

Kenar Dislokasyonu ile Elastik Etkileşimde olan Pürüzsüz İnce Film Yüzeyinin Kuantum Noktaya Morfolojik Evrimi

*Aytaç Çelik**

*Sinop Üniversitesi, Mühendislik ve Mimarlık Fakültesi, Metalurji ve Malzeme Mühendisliği
Bölümü, Sinop*

Öz

Heteroepitaksiyel gerginliğe ve yön bağımlı özelliklere sahip ince filmlerde film/altlık arayüzey denge(sızlık) durumları kuantum noktaların oluşma ve evrilmesinde hayati öneme sahiptir. Bu çalışmada altlık ile ince film arasında konumlanmış olan kenar dislokasyonların sebep olduğu elastik gerilimlerin ince film yüzey morfolojisi evrimini nasıl etkilediği dolaylı sınır elemanı yöntemi ile incelenmiştir. Dislokasyonların yüzeyde yarattığı gerilimlerin tetiklediği yüzey difüzyonu modellenmiş, dislokasyonların dizilimi ve ara yüzey ile yaptığı açı ve malzeme dokusunun eş yönsüz difüzyonu göz önüne alınarak oluşacak yüzey şekilleri araştırılmıştır. Dislokasyonların altlık ile yaptığı açığa bağlı olarak ince filmin kırılabilirdiği gibi özellikle birden fazla dislokasyonun olduğu durumlarda kararlı kuantum nokta oluşumları gözlemlenmiştir. Difüzyon eş yönsüzlüğünün nihai morfolojiyi etkilemediği fakat sürecin kinetiği üzerinde etkileri olduğu görülmüştür.

Anahtar kelimeler: Dislokasyon, İnce film, Epitaksiyel katmanlar, Difüzyon, Yüzey enerjisi

Morphological Evolution of Smooth Thin Film Surface To Quantum Dot Under Elastic Interaction with Edge Dislocation

Abstract

Heteroepitaxial strain and anisotropy in thin films are very crucial for quantum dots formation and evolution. In this work, how evolution of thin film surface is affected by edge dislocation caused elastic stress fields is studied by indirect boundary element method. The edge dislocation caused surface diffusion modelled and resultant surface morphologies is studied for different distribution and angle of these dislocations and diffusion anisotropy. Depends on the angle of the dislocations, thin film can be broken into smaller separate parts. For more than one dislocation stable quantum

* Corresponding author
e-mail: aytaccelik@gmail.com

Received: 16.05.2018

Accepted: 23.05.2018

dot formations are observed. Experiments shows that surface diffusion anisotropy doesn't affect the resultant surface morphology but changes kinetic of the process.

Keywords: Dislocation, Thin film, Epitaxial layers, Diffusion, Surface energy.

Giriş

İnce filmler çok geniş alanda pratik öneme sahip işlevleri yerine getirmek üzere mühendislik sistemlerine entegre olmuşlardır. Mikro-elektromekanik sistemler (MEMS) ya da nano-elektro-mekanik sistemler (NEMS) de bunlar arasındadır. İstenilen işlevlerin yerine getirilmesi büyük ölçüde küçük malzeme sistemlerinin üzerindeki yüklerin güvenilirlik amaçları için tahmin edilmesi ve sistemin işlevselliğinin kuantum nokta olarak kullanılabilir nano-kristal adacıkların yüzey üzerinde kontrollü oluşumu bu sayede sağlanabilir.

Silikon üzerinde büyütülen germanyum örneğinde olduğu gibi, altlık üzerine bağdaşık olarak bağlanan yarı iletken ince filmlerde, altlık ve film malzemelerinin kafes parametreleri farkından kaynaklı gerilme nedeniyle, film yüzeyi üzerinde kendinden meydana gelen nanometre ölçekli yapılar gözlemlenir. Bu doğal eğilim istenilen aralıklar ve boyutlarda kuantum noktalar elde etmek için bir yöntem olarak öngörülmektedir. Heteroepitaksiyel gerginliğe sahip yüzeylerde kendiliğinden oluşan kuantum noktalar nanometre

sağlanması için gerekli altyapının araştırmasına bağlıdır. Çok küçük boyuttaki sistemlerde yüksek gerilme değerleri ince film yüzeylerinin şekilsel evriminde önemli etkiye sahip olabilir. Güvenilirlik problemlerinin yanında, mekanik gerilmeler yüzey şekillerinin kontrolünde de önemli uygulamaya sahiptir, bu birçok pratik uygulaması olabilecek yüzey paternlerinin kontrollü oluşturulmasına olanak sağlayacak potansiyele sahiptir. Örneğin;

boyutlarında, elektron tutucu etkiye sahip mercek ya da piramit şeklinde benzersiz optik, elektronik ve manyetik özelliklere sahip yarı iletken malzemelerdir. Bu nedenle, film yüzeylerinde şekilsel değişikliklere yol açan etkenlerin ve süreçlerin kontrol edilebilmesi hem ince filmlerin bozulma süreçlerini anlamak hem de istenen boyutlarda, yoğunluklarda ve yerlerde kuantum noktalar oluşturabilmek açısından büyük teknolojik öneme sahiptir.

İnce film üzerinde kendinden gelişim ile oluşan kuantum noktaların rastgele boy ve dağılımında olurlar. Leon ve diğerleri kuantum noktaların dağılımını kontrol için dislokasyonların kullanılmasını önermişler

ve düzgün sıralı olarak oluşturdukları kuantum noktaların büyüme koşulları, yüzey gerilimleri ve yüzey morfolojilerini Atomik Kuvvet Mikroskobu (AFM) altında incelemişlerdir [1-2]. Benzer şekilde Yoon ve diğerleri çalışmalarında dislokasyon konsantrasyonu ile oynayarak ince film yüzeyinin pürüzlülüğünü kontrol altına almışlardır [3]. Dislokasyonlar kuantum noktaların konumunu ve boyutlarını kontrol edebildiği gibi elektronik ve optik özelliklerini etkiler [4,5]. Clemens ve Diğerleri yaptıkları araştırmada altlık ile film arasına dizdikleri dislokasyonların yüzey difüzyonuna etkilerini ve olası düzenli nano yapıları araştırmak için kinetik Monte Carlo yöntemini yoğunluk fonksiyonları teorisi (DFT) ile birlikte kullanmıştır [6]. Yaptıkları çalışmada Co atomlarının yüksek gerilimli Pt(111) bölgelerine yayıldığını göstermiştir. Literatürde dislokasyonların ince film morfolojisi ve kuantum noktaların kararlılığına etkileri üzerine birçok çalışma vardır [6-11]. Bu çalışmada dislokasyonların sebep olduğu elastik gerilimler için E. Van. Giessen ve diğerlerinin, [12], yayınladığı formülasyon iç entropi üretimi hipotezine dayanan denge dışı termodinamik modele [13-17] entegre edilerek dolaylı sınır elemanı yöntemi ile ince filmlerin yüzey evrimi incelenmiştir.

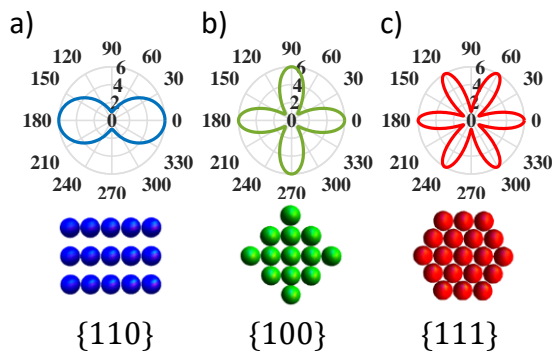
Matematiksel Yöntem

Bir ara yüzeyin şekilsel değişim kinetiği yüzey normaline doğrultusundaki normalize ve orantılanmış hız vektörü \bar{V}_{ord} ile ifade edilebilir. Bu çalışmada seçilen işaret düzenine göre \bar{V}_{ord} 'un negatif değerleri ince filmin lokal genişlemesini verir;

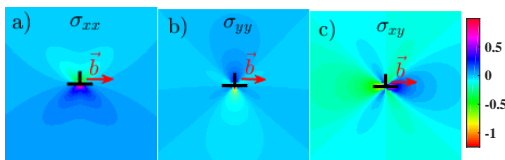
$$\bar{V}_{ord} = \frac{\partial}{\partial t} \left[D(\theta, \phi, m) \frac{\partial}{\partial t} (\bar{\kappa} + \Xi \bar{\sigma}_h - \Sigma(\bar{\sigma}_h)^2) \right] \quad (1)$$

Formül (1)'de $\bar{\kappa}$ normalize olmuş yüzey eğriliğini verir, yüzey eğriliği değerleri içbükey yüzeylerde pozitif değer verecek şekilde tanımlanmıştır. Bu durumda, yüzey hareketinin yönü ve yüzey normal vektörünün \hat{n} pozitif değerleri katı faz yönünde olur ve dolayısıyla yüzey normaline yönündeki hareket bölgesel küçülme ya da büyüme anlamına gelmektedir. Malzeme dokusunun altlık ile yaptığı açı yüzey difüzyon sabitinin yöne göre farklılık göstermesine neden olur. Bu değişim $D(\theta, \phi, m) = 1 + A \cos^2[m(\theta - \phi)]$ eşyönsüz difüzyonun açığa bağlı formülasyonunu ile ifade edilir. Burada θ yüzey teğet vektörünün altlık yönü ile yaptığı açığı verirken, ϕ malzemenin dokusunun karakteristik değerlerinden olan en yüksek difüzyon yönünün altlık ile yaptığı açığı ifade eder. A ise difüzyonun yöne bağımlılığının şiddetini verir, m ise bu yüksek difüzyon sabitine sahip yönün kaç katlı simetri

eksenine sahip olduğunu belirler. $m = 0$ izotropik malzemeyi ifade ederken $m (= 1, 2, 3)$ malzeme için yüzey merkezli kafes (YMK) yapıdaki temel yüzeyleri verir. 1 değeri iki katlı simetriye sahip $\{110\}$ yüzey ailesini, 2 dört katlı simetriye sahip $\{100\}$ ve 3 ise altı katlı simetriye sahip $\{111\}$ yüzey ailelerini ifade eder (Şekil 1.).



Şekil 1. Difüzyonun yöne bağımlılığını ifade eden $D(\theta, \phi, m)$ denklemi: a) İki katlı simetri düzleminde difüzyon ($A = 5, m = 1, \theta = 70$). b) Üç katlı simetri düzleminde difüzyon ($A = 5, m = 2, \theta = 45$). c) Altı katlı simetri düzleminde difüzyon ($A = 5, m = 3, \theta = 30$).



Şekil 2. Pozitif kenar dislokasyonunun sebep olduğu çekme-basma ve kesme gerilimlerinin gösterimi.

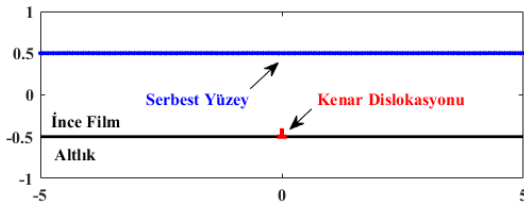
Şekil 2.'de pozitif kenar dislokasyonunun yarattığı $\sigma_{xx}, \sigma_{yy}, \sigma_{xy}$ gerilimlerinin gösterimi verilmiştir. Hata'ya sebep olan ekstra düzlemin kayma düzleminin üstünde olduğu durumlarda hata pozitif kenar dislokasyonu olarak adlandırılır, bu düzlem kayma düzleminin altında ise negatif kenar dislokasyonu olarak adlandırılır. Makalede altlık eksenine konumlandırılmış pozitif, negatif ve altlık eksenini ile 90 derece yapan kenar dislokasyonu kullanılmıştır.

Formül (1)'de normalize çember gerilimi (hoop stress) $\bar{\sigma}_h \equiv Tr(\bar{\sigma})$ ile ifade edilir, burada boyutsuz gerilim şiddeti parametresi Σ elastik gerilim enerji yoğunluğunun gerilim nedeni yüzey sürüklenme difüzyonuna katkısını ifade ederken, E elastik dipol etkileşimleri ifade eder. İnce film ile altlık ara yüzeyindeki kenar dislokasyonların yarattığı izotropik gerilimin başlangıçtan itibaren var olduğu var sayılarak herhangi bir (x, y) konumdaki gerilim değerleri aşağıdaki şekilde hesaplanmıştır;

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= \frac{-E}{4\pi(1-\nu^2)} \left[b_x \frac{y(3x^2+y^2)}{(x^2+y^2)^2} + b_y \frac{x(y^2-x^2)}{(x^2+y^2)^2} \right] \\ \sigma_{yy} &= \frac{E}{4\pi(1-\nu^2)} \left[b_x \frac{y(x^2-y^2)}{(x^2+y^2)^2} + b_y \frac{x(3y^2+x^2)}{(x^2+y^2)^2} \right] \\ \sigma_{xy} &= \frac{E}{4\pi(1-\nu^2)} \left[b_x \frac{x(x^2-y^2)}{(x^2+y^2)^2} - b_y \frac{y(y^2-x^2)}{(x^2+y^2)^2} \right] \end{aligned} \quad (2)$$

$$\sigma = \begin{bmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} \end{bmatrix} \quad (3)$$

Burada b_x ve b_y dislokasyon burger vektörünün x ve y bileşenleridir. E malzemenin elastik modülü ve ν Poisson oranını ifade etmektedir. İki eksenli gerilim $\sigma_o = \frac{E_m \varepsilon_o}{1-\nu_m}$, gerilim ile ilgili normalizasyon parametresi olarak kullanılmıştır. Bu seçimler sayesinde düzlemsel eşyönlü elastik gerinimin sayısal çözümü için dolaylı sınır elemanı yöntemi uygun hale gelmektedir. Bu durumda başlangıç boyutlama parametresi olarak elastik modül ve gerinim bire ($E_m \rightarrow 1, \varepsilon_o \rightarrow 1$) eşit alınabilmektedir. Sonuç olarak, sadece Poisson oranının gerçek değeri verilerek normalize olmuş sistemde gerilim dağılımı hesaplanabilmektedir. Bu yöntemin matematiksel teorisinin temelleri [13-17]'de ayrıntısıyla tartışılmıştır.



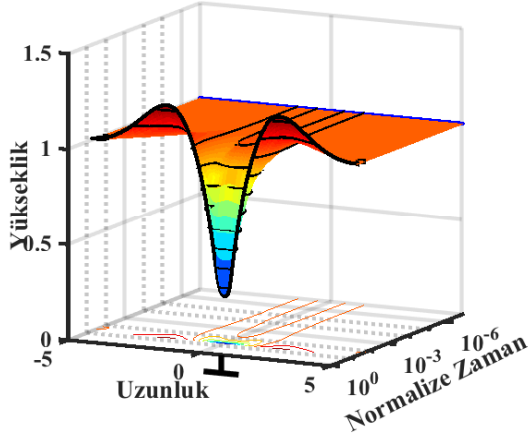
Şekil 3. Başlangıç konumundaki 1 birim kalınlıktaki ince film ve altlık ile arasındaki yüzeyde konumlanmış olan pozitif kenar dislokasyonu.

Başlangıçta Şekil 3.de görüldüğü üzere pürüzsüz olan ince filmin kalınlığı bir birimdir ve x ekseninde periyodik sınır koşulları uygulanmaktadır. Başlangıçtan itibaren bulunan kenar dislokasyonunun

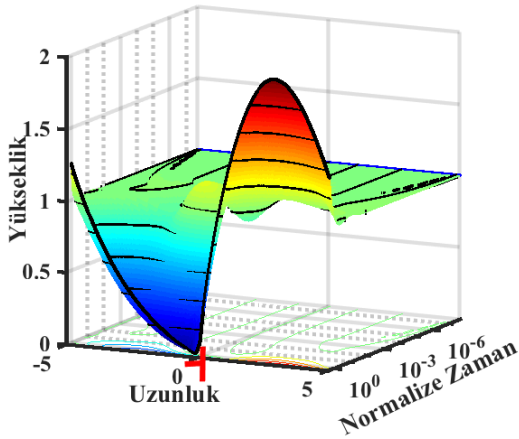
yarattığı izotropik elastik gerilim alanı ince film yüzey enerjisini değiştirecek ve bu değişim yüzeyde minimum enerji yüzey formuna ulaşmak için madde transferine (difüzyona) sebep olacaktır.

Bulgular ve Tartışma

Fiziksel olarak atlık ile birbirine yapışmış olan ince filmin altlık ile arasındaki yüzeyde kenar dislokasyonu olması durumunda, kenar dislokasyonunun sebep olduğu gerilimler ile yüzey eğriliğinin sebep olduğu kılcal kuvvetler altına ince filmin difüzyona açık üst yüzeyinin morfolojik evrimi izotropik ve eş yönsüz difüzyon parametreleri için çalışılmıştır. İnce film modeli x ekseninde periyodik sınır koşulları altında olup, altlık ile yaptığı yüzey hareketsiz varsayılmıştır. Elastik gerinim enerji yoğunluğu, Σ , ve elastik dipol etkileşimler, Ξ , bize gerilim kuvvetlerinin yüzey eğriliğinin sebep olduğu kılcal kuvvetlere oranla ne kadar etkili olduğunun şiddetini verir. Dolayısıyla daha kuvvetli gerilim alanı daha yüksek Σ ve Ξ değeri alınarak sağlanabilir. Bu çalışmada yüzey katılığı eşyönsüzlüğü, ıslatma katmanı potansiyeli gibi ince filmlerin maruz kaldığı fiziksel kuvvetler göz önüne alınmadığından tek bir $\Xi = 0,005$, ve $\Sigma = 0,0005$ değeri alınarak yüzey evriminin kenar dislokasyon yönüne ve farklı kombinasyonlardaki dislokasyonlar ile değişimi gözlemlenmiştir.



Şekil 4. Pozitif kenar dislokasyonu ve izotropik ince filmin zaman içindeki evrimi ($A = 5, m = 0, b = 10^{-4}, \Xi = 0,005, \Sigma = 0,0005$).

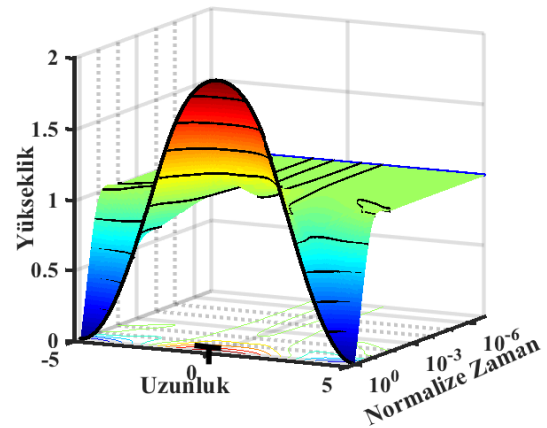


Şekil 5. Altlık ile 90 derece dönmüş kenar dislokasyonu ve izotropik ince filmin zaman içindeki evrimi ($A = 5, m = 0, b = 10^{-4}, \Xi = 0,005, \text{ve } \Sigma = 0,0005$).

Tek bir kenar dislokasyonun ince filmin tam ortasında bulunduğu deneyler tek başına kenar dislokasyonun sebep olacağı yüzey evrimini görmek açısından önemlidir. Pozitif kenar dislokasyonu üzerinde bulunduğu alana basma gerilimi uygulamaktadır. Bu basma kuvveti nedeni ile yüzey atomları bu

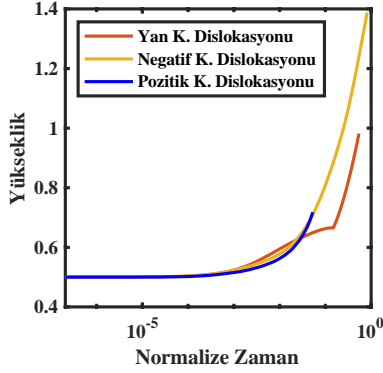
bölgeden uzaklaşarak enerjilerini azaltırlar. Bu nedenle dislokasyona doğru hızla yaklaşan yüzey bir çatlak gibi altlığa doğru ilerler. Burada yüzey eğriliği ile dislokasyonun yarattığı gerilim alanın çatışması içeri doğru ilerleyen çatlak ucunun yarı çapından gözlemlenebilir. Dislokasyona yaklaştıkça artan gerilim uç yarı çapını küçültmektedir (Şekil 4). Nihai olarak yüzey dislokasyona kadar ilerleyerek ince filmi iki ayrı parçaya ayırır.

Aynı dislokasyon 90 derece döndürüldüğünde (Şekil 5) ince filmin bir yarısında basma gerilimi etkin olurken diğer yarısında ise çekme kuvveti etkin olur. Bu durum ince filmin bir yarısından diğer yarısına madde göçüne sebep olduğu gözlemlenmektedir. Bunun sonucu olarak simetrik olmayan damlacık şekilli bir yapı oluşmaktadır. Bir önceki duruma benzer şekilde ince film ikiye ayrılır ve birbirinden bağımsız adacıklar oluşur.



Şekil 6. Negatif kenar dislokasyonu ve izotropik ince filmin zaman içindeki evrimi

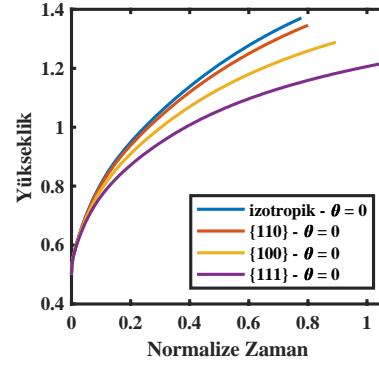
($A = 5, m = 0, b = 10^{-4}, \Xi = 0,005, \text{ ve } \Sigma = 0,0005$).



Şekil 7. Dislokasyonların yüksekliğinin normalize zamana göre değişimi ($A = 5, m = 0, b = 10^{-4}, \Xi = 0,005, \text{ ve } \Sigma = 0,0005$).

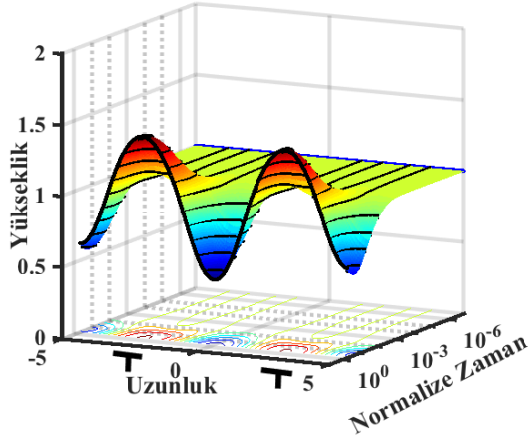
Şekil 6'da negatif kenar dislokasyonu ince filme çekme gerilimi uygulaması sonucu olarak bu bölgeye ince filmin diğer bölgelerinden madde taşınımı görülmektedir. Bu durumun diğer iki durumdan temel farkı ince filmin parçalara ayrılma eğiliminde olmamasıdır, bunun sebebi diğer iki durumda yüzeyin dislokasyona yaklaştıkça hissettiği gerilim kuvvetinin artmasıdır. Bu durumda ise madde biriktikçe ince film yüzeyi dislokasyondan uzaklaşmaktadır, eğer yeterli madde kaynağı var ise süreç ince filmin kırılmasıyla sonuçlanmaz. Bu nedenle diğer iki deney hızla ince filmin kırılması ile son bulurken, negatif kenar dislokasyonun bulunduğu durumda kırılma olmadığından malzeme birikmesi daha uzun süre devam etmektedir. Eğer ıslanma katmanı potansiyeli

yüksek bir malzeme ise ince filmin kırılması mümkün olmayacağından oluşan kuantum yapısı çevredeki diğer kuantum noktalar ile ince bir film katmanı sayesinde bağlantı sağlanması muhtemeldir.

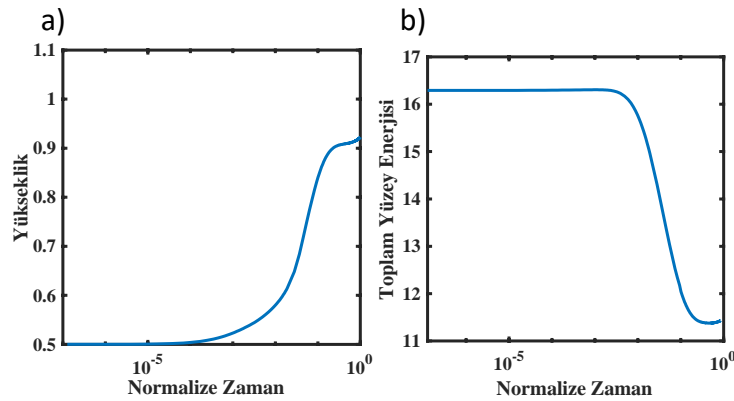


Şekil 8. Pozitif kenar dislokasyonunun farklı difüzyon simetrisi bulunan $\{110\}, \{100\}, \{111\}$ ve *izotropik* yüzeylerin yüksekliklerinin zaman bağlı değişimi ($A = 5, (m = 1,2,3), \theta = 0, b = 10^{-4}, \Xi = 0,005, \text{ ve } \Sigma = 0,0005$).

Yapılan eş yönsüz difüzyonlu deneylerde nihai morfolojinin değişmediği görülmüştür, bunun temel nedenlerinden biri modelin eş yönsüz yüzey enerjisi içermemesidir. Bu nedenle yüzey evrimini dislokasyonun sebep olduğu gerilim kuvvetleri kontrol etmekte ve yüzey eğriliği ise yumuşak hatlı yapılar oluşmasına sebep olmaktadır. Yüzey difüzyon eş yönsüzlüğü belli yönlerde oluşan difüzyonu engellediğinden oluşan yapının en-boy oranında değişikliğe sebep olmaktadır (Şekil 8).



Şekil 9. Negatif kenar dislokasyon ve izotropik ince filmin zaman içindeki evrimi ($A = 5, m = 0, b = 10^{-4}, \Xi = 0,005$, ve $\Sigma = 0,0005$).

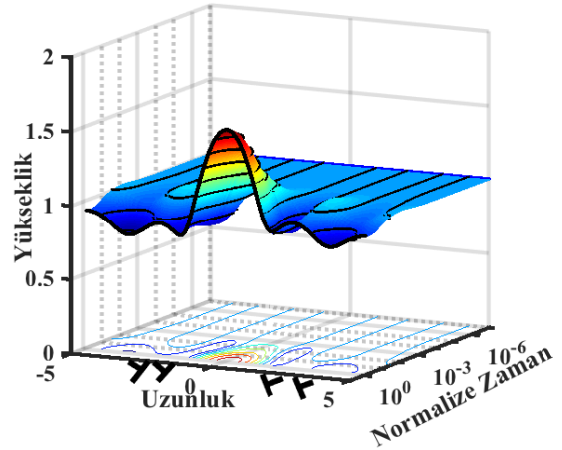


Şekil 10. Negatif kenar dislokasyon ve izotropik ince filmin yüksekliğinin zaman içindeki değişimi ($A = 5, m = 0, b = 10^{-4}, \Xi = 0,005$, ve $\Sigma = 0,0005$).

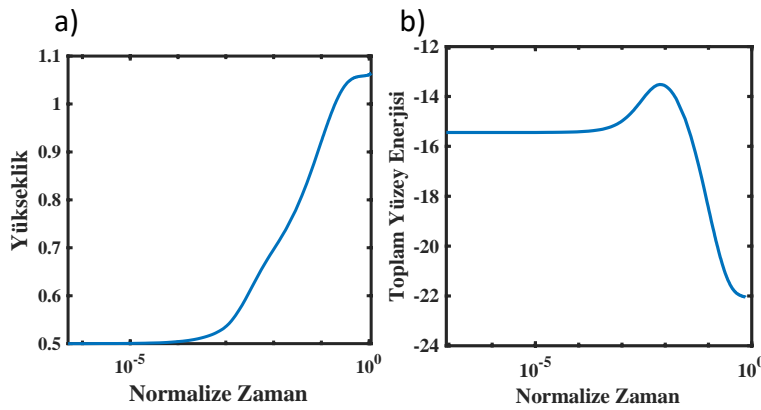
Tek dislokasyonlu deneyler göz önüne alarak 10 birim uzunluktaki negatif kenar dislokasyon sayısını ikiye çıkardığımızda birbirine bitişik ve kararlı kuantum noktalar elde edilebilmektedir (Şekil 9). Fakat dislokasyonların birbirine yaklaşabileceği mesafe yarattıkları gerilim alanları ile orantılıdır, eğer 10 birimlik mesafedeki dislokasyon sayısını daha da arttırmak isterseniz kuantum nokta yerini çok daha düşük genlik ve boya sahip dalgalara bırakmaktadır.

Kuantum nokta yüksekliğinin ve toplam yüzey enerjisinin zamanla değişimi grafiği (Şekil 10a-b) ince film yüzey enerjisi düşerken oluşan kuantum noktanın ince filmin başlangıç yüksekliğinden 0.4 birim daha yükseldiğini ve orada kararlı olarak kaldığını göstermektedir. Bu süreç tipik bir dönüşüm olduğundan, dönüşüm kinetiği $k = 11,08$ ve $n = 0,84$ değerlerine sahip avrami denklemi ($y = 1 - \exp(-kt^n)$) ile ifade edilebilir. Bu denklemden dönüşüm hızı ($= \frac{1}{t_{0,5}}$) 26,3 ve oluşan yapının en/boy oranı 0,18 olarak hesaplanmıştır. Kuantum noktaların

en/boy oranları olası ayırık (kuantize) enerji seviyelerini belirleyen önemli etmenlerden biridir, kontrollü olarak farklı en boy oranlarına sahip kuantum noktaları elde edebilmek elektronik ve optik özellikleri açısından çok önemlidir.



Şekil 11. Altığa 45 derece açılı olarak sırt sırta yerleştirilmiş 4 dislokasyondan oluşan sistem ($A = 5, m = 3, b = 10^{-4}, \varepsilon = 0,005$, ve $\Sigma = 0,0005$).



Şekil 12. Altığa açılı olarak yerleştirilmiş 4 dislokasyondan oluşan sistem için yükseklik ve toplam yüzey enerjisinin normalize zamana göre grafiği.

Farklı yönlere bakan dislokasyonların birbirlerinin gerilim alanlarının etkilerini kimi bölgelerde sönmülendirirken diğer bir tarafta arttırarak farklı en-boy oranına sahip kuantum nokta elde edilmesi mümkün olmaktadır. Şekil 11'deki konfigürasyonda dislokasyonlar ince filmin ortasında bir önceki deneye nazaran daha yüksek en/boy oranına ($= 1,01$) sahip ve kararlı bir

kuantum nokta oluşmasına sebep olmuşlardır (Şekil 12). Bu kuantum nokta oluşurken ince film yüzeyinde ufak dalgalanmalar oluşturmuş fakat film kalınlığını diğer örneklerde olduğu kadar etkilenmeyerek 0,9 birimde kalmıştır. Avrami parametreleri $k = 6$ ve $n = 0,61$ ve dönüşüm hızı 36,4'dür.

Sonuçlar

Bu çalışmada kuantum noktaların oluşumunda kenar dislokasyonlarının ne yönde etkin olabileceği ile ilgili birçok senaryo denenmiştir. Bu amaçla ince film ile altlık arasına sabitlenmiş kenar dislokasyonları gerilim alanı kaynağı olarak kullanılmış ve bu gerilim alanı nedeni ile serbest yüzeyin morfolojik evrimi incelenmiştir. İzotropik ve eş yönsüz difüzyon sistemleri arasında kinetik ve morfolojik bir fark gözlemlenmemiştir. Negatif kenar dislokasyonlarının ıslatma katmanlı kuantum nokta oluşturmasının mümkün olduğu ve çoklu dislokasyon sistemlerinde kararlı yapıda kuantum nokta morfolojileri gözlemlenmiştir. Kenar dislokasyonlarının herbirinin yarattığı gerilim alanlarının istenen bölgelerde birbirini desteklemesi ve diğer bölgelerde ise kontrollü şekilde gerilimleri yok etmesi sayesinde farklı dislokasyon kombinasyonları ile istenilen en/boy oranlarında kuantum noktalar elde etmek ve dislokasyon grupları arasındaki mesafeler ayarlanarak kuantum noktalar arasındaki mesafeninde kontrol edilebileceği görülmüştür.

Kaynaklar

[1] R. Leon, S. Chaparro, S. R. Johnson, C. Navarro, X. Jin, Y. H. Zhang, J. Siebert, S. Marcinkevičius, X. Z. Liao, ve J. Zou, 2002.

Dislocation-induced spatial ordering of InAs quantum dots: Effects on optical properties. *Journal of Applied Physics* 91, 5826.

[2] R. Leon, J. O. Okuno, and R. A. Lawton, M. Stevens-Kalceff and M. R. Phillips, J. Zou and D. J. H. Cockayne, C. Lobo, 1999. Dislocation-induced changes in quantum dots: Step alignment and radiative emission. *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 74, No. 16.

[3] Tae-Sik Yoon, Jian Liu, Atif M. Noori, Mark S. Goorsky, and Ya-Hong Xie, 2005. Surface roughness and dislocation distribution in compositionally graded relaxed SiGe buffer layer with inserted-strained Si layers. *Appl. Phys. Lett.*, 87, 012104.

[4] Anvar S. Baimuratov, Ivan D. Rukhlenko, Yurii K. Gun'ko, Alexander V. Baranov, ve Anatoly V. Fedorov, 2015. Dislocation-Induced Chirality of Semiconductor Nanocrystals. *Nano Letters*, 15 (3), pp 1710–1715.

[5] Oleg Medvedev and Oleg Vyvenko, 2017. Intersection Nodes of Basal Screw Dislocations as Luminous Quantum Dots in GaN. *Phys. Status Solidi RRL*, 1700297.

[6] R. F. Sabiryanov, M. I. Larsson, K. J. Cho, W. D. Nix, B. M. Clemens, 2003.

Surface diffusion and growth of patterned nanostructures on strained surfaces. *Physical Review B* 67, 125412.

[7] S. Kodambaka, S. V. Khare, W. S'wiech, K. Ohmori, I. Petrov & J. E. Greene, 2004. Dislocation-driven surface dynamics on solids. *NATURE*, vol 429, p 49.

[8] Sami Dhouibi, Salem Neily, Sami Youssef, Roland Bonnet, 2016. Free surface relaxation of a semicoherent interface in an isotropic thin plate. *Thin Solid Films*, 599, 7–13.

[9] N. Pisutha-Arnond, B. Yang, D.H. Lim, M. Asta, K. Thornton, 2010. Stability of strained thin films with interface misfit dislocations: A multiscale computational study. *Thin Solid Films*, 519, 809–817.

[10] I. A. Ovid'ko and A. G. Sheinerman, 2004. Delocalized Dislocations in Quantum Dots. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, Vol. 98, No. 2, pp. 334–337.

[11] Toufik Outtas, Salah Madani, Lahbib Adami, 2008. Free surface nanopatterning with buried hexagonal dislocations array. Simulation of anisotropic elastic fields. *Thin Solid Films*, 517, 275–277.

[12] Siamak Soleymani Shishvan, Soheil Mohammadi, Mohammad Rahimian, Erik Van der Giessen, 2011. Plane-strain discrete dislocation plasticity incorporating anisotropic elasticity. *International Journal of Solids and Structures*, 48, 374–387.

[13] Ogurtani T. O., Celik A., 2006. Surface morphological evolution on single crystal films by strong anisotropic drift diffusion under capillary and electromigration forces. *Journal of Applied Physics*, 100, 043504.

[14] Ogurtani, T. O., Celik, A., Oren, E. E. 2006. Morphological evolution of edge-hillocks on single-crystal films having anisotropic drift-diffusion under the capillary and electromigration forces. *Thin Solid Films*, 515, 2974–2983.

[15] Ogurtani T. O., Celik A., Oren E. E. 2010. Morphological evolution in a strained-heteroepitaxial solid droplet on a rigid substrate: Dynamical simulations. *Journal of Applied Physics*, 108 (6), 063527, 1-16.

[16] Ogurtani, T. O., Celik, A., Oren, E. E. 2010. Generic role of the anisotropic surface free energy on the morphological evolution in a strained-heteroepitaxial solid droplet on a rigid substrate. *Journal of Applied Physics*, 108 (6), 103516, 1-14.

[17] Ogurtani, T. O., Celik, A., Oren, E. E. 2014. Stranski-Krastanow islanding initiated on the stochastic rough surfaces of the epitaxially strained thin films. Journal of Applied Physics, 115, 224307.