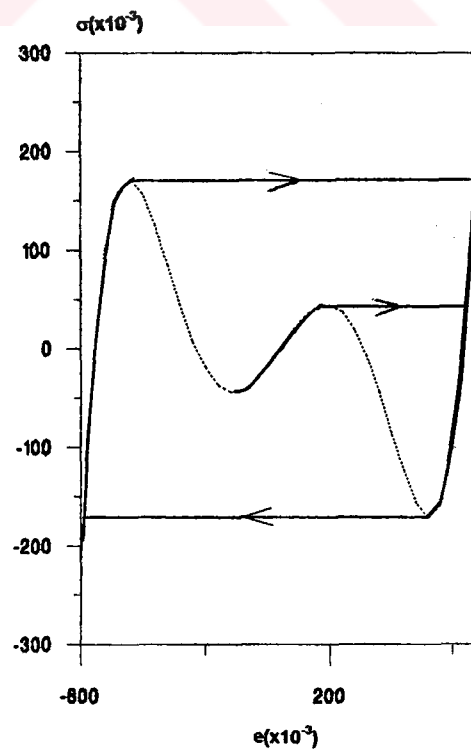
(f) $t=1/60$

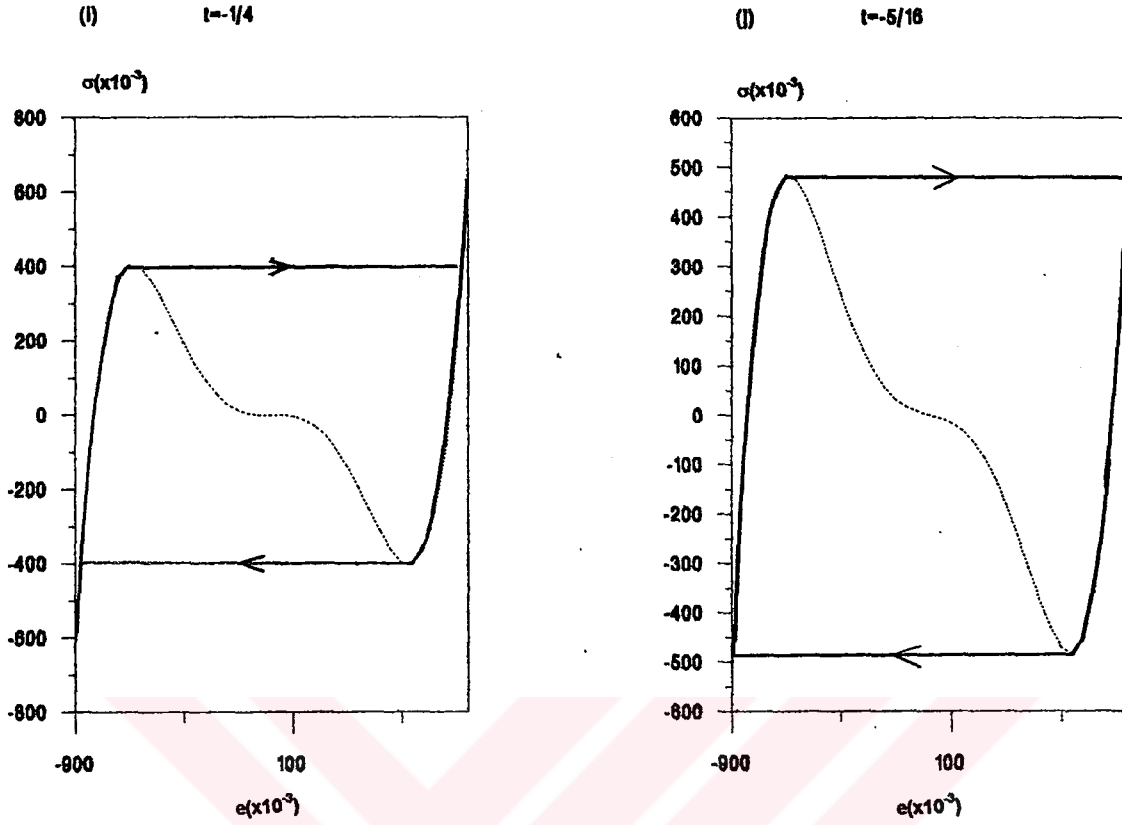


(g) $t=0$



(h) $t=1/18$



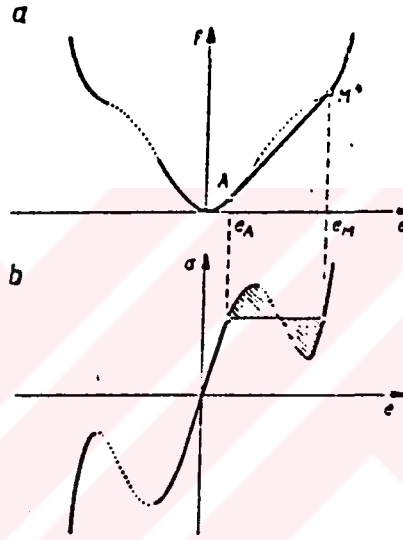


Şekil 2.3. Farklı t sıcaklıkları için ϵ kesme zorlanması için σ kesme zoru.

lineer olmayan bir davranış vardır. $7/20 > t > 1/12$ aralığında pseudoelastiklik vardır. Austenit, yükleme boyunca eğri maksimuma ulaşana kadar sürekli olarak deforme olur. Noktalı bölgede kesme zoru ilave bozulmayla azalacaktır. Eğrilerin bu parçası kararsız bölgedir. Aslında kristal üst ok boyunca austenitten martensite bir faz dönüşümüne uğrar. Bu yükleme sırasında daha çok austenitin hiç austenit kalmayncaya kadar martensite dönüşmesi demektir. Ok boyunca iki fazın bir karışımı vardır. İlave yükleme martensitin bozulmasına sebep olur. Yük ortadan kalkarsa eğrinin minimumuna ulaşana kadar martensitin deformasyonu geri gider. Martensitten austenite ters dönüşüm hemen altındaki ok boyunca meydana gelir. Pseudoelastisite olayının gözlemlendiği sıcaklıklarda numunenin zor-zorlanma eğrilerinde histerisis görülür. Soğutma işleminde histerisis $t=1/12$ ye kadar büyür. Daha düşük sınıra zorun ortadan kalkmasıyla ulaşması büyümenin sebebidir. $t < 1/12$ sıcaklıklarında martensit üzerindeki yükün kaldırılması ile ϵ_0 zorlanmalı (denklem 2.4) zor-serbest martensiti (strees-free martensite) meydana çıkar. Bu sıcaklıklar için kristal ferroelastiktir. Austenit yapıya tersinir dönüşüm sadece ters yönde yüklemeyle ortaya çıkar. $1/12 > t > 1/60$

ise, ters dönüşüm M^+ sağ martensit ikizinden austenit yapıdır ve tersinir yükleme ile sol martensit ikiz elde edilir. $t < 1/60$ ise, tersinir yüklemeyle sağ martensit ikizinden sol martensit ikizine doğrudan doğruya faz geçişi gerçekleşir. $t < 1/4$ ise zor-zorlanma eğrisinde austenit faz kaybolur ve martensit ikizlerin ferroelastik bir davranışı elde edilir.

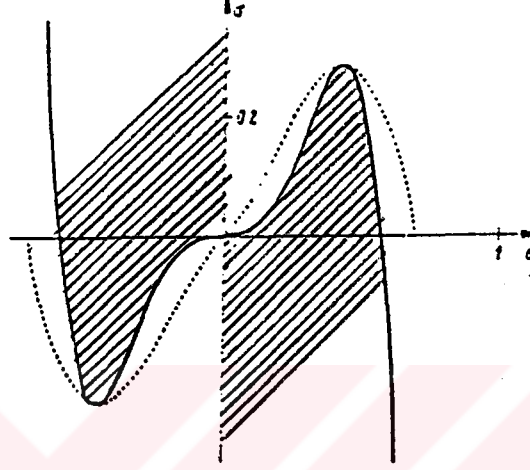
Zor-zorlanma ilişkisinde herbir zor değeri için zorlanmanın üç değeri vardır. Bunun için sistemin hangi fazda olduğunu bilmek gerekir. Eğer sıcaklık $t_{cr} = 7/20$ den daha düşükse, histerisisli birinci derece zor-etkili faz geçişi elde edilir. t_{cr} sıcaklığında $e_{cr} = 1/\sqrt{5}$, $\sigma_{cr} = 16/(25\sqrt{5})$ noktasında bir kritik nokta elde edilir.



Şekil 2.4. (a) f-e grafiğinde (b) σ -e grafiğinde denge faz geçişinin Maxwell kuralı. [5]

Buraya kadar kararsızlığa karşılık gelen noktalı bölgeleri tanımlayan en yüksek ihtimalli histerisislerle ilgilenildi. Denge faz geçişiyle ilgilenilirse, eğrilere yeniden göz atmak gerekir. Zor-zorlanma eğrisinde negatif negatif eğimli kararsız bölge varsa serbest enerjide konkav kısım vardır (Şekil 2.4). Bu konkavlık $f(e)$ serbest enerji diyagramından görüleceği gibi kararsız bölgeye karşılık gelir. Bu kararsız bölge austenit bölgedeki e_A zorlanması ile martensit bölgedeki e_M zorlanması arasında bir teğet vardır. Bu teğet e_A ile e_M arasındaki faz karışımını gösterir. Dengede serbest enerji minimum olduğu için denge faz geçişi bu teğet boyuncadır. A noktasına ulaşıldığı zaman faz ayrımı başlar. Daha fazla yüklemede, austenit, tüm kristal M^+ noktasında dönüşüme uğrayıncaya kadar martensite dönüşür. Bu yapı zor-zorlanma eğrisine çevrilerek gölgeli alanlara karşılık gelen Maxwell çizgisini ifade eder.

Şimdi kararsız bölge zor-zorlanma uzayında geometrik olarak çizilebilir (Şekil 2.5). Faz geçiş dilinde kararsız bölgeyi bağlayan eğriye spinodal denir. Spinodal içindeki bölgede kararlı bir tek-faz konfigürasyonu olmaz. Aynı diyagramda denge faz geçişinin yer aldığı çizgi çizilebilir. Bu eğri dengede austenit ve martensitin birarada varolduğu bölgeyi sınırlar. Eğriler arasındaki bölge süperzorlanma domainidir.



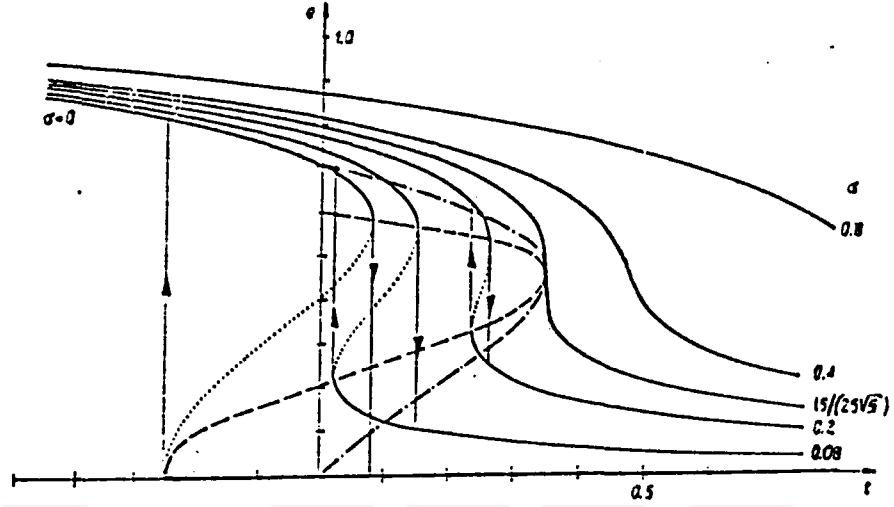
Şekil 2.5. Zor-zorlanma uzayında spinodal(kesiksiz eğri) ve denge faz geçişinin çizgisi (noktalı eğri). Spinodal tarafından sınırlanan gölgeli alan kararsız bölgedir. Her iki eğri arasındaki alan süperzorlanma bölgesidir [5].

2.1.3. Sıcaklık-etkili faz geçişi

Martensitik faz geçişi sadece sabit bir sıcaklıkta yükleme ile değil, aynı zamanda yük sabit tutularak ısıtma veya soğutmayla meydana getirilebilir.

Şekil 2.6 de sabit yükde zorlanma-sıcaklık eğrileri gösteriliyor. Büyük yük değerleri için kararsızlık olmayacağı gibi bir faz geçişide meydana gelmez. Kritik zor değerlerinden küçük zor değerlerinde ($\sigma_{cr}=16/25\sqrt{5} > \sigma$) austenit numunenin soğutulmasıyla kararlılığın bittiği görülür. Bir başka deyişle, eğrinin kırıldığı sıcaklıkta bir faz geçişi başlar. Kristalin soğutulmasıyla hemen hemen bozulmamış M^+ martensitine dönüşüm sağlanır. Martensit numunesinin ısıtılmasıyla kararsızlığın sınırına sadece daha yüksek sıcaklıklarda ulaşılır. Böylece austenite ters dönüşüm ortaya çıkar ve termal histerisis elde edilir. Kesikli eğri kararsız bölgeyi sınırlar ve spinodal diye adlandırılır.

Kesikli-noktalı eğri denge faz geçişinin vuku bulduğu noktaları birleştirir. Dolayısıyla kesikli ve kesikli-noktalı eğriler arasındaki bölge muhtemel süpersıtma veya süpersoğutmayı belirtir.



Şekil 2.6. σ farklı zorları için t sıcaklığı üzerinde e zorlanması. Noktalı bölgeler tireli eğriler tarafından sınırlanan kararsız durumlara karşılık gelir. Oklar en yüksek ihtimalli histerisislerin durumunda sıcaklık-etkili faz geçişini gösterir. Tireli-noktalı eğride denge faz geçişi meydana gelir. [5,7]

Pratikte süpersoğuma ve süpersınmanın ne derecede olduğu açık değildir. Elastiklik açısından homojen numune üzerinden zor etkisi kaldırılırsa tek kristalin soğutulmasıyla martensit oluşumunun başlaması $[-1/4, 0]$ sıcaklık aralığındaki domainlerde gerçekleşmesi gerekir. Benzer şekilde numunenin ısıtılmasıyla austenit oluşumu $[0, 1/2]$ sıcaklık aralığında gerçekleşmesi gerekir.

Örgü kusuru varsa, kristal kendinden zorludur. Böylece örgü kusurunun aniden değiştiği komşulukta kesme zoru alanı oluşur. Çünkü kararlı domainlerin sınırları yanında denge faz geçişlerinin sıcaklığı zora bağlıdır, bu sıcaklıklar kristal içinde de değişecektir. Farklı zor alanlarına sahip austenit numunesinin soğutulmasıyla beklenilenden daha yüksek sıcaklıklarda martensitik dönüşüm meydana gelir. Böylece, bu tür iç zorun olduğu bölgelerdeki martensitik dönüşüm, diğer bölgelerden daha önce gerçekleşir.

Bu modelde, austeniti $t > t_{cr}$ 'e ısıtıp sonra bir $\sigma > \sigma_{cr}$ yükü uygulayıp ve t_{cr} 'nin altına soğutursak yani kritik nokta etrafında dönersek austenitten martensite sürekli bir geçiş sağlamak mümkündür.

2.2. Ginzburg-Landau Teorisine Giriş

Birinci dereceden faz dönüşümlerinin karakteristik özelliklerinden birisi; sıcaklık ve dış zorun belirli değerlerinde ana ile ürün fazın ve farklı yönelimlere sahip domainlerin birarada bulunabilmesidir. Devonshire teorisinde olduğu gibi Landau teorisinde de birinci derece faz geçişleri vardır^[8,12]. Bu tür faz geçişlerinin tabiatından dolayı, domain sınırlarında düzen parametresi aniden değişir. Oysa Landau veya Devonshire teorilerine göre düzen parametresine bağlı serbest enerji, sadece bu niceliğin yavaşça değişimini içerir. Domain sınırlarıyla uğraşırken serbest enerji yoğunluğuna düzen parametresinin türevlerini içeren terim ilavesi gereklidir. Birinci dereceden faz geçişinin gerçek tabiatını ortaya koyan bu terim ilavesi ile Ginzburg-Landau teorisinin temeli atılmış olur^[7-11].

2.2.1. Serbest Enerji

Landau teorisi, yığılım doğrultusu boyunca yavaşça değişen zorlanma ile oluşmuş kristal tabakalarını temel alır. Bu yolla faz sınırının olmadığı deforme edilmiş kristal ele alınır. Ginzburg-Landau teorisinde bu sınırlamadan vazgeçilerek aniden değişen kesme hesaba dahil edilir.

Landau teorisine göre; bir x noktası civarındaki F_L serbest enerji yoğunluğu, sözkonusu x noktası civarındaki zorlanmaya bağlıdır. Ginzburg-Landau teorisinde örgü eğriliğinin ölçüsü olarak zorlanma gradientine bağlı olan bir terim eklenir. Bu terim klasik lineer olmayan elastiklik teorisinin dışında kalır. İlave edilen bu terimin en basit formu $\delta \left(\frac{d\varepsilon}{dx} \right)^2$ dir. Yani zorlanma gradyentinin karesiyle sabit δ katsayısının çarpımıdır. Bu terim sistemin simetrisine uygundur. Bir başka deyişle, lineer bir ifadesi probleme -simetriden dolayı- çözüm olmayacaktır. Böylece serbest enerji yoğunluğu ifadesi için;

$$\begin{aligned}
 F(x, t) &= F_L(\varepsilon(x), t) + \delta \left(\frac{d\varepsilon}{dx} \right)^2 \\
 &= \alpha \varepsilon(x)^6 - \beta \varepsilon(x)^4 + \gamma (T - T_0) \varepsilon(x)^2 + \delta \left(\frac{d\varepsilon}{d(x)} \right)^2, \quad (2.6) \\
 &\alpha, \beta, \gamma, \delta, T_0 > 0, \text{ sbt.}
 \end{aligned}$$

elde edilir. Kolaylık olması açısından,

$$f = \frac{\alpha^2}{\beta^3} F, \quad e = \sqrt{\frac{\alpha}{\beta}} \varepsilon, \quad e' = \frac{de}{dx}, \quad x = \sqrt{\frac{\beta^2}{\alpha\delta}} x, \quad t = \frac{\alpha\gamma}{\beta^2} (T - T_0) - \frac{1}{4}$$

ifadeleri kullanılarak x koordinatında olduğu gibi F, ε ve T değişkenlerini yeniden yazılırsa,

$$f(x, t) = f(e(x), t) + e'^2 = e(x)^6 - e(x)^4 + (t + \frac{1}{4})e(x)^2 + e'^2(x)^2 \quad (2.7)$$

elde edilir.

Deformasyona sistemin tepkisi iki yolla gerçekleşir. Birincisi; zorlanmaya tepki olan σ zoru;

$$\sigma = \frac{\partial f}{\partial e} = \frac{\partial f_L}{\partial e} = 6e^5 - 4e^3 + 2(t + 1/4)e, \quad (2.8)$$

olup burada σ Landau teorisindekiyle aynıdır. İkincisi;

$$\mu = \frac{\partial f}{\partial e} = 2e' \quad (2.9)$$

e' örgü eğriliğine karşılık gelen μ çiftlenim zorudur (couple stress).

Serbest enerjinin bu özel formunda çiftlenim zoru, örgü eğriliği ile lineer ilişkilidir ve sadece kendisine bağlıdır. Zorlanma ve sıcaklığa bağlı değildir. σ ve μ eşitlikleri esas eşitlikler veya durum eşitlikleridir [5].

x_1 den x_2 ye bir kristalin F_{tot} serbest enerjisi;

$$F_{tot}(t) = \int_{x_1}^{x_2} F(e(x), e'(x), t) dx \quad (2.10)$$

ifadesiyle verilir. Burada x_1 ve x_2 sistem sınırlarıdır.

2.2.2. Denge Şartları

Numune üzerine dışarıdan bir kuvvet yoksa martensit-martensit, austenit-martensit için $e(x)$ denge konfigürasyonu toplam serbest enerjinin minimumuyla verilir. Uygun olan Euler-Lagrange denklemleri;

$$\sigma - \mu' = 0 \quad x \in [x_1, x_2] \quad (2.11)$$

$$\mu(x_1) = \mu(x_2) = 0 \quad (2.12)$$

(2.11) denklemi sabit sıcaklıklar için x koordinat değişkenine bağlıdır. Ancak zorlanma için lineer olmayan bir diferansiyel denklemdir. Bölge duvarlarının yapısını ortaya koymak için uygundur ^[13].

F_L Landau serbest enerjisinin minimumlarından birini temsil eden $e=sbt.$ olan geçerli bir çözüm daima bulunur. (2.11,2.12) denklemlerinin nontrival çözümlerini elde etmek için (2.9) denklemi yerine konulur. Böylece denklem (2.11) den zorlanmaya bağlı kesme zoru;

$$\sigma(e) = 2e' \frac{de'}{de}$$

elde edilir. Burada $e' \frac{de'}{de} = e''$ dür. Ginzburg-Landau modelinde serbest enerji yoğunluğu ifadesinden;

$$e' = \sqrt{F_L(e) - F_0} \quad (2.13)$$

elde edilir. Bölge duvarlarının sınır şartını ortaya koyan (2.12) denklemi kullanılarak;

$$e'(x_1) = \sqrt{F_L(e(x_1)) - F_0} = e'(x_2) = \sqrt{F_L(e(x_2)) - F_0} = 0 \quad (2.14)$$

yazılır. Bundan ötürü, e' örgü eğriliği kristal yüzeyinde ortadan kalkar. Bölge duvarlarındaki her iki yüzey noktasında zorlanma sabittir. Dolayısıyla bölge duvarlarında $F_L(x_1)$ ve $F_L(x_2)$ Landau serbest enerjisi için;

$$F_L(x_1) = F_L(x_2) = F_0 \quad (2.15)$$

eşitliği yazılabilir. Bundan başka;

$$F_L(x) > F_0 \quad x \in (x_1, x_2) \quad (2.16)$$

olmalıdır. Denklem (2.13) den $e(x)$ fonksiyonunun inversi;

$$x(e) = \int \frac{de}{\sqrt{F_L(e) - F_0}} \quad (2.17)$$

ile verilir. $F_L(e)$ değeri yerine konulup, $E=e^2$ değişken değiştirmesiyle $x(e)$ fonksiyonu için;

$$x(e) = \frac{1}{2} \int \frac{dE}{\sqrt{E(E^3 - E^2 + (t + 1/4)E - F_0)}} \quad (2.18)$$

elde edilir. Bu fonksiyonun t sıcaklığına ve F_0 parametresine bağıli eliptik integral olduğu gör÷lmektedir.

3. TERMOELASTİK MARTENSİT FAZ DÖNÜŞÜM SÜRECİ

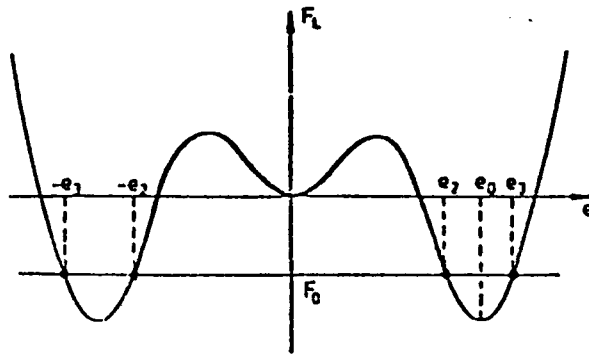
Yüzey enerjisi, bir sistemin serbest enerjisine yapılan bir ilave enerjidir. Bir sistemin yüzey enerjisi ne kadar küçülürse, yüzey bakımından sistem o kadar daha kararlı bir durumda bulunacaktır. Yüzey enerjisi, yüzey alanının küçülmesi veya birim alana isabet eden yüzey enerji değerinin küçülmesi suretiyle küçülebilir. Katılardaki faz dönüşümleri sürecinde, sıcaklık veya dışarıdan uygulanan zorun bölge duvarının değişimine sebep olacağı açıktır. Tek boyutta düşünüldüğü zaman, austenit yapının (110) düzlemlerine dik doğrultuda ilerlendiğinde düşük enerji seviyelerine karşılık gelen bölge duvarlarının periyodikliğiyle karşılaşılır. Bu periyodikliğin varlığını, ilave edilen terim ortaya koyar. Bu terimin katkısı işte budur. Gerçekte varolan bölge duvarları, yani domainlerin arayüzeyleri, teorik açıdan zorlanma gradyentinin katkısıyla mümkündür.

Tek boyutlu modelde, arayüzeyleri tanımlamak için bölge duvarını tanımlayan eliptik integral içeren $x(e)$ fonksiyonunun çözümleri aranmalıdır. Martensitik dönüşüm sürecinde görülebilecek martensit-martensit ve austenit-martensit bölge duvarları için sırayla $F_0 < 0$, $t < 0$ ve $F_0 > 0$, $t > -1/4$ sınır şartları mevcuttur ^[9].

3.1. Martensit-Martensit Duvarlar

$t < 0$ ve $F_0 < 0$ haline karşılık gelen F_L - e grafiği şekil 3.1 de görülmektedir. Bu şartlar altında şekilden görüleceği üzere zorlanma $-e_2$ ile e_2 arasında değişir. Denklem (2.15,2.16) ile verilen şartlar altında;

$$|e| < e(x_1) = \pm e(x_2) = e_2 < e_0$$



Şekil 3.1. $t < 0$, $F_0 < 0$ durumu için (2.18) denkleminin çözümü. Eğrinin $-e_2$ ile e_2 değerleri arasında zorlanma değişir. Kristalin yüzeyinde martensit vardır ($\pm e_2$) ^[9].

olarak tanımlıdır. Böylece denklem (2.18) in kök içerisi sifira eşitlendiğinde;

$$F(e) - F_0 = e^6 - e^4 + (t + 1/4)e^2 - F_0 = 0 \quad (3.1)$$

($\pm e_2, \pm e_3$) reel kökleri ile $\pm e_1 = \pm \bar{e}_1$ (e_1 reel) kompleks kökleri elde edilir. Bu kökler arasındaki ilişki;

$$e_1^2 < 0 < e_2^2 \leq e_3^2 \quad (3.2)$$

ile verilir. t sıcaklığı ve F_0 parametresine bağlı $x(e)$ nin integrasyonu;

$$x(e) = F(\phi(e), k) / \beta$$

dır^[9]. Burada $F(\phi, k)$ birinci tür çözümlenmemiş eliptik integraline karşılık gelir. Ayrıca;

$$\begin{aligned} \beta &= e_3 \sqrt{e_2^2 - e_1^2} \\ k &= e_2 \sqrt{e_3^2 - e_1^2} / \beta \quad 0 \leq k \leq 1 \\ \sin^2 \phi(e) &= \frac{e^2 (e_2^2 - e_1^2)}{e_2^2 (e^2 - e_1^2)} \quad 0 \leq \phi \leq \pi / 2 \end{aligned} \quad (3.3)$$

olarak tanımlanır. $x(e)$ fonksiyonunun tersi işlemiyle sn ve cn Jacobian eliptik fonksiyonlarını içeren;

$$e(x) = \frac{\bar{e}_1 e_2 \operatorname{sn}(\beta x, k)}{(e_2^2 \operatorname{cn}^2(\beta x, k) - e_1^2)^{1/2}} \quad (3.4)$$

ifadesi elde edilir^[9]. Bu fonksiyon;

$$x_p = 4K(k) / \beta$$

periyotlu periyodik bir fonksiyondur. Burada K birinci tür çözümlü eliptik integraldir.

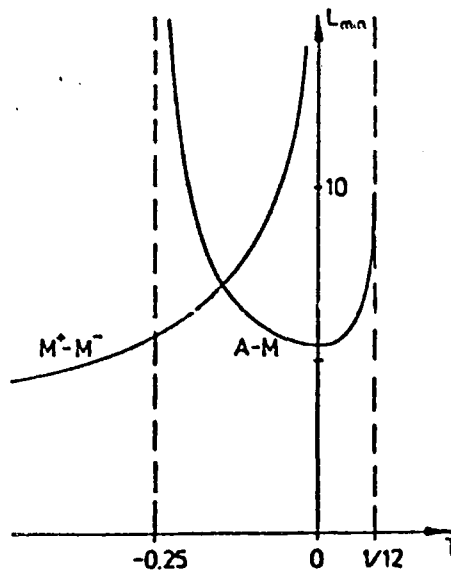
Kristal yüzeyindeki e' örgü eğriliğinin sifira gitmesiyle;

$$L = 2nK(k) / \beta \quad (3.5)$$

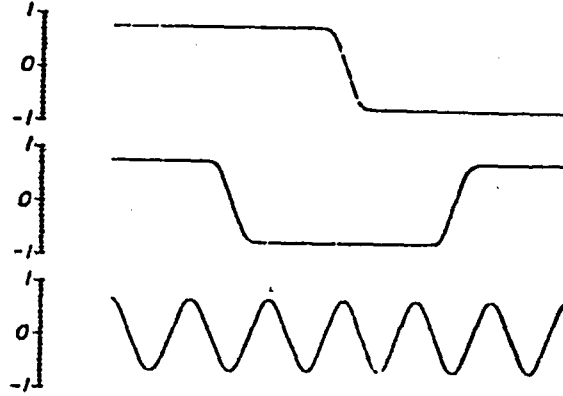
elde edilir. Burada $L = x_2 - x_1$, kristal uzunluğudur. n kristal içerisindeki martensit-martensit duvarlarının sayısını veren pozitif bir tamsayıdır. (3.3,3.5) denklemlerinden β ve k yı yok ederek;

$$\frac{L}{2n} e_3 \sqrt{e_2^2 - e_1^2} = K \left(\frac{e_2}{e_3} \sqrt{\frac{e_3^2 - e_1^2}{e_2^2 - e_1^2}} \right) \quad (3.6)$$

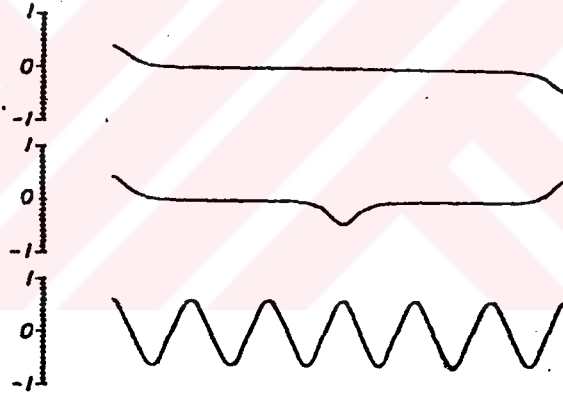
eşitliği elde edilir. (3.1, 3.2, 3.6) denklemleri e_1, e_2, e_3 ve L uzunluğu ve t sıcaklığının fonksiyonu olarak hesaplanabilen F_0 'ı içeren denklemlerin karmaşık yapılı bir sistemidir. Bu sistem sayısal olarak tanımlı $L_{\min}^M(t)$ minimal uzunluğunu aşan L 'ler için çözüme sahiptir (Şekil 3.2). Yani $L > L_{\min}^M(t)$ şartını sağlayan $1 \leq n \leq n_{\max}^M(t)$ aralığında çözüm vardır. Burada $n_{\max}^M(t)$, $L / L_{\min}^M(t)$ ye eşit veya ondan daha küçük en büyük pozitif tamsayıdır. Her bir n değeri için (3.1, 3.2, 3.6) denklemleri iki çözüm verir. Birincisi $F_0 \approx F(e_0)$, ikincisi ise $F_0 \approx 0$ olma halidir. Buna göre; $F_0 \approx F(e_0)$ olduğunda $e_2 \approx e_3 \approx e_0$ dir. $t = -0.1$, $L = 100$, $n_{\max}^M = 12$ ($n = 1, 2, 12$) için birinci yaklaşımın çözümleri Şekil 3.3 de görülmektedir. Mevcut $M^+ - M^-$ duvarlarının varlığını ortaya koyan M^+ dan M^- ye aniden gerçekleşen değişimdir. Sıfırdan büyük olmak şartıyla $F_0 \approx 0$ yaklaşımından elde edilecek ikinci çözüm herhangi bir n değeri için karakterize edilir. Bir önceki çözümde kullanılan verilere göre ikinci yaklaşımın çözümleri Şekil 3.4 de görülmektedir. M^+ dan M^- ye anahtarlamayla gerçekleşen martensit-martensit bölge duvarının varlığı ancak ara bölgedeki ara kesit bölgenin aşılmasıyla mümkündür. $n = 1$ için bölge duvarının oluşması hemen hemen mümkün değildir. Çünkü ortam neredeyse tamamen austenit olup küçük martensit tabakalar içerir. Ancak n bölge duvarı sayısı arttıkça birinci ve ikinci yaklaşımın verdiği çözümler birbirinin benzeri olur.



Şekil 3.2. Sıcaklığın bir fonksiyonu olarak kristalin minimum uzunluğu. Eğride $M^+ - M^-$ martensit martensit duvarlara uygulamayı temsil eder. $A - M$ ise austenit-martensit duvarlara uygulamayı temsil eder [9].



Şekil 3.3. $t=0.1, L=100, F_0 \approx F(e_0)$ için martensit-martensit duvarların yapısı. e kesme zorlanması ordinata karşılık gelir. x ($0 \leq x \leq L$) yığılım doğrultusu apsisle temsil edilir. En üstteki eğri tek domain duvarının ($n=1$) yapısıdır, ortadaki eğri $n=2$ ye, en alttaki eğri $n=n_{max}=12$ ye karşılık gelir [9].



Şekil 3.4. $t=0.1, L=100, F_0 \approx 0$ için martensit-martensit duvarların yapısı. e kesme zorlanması ordinata karşılık gelir. x ($0 \leq x \leq L$) yığılım doğrultusu apsisle temsil edilir. Sırasıyla $n=1, 2, 12$ ye karşılık gelir [9].

Toplam serbest enerji x_1 den x_2 ye $F(e(x), e'(x), t)$ in integralinden bulunur. F serbest enerjilerini daha sade hale getirmek için F_0 sıfır kabul edilebilir. Buna göre;

$$F^*(e, e', t) = F(e, e', t) - F_0 = F_L(e, t) - F_0 + e'^2$$

yazılabilir.

Denklem (2.13) deki denge şartı kullanarak;

$$e'^2 = F_L - F_0$$

olur. F^* serbest enerjisinin yarısı zorlanma ve diğer yarısında zorlanma gradiyetinden dolaydır. Bu yüzden ;

$$F^*(e, e', t) = 2(F_L(e, t) - F_0)$$

yazılabilir. Bu ifadenin integrasyonu ile F_{tot}^* serbest enerjisi;

$$F_{tot}^* = 2 \int_{x_1}^{x_2} (F_L(e(x), t) - F_0) dx = 2n \int_{-e_2}^{e_2} \frac{F_L(e, t) - F_0}{e'} de = 4n \int_0^{e_2} \sqrt{F_L(e, t) - F_0} de$$

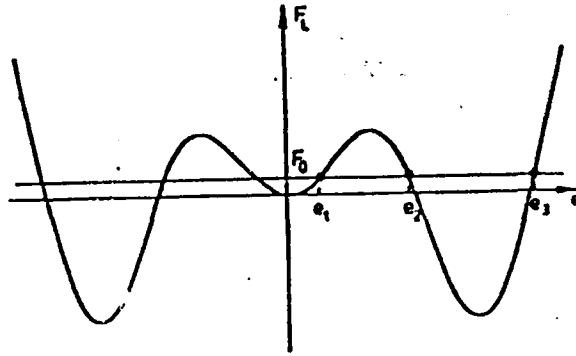
$$F_{tot}^* = \frac{n}{2} \left\{ (e_1^2 e_3^2 - 6F_0) K(k) / \beta + \beta E(k) - 4t [E(k) F(\psi, k) - K(k) E(\psi, k)] \right\} \quad (3.7)$$

$$\sin^2 \psi = 1 / (1 - e_1^2 / e_3^2) \quad 0 < \psi < \pi / 2$$

olur ^[9]. Burada $E(\Psi, k)$ ve $E(k)$ çözümlenmemiş ve çözümlü mevcut ikinci tür eliptik integrallerdir.

3.2. Austenit-Martensit Duvarlar

Austenit-martensit domainlerinin oluşturduğu bölge duvarları $-1/4 < t < 1/12$ ve $F_0 > 0$ durumu için mevcuttur. Şekil 3.5 de gösterildiği gibi zorlanma F_L -e eğrisinin e_1 ile e_2 arasında değişir. Martensit-martensit duvarların yapısının belirlenmesinde kullanılan matematiksel yöntem benzer olarak (3.1) eşitliğinin üç çift $\pm e_1, \pm e_2, \pm e_3$ reel kökü vardır.



Şekil 3.5. Austenit-martensit duvarları için denklem 2.18 in çözümü ($-1/4 < t < 0, F_0 > 0$). Zorlanma eğrisinin e_1 ile e_2 değerleri arasında değişir. Kristalin yüzeyinde austenit (e_1) veya martensit (e_2) vardır ^[9].

Bunlar arasındaki ilişki;

$$0 < e_1 \leq e(x) \leq e_2 < e_3 \quad x \in (x_1, x_2) \quad (3.8)$$

dir. (2.18) denkleminin integrasyonu ile daha öncekilere benzer olarak zorlanmaya bağlı x fonksiyonu;

$$x(e) = F(\phi(e), k) / \beta$$

formundadır^[9]. Burada β, k ve $\phi(e)$ parametreleri;

$$\begin{aligned} \beta &= e_2 \sqrt{e_3^2 - e_1^2} \\ k &= e_3 \sqrt{e_2^2 - e_1^2} / \beta \quad 0 \leq k \leq 1 \\ \sin^2 \phi(e) &= \frac{e_2^2 (e^2 - e_1^2)}{e^2 (e_2^2 - e_1^2)} \quad 0 \leq \phi \leq \pi / 2 \end{aligned} \quad (3.9)$$

dir. $x(e)$ nin ters fonksiyonu, $x_p = 2K(k)/\beta$ periyotlu;

$$e(x) = \frac{e_1}{(1 - (1 - e_1^2 / e_2^2) \operatorname{sn}^2(\beta x, k))^{1/2}} \quad (3.10)$$

periyodik bir fonksiyondur^[9]. Denklem (2.14) daki sınır şartından;

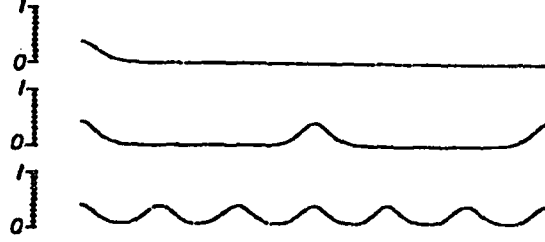
$$L = nK(k)/\beta \quad (3.11)$$

elde edilir. Burada n kristal içerisindeki austenit-martensit bölge duvarlarının sayısını veren pozitif bir tamsayıdır. Denklem (3.9, 3.11) den β ve k nin yok edilmesiyle e_1, e_2, e_3 ü içeren bir ifade elde edilir. Bu ifade kristalin L uzunluğuna ve belirli bir t sıcaklığı için (3.1, 3.8) denklemlerinin kullanılmasıyla;

$$\frac{L}{n} e_2 \sqrt{e_3^2 - e_1^2} = K \left(\frac{e_3}{e_2} \sqrt{\frac{e_2^2 - e_1^2}{e_3^2 - e_1^2}} \right) \quad (3.12)$$

elde edilir. Bu sistem $L > L_{\min}^A(t)$ şartları sağlandığı sürece çözümlüdür. Böylece $1 \leq n \leq n_{\max}^A(t)$ aralığında her bir n için tek çözüm vardır. Burada $n_{\max}^A(t)$, $L / L_{\min}^A(t)$ oranına eşit veya ondan küçük en büyük pozitif tamsayıdır. $t = -0.1$, $L = 100$, $n_{\max} = 16$ için $e(x)$ fonksiyon eğrisi $n = 1, 4, 12$ için şekil 3.6 da görülmektedir. Kristal içerisinde $n = 1$ şartı için austenitle bölge duvarları oluşturan martensitin domainleri oldukça küçüktür.

Martensit-martensit durumunda olduğu gibi, enerjinin sıfırını F_0 da seçmek suretiyle, toplam enerjinin yarısı zorlanmadan diğer yarısı da zorlanma gradiyetinden kaynaklanmaktadır. Aynı metotla öncekine benzer olarak F^* in integrasyonu;



Şekil 3.6. $t=0.1$, $L=100$ için austenit-martensit duvarlarının yapısı. e kesme zorlanması ordinata karşılık gelir. x ($0 \leq x \leq L$) yığılım doğrultusu apsise karşılık gelir. Eğriler $n=1,4$ ve 12 durumları içindir ^[9].

$$F_{\text{tot}}^* = n \left\{ (e_1^2 e_2^2 / 4 + t e_1^2 - 3F_0 / 2) K(k) / \beta + \beta E(k) / 4 - t [E(k)F(\psi, k) - K(k)E(\psi, k)] \right\} \quad (3.13)$$

$$\sin^2 \psi = 1 / (1 - e_1^2 / e_3^2) \quad 0 < \psi < \pi / 2$$

elde edilir ^[9].

4. SONUÇ ve TARTIŞMA

Termoelastik martensitik faz dönüşümlerinin gözlemlendiği şekil hatırlama alaşımları için mevcut domain yüzeyleriyle ilgili tepkilerin varlığını tek boyutta bölge duvarları ortaya koyar. Bu model, katıların termodinamiği ile uyumluluk sergiler. Numune içerisindeki mevcut bölge duvarları, sistemin denge şartlarında ayırtedilebilir. Özellikle, bölge duvarlarına dik doğrultularda katı uzayının taranmasıyla, austenitik ve martensitik yapı domainlerinin periyodik düzenlenime sahip olduğu görülür. Bir başka deyişle, sabit sıcaklıklarda sonlu büyüklükteki bir kristalin periyodik çözümlere sahip olduğu söylenebilir. Düşük sıcaklıklarda ($t < -1/4$), bölge duvarlarının martensit varyantlardan kaynaklandığı açıkça görülmektedir. Bölge duvarlarının periyodikliği, kristalin boyuyla sınırlıdır. Sonlu büyüklükteki bir numunede daima n tane, periyodik bölge duvarı olmalıdır. Dolayısıyla, periyodik uzunluk, kristal uzunluğunun bir tam kesrine karşılık gelir. $-1/4 < t < 0$ ile belirlenen sıcaklık aralığında üç tip domainin varlığı ile üç farklı konfigürasyon sergileyen bölge duvarı var olacaktır. Bunlardan birisi $M^+ - M^-$ yapısıdır (Şekil 3.3). Bunun dışında, uzayın büyükçe kısmının austenit yapıda olduğu haline karşılık gelmek üzere, $M^+ - A - M^- - A$ yığılımlı yapı görülür (Şekil 3.4). Son olarak, zıt kesmelerin kaynaklık ettiği $M^+ - A - M^+$ veya $M^- - A - M^-$ yığılımlı yapı görülebilir (Şekil 3.6). $0 < t < 1/12$ sıcaklık aralığında ise ortamdaki austenit bölgeye göre M^+ ve M^- martensitlerinin hacimce yüzde fazlalığı görülür. Bunun karşılığı olarak, bu aralıktaki yığılım düzeni sadece $M^+ - A - M^+$ veya $M^- - A - M^-$ dir. t boyutsuz sıcaklığının $1/12$ den büyük değerlerinde ise uzaydaki gezinti ile bölge duvarlarının olmadığı görülür. Çünkü numune tamamen austenit yapı içermektedir. Böylece tüm birinci dereceden faz geçişi sergileyen bakır bazlı şekil hatırlama alaşımı sistemlerinin karakteristik özellikleri uzayda tanım bulmuştur.

Landau teorisi, sistem için serbest enerji-zorlanma ilişkisindeki süreksizlik nedeniyle, termodinamik açıdan tanımlı birinci dereceden faz geçişlerine ışık tutar. Ancak Ginzburg-Landau teorisiyle termoelastik martensitik dönüşüm sergileyen şekil hatırlamalı alaşımının domain duvarları (bölge duvarları) tek boyutta zorlanma gradyenti ile ilişkilendirilir. Bu ilişkinin varlığını ortaya çıkaran temel, serbest enerji yoğunluğu denklemidir. Dönüşümün denge şartları ile tanımlı çözümlerin termodinamik kanunlarına ters düşmediği görülmektedir.

Bu aşamada, tek boyutlu Ginzburg-Landau teorisinin daha da geliştirilmesine yönelik iki ve üç boyutlu modellerinin martensitik dönüşümlere uyarlanması gereklidir. Böylece, bu tür dönüşümler için yüzey ve hacimce ele alınan kavramlar ve niceliklerin faz geçişi dünyasına kazanç getireceği kolayca sezilenebilir.



KAYNAKLAR

- [1] Delaey, L., Krishnan, R.V., Tas, H. ve Warlimont, H., "Thermoelasticity, Pseudoelasticity and the Memory Effects Associated With Martensitic Transformations", *Journal of Materials Science* 9, 1521-1535.
- [2] Wechsler, M.S., "Martensitic Transformations in Solids, Iowa State University Ames, Iowa, USA.
- [3] Van Humbeeck, J., Chandrasekaran, M., and Delaey, L., "Shape Memory Alloys: Materials In Action", *Endeavour, New Series, Volume 15, No. 4, 1991.*
- [4] Saburi, T. and Wayman, C.M., "Crystallographic Similarities in Shape Memory Martensites", *Acta Metallurgica* 27, 979-995, 1979.
- [5] Falk, F., "One dimensional Model of Shape Memory Alloys", *Arch. Mech.*, 35, 1, pp. 63-84, 1983.
- [6] Murakami, Y., "Lattice Softening, Phase Stability and Elastic Anomaly of the β -Au-Cu-Zn Alloys", *Journal of the Physical Society of Japan*, Vol. 33, No. 5, November 1972.
- [7] Falk, F., "Model Free Energy, Mechanics and Thermodynamics of Shape Memory Alloys", *acta Metallurgica*, Vol. 28, pp. 1773-1780, 1980.
- [8] Falk, F., "Landau Theory and Martensitic Phase Transitions", *Journal de Physique (Paris)*, p. C4-3, 1982.
- [9] Falk, F., "Ginzburg-Landau Theory of Static Domain Walls in Shape Memory Alloys", *Z. Physik B-Condensed Matter* 51, 177-185, 1983.
- [10] Falk, F., "Ginzburg-Landau Theory and Solitary Waves in Shape Memory Alloys", *Z. Phys. B-Condensed Matter* 54, 159-167, 1984.
- [11] Falk, F., "Martensitic Domain Boundaries in Shape Memory Alloys As Solitary Waves", *Journal de Physique (Paris)*, p. C4-203, 1982.
- [12] Devonshire, A.F., *Adv. Phys.* 3, 85, 1954.
- [13] Falk, F., "Driven domain walls in shape memory alloys", *J. Phys. C: Solid State Phys.* 20, 2501-2509, 1987.

ÖZGEÇMİŞ

1970 yılında Ardahan'ın Posof ilçesinde doğdu. 1975-80 de Erzurum İsmet Paşa İlkokulunu, 1980-83 de Erzurum Şair Nef'i Ortaokulunu, 1983-86 da Erzurum Lisesini bitirdi. Yüksek öğrenimini 1987-91 yılları arasında Erzurum Atatürk Üniversitesi Kazım Karabekir Eğitim Fakültesinde tamamladı. 1991-93 de özel bir kuruluştta bilgisayar üzerine çalıştı. 1993 de Afyon, Dinar, Tatarlı Lisesine Fizik Öğretmeni olarak ilk ataması yapıldı. Aynı yıl içerisinde Süleyman Demirel Üniversitesine Araştırma Görevlisi olarak girdi. Halen aynı yerde görevine devam etmektedir.

