



XVIII. ULUSAL MEKANİK KONGRESİ
26 - 30 Ağustos 2013, Celal Bayar Üniversitesi, Manisa

YARI KRİSTAL POLİMER MALZEMELERİN ÇOK ÖLÇEKLİ MODELLENMESİ

H. Emre Oktay¹ ve Ercan Gürses²

¹Orta Doğu Teknik Üniversitesi, Mühendislik Fak., İnşaat Müh. Böl., Ankara

²OrtaDoğu Teknik Üniversitesi, Mühendislik Fak., Havacılık ve Uzay Müh. Böl., Ankara

ABSTRACT

In this paper a geometrically non-linear micromechanically-motivated multi-scale model is developed for two phase semi-crystalline polymeric materials. To this end, most important deformation mechanisms of amorphous and crystalline phases are determined; and in the light of this information, micromechanically-motivated material models are employed separately for both phases. Afterwards, by homogenization of the two-phase structure, a model that would render the macroscopic response of the semi crystalline polymeric material is developed.

ÖZET

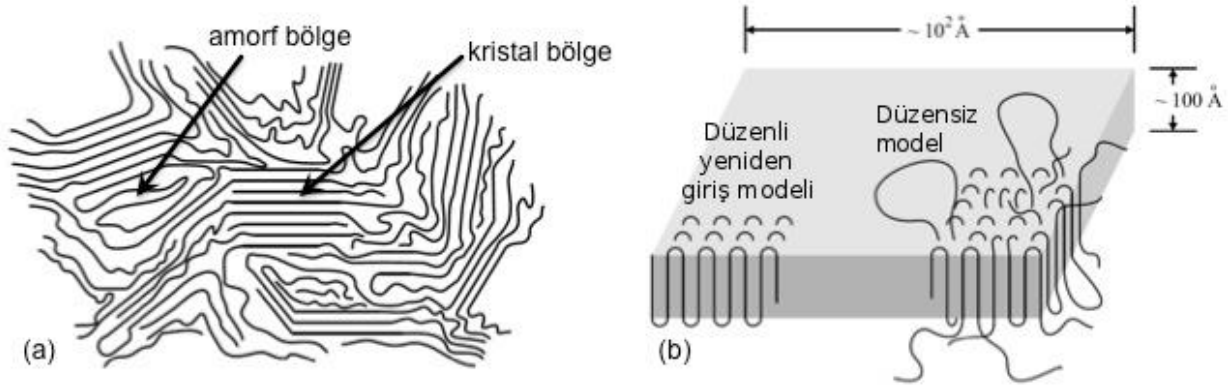
Bu çalışmada iki fazlı yarı kristal polimerik malzemeler için geometrik olarak doğrusal olmayan, mikromekaniksel motivasyonlu ve çok ölçekli bir malzeme modeli geliştirilmiştir. Bu amaç doğrultusunda, amorf ve kristal fazlar için en önemli şekil değiştirme mekanizmaları belirlenmiş ve bu bilgi ışığında her iki faz için ayrı ayrı mikromekaniksel motivasyonu bulunan malzeme modelleri kullanılmıştır. Ardından, iki fazlı yapıyı homojenleştirerek yarı kristal polimer malzemenin makroskopik davranışını betimleyecek bir model geliştirilmiştir.

1. GİRİŞ

Geniş kullanım alanı bulunan naylon-6, polietilen tereftalat (PET), isotaktik polipropilen (iPP), ultra yüksek moleküler ağırlıklı polietilen (UYMAPE), yüksek yoğunluklu polietilen (YYPE) gibi polimerler hem elastikiyet sağlayan yumuşak amorf yapıyı hem de mukavemeti ve bükülmezliği sağlayan kristal yapıyı bünyelerinde barındırırlar. Bu yüzden bu yarı kristal polimerler (YKP) ne tam olarak amorf malzeme ne de tam olarak kristal malzeme olarak sınıflandırılabilir.

Yarı-kristal polimerlerin yapısını açıklayan ilk modellerden biri olan saçaklı misel, 1930'lu yıllarda geliştirilmiştir. Şekil 1(a)'da gösterildiği gibi, bu modele göre, katı polimerde kristal ve amorf bölgeler iki ayrı faz oluşturmaktadır. Polimer zincirleri birçok kristal ve amorf bölgeden geçer. Saçakların olduğu kısımlarda zincirler iç içe geçmiş durumda ve karmaşık bir konformasyondadır. Bu bölgeler amorf olup, polimere dışarıdan bir kuvvet uygulandığında ilk

önce bu bölgeler uzama gösterir. İkinci model ise Keller tarafından 1957 yılında önerilen ve halen geçerli bir model olan katlanmış zincir modelidir [1]. Şekil 1(b)'de gösterildiği gibi bu modelde kristal bölge katlanmış zincirlerin içinde bulunduğu, 100 Å civarında kalınlığı olan bir lamel içinde yer alır. Lamel polimer zincirlerinin birbiri üzerine katlanarak oluşturduğu, kristal özelliği gösteren en küçük yapıya denir. Amorf bölgeler lameller arasında bulunur. Lamelin boyutları polimer cinsine ve kristalleşme koşullarına göre değişiklik gösterir. Kristallik derecesi malzemenin toplam hacmi içerisinde kristal fazın miktarını belirtmek için kullanılır ve YKP'ler için çoğunlukla %10 ile %80 arasında değişir.



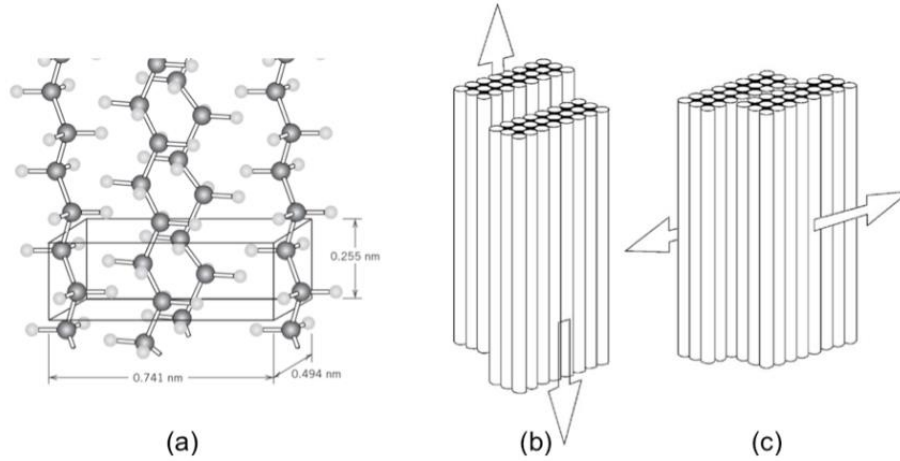
Şekil 1: (a) Saçaklı Misel modeli, (b) Katlanmış zincir modeli [2]

2. YKP'LERİN TEMEL ŞEKİL DEĞİŞTİRME MEKANİZMALARI

YKP'lerde hem kristal malzemelerde bulunan şekil değiştirme mekanizmaları hem de amorf polimerlerde bulunan şekil değiştirme mekanizmaları gözlenir. YKP'lerin kristal bölgelerinde elastik olmayan şekil değiştirmenin ana sebebi dislokasyonlar sonucu oluşan kristalografik kayma, mekanik ikizlenme ve martensitli faz dönüşümüdür [3, 4]. Kristal faz için yukarıda belirtilen mekanizmalar arasında kristalografik kayma açık ara en baskın olanıdır.

YKP'lerde polimer zinciri boyunca mevcut olan ve şekil değiştirme sırasında kopmayan çok güçlü kovalent bağlar vardır. Bunun sonucu olarak kristalografik plastik kayma sadece polimer zincirlerinin doğrultusunu içeren düzlemlerde gerçekleşir. Şekil 2(a)'da polietilen kristallerinin ortorombik birim hücresi ve polimer zincirleri boyunca mevcut olan güçlü kovalent bağlar görülmektedir. Ayrıca, kristal lamellerin yüzeyindeki moleküler zincirlerin katlanma yönleri de kayma düzlemlerine ek sınırlamalar getirir. Kristal lamellerde iki farklı tür kristalografik kayma gözlemlenir. Bunlar Şekil 2(b) ve (c)'de gösterildiği gibi (i) zincir yönünde kayma ve (ii) enine (zincir yönüne dik) kaymadır.

YKP'lerin amorf fazında literatürde üzerinde anlaşılmış olan üç farklı şekil değiştirme mekanizmasına rastlanır. Bunlar (i) lameller arası kayma, (ii) lameller arası ayrılma ve (iii) yığın dönme mekanizmalarıdır. Lameller arası kayma, iki lamelin birbirine paralel fakat zıt yönlerde yer değiştirmesine bağlı olarak bu iki lamelin arasındaki amorf bölgenin şekil değiştirmesine verilen isimdir. Bu mekanizma, camlaşmaya geçiş sıcaklığından yüksek sıcaklıklarda YKP'lerin en yumuşak şekil değiştirme mekanizmasını oluşturur, ve bu nedenle kolayca aktive edilir. Makroskopik şekil değiştirmenin geri kazanılabilen elastik kısmı neredeyse tamamen lameller arası kayma nedeniyle oluşan şekil değiştirmeden kaynaklanır.



Şekil 2: (a) Polietilen kristal kafesinin ortorombik birim hücresi [5]. YKP'lerde gözlenen (b) polimer zincirine paralel yönde kayma ve (c) polimer zincirine dik yönde kayma [3].

İkinci mekanizma, lameller arası ayrılma, lamellerin yüzeylerine dik yönde etki eden çekme kuvvetlerinin sonucunda oluşur. Son mekanizma, yığın dönme, ise yumuşak amorf faz içine gömülü kristal lamellerin dönmesinden oluşur. Yığın dönmeler önemli miktarda şekil değiştirme yaratmazlar, ancak, makroskopik şekil değiştirmelerin iki faza uyumlu bir şekilde dağılmasına yardımcı olurlar. YKP'lerin amorf fazı en çok lameller arası kayma ve lameller arası ayrılma şekillerinde şekil değiştirmeye uğrar. Bu şekil değiştirme mekanizmaları, makroskopik şekil değiştirme sırasındaki yük düzeyine bağlı olarak birlikte ya da ayrı ayrı aktif hale gelebilirler.

Amorf fazı oluşturan dolaşık durumdaki zincirler malzemeye etki eden yüklerin kaldırılmasından sonra malzemenin şekil değişimine uğramamış ilk haline gelmesine yardım edecek kuvveti sağlarlar. Amorf faz YKP'lerin en yumuşak bölgesini oluşturduğundan, düşük seviyedeki dış yükler altında kristal lamellerden önce şekil değişimine uğramaya başlar. Daha fazla şekil değiştirmenin sonucu olarak, amorf faz zincirleri yük doğrultusunda yönelmeye başlarlar ve kristal amorf arayüzlerinden kaynaklanan kısıtlamalar aktif hale gelir. Böylece, amorf fazdaki gerilmeler hızlıca yükselerek kristal fazdaki kesme gerilimi bileşeninin kristalografik plastik kaymayı başlatacak kritik bir seviyeye ulaşmasına yardımcı olur. Daha yüksek seviyedeki makroskopik şekil değiştirme iki faz tarafından da karşılanır.

3. AMORF FAZIN MODELLENMESİ

YKP'lerin çoğunun amorf fazı, oda sıcaklığını da kapsayan geniş bir sıcaklık aralığında kauçuksu durumda bulunduğu için, amorf faz kauçuk gibi davranır. Bu sebeple; tamamen amorf olan polimerlerin elastisitesinin modellenmesi için geliştirilmiş olan afin olmayan mikro-küre [6] modeli; amorf fazın davranışı için kullanılmıştır. 8-zincir [8], Ogden [9], Neo-Hooke [10], Yeoh [11] modelleri gibi klasik kauçuk elastisitesi modellerinden daha başarılı olduğu gözlemlenen [12] bu modeli kullanmanın diğer bir avantajı ise, modelin; viskoelastisite [13] ve Mullins etkisi de denilen yumuşama mekanizmasının ve hasarın [14] modellenmesi için genişletilmiş versiyonlarının da bulunmasıdır. Afin olmayan mikro-küre modeli, yarı-kristal polimerlerin modellenmesinde ise ilk kez bu çalışmada kullanılmaktadır.

Afin olmayan mikro-küre modelinde [6] kauçuksu malzemelerin mikroyapısı mikro-küre şeklinde karakterize edilir ve mikro-kürenin yüzeyi polimer zincirlerinin uzaydaki yönelimlerinin dağılımını belirtmek için kullanılır. Bu modeldeki temel noktalardan biri, tek bir polimer zincirinin mikromekaniksel davranışının iki mikro-kinematik değişkenle kısıtlı bir ortamda tanımlanmasıdır. Bu değişkenler polimer zincirinin maruz kaldığı mikro-uzama $\bar{\lambda}^i$ ve bu zinciri içeren farazi silindirik tüpün kesit alanındaki daralma $\bar{\nu}^i$ olarak tanımlanır. Bu modelin ikinci temel özelliği de, kauçuksu malzemenin üç boyutlu davranışını, her bir zincirin bir boyutlu davranışını mikro-kürenin yüzeyi üzerinde afin olmayan bir homojenleştirme yöntemi ile elde ediyor olmasıdır. Denklem (1) ve (2), küre üzerindeki birim yön vektörleri \mathbf{r}^i ve şekil değiştirme gradyan tensörünün eş hacimli kısmı $\bar{\mathbf{F}}$ kullanılarak, mikro-uzama ve tüp kesit alanındaki daralmanın hesaplanmasını göstermektedir.

$$\mathbf{t}^i = \bar{\mathbf{F}}\mathbf{r}^i \quad \bar{\lambda}^i = |\mathbf{t}^i| \quad (1)$$

$$\mathbf{n}^i = \bar{\mathbf{F}}^{-T}\mathbf{r}^i \quad \bar{\nu}^i = |\mathbf{n}^i| \quad (2)$$

Birim-küre yüzeyinde tanımlı mikro-uzama değerlerinden makroskopik uzama λ hesaplanır

$$\lambda = \left[\sum_{i=1}^m (\bar{\lambda}^i)^p w^i \right]^{1/p} \quad (3)$$

Bu denklemde p bir malzeme katsayısıdır (afin olmayan uzama parametresi). Bu hesaplar birim-küre üzerinde sayısal integrasyon yardımıyla yapılır [7]. Bu çalışmada 21 nokta integrasyonu kullanılmıştır ve kullanılan noktalar \mathbf{r}^i ve ağırlıkları w^i [6, 7]'de verilmiştir. m kullanılan sayısal integrasyon noktası sayısıdır. Uzamadan kaynaklanan makro gerilim $\bar{\boldsymbol{\tau}}_f$ aşağıdaki şekilde

$$\bar{\boldsymbol{\tau}}_f = \tau_f \lambda^{1-p} \mathbf{h} \quad (4)$$

miko-gerilim τ_f ve \mathbf{h} -tensörü

$$\tau_f = \mu(3N - \lambda^2)/(N - \lambda^2)\lambda \quad \mathbf{h} = \sum_{i=1}^m (\bar{\lambda}^i)^{p-2} \mathbf{t}^i \otimes \mathbf{t}^i w^i \quad (5)$$

cinsinden hesaplanır. Denklem (5)'te μ kesme katsayısını, N ise zincir segmenti sayısını belirtir. Tüp sınırlamalarından kaynaklanan gerilim $\bar{\boldsymbol{\tau}}_c$ ise

$$\bar{\boldsymbol{\tau}}_c = \mu N U \mathbf{k} \quad (6)$$

afin olmayan tüp parametresi q , tüp geometri parametresi U ve \mathbf{k} -tensörü

$$\mathbf{k} = q \sum_{i=1}^m (\bar{\nu}^i)^{q-2} \mathbf{n}^i \otimes \mathbf{n}^i w^i \quad (7)$$

cinsinden ifade edilir. Hesaplanan makro gerilimler afin olmayan makro gerilimi elde etmek amacıyla birleştirilmektedir.

$$\bar{\boldsymbol{\tau}} = \bar{\boldsymbol{\tau}}_f + \bar{\boldsymbol{\tau}}_c \quad (8)$$

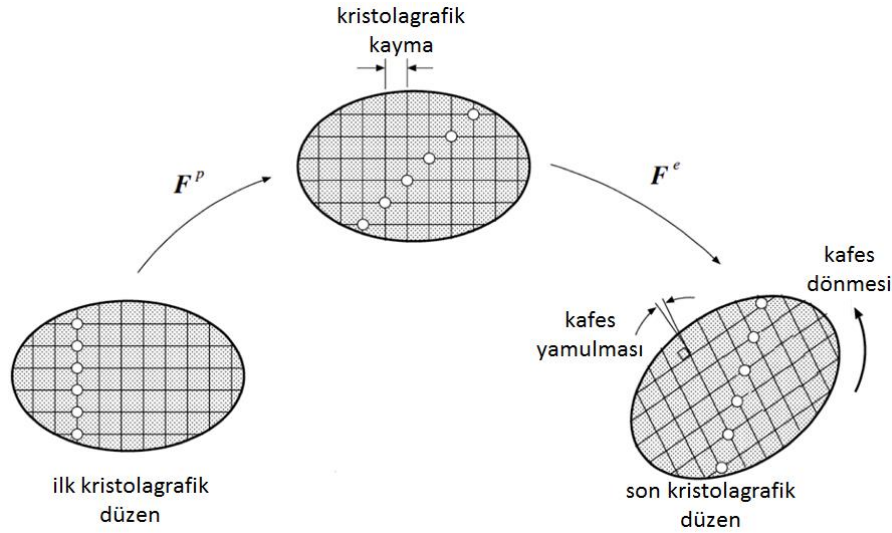
Mikro-küre modelinin detayları [6]'da verilmiştir.

Tablo 1: Amorf faz için kullanılan malzeme parametreleri

κ [MPa]	μ [MPa]	N	p	U	q
2.07×10^5	2.07×10^1	1.3	16.76	6.22	0.1

4. KRİSTAL FAZIN MODELLENMESİ

Kristal faz için yukarıda belirtilen mekanizmalar arasında kristalografik kayma açık ara en baskın olanıdır. Kristal faz için geleneksel kristal plastisitesi çerçevesinde geometrik olarak doğrusal olmayan visko-plastik bir model kullanılmıştır. Bu modelde kullanılan temel yaklaşım şekil değiştirme gradyan tensörü \mathbf{F} 'in denklem (9)'da ifade edildiği gibi elastik ve plastik kısımlarına çarpımsal olarak ayrışımıdır [15].



Şekil 3: Şekil değiştirme gradyan tensörü'nün çarpımsal ayrışımının mikromekaniksel motivasyonu [16]

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}^e \mathbf{F}^p \quad (9)$$

Denklem (9)'daki \mathbf{F}^p tamamen kristalografik kaymadan kaynaklanan kalıcı şekil değiştirmeye karşılık gelirken, \mathbf{F}^e ise kafes yapısındaki yamulmadan ve dönmeden kaynaklanan şekil değiştirme bilgisini içerir. Böylece, elastik şekil değiştirmeden kaynaklanan gerilimler (10)'daki gibi elastik Green-Lagrange gerinim tensörü \mathbf{E}^e ve elastik modülü \mathbf{C}^e aracılığıyla hesaplanabilir.

$$\boldsymbol{\tau} = \mathbf{C}^e : \mathbf{E}^e \quad (10)$$

Bu çalışmada, elastisite modülü Tablo 2'de belirtilen parametreler kullanılarak oluşturulmuştur [17]. Bu parametreler Şekil 2(a)'da gösterilen zincir doğrultusunun 3-yönüne karşılık geldiği düşünülerek hazırlanmıştır. Bu sebepten ötürü 3-yönündeki elastik katsayı C_{33} tablodaki diğer değerlerden çok daha yüksektir.

Kristal plastisite modelleri, plastik kaymanın; kristal bünyesinde sadece seçilen belirli düzlemlerin üzerinde ve bu düzlemler üzerinde tanımlanan belirli yönlerde

gerçekleşebileceğini dikte eder. Bu yaklaşım doğrultusunda, gerilim tensörünün kayma düzlemi üzerindeki iz düşümünün, kayma yönündeki bileşeni τ^α

$$\tau^\alpha = \boldsymbol{\tau} : (\mathbf{s}^\alpha \otimes \mathbf{m}^\alpha) \quad (11)$$

o düzlem ve yöndeki kayma miktarını belirler. Denklem (11)'de \mathbf{s}^α ve \mathbf{m}^α sırasıyla kayma yönündeki birim vektör ve kayma düzlemini tanımlayan birim normal vektördür. Plastik kaymanın oluşabileceği bu düzlem ve yön ikililerinin her birine kayma sistemi denir. Bu çalışmada Tablo 3'te verilen kayma sistemleri kullanılmıştır [17]. Viskoplastik olarak tasarlanan modelde her bir kayma sistemindeki kayma hızı $\dot{\gamma}^\alpha$

$$\dot{\gamma}^\alpha = \dot{\gamma}_0 \left(\frac{\tau^\alpha}{\tau_y^\alpha} \right) \left| \frac{\tau^\alpha}{\tau_y^\alpha} \right|^n \quad (12)$$

şeklinde hesaplanabilir. Denklem (12)'deki $\dot{\gamma}_0$ referans kayma hızı, τ_y^α sistemin kaymaya karşı gösterdiği direnç, n ise yükleme hızı hassasiyetine karşılık gelen malzeme parametresidir. Bu çalışmada kullanılan sistemlerin, referans kayma direnci τ_0 'a göre normalize edilmiş kayma dirençleri Tablo 3'te verilmiştir.

Şekil değiştirme gradyan tensörünün plastik kısmının değişimi; Denklem 13'te verilen hız gradyan tensörü plastik kısmının, [18]'de önerildiği gibi eksponansiyel fonksiyon ile eşlenmesiyle hesaplanabilmektedir.

$$\mathbf{L}^p = \sum_{\alpha=1}^N \dot{\gamma}^\alpha \mathbf{s}^\alpha \otimes \mathbf{m}^\alpha \quad (13)$$

Tablo 2: Kristal faz için kullanılan malzeme parametreleri

Elastisite Parametreleri [17]						Plastisite Parametreleri		
C_{11}	C_{33}	C_{12}	C_{13}	C_{44}	C_{66}	$\dot{\gamma}_0$	n	τ_0
[GPa]	[GPa]	[GPa]	[GPa]	[GPa]	[GPa]	[s ⁻¹]		[MPa]
7	81	3.8	4.7	1.5	1.6	1 x 10 ⁻³	5	2

Tablo 3: Polietilen kristallerindeki kayma sistemleri [17]

	Kayma sistemi	τ_y^α / τ_0
Zincir yönünde kayma	(100)[001]	1.0
	(010)[001]	2.5
	{110}[001]	2.5
Enine kayma	(100)[010]	1.66
	(010)[100]	2.5
	{110}⟨110⟩	2.2

5. TEKİL-KRİSTALDEN ÇOKLU KRİSTALE GEÇİŞ (HOMOJENLEŞTİRME) YÖNTEMİ

Çoklu-kristal yapının N adet tekil-kristalden oluştuğunu ve makroskopik şekil değiştirmenin kristal fazın makroskopik şekil değiştirme gradyan tensörü \mathbf{F}_K tarafından tanımlandığını varsayalım. Her bir kristalin maruz kaldığı şekil değiştirme gradyan tensörlerini de \mathbf{F}_{K_i} , ($i=1..N$) ile ifade edelim. Taylor tipi homojenleştirmenin [19] temel varsayımından dolayı $\mathbf{F}_K = \mathbf{F}_{K_1} = \mathbf{F}_{K_2} = \dots = \mathbf{F}_{K_N}$ eşitliği yazılabilir. Taylor tipi homojenleştirme bu bağlamda Voigt sınırına karşılık gelir ve malzemenin etkin özelliği için bir üst sınır oluşturur. Heterojen malzemede gerilimin her yerde aynı olduğu varsayımı sonucunda ise Reuss sınırı alt sınır olarak elde edilir [20, 21, 22].

Her bir tekil kristal için şekil değiştirme gradyan tensörü Bölüm 4'te anlatılmış olan viskoplastik kristal modeline girdi olarak girer. Viskoplastik kristal modelinin bünye denklemleri kullanılarak her bir kristaldeki 1.Piola-Kirchhoff gerilim tensörü hesaplanır. Kristallerin anizotropik yapısından ve her birinin farklı yönelimlere sahip olmasından ötürü her bir kristaldeki gerilim birbirinden farklı olur.

$$\mathbf{P}_{K_1} \neq \mathbf{P}_{K_2} \neq \dots \neq \mathbf{P}_{K_N} \quad (14)$$

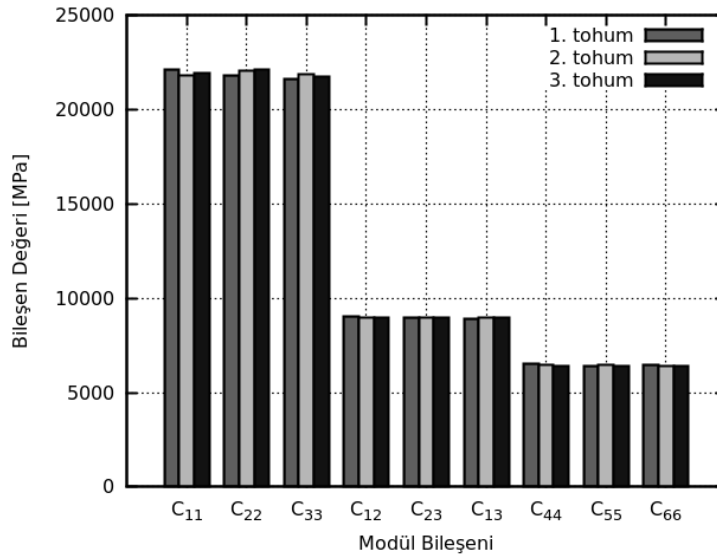
Çoklu-kristalin homojenleştirme sonucunda elde edilen makroskopik gerilim tensörü ve makroskopik algoritmik viskoplastik malzeme tanjantı ortalama değer olarak aşağıdaki şekilde hesaplanır.

$$\mathbf{P}_K = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \mathbf{P}_{K_i} \quad \mathbf{C}_K = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \mathbf{C}_{K_i} \quad (15)$$

Taylor tipi homojenleştirme yönteminde her bir kristal aynı şekilde şekil değiştirmeye uğradığı için kristaller arasında uyum sağlanır. Fakat kristallerin uzaysal dağılımı dikkate alınmadığı için kristaller arasındaki fiziksel etkileşimden ve kristaller arası gerilim dengesinden bahsedilemez.

Yukarıda bahsedilen homojenleştirme yöntemini test etmek için gelişigüzel dönme tensörleri yaratan bir algoritmanın yardımıyla tekil-kristallerden oluşan bir çoklu-kristal yaratmak mümkündür. Çoklu-kristali oluşturan tekil kristal, tane sayısı yeteri kadar fazla ve bu kristallerin yönelimleri gelişigüzel ise elde edilen çoklu kristalin malzeme özelliklerinin eş yönlü olması gerekmektedir. Gelişigüzel dönme tensörleri yaratan bir algoritmayı üç farklı tohum değeri için çalıştırarak, üç farklı çoklu-kristal yaratıldı. Yaratılan çoklu-kristallerin elastik modülleri homojenleştirme yöntemi yardımıyla hesaplandı. Hesaplanan elastik modüllerin bileşenleri $C_{K_{ij}}$ Şekil 4'te verilmiştir. Bileşenlerin her bir tohum değeri için yakın değerler aldığı görülmüştür. Yakınsanan bileşen değerlerinin denklem (16)'da verilen izotropik malzemelerin sağlaması gereken koşulu sağladığı görülmüştür.

$$C_{44} = \left(\frac{C_{11} - C_{12}}{2} \right) \quad (16)$$



Şekil 4: 20000 kristal için farklı tohumlarla türetilen gelişigüzel dönme tensörlerinin ortorombik kristalin homojenize edilmiş elastisite bileşenlerine etkisi

6 İKİ FAZLI YAPININ HOMOJENLEŞTİRİLMESİ

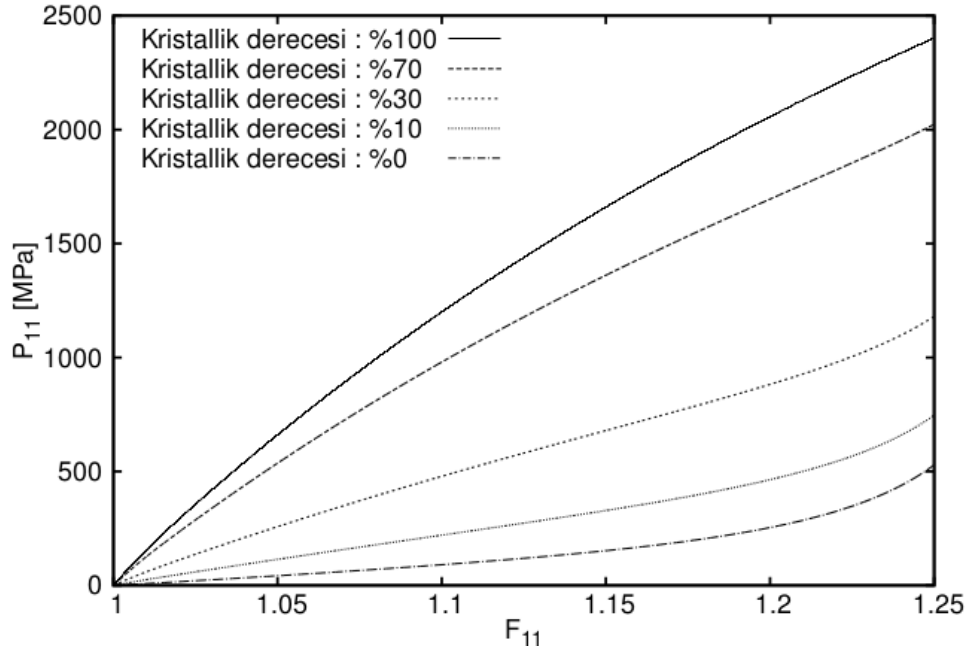
YKP'ler iki fazdan oluşan malzemeler olduğundan ve bu çalışmada her fazın ayrı ayrı modellenmiş olmasından ötürü, iki fazlı yapıyı homojenleştirecek bir yönteme ihtiyaç vardır. Homojenleştirme yöntemi olarak Bölüm 5'te tartışılan tekli-kristalden çoklu kristale geçiş aşamasında da faydalanılmış olan Taylor tipi homojenleştirme yöntemi kullanılmıştır. Bu yöntem ile amorf ve kristal fazlardaki mikroskopik şekil değiştirmelerin, makroskopik şekil değiştirmelere eşit olduğu varsayılmaktadır.

Makroskopik şekil değiştirme gradyan tensörünü \mathbf{F} , amorf ve kristal fazların şekil değiştirme gradyan tensörlerini ise \mathbf{F}_A ve \mathbf{F}_K ile gösterirsek; Taylor homojenleştirme yönteminin şekil değiştirme gradyan tensörleri cinsinden ifadesi denklem (17)'deki gibi olur. Böylece, makroskopik gerilim tensörü \mathbf{P} kristallik derecesine (ξ) göre denklem (18)'deki gibi elde edilebilir. (18)'de, kristal ve amorf fazların mikroskopik gerilim tensörleri olan \mathbf{P}_K ve \mathbf{P}_A ise makroskopik gradyan tensörünün sırasıyla Bölüm 3 ve Bölüm 4'te tartışılan amorf ve kristal fazların malzeme modellerine girdi olarak verilmesi ile bulunur.

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_K = \mathbf{F}_A \quad (17)$$

$$\mathbf{P} = \xi \mathbf{P}_K + (1 - \xi) \mathbf{P}_A \quad (18)$$

Şekil 5'te, tek eksenli çekme deneyi analizlerinin, bu bölümde tartışılan yöntemle farklı kristallik dereceleri için elde edilen şekil değiştirme - gerilim eğrileri verilmiştir. Analizlerde kullanılan malzeme parametreleri amorf faz için Tablo 1'de, kristal faz için ise Tablo 2'de verilmiştir. Kristal faz için tanımlanan kayma sistemleri Tablo 3'teki gibidir. Amorf fazın davranışının kristal faza göre daha yumuşak olarak tanımlanmış olmasından ötürü bekleneneği üzere, kristallik derecesi arttıkça malzemenin dayanımının da artış gösterdiği Şekil 5'te görülmektedir.



Şekil 5: Tek eksenli çekme testi.1-yönünde çekme analizlerinin gerilim-gerinim eğrilerinin kristal fazın hacimsel oranına bağlı değişimi

7 Teşekkür

Bu çalışmanın tamamı Türkiye Bilimsel ve Teknolojik Araştırma Kurumu tarafından desteklenmiştir. (TUBITAK, Proje No: 111M646)

Kaynaklar

- [1] A. Keller, "Note on single crystals in polymers - evidence for a folded chain configuration" Philosophical Magazine 2 1171-1175, 1957.
- [2] H. F. Brinson ve L. C. Brinson, "Polymer Engineering Science and Viscoelasticity: An Introduction.", Springer, 2008.
- [3] Bartczak, Z., and A. Galeski, "Plasticity of semicrystalline polymers." Macromolecular Symposia Wiley-VCH Verlag 294 67-90, 2010.
- [4] L. Lin, A. S. Argon, Review Structure and plastic deformation of polyethylene, Journal of Materials Science 29 294-323, 1994
- [5] W. D. Callister, "Materials Science and Engineering: An Introduction, 7th ed." Wiley, 2007.
- [6] C. Miehe, S. Göktepe, ve F. Lulei, "A micro-macro approach to rubber-like materials – Part I: The non-affine micro-sphere model of rubber elasticity" Journal of the Mechanics and Physics of Solids 52 2617-2660, 2004.
- [7] Bažant, P., and B. H. Oh, "Efficient numerical integration on the surface of a sphere", ZAMM-Journal of Applied Mathematics and Mechanics/Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik 66 37-49, 1986.

- [8] E. Arruda, and M. C. Boyce, A three-dimensional constitutive model for the large stretch behavior of rubber elastic materials, *Journal of Mechanics and Physics of Solids* 41 389- 412, 1993.
- [9] R. W. Ogden, "Large Deformation Isotropic Elasticity - On the Correlation of Theory and Experiment for Incompressible Rubberlike Solids" *Proceedings of the Royal Society of London A. Mathematical and Physical Sciences* 326 565-584, 1972.
- [10] L. R. G. Treloar, "The elasticity of a network of long- chain molecules-II" *Transactions of the Faraday Society* 39 241-246, 1943.
- [11] Yeoh, O. H., "Some forms of the strain energy function for rubber" *Rubber Chemistry and Technology* 66(5) 754-771, 1993.
- [12] G. Marckmann and E. Verron, "Comparison of hyperelastic models for rubber-like materials" *Rubber Chemistry and Technology* 79 835, 2006.
- [13] C. Miehe and S. Göktepe, "A micro-macro approach to rubber-like materials. Part II: The micro-sphere model of finite rubber viscoelasticity" *Journal of the Mechanics and Physics of Solids* 53 2231-2258, 2005.
- [14] S. Göktepe and C. Miehe, "A micro-macro approach to rubber-like materials. Part III: The micro-sphere model of anisotropic Mullins-type damage" *Journal of the Mechanics and Physics of Solids* 53 2259-2283, 2005.
- [15] E. H. Lee, "Elastic-plastic deformation at finite strains" *Journal of Applied Mechanics* 36 1-6, 1969.
- [16] de Souza Neto, Eduardo A., Djordje Peric, and David Roger Jones Owen, "Computational methods for plasticity: theory and applications." Wiley, 2008.
- [17] J. A. W. van Dommelen, D. M. Parks, M. C. Boyce, W. A. M. Brekelmans, ve F. P. T. Baaijens, "Micromechanical modeling of the elasto-viscoplastic behavior of semi- crystalline polymers" *Journal of the Mechanics and Physics of Solids* 51(3) 519-541, 2003.
- [18] Miehe, C., "Exponential Map Algorithm for Stress Updates in Anisotropic Multiplicative Elastoplasticity for Single Crystals" *International Journal for Numerical Methods in Engineering* 39 3367-3390, 1996
- [19] Taylor, G.I., "Plastic strain in metals" *Journal of Institute of Metals* 62 307-324, 1938.
- [20] Mura, T., "Micromechanics of Defects in Solids" Martinus Nijhoff Publishers, 1987.
- [21] Zohdi, T. I. ve P. Wriggers., "Introduction to Computational Micromechanics" Springer, 2005.
- [22] Nemat-Nasser S. ve M. Hori. "Micromechanics: Overall Properties of Heterogeneous Materials." North Holland-Elsevier, 1999.