İSTANBUL TEKNİK ÜNİVERSİTESİ ★ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

NANOÇUBUKLARDA BÜYÜK YER DEĞİŞTİRME VE YEREL OLMAYAN ELASTİSİTE TEORİLERİNE GÖRE DEPLASMAN HESABI

DOKTORA TEZİ

Gökhan GÜÇLÜ

İnşaat Mühendisliği Anabilim Dalı

Yapı Mühendisliği Programı

EYLÜL 2020

İSTANBUL TEKNİK ÜNİVERSİTESİ ★ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

NANOÇUBUKLARDA BÜYÜK YER DEĞİŞTİRME VE YEREL OLMAYAN ELASTİSİTE TEORİLERİNE GÖRE DEPLASMAN HESABI

DOKTORA TEZİ

Gökhan GÜÇLÜ
(501032107)

İnşaat Mühendisliği Anabilim Dalı

Yapı Mühendisliği Programı

Tez Danışmanı: Prof. Dr. Reha ARTAN

EYLÜL 2020

İTÜ, Fen Bilimleri Enstitüsü'nün 501032107 numaralı Doktora Öğrencisi Gökhan GÜÇLÜ, ilgili yönetmeliklerin belirlediği gerekli tüm şartları yerine getirdikten sonra hazırladığı "NANOÇUBUKLARDA BÜYÜK YER DEĞİŞTİRME VE YEREL OLMAYAN ELASTİSİTE TEORİLERİNE GÖRE DEPLASMAN HESABI" başlıklı tezini aşağıda imzaları olan jüri önünde başarı ile sunmuştur.

Tez Danışmanı : **Prof. Dr. Reha ARTAN** .....
İstanbul Teknik Üniversitesi

Jüri Üyeleri : **Prof. Dr. Ünal ALDEMİR** .....
İstanbul Teknik Üniversitesi

Prof. Dr. İrfan ÇOŞKUN .....
Yıldız Teknik Üniversitesi

Prof. Dr. Abdullah GEDİKLİ .....
İstanbul Teknik Üniversitesi

Doç. Dr. Çağrı MOLLAMAHMUTOĞLU.....
Yıldız Teknik Üniversitesi

Teslim Tarihi : 21 Ağustos 2020
Savunma Tarihi : 25 Eylül 2020

ÖNSÖZ

Tez çalışması boyunca sürekli yanımda olan, her türlü desteği gösteren tez danışmanım Sayın Prof. Dr. Reha ARTAN'a en içten teşekkürlerimi sunarım. Tez izleme komitesinde yer alan değerli bilim insanları Prof. Dr. Ünal ALDEMİR ve Prof. Dr. İrfan COŞKUN'a değerli katkılarından ötürü şükranlarımı sunarım. Tez boyunca her türlü desteği, anlayışı gösteren canım eşime sonsuz teşekkür ederim. Bu süreçte bana her anlamda destek olan ve sabır gösteren anne ve babama ne kadar teşekkür etsem azdır.

Bu çalışma, İTÜ BAP tarafından 37405 numaralı proje kapsamında maddi olarak desteklenmiştir. Desteklerinden ötürü kuruma teşekkürlerimi sunarım.

Eylül 2020

Gökhan GÜÇLÜ
(İnş. Yük. Müh.)

İÇİNDEKİLER

Sayfa

ÖNSÖZ ..... **v**
İÇİNDEKİLER ..... **vii**
KISALTMALAR ..... **ix**
SEMBOLLER ..... **xi**
ÇİZELGE LİSTESİ ..... **xiii**
ŞEKİL LİSTESİ ..... **xv**
ÖZET ..... **xix**
SUMMARY ..... **xxiii**
1. GİRİŞ **1**
1.1 Nanoteknoloji 2
1.2 Nanoteknolojinin Tarihçesi 7
1.3 Bazı Karbon Allotropları 11
1.3.1 Fullerenler 13
1.3.2 Grafenler 16
1.3.3 Karbon nanotüpler 18
1.4 Nanoteknolojinin Kullanım Alanları 22
1.5 Tezin Amacı 29
1.6 Tezin Genel Yapısı 29
2. LİTERATÜR TARAMASI **31**
3. MATERYAL VE METOT **43**
3.1 Deneysel Yöntemler 43
3.2 Simülasyon Yöntemleri 44
3.3 Analitik Yöntemler 46
3.3.1 Klasik sürekli ortam yöntemleri 46
3.3.2 Yüksek mertebe sürekli ortam yöntemleri 48
3.4 Yerel Olmayan Elastisite Teorisi 50
3.4.1 YOET'ye göre EBKT'nin yönetici denklemleri 53
3.4.2 YOET'nin dezavantajları 55
4. İKİ ADIMLI ARDIŞIK YAKLAŞIM YÖNTEMİ İLE DEPLASMAN HESABI **57**
4.1 Konsol Kirişte Birinci Yaklaşım Eğrisi Olarak Dairsel Yay Parçası Kullanılması Durumu 60
4.2 Örnek-1: Serbest Ucunda Tekil Düşey Kuvvet Bulunan Konsol Kiriş 63
4.3 Örnek-2: Serbest Ucunda Eksenel Kuvvet Bulunan Konsol Kiriş 71
4.4 Örnek-3: Düzgün Yayılı Yük ile Yüklü Konsol Kiriş 77
4.5 Yerel Olmayan Elastisite Teorisi 82
5. PERTÜRBASYON YÖNTEMİ İLE DEPLASMAN HESABI **95**
5.1 Pertürbasyon Yöntemi 95
5.2 YOET'ye Göre Büyük Elastik Yer Değiştirme Yapan Çubuklar İçin Yapılan Varsayımlar 96

5.2.1 YOET'de düzlem çubukların büyük yer değiştirme denklemleri 98
5.2.2 Pertürbasyon çözüm yöntemi 102
5.2.3 Örnek-1: Basit mesnetli kiriş 103
5.3 Enkesitteki İç Kuvvetlerin Değerinin Bilinmediği Durum 109
5.3.1 Örnek-2: Bir ucu ankastre, bir ucu kayıcı mesnetli kiriş..... 110
6. SONUÇLAR 117
KAYNAKLAR..... 121
ÖZGEÇMİŞ..... 135

KISALTMALAR

ABD : Amerika Birleşik Devletleri
AKM : Atomik kuvvet mikroskobu
Al_2O_3 : Alüminyum oksit
CO_2 : Karbondiyoksit
ÇKKN : Çok katmanlı karbon nanotüp
EBKT : Euler-Bernoulli kiriş teorisi
KNT : Karbon nanotüp
MCS : Monte Carlo simülasyonu
MDS : Moleküler dinamik simülasyon
MEMS : Mikro elektro-mekanik sistem
NO_2 : Azot dioksit
NEMS : Nano elektro-mekanik sistem
SiC : Silisyum karbür
TiO_2 : Titanyum dioksit
TKKN : Tek katmanlı karbon nanotüp
TKT : Timoshenko kiriş teorisi
TTM : Taramalı tünelleme mikroskobu
YMET : Yüksek mertebe elastisite teorileri
YOET : Yerel olmayan elastisite teorisi
ZnO : Çinko oksit

SEMBOLLER

α	: Konsol kiriş serbest ucunun konumunu gösteren merkez açı, boyutsuz yük parametresi
a	: Atomik mesafe
a_{cc}	: Birbirine en yakın konumdaki karbon atomları arasındaki mesafe
A	: Enkesit alanı
Å	: Angström
$\mathbf{C}$	: Dördüncü mertebe elastisite tensörü
$\mathbf{C}_h$	: Kiral vektörü
δ	: Kronecker delta fonksiyonunu
$\boldsymbol{\varepsilon}$	: Şekil değiştirme tensörü
$\boldsymbol{\varepsilon}^0$	: Nonlineer membran şekil değiştirme tensörü
η	: Doğal koordinat takımının teğetsel bileşeni
e_0	: Boyutsuz malzeme sabiti
E	: Elastisite modülü
$E(\rho)$	: İkinci tip tam eliptik integral
$E(\rho,\phi)$	: İkinci tip tam olmayan eliptik integral
f	: Konsol kirişin serbest ucundaki çökme
$F(\rho,\phi)$	: Birinci tip tam olmayan eliptik integral
γ	: Yerel olmayan parametre
G	: İkinci Lamé sabiti (kayma modülü)
I	: Eğilme etkisindeki eksenin atalet momenti
$K\left(\lvert\mathbf{x}-\mathbf{x}'\rvert,\tau\right)$	: YOET'de çekirdek fonksiyonu
$K(\rho)$	: Birinci tip tam eliptik integral
K_e	: Kinetik enerji
λ	: Birinci Lamé sabiti, boyutsuz kuvvet parametresi
l_d	: Dış karakteristik uzunluk
∇^2	: Laplasyen operatörü
L	: Kiriş uzunluğu
μ	: Kirişin eğriliği, şekil değiştirmiş elastik eğrinin eğriliği
μ_0	: Şekil değiştirmemiş elastik eğrinin eğriliği
M	: Klasik moment
n_e	: Çokyüzlünün kenar sayısı
n_f	: Çokyüzlünün yüzey sayısı
n_h	: Çokyüzlüde altıgen şeklindeki yüzeylerin sayısı
n_p	: Çokyüzlüde beşgen şeklindeki yüzeylerin sayısı
n_v	: Çokyüzlünün köşenoktası sayısı

$\vec{n}$: Şekil değiştirmemiş eksen üzerindeki noktalarda birim normal vektör
N : Klasik eksenel kuvvet
$\overrightarrow{N}$: Şekil değiştirmiş eksen üzerindeki noktalarda birim normal vektör
φ : Konsol kiriş üzerindeki noktanın konumunu gösteren merkez açı
ψ : Konsol kirişte serbest uçtaki çökmenin kiriş boyuna oranı
$\vec{p}$: Yayılı yükün şiddeti
q_u : Eksenel doğrultudaki yayılı kuvvet
q_v : Düşey doğrultudaki yayılı kuvvet
ρ : Kiriş kütle yoğunluğu
ρ_0 : Şekil değiştirmemiş eksen üzerindeki noktanın eğrilik yarıçapı
$\boldsymbol{\sigma}$: Yerel olmayan gerilme tensörü
$\boldsymbol{\sigma}^c$: Klasik gerilme tensörü
s : Şekil değiştirmemiş eksen üzerindeki yay uzunluğu
S : Şekil değiştirmiş eksen üzerindeki yay uzunluğu
τ : Boyutsuz yerel olmayan parametre
θ : Kiral açısı
$\vec{t}$: Şekil değiştirmemiş eksen üzerindeki noktalarda birim teğet vektör
$\overrightarrow{T}$: Şekil değiştirmiş eksen üzerindeki noktalarda birim teğet vektör
υ : Poisson oranı
u : İkinci yaklaşım eğrisi için yatay yer değiştirme bileşeni
$\mathbf{u}$: Yer değiştirme vektörü
U : Elastik eğri eğrisi için yatay yer değiştirme bileşeni
U_0 : Birinci yaklaşım eğrisi için yatay yer değiştirme bileşeni
U_s : Şekil değiştirme enerjisi
v : İkinci yaklaşım eğrisi için düşey yer değiştirme bileşeni
V : Elastik eğri eğrisi için düşey yer değiştirme bileşeni
V_0 : Birinci yaklaşım eğrisi için düşey yer değiştirme bileşeni
W : Dış kuvvetlerin yapmış olduğu iş
ξ : Doğal koordinat takımının normal bileşeni

ÇİZELGE LİSTESİ

Sayfa

Çizelge 4.1 : Örnek-1, kiriş elastik eğrisinin uzunluğunun, kirişin boyuna oranı. … **69**
Çizelge 4.2 : Örnek-1, ikinci mertebe etkilere göre kiriş elastik eğrisinin uzunluğunun, kirişin boyuna oranı. **71**
Çizelge 4.3 : Örnek-2, $v(\alpha) = 0$ koşulu için birinci ve ikinci mertebe etkilere göre kiriş elastik eğrisi boyunun, kiriş boyuna oranı. **77**
Çizelge 4.4 : Örnek-3, $u(\alpha) = 0$ koşulu için birinci ve ikinci mertebe etkilere göre kiriş elastik eğrisi boyunun, kiriş boyuna oranı. **82**

ŞEKİL LİSTESİ

Sayfa

Şekil 1.1 : Çeşitli nesnelerin boyutlarının karşılaştırılması. **2**
Şekil 1.2 : 1991-2017 yılları arasında nanoteknoloji alanındaki yayınların sayısı. **6**
Şekil 1.3 : TTM ile görüntülenen altın ucunun görüntüsü. **8**
Şekil 1.4 : C60 molekülünün yapısı. **9**
Şekil 1.5 : Bazı karbon allotropları hakkında 1990-2015 yılları arasında yayınlanan makale sayıları. **11**
Şekil 1.6 : Boyutlarına göre sınıflandırılmış çeşitli karbon nanoyapılar: (a) C60 Buckminsterfulleren; (b) iç içe dev fullerenler veya grafitik soğanlar; (c) TKKN; (d) karbon nanokoni (nanocone) ya da nanoboynuz (nanohorn); (e) nanotoroidler; (f) grafen yüzey; (g) 3 boyutlu grafit kristal; (h) haeckelites (karbon allotropu) yüzey; (i) grafen nanoşeritler (nanoribbons); (j) grafen yığınları; (k) helisoidal KNT; (l) kısa karbon zincirleri; (m) 3 boyutlu Schwarzite kristaller (karbon allotropu); (n) karbon nanoköpükler (kanallarla birbirine bağlanan grafen yüzeyler); (o) 3 boyutlu nanotüp ağları; (p) 2 boyutlu nanoşerit ağları. **12**
Şekil 1.7 : Nanoteknolojide en yaygın kullanılan karbon allotropları ve grafit: (a) grafit; (b) grafen; (c) TKKN; (d) fulleren. **13**
Şekil 1.8 : Küresel formdaki C_{60}, C_{540} ile elipsoit formundaki C_{100} fulleren molekülleri. **15**
Şekil 1.9 : Grafen ve grafenden elde edilen diğer bazı karbon allotropları. **16**
Şekil 1.10 : (a) Grafen tabakasının farklı açılarda sarılmasının matematiksel ifadesinde kullanılan kiral vektörü ve kiral açısı; (b) zikzak formunda KNT; (c) koltuk formunda KNT; (d) kiral formunda KNT. **19**
Şekil 1.11 : TKKN ve ÇKKN'nin birlikte gösterimi. **21**
Şekil 1.12 : Nanopartiküllerin uygulama alanları. **23**
Şekil 4.1 : Prizmatik çubuğun yer değiştirme vektörü ve enkesiti. **58**
Şekil 4.2 : Elastik eğriye yaklaşım eğrileri ve yer değiştirme vektörleri. **58**
Şekil 4.3 : Konsol kirişte birinci yaklaşım eğrisinin dairesel yay parçası olması durumu. **61**
Şekil 4.4 : İkinci yaklaşım eğrisinin yer değiştirme bileşenlerinin TNB koordinat sisteminde gösterimi. **62**
Şekil 4.5 : Örnek-1, $u(\alpha)=0$ koşulu için kullanılan yaklaşım eğrisi. **63**
Şekil 4.6 : Örnek-1, $v(\alpha)=0$ koşulu için kullanılan yaklaşım eğrisi. **65**
Şekil 4.7 : Örnek-1, $\psi-\lambda$ grafiği. **66**
Şekil 4.8 : Örnek-1, $M_{\max}/\overline{M}_{\max}-\lambda$ grafiği. **67**
Şekil 4.9 : Örnek-1, $u(\alpha)=0$ koşulu için kiriş uzunluğu boyunca yatay yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı. **67**
Şekil 4.10 : Örnek-1, $u(\alpha)=0$ koşulu için kiriş uzunluğu boyunca düşey yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı. **68**

Şekil 4.11 : Örnek-1, $v(\alpha)=0$ koşulu için kiriş uzunluğu boyunca yatay yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı. **68**
Şekil 4.12 : Örnek-1, $v(\alpha)=0$ koşulu için kiriş uzunluğu boyunca düşey yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı. **68**
Şekil 4.13 : Örnek-1, $u(\alpha)=0$ koşulu için ve ikinci mertebe hesabına göre kiriş uzunluğu boyunca yatay yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı. **69**
Şekil 4.14 : Örnek-1, $u(\alpha)=0$ koşulu için ve ikinci mertebe hesabına göre kiriş uzunluğu boyunca düşey yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı. **69**
Şekil 4.15 : Örnek-1, $v(\alpha)=0$ koşulu için ve ikinci mertebe hesabına göre kiriş uzunluğu boyunca yatay yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı. **70**
Şekil 4.16 : Örnek-1, $v(\alpha)=0$ koşulu için ve ikinci mertebe hesabına göre kiriş uzunluğu boyunca düşey yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı. **70**
Şekil 4.17 : Örnek-1, birinci ve ikinci mertebe hesaplarına göre elde edilen $\psi-\lambda$ eğrileri. **71**
Şekil 4.18 : Örnek-2, $v(\alpha)=0$ koşulu için kullanılan yaklaşım eğrisi. **72**
Şekil 4.19 : (4.43)'te kullanılan değişkenlerden bazılarının gösterimi. **73**
Şekil 4.20 : Örnek-2, $v(\alpha)=0$ koşulu için kiriş uzunluğu boyunca yatay yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı. **74**
Şekil 4.21 : Örnek-2, $v(\alpha)=0$ koşulu için kiriş uzunluğu boyunca düşey yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı. **74**
Şekil 4.22 : Örnek-2, $v(\alpha)=0$ koşulu için ve ikinci mertebe hesabına göre kiriş uzunluğu boyunca yatay yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı. **75**
Şekil 4.23 : Örnek-2, $v(\alpha)=0$ koşulu için ve ikinci mertebe hesabına göre kiriş uzunluğu boyunca düşey yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı. **75**
Şekil 4.24 : Örnek-2, analitik çözüm için kiriş uzunluğu boyunca yatay yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı. **76**
Şekil 4.25 : Örnek-2, analitik çözüm için kiriş uzunluğu boyunca düşey yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı. **76**
Şekil 4.26 : Örnek-2, birinci ve ikinci mertebe hesabına göre kiriş düşey uç deplasmanının boya oranının grafiği. **77**
Şekil 4.27 : Örnek-3, $u(\alpha)=0$ koşulu için kullanılan yaklaşım eğrisi. **78**
Şekil 4.28 : Örnek-3, $u(\alpha)=0$ koşulu için kiriş uzunluğu boyunca yatay yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı. **79**
Şekil 4.29 : Örnek-3, $u(\alpha)=0$ koşulu için kiriş uzunluğu boyunca düşey yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı. **79**
Şekil 4.30 : Örnek-3, $u(\alpha)=0$ koşulu için ve ikinci mertebe hesabına göre kiriş uzunluğu boyunca yatay yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı. **80**
Şekil 4.31 : Örnek-3, $u(\alpha)=0$ koşulu için ve ikinci mertebe hesabına göre kiriş uzunluğu boyunca düşey yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı. **80**
Şekil 4.32 : Örnek-3, Xiao (2011)'da verilen yaklaşık çözüm için kiriş uzunluğu boyunca yatay yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı. **81**
Şekil 4.33 : Örnek-3, Xiao (2011)'da verilen yaklaşık çözüm için kiriş uzunluğu boyunca düşey yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı. **81**
Şekil 4.34 : Örnek-3, $u(\alpha)=0$ koşulu, birinci ve ikinci mertebe ile Xiao (2011)'da verilen yaklaşık çözüm için kiriş uç deplasmanının boya oranının grafiği. **82**

Şekil 4.35 : Örnek-1, YOET'ye göre $\gamma / L = 1/2$ oranı için kiriş uzunluğu boyunca yatay yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı. **84**
Şekil 4.36 : Örnek-1, YOET'ye göre $\gamma / L = 1/2$ oranı için kiriş uzunluğu boyunca düşey yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı..... **85**
Şekil 4.37 : Örnek-1, YOET'ye göre $\gamma / L = 1/10$ oranı için kiriş uzunluğu boyunca yatay yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı. **85**
Şekil 4.38 : Örnek-1, YOET'ye göre $\gamma / L = 1/10$ oranı için kiriş uzunluğu boyunca düşey yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı..... **85**
Şekil 4.39 : Örnek-1, birinci ve ikinci mertebe ile YOET'ye göre (birinci mertebe formülasyonu kullanılarak), kiriş ucundaki yatay deplasmanın boya oranının grafiği. **86**
Şekil 4.40 : Örnek-1, birinci ve ikinci mertebe ile YOET'ye göre (birinci mertebe formülasyonu kullanılarak), kiriş ucundaki düşey deplasmanın boya oranının grafiği. **86**
Şekil 4.41 : Örnek-2, YOET'ye göre $\gamma / L = 1/10$ oranı için kiriş uzunluğu boyunca yatay yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı. **88**
Şekil 4.42 : Örnek-2, YOET'ye göre $\gamma / L = 1/10$ oranı için kiriş uzunluğu boyunca düşey yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı..... **88**
Şekil 4.43 : Örnek-2, YOET'ye göre $\gamma / L = 1/25$ oranı için kiriş uzunluğu boyunca yatay yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı. **88**
Şekil 4.44 : Örnek-2, YOET'ye göre $\gamma / L = 1/25$ oranı için kiriş uzunluğu boyunca düşey yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı. **89**
Şekil 4.45 : Örnek-2, birinci ve ikinci mertebe ile YOET'ye göre (birinci mertebe formülasyonu kullanılarak), kiriş ucundaki yatay deplasmanın boya oranının grafiği. **89**
Şekil 4.46 : Örnek-2, birinci ve ikinci mertebe ile YOET'ye göre (birinci mertebe formülasyonu kullanılarak), kiriş ucundaki düşey deplasmanın boya oranının grafiği. **90**
Şekil 4.47 : Örnek-3, YOET'ye göre $\gamma / L = 1/4$ oranı için kiriş uzunluğu boyunca yatay yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı. **92**
Şekil 4.48 : Örnek-3, YOET'ye göre $\gamma / L = 1/4$ oranı için kiriş uzunluğu boyunca düşey yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı..... **92**
Şekil 4.49 : Örnek-3, YOET'ye göre $\gamma / L = 1/10$ oranı için kiriş uzunluğu boyunca yatay yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı. **92**
Şekil 4.50 : Örnek-3, YOET'ye göre $\gamma / L = 1/10$ oranı için kiriş uzunluğu boyunca düşey yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı..... **93**
Şekil 4.51 : Örnek-3, birinci ve ikinci mertebe ile YOET'ye göre (birinci mertebe formülasyonu kullanılarak) kiriş ucundaki yatay deplasmanın boya oranının grafiği. **93**
Şekil 4.52 : Örnek-3, birinci ve ikinci mertebe ile YOET'ye göre (birinci mertebe formülasyonu kullanılarak) kiriş ucundaki düşey deplasmanın boya oranının grafiği. **94**
Şekil 5.1 : Çubuğun yük etkitilmeden önceki ve yük etkitildikten sonraki konumu. **97**
Şekil 5.2 : Diferansiyel çubuk uzunluğuna etkiyen kuvvetler. **99**
Şekil 5.3 : Düzgün yayılı yükle yükle basit mesnetli kiriş. **103**
Şekil 5.4 : Örnek-1, $\alpha = 20,\ \gamma / L = 1/20$ değerleri için, YOET'de büyük yer değiştirme kabulüne göre düşey deplasman grafiği. **108**

Şekil 5.5 : Örnek-1, $\alpha = 28,\ \gamma / L = 1/20$ değerleri için, YOET'de büyük yer değiştirme kabulüne göre düşey deplasman grafiği. **108**
Şekil 5.6 : Örnek-1, $\alpha = 20,\ \gamma / L = 1/10$ değerleri için, YOET'de büyük yer değiştirme kabulüne göre düşey deplasman grafiği. **109**
Şekil 5.7 : Örnek-1, $\alpha = 28,\ \gamma / L = 1/10$ değerleri için, YOET'de büyük yer değiştirme kabulüne göre düşey deplasman grafiği. **109**
Şekil 5.8 : Örnek-2'de incelenen kiriş. **111**
Şekil 5.9 : Örnek-2, $\alpha = 8,\ \gamma / L = 1/20$ değerleri için, YOET'de büyük yer değiştirme kabulüne göre düşey deplasman grafiği. **114**
Şekil 5.10 : Örnek-2, $\alpha = 12,\ \gamma / L = 1/20$ değerleri için, YOET'de büyük yer değiştirme kabulüne göre düşey deplasman grafiği. **114**
Şekil 5.11 : Örnek-2, $\alpha = 8,\ \gamma / L = 1/10$ değerleri için, YOET'de büyük yer değiştirme kabulüne göre düşey deplasman grafiği. **115**
Şekil 5.12 : Örnek-2, $\alpha = 12,\ \gamma / L = 1/10$ değerleri için, YOET'de büyük yer değiştirme kabulüne göre düşey deplasman grafiği. **115**

NANOÇUBUKLARDA BÜYÜK YER DEĞİŞTİRME VE YEREL OLMAYAN ELASTİSİTE TEORİLERİNE GÖRE DEPLASMAN HESABI

ÖZET

Nanoteknoloji, maddenin atomik veya moleküler boyutta işlenerek mikroskobik boyutta ürünlerin üretilmesi yöntemi olarak tanımlanmaktadır. Nanoölçekte maddenin özellikleri, daha büyük ölçekteki halinden farklıdır. Bir malzemenin boyutları küçültüldüğünde, özellikler ilk başta aynı kalır, daha sonra malzeme özelliklerinde küçük değişiklikler meydana gelir. Boyut 100 nm'nin altına düştüğünde ise özelliklerde dramatik değişiklikler meydana gelebilir. Bunun iki temel sebebi vardır: Birincisi, aynı malzeme kütlesine sahip daha büyük formda üretilen malzeme ile kıyaslandığında nanomalzemeler daha büyük yüzey alanına sahiptir. İkinci sebep ise nanoölçekte, kuantum etkilerinin maddenin davranışı üzerinde etkin olmasıdır. Bu etkiler sayesinde malzeme, yepyeni kimyasal, biyolojik, elektriksel, mekanik ve fiziksel özelliklere sahip olur. Bu yeni özellikleri nedeniyle, nanoölçekli nesnelere tıp, biyomateryaller, enerji, tekstil, elektronik, kimya, makina endüstrilerinde büyük talep oluşmuştur. Nanoteknoloji; fizikçilerin, kimyacıların, mühendislerin, imalat teknolojisinde çalışanların, biyologların, tıp çalışanlarının katkı vermesinden dolayı zengin bir çalışma alanı haline gelmiştir.

Nanoölçekli sistemlerin çok sayıda mühendislik uygulamasında kullanım potansiyeli nedeniyle, mekanik davranışlarının (eğilme, titreşim, burkulma gibi) ve özelliklerinin detaylı olarak araştırılıp yeni tasarımlarda kullanılmadan önce net olarak belirlenmesi gerekmektedir. Mekanik analiz bakımından bir boyutlu nanoyapılar (karbon nanotüpler ve mikrotüpçükler) kiriş, iki boyutlu nanoyapılar (grafen katmanlar) ise plak olarak modellenmektedir. Modellenmelerinde farklı teorilerden faydalanılmaktadır. Kirişlerde; Euler-Bernoulli kiriş teorisi, Timoshenko kiriş teorisi, ya da yüksek mertebe kiriş teorileri (Reddy-Bickford, Levinson kiriş teorileri vd.) yaygın olarak kullanılmaktadır. Plaklarda ise; Kirchhoff-Love, Mindlin-Reissner, yüksek mertebe plak teorileri (Reddy, üçüncü mertebe plak teorileri vd.) kullanılmaktadır.

Nanoboyutlu yapıların mekanik özellikleri ve davranışları, çeşitli deneysel, simülasyon (hesaplama) ve analitik (teorik) yöntemler kullanılarak incelenebilmektedir. Nanoölçekte gerçekleştirilen deneysel çalışmaların bazı zorlukları bulunmaktadır. Deneysel çalışmalarda, her parametreyi hassas biçimde kontrol etmek mümkün olmamaktadır. Deneyler, teknik düzeyi yüksek tesislerde yapılmakta ve kullanılan cihazların çok yüksek seviyede hassaslığa sahip olması gerekmektedir. Bu etkenler maliyetleri arttırmaktadır. Simülasyon yöntemleri içerisinde en yaygın biçimde kullanılanları; moleküler dinamik simülasyon ve Monte Carlo simülasyonudur. Her ne kadar atom seviyesindeki simülasyon yöntemleri, hesaplamalı fizikte çok büyük başarılar elde etmiş olsa da, büyük miktarda hesaplama gerektirdiğinden, uygulamaları nispeten az sayıda molekül veya atom içeren (en fazla birkaç milyon tane) basit sistemlerle sınırlıdır. Ayrıca, zaman adımları, kısıtlar, sınır koşulları ve sıcaklık etkileri gibi başka sınırlamalar da vardır. Mesela zaman adımları açısından, sadece pikosaniyeden, nanosaniyeye kadar süren kısa ömürlü olaylar modellenebilmektedir.

Bu kısıtlamaların üstesinden gelebilmek için araştırmacılar, sürekli ortam mekaniği yaklaşımlarından yararlanmaktadırlar.

Klasik elastisite teorileri, makro boyuttaki yapılarda büyük başarı ile kullanılmasına karşın, mikro ve nano boyutlarda deneysel sonuçlarla karşılaştırıldığında hata oranı yüksek çıkmaktadır. Bunun temel sebebi, nano ve mikro boyutlarda, malzeme özelliklerinin boyuta ve geometriye bağlı olmasıdır. Bu boyutlarda, küçük boyut etkisi önemli bir etken olmaktadır. Klasik elastisite teorileri boyuttan bağımsız teoriler oldukları için, bu etkileri hesaba katamamaktadır. Bu eksikliğin giderilmesi amacıyla yüksek mertebe elastisite teorileri geliştirilmiştir. Bu teoriler, malzeme boyut ölçeklerinin modellemeye dahil edildiği, klasik sürekli ortam yöntemlerinin güncellenmiş versiyonlarıdır. Standart bünye denklemlerine, şekil değiştirmelerin, gerilmelerin ve/veya ivmelerin yüksek mertebeden türevlerini dahil ederek genelleştirmektedirler. Boyuta bağlı olan bu teoriler üç temel grupta toplanabilirler; şekil değiştirme gradyanı teorileri, mikro sürekli ortam teorileri ve yerel olmayan elastisite teorileri. Yüksek mertebe elastisite teorileri arasında, Eringen'in geliştirilmesinde büyük katkı sunduğu yerel olmayan elastisite teorisi, en yaygın kullanılan teoridir.

Yerel olmayan elastisite teorisinde, cismin herhangi bir noktasındaki gerilme değerinin, cismin hacmi içerisindeki tüm noktalardaki şekil değiştirmeler tarafından belirlendiği kabul edilmektedir. Böylece atomlar ve moleküller arası sonlu menzilli kuvvetler hesaba dahil edilmektedir. Klasik elastisite teorileri ile yerel olmayan elastisite teorisi arasındaki tek fark gerilmeyi, şekil değiştirme ile ilişkilendiren bünye denklemleridir. Denge ve uygunluk denklemleri, iki teori için de aynıdır. Küçük boyut etkisi, malzemeye özgü boyutlarla ilgili parametrelerin fonksiyonu olan, yerel olmayan parametre kullanılarak hesaplara dahil edilmektedir. Yerel olmayan elastisite teorisinin, diferansiyel ve integral olmak üzere iki genel formu vardır.

Bu çalışmada yerel olmayan elastisite teorisinin diferansiyel formu ve büyük yer değiştirme teorisi kullanılarak prizmatik nanoçubukların yer değiştirmeleri, iki adımlı ardışık yaklaşım yöntemi ve pertürbasyon yöntemi kullanılarak hesaplanmıştır. Hesaplarda kullanılan bu iki yöntem çalışmanın özgün değerini oluşturmaktadır.

İki adımlı ardışık yaklaşım yönteminde, çubuğun elastik eğrisi, iki yaklaşım eğrisinin süperpozisyonu kullanılarak temsil edilmektedir. Birinci yaklaşım eğrisi, elastik eğriye yakın seçilmekte ve bazı koşulları sağlamasına özen gösterilmektedir. Bu koşullar arasında, sınır koşulları ve seçilecek eğrinin, elastik eğriye mümkün olduğunca yakın olmasını sağlayan bağımsız parametre/parametreler yer almaktadır. Birinci yaklaşım eğrisinde yer değiştirmelerin büyük olduğu varsayılmaktadır. İkinci yaklaşım eğrisinde, yer değiştirmelerin küçük olduğu kabul edilmektedir. Bu nedenle, ikinci yaklaşım eğrisi ile ilgili denklemler lineer olmaktadır. Birinci yaklaşım eğrisi, elastik eğriye yakın olduğundan, denge denklemleri birinci yaklaşım eğrisine göre yazılmaktadır. Birinci yaklaşım eğrisi seçildikten sonra, moment-eğrilik bağıntısı ve ek koşullar kullanılarak ikinci yaklaşım eğrisinin yer değiştirme fonksiyonları hesaplanabilmektedir. Bölüm 4'te gerekli formülasyon çıkarıldıktan sonra yöntem, üç farklı örnek problem üzerinde denenmiştir. Elde edilen sonuçlar, grafiksel olarak sunulmuştur. Şekillerde; çubuk uzunluğu boyunca boyutsuz düşey ve yatay yer değiştirmeler ile serbest uçtaki boyutsuz düşey yer değiştirmenin, boyutsuz yük parametresine göre değişimleri gösterilmiştir. Birinci örnekte, λ'nın küçük değerlerinde, boyutsuz yerel olmayan parametrenin değerinin artması ile rijitliğin arttığı ancak büyük λ değerlerinde rijitliğin azaldığı gözlemlenmiştir (bkz. Şekil 4.40). İkinci örnekte, boyutsuz yerel olmayan parametrenin artması, rijitlikte azalmaya

neden olmaktadır (bkz. Şekil 4.46). İncelenen son örnekte ise boyutsuz yerel olmayan parametrenin artması, rijitliği artırmaktadır (bkz. Şekil 4.52).

Pertürbasyon yöntemi Bölüm 5'te incelenmiştir. Büyük yer değiştirme teorisine göre moment, yer değiştirme denklemleri elde edilmiştir. Yerel olmayan parametreye göre limiti alınarak, klasik elastisite teorisinde büyük yer değiştirme kabulü için deplasman ve moment ifadelerine ulaşılmıştır. İki örnek problem için sayısal hesap yapılmıştır. Birinci örnek, izostatik sistemlerdeki, ikinci örnek ise hiperstatik sistemlerdeki genel çözüm yöntemini göstermektedir. Örneklerde sayısal sonuçlar, elastik eğri kullanılarak grafiksel olarak sunulmuştur. Elastik eğri; klasik elastisite teorisinde küçük yer değiştirme ve büyük yer değiştirme kabullerine göre ve yerel olmayan elastisite teorisinde büyük yer değiştirme kabulüne göre elde edilmiştir. Boyutsuz yük parametresinin artmasıyla yerel olmayan elastisite teorisine göre hesapta birinci örnekte düşey yer değiştirmenin azaldığı, ikinci örnekte ise düşey yer değiştirmenin arttığı gözlemlenmiştir. İki örnekte de boyutsuz yerel olmayan parametrenin artması ile düşey yer değiştirmenin azaldığı yani rijitliğin arttığı tespit edilmiştir.

Çalışmada kullanılan iki yöntem de, çeşitli yüklerin etkisindeki, farklı sınır koşullarına sahip kirişlerde rahatlıkla kullanılabilir. Nanoboyuttaki yapılar, klasik elastisite teorisi kullanılarak incelendiğinde, bu yapıların rijitlikleri deneysel sonuçlarla kıyaslandığında küçük çıkmaktadır. Yerel olmayan elastisite teorisi, küçük boyut etkisini hesaba kattığından, deneysel verilerle uyumlu sonuçlar elde etmektedir. Bu çalışmanın sonuçları da göstermektedir ki, incelenen sistemin boyutları küçüldüğünde yerel olmayan etkiler ihmal edilmez seviyelere gelmekte, boyut etkisinin önemi artmaktadır.

CALCULATION OF DISPLACEMENTS OF NANORODS ACCORDING TO NONLOCAL THEORY OF ELASTICITY AND LARGE DISPLACEMENT THEORY

SUMMARY

Nanotechnology is defined as the method of producing microscopic products by processing the substance in an atomic or molecular dimension. The properties of matter in nanoscale differ from the macroscale. When the dimensions of a material are reduced, the properties remain the same at first, then minor changes occur in the material properties. When the size drops below 100 nm, dramatic changes may occur in the properties. There are two main reasons for this: First, nanomaterials have a larger surface area compared to the material produced in the larger form with the same material mass. The second reason is that in nanoscale, quantum effects are effective on the behavior of matter. Thanks to these effects, the material has brand new chemical, biological, electrical, mechanical and physical properties. Due to these new features, there has been a great demand for nanoscale objects in medicine, biomaterials, energy, textile, electronics, chemistry, machinery industries. Nanotechnology has become a rich field of study due to the contributions of physicists, chemists, engineers, manufacturing technology workers, biologists, medical workers.

Due to the potential of using nanoscale systems in a large number of engineering applications, their mechanical behavior (such as bending, vibration, buckling) and properties need to be explored in detail and clearly determined before use in new designs. In terms of mechanical analysis, one-dimensional nanostructures (carbon nanotubes and microtubes) are modeled as beams, and two-dimensional nanostructures (such as graphene layers) are modeled as plates. Different theories are used in their modeling. In beams; Euler-Bernoulli beam theory, Timoshenko beam theory, or higher order beam theories (Reddy-Bickford, Levinson beam theories et al.) are widely used. For plates; Kirchhoff-Love, Mindlin-Reissner, higher order plate theories (Reddy, third order plate theories et al.) are used.

The mechanical properties and behavior of nano-dimensional structures can be examined using various experimental, simulation (calculation) and analytical (theoretical) methods. Experimental studies in nanoscale have some difficulties. In experimental studies, it is not possible to precisely control each parameter. Experiments are carried out in high technical facilities and the devices used must have a very high level of precision. These factors increase costs. The most widely used simulation methods are molecular dynamics simulation and Monte Carlo simulation. Although atom-level simulation methods have achieved great success in computational physics, since they require a large amount of computation, their applications are limited to simple systems with a relatively small number of molecules or atoms (a few million at most). There are also other limitations, such as time steps, constraints, boundary conditions, and temperature effects. For example, in terms of time steps, only short-lived events lasting from picoseconds to nanoseconds can be

modeled. To overcome these constraints, researchers make use of continuum mechanics approaches.

Although classical elasticity theories are used with great success in macro-sized structures, the error rate is high when compared with experimental results in micro and nano sizes. The main reason for this is that in nano and micro dimensions, material properties depend on size and geometry. In these dimensions, the small size effect is an important factor. Classical theories of elasticity cannot account for these effects, as they are dimension-independent theories. Higher-order elasticity theories have been developed to address this deficiency. These theories are modified versions of classical elasticity methods, in which material size scales are incorporated into modeling. They generalized standard constitutive equations by including higher-order derivatives of strains, stresses, and/or accelerations. These theories, which depend on size, can be grouped into three basic groups; strain gradient theories, microcontinuum field theories and nonlocal elasticity theories. Among the theories of high-order elasticity, the theory of nonlocal elasticity, for which Eringen contributed greatly in its development, is the most widely used theory.

In the nonlocal theory of elasticity, the stress value at any point of the body is considered to be determined by strains at all points within the body's volume. By this way, finite-range forces between atoms and molecules are included in the calculations. The only difference between classical theories of elasticity and nonlocal elasticity theory is constitutional equations that relate stress to strain. Equilibrium and compatibility equations are the same for both theories. The small-size effect is included in calculations using the nonlocal parameter, which is a function of the parameters related to material-specific dimensions. Nonlocal elasticity theory has two general forms, differential and integral.

In this study, the displacement of prismatic nanobars using the differential form of the nonlocal elasticity theory and the large displacement theory were calculated using the two-step sequential approach method and perturbation method. These two methods used in the calculations constitute the original value of the study.

In the two-step sequential approach method, the elastic curve of the bar is represented using the superposition of the two approximation curves. The first approximation curve is chosen close to the elastic curve and care is taken to ensure that certain conditions are met. These conditions include boundary conditions and independent parameter/parameters that ensure that the curve to be selected is as close as possible to the elastic curve. The displacements in the first approximation curve are assumed to be large. In the second approximation curve, displacements are considered to be small. Therefore, the equations related to the second approximation curve are linear. Since the first approximation curve is close to the elastic curve, the equilibrium equations are written according to the first approximation curve. After selecting the first approximation curve, the displacement functions of the second approximation curve can be calculated using the moment-curvature relation and additional conditions. After the required formulation was derived in Chapter 4, the method was tried on three sample problems. The obtained results are presented graphically. In the figures, dimensionless vertical and horizontal displacements along the length of the rod and dimensionless vertical displacement at the free end according to the dimensionless load parameter are given. In the first example, it is observed that rigidity increases with the increase of the value of the dimensionless nonlocal parameter at the small values of λ, but the rigidity decreases at the large values of λ (see Figure 4.40). In the second

example, the increase of the dimensionless nonlocal parameter causes a decrease in rigidity (see Figure 4.46). In the last example, the increase of dimensionless nonlocal parameter increases rigidity (see Figure 4.52).

The perturbation method is studied in Chapter 5. According to the large displacement theory, moment and displacement equations have been obtained. By taking the limit according to the nonlocal parameter, displacement and moment expressions have been reached for the large displacement assumption in the classical theory of elasticity. Numerical calculations were performed for two sample problems. The first example shows the general solution method in isostatic systems and the second example in hyperstatic systems. The numerical results in the examples are presented graphically using the elastic curve. The elastic curve is obtained according to the small displacement and large displacement assumptions in the classical elasticity theory and according to the large displacement assumption in the nonlocal elasticity theory. With respect to the nonlocal theory of elasticity, with the increase of dimensionless load parameter, it was observed that vertical displacement decreased in the first example and in the second example, vertical displacement increased. In both examples, it was determined that with the increase of dimensionless nonlocal parameter, vertical displacement decreased, that is, the stiffness increased.

Both methods used in the study can be used easily on bars with different boundary conditions under the influence of various loads. When nanoscale structures are examined using classical theory of elasticity, the rigidity of these structures is small compared to experimental results. As the nonlocal elasticity theory takes into account the small size effect, it achieves results consistent with experimental data. Also the results of this study show that, when the dimensions of the system under study become smaller, nonlocal effects become non negligible and the importance of the size effect increases.

1. GİRİŞ

Nanoteknoloji, gerçek hayatta uygulamaları olan, nanoölçekte gerçekleştirilen teknolojiyi ifade eder. Disiplinlerarası ve hızla gelişmekte olan bir branştır (Bhushan, 2017). Nanoölçekli çubukları, halkaları, kirişleri, plakaları ve kabukları içeren nanoölçekli yapılar, birçok nano elektro-mekanik sistemde (NEMS) ve mikro elektro-mekanik sistemde (MEMS) temel yapısal parça olarak kullanılmaktadır. Nanomekanik rezonatörler, nanoölçekli kütle sensörleri, elektromekanik nanoaktüatörler ve nanoenerji toplayıcıları NEMS tabanlı cihazların göze çarpan örnekleridir. Bu nanoölçekli cihazlar, nanoelektronik, nanomakineler, nanotıp gibi farklı nanoteknoloji alanlarında geniş uygulama seçenekleri sunmaktadır. Bu ultra küçük yapılar genellikle mekanik yüklere, basınca veya strese maruz kaldıklarından, nanoaygıtlardan daha iyi bir performans elde etmek için mekanik özelliklerinin ve davranışlarının anlaşılması gerekmektedir (Farajpour ve diğ, 2018).

Nano ve mikro boyutlarda deneylerin gerçekleştirilmesi zahmetli ve masraflı olmaktadır. Bundan ötürü bu boyutlardaki yapıların incelenmesi için uygun matematiksel yöntemlerin geliştirilmesi ve geliştirilen yöntemler kullanılarak çözümlemelerin yapılması önemlidir. Eringen (1967, 1972a, 1972b, 1983)'in öncülüğünde geliştirilen yerel olmayan elastisite teorisi (YOET) nanoyapıların analizinde yaygın olarak kullanılmaktadır (Chakraverty ve Behera, 2016).

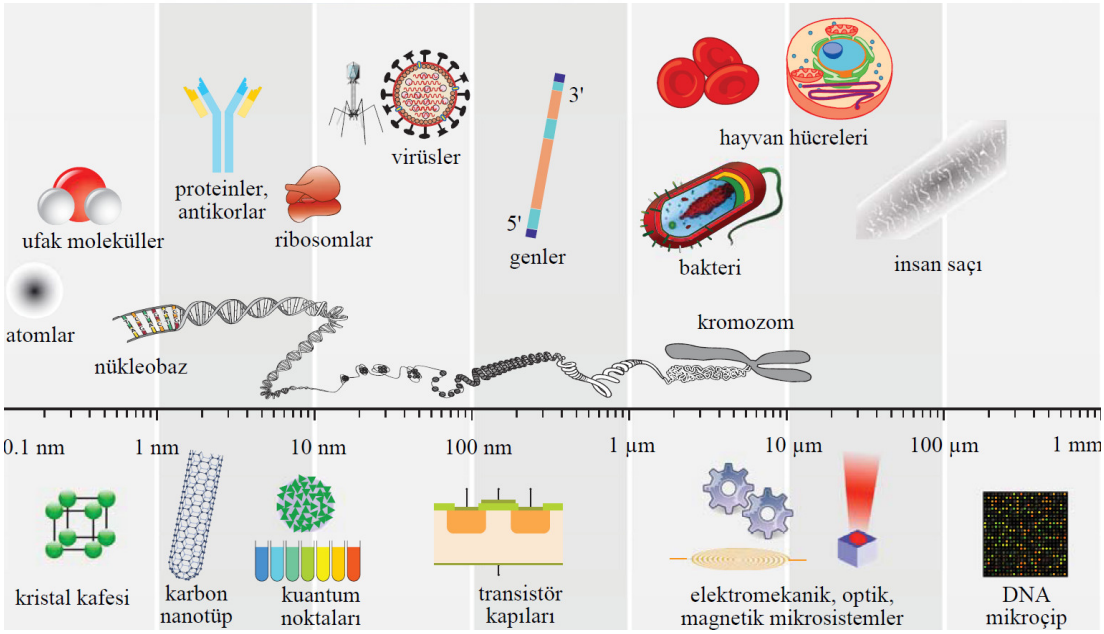
Bu çalışmada YOET kullanılarak, büyük yer değiştirme teorisine göre çubukların belli yükler ve sınır koşullarında yapmış oldukları deplasmanlar iki adımlı ardışık yaklaşım yöntemi (İnan, 1962) ve pertürbasyon yöntemi kullanılarak incelenmiştir.

Birinci bölümde, nanoteknolojinin tanımı yapılmıştır. Günümüzde nanoteknoloji üzerinde neden yoğun biçimde araştırma ve çalışmaların yapıldığına değinilmiştir. Tarihçesinden kısaca bahsedilmiştir. Nanoteknolojide yaygın olarak kullanılan bazı karbon allotropları ve bunların fiziksel özellikleri incelenmiştir. Nanoteknolojinin kullanım alanlarından bazı örnekler verilmiştir. Tezin amacı belirtildikten sonra tezin diğer bölümlerinin içeriği hakkında kısa bilgi verilmiştir.

1.1 Nanoteknoloji

Türk Dil Kurumu sözlüğünde "*nanoteknoloji*"; maddenin atomik veya moleküler boyutta işlenerek mikroskobik boyutta ürünlerin üretilmesi yöntemi olarak tanımlanmaktadır (Url-1).

"*Nano*" ve "*mikro*" kelimeleri ölçü birimlerinin öneki olarak kullanılmaktadır. Nano kelimesi Yunancada cüce anlamına gelmektedir. Önüne geldiği ölçü biriminin milyarda birini ifade eder. Örneğin nanometre denildiğinde 10^{-9} metre boyutundaki uzunluk anlaşılmaktadır. Mikro kelimesi Yunancada küçük anlamına gelir. Önüne geldiği ölçü biriminin milyonda birini yani 10^{-6} katını ifade eder. Nanometrenin ne kadar küçük olduğunun anlaşılmasında farklı nesnelerin boyutlarının kıyaslanması faydalı olabilmektedir. Bir alyuvar yaklaşık olarak 7000 nm genişliğindedir, bir su molekülünün çapı 0.3 nm'dir, insan saç telinin kalınlığı 10^5 nm, hayvan hücreleri yaklaşık olarak 10^4 nm, hidrojen atomu 0.1 nm boyutundadır (Tepe, 2007). Nano boyutuna farklı bir örnek vermek gerekirse; bir nanometrenin bir metreye olan oranı ile bir misketin boyutunun dünyanın boyutuna olan oranı eşittir (Kahn, 2006). Şekil 1.1'de çeşitli nesnelerin boyutları karşılaştırmalı olarak verilmiştir (Url-2).



Şekil 1.1 : Çeşitli nesnelerin boyutlarının karşılaştırılması.

Nanoteknoloji, atomları ve molekülleri olabilecek en küçük ölçekte oluşturma ve kullanma yeteneğidir. Özünde moleküler seviyede tek tek atomlarla çalışılarak nesneleri, nesnelerin moleküler yapılarını tamamen farklı biçimde oluşturarak üretmek

yatmaktadır. Esas amacı; nesne ve cihazların atomik, molekül seviyede kontrolünün sağlanmasıyla bunlara, klasik üretim süreçlerinde elde edilemeyen olumlu özellikler kazandırmak ve bu cihazları ve malzemeleri etkili biçimde üretip, kullanmaktır. Nanoteknoloji, nanoboyutlara sahip parçalardan oluştuğu için klasik boyuttakilere göre yeni ve ciddi biçimde iyileştirilmiş kimyasal, biyolojik, elektriksel, mekanik ve fiziksel özelliklere sahip olan sistemler ve malzemelerle ilgilenir (Wolfram, 2002). Nanoteknolojinin farklı bir tanımı ise; yapıların, cihazların ve sistemlerin büyüklük ve şekillerinin nanometre ölçeğinde (atomik, moleküler ya da makromoleküler ölçekte) kontrollü biçimde değiştirilmesi ile en az bir tane yeni/üstün nitelik ya da özelliğe sahip yapı, cihaz ve sistemlerin üretilmesini sağlayacak biçimde tasarlanması, nitelenmesi, üretilmesi ve uygulanmasıdır (Bawa ve diğ, 2005).

"*Nanoölçek*"; atom boyutu (hidrojen 0.2 nm ile en küçük atom boyutuna sahiptir) ile 100 nm arasındaki boyut aralığı için tanımlanır. Amerika Birleşik Devletleri Ulusal Nanoteknoloji Girişimi, nanoteknolojinin çalıştığı boyut aralığının 1-100 nm olduğunu belirtmiştir (Url-3). Nanoteknolojide, nesneler ve cihazlar, atomlar ve moleküllerden oluşturulduğu için alt sınırın değerini atomların boyutu belirlemektedir. Üst sınır olan 100 nm değeri yaklaşık bir değer olmakla birlikte, daha büyük yapılarda gözlenmeyen özelliklerin belirginleşmeye başladığı ve nanocihazlarda kullanılabilecek boyut değerini göstermektedir (Prasad, 2008). 10 nm değerinin altında boyuta sahip olan nanoölçekli partiküller araştırmacılar tarafından yoğun biçimde çalışılmaktadır (Shamshad ve Indira Priyadarsini, 2015).

Bu çalışma alanı, nanometre ölçeğinde yeni materyallerin, üretim süreçlerinin, fiziksel olguların keşfedilmesini ve geliştirilmesini ayrıca araştırmalarda kullanılmak üzere yeni deneysel ve teorik tekniklerin türetilmesini içerir. Bu keşifler yenilikçi nanosistemlerin ve nanoyapılı malzemelerin daha da geliştirilmesinde temel yapı taşlarını oluşturmaktadır (Bhushan, 2016).

Nanoboyutlu yapılar, fiziksel, kimyasal özellikleri boyutlarının fonksiyonu olan ve sayılabilir sayıda parçacıklardan (atomlar ya da moleküller) oluşan küçük yapılar olarak tanımlanmaktadır (Ghavanloo ve diğ, 2019). Nanoboyutlu yapıların boyutları, klasik yapıların boyutları ile kıyaslandığında çok küçüktür.

Nanoölçekte maddenin özellikleri, daha büyük ölçekteki halinden farklıdır. Bunun ana nedeni kuantum boyut etkisidir. Bir malzemenin boyutları küçültüldüğünde, özellikle-

ri ilk başta aynı kalır, daha sonra malzeme özelliklerinde küçük değişiklikler meydana gelir. Boyut 100 nm'nin altına düştüğünde ise özelliklerinde dramatik değişiklikler meydana gelebilir. Bu özellikler, hacimli malzemelerin (bulk materials) ve tek atomların veya moleküllerin özelliklerinden önemli biçimde farklılıklar gösterebilmektedir (Clayton, 2018). İki temel sebepten dolayı nanoölçekte, malzemelerin özellikleri farklı olabilmektedir: Birincisi, aynı malzeme kütlesine sahip daha büyük formda üretilen malzeme ile kıyaslandığında nanomalzemeler daha büyük yüzey alanına sahiptir. Bir parçacığın boyutu azaldıkça, yüzeydeki atomların parçacığın içerisinde bulunan atomlara olan oranı artar, atomların çoğunluğu yüzeyde bulunur. Örneğin, 30 nm büyüklüğündeki parçacığın yüzeyinde tüm atomlarının %5'i, 10 nm büyüklüğündeki parçacığın yüzeyinde tüm atomlarının %20'si, 3 nm büyüklüğündeki parçacığın yüzeyinde tüm atomlarının %50'si ve 1 nm büyüklüğündeki parçacığın yüzeyinde atomlarının neredeyse tamamı bulunmaktadır (Taourirte ve diğ, 2016). Yüzey alanının artması, malzemeleri kimyasal bakımdan daha reaktif hale getirir (bazı durumlarda, daha büyük formlarında reaksiyona girmeyen malzemeler, nanoölçekli formda üretildiklerinde reaktif olurlar) ve mukavemetini ve/veya elektriksel özelliklerini etkileyebilir. İkinci sebep ise, kuantum etkileri nanoölçekte maddenin davranışı üzerinde etkin olarak, malzemenin optik, elektriksel ve manyetik davranışını etkileyebilir. Örneğin; opak maddeler şeffaflaşabilir (bakır), kimyasal açıdan reaktif olmayan malzemeler katalizör olabilir (platinyum), kararlı malzemeler yanıcı hale gelebilir (alüminyum), katılar oda sıcaklığında sıvıya dönüşebilir (altın), yalıtkanlar iletken hale geçebilir (silikon). Nanoölçekte, kuantum etkileri ve yüzey alanının artması ile malzemelerin edindikleri bu yeni özelliklerden araştırmacılar, yeni uygulamalarda ve ilginç malzemelerin üretilmesinde yararlanmaktadırlar (Berger, 2016).

Nanoboyutlu yapıların ortaya çıkması ve nanoteknolojide yaşanan gelişmeler, mekaniksel, elektriksel, kimyasal ve biyolojik özellikleri klasik yöntemlerle üretilenlere göre çok daha üstün yeni nesil malzemelerin, cihazların ve ekipmanların üretilmesine olanak sağlamıştır (Ansari ve Sahmani, 2011). Bu yeni özellikleri nedeniyle nanoölçekli partiküllerin tıp, biyomateryaller, enerji, tekstil, elektronik, kimya, makina endüstrilerinde kullanılması yönünde büyük talep oluşmuştur (Şimşek ve Yurtçu, 2013). Katalizörler, ilaç taşıyıcıları, sensörler ve pigmentlerden yararlanan teknolojilerin yanı sıra manyetik, elektronik, optik, bilgisayar donanımları,

malzemelerin üretiminde de kullanılabilmektedirler (Okuyama ve diğ, 2004). Nanoteknoloji; fizikçilerin, kimyacıların, mühendislerin, imalat teknolojisinde çalışanların, biyologların, tıp çalışanlarının katkı vermesinden dolayı zengin bir çalışma alanı haline gelmiştir (Chakraverty ve Behera, 2016).

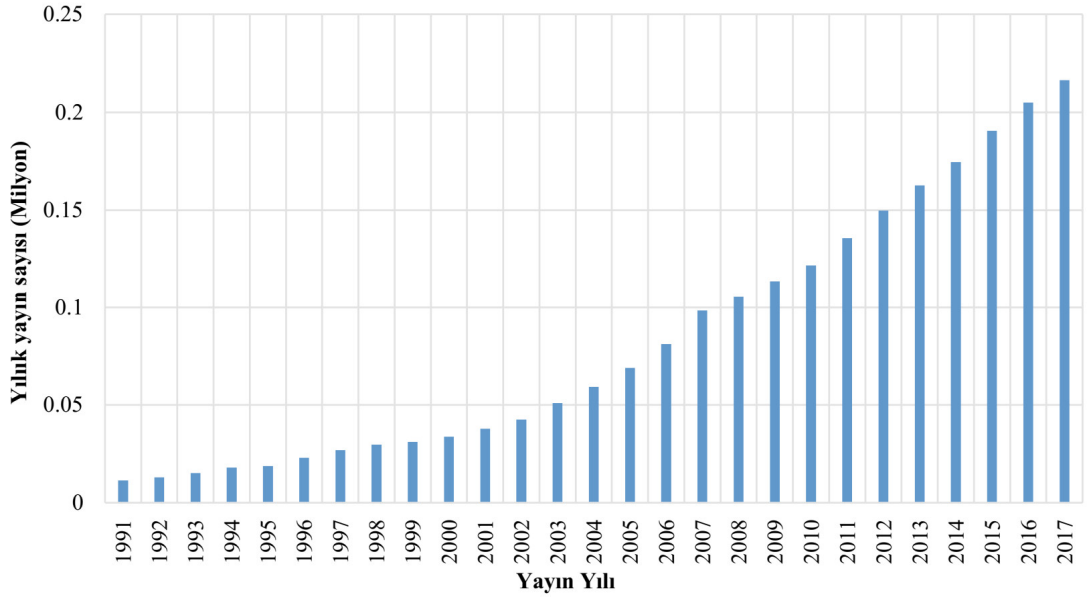
Dünya üzerinde nanoteknolojinin farklı disiplinler tarafından aktif biçimde çalışıldığının ve kullanıldığının bir göstergesi de nanoteknolojiye yapılan yatırımların miktarıdır. Örneğin, 2001-2015 yılları arasında Amerika Birleşik Devletleri (ABD) kongresi, nanoteknoloji alanındaki araştırma ve geliştirme çalışmalarına yaklaşık 20 milyar amerikan doları aktarmıştır. 2015 yılında 1.5 milyar amerikan doları devlet tarafında aktarılırken, özel sektör üç milyar Amerikan dolarlık harcama yapmıştır. Elde edilen gelirlerle yapılan yatırımlar karşılaştırıldığında, yapılan yatırım karşılığında muazzam gelir dönüşü olduğu görülmektedir. 2012 yılında sadece ABD'de nano ürünlerden elde edilen gelir 200 milyar amerikan doları, tüm dünyada ise 700 milyar amerikan dolarıdır (The National Nanotechnology Initiative, 2015).

Avrupa Birliği 2014 yılında, 77 milyar avro bütçeli Ufuk 2020 Araştırma ve İnovasyon Çerçeve Programı'nı başlatmıştır. Program 2014-2020 yılları arasındaki 7 yıllık süreyi kapsamaktadır. Ufuk 2020 programında altı temel araştırma alanı belirlenmiştir. Bunlar: nanoteknoloji, ileri düzey imalat, gelişmiş malzemeler, nanoelektronik, fotonik ve biyoteknolojidir. Bu alanlara toplam 6.6 milyar avro bütçe ayrılmıştır. Ayrıca kamu ve özel yatırımcıların bu süreçte 5 milyar avroluk yatırım yapması öngörülmektedir. Japonya ise 2020 yılı sonuna kadar yıllık 1 milyar amerikan doları yatırım yapmayı planlamıştır (de Oliveira ve diğ, 2017).

Nanoteknoloji, içinde bulunduğumuz on yılın en hızlı büyüyen teknolojisi olarak kabul edilmektedir (Mangematin ve Walsh, 2012). Bu üstsel büyümenin arkasındaki temel neden, taramalı tünelleme miktroskobu (TTM), elektron mikroskopisi vb. cihazların icat edilerek bilim insanlarına maddede nanoölçek seviyesinde araştırma yapma ve sonrasında nanoölçekli malzemeleri sentezleme, karakterize etme ve manipüle etme olanağı sağlamasıdır (Rao ve Cheetham, 2001). Araştırmacı ve sanayiciler, akıllı nanomalzemelerin modern yaşamın neredeyse her alanını dönüştürebilecek potansiyele sahip olduğunu düşünmektedir. Ekonomik potansiyeli, optimize edilmiş ürün geliştirme kabiliyeti ve en önemlisi doğal kaynaklar ve çevre üzerindeki baskıyı azaltma olasılığı nedeniyle modern dünya için en uygun teknoloji olduğu konusunda hemfikirdirler (Bhagyaraj ve Oluwafemi, 2018).

Gelecekte nanoteknolojinin, daha fazla katma değer sağlayan uygulamalara yol açacağı, yeni teşhis cihazlarının üretilmesini sağlayacağı ve nanoenerji, nanogıda, nanotarım, nanotıp, nanobiyoteknoloji ve nanoelektronik gibi yeni sektörlerin ortaya çıkmasına yol açacağı tahmin edilmektedir (Lee ve Song, 2007; Allarakhia ve Walsh, 2011). Ayrıca, endüstriyel sorunlara çözümler getirecek, diğer teknolojilere yardımcı olacak ve biyoteknoloji, fizik, bilgisayar bilimleri, psikoloji gibi diğer bilimsel alanlara destek olarak daha önce hiç olmadığı kadar hızlı gelişmelerini sağlayacaktır. Dahası nanoteknoloji hayatın her alanına sürdürülebilirlik getirecektir (Loveridge ve diğ, 2008). Nanoölçekte mühendislik için yeni fırsatlar oluşturacak ve fiziksel teknolojileri minyatürize edecektir. Nanomalzemelerin gelişmiş özelliklerinden yararlanarak ve üretim süreçlerini optimize ederek yenilikçi tedavi yöntemlerinin önünü açacak ve çevre dostu ürünlerle doğanın korunmasına katkı sağlayacaktır.

Gelecekte, nanoteknolojide yaşanan gelişmeler ürün tasarımı, üretim yöntemleri ve spesifikasyonlardaki dönüşümleri kolaylaştırarak ticari bir devrime yol açabilecektir (Selin, 2007). Nanoteknolojinin 1960'lı yıllarda ortaya çıkmasından bu yana, araştırmacılar ve bilim insanları arasındaki popülaritesi, farklı branşlarda nano-malzemeler üzerine araştırma yapılmasına yol açmıştır. Bu çalışmalardan yaklaşık 2 milyon araştırma makalesi üretilmiş, 1 milyon uygulamaya yönelik ürün ortaya çıkmıştır. Nanoteknoloji, yılda oralama %10'luk büyüme hızıyla gelişmektedir (Youtie ve Shapira, 2008; Gambardella ve McGahan, 2010). Şekil 1.2'de 1991-2017 yılları arasında, nanoteknoloji alanındaki yayın sayısı verilmiştir (Wang ve diğ, 2019).



Şekil 1.2 : 1991-2017 yılları arasında nanoteknoloji alanındaki yayınların sayısı.

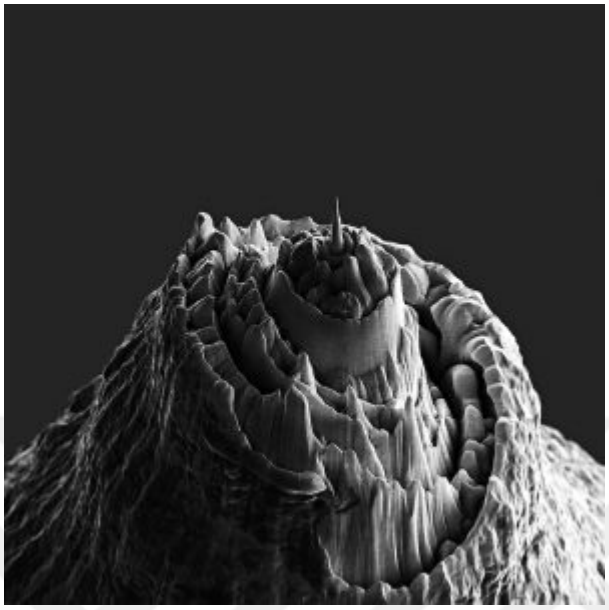
1.2 Nanoteknolojinin Tarihçesi

Nanoteknolojinin, Nobel fizik ödülü sahibi Richard Feynman'ın 1959 yılında Amerika Fizik Topluluğu tarafından Kaliforniya Teknoloji Enstitüsü'nde düzenlenen bilimsel toplantıda yapmış olduğu "There's Plenty of Room at the Bottom" isimli sunum ile başladığı kabul edilmektedir (Barad, 2007). Bu sunumda Feynman, çip kelimesinin sözlüklerin bir parçası haline gelmesinden birkaç yıl önce, aşırı minyatürleştirme konusunda teknolojik bir vizyon sunmuş ve nanomalzemelerin potansiyeli hakkında yorumlarda bulunmuştur. Mevcut fizik yasalarında atomların tek tek manipüle edilmesini engelleyen herhangi bir kuralın bulunmadığını belirten Feynman, atomik hassasiyette çok küçük cihazların ve makinaların üretilebileceğini öne sürmüştür. Bu sayede daha küçük bilgisayar devrelerinin üretilebileceğini, atomik boyutta görüntüleme yapabilen mikroskopların geliştirilebileceğini, yutulabilecek kadar küçük ameliyat yapabilen cerrahi robotların tasarlanabileceğini ve atomları istenildiği gibi düzenleyen aynı zamanda da mekanik manipülasyonla kimyasal sentez yapabilen nanoölçekte makinelerin hayata geçirilebileceğini iddia etmiştir (Sharon, 2019). Feynman'ın bu konuşması yaklaşık 30 yıl dikkat çekmemiştir. Dolayısı ile nanoteknolojinin teorik gelişmesine fazla katkı sunmamıştır. Ancak fark edildikten sonra Feynman'ın prestijinden dolayı, nanoteknoloji projelerine bütçe ayrılmasına katkıda bulunmuştur (Toumey, 2008).

Nanoteknoloji terimi ilk defa, ultra hassas makinelerin geliştilmesi konusunda çalışan Norio Taniguchi tarafından 1974 yılındaki bir konferansta yapmış olduğu sunumda kullanılmıştır (Taniguchi, 1974).

1980'lerde nanoteknoloji ile ilgili yapılan çalışmalara ivme kazandıran iki büyük buluş gerçekleştirilmiştir. Bunlardan birincisi, 1981 yılında TTM'nin Gerd Binnig ve Heinrich Rohrer tarafından icadıdır. Bu buluş kendilerine 1986 yılında Nobel Fizik Ödülü'nü kazandırmıştır. İlk defa bu cihaz sayesinde cisimlerin yüzeylerinin atomik seviyede görüntülenmesi ve atomların düzenlenmesi mümkün olmuştur (Binnig ve Rohrer, 1983). TTM için iyi çözünürlük değerleri; yanal doğrultuda 0.1 nm, derinlik doğrultusunda 0.01 nm olarak kabul edilmektedir. Bu çözünürlük değerlerinde, malzemelerin bünyesindeki tekil atomlar görüntülenebilmekte, malzemenin atom dizininde düzenlemeler yapılabilmektedir. TTM, araştırmacılara ilk defa malzemenin yüzeyindeki atomları görme imkanı sağlamıştır. TTM'nin keşfi, modern

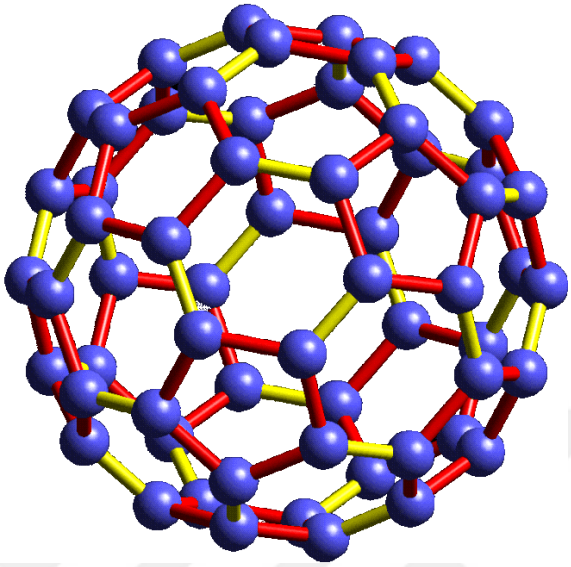
nanoteknolojinin başlangıcı olarak kabul edilmektedir (Bai, 2000). Şekil 1.3'te, TTM ile görüntülenen altın ucu görüntüsü verilmiştir (Url-4). Şekildeki yapının ucunda bulunan ortadaki küçük uç, onlarca nanometre uzunluğundadır.



Şekil 1.3 : TTM ile görüntülenen altın ucunun görüntüsü.

1980'lerdeki ikinci büyük buluş, 1985 yılında Buckminsterfullerenin Harry Kroto, Richard Smalley ve Robert Curl tarafından keşfedilmesidir. Bu keşiften ve fullerenler üzerinde yaptıkları çalışmalardan dolayı 1996 Nobel Kimya Ödülü ile ödüllendirilmişlerdir. Fullerenlerin bir tipi olan bu yapı 60 karbon atomundan oluşmakta ve C_{60} formülü ile gösterilmektedir (Bhushan, 2016). Kafes tarzda olan yapısı, her biri beş altıgenle çevrili (toplamda yirmi tane) oniki beşgenden oluşmaktadır. Şekil 1.4'te Buckminsterfullerenin molekül yapısı gösterilmektedir (Ameta ve Ameta, 2016). Yakın zamanda bu molekül, Hubble uzay teleskopu kullanılarak uzayda gözlemlenmiştir (Cordiner ve diğ, 2019). 1985 yılından önce sadece iki karbon allotropu biliniyordu: grafit (en yumuşak malzeme) ve elmas (en sert malzeme). 1985 yılında Buckminsterfullerenin keşfinden sonra karbonun yeni allotropu fulleren ortaya çıkmıştır. Bu ise karbonun nanoformlarının keşfedilmesine yol açmıştır (Sharon ve Sharon, 2010). Fulleren, üretilen ilk karbon nanoformu olmuştur. Grafit ve elmasın yanında yeni karbon kristal yapıların ortaya çıkması, karbon nanotüplerin (KNT), Iijima'nın araştırma grubu tarafından geliştirilmesine yol açmıştır (Iijima, 1991). KNT'lerin keşfi ve üretimi direkt olarak Buckminsterfullerenler üzerindeki araştırmalar sonucunda gerçekleşmiştir. Üzerinde yapılan araştırmalar sonucunda yeni ve etkileyici özellikler içeren binin üzerinde

kimyasal bileşiğin sentezlenmesine yol açmıştır. TTM ve fullerenlerin keşfi ile nanoteknoloji, kavramsal ya da test edilemeyen vizyonlarla değil bilimsel yöntemlerle gelişme olanağı yakalamıştır (Dresselhaus ve diğ, 1996).



Şekil 1.4 : C_{60} molekülünün yapısı.

Atomik kuvvet mikroskobu (AKM), 1982 yılında Gerd Binnig tarafından icat edilmiştir. AKM, nanoölçekteki cisimlerin görüntülenmesi, ölçülmesi ve düzenlenmesinde kullanılan en öncelikli cihazlardan biridir. Bu cihaz, TTM'nin yapısında olan bazı sınırlamaları ortadan kaldırmıştır. İlk deneysel uygulaması Binnig, Quate ve Gerber tarafından 1986 yılında yapılmıştır (Binnig ve diğ, 1986). AKM, ticari olarak ilk defa 1989 yılında piyasaya sürülmüştür. Görüntüleme işlemi, mikroskobun ucunda bulunan mekanik ucun yüzey üzerinde gezdirilmesi ve bu gezdirme sırasında uçta oluşan basınç gerilmelerinin piezoelektrik elemanlar tarafından hassas olarak ölçülmesi ile yapılmaktadır (Butt ve diğ, 2005).

Karbon nanokimyasında devrimsel bir atılım 1991 yılında, sadece karbondan yapılmış iğne benzeri tüplerin laboratuvar ortamında üretilmesiyle gerçekleşmiştir. Iijima (1991), elektrik arkı tekniğiyle fulleren oluşturmaya çalışırken beklenmedik biçimde yan ürün olarak çok katmanlı karbon nanotüpleri (ÇKKN) keşfetmiştir. Keşfedilen ÇKKN'ler, uçlarında yarım fulleren benzeri başlıklar bulunan, grafen katmanlarının sarılması ile oluşan iç içe geçmiş tüplerden oluşuyordu (Terrones ve diğ, 2010).

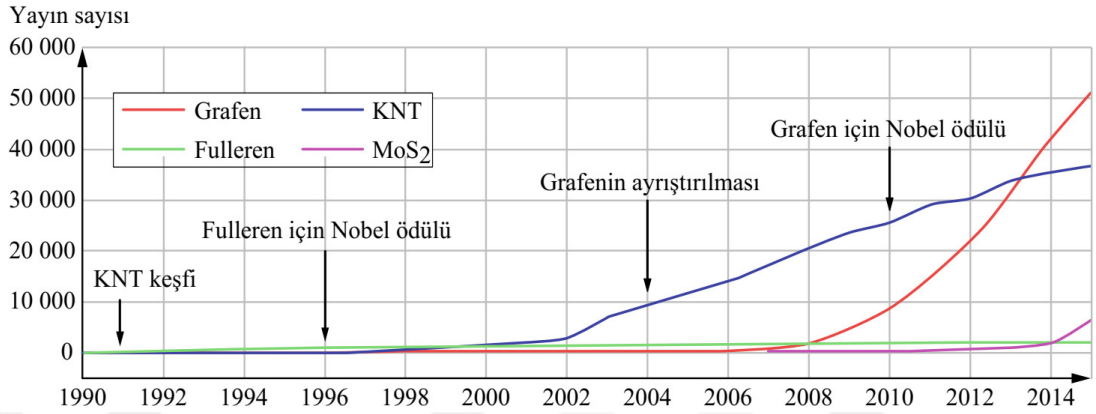
Bu keşif ve Mintmire ve diğ. (1992)'nin tek katmanlı karbon nanotüplerin (TKKN) keşfedilmesi durumunda, olağanüstü iletkenlik özelliklerinin olacağını teorik olarak ileri sürmeleri sonucunda KNT'lere ilgi bir anda artmıştır. Farklı alanlardan çok sayıda

bilim adamı ve araştırmacı bu alanda çalışmaya başlamıştır. ÇKKN'nin keşfinden iki yıl sonra 1993 yılında, Iijima ve Ichihashi (1993) ile Bethune ve diğ. (1993) birbirlerinden bağımsız olarak TKKN'leri keşfetmişler ve geçiş metali katalizlerini kullanan üretim tekniğini geliştirmişlerdir. ÇKKN ve TKKN keşiflerinden dolayı Sumio Iijima, 2008 yılında Kavli Ödülü ile onurlandırılmıştır. KNT'lerin sahip olduğu mekanik, elektriksel, optik, elektronik özellikler giderek artan araştırma, geliştirme çalışmalarına ve uygulama alanlarına neden olmuştur. Nanoteknolojinin, KNT'lerin keşfiyle beraber ciddi anlamda ivmelendiği söylenebilir.

Grafen, nanoboyuttaki tüm karbon türevlerinin temel taşı ve hatta bilinen en eski doğal karbon grafitlerden biri olmasına karşın, iki boyutlu bir nanomalzeme olarak kabul edilmesi Novoselov ve diğ. (2004) tarafından yapılan, grafeni tanımladıkları, imalatını ve AKM karakterizasyonunu verdikleri yayın sayesinde olmuştur. 2004 yılında Andre Geim ve Konstantin Novoselov grafit bloğundan tek atom kalınlığındaki kristalitleri ayrıştırmayı başarmışlardır. Bu keşifleri ve grafenin özellikleri üzerine yapmış oldukları araştırmalardan dolayı 2010 Nobel Fizik Ödülü ile ödüllendirilmişlerdir. Tek katmanlı grafen oluşturulmasını sağlayacak yöntemlerin geliştirilmesi için grafen üzerinde kapsamlı araştırmalar yapılmış ve yapılmaya devam etmektedir. Grafenin olağanüstü yapısal, elektriksel ve mekanik özellikler sergilediği tespit edilmiştir (Castro Neto ve diğ, 2009). Araştırmalar, grafeni daha iyi anlamanın yanında Klein tünellemesi ve kuantum anormal Hall etkisi gibi sadece grafende gözlemlenebilen olgulara odaklanmıştır (Katsnelson ve diğ, 2006). Öte yandan tek katmanlı grafenin, farklı sayıda katman ve katman istifleme düzenlemesine sahip az sayıda katman içeren grafenlere göre yapısal, elektronik, taşıma, optik ve termal özelliklerinin farklılıklarını ve benzerliklerini belirlemeye yönelik olarak da yoğun biçimde araştırmalar yürütülmektedir (Chen ve diğ, 2012). Grafenin yapısı ve özellikleri üzerine yapılan araştırmalar, keşfinden hemen sonra hızla artmıştır. Hatta 2013 yılında KNT üzerine yapılan çalışmaları geçmiştir. Şekil 1.5'te, bazı karbon allotropları hakkında yayınlanan makalelerin 1990-2015 yılları arasındaki sayısı verilmektedir (Vijayaraghavan ve Iliut, 2017).

2012 yılında IBM, 9 nm'lik KNT transistör üretmiştir. Bu transistörler, silikon transistörlerden daha iyi performans göstermektedir. 2013 yılında Stanford Üniversitesi'ndeki araştırma ekibi, tamamen KNT transistörlerden meydana gelen çalışır durumda bilgisayar geliştirmiştir. Geliştirilen bilgisayar, yeterli zaman verildiğinde

her türlü hesaplamayı yapabilecek durumdadır. Daha gelişmiş KNT bilgisayarların geliştirilmesi halinde, silikon olanlara göre daha küçük, hızlı ve enerji bakımından daha verimli bilgisayarlar üretilebilecektir (Shulaker ve diğ, 2013).



Şekil 1.5 : Bazı karbon allotropları hakkında 1990-2015 yılları arasında yayınlanan makale sayıları.

2020'li yıllarda nanoteknolojinin dönüştürücü gücüyle, kitlesel uygulamalar sağlama sözü veren genel amaçlı bir teknoloji haline gelmesi beklenmektedir (Roco, 2011).

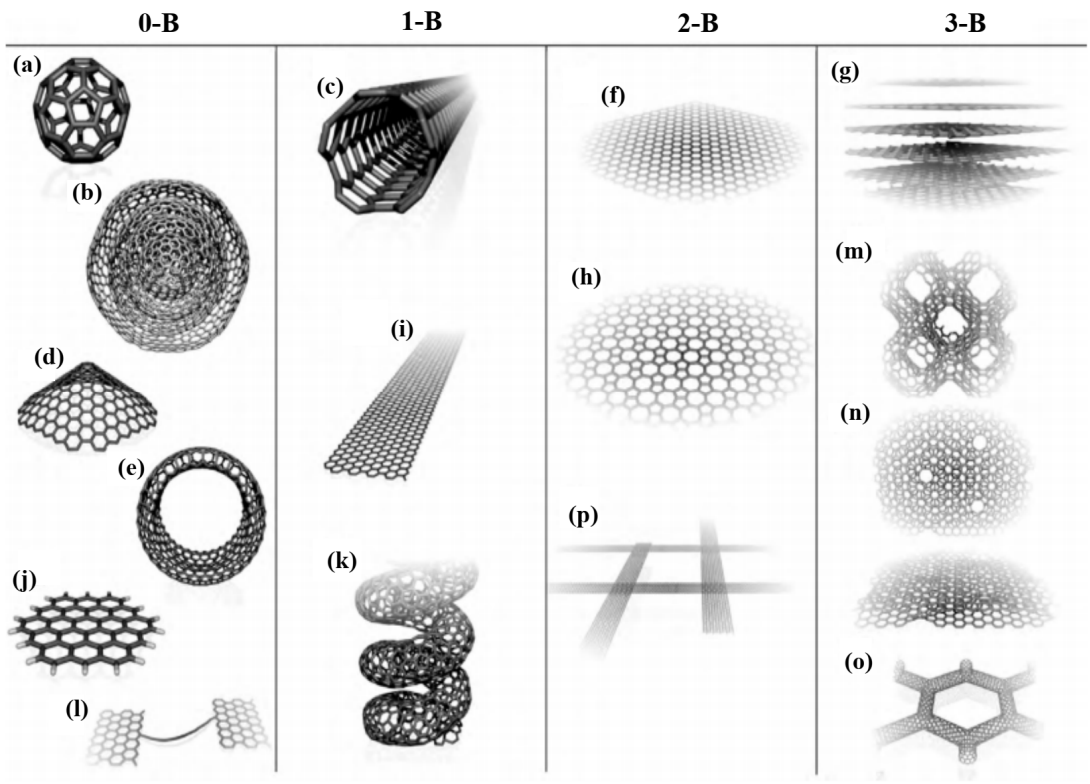
1.3 Bazı Karbon Allotropları

Karbonun, atom numarası 6'dır ve periyodik tablonun ondördüncü grubunda ikinci periyotta yer alan elementtir. İnsanlık tarafından bilinen tüm kimyasalların % 90'ından fazlasında en azından kısmi bir bileşen olarak karbon bulunduğu tespit edilmiştir. Elektronlarının bağlanma özellikleri karbona, sadece kendisinde bu seviyede bulunan çok yönlülük özelliği vermiştir. Bu özellik sayesinde karbon, yaygın olarak işlevselleştirilebilmektedir. Ayrıca karbon dünyadaki yaşamın kaynağıdır. Canlı tüm organizmaların kimyası, karbon atomuna dayanmaktadır ve bu nedenle karbon içeren maddelere organik bileşikler denir. Bu konuda çalışan bilim dalıysa organik kimya olarak isimlendirilmiştir (Sengupta ve Sarkar, 2015).

Her ne kadar karbon, kimyada her türlü diğer element ve bileşikle yer alsa da, grafit ve elmas gibi saf karbon halinde de bulunmaktadır. Grafit ve elmas karbonun iki farklı allotropudur. Allotrop, bir elementin atomlarının belirli biçimdeki fiziksel dizilimidir. Grafit ve elmasın her ikisi de saf karbon olmasına rağmen, her birinin kristal yapısı önemli ölçüde farklı olduğundan, kimyasal ve fiziksel özellikleri birbirinden çok farklıdır (Haghi ve diğ, 2018). Karbonun, elmas ve grafit haricinde çok sayıda farklı allotropu vardır. Nanomalzemelerinin, fiziksel ve kimyasal özellikler bakımından

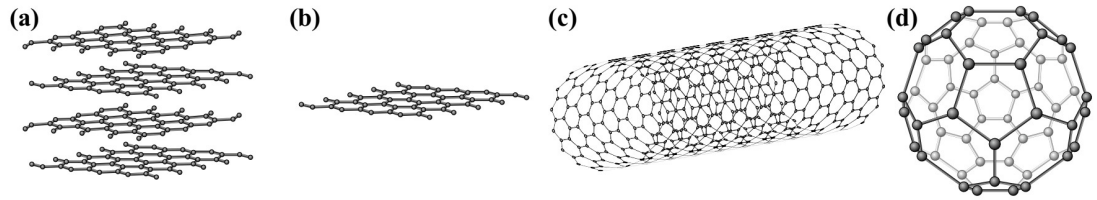
gösterdiği olağanüstü çok yönlülükten dolayı karbon nanoyapılar, nanobilim ve nanoteknolojide önemli bir rol oynamaktadır (Torres ve diğ, 2020).

1985 yılında fullerenlerin keşfi ile karbon biliminde, KNT araştırmalarının yükselişe geçtiği, grafenin ayrıştırılması ve karakterizasyonunun yapıldığı, uluslararası nanoteknoloji araştırmalarının üstsel olarak arttığı özel bir döneme girildi. Nanaoteknoloji üzerine yapılan araştırmalar, temel bilimlerde son 20-30 yıl içerisindeki en dinamik hareketi oluşturmaktadır. Karbon içerikli malzemeler üzerinde son yıllarda yapılan araştırmalar, iki Nobel Ödülü'ne (fulleren ve grafen) ve iki Kavli Nanobilim Ödülü'ne (Sumio Iijima, Mildred S. Dresselhaus) yol açmıştır (Zhang ve diğ, 2016). Şekil 1.6'da, boyutlarına göre sınıflandırılmış çeşitli karbon nanoyapılar gösterilmiştir (Terrones ve diğ, 2010).



Şekil 1.6 : Boyutlarına göre sınıflandırılmış çeşitli karbon nanoyapılar: (a) C_{60} Buckminsterfulleren; (b) iç içe dev fullerenler veya grafitik soğanlar; (c) TKKN; (d) karbon nanokoni (nanocone) ya da nanoboynuz (nanohorn); (e) nanotoroidler; (f) grafen yüzey; (g) 3 boyutlu grafit kristal; (h) haeckelites (karbon allotropu) yüzey; (i) grafen nanoşeritler (nanoribbons); (j) grafen yığınları; (k) helisoidal KNT; (l) kısa karbon zincirleri; (m) 3 boyutlu Schwarzite kristaller (karbon allotropu); (n) karbon nanoköpükler (kanallarla birbirine bağlanan grafen yüzeyler); (o) 3 boyutlu nanotüp ağları; (p) 2 boyutlu nanoşerit ağları.

Son 30 yılda, saf karbonun nanoölçek boyutlarında yeni fiziko-kimyasal özelliklere sahip farklı allotropik formları keşfedilmiş ve bu keşifler karbon nanobilimi alanında yoğun araştırmaları tetiklemiştir. Şekil 1.7'de, nanoteknolojide en yaygın kullanılan karbon allotropları olan grafen, KNT ve fulleren toplu olarak gösterilmiştir (Vijayaraghavan ve Iliut, 2017). Grafen, grafitin tek tabaka biçiminde ayrıştırılması ile elde edildiğinden, şekilde grafitte yer almaktadır.



Şekil 1.7 : Nanoteknolojide en yaygın kullanılan karbon allotropları ve grafit: (a) grafit; (b) grafen; (c) TKKN; (d) fulleren.

Nanokimyadaki bu patlamanın yaşanmasının sebeplerinden bir tanesi, karbon malzemelerin iyi tanımlanmış nanoboyutlu moleküllerden yüzlerce mikron uzunluğundaki tüplere kadar değişen bir boyut skalasını kapsamasına karşın diğer nanomalzemelerin yapısal yeniden düzenlemeye karşı olan çok yüksek aktivasyon bariyeri sebebiyle gösterdikleri kararsız davranışı sergilememeleridir. Sonuç olarak, işlevsel olmayan formlarında bile son derece kararlı davranış sergilerler. Karbon nanomalzemeler, boyut açısından geniş bir skalada yer almasına rağmen ortak reaksiyon kimyası (organik kimya) davranışı sergilerler (Clayton, 2018).

Bölüm 1.3.1, 1.3.2, 1.3.3'te sırasıyla fullerenler, grafenler ve KNT'ler hakkında bilgi verilecektir.

1.3.1 Fullerenler

İlk keşfedilen karbon bazlı nanoölçekli yapılardan biri fulleren molekülleridir. Kapalı kafes biçiminde moleküllerdir ve sıfır boyutlu karbon bazlı nanoyapı olarak sınıflandırılmaktadır. Sıfır boyutlu nanoyapılar, üç boyutu da nanoölçekte olan malzemelerdir. Bir boyutlu nanoyapılarda, boyutlarından ikisi birkaç on nanometre ile sınırlıyken, üçüncü boyutu birkaç yüz nanometre olabilir. Nanoplakalar, ince filmler, nanoyapraklar (nanosheets), nanodiskler ve nanoduvarlar gibi iki boyutlu nanoyapılar, boyutlarından ikisi nanoölçekle sınırlı olmayan malzemelerdir (bkz. Şekil 1.6) (Ghavanloo ve diğ, 2019). Bu moleküllerde, her bir karbon atomu en yakınındaki üç karbon atomu ile bağ kurmaktadır. Fullerenler C_N simgesi ile gösterilirler. N,

moleküldeki karbon atomlarının sayısını göstermektedir. Belirli bir N sayısı için, fullereni oluşturan karbon atomlarının farklı dizilimleri mevcuttur. Bu dizilimlerden her birine izomer denir. Mesela C_{60} fullereninin (Buckminsterfulleren) 1812 tane farklı izomeri bulunmaktadır (Zhang ve diğ, 2010).

Geometrik açıdan fullerenlerin yapısı, molekülün topolojik yapısı ile ilgili olan Euler çokyüzlü teorimine uymaktadır. Euler teoremi, (1.1) ile ifade edilebilir (Dresselhaus ve diğ, 1996):

$$n_v + n_f - n_e = 2 \tag{1.1}$$

(1.1)'de n_v, çokyüzlünün köşenoktası sayısını, n_f, çokyüzlünün yüzey sayısını, n_e, çokyüzlünün kenar sayısını göstermektedir. İki yüzeyin kesişimi, bir kenarı oluşturduğundan ve her köşenoktası üç kenarın bağlantı noktası olduğundan

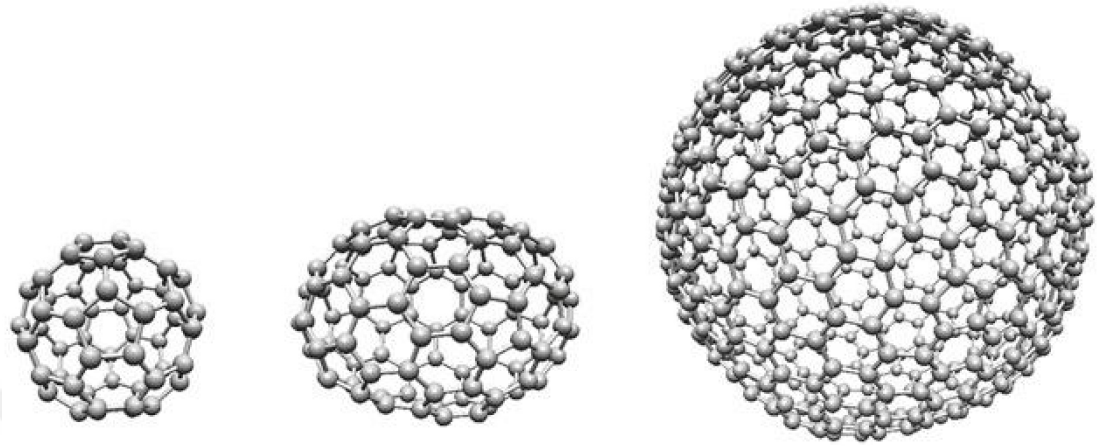
$$n_f = n_p + n_h \tag{1.2}$$

$$n_v = \frac{5n_p + 6n_h}{3} \tag{1.3}$$

$$n_e = \frac{5n_p + 6n_h}{2} \tag{1.4}$$

ifadeleri geçerlidir. Burada n_p ve n_h simgeleri sırasıyla beşgen ve altıgen şeklindeki yüzeylerin sayısını göstermektedir. (1.2)-(1.4), (1.1)'de yerlerine konulduğunda $n_p = 12$ değeri elde edilir. Bu, fullerenlerin keyfi sayıda altıgen şeklindeki yüzeyden ve 12 tane beşgen şeklindeki yüzeyden meydana geldiğini ifade etmektedir. (1.3) ve (1.4)'ten $3n_v = 2n_e$ eşitliği elde edilir. Bu eşitlik, köşenoktası sayısı ya da atom sayısının paritesinin çift olduğunu ifade eder. Ayrıca fulleren molekülü, beşgen şekilli yüzeylerin tamamının birbirinden altıgen şekilli yüzeylerle ayrılması durumunda enerji açısından kararlı davranır. Bu ilke, yalıtılmış beşgen kuralı (isolated pentagon rule) olarak adlandırılmıştır (Rafii-Tabar, 2008). Fullerenler, molekülde yer alan karbon atomu sayısı arttıkça daha kararlı hale gelirler. Fullerenler, çarpmaya ve deformasyona karşı çok dayanıklıdır. Euler teoremine göre en küçük fulleren olan C_{20}, 12 tane beşgen şekilli yüzeyden meydana gelmektedir. Altıgen şekilli yüzey içermez. Kararlı olmadığından bozunmadan önceki ömrü çok kısadır. Enerji bakımından kararlı olan en küçük fulleren C_{60}'tır. Şekil bakımından fullerenler iki ana gruba ayrılır;

küresel ya da neredeyse küresel olanlar (C_{60}, C_{80}, C_{180}, C_{240}, C_{260}, C_{320}, C_{540}, C_{720}, …) ve elipsoit şeklinde olanlar (C_{70}, C_{90}, C_{100}, …). Şekil 1.8'de çeşitli fulleren molekülleri gösterilmiştir (Ghavanloo ve diğ, 2019).

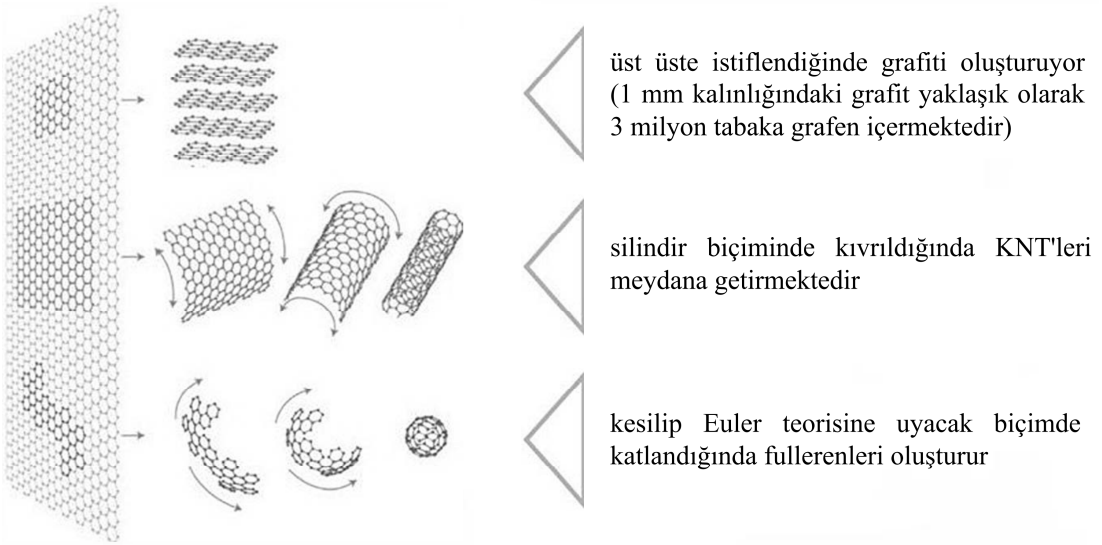


Şekil 1.8 : Küresel formdaki C_{60}, C_{540} ile elipsoit formundaki C_{100} fulleren molekülleri.

Moleküler yapı taşlarının nispeten zayıf kuvvetler yoluyla yüksek dereceli fonksiyonel yapılar halinde düzenlendiği molekülüstü montaj (supramolecular assembly), kimya, malzeme bilimi ve nanoteknoloji alanlarında cazip özellikler sunmaktadır. Malzeme bilimi için büyük zorluklardan biri, yüksek düzeyde düzenli moleküler yapıya sahip nanoyapılardan oluşan molekülüstü malzemelerin geliştirilmesidir. Yüzey morfolojisini kontrol ederek, net olarak tanımlanmış moleküler malzemelerin; kontrol edilebilir yüzey ıslaklığı, kimyasal algılama (chemical sensing), gelişmiş mekanik özellikler, elektriksel iletkenlik ve ileri seviye optoelektronik unsurlar gibi umut verici özelliklere sahip olması ve spesifik fonksiyonlar sergilemesi beklenmektedir. Fullerenler, özgün bir nanokarbon molekülü sınıfıdır ve bu nedenle molekülüstü yapılar için ilginç yapı taşlarıdır. Son yıllarda fullerenlerin kullanıldığı süperiletkenler, ferromanyetikler, kayganlaştırıcılar ve fotoiletkenler gibi malzeme bilimi uygulamalarının geliştirilmesi için büyük çaba harcanmaktadır (Nierengarten, 2014). Fullerenlerin ilginç bir özelliği, içi boş yapıları sayesinde diğer atomları içlerinde tutabilmeleridir. Bunun çok sayıda uygulaması bulunmaktadır ve bu konudaki araştırmalar kapsamlı biçimde sürdürülmektedir (Barron, 2015).

1.3.2 Grafenler

Grafen, sp^2 formunda bağlı karbon atomlarının, petek kristal kafes yapı oluşturacak şekilde yoğun olarak dizildiği ve ideal olarak sonsuz boyutlu tek atom kalınlığındaki tam düzlemsel katmana verilen addır. Kristalli bir karbon allotropudur. Tek bir grafit katmanı olarakta düşünülebilir (Bhushan, 2017). Elmastan daha sert ama kauçuktan daha elastik; çelikten daha dayanıklı ama alüminyumdan daha hafif olan grafen bilinen en güçlü maddedir (Ovid'ko, 2013). Grafen, birçok karbon nanoyapının temel yapı taşıdır. Bu ideal iki boyutlu yapı, birçok karbon bazlı malzemenin özelliklerini tanımlamada yararlı bir teorik kavram olarak yaygın biçimde kullanılmaktadır. Grafit (bkz. Şekil 1.6(g)), üst üst istiflenmiş çok sayıda grafen tabakası, KNT'ler (bkz. Şekil 1.6(c)) grafen tabakası ya da tabakalarının nanometre boyutlarında çaplara sahip silindirler oluşturacak biçimde sarılması, büyük fullerenler (bkz. Şekil 1.6(a-b)) Euler teorisine uyacak biçimde grafen tabakalarının küresel ya da eliptik formda düzenlenmesi ve nanoşeritler (bkz. Şekil 1.6(i)) grafen tabakalarının şerit biçiminde kesilmesi şeklinde düşünülerek modellenebilmektedir (Li ve diğ, 2008). Şekil 1.9'da, grafen ve grafenden elde edilen diğer bazı karbon allotropları gösterilmiştir (Geim ve Novoselov, 2010).



Şekil 1.9 : Grafen ve grafenden elde edilen diğer bazı karbon allotropları.

Grafen, elektronların iki boyutta tutulmasından (sadece düzlemde hareket edebiliyor, düzleme dik doğrultuda hareketi kısıtlı) ve kendine özgü geometrik simetrilerinden kaynaklanan sıradışı elektronik özelliklere sahiptir. Taşıyıcı yoğunluğu (carrier density) 5×10^9 cm^2'nin altında iken düşük sıcaklık elektron hareketliliği 2×10^5 cm^2

V^{-1} s^{-1} değerine yaklaşmaktadır. Bu, silikonun elektron hareketliliği değerinin yüz katıdır. Ayrıca grafenin kuantum Hall etkisi gibi anormal kuantum taşıma özellikleri sergilediği gösterilmiştir (Novoselov ve diğ, 2005). Bununla beraber kuantum elektrodinamiğinin en egzotik ve sezgilerle çelişen sonuçlarından birisi olan ve Klein paradoksu olarak bilinen, rölativistik parçacıkların yüksek ve geniş potansiyel bariyerlerden engelsiz nüfuz etmesi özelliğine sahiptirler (Katsnelson ve diğ, 2006). Bu özellikler, temel bilimlerde ve potansiyel teknolojik ürünlerde yarattıkları olanaklar açısından bilim dünyasında büyük ilgi uyandırmıştır.

Grafen bunların haricinde de hayret verici özelliklere sahiptir: Yüksek elektron hareketliliği silikondan 100 kat daha hızlıdır, ısıyı elmastan 2 kat daha iyi iletir, elektriksel iletkenliği bakırdan 13 kat daha iyidir, yansıyan ışığın sadece %2.3'ünü emer, geçirimsizdir, böylece en küçük atom olan helyum bile kusur içermeyen tek katmanlı bir grafen tabakasından geçemez, gram başına 2630 metrekarelik yüksek yüzey alanına sahiptir. Bu 3 gramdan az grafen ile tüm futbol sahasının kaplanabileceği anlamına gelmektedir. Isıyı tüm diğer malzemelerden daha iyi iletir (Johnson ve Meany, 2018). Dünyadaki en iyi elektrik iletkenlerinden biridir. Grafen içindeki karbon atomlarının kendine özgü düzenlemesi, elektronlarının yüksek miktarda saçılma olmadan kolayca aşırı yüksek hızlarda hareket etmesini sağlar ve diğer iletkenlerde tipik olarak kaybedilen değerli enerjiden tasarruf edilmesini sağlar. Ayrıca grafen elektronlarının, diğer yarı iletkenlerdeki elektronlardan çok daha hızlı seyahat ettikleri bulunmuştur (Yankowitz ve diğ, 2018).

Grafenin, sertliği, mukavemeti ve tokluğu gibi etkileyici içsel mekanik özellikleri onu hem bireysel bir malzeme hem de kompozitlerde takviye edici etmen olarak ön plana çıkarmaktadır. Grafenin hem deneysel çalışmalardan hem de simülasyonlar sonucunda hesaplanan elastisite modülü neredeyse aynıdır ve tek katmanlı grafen için 1.0 ± 0.1 TPa olarak hesaplanmıştır. Kusur içermeyen tek katmanlı grafenler, şu ana kadar test edilen en güçlü malzemedir. Çekme dayanımı 130 GPa'dır. Mühendislik uygulamalarıyla çok ilgili bir özellik olan kırılma tokluğu, grafenin en önemli mekanik özelliklerinden biridir ve 4.0 ± 0.6 MPa'lık kritik stres yoğunluğu faktörüne sahiptir. Dünya çapında araştırma grupları, katman düzlemindeki tüm yönlerde yüksek mukavemete ve dayanıklılığa sahip endüstriyel olarak üretilebilir grafen katmanlarının geliştirilmesi üzerinde çalışmaktadır. Bu katmanların, grafen bazlı kompozitler olarak

taşıt, optoelektronik ve nöral implant gibi çok farklı endüstriyel branşlarda kullanılması planlanmaktadır (Papageorgiou ve diğ, 2017).

1.3.3 Karbon nanotüpler

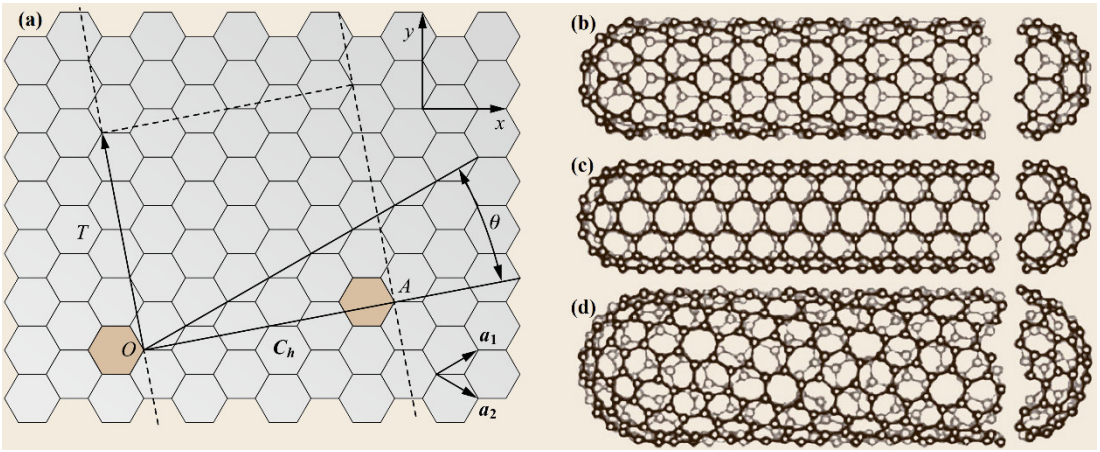
KNT'ler, grafenin (tek katmanlı karbon atomlarının) kıvrılması ile elde edilen silindir şeklinde moleküllerdir. TKKN'lerdeki gibi 1 nm'den daha küçük bir çapa sahip tek katmanlı silindir, ya da ÇKKN'lerdeki gibi çapları 100 nm'nin üzerine çıkabilen eşmerkezli birden fazla nanotüpten meydana gelebilirler. Bu tüplerin uzunlukları birkaç mikrometreye hatta milimetre değerlerine ulaşabilir (Aqel ve diğ, 2012). Yapı taşı olan grafenler gibi KNT'ler de, kimyasal olarak oldukça güçlü bir moleküler etkileşim biçimi olan sp^2 bağlarıyla kimyasal olarak bağlıdırlar. Bu özelliğin yanında KNT'ler, van der Waals kuvvetleri aracılığıyla birbirine ip biçiminde birleşme doğal eğiminde olduklarından, yüksek elektriksel ve termal iletkenlik özelliklerine sahip, ultra yüksek mukavemetli, düşük ağırlıklı malzemeler geliştirme fırsatı sunmaktadırlar. Bu özellikler, çok sayıda uygulama için KNT'leri son derece çekici hale getirmektedir (Karimi ve diğ, 2015).

Teorik olarak sonsuz sayıda TKKN mevcuttur. Çünkü grafen tabakası farklı açılarda kesilerek sarılabilir. Şekil 1.10'da, farklı formlarda TKKN'ler gösterilmiştir (Bhushan, 2017). Bir C_{60} molekülünü ekvatordan ikiye ayırarak ve elde edilen iki yarıküreyi tek katman kalınlığında ve C_{60} ile aynı çapa sahip silindirik bir boru ile birleştirerek C_{60} türevi tek katmanlı tübülleri tanımlayabiliriz. Eğer C_{60} molekülü ikiyi bölündüğünde kesim yapılan kenarları Şekil 1.10(b)'deki gibi zikzak formunda ise buna zikzak tübül denir. Kesim yapılan kenarlar Şekil 1.10(c)'deki formdaysa buna koltuk (armchair) tübül, Şekil 1.10(d)'de gösterildiği gibi bu iki formun dışındaysa kiral (chiral) tübül denir. Zikzak ve koltuk formundaki KNT'ler, nanotüp eksenine paralel ve dik doğrultularda simetri düzlemlerine sahipken, kiral formundakilerde bu simetri düzlemleri mevcut değildir.

Grafenin farklı açılarda sarılması matematiksel olarak kiral vektörü, $\mathbf{C}_h$, ve kiral açısı, θ, kullanılarak ifade edilir (bkz. Şekil 1.10(a)) (Dresselhaus ve diğ, 1996).

$$\mathbf{OA} = \mathbf{C}_h = n\,\mathbf{a}_1 + m\,\mathbf{a}_2 \tag{1.5}$$

$$\mathbf{a}_1 = \frac{a\sqrt{3}}{2}\mathbf{x} + \frac{a}{2}\mathbf{y}, \qquad \mathbf{a}_2 = \frac{a\sqrt{3}}{2}\mathbf{x} - \frac{a}{2}\mathbf{y} \tag{1.6}$$



Şekil 1.10 : (a) Grafen tabakasının farklı açılarda sarılmasının matematiksel ifadesinde kullanılan kiral vektörü ve kiral açısı; (b) zikzak formunda KNT; (c) koltuk formunda KNT; (d) kiral formunda KNT.

(1.5) ve (1.6)'da $a = 2.46\,\text{Å}$ 'dür. Kiral açısı,

$$\cos\theta = \frac{2n+m}{2\sqrt{n^2+m^2+nm}} \tag{1.7}$$

formülü ile hesaplanır. (1.7)'deki n ve m, **OA** vektörünün lineer bağımsız $\mathbf{a}_1$ ve $\mathbf{a}_2$ birim vektörlerinin lineer kombinasyonu olarak ifadesindeki tamsayı olan katsayılardır. Kiral vektörü, $\mathbf{C}_h$, tübül eksenine dik doğrultudadır. Kiral açısı, θ, zikzak ekseni olarak isimlendirilen eksene göre ölçülmektedir. Tübülün çapı, D, $\mathbf{C}_h$ vektörü ile

$$D = \frac{|\mathbf{C}_h|}{\pi} = \frac{a_{CC}\sqrt{3\left(n^2+m^2+nm\right)}}{\pi} \tag{1.8}$$

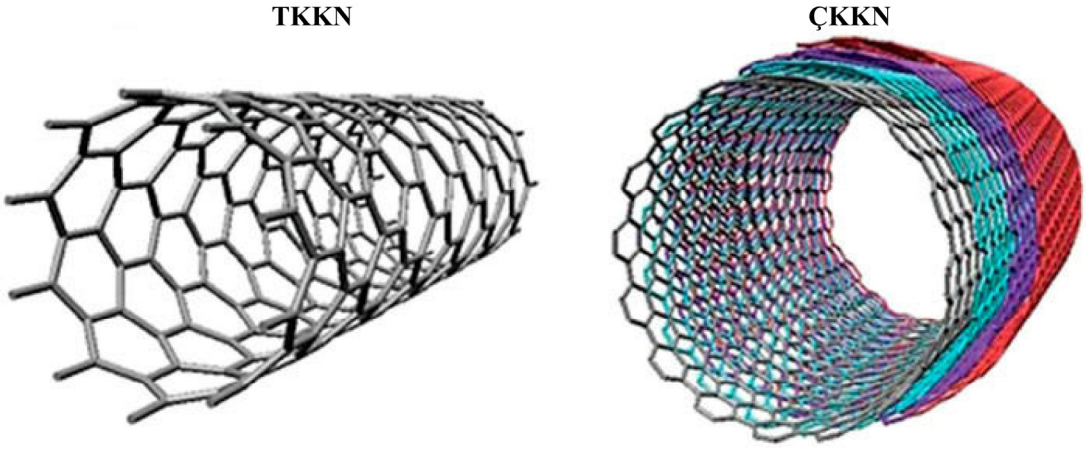
bağıntısı ile ilişkilidir. (1.8)'de a_{CC}, birbirine en yakın konumda bulunan karbon atomları arasındaki mesafeyi göstermektedir. Grafit için bu değer 1.41 Å iken, C_{60}'ta 1.44 Å'dür. $1.41\,\text{Å} \le a_{cc} \le 1.44\,\text{Å}$ aralığında yer alır. $\mathbf{C}_h$, θ, D değerlerinin tamamı n, m katsayılarının fonksiyonu olarak ifade edilebildiğinden, TKKN'nin formu (n, m) sayı ikilisi ile gösterilebilir. Belirli bir TKKN için n, m değerleri sırasıyla, $\mathbf{C}_h$ vektörünün $\mathbf{a}_1$ vöktürü üzerindeki izdüşümünün kestiği altıgen petek sayısı ve $\mathbf{C}_h$ vektörünün $\mathbf{a}_2$ vöktürü üzerindeki izdüşümünün kestiği altıgen petek sayısı olarak hesaplanabilir. Şekil 1.10(a) için $(n,m) = (4,2)$, Şekil 1.10(b-d) için sırasıyla $(9,0), (5,5)$ ve $(10,5)$'tir. Zigzak formundaki tübüllerde $\theta = 0^\circ, n > 0, m = 0$, koltuk

formundaki tübüllerde $\theta = 30^{\circ}, n = m > 0$ ve kiral tübüllerde $0 < \theta < 30^{\circ}, m > 0, n \neq m$ bağıntıları mevcuttur.

Grafen tabakasının kiral vektörünün doğrultusu nanotüplerin elektriksel özelliklerini belirlemektedir. Koltuk formundakiler, mükemmel iletkenlik özelliklerinden dolayı bu bakımdan en ideal olanlardır. Zikzak formdakiler yarıiletken olabilmektedirler. ÇKKN'ler her zaman iletken ve en az metallerle aynı iletkenlik seviyesine sahipken, TKKN'ler metal gibi davranarak elektriksel olarak iletken olabilmekte; yarıiletken özellikleri gösterebilmekte; ya da yalıtkan olabilmektedirler. Mesela kiral formdaki tübüllerde, kiral açısındaki ufak bir değişiklik elektriksel iletkenlik bakımından tübülü, metalden yarıiletkene çevirebilmektedir (Lammert ve diğ, 2000).

KNT'lerin çarpıcı özelliklerinin kısa bir listesi oluşturulmak istendiğinde şu özellikler listeye eklenebilir: Mekanik çekme dayanımı çeliğin 400 katıdır. KNT'lerin rijitlikleri, esneklikleri ve dayanımları geleneksel karbon fiberlerden çok daha yüksektir (Treacy ve diğ, 1996). Yoğunlukları çok düşüktür. Termal iletkenliği elmastan daha iyidir. Boy-en oranı (aspect ratio) 1000 değerinin üzerindedir (Zheng ve diğ. (2004), bu oranın 10^8'e ulaştığı tüplerin mevcudiyetinden bahsetmişlerdir), yani uzunluklarına göre son derece incedirler (geometrik şekillerde farklı boyutlar arasındaki oran boy-en oranı ya da benzer isimlendirmelerle tanımlanmaktadır. Tübüllerde bu değer, tübülün ekseni doğrultusudaki uzunluğunun çapına oranını gösterir) (Ehteshami ve Hajabasi, 2011). Teorik sınıra yakın uç yüzey alanına sahiptir (uç yüzey alanı ne kadar küçükse, elektrik alanı o kadar yoğun olur ve alan geliştirme çarpanı o kadar büyük olur). Tıpkı grafit gibi, kimyasal olarak son derece kararlıdır ve aynı anda yüksek sıcaklık ve oksijene maruz kalmadıkları sürece neredeyse tüm kimyasal etkilere karşı dayanıklıdırlar. Korozyana karşı son derece dirençlidirler. Boş olan iç kısımları çeşitli nanomalzemelerle doldurulabilir. Böylece dolgu malzemelerinin çevreden yalıtılarak korunması sağlanmış olur. Bu, ilaç dağıtımı gibi nanotıp uygulamaları bakımından son derece yararlı bir özelliktir. Tüm bu özellikler KNT'leri elektronik cihazlar, kimyasal/elektrokimyasal ve biyosensörler, transistörler, elektron alan yayıcılar, lityum iyon piller, beyaz ışık kaynakları, hidrojen depolama hücreleri, katot ışın tüpleri, eletrostatik deşarj ve elektriksel koruma kaplaması uygulamaları için ideal malzeme yapmaktadır (Haghi ve diğ, 2018; Armand ve Tarascon, 2008). Ayrıca MEMS ve NEMS uygulamaları için süperiletken cihazların geliştirilmesinde ve AKM'lerde kullanılmaktadır (Wang ve Varadan, 2006).

TKKN'lerle, ÇKKN'ler arasında bazı farklılıklar vardır. Elektronik özellikler bakımından TKKN'ler daha üstündür. ÇKKN'ler çok yüzeyli malzemeler olduklarından dolayı bazı özel elektronik özelliklerini kaybedebilirler. Elektron iletimi sırasında saçılım gerçekleşebilir. Elektron transfer hızı bakımından ÇKKN'ler, TKKN'lere göre daha hızlıdır. ÇKKN'lerin üretim maliyeti daha düşüktür. Bu nedenle, polimer ya da başka kompozitlerin mekanik, termal ve elektriksel özelliklerini arttırmak amacıyla yaygın olarak kullanılmaktadır. ÇKKN'ler, TKKN'lere göre kimyasal açıdan daha dirençlidir. ÇKKN'lerin esnekliği daha az, yapısal kusurları ise daha fazladır. TKKN'lerin çap aralığı 0.5 - 12 nm arasındadır. En küçük çap değeri 0.4 nm'dir. Üretim ve işleme tekniklerine bağlı olarak bir kaç mikrometre ile çok daha büyük değerler arasında uzunluğa sahiptirler. ÇKKN'lerde birden fazla tübül vardır, bazen katman sayısı 25'in üzerine çıkabilmektedir. En dıştaki katmanın çapı genellikle 1-50 nm arasındadır (Ramdani, 2019). Şekil 1.11'de TKKN ve ÇKKN birlikte gösterilmiştir (Aman ve diğ, 2017).



Şekil 1.11 : TKKN ve ÇKKN'nin birlikte gösterimi.

KNT'ler mekanik özellikleri açısından çok özeldirler. Çekme dayanımı ve elastisite modülü bakımından bugüne kadar keşfedilen en güçlü ve rijit malzemelerdir. Mukavemetlerini karbon atomları arasında oluşan sp^2 bağlarından almaktadırlar. Diğer malzemelerde de olduğu gibi kristalografik kusurlar malzeme özelliklerini etkilemektedir. Yüksek seviyedeki kusurlarda, çekme dayanımı %85 oranında düşebilmektedir. Bu paragraftaki sayısal değerler, TKKN'ler için deneysel olarak elde edilen en yüksek değerleri göstermektedir. Tübül ekseni doğrultusundaki dayanımı çok yüksektir. Elastisite modülü olarak 1.1 TPa, çekme dayanımı için 95 GPa değerlerine ulaşılmıştır (Papageorgiou ve diğ, 2017). Kopma şekil değiştirmesi

yaklaşık olarak 0.16'dır. 0.05'lik şekil değiştirme değerine ulaştığında plastik deformasyonlar başlamaktadır. KNT'lerin yoğunluğu yaklaşık 1.3-1.4 g/cm^3'tür. Özgül dayanımı (specific strength, göçme esnasında birim alana gelen kuvvetin malzeme yoğunluğuna oranı olarak tanımlanmaktadır) 48000 kN·m·kg^{-1}'dir. Bu değer, şu ana kadar gözlemlenmiş en yüksek değerdir. Kıyaslama açısından yüksek karbon içeren çeliğin özgül dayanımı 154 kN·m·kg^{-1}'dir (Coleman ve diğ, 2006). KNT'ler başınç etkisinde çekmedeki kadar dayanıklı değillerdir. İçi boş yapıları ve yüksek boy-en oranı sebebiyle basınç, burulma ve eğilme etkilerinde burkulma eğilimi sergilemektedirler. Radyal doğrultudaki dayanımları düşüktür. ÇKKN'lerde, katmanlar arasındaki zayıf kayma etkileşimi, dayanımlarını düşürmektedir (Rafii-Tabar ve diğ, 2016).

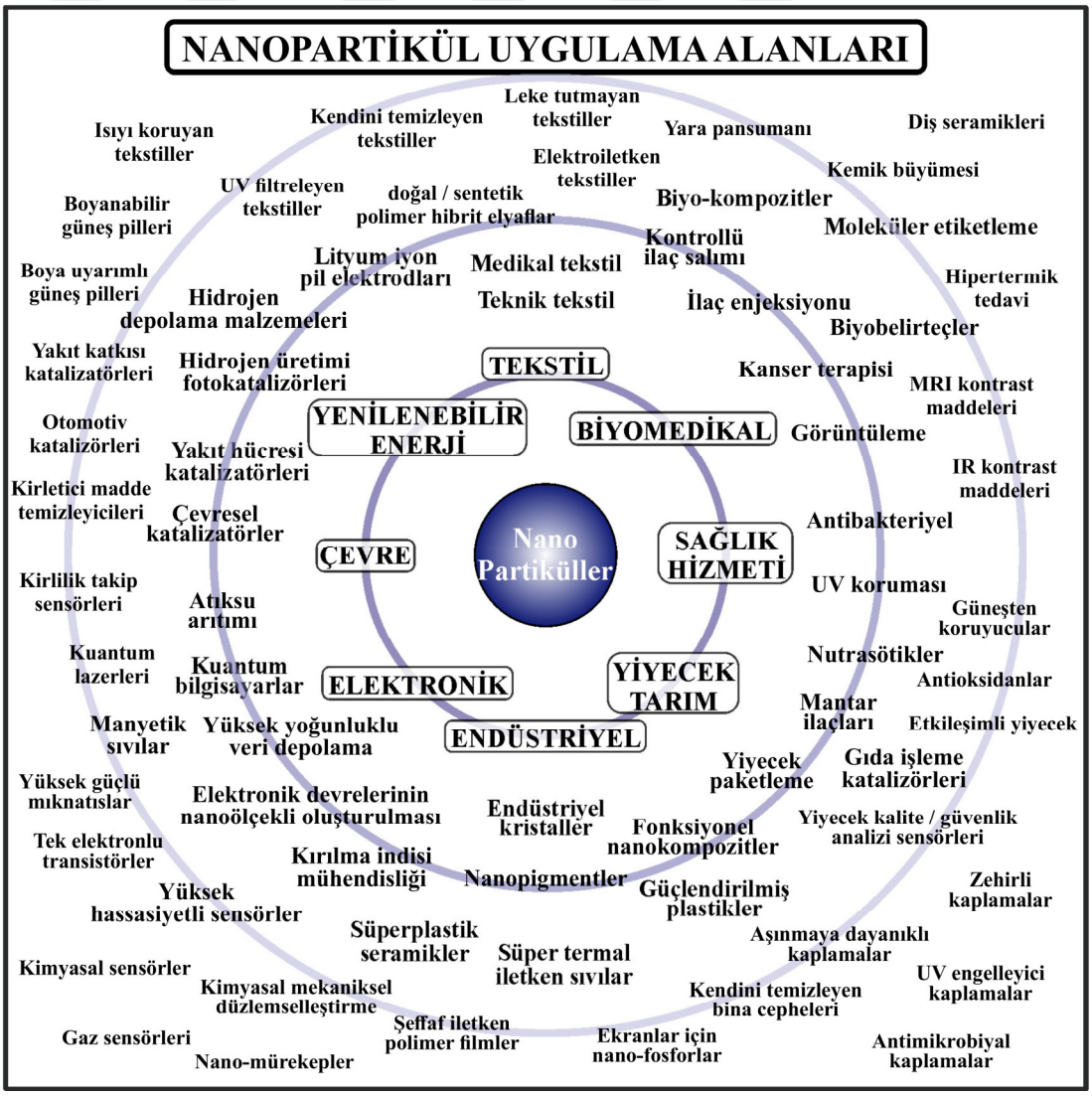
KNT'ler haricinde farklı atomlar içeren nanotüpler de vardır. Bu tübüllerin özellikleri KNT'lerden tamamen farklıdır. Bor nitrür nanotüpler, silikon nanotüpler, silika karbid nanotüpler, tungsten nanotüpler, galyum nitrür nanotüpler örnek olarak verilebilir (Bhushan, 2017).

1.4 Nanoteknolojinin Kullanım Alanları

Nanoteknoloji çözümleri, halihazırda elektronik, tıbbi teknolojiler, gelişmiş malzemeler, kozmetik gibi çok sayıda endüstrileri şekillendirmeye başlamıştır. Bu kısımda nanoteknolojinin çeşitli endüstrileri nasıl şekillendirdiğinden, günümüzde ve gelecekte hangi alanlarda kullanıldığından/kullanılabileceğinden kısaca söz edilecektir. Nanoteknolojinin ne kadar çok sayıda alana ve endüstriye yenilikler getirdiğini çarpıcı biçimde göstermesi sebebiyle Şekil 1.12'de nanopartiküllerin uygulama alanları gösterilmiştir (Tsuzuki, 2009).

Gerçekten devrimsel nitelikteki nanoteknoloji ürünlerinin, malzemelerinin ve nanorobotik gibi uygulamaların ilerleyen yıllarda gerçekleşmesi beklenmektedir (bazı kişiler sadece birkaç yıl, diğerleriyse yıllarca ileride olduğunu tahmin ediyor). Günümüzde piyasada bulunan nanoteknoloji ürünlerinin çoğunluğu, üretim sürecinde ya nano özellikli malzemelerin (KNT, nanokompozit yapılar veya belirli bir maddenin nanopartikülleri gibi) ya da nanoteknoloji yöntemlerinin (tıbbi görüntülemede nanomodelleme (nanopatterning) veya kuantum noktaları (quantum dots)) kullanılması ile nispeten iyileştirilmiş özelliklere sahip olan ürünlerdir. Mevcut

ürünleri, daha küçük bileşenler ve daha iyi performanslı malzemeler kullanarak daha düşük maliyetle üretme sürecinde pek çok endüstride, nanoürün üretecek olan şirketlerin sayısı hızla artacak ve kısa sürede ilgili endüstrilerdeki şirketlerin çoğunluğunu oluşturacaktır. Günümüzde nanoölçekli üretim teknolojilerinin büyük oranda ve üretim sürecinin neredeyse tamamında kullanıldığı endüstrilere en iyi örnek, cihaz mimarilerinin tek basamaklı nanometre boyutlarına ulaştığı yarıiletken endüstrisidir. Akıllı telefonlar, akıllı saatler veya tabletler gibi teknolojik ürünler, tırnak boyutundaki bilgisayar çipleri milyarlarca transistör bulundurmaktadır (Url-5). 1947 yılında ilk geliştirilen transistörler kabaca 1 cm^2 boyutundaydı. Günümüzde, milimetre kareye yerleştirilebilen transistör miktarı, 100 milyon değerinin üzerindedir. Bell Labs'ın geliştirdiği ilk transistörle aynı yüzey alanına sahip alana artık 10 milyardan fazla transistör sığdırılabilmektedir (Berger, 2019).



Şekil 1.12 : Nanopartiküllerin uygulama alanları.

Grafen bazlı kompozitlere ilgi yüksek seviyededir. Araştırma grupları, tüm düzlem doğrultularında yüksek mukavemete ve tokluğa sahip endüstriyel olarak üretilebilir grafen katmanlarının geliştirilmesi üzerinde çalışmaktadır. Yüksek performanslı grafen filmleri, hafif yapı malzemesi olarak uçak ve otomobillerin gövdelerinde, rüzgar türbini bıçaklarında ve spor malzemelerinde; esnek iletken malzeme olarak giderek daha popüler olan portatif ve giyilebilir elektronik cihazlarda; çeşitli elektronik cihazlarda elektromanyetik radyasyonu engellemek için elektromanyetik girişim engelleyici malzeme olarak kullanılmaktadır. Grafen katmanları, endüstriyel mühendislikte kullanılan pahalı karbon fiber takviyeli plastiklerin yerine geçme potansiyeline sahiptir. Popülerliği yükselişte olan esnek elektronik cihazlarda da kullanılabilecektir (Wan ve diğ, 2018). Grafenin çok özel ısı iletim özellikleri, tek ve birkaç katmanlı grafenlerin çeşitli kompozitlerde ve kaplamalarda kullanılmasına yol açmıştır. Ana fikir, grafen dolgu maddelerin matris malzemeye katılması ile kompozitin termal iletkenlik özelliklerinin iyileştirilmesidir. Termal arayüzlü malzeme olarak isimlendirilen bu kompozitler; bilgisayar çiplerinde, ışık yayan diyotlarda, mikrodalga kaynaklarında veya diğer cihazlarda ısı iletimini iyileştirmek için kullanılmaktadır (Kargar ve diğ, 2018).

Grafen katmanları üst üste dizildiğinde üç boyutlu grafiti oluşturur. Grafitin mekanik özellikleri, grafene göre oldukça kötüdür. Eğer grafen katmanları birbirlerinden içi hava dolu gözeneklerle ayrılırsa, elde edilen üç boyutlu yapı, grafenin özelliklerini korumaktadır. Bu gözenekli grafen monolit yapıya, grafen aerojel denilmektedir. Yüksek düzeyde sıkıştırılabilir grafen aerojeller, doğal malzemelerde bulunmayan olağanüstü özelliklere sahiptir; ileri derece basınç esnekliği, çok yüksek gözeneklilik, zorlu çevre koşullarına karşı olağanüstü dayanıklılık, geniş yüzey alanı, yüksek elektriksel ve termal iletkenlik sahip olduğu özelliklerden bazılarıdır. Yüksek performanslı sönümleyiciler, büyük şekil değiştirme sensörleri, çok kısa sürede petrol ve suyun birbirinden ayrıştılması, yangın yavaşlatıcıları, ısı yalıtımı, ses emilimi gibi uygulama alanlarına sahiptir (Yang ve diğ, 2019).

Optoelektronik cihazlar (ışığı tespit eden, kontrol eden, elektrik enerjisini dönüştürerek ışık üreten cihazlar) birçok şekil ve biçime sahiptir (Aviram ve Ratner, 1974). Nanofiber ve KNT gibi nanomalzemeler bu cihazların üretiminde halen kullanılmaktadır. Grafen, özellikle mükemmel kimyasal kararlılığı, biyo uyumluluğu ve elektrik alan arttırımı kabiliyeti ile üstün performanslı optik ve optoelektronik

uygulamalarda, kullanım açısından büyük potansiyel göstermektedir. Geleneksel baskı kağıdında görüntülenen bilgileri, elektronik olarak yeniden yapılandırmayı amaçlayan elektronik kağıt (e-kağıt), cazip bir uygulama alanıdır. Elektriksel olarak yeniden yapılandırılabilir optik ortam olarak çok katmanlı grafen kullanılarak, geleneksel baskı kağıdı ile uyumlu optoelektronik çerçeve yapılabilmektedir (Polat ve diğ, 2016).

Grafen, enerji sektörü ile ilgili pek çok uygulamada kullanılmaktadır. Dünyada, insanlardan daha fazla cep telefonu bulunmaktadır. Cep telefonlarının neredeyse tamamı şarj edilebilir lityum iyon pillerle çalışmaktadır. Lityum iyon piller, elektrikli araçlar ve akıllı şebeke enerji depolama sistemleri gibi büyük çaplı uygulamalar açısından da önemlidir. Grafen, şarj edilebilir pillerdeki hem enerji kapasitesini hem de şarj oranını arttırmaktadır. Üretilen piller, mevcut pillere göre çok daha çevre dostu olmaktadır. Aktif grafen, enerjinin depolanması için üstün süper kapasitörlerin yapımında kullanılabilir. Grafen elektrotları, ucuz, hafif ve esnek güneş pillerinin üretiminde kullanılabilecektir (Um ve diğ, 2017).

Fonksiyonel grafen, biyolojik ve kimyasal sensörler için büyük olanaklar sunmaktadır. Araştırmacılar, su moleküllerinin süper geçirgenliği ile grafen oksidin ayırt edici 2 boyutlu yapısının, benzeri görülmemiş hızlardaki algılama cihazlarına imkan sunduğunu gösterdiler (Borini ve diğ, 2013).

Grafenin en umut verici uygulamalarından bazıları elektronik alanındadır. Grafen bazlı transistörler, şu anda kullanımda olan silikon bileşenlerin potansiyel halefi kabul edilmektedir. Elektronun, grafen içerisinde silikona göre daha hızlı hareket etmesi özelliğinden yararlanılarak, terahertz hızında hesaplamalar mümkün olabilecektir. Balistik transistör olarak adlandırılan en ideal nanoölçekli transistörde, elektron çarpışmaları önlenmiştir ve neredeyse engellenmemiş bir akım akışı gerçekleşir. Balistik iletim inanılmaz derecede hızlı anahtarlama cihazlarını mümkün kılacaktır. Grafenin, oda sıcaklığında çalışan balistik transistörlerin ticari olarak üretilmesini sağlayacağı düşünülmektedir (Wilmart ve diğ, 2014). Deneyler, grafenin yapısal özelliklerini kullanarak üretilecek belleklerin mevcut flash bellek teknolojisinin performansını aşma potansiyeli olduğunu göstermiştir. Transistörlerin yanı sıra nanoelektronik cihazlar, veri depolamada da (bellek) kullanılmaktadır. Spintronik (katı hal -solid-state- cihazlarındaki elektronların spinlerini ve bununla bağlantılı manyetik moment ve elekrik yükünü araştırır ve bu özelliklerden faydalanmaya çalışır) günümüzde rüştünü ispat etmiş bir teknolojidir. Spintronik aynı zamanda

hesaplamalarda kuantum davranışından yararlanan yeni teknolojilerde de rol oynar. Grafen, sahip olduğu manyetik ve elektriksel özelliklerden dolayı spintronik uygulamarı için ideal özelliklere sahip bir malzemedir (Choudhuri ve diğ, 2019).

KNT'ler, geleneksel malzemelere kıyasla yüksek mukavemet, dayanıklılık, elektrik iletkenliği, termal iletkenlik ve hafiflik özelliği gerektiren hemen hemen tüm uygulamalar için uygundur.

KNT içeren nanokompozitler, elektrik iletkenliği, çekme dayanımı, üstün ısı deformasyon sıcaklığı (heat deflection temperature) gibi mekanik, elektriksel, termal, ve kimyasal özellikleri nedeniyle, geleneksel kompozit malzemeler için çekici bir alternatif oluşturmaktadır. Bu malzemeler, ileri düzeyde aşınma direnci, kırılma mukavemeti, antistatik özellikler ve düşük ağırlık vaat etmektedir. Örneğin, gelişmiş KNT kompozitlerin uçak ve uzay araçlarının ağırlığını %30 kadar azaltabileceği tahmin edilmektedir (De Villoria ve diğ, 2016). Bu kompozit malzemeler şu anda; spor ekipmanlarında (bisiklet gövdesi, tenis raketi, golf sopası ve topu, kayak, ok), yatçılıkta (yelkenli direği, yat gövdesi), tekstilde (antistatik ve elektriksel iletken tekstil, kurşun geçirmez yelek, su geçirmez ve ısıya dayanıklı tekstil), otomotiv, havacılık ve uzay endüstrilerinde (dayanım/ağırlık oranı çok yüksek), endüstriyel mühendislik uygulamalarında (rüzgar türbini bıçakları, endüstriyel robot kollar) kullanılmaktadır (Bhattacharya, 2016).

Biyosensörlerin ve tıbbi cihazların bileşenleri olarak KNT'lere olan ilgi, KNT'lerin, deoksiribo nükleik asit (DNA) ve proteinler gibi biyomoleküllerle boyutsal ve kimyasal açıdan uyumlu olmasından kaynaklanmaktadır. Aynı zamanda, KNT'ler floresan ve fotoakustik görüntüleme ile neredeyse kızılötesi olan radyasyon kullanılarak lokal ısıtmaya olanak tanımaktadırlar. Genellikle KNT üzerindeki bir hedef noktasının adsorpsiyonu ile ayarlanan TKKN biyosensörler, çevresel ortama göre elektriksel empedans ve optik özelliklerinde büyük değişiklikler gösterebilirler. KNT yüzeyi (mesela fonksiyonel gruplar ve kaplamalar) ve uygun sensör tasarımı (mesela alan etkileri, kapasitans, Raman spektral kaymaları ve fotolüminesans) mühendisliğinde düşük tespit sınırları ve yüksek seçicilik gereklidir. Geliştirilmekte olan ürünler arasında; östrojen ve progesteron tespiti için mürekkep püskürtme baskılı test şeritleri, DNA ve protein tespiti için mikrodiziler, azot dioksit (NO_2) ve kardiyak troponin için sensörler bulunmaktadır. Benzer KNT sensörleri gıda endüstrisinde, askeri ve çevresel uygulamalarda gaz ve toksin tespiti için kullanılmaktadır. Canlı

organizmalar içerisindeki (in vivo) uygulamalarda, KNT uçlarının hücre zarında bulunan reseptörler tarafından bağlanmasıyla hücreler tarafından içselleştirilebilmektedirler. Bu özellik, KNT'nin duvarlarına bağlı veya KNT'nin içerisinde bulunan moleküler kargonun transfeksiyonunu (transfection) mümkün kılar. KNT'lerin potansiyel toksitisitesi endişe kaynağı olmaya devam etmekle birlikte, KNT geometrisinin ve yüzey kimyasının biyouyumluluğu güçlü bir şekilde etkilediği ve bu nedenle KNT biyouyumluluğunun tasarlanabileceği düşünülmektedir (De Volder ve diğ, 2013).

Yüksek elektrik iletkenlikleri (ucun eğrilik yarıçapı ne kadar küçük olursa, elektrik alanı o kadar yoğunlaşmakta, alan emisyonu artmaktadır) ve uçlarının inanılmaz keskinliği göz önüne alındığında, KNT'ler alan salıcılar (field emitters) için en umut verici malzeme kabul edilmektedir. KNT'lerin alan salıcıları olarak kullanıldığı uygulamaya örnek olarak alan emisyonlu ekran (field emission display) verilebilir. Alan emisyonlu ekran teknolojisi, geniş ekranlı, yüksek çözünürlüklü, düşük maliyetli yeni nesil düz panel ekranları mümkün kılmaktadır. Bununla birlikte alan emisyonlu ekran üretimi, KNT'lerin kesin boyut ve yoğunluğa sahip olmasını gerektirir. Yükseklik, çap ve uç keskinliği voltajı, yoğunluksa akımı etkiler (Lyshevski, 2016).

İnşaat sektörü bakımından, yapı bileşenlerinin dayanıklılığını ve performanslarını, binaların enerji verimliliğini ve güvenliğini arttırıcı, bakımını kolaylaştırıcı, yaşam konforunu arttırıcı çeşitli uygulamalar geliştirilmiştir. Mikron boyutlu kaplamalar ile teflon ve polisilazan esaslı kaplamalar kullanılarak kendi kendini temizleme özelliği olan yüzeyler elde edilmektedir. titanyum dioksit (TiO_2), alüminyum oksit (Al_2O_3), çinko oksit (ZnO)'in nanopartikülleri yapı seramiklerinin yüzeylerine uygulanarak ek özellikler kazanmasını sağlamaktadır. TiO_2, kendi kendini temizleme, ZnO, hem kaplamalarda hem de boyalarda ultraviyole ışınlarına karşı dayanıklılık, Al_2O_3 ise çizilmeye karşı dayanıklılık özelliğine sahiptir. Bu nanopartiküllerin uygulandığı yüzeylerde ayrıca kötü koku, mantar, küf oluşumu engellenir ya da yavaşlatılır. Temel yapı malzemeleri olan çimento, beton ve çelik de nanoteknolojiden faydalanmaktadır. Nanoparçacıkların eklenmesiyle daha güçlü, daha dayanıklı, kendi kendini onarabilen, havayı temizleyen, yangına dayanıklı, temizlenmesi kolay ve çabuk katılaşan beton üretilebilmektedir. Bu özellikler için kullanılabilecek nanopartiküllerin bazıları; nanosilika (silika dumanı), nanoyapılı metaller, KNT'ler ve karbon nanofiberlerdir. Çimento üretiminde nanoteknoloji kullanılması karbondiyoksit (CO_2) emisyonunu azaltmaktadır. Bakır nanopartikülleri, kaynaklanabilirliği ve korozyon dayanımını

arttırmakta, çeliğe şekil vermeyi kolaylaştırmaktadır. Demir oksit nanoparçacıkları, betonun basınç dayanımını arttırırken, aşınmaya karşı da daha dirençli kılmaktadır. KNT'ler, mekanik dayanıklılığı arttırırken çatlak oluşumunu engellemektedir (Shamsaei ve diğ, 2018). Nanoteknoloji, daha iyi yalıtım özelliklerine sahip, enerji kullanımını optimize edebilen akıllı yapı malzemelerinin geliştirilmesine olanak sağlamaktadır. Bu malzemelere nanoköpükler, nanoyapılı aerojeller ve vakum yalıtımlı paneller örnek olarak verilebilir. Geleceğin binaları, gömülü sensörler aracılığı ile çevresel koşulları ve kullanıcıların ihtiyaçlarını algılayıp buna göre kendini adapte edebileceklerdir (Lee ve diğ, 2010).

Elektrostatik boşalma arızaları önlenebilecektir. Tarımsal atıklardan elektronikte kullanılan kuantum noktaları üretilebilecektir. Güç gittiğinde bile mevcut durumlarını hatırlayan hafızalı rezistörler üretilecektir. Fotostriksiyon (photostriction, ışığa tutulduğunda bazı malzemelerde şekil değiştirme gerçekleşerek şeklinin değişmesi yani ışığın enerjisinin mekanik enerjiye çevrilmesi) özellikli yeni malzemeler üretilebilmektedir. Üç boyutlu yazıcılarda yüksek iletkenlikli nanokompozitler kullanılmaktadır. Genetik olarak programlanmış yaşayan hücreler üç boyutlu yazıcılarda sarf malzemesi olarak kullanılarak yaşayan malzemeler ve cihazlar üretilebilecektir. Çevre dostu yöntemlerle proteine dayalı elektronik cihazlar üretilebilecektir. KNT tabanlı, kuantum cihazları geliştirilebilecektir. Yine KNT tabanlı, gerçek rastgele sayı üreteçleri tasarlanabilecektir (Berger, 2019, ss. 13-209).

Yüksek hassasiyetli şekil değiştirme sensörleri hayata geçirilebilecektir. Anahtarlıkta taşınabilen alerjen gıda dedektörleri hayatımıza girecektir. Katlanabilir piller üretilebilecektir. Büyük ölçekli enerji depolama sistemlerinin membranlarında grafen kullanılabilecektir. Görünür ışığı kullanan yapay yapraklarla kimyasal reaksiyonlar hızlandırılacaktır. Termoelektrik jeneratörler kullanılarak atıkların ısısı, depolanabilir enerjiye çevrilebilecektir. Triboelektrik nanojeneratörler kullanılarak cihazlar, pile gereksinim olmadan kullanılabilecektir. Şeffaf nanokağıdı temel malzeme olarak kullanan kendi enerjisini üreten, insan etkileşimli, şeffaf nanokağıt sistemleri üretilebilecektir. Likit kristal ekranlar için şeffaf elektrodlar yapılabilecektir. İki boyutlu elektron mikroskobunun inşaası mümkün olacaktır. Kendi kendini iyileştirebilen elektronik dövmeler üretilebilecektir. Suyun nanokanallarda süper hızlı biçimde iletimi mümkün kılınacaktır. Şu anda iki boyutlu malzemelerde şekil değiştirme etkilerini karakterize etmek çok zorken, Kelvin prob (probe) kuvvet

mikroskopisi ile bu kolaylaşacaktır. Siyah altın nanotüpler kullanılarak, ışık emilimi maksimize edilebilecektir (Berger, 2016, ss. 28-198).

Beyin implantları ile nöral aktivite takip edilebilecektir. Vücuttaki insülin konstantrasyonu, hızlı ve direk biçimde ölçülebilecektir. Kendi gücünü üretebilen biyosensör kontakt lensler imal edilebilecektir. Antibiyotiğe bağışıklık geliştiren bakterlerin direçleri kırılarak, immün sistemin bunlarla daha kolay başa çıkması sağlanabilecektir. Protein korona parmak izleri ile kanser tanısı daha erken safhada konulabilecektir. İnsan vücudu ile entegre yapay retinalar sadece hasarlı görmeyi onarmakla kalmayacak, aynı zamanda daha geniş dalgaboyu yelpazesini görmeyi mümkün kılacaktır. Nanosilikatlar kullanılarak kemik gelişimi sağlanacak, kıkırdak dokusu yetiştirilebilecektir. Hasar görmüş sinirler tekrar yenilenebilecektir. Işığın tetiklediği lokal anestezi yapılabilecektir. İlaçlar, nanotaşıyıcılar tarafından belirlenen hedeflere istenilen dozlarda gönderilebilecektir. Metal organik çerçeve içerisinde DNA ilgili hücrelere taşınarak gen terapisi yapılabilecektir (Bhushan, 2017, ss. 217-233, ss. 376-385).

1.5 Tezin Amacı

Bu tez çalışmasında, büyük yer değiştirme yapan elastik Euler-Bernoulli kirişlerinin belli yük ve sınır koşulları altında yapmış olduğu deplasmanlar, YOET'ye göre iki adımlı ardışık yaklaşım yöntemi ve perturbasyon yöntemi kullanılarak incelenmiştir. Euler-Bernoulli kirişlerinin, büyük yer değiştirme teorisi ve YOET açısından iki adımlı ardışık yaklaşım yöntemi ve perturbasyon yöntemi kullanılarak incelenmesi çalışmanın özgün değeridir.

1.6 Tezin Genel Yapısı

Bu tez çalışması, toplam 6 bölümden oluşmaktadır. Giriş bölümünün içeriği birinci sayfanın son paragrafında verilmiştir. İkinci bölümde literatür taraması yer almaktadır. Konu hakkında yapılan önemli çalışmaların özeti verilmiştir. Bölüm üçte, materyal ve metot bulunmaktadır. Bu bölümde, nanoboyutlu yapıların, mekanik özellik ve davranışlarının hangi yöntemler kullanılarak incelendiği özetlenmiştir. Klasik sürekli ortam yöntemlerinin, nanoölçekteki eksikliklerine değinilmiş ve kullanılan yüksek mertebe elastisite teorilerinden (YMET) örnekler verilmiştir. YOET'nin bünye ve

yönetici denklemleri verilmiş, ayrıca YOET'nin eksik yönlerinden bahsedilmiştir. Dördüncü bölümde, iki adımlı ardaşık yaklaşım yöntemi yer almaktadır. Yöntemin temel mantığı açıklandıktan sonra üç örnek üzerinde uygulaması yapılmıştır. Beşinci bölüm, pertürbasyon yöntemi ile deplasman hesabına ayrılmıştır. Pertürbasyon yöntemi tanıtıldıktan sonra, ilgili denklemler çıkarılmış ve iki örnekte büyük yer değiştirme teorisine göre deplasman hesabı yapılmıştır. Çalışmanın son bölümünde sonuçlar yer almaktadır. Daha önceki bölümlerde elde edilen sonuçlar, bu bölümde sistematik biçimde incelenmiştir.

2. LİTERATÜR TARAMASI

Nanoyapılar, nano ve mikro boyutlu sistemlerde ve cihazlarda biyosensörler, nano-aktüatörler, nanoprob ve nano-elektro-mekanik sistemler olarak yaygın biçimde kullanılmaktadır (Chandel ve diğ, 2020). Nanoyapıların mekanik davranışının tam olarak anlaşılması, nanocihazların ve sistemlerin tasarımı açısından çok önemlidir. Bu doğrultuda, son yıllarda nanoteller, nanotüpler, nanokirişler, nanoplakalar, grafen tabakaları ve nanokabuklar gibi çeşitli nanoyapıların eğilme, burkulma, titreşim analizi gibi konular yoğun biçimde çalışılmaktadır. Bu bölümde literatürdeki önemli bulunan bazı deneysel ve teorik çalışmalardan bahsedilecektir. Önce deneysel sonra teorik çalışmalar hakkında bilgi verilecektir.

Iijima ve diğ. (1996), yüksek çözünürlüklü elektron mikroskobu gözlemleri ve atomik simülasyonlardan yararlanarak TKNN ve ÇKNN'lerin mekanik zorlama altındaki eğilme davranışını incelemişlerdir. Çok yüksek eğilme açılarında bile (110°'nin üzerinde) yük kaldırıldıktan sonra nanotüplerin ilk konumuna geldikleri saptanmıştır. Bunun, hegzagonal ağın göstermiş olduğu olağanüstü esneklikten kaynaklandığını vurgulamışlardır. 120° üzerindeki açılarda ise karbon atomları arasındaki bağların koptuğu tespit edilmiştir. Yazarlar, nanotüplerin yüksek elastiklik özelliğinin geniş uygulama alanı bulacağını belirtmişlerdir.

Wong ve diğ. (1997), nanoyapıların elastisite modülü, dayanım ve sertlik gibi mekanik özelliklerini belirlemek için izole edilmiş silisyum karbür (SiC) nanoçubukların ve bir ucundan molibden disülfür yüzeye mesnetlenmiş ÇKKN'lerin AKM kullanarak ölçümlerini yapmışlardır. Serbest uzunluk boyunca eğilme momentinin yer değiştirmeye göre grafiği çıkarılmıştır. ÇKKN'lerin SiC nanoçubuklara göre yaklaşık olarak iki kat daha rijit oldukları gözlemlenmiştir. Eğilme momentinin arttırılması ile SiC nanoçubuklarda göçme meydana gelmiş ancak ÇKKN'lerde elastik burkulma gerçekleşmiştir. SiC nanoçubukların dayanımı daha büyük boyuttaki SiC elemanlarına göre önemli oranda büyük çıkmıştır. Dayanımları, teorik değerlere yaklaşmıştır. Daha rijit olan ÇKKN'lerde burkulmadan dolayı nihai dayanım SiC nanoçubuklara göre daha

küçük olmuştur. ÇKKN'lerin istisnai derecede sert ve enerji sönümleyici malzeme özellikleri gösterdiği tespit edilmiştir.

Salvetat ve diğ. (1999a); Treacy ve diğ. (1996), Wong ve diğ. (1997) ve Salvetat ve diğ. (1999b)'nin yaptıkları deneysel çalışmalarda elde ettikleri sonuçları, teorik sonuçlarla kıyaslamışlardır. Treacy ve diğ. (1996) 11 tane ÇKKN üzerinde yaptıkları deneylerde elastisite modülünün ortalama değerini 1.8 TPa olarak bulmuşlardır. Tüp çapının azalması ile elastisite modülünün arttığını belirtmişlerdir. 27 tane TKKN için ise ortalama değeri 1.3 TPa olarak elde etmişlerdir. Salvetat ve diğ. (1999b) ise inceledikleri 11 tane TKKN'nin elastisite modülü değerini 810 ± 410 GPa olarak bulmuşlardır. Wong ve diğ. (1997) inceledikleri 6 tane ÇKKN'nin elastisite modülü değerini 1.28 ± 0.59 TPa, eğilme dayanımlarını ise 14.2 ± 0.8 GPa olarak bulmuşlardır. Teori ile deneysel verilerin kıyaslanması sonucunda; KNT'lerin elastisite modüllerinin en az grafit kadar olduğunu, ÇKKN'lerde ise elastisite modülünün, tüp çeperlerinin düzenine bağlı olduğunu tespit etmişlerdir.

Yu ve diğ. (2000), taramalı elektron mikroskobu ile ÇKKN'lerin çekme dayanımlarını ölçmüşlerdir. Çekme testi tamamen mikroskobun içerisinde hazırlanarak gerçekleştirilmiştir. 19 tane ÇKKN'den oluşan deney numuneleri en dıştaki katmanda 11-63 GPa çekme gerilmesi aralığında kopmuşlardır. Kopma esnasında şekil değiştirme değeri %12'ye kadar gözlemlenmiştir. Her bir ÇKKN için oluşturulan gerilme-şekil değiştirme eğrisi incelendiğinde en dıştaki katmanın elastisite modülünün 270-950 GPa aralığında olduğu tespit edilmiştir. Geçirimli elektron mikroskobu kullanılarak nanotüplerin dış katmanlarının kopma biçimleri tespit edilmiştir. Gerçekleşen kopma biçimleri hakkında tahminsel açıklamalarda bulunmuşlardır.

Fleck ve diğ. (1994), dislokasyon teorisini kullanarak plastisite hızından bağımsız bir şekil değiştirme gradyanı teorisi geliştirmişlerdir. Önerilen teori Cosserat'ın gerilme çifti teorisinin nonlineer hale genelleştirmesidir. Yazarlar boyut etkisini hesaba katan bir plastisite yasası türetmişlerdir. Klasik plastisite teorileri boyutun küçülmesi ile birlikte dayanımın artması olgusunu açıklamaktan uzakken, önerilen yöntem boyut parametresini hesaplara dahil etmektedir. Böylece gerilme, şekil değiştirmenin yanında şekil değiştirme gradyanının fonksiyonu olmaktadır. Bakır teller üzerinde yapılan çekme ve burulma testleri şekil değiştirme gradyanı pekleşmesini teyit etmiştir. Deneyler, önerilen yeni teori ışığında yorumlanmıştır.

He (1999), nonlineer problemlerin çözümünde kullanılabilecek oldukça genel yeni bir matematiksel yöntem geliştirmiştir. Bu türdeki problemlerin çözümünde yaygın olarak kullanılan pertürbasyon yönteminin kısıtlamalarından bir tanesi denklemde küçük bir parametrenin bulunması varsayımıdır. Bu varsayım pertürbasyon tekniklerinin uygulanabilirliğini büyük oranda kısıtlamaktadır. Nonlineer problemlerin büyük çoğunluğunda böyle bir parametre yer almamaktadır. Diğer bir sıkıntı ise pertürbasyonla yaklaşık olarak elde edilen çözümlerin genellikle parametrenin sadece küçük değerleri için geçerli olmasıdır. Çalışmada topolojideki homotopy tekniğinden yararlanan yeni bir pertürbasyon tekniği sunulmuştur. Bu teknikte, denklemlerde küçük parametrenin olması gerekmediğinden klasik pertürbasyon tekniklerindeki kısıtlamalar kaldırılmış olmaktadır. Yöntemin kullanışlılığı örnekler üzerinde gösterilmiştir.

Polizzotto (2001), YOET'nin katı cisimler mekaniğindeki etkilerini değerlendirmiştir. Malzeme parçacıkları arasında Öklidyen mesafe yerine jeodetik (geodetical) mesafeye bağlı bir sönümlenme fonkisyonu (attenuation function) tanımlayarak modeli revize etmiştir. Böylece çözüm bölgesinde yerel olmayan etkilerin yayılması sürecinde, delikler ya da çatlar gibi bazı engeller bertaraf edilebilmektedir. Sonsuz küçük yer değiştirmeler ve yarı-statik (quasi-static) yükler için yerel olmayan elastisite sınır değer problemi incelenmiş ve çözümün tekliği için gerekli olan koşullar saptanmıştır. Yerel olmayan elastisite için varyasyonel ilkelerden toplam potansiyel enerji, tamamlayıcı enerji (complementary energy) ve Hu-Washizu ilkeleri verilmiştir. Bu ilkeler kullanılarak yerel olmayan sonlu eleman formülasyonu sunulmuştur.

Lam ve diğ. (2003), şekil değiştirme gradyanlarının davranışını karakterize etmek amacıyla yeni yüksek mertebe metrikler geliştirmişlerdir. Böylece şekil değiştirme gradyanı teorisine yüksek mertebe denge koşullarının uygulanması mümkün kılınarak bağımsız elastik uzunluk ölçüsü parametrelerinin sayısı beşten üçe düşürülmüştür. Yeni şekil değiştirme gradyanı teorisi kullanılarak düzlem şekil değiştiren kirişler için elastik şekil değiştirme gradyanı eğilme teorisi geliştirilmiştir. Uzunluk ölçü parametresi, eğilme rijitliğinin değeri üzerinde etkin kılınmıştır. Bu yeni yüksek mertebe eğilme teorisi kullanılarak serbest ucuna tekil yük ve moment etkiyen konsol kiriş için çözüm yapılmıştır. Boyutun sonuçlar üzerindeki etkisini incelemek için mikron boyutunda kirişler üretilmiş ve bunlar üzerinde testler gerçekleştirilmiştir.

Küçük ölçekli yapılarda elastik şekil değiştirme gradyanının etkisinin kayda değer olduğu gösterilmiştir.

Li ve Chou (2003), TKKN'lerin mekanik özelliklerini saptamak amacıyla klasik yapı mekaniği ilkelerini kullanarak teorik modelleme yapmışlardır. Modellemede lineer matris deplasman yöntemi kullanılmıştır. Elastisite modülü ve kayma modülünün sayısal değerleri hesaplanmıştır. Karbon nanotüp üç boyutlu çerçeve olarak, karbon atomları ise çerçevenin düğüm noktaları olarak tanımlanmıştır. Rijitlik parametrelerinin hesaplanmasında enerjinin korunumu ilkesine başvurulmuştur. Çalışmada grafen şeritlerin kıvrılarak silindirik karbon nanotüpü meydana getirdiği bakış açısı kullanılmıştır. Grafenin elastisite modülü için elde edilen sonuçlar, Kudin ve diğ. (2001)'de verilen deneysel sonuçlara çok yakın çıkmıştır. Aradaki fark %1'den azdır. TKKN'ler için hesaplanan elastisite modülü ve kayma modülü değerleri literatürdeki çalışmalarla kıyaslanmış ve elde edilen değerlerin uyumlu olduğu gözlemlenmiştir.

Peddieson ve diğ. (2003), YOET'yi ve Eringen (1983)'te verilen gerilme-şekil değiştirme bağıntısının diferansiyel formdaki ifadesini kullanarak yerel olmayan Euler-Bernoulli kiriş teorisi (EBKT)'nin yönetici denklemlerini elde etmişlerdir. Sınır koşulları varyasyonel yöntemler kullanılarak çıkarılmıştır. Örnek olarak sinüsoidal yayılı yük ile yüklenmiş basit mesnetli kirişin orta noktasının çökmesi ve serbest ucundan tekil yük ile yüklenen, düzgün yayılı yük ile yüklenen, değişken yayılı yük ile yüklenen konsol kirişin ucundaki çökme incelenmiştir. MEMS'lerde yerel olmayan etkilerin gözlemlenmeyeceğini, NEMS'lerde ise bu etkinin önemli olduğu sonucuna ulaşmışlardır.

Wang ve diğ. (2006), YOET ve Timoshenko kiriş teorisi (TKT)'ye göre mikro ve nano çubukların / tüplerin elastik burkulma analizini gerçekleştirmişlerdir. Virtüel iş ilkesini kullanarak yönetici denklemleri ve sınır koşullarını elde etmişlerdir. Farklı sınır koşullarına sahip çubukların açık formda burkulma yükü denklemleri ilk defa çıkarılmıştır. Elde edilen sonuçlar ile yerel teoriye göre elde edilen sonuçlar karşılaştırılarak yerel olmayan parametrenin sonuçlar üzerindeki etkisi tespit edilmiştir. Tüm sınır durumlarında yerel olmayan parametrenin değerinin artmasıyla burkulma yükü değerinin azaldığı gösterilmiştir.

Reddy (2007), yerel elastisite teorisine göre türetilmiş Euler-Bernoulli, Timoshenko, Reddy ve Levinson kiriş teorilerini YOET'ye göre tekrar formüle etmiştir. YOET için hareket denklemlerini türetmiştir. Genelleştirilmiş yer değiştirmeler (generalized displacements) biçiminde varyasyonel ifadeler sunulmuştur. Yer değiştirmede, burkulma yükünde ve doğal frekanslarda yerel olmayan davranışın etkisini ortaya koymak için eğilmenin, titreşimin ve burkulma yükünün analitik çözümleri türetilmiştir. Elde edilen analitik denklemler kullanılarak basit mesnetli kiriş örneği incelenmiştir. Yerel olmayan parametrenin ve kayma şekil değiştirmelerinin artması ile birlikte yer değiştirmeler artmakta buna karşılık burkulma yükü ve doğal frekanks değeri azalmaktadır.

Reddy ve Pang (2008), EBKT ve TKT için hareket denklemlerini Eringen (1972a)'in yerel olmayan diferansiyel bünye bağıntılarını kullanarak türetmişlerdir. Türetilen denklemler, farklı sınır koşullarına sahip doğru eksenli kirişlerin statik eğilme, titreşim ve burkulma davranışlarını saptamak için kullanılmıştır. Sayısal sonuçlar sunularak yerel olmayan parametrenin karbon nanotüplerin çökme, burkulma yükü, doğal frekansı üzerindeki etkisi gösterilmiştir. Bir üst paragraftaki çalışmaya benzer sonuçlar elde edilmiştir. Yalnız konsol kirişlerde yerel olmayan parametrenin artması ile birlikte çökmenin azaldığı saptanmıştır. Gerçekte ise durum bunun tam tersidir. Yerel olmayan parametrenin ve kayma şekil değiştirmesinin en fazla iki ucu ankastre kirişleri en az ise konsol kirişleri etkilediği sonucuna ulaşılmıştır.

Murmu ve Pradhan (2009), elastik zemin üzerine oturan ÇKKN'lerin yerel olmayan TKT'ye göre stabilitesini araştırmışlardır. ÇKKN'lerin elastik zeminle olan etkileşimini simüle etmek için Winkler ve Pasternak zemin modellemelerini kullanmışlardır. Diferansiyel kuadratür (differential quadrature) yaklaşımından yararlanmışlardır. Kritik burkulma yükü değerlerini sayısal olarak hesaplamışlardır. Yerel olmayan teorinin, Winkler modül parametresinin, Pasternak kayma modülü parametresinin ve uzunluk-çap oranının kritik burkulma yükü değeri üzerindeki etkisini analiz etmişlerdir. ÇKKN'lerin kritik burkulma yükünde, yerel olmayan küçük boyut katsayılarının (nonlocal small-scale coefficients) ve elastik zemin rijitliğinin çok etkili olduğu sonucuna ulaşmışlardır.

Aydoğdu (2009), nanokirişlerdeki eğilme, burkulma ve serbest titreşimleri incelemek amacıyla genelleştirilmiş bir yerel olmayan kiriş teorisi önermiştir. Formülasyonda Eringen'in yerel olmayan bünye denklemleri kullanılmıştır. Kompakt formda elde

edilen yönetici denklemlerin özel durumları olarak Euler-Bernoulli, Timoshenko, Reddy, Levison gibi farklı kiriş teorilerinin yönetici denklemleri elde edilebilmektedir. Yerel olmayan parametre γ ve kiriş boyu L'nin sonuçlara etkisi incelenmiştir. Yerel olmayan parametrenin değerinin artmasıyla birlikte kirişlerin eğilme rijitliğinin azalıp yer değişmesinin arttığı, burkulma yüklerinin ve titreşim frekanslarının azaldığı tespit edilmiştir. Kiriş boyunun artması ile birlikte yerel olmayan teori ile klasik teorilerden elde edilen sonuçlar arasındaki fark azalmaktadır.

Phadikar ve Pradhan (2010), yerel olmayan EBKT ve Kirchoff plak teorisi için sonlu eleman formülasyonu geliştirmişlerdir. YOET'nin diferansiyel formülasyonunu kullanmışlardır. Formülasyonda Galerkin sonlu eleman tekniğinden faydalanılmıştır. Nanokirişler ve nanoplaklar için diferansiyel denklemlerin zayıf formu ve enerji fonksiyonelleri türetilmiştir. Geliştirilen sonlu eleman formülasyonu dört farklı sınır koşul için nanokirişlerin eğilme, burkulma ve titreşim problemlerine uygulanmıştır. Nanoplaklar ve ani değişen kesitli nanokirişler içinde aynı problemler çözülmüştür. Elde edilen sonuçların literatürdeki çalışmalarla uyumlu olduğu gösterilmiştir.

Reddy (2010), YOET'nin diferansiyel formdaki bünye denklemlerini ve von Karman'ın nonlineer şekil değiştirme denklemlerini kullanarak bazı klasik ve kayma deformasyon kiriş teorileri ile plak teorilerini yerel olmayan teoriye göre revize etmiştir. Yerel olmayan kiriş teorilerinin denge denklemlerini türetmiştir. Ayrıca sonlu eleman modelinin geliştirilmesinde kullanılmak üzere virtüel iş ifadelerini genelleştirilmiş yer değiştirmeler formunda sunmuştur. Von Karman nonlineerliği barındıran plaklar için klasik ve birinci mertebe kayma deformasyon teorilerinin yönetici denklemlerini formülize etmiştir. Elde edilen teorik formüllerin, sonlu eleman yöntemine göre sayısal çözümlerin elde edilmesinde ve geometrik nonlineerliğin yerel olmayan eğilmedeki etkilerinin incelenmesinde kullanılabileceği belirtilmiştir.

Guo ve Yang (2012), modifiye edilmiş Wentzel-Brillouin-Kramers yöntemini kullanarak üniform olmayan nanoçubukların eksenel titreşimi için asimptotik çözüm elde etmişlerdir. Çözümde harmonik titreşim varsayımı yapılmıştır ve değişkenlere ayırma yönteminden faydalanılmıştır. Benzer analizleri nanokonilerin üniform olmayan parametrelere, mod sayısına ve yerel olmayan parametrelere göre eksenel titreşimi için de yapmışlardır. İki ucu ankastre ve konsol çubuklar için mod frenkansının açık formda çözümlerini elde etmişlerdir. Klasik çubuk modelinde küçük boyut etkisi hesaba katılmadığı için eksenel titreşim frekans değerlerinin fazla hesaplandığını

belirtmişlerdir. İnce duvarlı nanokonilerde, küçük boyut etkisinin ve üniform olmayan etkinin mod frekanslarını düşürdüğünü vurgulamışlardır. Yüksek mertebedeki mod frekanslarının bu durumdan daha fazla etkilendiği ayrıca belirtilmiştir.

Sapsathiarn ve Rajapakse (2012), yüzey enerjisi etkisini hesaba katan yeni bir büyük deformasyon kiriş teorisi geliştirmişlerdir. Gurtin ve Murdoch (1975)'ta verilen Gurtin-Murdoch sürekli ortam teorisini kullanmışlardır. Literatürde elastisite modülünün boyuta bağlı olduğu ve farklı malzemeler için klasik teoriye göre daha rijit ya da daha gevşek değerler sergileyebildiğini ifade etmişlerdir. Ayrıca bu değerin kiriş mesnet koşullarından da etkilendiğini belirtmişlerdir. Geliştirilen modelin boyut etkisinden bağımsız hacimsel (bulk) elastisite modülü, yüzey artık gerilmeleri gibi parametreleri kullanarak deneyleri simüle edebildiği gösterilmiştir. Modeli kullanarak konsol nanokirişlerde deneysel olarak tespit edilen gevşeme ya da rijitleşme davranışlarına açıklama getirmişlerdir. Elde ettikleri değerleri, Nilsson ve diğ. (2004)'de sunulan deneysel sonuçlarla kıyaslamışlardır.

Thai ve Vo (2012), yerel olmayan bir kayma deformasyon kiriş teorisi geliştirmişlerdir. Bu teoriyi kullanarak nanokirişlerin eğilme, burkulma, titreşim analizlerini gerçekleştirmişlerdir. Geliştirilen kiriş teorisi nanokirişlerdeki hem küçük boyut etkisini hem de kayma deformasyonu etkilerini hesaba katmaktadır. Kayma deformasyonları, sinüzoidal kayma deformasyon teorisine göre incelenmiştir (Touratier, 1991). Kayma düzeltme katsayısı kullanımını gerektirmemektedir. Hamilton prensibi kullanılarak kirişin hareket denklemleri ve sınır koşulları elde edilmiştir. Basit mesnetli bir kiriş için çökme, burkulma yükü ve doğal frekansın analitik denklemleri elde edilerek yerel olmayan TKT ile karşılaştırılmıştır. Denklemlerin kirişin belirtilen davranışlarını doğru biçimde modellediği, özellikle küçük boyutun ve kayma deformasyonlarının etkin olduğu kısa nanokirişler için gerçekçi sonuçlar verdiği belirtilmiştir.

Artan ve Toksöz (2013), lineer gradyan elastisite teorisini kullanarak çubukların burkulması problemini başlangıç değerleri yöntemi ile incelemişlerdir. Başlangıç değerleri yöntemi hakkında bilgi vermişlerdir. Klasik kiriş ve tüm sınır koşulları için gradyan kirişin taşıma matrisleri analitik olarak çıkarılmıştır. Klasik ve gradyan kirişlerin mod şekilleri arasında fark bulunmadığı ifade edilmiştir. Bu kirişler için birinci mod şekilleri grafik olarak çizilmiştir. Yöntem ayrıca değişken kesitli kirişlere de uygulanmıştır. Varyasyonel yaklaşım kirişin burkulması için altıncı dereceden adi

diferansiyel denklem vermiştir. Gradyan katsayısının artması ile kritik burkulma yükünde dramatik artış gerçekleştiği belirtilmiştir.

Ghannadpour ve diğ. (2013), yerel olmayan Euler-Bernoulli kirişlerinin eğilme, burkulma, titreşimini incelemişlerdir. Virtüel şekil değiştirme, potansiyel, kinetik enerji değerlerinden Hamilton denklemi elde edilmiştir. Buradan yönetici denklemler ve sınır koşulları bulunmuştur. Yönetici denklem ve doğal sınır koşullarına eşdeğer olan diferansiyel denklemin zayıf formu Ritz yöntemi kullanılarak çözülmüştür. Çözümün yakınsayıp yakınsamadığı bazı parametreler için kontrol edilmiştir. Yakınsama testleri tablo halinde sunulmuştur. İncelenen durumlar için rijitlik matrisi, burkulma rijitlik matrisi ve kütle matrisinin analitik ifadeleri elde edilmiştir. Dört farklı sınır koşulu için çözümler elde edilmiştir. Genel sınır koşullarına sahip iki tip kiriş seçilerek elde edilen formülasyonun genelliği gösterilmiştir. Yöntemin doğruluğunu göstermek için boyutsuz maksimum çökme, burkulma yükü parametresi ve doğal frekans parametresi değerleri literatürdeki değerlerle kıyaslanmıştır.

Naderi ve Saidi (2014), tek eksenli ve iki eksenli düzlem yük ile yüklenmiş nanoplakların stabilite analizleri için modifiye bir Mindlin plak teorisi geliştirmişlerdir. Basit mesnetli dikdörtgen plakların burkulma yüklerinin kapalı formdaki çözümleri yerel olmayan birinci mertebe ve yüksek mertebe Kirchhoff kayma deformasyon plak teorileri kullanılarak türetilmiştir. Burkulma yükü sıfıra gittiğinde mod sayılarının sonsuza gitmesinden ötürü yerel olmayan kayma deformasyon plak teorilerinin kritik burkulma yükünü doğru tahmin edemedikleri gösterilmiştir. Küçük boyut ya da kayma deformasyonu etkilerini göz önünde bulundurarak kritik burkulma yükünü hesaplamak için yerel olmayan birinci mertebe bir modifiye kayma deformasyon plak teorisi önermişlerdir. Önerilen teori kullanılarak nanoplakların kritik burkulma yüklerini ve burkulma mod sayılarını hesaplamışlardır.

Nami ve Janghorban (2014), mekanik yük etkisi altındaki dikdörtgen nanoplakların eğilme analizini gerçekleştirmişlerdir. Bunun için tek gradyan parametreli şekil değiştirme gradyanı elastisite teorisi geliştirmişlerdir. Formülasyonda üstel kayma deformasyon teorisinden faydalanmışlardır. Bu teori, kalınlık boyunca kayma şekil değiştirmelerinin parabolik formda olduğunu kabul etmekte ve kayma düzeltme katsayısı kullanmayı gerektirmemektedir. Sınır koşulları Navier yöntemi kullanılarak elde edilmiştir. Navier yönteminin doğru sonuçlar verdiğini göstermek amacıyla elde edilen sınır koşulları Papargyri-Beskou ve Beskos (2008), Papargyri-Beskou ve diğ.

(2010)'da verilen sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Basit mesnetli bir plakta iç uzunluk ölçüsü parametresi, uzunluğun kalınlığa oranı, plağın kenar uzunluklarının oranı gibi farklı parametrelerin sonuç üzerindeki etkisi numerik olarak incelenmiştir.

Lim ve diğ. (2015), malzeme uzunluk ölçüsü parametresini incelemişlerdir. Şekil değiştirme gradyanı teorisinin bir formu olan modifiye gerilme çifti teorisi, bu parametreyi de içermektedir. YOET'de de böyle bir parametre tanımlanmaktadır. Çalışmanın amacı, bu parametrenin bahsedilen bu iki teoride, nanoölçekteki malzemelerin ve yapıların tamamen farklı fiziksel karakteristiklerini tanımladığını göstermektir. İki asal çekirdek fonksiyonu (principle kernel function) kullanarak YOET ve şekil değiştirme gradyanı teorilerini birbirine bağlayan yeni bir yüksek mertebe yerel olmayan şekil değiştirme gradyanı teorisi geliştirmişlerdir. Geliştirdikleri teoriyi Euler-Bernoulli ve Timoshenko nanokirişlerindeki dalga yayılımı problemine uygulamışlardır.

Li ve Hu (2015), yerel olmayan şekil değiştirme gradyanı teorisine göre boyuta bağlı doğrusal olmayan Euler-Bernoulli kirişini incelemişlerdir. Orta düzlemdeki gerilme etkisinden dolayı geometrik nonlineerlik etkisi ele alınmıştır. Hamilton prensibi kullanılarak yönetici denklemler ve sınır koşulları elde edilmiştir. Boyuta bağlı basit mesnetli kirişin burkulma sonrası (post-buckling) yer değiştirmesi ve kritik burkulma yükü değerleri analitik olarak türetilmiştir. Elde edilen sonuçlar şekil değiştirme gradyanı teorisi, YOET ve yerel elastisite teorisi ile karşılaştırılmıştır. Burkulma sonrası yer değiştirme değerlerinin yerel olmayan parametrenin değerinin artması ile arttığı tespit edilmiştir. Yüksek mertebeden burkulma deformasyonlarının, düşük mertebe olanlara göre yerel olmayan parametre değerine daha hassas biçimde bağlı olduğu gösterilmiştir.

Batista (2016b), Reissner kiriş teorisi için, verilen iki mesnet arasındaki açıklığın orta noktasına etki eden tekil yük durumunda prizmatik kirişin çökmesinin analitik ifadesini büyük yer değiştirme teorisine göre elde etmiştir. Batista (2016a)'da Jacobi eliptik fonksiyonları kullanılarak elde edilen yönetici denklemlerin genel çözümünden faydalanmıştır. Üç farklı mesnet durumunu incelemiştir: iki ucu basit mesnetli, iki ucu kayıcı mesnetli, iki ucu sabit mesnetli. İki ucu sabit mesnetli kirişte elastik eğride deformasyon olmayacağı ispat edilmiştir. Sayısal sonuçlar elde edilmiş ve bunlar grafik ve tablo olarak sunulmuştur.

Beheshti (2016), kiriş ve çerçevelerin büyük yer değiştirme teorisine göre toplam Lagrangian sonlu eleman formülasyonunu, şekil değiştirme gradyanı teorisi ve TKT'yi kullanarak gerçekleştirmiştir. Küçük boyutlardaki geometrik nonlineeriteleri göz önünde bulundurabilmek için Kirchhoff-Saint Venant bünye denkleminin genelleştirilmiş bir versiyonu önerilmiştir. Yeni bir 6 serbestlik dereceli, 2 noktalı kiriş sonlu elemanı tanıtılmıştır. Çerçevelerin analizi için formülasyon 9 serbestlik dereceli, 2 noktalı çerçeve sonlu elemanına genişletilmiştir. Bir lineer, altı tane nonlineer örnek çözülerek iki noktalı kiriş ve çerçeve sonlu elemanlarının performansı irdelenmiştir.

Shishesaz ve diğ. (2019), YOET kullanarak küçük boyut etkisinin bir nanodiskin nonlineer titreşimi üzerindeki etkisini araştırmışlardır. Nanodiskin formülasyonu polar koordinatlarda nonlineer von Karman şekil değiştirme modeli ve klasik plak teorisi kullanılarak yapılmıştır. Yönetici denklemler, Hamilton prensibi kullanılarak türetilmiştir. Hareket denklemi Galerkin yönteminden yararlanılarak ayrıklaştırılmıştır. Nonlineer terimlerin mevcut olmasından ötürü problemi tamamen çözebilmek için homotopy pertürbasyon yöntemi kullanılmıştır. Karşılaştırma yapmak amacıyla nonlineer denklemler dördüncü dereceden Runge-Kutta metodu kullanılarak sayısal olarak çözülmüştür. İki yöntemin vermiş olduğu sonuçlar arasında tam uyum olduğu gözlemlenmiştir. Böylece daha kolay olan Runge-Kutta yönteminin nonlineer nanodisk problemlerinin çözümünde yüksek doğrulukla kullanılabileceği gösterilmiştir.

Moshir ve Eipakchi (2019), birinci mertebe kayma deformasyon kiriş teorisini kullarak YOET'ye göre ani ve harmonik yük etkitilen ortotropik tabakalı kirişlerin serbest titreşimi ve dinamik davranışı (response) problemini incelemişlerdir. Von Karman'ın şekil değiştirme-yer değiştirme denklemlerinden faydalanmışlardır. Hamilton prensibi kullanılarak üç tane bağlaşık (coupled) nonlineer yönetici kısmi diferansiyel denklem türetmişlerdir. Denklemleri boyutsuz forma getirerek, çözümünde pertürbasyon yöntemi ve çoklu ölçek yöntemini kullanmışlardır. Küçük boyutun ve eksenel statik yükün doğal frekans, ani ve harmonik davranış üzerindeki etkisini belirlemek için parametrik inceleme yapmışlardır. Yerel olmayan parametrenin doğal frekans değerini azalttığı ancak salınımın genliği üzerinde etkisinin olmadığı, titreşimin yüksek modlarında belirgin etkisinin olduğu ifade edilmiştir.

Mohyeddin ve Jafarizadeh (2019), konsol Euler-Bernoulli nanokirişleri için büyük deformasyon kiriş teorisine göre YOET'yi kullanarak formülasyon geliştirmiştir. Atış metodunu kullanarak denge denklemlerini iteratif olarak çözmüşlerdir. Yerel olmayan

parametrenin farklı değerleri için deformasyon eğrisini çizip deformasyondan sonraki çubuk uzunluğunu elde etmişlerdir. Büyük deformasyon kabulünde kirişin eğilme davranışı üzerinde kiriş boyutunun önemli etkisi olduğunu vurgulamışlardır. Yükleme durumuna göre nanokirişin çökme değerlerini klasik teoriye göre daha küçük ya da daha büyük bulmuşlardır.

Demirkan ve Artan (2019), nanokirişlerin burkulma yüklerini, yerel olmayan TKT'ne göre başlangıç değerleri yöntemini kullanarak incelemişlerdir. Taşıma matrisinin tanımını yapmışlar ve yöntem hakkında bilgi vermişlerdir. Bu yöntem ile başlangıç noktasındaki gerilme ve yer değiştirme değerleri bilindiğinde çubuk ekseni boyunca her noktadaki gerilme ve yer değiştirme değerleri bulunabilmektedir. Örnek olarak sadece eksenel yük etkisi altındaki basit mesnetli prizmatik çubuk, konsol çubuk, basit mesnetli değişken enkesitli çubuk ve Gerber kirişini incelemişlerdir. Literatürdeki diğer yöntemlerle aynı sonuçları bulmuşlardır. Hiperstatiklik derecesinin artmasının, çözümde işlem hacmini arttırmadığı özellikle vurgulanmıştır.

3. MATERYAL VE METOT

Nanoölçekli sistemlerin çok sayıda mühendislik uygulamasında kullanım potansiyeli nedeniyle, mekanik davranışlarının (eğilme, titreşim, burkulma gibi) ve özelliklerinin detaylı olarak araştırılıp yeni tasarımlarda kullanılmadan önce net olarak belirlenmesi gerekmektedir. Mekanik analiz bakımından bir boyutlu nanoyapılar (karbon nanotüpler ve mikrotüpçükler) kiriş, iki boyutlu nanoyapılar (grafen katmanlar) ise plak olarak modellenmektedir. Modellenmelerinde farklı teorilerden faydalanılmaktadır. Kirişlerde; Euler-Bernoulli kiriş teorisi, Timoshenko kiriş teorisi, ya da yüksek mertebe kiriş teorileri (Reddy-Bickford, Levinson kiriş teorileri vd.) yaygın olarak kullanılmaktadır. Plaklarda ise; Kirchhoff-Love, Mindlin-Reissner, yüksek mertebe plak teorileri (Reddy, üçüncü mertebe plak teorileri vd.) kullanılmaktadır (Eltaher ve diğ, 2016).

Nanoboyutlu yapıların mekanik özellikleri ve davranışları, çeşitli deneysel, simülasyon (hesaplama) ve analitik (teorik) yöntemler kullanılarak incelenebilmektedir. Bölüm 3.1, 3.2 ve 3.3'te sırasıyla deneysel, simülasyon, analitik yöntemler hakkında kısaca bilgi verilecektir.

3.1 Deneysel Yöntemler

Nanoölçekte, mekanik özelliklerin belirlenmesi için çeşitli deneysel teknikler kullanılmaktadır. Bunlardan bazıları; çekme testi (Wong ve diğ. (1997)), statik ve dinamik eğilme testi (Cuenot ve diğ. (2004)), nanoiz sertlik testi (nanoindentation test) (Babaei Gavan ve diğ. (2009)) ve rezonans zorlama testidir (resonant excitation test) (Jing ve diğ, 2009). Malzeme karakterizasyonu için nanoölçekteki en popüler test tekniklerinden biri, nanotellerin AKM kullanılarak bükülmesidir (Sapsathiarn ve Rajapakse, 2012).

Gerçekleştirilen deneyler, nanoölçekteki malzemelerin mekanik özelliklerinin ve davranışlarının boyuta bağlı olduğunu göstermiştir. Yani malzemede boyutun değişmesi ile birlikte, malzemenin özellikleri ve mekanik etkiler altında sergilediği

davranış değişmektedir. Jing ve diğ. (2009), silikon dairesel plakalar (silicon wafers) üzerine yerleştirilmiş 20-140 nm arasında çapa sahip gümüş nanotellere üç nokta eğilme testi uygulayarak elastisite modüllerini ölçmüşlerdir. Gümüş nanotellerde elastisite modülünün, tel çapının azalmasıyla önemli ölçüde arttığını tespit etmişlerdir. Fleck ve diğ. (1994), 12-170 μm aralığında çapa sahip polikristal bakır tellerde burulma dayanımını araştırmışlardır. 12 μm çapa sahip tellerin burulma dayanımının, 170 μm çapa sahip tellerin üç katı olduğunu saptamışlardır. McFarland ve Colton (2005), polipropilen konsol kirişlerin eğilme rijitliğini incelemişlerdir. Kirişlerin boyutları küçüldükçe eğilme rijitliğinin makro boyutlardaki halinin dört katına kadar arttığını belirtmişlerdir. Birçok deneyden elde edilen veriler, makroyapıların aksine, nanoyapıların mekaniğinde boyut etkisinin önemli bir rolü olduğunu göstermiştir.

Nanoölçekte gerçekleştirilen deneysel çalışmaların bazı zorlukları bulunmaktadır. Deneysel çalışmalarda her parametreyi hassas biçimde kontrol etmek mümkün olmamaktadır. Burulma testi gibi bazı testler, günümüzde deneysel olarak fizibil değildir. Deneyler, teknik düzeyi yüksek tesislerde yapılmaktadır ve kullanılan cihazların çok yüksek seviyede hassaslığa sahip olması gerekmektedir. Bu etkenler maliyetleri arttırmaktadır. Nanoboyutlarda her bir malzeme ve farklı koşul (parametre) için deneysel çalışma yapmak çok zor, pahalı ve zaman alıcı olduğu için deneyleri gerçekleştirecek ve yorumlayacak kişilerin üst düzeyde teknik bilgiye sahip olması gerekmektedir (Karlicic ve diğ, 2015).

Bahsedilen zorluklardan dolayı, araştırmacılar malzemelerin mekanik özelliklerini ve davranışlarını belirlemek için teorik ve matematiksel yaklaşımlara yönelmişlerdir. Bu yaklaşımlar, dört temel kategoriye ayrılabilir; atom seviyesinde (atomistic-based) simülasyon yöntemleri, çok-ölçekli (iri taneleme) modelleme yöntemleri, klasik sürekli ortam mekaniği (elastisite teorisi) ve yüksek mertebe sürekli ortam mekaniği yaklaşımlarıdır (Ghavanloo ve diğ, 2019).

3.2 Simülasyon Yöntemleri

Elektronların ve çekirdeklerin dinamiklerini içeren, kuantum mekaniğine dayanan yöntemler, çok parçacıklı (many-body) Schrödinger denkleminin çözümleriyle ilgilenmektedir ve nanoyapıların davranışını inceleyen yöntemler içerisinde en doğru çözümü veren yöntemlerdir. Ancak bu yöntemler, yüksek miktarda hesaplama

(computationally expensive) gerektirmektedir ve zaman alıcıdır. Uygulama alanı, en fazla birkaç yüz atom içeren çok küçük sistemlerle sınırlıdır (Bartok-Pirtay, 2010).

Atom seviyesindeki simülasyon yöntemleri, kuantum mekaniğine dayanan yöntemlerle kıyaslandığında çok daha büyük sistemleri incelemek için kullanılabilmektedir. Bu yöntemler içerisinde, moleküler dinamik simülasyon (MDS) ve Monte Carlo simülasyonu (MCS) en çok bilinenlerdir. MDS'de bileşen parçacıkların dinamik davranışı, hareketlerinin diferansiyel denklemlerinin sayısal olarak çözülmesi ile tahmin edilmektedir. Bu nedenle bu yöntem, hem denge hem de denge dışı özelliklerin modellenmesi için uygun olmaktadır. Prensip olarak, moleküler veya atomik hareketlerle ilişkili herhangi bir problem, bu yöntemle simüle edilebilir. MDS'nin aksine, MCS yöntemleri hareket denklemlerini kullanmaz. Termodinamik dengedeki olayların incelenmesi için uygundur (Satoh, 2011). Atom seviyesindeki simülasyonlarda, moleküllerin diğer moleküllerle olan mekanik ve kimyasal etkileşimi hesaba katılmaktadır. Bu yaklaşım tarzında, incelenen parametre çok sayıda parçanın etkisine maruz kalmaktadır. Yani çok sayıda serbestlik derecesi işin içine girmektedir. Bu ise hesaplamalarda boyutsallık sorununa (curse of dimensionality) neden olmaktadır. Serbestlik derecesi lineer olarak arttığında veri analizi için gereken işlem hacmi üstsel olarak artmaktadır (E, 2019).

Bu sınırlamanın üstesinden gelmek için, atomları daha büyük parçacıklara veya öbeklere ayırarak, atomlar arasındaki etkileşim yerine, öbekler arasındaki etkileşimi hesaba katarak serbestlik derecelerinin azaltılması temel fikrine dayanan iri taneleme yöntemleri geliştirilmiştir. Bu yöntemlerde, önemli atomik etkiler, atom seviyesindeki simülasyon yöntemlerinin gerektirdiği seviyede hesap yapılmadan elde edilebilmektedir. İri tanelemeli çok-ölçekli yöntemlerin, malzeme davranışının simülasyonu için güvenilir teknikler olduğu kanıtlanmış olsa da, modelin uygulanması sistemden sisteme farklılık göstermektedir (Rudd ve Broughton, 1998).

Her ne kadar atom seviyesindeki simülasyon yöntemleri, hesaplamalı fizikte çok büyük başarılar elde etmiş olsa da, büyük miktarda hesaplama gerektirdiğinden, uygulamaları nispeten az sayıda molekül veya atom içeren (en fazla birkaç milyon tane) basit sistemlerle sınırlıdır. Ayrıca, zaman adımları, kısıtlar (constraints), sınır koşulları ve sıcaklık etkileri gibi başka sınırlamalar da vardır. Mesela zaman adımları açısından, sadece pikosaniyeden, nanosaniyeye kadar süren kısa ömürlü olaylar modellenebilmektedir (Li ve Chou, 2003).

Bu kısıtlamaların üstesinden gelmek için araştırmacılar, kiriş, plak ve kabuk şeklinde modellemelerin yapıldığı sürekli ortam mekaniği yaklaşımlarından da yararlanmaktadırlar.

3.3 Analitik Yöntemler

Sürekli ortam mekaniği yöntemleri, nanoölçekli yapıların mekanik davranışlarının araştırılmasında, etkili alternatif seçenekler sunmaktadır. Sürekli ortam modellerinin temel varsayımı, malzeme özelliklerinin, malzemenin uzayda kapladığı hacimde sürekli olarak dağıldığı ve atomlar veya moleküller arasında boş bölgelerin bulunmadığı varsayımıdır. Hesaplama bakımından, azaltılmış serbestlik dereceleriyle çalıştıklarından bu yöntemler çok etkili ve yüksek verimliliğe sahiptir. Sürekli ortam modellerinin deneysel ve simülasyon yöntemlerine göre asıl avantajı, zaman ve boyut ölçeklerinde sınırlama olmaksızın hesaplama yapabilmeleridir (Tuna ve Kırca, 2016). Bu modellerde, sürekli bir ortamın deformasyonu, uygulanan dış kuvvetlerle bağıntılıdır. Klasik teorilerde, cismin belirli bir noktasındaki gerilme, sadece o noktadaki şekil değiştirme, şekil değiştirmenin türevleri ve şekil değiştirmenin geçmişi ile bağıntılıdır. Yani incelenen nokta haricindeki noktalardaki şekil değiştirmeler göz ardı edilmektedir. Bu nedenle boyuttan bağımsızdır. İncelen noktanın haricindeki noktalardaki veri kullanılmadığından bu modeller aynı zamanda yerel modeller olarakta anılır. Yüksek mertebe teorilerinin genelinde gerilme, cismi oluşturun tüm noktaların şekil değiştirmesinden etkilenmektedir (Fatemi ve diğ, 2002).

3.3.1 Klasik sürekli ortam yöntemleri

Klasik sürekli ortam yöntemleri aynı zamanda klasik elastisite teorisi ve yerel elastisite teorisi olarakta isimlendirilmektedir. Klasik yöntemler, makro boyuttaki yapıların analizinde çok başarılı biçimde kullanılmaktadır. Boyut mikro ve nano düzeye indiğinde, durum farklı bir hal almaktadır. Yapılan çalışmalar, klasik sürekli ortam teorilerinin, yapıların yükler altında sergiledikleri davranışı, belirli bir asgari boyuta kadar deneysel sonuçlara çok yakın değerler verecek biçimde modellediği, bu asgari değerden daha küçük boyutlarda doğru tahminlerde bulunamadığını göstermektedir (Narendar ve Gopalakrishnan, 2012).

Örneğin, katılarda dalga yayılımında, yüksek frekanslı zorlamalarda hareket eden bir dalganın dalga boyu, malzeme heterojenlik ölçeği ile karşılaştırılabilir hale geldiğinde

mikroyapısal ve boyut etkileri gözlenmekte ve klasik teoriler uygun sonuçlar vermemektedir (Gonella ve diğ, 2011). Wang ve Hu (2005), dalga sayısının çok büyük olup, mikroyapının bükülme dalgası dağılımı (flexural wave dispersion) üzerinde önemli bir etkisinin olduğu durumlarda klasik kiriş teorilerinin, KNT'lerdeki dalga yayılımının faz hızlarındaki azalmayı doğru biçimde hesaplayamadığını göstermişlerdir. Klasik teoriler, keskin geometrik tekilliklerin bulunduğu elastik problemlerde de uygun sonuçlar vermemektedir, hatta verdiği sonuçlar tutarsızlıklara yol açmaktadır. Keskin geometrik tekilliklerin bulunduğu noktalara, kırılma mekaniğinde keskin çatlak ucu örnek olarak verilebilir. Klasik teoriler, bu noktalardaki gerilme değerini sonsuz olarak vermektedir. Bu durum klasik teorilerin geçerli olduğu durumların sınırına gelindiği biçiminde yorumlanabilir (Pisano ve Fuschi, 2003).

Klasik teorilerin uygulanabilirliği, incelenmekte olan problemin uzunluk ve zaman ölçekleriyle yakından ilişkilidir. Dış karakteristik uzunluk, iç karakteristik uzunluktan çok daha büyükse, klasik teoriler yeterli doğrulukta sonuçlar vermektedir. Burada, dış karakteristik uzunluk, çatlak uzunluğunu, dalga boyunu, numunenin boyutunu, kuvvetlerin uygulandığı bölgenin alanını vb. temsil ederken iç karakteristik uzunluk, kafes parametresini, atomlar arası mesafeyi, granüller arası mesafeyi, granülün boyutunu, polimerlerin moleküler bileşenlerinin çapını vb. göstermektedir. Nano-ölçekte, dış karakteristik uzunluk, iç karakteristik uzunlukla aynı mertebededir. Yani bu iki uzunluğun birbirine oranı bir civarındadır. Bu nedenle, klasik teorilerin kullanıldığı modellemeler başarısız olmaktadır. Bu durumlarda, uzun menzilli atomlar arası etkileşimi, elektrik kuvvetlerini, manyetik kuvvetleri, van der Waals etkileşimlerini ve kristal hücreleri arasındaki etkileşimleri modellemek için atomik modelleme ya da yüksek mertebe sürekli ortam teorileri kullanılmalıdır. Benzer şekilde, dinamik problemler için de dış karakteristik zamanla, iç karakteristik zaman arasında uygun bir oran vardır. Dış karakteristik zaman, dış yüklerin etkitilme süresini, titreşimin periyodunu vb.'ni gösterirken, iç karakteristik zaman, gevşeme süresini (relaxation time), bir sinyalin moleküller arasında iletim süresini vb.'ni göstermektedir. Bu iki değer aynı mertebede olduğunda klasik teorilerin kullanıldığı modeller yine uygun sonuçlar vermemektedir (Eringen, 2002).

Küçük boyutlarda cisimlerin ve yapıların klasik teoriler kullanılarak hesaplanan rijitlikleri, deneysel olarak hesaplanan rijitliklerine göre küçüktür. Buna dayanarak incelenen parçaların boyutlarının, mekanik davranışları üzerinde etkisinin büyük

olduğu söylenebilir (Aifantis, 2003). Klasik teorilere dayanan hesaplama yöntemleri, boyuttan bağımsız oldukları için mekanik özellikleri ve davranışları boyuta bağlı olan nanoyapıları modellemede yetersiz kalmaktadır (Ghavanloo ve diğ, 2019,s. 3).

Özetle, atomları arasında boşluk bulunan ve ayrık (discrete) bir yapıya sahip nanoölçekli yapıların, homojen biçimde sürekli ortamda modellenememesi, klasik teorilerin, nanoölçekteki yapılarda başarısız olmasının temel nedenidir. Ayrıca nano ve mikro boyutlarda, malzeme özellikleri boyuta ve geometriye bağlıdır. Bu boyutlarda, küçük boyut etkisi (small-length scale effect) önemli bir etken olmaktadır.

Belli bir boyutun altında, klasik teoriler ile elde edilen çözümlerin deneysel sonuçlarla karşılaştırıldığında hata oranının yüksek olması, atomik ya da moleküler teorilerde işlem hacmi kısıtlamasından dolayı günümüzde sadece az sayıda atom kullanılarak modelleme yapılması (birkaç milyon atoma kadar) ve çözümlerin zaman alması, deneysel yöntemlerin ise pahalı ve zor olması gibi kısıtlamaların ve zorlukların üzerinden gelinmesi için bu yöntemlere alternatif olarak küçük boyut etkisini içeren, YMET geliştirilmiştir (Beheshti, 2016).

3.3.2 Yüksek mertebe sürekli ortam yöntemleri

Boyutlar küçüldükçe statik ve dinamik davranışlar üzerinde, uzun menzilli atomlar arası ve moleküller arası etkileşim kuvvetlerinin etkileri önemli hale gelir ve bu nedenle ihmal edilemez. YMET ya da boyuta bağlı sürekli ortam modelleme yöntemleri, malzeme boyut ölçeklerinin (material length scales) modellemeye dahil edildiği, klasik sürekli ortam yöntemlerinin güncellenmiş versiyonlarıdır (Narendar ve Gopalakrishnan, 2012). Ayrıca, bu güncellenmiş yöntemler, boyut etkilerinin klasik sürekli ortam modellerine entegre edilmesini mümkün kılmaktadır. Bu teoriler, standart bünye denklemlerine, şekil değiştirmelerin, gerilmelerin ve/veya ivmelerin yüksek mertebeden türevlerini dahil ederek genelleştirmektedir. YMET, hem atom seviyesindeki simülasyon yöntemlerinin, hem de klasik sürekli ortam yöntemlerinin avantajlarını biraraya getirmektedir. Genelde, boyuta bağlı sürekli ortam modelleme yöntemleri üç farklı sınıfa ayrılabilir; şekil değiştirme gradyanı teorileri, mikro sürekli ortam teorileri ve yerel olmayan elastisite teorileri (Thai ve diğ, 2017).

Şekil değiştirme gradyanı teori ailesi; gerilme çifti teorisi (Mindlin ve Tiersten (1962); Benvenuti ve Simone (2013)), güncellenmiş gerilme çifti teorisi (Yang ve diğ. (2002)), birinci ve ikinci şekil değiştirme gradyanı teorileri (Mindlin (1964)) ve güncellenmiş

şekil değiştirme gradyanı teorisinden (Lam ve diğ. (2003)) oluşmaktadır. Mikro sürekli ortam teorileri; mikromorfik, mikrogenleşme (microstretch), mikropolar, dilatasyon sürekli ortam teorilerinden oluşmaktadır (Eringen, 2012). Yerel olmayan elastisite teorileri ilk defa Kröner tarafından önerilmiştir (Kröner, 1967). Cemal Eringen ve meslektaşları tarafından sistematik biçimde genişletilmiştir (Krumhansl, 1968; Edelen, 1969; Eringen, 1972a, 1983, 2002; Eringen ve Edelen, 1972). Son yıllarda, yerel olmayan elastisite ve şekil değiştirme gradyanı teorilerinin kombinasyonu olan ve yerel olmayan şekil değiştirme gradyanı teorisi olarak isimlendirilen yöntem, YMET'e yeni bir sınıf olarak katılmıştır (Lim ve diğ, 2015).

Mikroölçek boyutundaki yapıların mekanik davranışları, nanoölçek boyutundakilerden farklı olduğundan mikroyapıların YMET, nanoyapılarınkinden farklıdır. Genel olarak klasik mekaniğe göre mikroölçek boyutundaki yapıların teorisinde, yerel olmayan parametrenin değerinin artması elemanların rijitlik değerlerinde artışa neden olurken, nanoölçek boyutundaki yapıların teorisinde ise yerel olmayan parametrenin değerinin artması eleman rijitliklerinde azalmaya neden olmaktadır. Boyut etkili teorilerden, gerilme çifti ve şekil değiştirme gradyanı teorisi genellikle mikroçubuk, mikrokiriş, mikroplak gibi mikroyapıların mekanik davranışlarının incelenmesinde kullanılırken YOET, nanoyapıların analizinde kullanılmaktadır (Yang ve diğ, 2002).

YMET kullanılarak, mekanik özellikler tahmin edilebilmektedir. Bu şekilde, MDS'nin hesaplama maliyetleri, gereksiz simülasyonların ortadan kaldırılmasıyla azaltılabilir. Sürekli ortam tabanlı modeller ve MDS sonuçları kullanılarak, gerekli deneysel ölçümlerin sayısı azaltılabilmektedir. Diğer taraftan nanooyapıların sürekli ortam teorisine göre modellenmesi, deneysel ölçümlerin veya MDS'nin sonuçlarının daha iyi anlaşılmasına yardımcı olmaktadır (Thai ve diğ, 2017). YMET kullanılarak elde edilen sonuçların, deneysel ve simülasyon yöntemleri ile elde edilen sonuçlara yakın çıktığı belirlenmiştir (Pradhan ve Phadikar, 2009).

YMET, küçük boyut etkisinin ön plana çıktığı durumlarda yaygın olarak kullanılmaktadır (Kunin, 1968; Tans ve diğ, 1998; Tsepoura ve diğ, 2002; Walsh, 2004; Park ve Gao, 2006). Mikro veya nanoyapıların analizlerinde, en çok başvurulan yöntemlerdir. Elastik dalgaların kafes dağılımında (lattice dispersion), kırılma mekaniğinde, dislokasyon mekaniğinde, kompozitlerde dalga yayılımında, akışkanlardaki yüzey gerilimi problemi gibi pek çok alanda başarı ile uygulanmaktadır (Peddieson ve diğ, 2003).

YMET arasında YOET, en yaygın kullanılan teoridir. Yerel olmayan kiriş ve plak modelleri, KNT'ler ve grafen katmanlar gibi nanoyapıları analiz etmek için yaygın biçimde kullanılmaktadır. Bu çalışmada da, YOET kullanılmaktadır.

3.4 Yerel Olmayan Elastisite Teorisi

Bu teoride, cismin herhangi bir noktasındaki gerilme değerinin, cismin hacmi içerisindeki tüm noktalardaki şekil değiştirmeler tarafından belirlendiği kabul edilmektedir. Böylece atomlar ve moleküller arası sonlu menzilli kuvvetler hesaba dahil edilmektedir. Klasik elastisite teorisinde bünye denklemleri, incelenen noktadaki gerilme ve şekil değiştirme tensörleri arasındaki cebirsel bağlantılardan oluşmaktayken, YOET'de konumsal (spatial) integrasyonla, cismi oluşturan tüm noktalardaki şekil değiştirme tensörlerinin ağırlıklı ortalaması kullanılarak incelenen noktadaki gerilme tensörü hesaplanmaktadır. Klasik teori ile YOET arasındaki tek fark gerilmeyi, şekil değiştirme ile ilişkilendiren bünye denklemleridir. Denge ve uygunluk denklemleri, iki teori için de aynıdır (Peddieson ve diğ, 2003). Küçük boyut etkisi, birkaç parametre ile ifade edilebilen yerel olmayan parametre kullanılarak hesaplara dahil edilmektedir. Yerel olmayan parametre hesaplanırken, moleküler yapı, iç karakteristik uzunluk (internal characteristic length) ve malzeme tipi parametreleri kullanılmaktadır (Ghavanloo ve diğ, 2019). YOET'nin, diferansiyel ve integral olmak üzere iki genel formu vardır. Diferansiyel form, basitliğinden dolayı araştırmacılar arasında daha popülerdir (Ghannadpour ve diğ, 2013).

Yerel olmayan integral fonksiyonu, sadece bazı çok özel koşullar altında Green fonksiyonu yaklaşımı kullanılarak kesin veya yaklaşık olarak çözülebilmektedir. İntegral formunun kullanımı, bu nedenden ötürü oldukça sınırlıdır (Abdollahi ve Boroomand, 2014).

Kütle kuvvetlerinin ihmal edildiği, lineer, homojen, izotropik malzeme için yerel olmayan temel denklemler (Eringen (1983)):

$$\sigma_{ij,j} = 0 \tag{3.1}$$

$$\sigma_{ij}\left(\mathbf{x}\right) = \int_V K\left(\left|\mathbf{x}-\mathbf{x}'\right|,\tau\right)\sigma_{ij}^{c}(\mathbf{x}')\,dV\left(\mathbf{x}'\right), \qquad \forall \mathbf{x} \in V \tag{3.2}$$

$$\sigma_{ij}^{c}(x') = \lambda\varepsilon_{rr}(\mathbf{x}')\,\delta_{ij} + 2G\varepsilon_{kl}(\mathbf{x}') \tag{3.3}$$

$$\varepsilon_{kl} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i(\mathbf{x}')}{\partial x'_j} + \frac{\partial u_j(\mathbf{x}')}{\partial x'_i}\right) \tag{3.4}$$

dir. (3.1)'de $\boldsymbol{\sigma}(\mathbf{x})$, yerel olmayan gerilme tensörünü, (3.2)'de $K\left(|\mathbf{x}-\mathbf{x}'|,\tau\right)$, çekirdek fonksiyonunu (yerel olmayan modül olarakta anılmakta), τ, boyutsuz yerel olmayan parametreyi, $|\mathbf{x}-\mathbf{x}'|$, iki nokta arasındaki mesafeyi gösteren Öklid normunu, $\mathbf{x}$, incelenen noktanın konumunu, $\boldsymbol{\sigma}^c(\mathbf{x})$, klasik ya da makroskobik gerilme tensörünü göstermektedir. Çekirdek fonksiyonu, cismi oluşturan noktalardaki şekil değiştirmelerin, incelenen noktadaki gerilmeye olan etkisini matematiksel olarak ifade etmektedir. Farklı çekirdek fonksiyonları kullanılabilmektedir. Standart olarak kullanılan fonksiyon,

$$K\left(|\mathbf{x}-\mathbf{x}'|,\tau\right) = \frac{1}{2\tau} e^{-\frac{|x-x'|}{\tau}} \tag{3.5}$$

denklemi ile verilmektedir. Çekirdek fonksiyonu olarak Dirac delta fonksiyonu kullanıldığında, klasik elastisite teorisi elde edilmektedir. Yani klasik teori, YOET'nin özel halidir. (3.3)'te $\boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{x})$, şekil değiştirme tensörünü, δ, Kronecker delta fonksiyonunu göstermektedir. λ, G birinci ve ikinci Lamé sabitleridir. Lamé sabitleri,

$$\lambda = \frac{E\upsilon}{(1+\upsilon)(1-2\upsilon)}, \qquad G = \frac{E}{2(1+\upsilon)} \tag{3.6}$$

bağıntıları kullanılarak tanımlanmaktadır. (3.6)'da E, elastisite modülünü, υ, Poisson oranını ifade etmektedir. Ayrıca G değeri, kayma modülü olarak isimlendirilir. Boyutsuz yerel olmayan parametre,

$$\tau = \frac{\gamma}{l_d} \tag{3.7}$$

ile tanımlanmaktadır. (3.7)'de γ, yerel olmayan parametreye, l_d, dış karakteristik uzunluğuna karşılık gelmektedir. $\tau \to 0$ gittiğinde, çekirdek fonksiyonu olarak Dirac delta fonksiyonu elde edilmekte, $\tau \to 1$ gittiğindeyse YOET, atomik kafes dinamiği teorisine yakınsamaktadır (Karlicic ve diğ, 2015, s. 15). Ayrıca τ değerinin artmasıyla, sistemin rijitliği azalmaktadır (yer değiştirmeler artmakta, frekans değerleri azalmaktadır). Yerel olmayan parametrenin denklemi,

$$\gamma = e_a\, a \tag{3.8}$$

dir. (3.8)'de e_0, boyutsuz malzeme sabitini, a, atomik mesafeyi göstermektedir. YOET'nin, incelediği sistemi en doğru biçimde modelleyebilmesi için γ değerinin seçimi çok önemlidir. e_o, her malzeme için belirlenmesi gereken bir sabittir. Bu değer, düzlem dalgalarının, atomik kafes dinamiği teorisi kullanılarak elde edilen atomik dağılım eğrileri ile YOET'den elde edilen değerlerin birbiriyle uyumlu olması sağlanarak belirlenmektedir. Ayrıca e_o değeri, YOET sonuçlarının, MDS ve atomik yöntem sonuçları ile kıyaslanması ve birbirleriyle denk düşürülmesi sağlanarakta belirlenebilir (Thai ve diğ, 2017). Eringen (1983), karbon atomunda $e_0 = 0.39$ değerini kullanmıştır. a değeri olarak; karbon atomları arasındaki bağ uzunluğu, kafes parametresi, granüller arasındaki mesafe kullanılabilmektedir. Wang (2005), TKKN'ler için, güvenli tarafta kalacak biçimde (conservative estimate) $0 \le \gamma \le 2$ nm değerinin kullanılmasını önermiştir. (3.2),

$$\sigma_{ij}(\mathbf{x}) = \int_V K\left(|\mathbf{x}-\mathbf{x}'|,\tau\right) C_{ijkl}(\mathbf{x}')\,\varepsilon_{kl}(\mathbf{x}')\,dV(\mathbf{x}'), \qquad \forall \mathbf{x} \in V \tag{3.9}$$

biçiminde yazılabilir. (3.9)'da $\mathbf{C}(\mathbf{x})$, dördüncü mertebe elastisite tensörünü göstermektedir. Burada,

$$\boldsymbol{\sigma}^c(\mathbf{x}) = \mathbf{C}(\mathbf{x}) : \boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{x}) \tag{3.10}$$

bağınıtısı kullanılmıştır. :, tensörel çarpımı göstermektedir. (3.2) ve (3.10), YOET'nin bünye denklemlerini oluşturmaktadır. (3.2) integral denkleminin analitik olarak çözümü oldukça zordur. Bazı çekirdek fonksiyonları için bu denklem, çözümü daha kolay olan eşdeğer diferansiyel forma dönüştürülebilmektedir. Eringen (1983), bünye denklemlerini diferansiyel formda,

$$(1-\gamma^2\nabla^2)\,\boldsymbol{\sigma} = \boldsymbol{\sigma}^c \tag{3.11}$$

biçiminde ifade etmiştir. ∇^2, laplasyen operatörünü göstermektedir. (3.11)'in tensörel indisler kullanılarak ifadesi,

$$(1-\gamma^2\nabla^2)\,\sigma_{ij} = \lambda\,\varepsilon_{rr}\,\delta_{ij} + 2G\,\varepsilon_{kl} \tag{3.12}$$

olmaktadır. (3.12)'nin basitleştirilmiş ifadesi,

$$(1-\gamma^2\nabla^2)\,\sigma_{ij} = C_{ijkl}\,\varepsilon_{kl} \tag{3.13}$$

şeklinde yazılmaktadır. Nanokirişler için yerel olmayan bünye denklemi,

$$\sigma_{zz} - \gamma^2 \frac{\partial^2 \sigma_{zz}}{\partial z^2} = E\,\varepsilon_{zz} \tag{3.14}$$

ile ifade edilebilir. Bu denklemde σ_{zz}, ε_{zz} sırasıyla eksenel doğrultudaki normal gerilmeyi ve şekil değiştirmeyi göstermektedir.

3.4.1 YOET'ye göre EBKT'nin yönetici denklemleri

Bu bölümde YOET'ye göre EBKT'nin yönetici denklemleri verilecektir (Şimşek, 2014). Enkesitte yatay eksen x, düşey eksen y ile gösterilirken kiriş ekseni için z kullanılacaktır. Kiriş üzerindeki herhangi bir noktanın yer değiştirme alanı,

$$u_x(x, y, z) = 0 \tag{3.15}$$

$$u_y(x, y, z) = v(z, t) \tag{3.16}$$

$$u_z(x, y, z) = u(z, t) - y\frac{\partial v(z, t)}{\partial z} \tag{3.17}$$

denklemleri ile verilmektedir. Bu denklemlerde u ve v sırasıyla, kirişin tarafsız ekseni üzerindeki noktaların eksen doğrultusundaki ve düşey doğrultudaki yer değiştirmelerini göstermektedir. Doğru eksenli bir kirişte, büyük yer değiştirme, orta seviye dönme ve küçük şekil değiştirme varsayımlarına göre elde edilen nonlineer von-Kármán şekil değiştirme-yer değiştirme denklemleri,

$$\varepsilon_{zz} = \varepsilon_{zz}^0 - y\,\mu_z \tag{3.18}$$

$$\varepsilon_{zz}^0 = \frac{\partial u(z, t)}{\partial z} + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial v(z, t)}{\partial z}\right)^2, \qquad \mu_z = \frac{\partial^2 v(z, t)}{\partial z^2} \tag{3.19}$$

olarak verilmektedir. (3.18)'de ε_{zz}, eksenel şekil değiştirmeyi, ε_{zz}^0, nonlineer memban şekil değiştirmesini, μ_z kirişin eğrilik yarıçapını temsil etmektedir. Hareket denklemleri Hamilton prensibi kullanılarak çıkartılabilir. Hamilton prensibi,

$$\delta \int_0^t [K_e - (U_s - W)]dt = 0 \tag{3.20}$$

şeklinde yazılabilir. (3.20)'de K_e, kinetik enerjiyi, U_s, şekil değiştirme enerjisini, W dış yüklerin yapmış olduğu işi göstermektedir. $[0, t]$ zaman aralığında şekil değiştirme enerjisinin birinci varyasyonu,

$$\begin{aligned}\delta\int_0^t U_s\,dt &= \int_0^t\int_\Omega \sigma_{zz}\,\delta\varepsilon_{zz}\,dV\,dt \\ &= \int_0^t\int_\Omega \sigma_{zz}\left(\frac{\partial\delta u}{\partial z}+\frac{\partial v}{\partial z}\frac{\partial\delta v}{\partial z}-y\frac{\partial^2\delta v}{\partial z^2}\right)dV\,dt \\ &= \int_0^t\int_0^L\left[N\left(\frac{\partial\delta u}{\partial z}+\frac{\partial v}{\partial z}\frac{\partial\delta v}{\partial z}\right)-M\frac{\partial^2\delta v}{\partial z^2}\right]dz\,dt\end{aligned} \tag{3.21}$$

denklemi ile verilmektedir. (3.21)'de L, kirişin uzunluğunu, M, klasik momenti, N klasik eksenel kuvveti ifade etmektedir. İç kuvvetlerin ifadesi,

$$N = \int_A \sigma_{zz}\,dA = EA\left[\frac{\partial u}{\partial z}+\frac{1}{2}\left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2\right] \tag{3.22}$$

$$M = \int_A z\,\sigma_{zz}\,dA = -EI\frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \tag{3.23}$$

olmaktadır. (3.22) ve (3.23)'te A, enkesit alanını, I, eğilme etkisindeki eksenin atalet momentini göstermektedir. Dış kuvvetlerin yaptığı işin birinci varyasyonu,

$$\delta\int_0^t W\,dt = \int_0^t\int_0^L (q_v\,\delta v + q_u\,\delta u)\,dz\,dt \tag{3.24}$$

ile verilmektedir. (3.24)'te q_v, düşey doğrultudaki yayılı kuvveti, q_u ise eksenel doğrultudaki yayılı kuvveti ifade eder. Kinetik enerjinin $[0,t]$ zaman aralığındaki birinci varyasyonu,

$$\int_0^t \delta K_e\,dt = \int_0^t\int_0^L \rho A\left(\frac{\partial u}{\partial t}\frac{\partial\delta u}{\partial t}+\frac{\partial v}{\partial t}\frac{\partial\delta v}{\partial t}\right)dz\,dt \tag{3.25}$$

dur. (3.25)'te ρ, kirişin kütle yoğunluğudur. (3.21), (3.24) ve (3.25), (3.20) denkleminde yerleştirilirse, kısmi integrasyon (integration by parts) dönüşümü yapılıp δu, δv değerleri sıfır alındığında, hareket denklemleri,

$$\frac{\partial N}{\partial z}+q_u = \rho A\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \tag{3.26}$$

$$\frac{\partial^2 M}{\partial z^2}+\frac{\partial}{\partial z}\left(N\frac{\partial v}{\partial z}\right)+q_v = \rho A\frac{\partial^2 v}{\partial t^2} \tag{3.27}$$

şeklinde elde edilir. (3.14), (3.18), (3.19), (3.22), (3.23)'den eksen kuvvet-şekil değiştirme ve moment-şekil değiştirme bağıntıları,

$$N - \gamma^2 \frac{\partial^2 N}{\partial z^2} = EA\left[\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2\right] \tag{3.28}$$

$$M - \gamma^2 \frac{\partial^2 M}{\partial z^2} = -EI\frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \tag{3.29}$$

olarak elde edilmektedir. Yerel olmayan eksenel kuvvetin ve momentin açık ifadeleri, (3.26)'da verilen N 'nin ifadesinin ikinci kısmi türevinin (3.28)'de kullanılması ile ve (3.27)'de verilen M ifadesinin (3.29)'da kullanılması ile,

$$N = EA\left[\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2\right] + \gamma^2\left(\rho A\frac{\partial^3 u}{\partial t^2\,\partial z} - \frac{\partial q_u}{\partial z}\right) \tag{3.30}$$

$$M = -EI\frac{\partial^2 v}{\partial z^2} + \gamma^2\left[\rho A\frac{\partial^2 v}{\partial t^2} - \frac{\partial}{\partial z}\left(N\frac{\partial v}{\partial z}\right) - q_v\right] \tag{3.31}$$

biçiminde elde edilir. Yerel olmayan yönetici denklemlerin, yer değiştirmeler cinsinden ifadesi (3.30), (3.31)'in, (3.26) ve (3.27)'de yerleştirilmesi ile,

$$\frac{\partial}{\partial z}\left[EA\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{EA}{2}\left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2\right] + \rho A\frac{\partial^2}{\partial t^2}\left[\gamma^2\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - u\right] = \gamma^2\frac{\partial^2 q_u}{\partial z^2} - q_u \tag{3.32}$$

$$\begin{aligned} &EI\frac{\partial^4 v}{\partial z^4} - \frac{\partial}{\partial z}\left(N\frac{\partial v}{\partial z}\right) + \gamma^2\frac{\partial^3}{\partial z^3}\left(N\frac{\partial v}{\partial z}\right) \\ &+\rho A\frac{\partial^2}{\partial t^2}\left[v - \gamma^2\frac{\partial^2 v}{\partial z^2}\right] = q_v - \gamma^2\frac{\partial^2 q_v}{\partial z^2} \end{aligned} \tag{3.33}$$

olarak bulunur.

3.4.2 YOET'nin dezavantajları

YOET'nin bazı dezavantajları bulunmaktadır. Konsol kiriş serbest ucundan tekil kuvvet ile yüklendiğinde, yerel olmayan parametrenin artması ile kirişin rijitliği de artmaktadır (Fernández-Sáez ve diğ, 2016). Nanoboyutlu yapıların termal özelliklerinin YOET kullanılarak modellenmesi istenilen doğrulukta yapılamamaktadır (Ghavanloo ve diğ, 2019, s. 274). Diferansiyel form kullanılarak yapılan çözümler bazı durumlarda integral form kullanılarak yapılan çözümlerden farklı sonuçlar vermektedir (Akgöz, 2016).

Termal modelleme haricinde yukarıda bahsedilen sorunların kökeninde, yerel olmayan geometrik ve mekanik sınır koşullarının oluşturulmasındaki tutarsızlık yatmaktadır. Yerel olmayan diferansiyel formda modellenen çözümlerin doğru sonuç vermesi ancak yerel olmayan sınır koşullarının doğru biçimde formülasyonu ile mümkündür (Romano ve diğ, 2017).

YOET, nanoyapıların analizinde yaygın olarak kullanılsa da, bu teorinin ana dezavantajı, yerel olmayan parametrenin artması ile rijitlik azalma etkisini hesaba katarken mikro ve nanoyapıların deneysel analizlerinde gözlemlenen rijitlik artış özelliğini hesaplara dahil edememesidir (Şimşek, 2016).

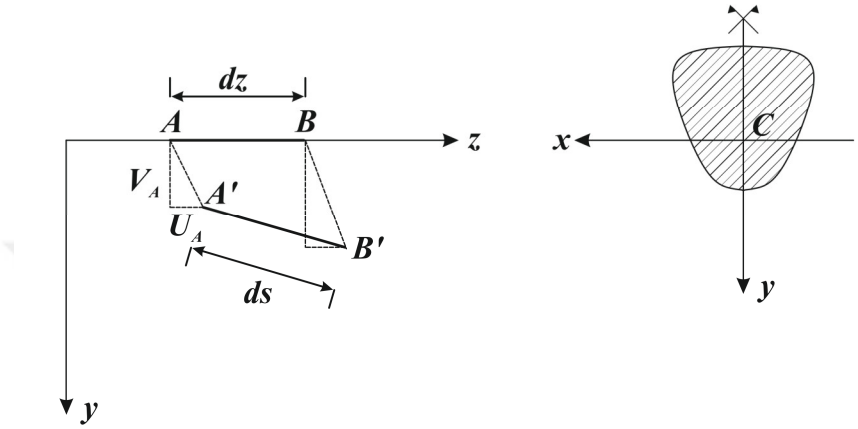
4. İKİ ADIMLI ARDIŞIK YAKLAŞIM YÖNTEMİ İLE DEPLASMAN HESABI

Büyük yer değiştirme varsayımı kullanıldığında prizmatik düz çubukların yönetici denklemleri nonlineer nitelikte olmaktadır. Yer değiştirmelerin küçük olması durumunda problem lineerleştirilebilmektedir. Bu lineerleştirme moment-eğrilik ifadesinde yer alan nonlineer terimlerin ihmal edilmesi ve denge denklemlerinin deforme olmamış cisime göre yazılması ile gerçekleştirilebilmektedir. Bazı durumlarda bu lineerleştirme gerçek çözüme çok yakın sonuçlar verebilmektedir.

Ancak maksimum deplasmanın açıklığa oranının artması ile birlikte ikinci mertebe etkiler önem kazanmakta ve lineerleştirme ile elde edilen sonuçları gerçek sonuçlardan uzaklaşmaktadır. Büyük yer değiştirme teorisinde ise nonlineer denklemler kullanıldığından dolayı kapalı formda denklemlerin çözülmesinde büyük zorluklar oluşmakta, çoğu zaman ise çözülememektedir. Çözülebildiği durumlarda genellikle transandant fonksiyonlar kullanılmaktadır. Bu ise ileri düzey matematik bilgisi gerektirmektedir.

Bu bölümde kullanılan, büyük yer değiştirme teorisine göre problemlerin çözümünde kullanılan yaklaşık metot ilk olarak Sonntag (1941)'de verilmiş olup, İnan (1962)'de prizmatik çubuklar için uygulaması yapılmıştır. Yöntem, matematiğin temel fonksiyonlarını kullanmakta ve oldukça basittir. Elde edilen sonuçlar ise tatminkardır. Yöntemin temel mantığı: Elastik eğri direk olarak hesaplanmak yerine iki adımda hesaplanmaktadır. İlk adımda bazı sınır şartlarını sağlayan bir yaklaşım eğrisi seçilmektedir. Hesapların bir kısmı bu eğri üzerinde yapılmaktadır. İkinci adımda ikinci bir yaklaşım eğrisi daha kullanılarak elastik eğri elde edilmektedir. İkinci adımda elastik eğriye geçiş yaparken kullanılan ikinci yaklaşım eğrisinde yer değiştirmeler küçük kabul edilmekte birinci yaklaşım eğrisinde ise büyük yer değiştirmelere göre hesaplar yapılmaktadır. İkinci yaklaşım eğrisinde yer değiştirmeler küçük kabul edildiğinden dolayı ikinci adımdaki denklemler lineer olmaktadır. Ayrıca ikinci yaklaşım eğrisinde yer değiştirmelerin küçük olduğu kabulü yapıldığından, birinci yaklaşım eğrisi elastik eğriye oldukça yakın olmakta, bu nedenden dolayı denge denklemleri birinci yaklaşım eğrisi üzerinden yazılmaktadır.

Şekil 4.1'de yer değiştirme vektörü ve enkesiti gösterilen prizmatik düz bir çubuğu ele alalım. z ekseni çubuk eksenini göstermektedir. yz düzlemi çubuğun simetri düzlemidir. Aynı zamanda çubuğa etkiyen kuvvet vektörleri de bu düzlem içerisinde yer almaktadır. Hesaplarda çubuk ekseni uzunluğunun şekil değiştirmeler sonucunda değişmeyeceği varsayımı kullanılacaktır. Bu, eksenel kuvvetin düşey deplasman üzerinde bir etkisinin olmayacağı anlamına gelmektedir.



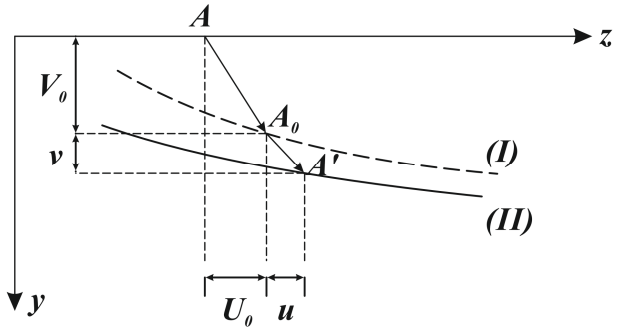
Şekil 4.1 : Prizmatik çubuğun yer değiştirme vektörü ve enkesiti.

$U(z), V(z)$ eksen üzerindeki noktaların sırasıyla çubuk ekseni doğrultusundaki ve düşey doğrultudaki yer değiştirme vektörü bileşenlerini göstermektedir. Çubuk ekseni uzunluğunun şekil değiştirmeler sonrası değişmeyeceği varsayımından dolayı $ds = dz$ bağıntısı geçerlidir. Bu bağıntı kullanılarak,

$$ds^2 = dV^2 + \left(dz + dU\right)^2 = dz^2 \tag{4.1}$$

$$\left(\frac{dV}{dz}\right)^2 + \left(\frac{dU}{dz}\right)^2 + 2\frac{dU}{dz} = 0 \tag{4.2}$$

elde edilir. Şekil 4.2'de elastik eğriye yaklaşım eğrileri gösterilmiştir.



Şekil 4.2 : Elastik eğriye yaklaşım eğrileri ve yer değiştirme vektörleri.

Birinci yaklaşım eğrisi, düz prizmatik çubuk eksenine sırasıyla $U_0(z)$ ve $V_0(z)$ ile gösterilen yer değiştirmeler eklenerek elde edilmiş olsun. İkinci yaklaşım eğrisinin yer değiştirme bileşenleri $u(z), v(z)$ ile gösterilsin. Bu durumda elastik eğrinin yer değiştirme bileşenleri için

$$\begin{aligned} U(z) &= U_0(z) + u(z) \\ V(z) &= V_0(z) + v(z) \end{aligned} \tag{4.3}$$

bağıntıları yazılabilir. Birinci yaklaşım eğrisi büyük yer değiştirmeler yapmakta iken ikinci yaklaşım eğrisindeki yer değiştirmeler küçüktür. Bundan ötürü, $U_0(z), V_0(z)$ değerleri sonlu değerler, $u(z), v(z)$ ise sonsuz küçük değerler almaktadır. İkinci varsayım olarak birinci yaklaşım eğrsinin uzunluğunun çubuk uzunluğuna eşit olduğu kabulü yapılacaktır. Bu varsayım kullanılarak,

$$\left(\frac{dV_0}{dz}\right)^2 + \left(\frac{dU_0}{dz}\right)^2 + 2\frac{dU_0}{dz} = 0 \tag{4.4}$$

ifadesi elde edilir. (4.2)-(4.4) kullanılarak ve $u(z), v(z)$ için ikinci mertebeden olan terimlerin ihmal edilmesiyle

$$\left(1 + \frac{dU_0}{dz}\right)\frac{du}{dz} + \frac{dV_0}{dz}\frac{dv}{dz} = 0 \tag{4.5}$$

denklemine ulaşılır.

Hesaplar yapılırken, kıyaslama yapabilmek bakımından, hesaplar hem ikinci mertebeden terimler ihmal edilerek hem de ikinci mertebeden terimler ihmal edilmeden yapıldılar. Çalışmada ikinci mertebeden terimlerinin ihmal edildiği hesaplardan birinci mertebe hesaplar, ikinci mertebeden terimlerin ihmal edilmediği hesaplardan ise ikinci mertebe hesaplar olarak bahsedildi. İkinci mertebe terimlerin ihmal edilmediği durumda (4.5) yerine

$$2\left(1 + \frac{dU_0}{dz}\right)\frac{du}{dz} + 2\frac{dV_0}{dz}\frac{dv}{dz} + \left(\frac{du}{dz}\right)^2 + \left(\frac{dv}{dz}\right)^2 = 0 \tag{4.6}$$

kullanılmaktadır. (4.5) ya da (4.6), $u(z)$ ile $v(z)$ fonksiyonları arasındaki bağıntıyı vermektedir. Moment-eğrilik bağıntısındaki moment değerinin elastik eğri üzerinde hesaplanması gerekmektedir. Bu nedenle,

$$M = M\left(U_0, V_0, u, v\right) \tag{4.7}$$

şeklinde ifade edilebilir. Ancak seçilen birinci yaklaşım eğrisinin elastik eğriye çok yakın olduğu varsayımından dolayı ve $u(z), v(z)$ yer değiştirmelerinin küçük olduğunu kabul ettiğimizden

$$M \cong M\left(U_0, V_0\right) \tag{4.8}$$

yazılabilir. Bu, denge denklemlerinin neden birinci yaklaşım eğrisi üzerinden yazıldığını açıklamaktadır. Böylece problemin temel denklemleri elde edilmiş olmaktadır. $U_0(z), V_0(z)$ fonksiyonları seçildikten sonra moment-eğrilik bağıntısı ve (4.5) ya da (4.6) denklemleri kullanılarak $u(z), v(z)$ fonksiyonları hesaplanabilmektedir.

Birinci yaklaşım eğrisinin seçiminde bazı koşulların sağlatılması gerekmektedir. Sınır koşullarının sağlanmasına ilave olarak (4.4) denkleminin de sağlatılması gerekmektedir. Ayrıca bağımsız parametreler içermelidir. Bu bağımsız parametreler birinci yaklaşım eğrisinin gerçek elastik eğriye mümkün mertebe yakın olmasını sağlayacak şekilde seçilmelidir. Birinci yaklaşım eğrisinin elastik eğriye olabildiğince yakın olması, denge denklemlerinin birinci yaklaşım eğrisi üzerinde yazılmasını ve ikinci yaklaşım eğrisinde küçük yer değiştirmeler kullanılmasını haklı çıkarmaktadır.

Örnek problemlerde birinci yaklaşım eğrisi için dairesel yay parçası kullanılmıştır. Örneklerde, bağımsız parametre olarak sadece merkezi açı bulunmaktadır. Bağımsız parametre sayısı artırılarak birinci yaklaşım eğrisinin, elastik eğriye yaklaşımı iyileştirilebilir. Ancak bu durumda hesap hacmi artmaktadır. Basitlik açısından tek bağımsız parametre ile çalışılması uygun görüldü.

4.1 Konsol Kirişte Birinci Yaklaşım Eğrisi Olarak Dairsel Yay Parçası Kullanılması Durumu

Birinci yaklaşım eğrisinin uzunluğunun çubuk uzunluğuna eşit olduğu varsayımından dolayı,

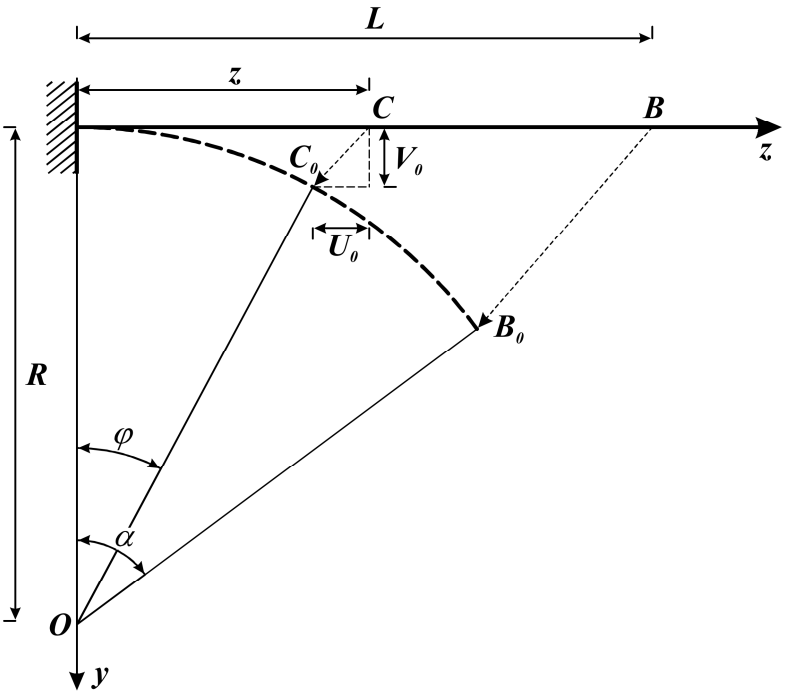
$$L = \alpha R \tag{4.9}$$

yazılabilir. (4.9)'daki α, birinci yaklaşım eğrisinin bağımsız parametresidir.

$$\varphi = \frac{z}{R} \tag{4.10}$$

ise (bkz. Şekil 4.3), birinci yaklaşım eğrisinin yer değiştirme bileşenleri aşağıdaki gibi ifade edilebilir.

$$\begin{aligned} U_0 &= -R\left(\varphi - \sin\varphi\right) \\ V_0 &= R\left(1 - \cos\varphi\right) \end{aligned} \tag{4.11}$$



Şekil 4.3 : Konsol kirişte birinci yaklaşım eğrisinin dairesel yay parçası olması durumu.

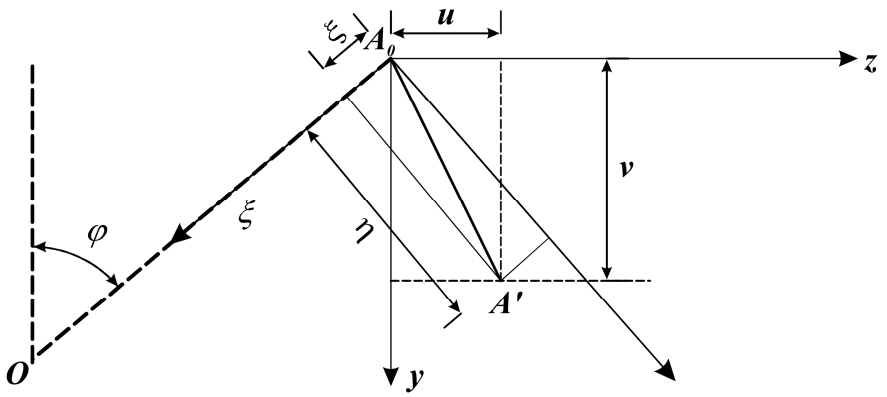
(4.11), (4.5)'te yerleştirilirse,

$$\frac{du}{dz}\cos\varphi + \frac{dv}{dz}\sin\varphi = 0 \tag{4.12}$$

denklemi elde edilir. (4.11), (4.6)'da kullanılırsa,

$$2\cos\varphi\frac{du}{dz} + 2\sin\varphi\frac{dv}{dz} + \left(\frac{du}{dz}\right)^2 + \left(\frac{dv}{dz}\right)^2 = 0 \tag{4.13}$$

denklemi elde edilmektedir. Birinci yaklaşım eğrisinden, yaklaşık elastik eğriye geçişte kullanılan $u(z), v(z)$ yer değiştirmelerini göstermek için polar koordinatlar kullanılacaktır. Polar koordinatlar, Şekil 4.4'te verilmektedir.



Şekil 4.4 : İkinci yaklaşım eğrisinin yer değiştirme bileşenlerinin TNB koordinat sisteminde gösterimi.

Polar koordinatlar kullanıldığında,

$$\begin{aligned} u(\varphi) &= \eta(\varphi)\cos\varphi - \xi(\varphi)\sin\varphi \\ \mathrm{v}(\varphi) &= \xi(\varphi)\cos\varphi + \eta(\varphi)\sin\varphi \end{aligned} \tag{4.14}$$

bağıntıları elde edilir. (4.12), (4.14) denklemlerinden

$$\xi = \frac{d\eta}{d\varphi} \tag{4.15}$$

bulunmaktadır. İkinci mertebe durumunda ise, (4.13), (4.14) denklemlerinden,

$$\frac{\left(\xi - \frac{d\eta}{d\varphi}\right)\left(-2R + \xi - \frac{d\eta}{d\varphi}\right) + \left(\eta + \frac{d\xi}{d\varphi}\right)^2}{R^2} = 0 \tag{4.16}$$

bağıntısına ulaşıldı. Moment-eğrilik bağıntısı olarak (Timoshenko ve Gere (2012, s. 279),

$$\frac{1}{R} + \frac{1}{R^2}\left(\xi + \frac{d^2\xi}{d\varphi^2}\right) = -\frac{M(\varphi)}{EI} \tag{4.17}$$

kullanıldı. Birinci mertebede (4.15) ve (4.17), ikinci mertebede (4.16) ve (4.17) denklemleri ve integrasyon sabiti için sınır koşulları kullanılarak ξ ve η fonksiyonları

$$\begin{aligned} \xi &= \xi(\varphi, \alpha) \\ \eta &= \eta(\varphi, \alpha) \end{aligned} \tag{4.18}$$

biçiminde bulunmaktadır. Bağımsız parametrenin bulunması için ise ilgili örneklerde belirtilen koşul kullanılacaktır. ξ ve η fonksiyonları bulunduktan sonra (4.14)'ten $u(\varphi), v(\varphi)$ yer değiştirme fonksiyonları elde edilmektedir. Bağımsız parametrenin

elde edilmesinde temel kriter birinci yaklaşım eğrisinin elastik eğriye mümkün mertebe yakın olması olduğundan, parametrenin belirlenmesinde

$$\delta^2 = \xi^2 + \eta^2$$
$$I(\alpha) = \int_0^{\alpha} \delta^2 \, d\varphi \tag{4.19}$$
$$\frac{dI}{d\alpha} = 0$$

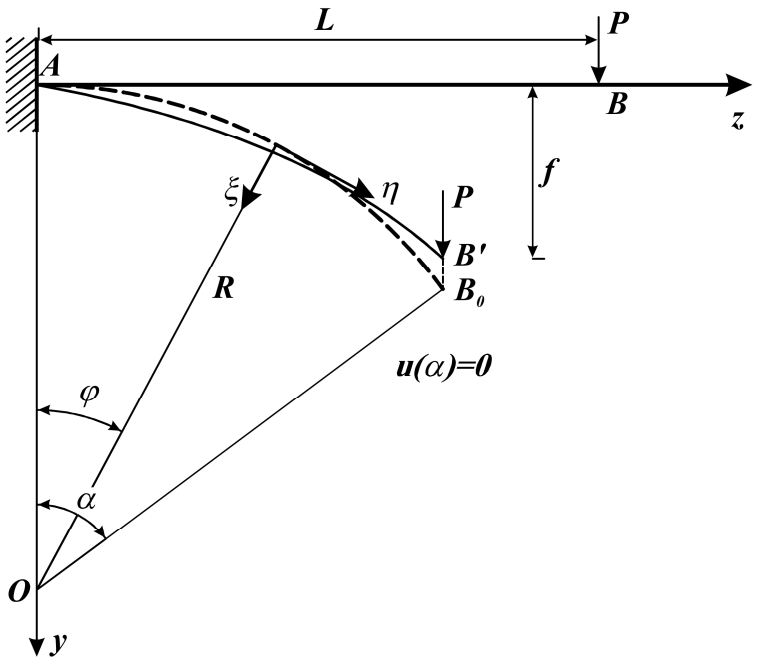
kullanılabilir. Ancak bu denklemin kullanılması durumunda işlem hacmi yoğun olmaktadır. Yöntemin amacı basit biçimde elastik eğrinin elde edilmesi olduğundan daha basit koşullar kullanılarak bağımsız parametre belirlenecektir. Ancak elastik eğriye olan yaklaşıklık, (4.19) koşulunun kullanılması ile elde edilen eğrinin sonuçlarına göre daha kötü olacaktır.

4.2 Örnek-1: Serbest Ucunda Tekil Düşey Kuvvet Bulunan Konsol Kiriş

Momente etkiyen esas etken kuvvetin noktaya olan yatay mesafesi olduğundan gerçek momente yakın kalabilmek bakımından bağımsız parametrenin hesaplanması için koşul olarak,

$$u(\varphi = \alpha) = 0 \tag{4.20}$$

kullanılacaktır. Bu koşul için yaklaşım eğrisi Şekil 4.5'te verilmiştir.



Şekil 4.5 : Örnek-1, $u(\alpha) = 0$ koşulu için kullanılan yaklaşım eğrisi.

Yer değiştirmeler sonrasında da kuvvetin elastik eğriye düşey etkimeye devam ettiği varsayımı yapıldı. Bu varsayım kullanılarak elde edilen moment denklemi

$$M(\varphi) = -P\,R(\sin\alpha - \sin\varphi) \tag{4.21}$$

olmaktadır. (4.17) diferansiyel denkleminin konsol kiriş için sınır koşulları,

$$\begin{aligned} &\xi(\varphi = 0) = 0 \\ &\frac{d\xi}{d\varphi}(\varphi = 0) = 0 \end{aligned} \tag{4.22}$$

ile verilmektedir.

$$\lambda = \frac{P\,L^2}{EI} \tag{4.23}$$

olarak tanımlansın. (4.17) diferansiyel denklemi ve (4.22) sınır şartlarından

$$\frac{\xi(\varphi)}{R} = -1 + \cos\varphi + \frac{2\lambda\sin\alpha\sin^2\frac{\varphi}{2}}{\alpha^2} - \frac{\lambda\sin\varphi}{2\alpha^2} + \frac{\lambda\varphi\cos\varphi}{2\alpha^2} \tag{4.24}$$

ifadesi bulunur. (4.15) denklemi ile

$$\eta(\varphi = 0) = 0 \tag{4.25}$$

şartından,

$$\frac{\eta(\varphi)}{R} = \frac{\lambda\varphi\sin\alpha}{\alpha^2} + \frac{\lambda\varphi\sin\varphi}{2\alpha^2} - \frac{\lambda\sin\alpha\sin\varphi}{\alpha^2} + \frac{\lambda\cos\varphi}{\alpha^2} - \frac{\lambda}{\alpha^2} - \varphi + \sin\varphi \tag{4.26}$$

bulunmaktadır. (4.20)'de verilen koşul kullanılır ise,

$$\begin{aligned} \lambda = \frac{P\,L^2}{EI} = &\frac{4\alpha^3\cos\alpha}{2\alpha\sin 2\alpha - 4\cos\alpha + 3\cos 2\alpha + 1} \\ &- \frac{4\alpha^2\sin\alpha}{2\alpha\sin 2\alpha - 4\cos\alpha + 3\cos 2\alpha + 1} \end{aligned} \tag{4.27}$$

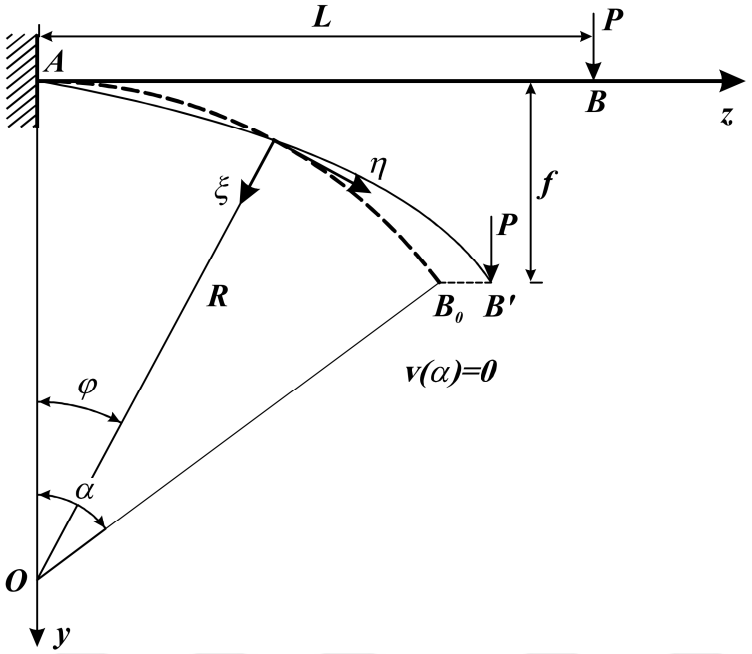
elde edilir. (4.27) yük ile α değeri arasındaki bağıntıyı vermektedir. Bu bağıntı kullanılarak bağımsız parametre olan α'nın değerleri hesaplanabilir. Bir sonraki adımda kiriş ucunun yatay ve düşey doğrultularda yapmış olduğu deplasman hesaplanacaktır. Çubuk ucundaki düşey deplasman değeri f ile gösterilirse,

$$f = (V_0 + v)_{\varphi=\alpha} = R(1 - \cos\alpha) + \frac{\xi}{\cos\alpha} \tag{4.28}$$

denklemi bulunur. $\psi = f/L$ tanımı yapılırsa,

$$\psi = \frac{f}{L} = \frac{\lambda(\alpha - 2\sin\alpha + \tan\alpha)}{2\alpha^3} - \frac{\cos\alpha + \sec\alpha - 2}{\alpha} \tag{4.29}$$

elde edilir. $v(\varphi = \alpha) = 0$ koşulu için yaklaşım eğrisi Şekil 4.6'da gösterilmiştir.



Şekil 4.6 : Örnek-1, $v(\alpha) = 0$ koşulu için kullanılan yaklaşım eğrisi.

Bağımsız parametrenin hesaplanması için,

$$v(\varphi = \alpha) = 0 \tag{4.30}$$

koşulu kullanılırsa,

$$\lambda = \frac{2\alpha^2(\alpha\sin\alpha + \cos\alpha - 1)}{2\alpha - \alpha\cos 2\alpha + \sin\alpha(3\cos\alpha - 4)} \tag{4.31}$$

$$\psi = \frac{1 - \cos\alpha}{\alpha} \tag{4.32}$$

elde edilir. Bu konsol kirişin analitik çözümünden (Frisch-Fay (1962)),

$$\begin{aligned} \phi_1 &= \sin^{-1}\left(\frac{1}{\sqrt{2}\rho}\right) \\ \sqrt{\lambda} &= \int_{\phi_1}^{\frac{\pi}{2}} \frac{1}{\sqrt{1 - \rho^2\sin^2(\phi)}} d\phi = K(\rho) - F(\rho, \phi_1) \\ \psi &= \frac{1}{\sqrt{\lambda}}\left[K(\rho) - F(\rho, \phi_1) - 2E(\rho) + 2E(\rho, \phi_1)\right] \end{aligned} \tag{4.33}$$

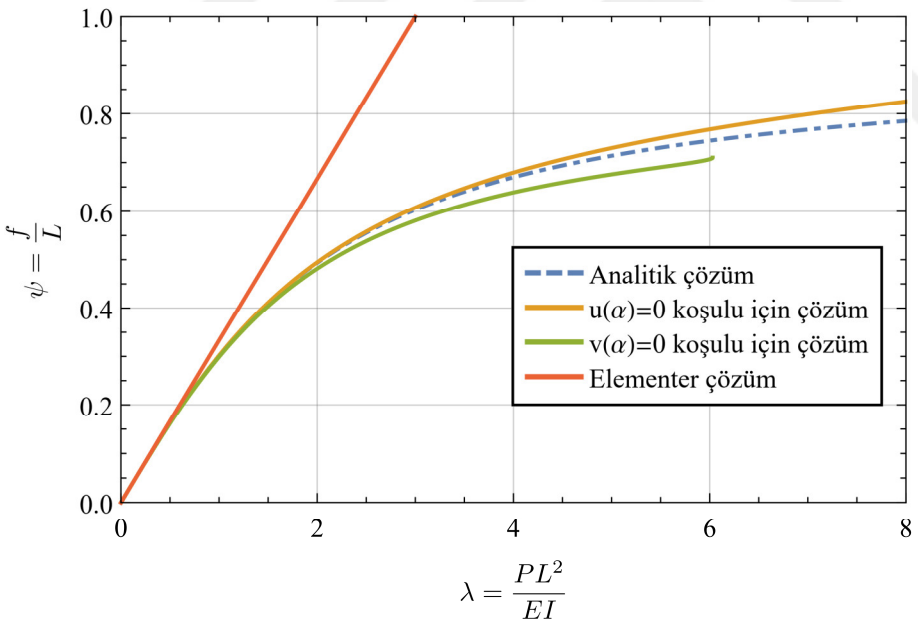
bulunur. (4.33)'te kullanılan terimler,

$$
\begin{aligned}
&F(\rho,\phi)=\int_0^{\phi}\frac{1}{\sqrt{1-\rho^2\sin^2(\phi)}}d\phi && \text{birinci tip tam olmayan eliptik integral}\\
&K(\rho)=F\left(\rho,\frac{\pi}{2}\right) && \text{birinci tip tam eliptik integral}\\
&E(\rho,\phi)=\int_0^{\phi}\sqrt{1-\rho^2\sin^2(\phi)}\,d\phi && \text{ikinci tip tam olmayan eliptik integral}\\
&E(\rho)=E\left(\rho,\frac{\pi}{2}\right) && \text{ikinci tip tam eliptik integral}
\end{aligned}
\tag{4.34}
$$

şeklinde tanımlanmaktadır. $\alpha \to 0$ için kiriş ucundaki çökme değeri,

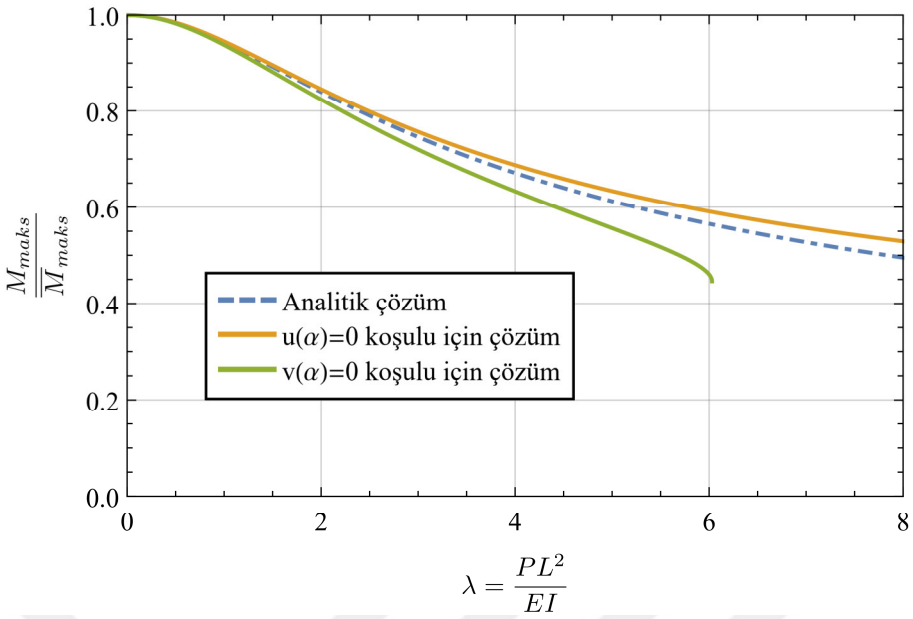
$$\lim_{\alpha\to 0} f=\frac{PL^3}{3EI} \tag{4.35}$$

olmaktadır. Bu değer elementer çözüm ile aynıdır (elementer çözüm ile küçük yer değiştirme varsayımı kullanılarak elde edilen sonuçlar kastedilmektedir). Uç noktası düşey deplasmanı-kuvvet diyagramı, ψ,λ cinsinden Şekil 4.7'de verilmiştir.



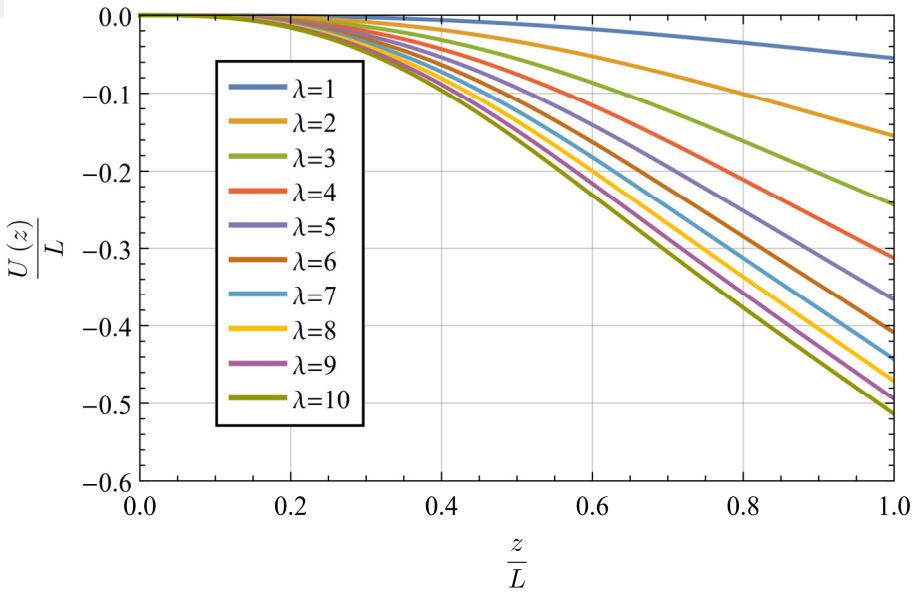
Şekil 4.7 : Örnek-1, $\psi-\lambda$ grafiği.

Şekil 4.8'de, kullanılan yöntemden bulunan maksimum moment M_{maks}'ın, elementer çözümden elde edilen maksimum moment $\overline{M}_{maks}$'a oranı, λ değişkenine göre gösterilmiştir.

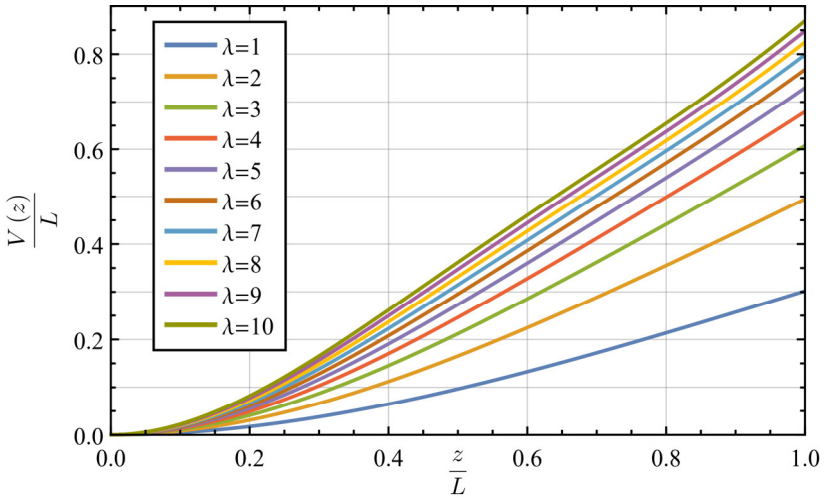


Şekil 4.8 : Örnek-1, $M_{maks}/\overline{M}_{maks} - \lambda$ grafiği.

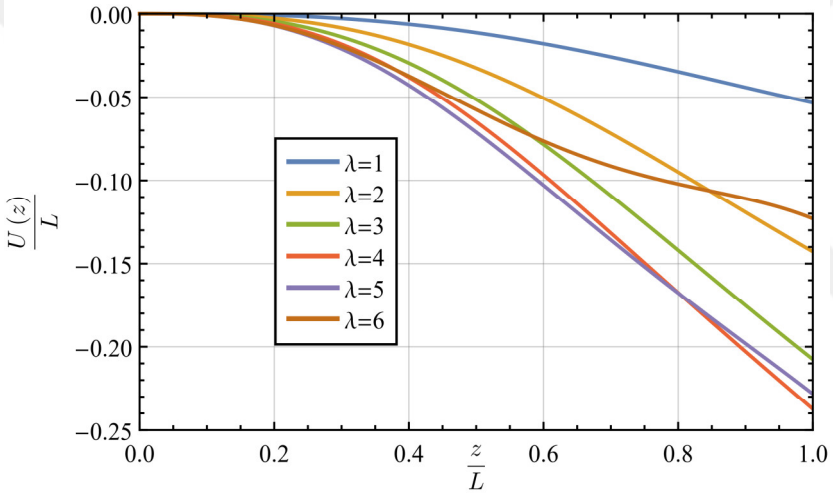
(4.3), (4.11), (4.14) denklemlerini kullanarak, kiriş uzunluğu boyunca yatay ve düşey yer değiştirmeler hesaplanabilmektedir. Çeşitli λ değerleri için yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı, $u(\alpha) = 0$ için Şekil 4.9 ve Şekil 4.10'da, $v(\alpha) = 0$ için Şekil 4.11 ve Şekil 4.12'de gösterilmiştir.



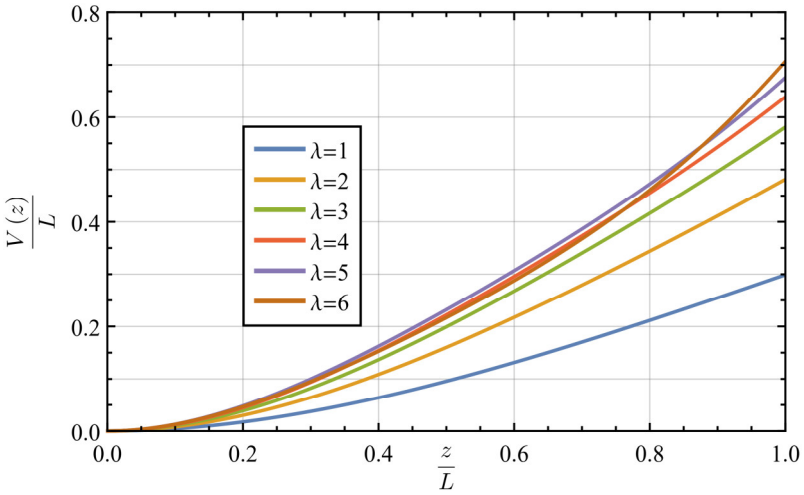
Şekil 4.9 : Örnek-1, $u(\alpha) = 0$ koşulu için kiriş uzunluğu boyunca yatay yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı.



Şekil 4.10 : Örnek-1, $u(\alpha)=0$ koşulu için kiriş uzunluğu boyunca düşey yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı.



Şekil 4.11 : Örnek-1, $v(\alpha)=0$ koşulu için kiriş uzunluğu boyunca yatay yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı.



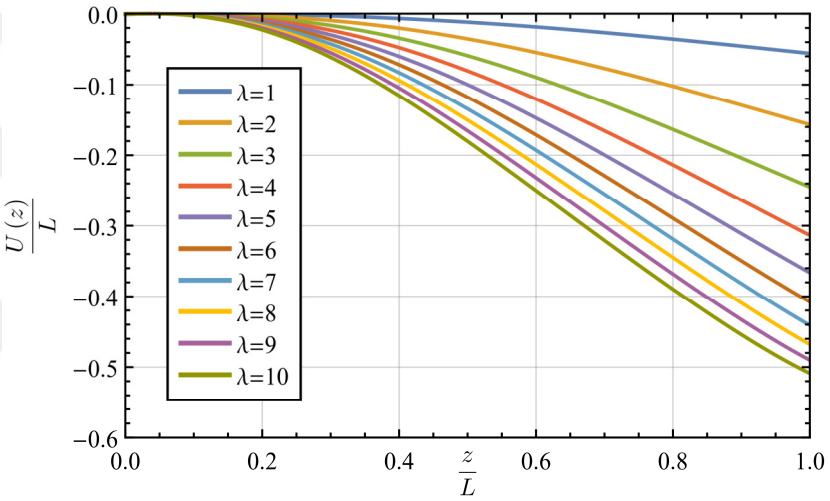
Şekil 4.12 : Örnek-1, $v(\alpha)=0$ koşulu için kiriş uzunluğu boyunca düşey yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı.

Şekil değiştirme sonrasında $u(\alpha)=0$ ve $v(\alpha)=0$ koşulları kullanıldığında, çeşitli λ değerleri için hesaplanan normalize kiriş boyu değerleri Çizelge 4.1'de verilmiştir.

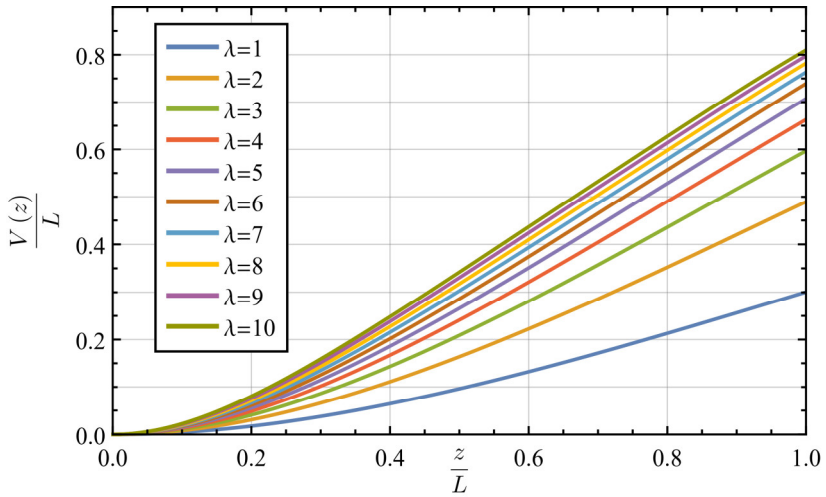
Çizelge 4.1 : Örnek-1, kiriş elastik eğrisinin uzunluğunun, kirişin boyuna oranı.

	$\lambda=1$	$\lambda=2$	$\lambda=3$	$\lambda=4$	$\lambda=5$	$\lambda=6$	$\lambda=7$	$\lambda=8$	$\lambda=9$	$\lambda=10$
$u(\alpha)=0$ için	1.0014	1.0049	1.0095	1.0148	1.0208	1.0273	1.0344	1.0420	1.0501	1.0587
$v(\alpha)=0$ için	1.0018	1.0069	1.0161	1.0322	1.0629	1.1613	-	-	-	-

Hesaplar, ikinci mertebe etkilerine göre yapıldığında, $u(\alpha)=0$ için kiriş uzunluğu boyunca yatay ve düşey yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı Şekil 4.13 ve Şekil 4.14'te verilmiştir.

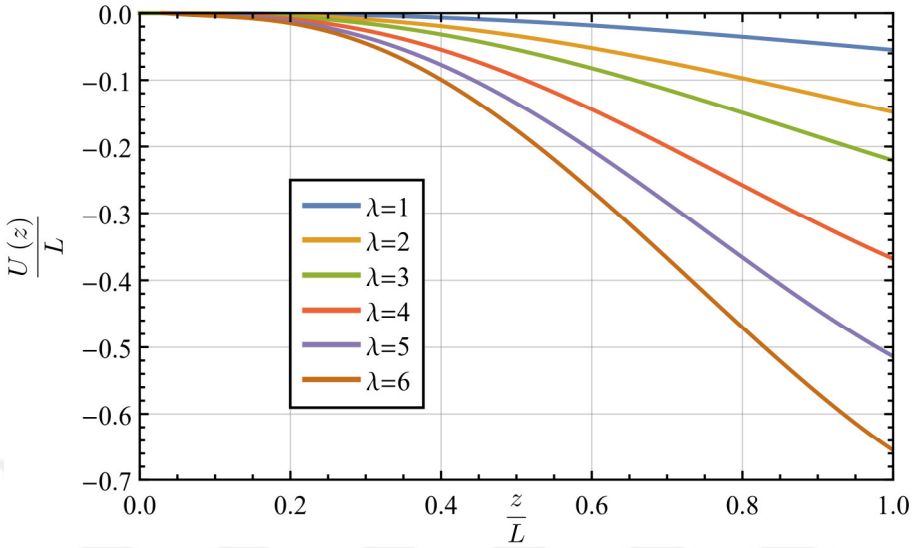


Şekil 4.13 : Örnek-1, $u(\alpha)=0$ koşulu için ve ikinci mertebe hesabına göre kiriş uzunluğu boyunca yatay yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı.

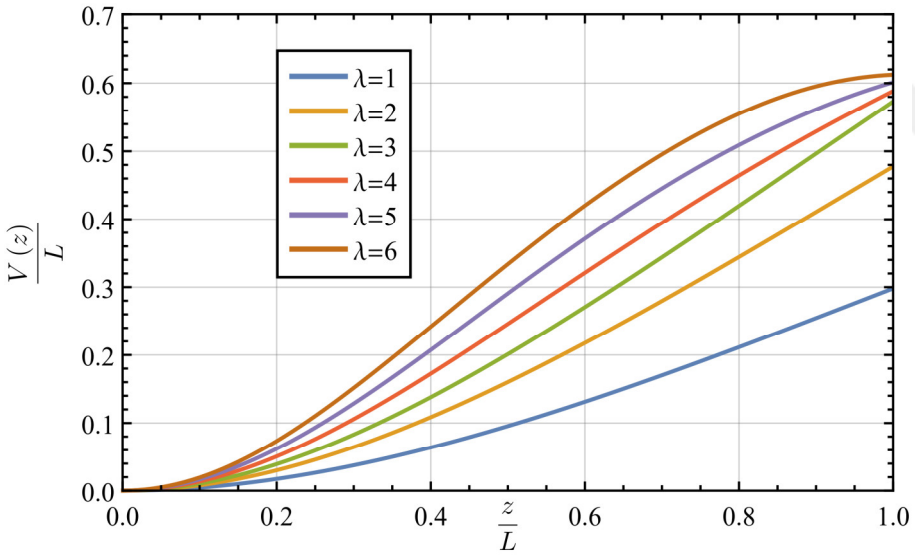


Şekil 4.14 : Örnek-1, $u(\alpha)=0$ koşulu için ve ikinci mertebe hesabına göre kiriş uzunluğu boyunca düşey yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı.

$v(\alpha)=0$ için kiriş uzunluğu boyunca yatay ve düşey yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı Şekil 4.15 ve Şekil 4.16'da gösterilmektedir.



Şekil 4.15 : Örnek-1, $v(\alpha)=0$ koşulu için ve ikinci mertebe hesabına göre kiriş uzunluğu boyunca yatay yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı.



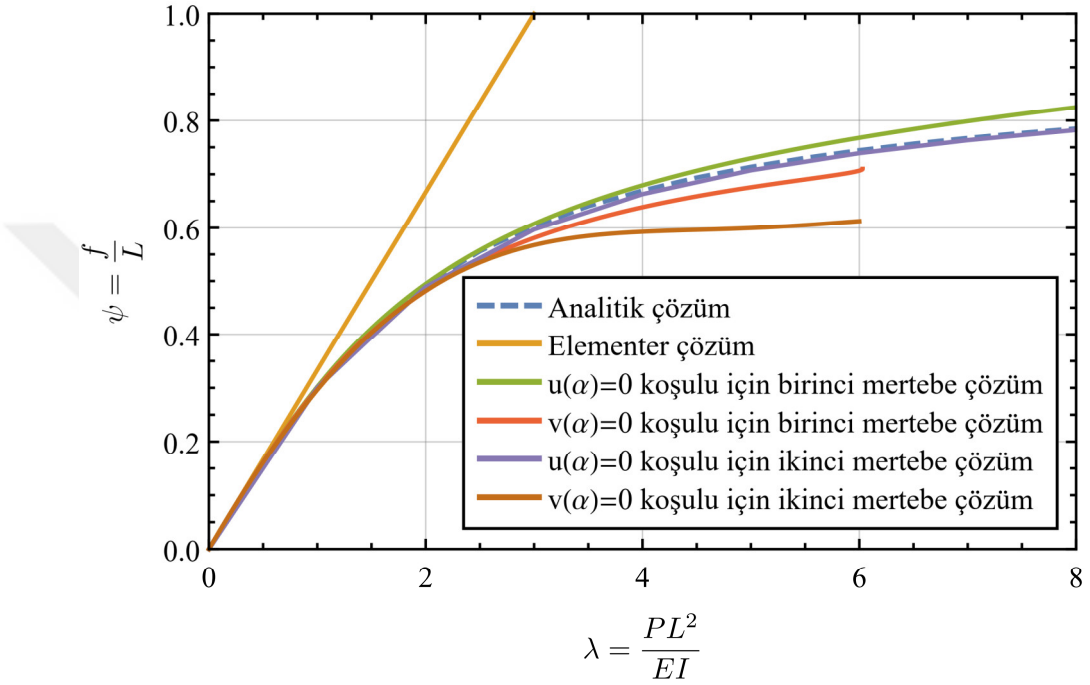
Şekil 4.16 : Örnek-1, $v(\alpha)=0$ koşulu için ve ikinci mertebe hesabına göre kiriş uzunluğu boyunca düşey yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı.

İkinci mertebe etkilerine göre, şekil değiştirme sonrasında $u(\alpha)=0$ ve $v(\alpha)=0$ koşulları kullanıldığında çeşitli λ değerleri için hesaplanan kiriş boyu değerleri Çizelge 4.2'de sunulmuştur.

Çizelge 4.2 : Örnek-1, ikinci mertebe etkilere göre kiriş elastik eğrisinin uzunluğunun, kirişin boyuna oranı.

	$\lambda=1$	$\lambda=2$	$\lambda=3$	$\lambda=4$	$\lambda=5$	$\lambda=6$	$\lambda=7$	$\lambda=8$	$\lambda=9$	$\lambda=10$
$u(\alpha)=0$ için	1.0000	1.0000	1.0000	1.0001	1.0001	1.0002	1.0003	1.0005	1.0007	1.0009
$v(\alpha)=0$ için	1.0000	1.0000	1.0001	0.9032	0.8297	0.7866	-	-	-	-

Birinci ve ikinci mertebeden hesaplanan ψ değerlerinin, λ değerlerine göre grafikleri toplu olarak Şekil 4.17'de yer almaktadır.



Şekil 4.17 : Örnek-1, birinci ve ikinci mertebe hesaplarına göre elde edilen $\psi-\lambda$ eğriler.

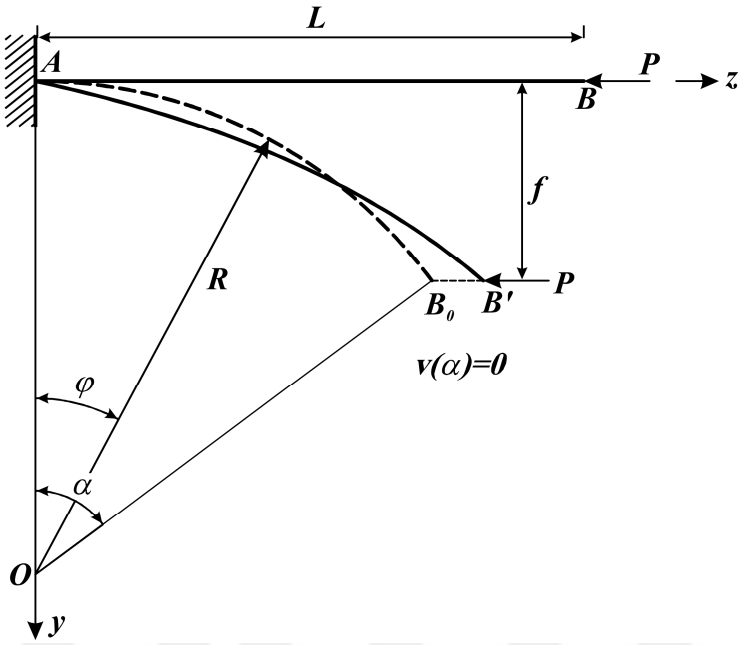
Şekil 4.17 incelendiğinde, $u(\alpha)=0$ için elde edilen sonuçlar elastik eğriye çok yakın çıkmaktadır. İkinci mertebe sonucu neredeyse üst üste düşmektedir. $v(\alpha)=0$ için bulunan sonuç ikinci mertebe için birinci mertebeye göre daha kötü sonuç vermektedir. Bu da aslında beklenen bir durumdur çünkü momente asıl etki eden yatay mesafe yerine düşey mesafe göz önüne alındığından sonuçlar gerçekten uzaklaşmaktadır.

4.3 Örnek-2: Serbest Ucunda Eksenel Kuvvet Bulunan Konsol Kiriş

İncelenen örnekte momente etkiyen esas etken, kuvvetin incelenen noktaya olan düşey mesafesi olduğundan gerçek momente yakın kalabilmek bakımından bağımsız parametrenin hesaplanması için koşul olarak

$$v(\varphi=\alpha)=0 \tag{4.36}$$

kullanılacaktır. Şekil 4.18'de bu koşulla ilgili yaklaşım eğrisi gösterilmektedir.



Şekil 4.18 : Örnek-2, $v(\alpha)=0$ koşulu için kullanılan yaklaşım eğrisi.

Bu kiriş için moment fonksiyonu;

$$M(\varphi) = -P\,R\left(\cos\varphi - \cos\alpha\right) \tag{4.37}$$

olmaktadır. (4.17) diferansiyel denklemi ve (4.22) sınır koşullarının kullanılması sonucunda

$$\frac{\xi(\varphi)}{R} = -1 + \cos\varphi - \frac{\lambda\cos\alpha}{\alpha^2} + \frac{\lambda\cos\alpha\cos\varphi}{\alpha^2} + \frac{\lambda\varphi\sin\varphi}{2\alpha^2} \tag{4.38}$$

ifadesi elde edilir. (4.15) ve (4.25) denklemlerinden,

$$\frac{\eta(\varphi)}{R} = -\varphi + \sin\varphi - \frac{\lambda\varphi\cos\alpha}{\alpha^2} + \frac{\lambda\cos\alpha\sin\varphi}{\alpha^2} + \frac{\lambda\sin\varphi}{2\alpha^2} - \frac{\lambda\varphi\cos\varphi}{2\alpha^2} \tag{4.39}$$

bulunur. (4.30)'da verilen şartın kullanılması ile,

$$\lambda = \frac{PL^2}{EI} = -\frac{4\alpha^2(\alpha\sin\alpha + \cos\alpha - 1)}{2\alpha\sin 2\alpha - 4\cos\alpha + 3\cos 2\alpha + 1} \tag{4.40}$$

ifadesine ulaşılır. Kiriş ucundaki düşey deplasman,

$$f = \left(V_0 + v\right)_{\varphi=\alpha} = R\left(1 - \cos\alpha\right) \tag{4.41}$$

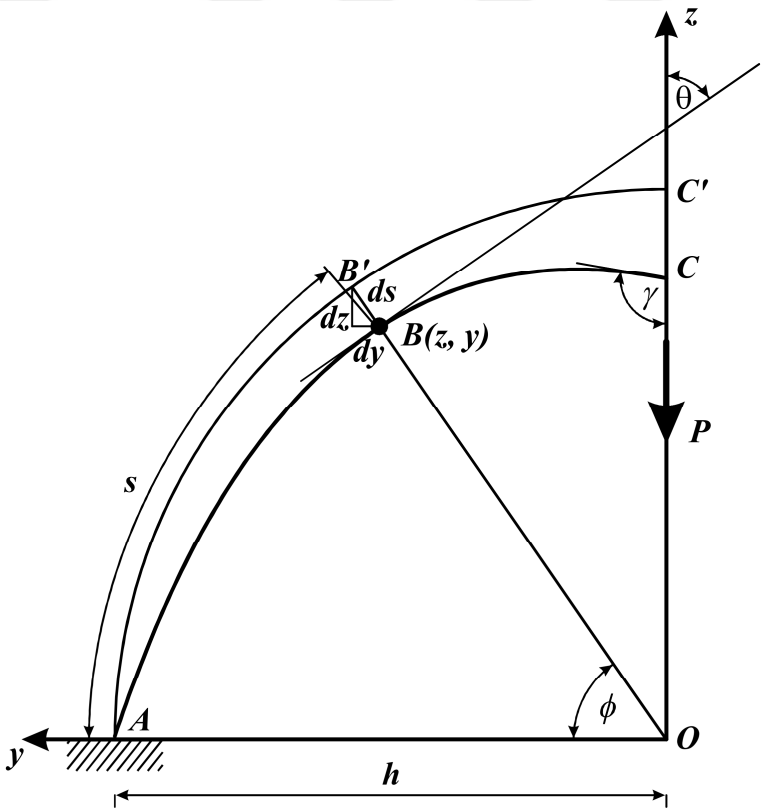
ve kiriş ucundaki düşey deplasmının kiriş boyuna oranı

$$\psi = \frac{f}{L} = \frac{1-\cos\alpha}{\alpha} \tag{4.42}$$

denklemleri ile verilmektedir. Bu örneğin analitik çözümü (Frisch-Fay (1962, s. 6)),

$$\begin{aligned} k &= \sqrt{\frac{P}{EI}}, \qquad \lambda = \frac{PL^2}{EI}, \qquad \rho = \sin\frac{\gamma}{2} \\ s &= \frac{1}{k}\int_0^{\phi} \frac{d\phi}{\sqrt{\left(1-\rho^2\sin^2\phi\right)}} = \frac{1}{k}F\left(\rho,\phi\right), \qquad z = \frac{2E\left(\rho,\phi\right)}{k} - \frac{F\left(\rho,\phi\right)}{k} \\ L &= \frac{1}{k}\int_0^{\pi/2} \frac{d\phi}{\sqrt{\left(1-\rho^2\sin^2\phi\right)}} = \frac{1}{k}K\left(\rho\right), \qquad y = \frac{2\rho\cos\phi}{k}, \qquad h = \frac{2\rho}{k} \end{aligned} \tag{4.43}$$

ile verilmektedir. (4.43)'te kullanılan değişkenlerin bazıları Şekil 4.19'da tanımlanmaktadır.

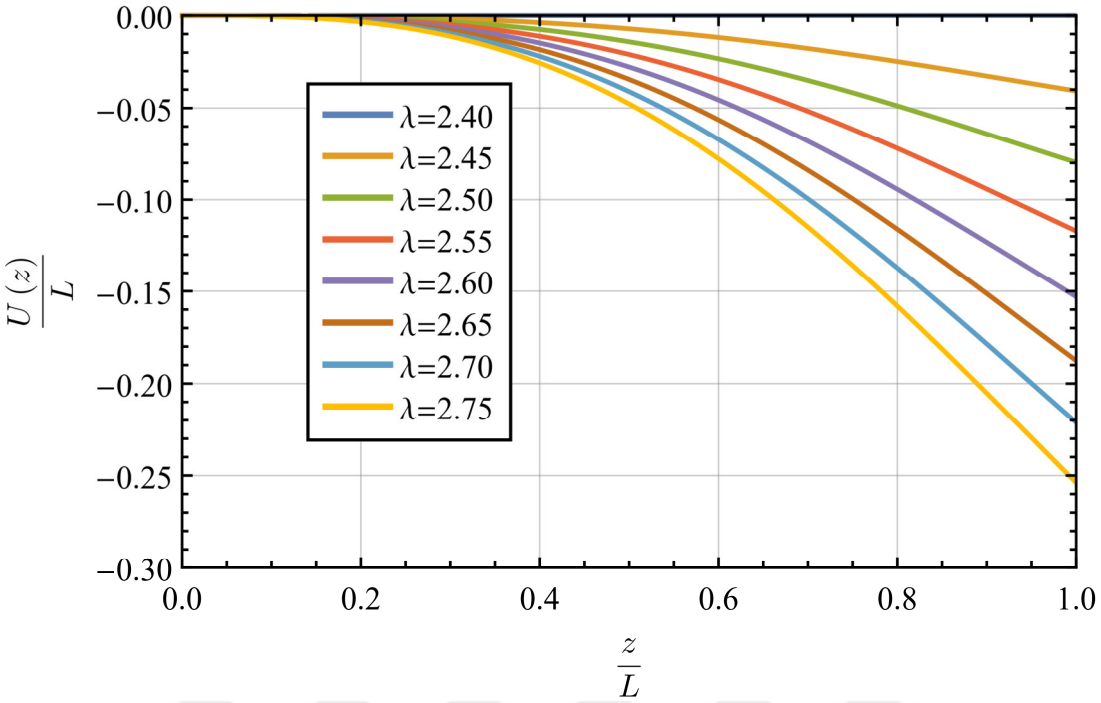


Şekil 4.19 : (4.43)'te kullanılan değişkenlerden bazılarının gösterimi.

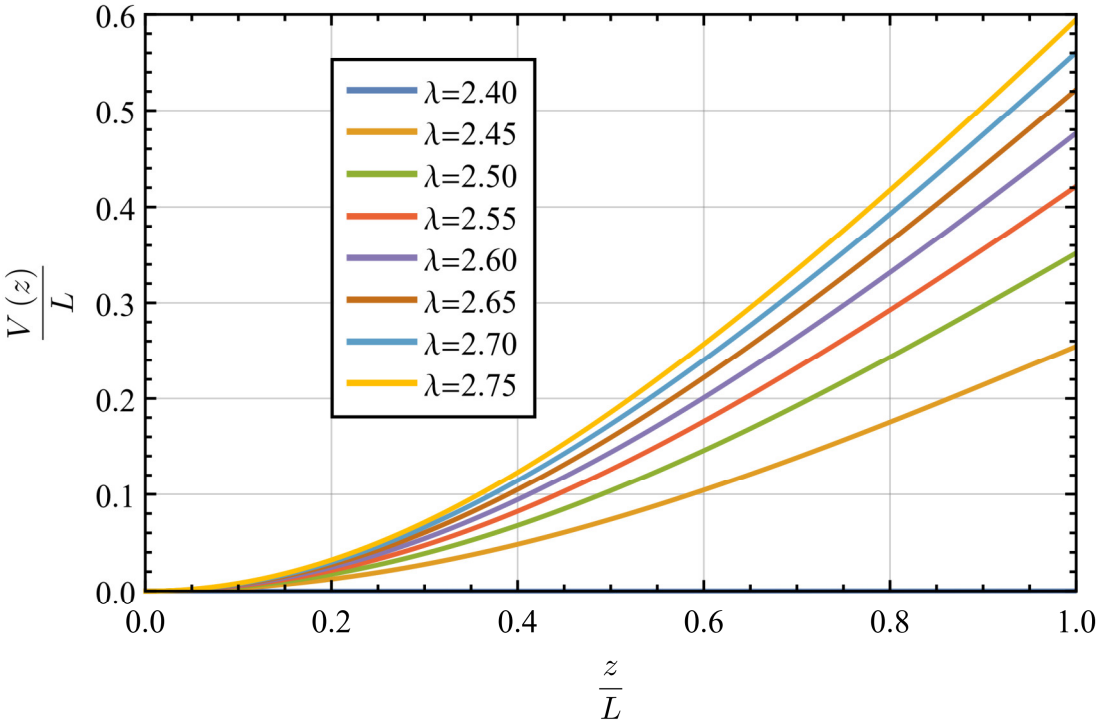
Şekil 4.3'te verilen koordinat sistemine göre (4.43) düzenlendiğinde

$$\frac{z}{L} = \frac{2E\left(\rho,\phi\right)}{K\left(\rho\right)} - \frac{F\left(\rho,\phi\right)}{K\left(\rho\right)}, \qquad \frac{y}{L} = \frac{2\rho}{K\left(\rho\right)}\left(1-\cos\phi\right) \tag{4.44}$$

ifadelerine ulaşılır. Birinci mertebe hesaplarına göre kiriş uzunluğu boyunca yatay ve düşey yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı Şekil 4.20 ve Şekil 4.21'de verilmektedir.

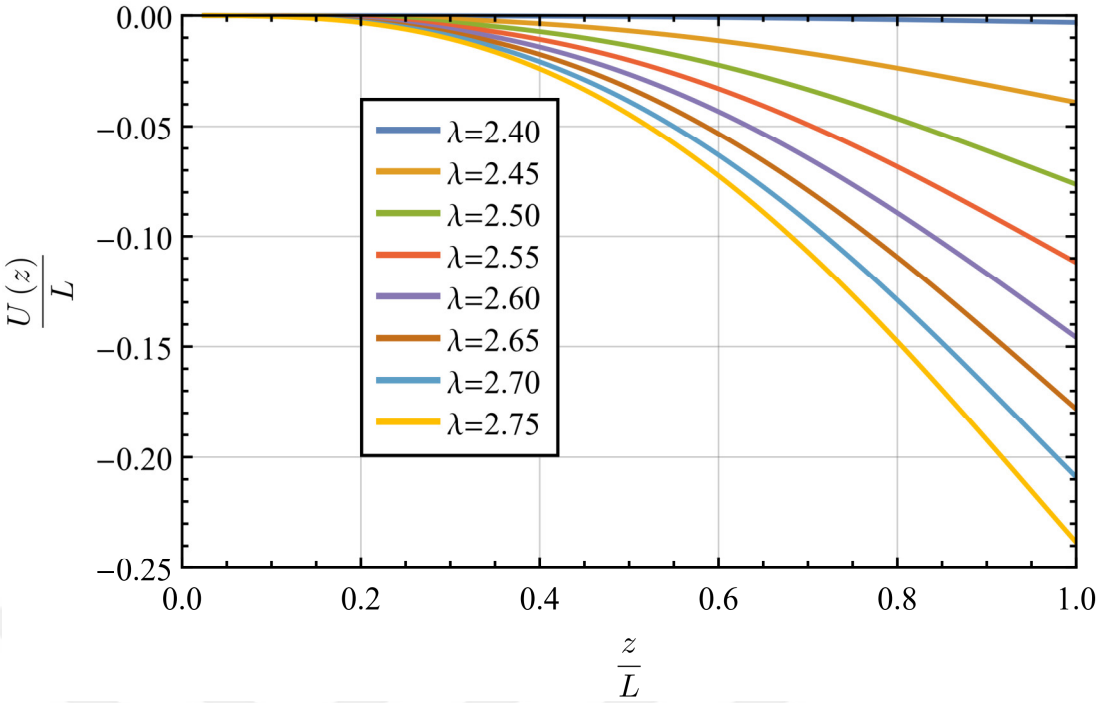


Şekil 4.20 : Örnek-2, $v(\alpha)=0$ koşulu için kiriş uzunluğu boyunca yatay yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı.

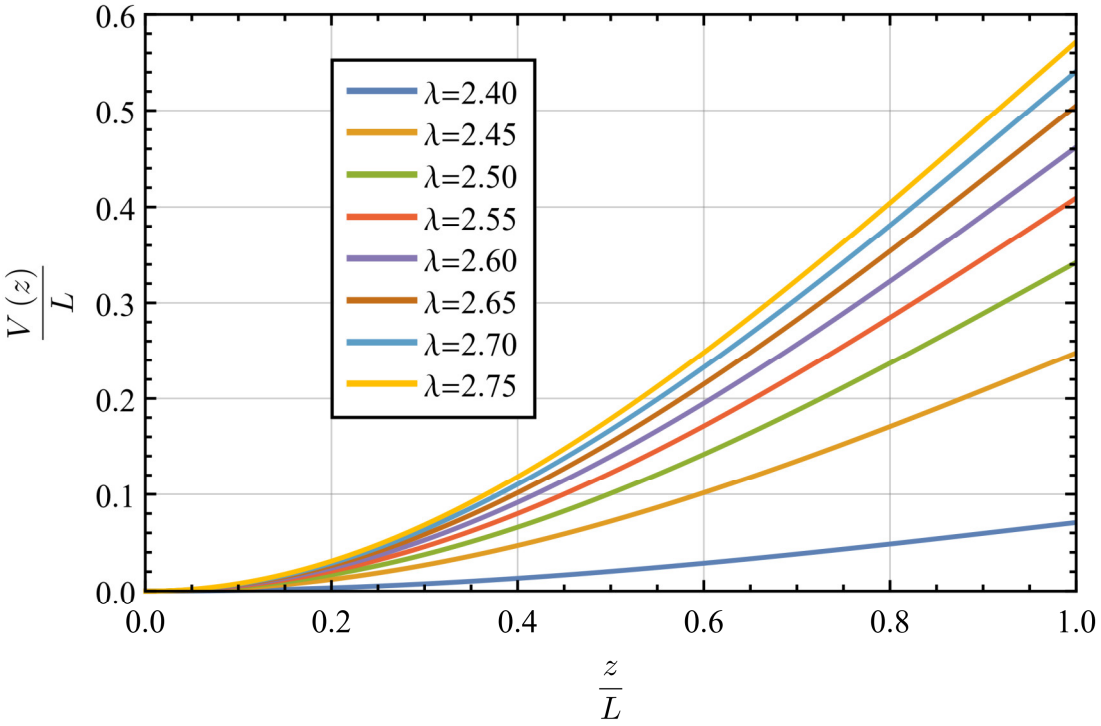


Şekil 4.21 : Örnek-2, $v(\alpha)=0$ koşulu için kiriş uzunluğu boyunca düşey yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı.

İkinci mertebe hesaplarına göre kiriş uzunluğu boyunca yatay ve düşey yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı Şekil 4.22 ve Şekil 4.23'de verilmektedir.

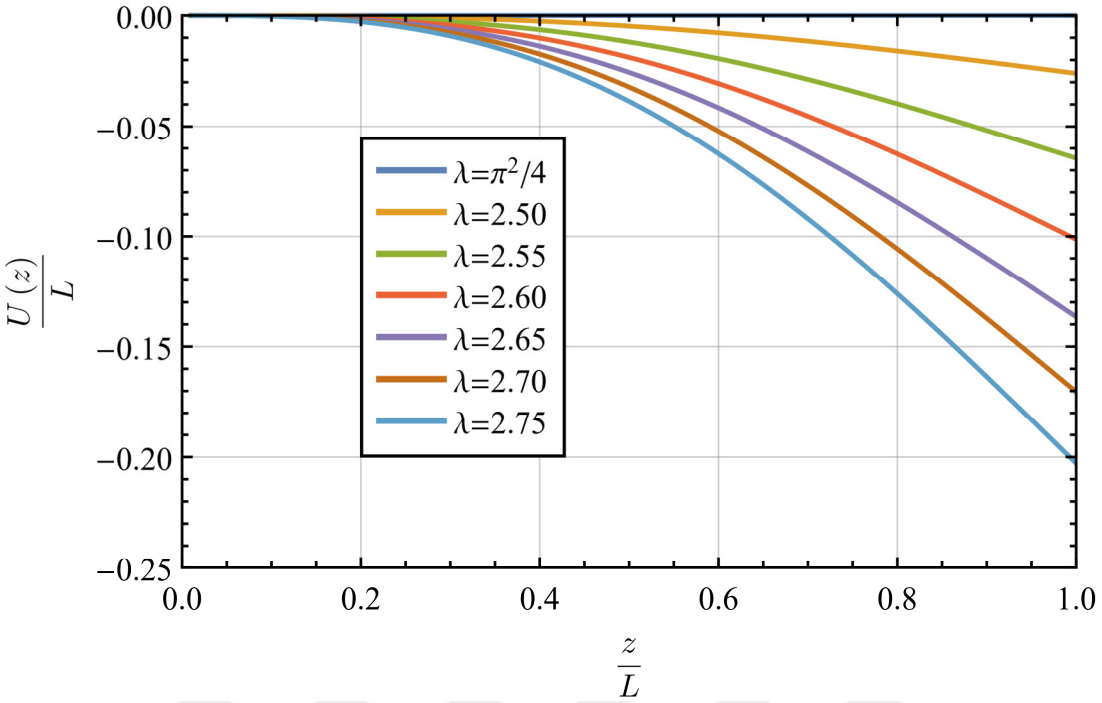


Şekil 4.22 : Örnek-2, $v(\alpha)=0$ koşulu için ve ikinci mertebe hesabına göre kiriş uzunluğu boyunca yatay yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı.

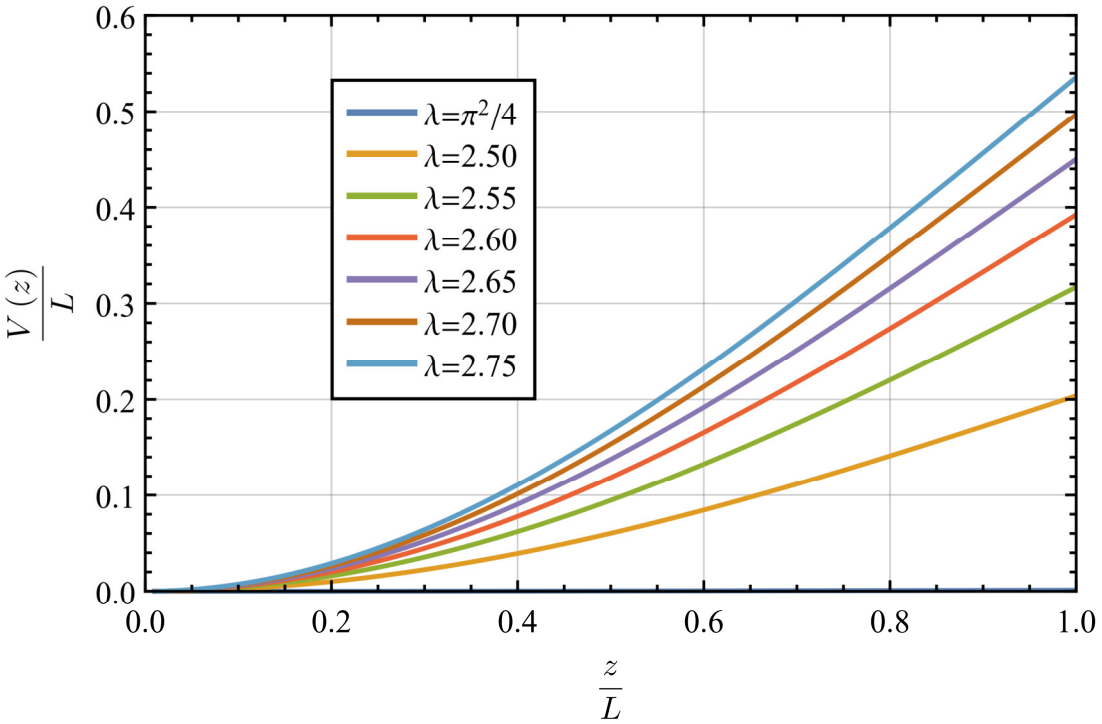


Şekil 4.23 : Örnek-2, $v(\alpha)=0$ koşulu için ve ikinci mertebe hesabına göre kiriş uzunluğu boyunca düşey yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı.

Analitik çözümde, kiriş uzunluğu boyunca yatay ve düşey yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı Şekil 4.24 ve Şekil 4.25'de verilmektedir.

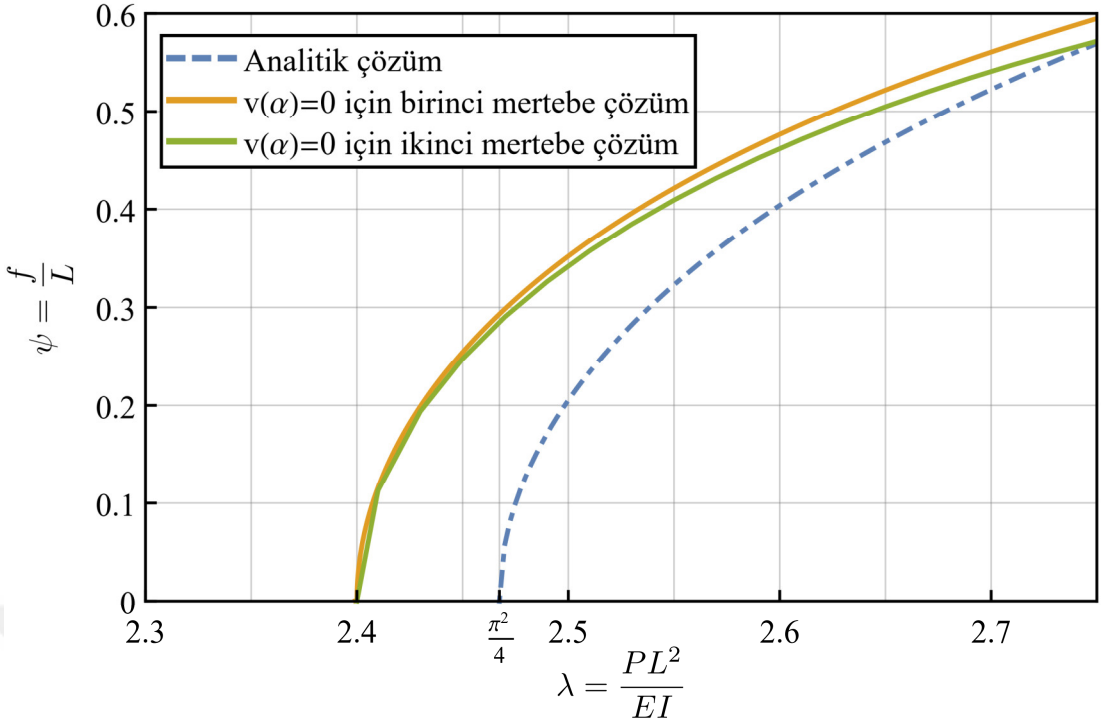


Şekil 4.24 : Örnek-2, analitik çözüm için kiriş uzunluğu boyunca yatay yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı.



Şekil 4.25 : Örnek-2, analitik çözüm için kiriş uzunluğu boyunca düşey yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı.

Düşey uç deplasmanlarının boya oranı Şekil 4.26'da verilmiştir.



Şekil 4.26 : Örnek-2, birinci ve ikinci mertebe hesabına göre kiriş düşey uç deplasmanının boya oranının grafigi.

Sonuçlar başlangıçta çok iyi olmamasına karşın özellikle ikinci mertebe hesap $\lambda = 2.6$ değerinden sonra yakın sonuçlar vermektedir. Birinci ve ikinci mertebe etkileri altında hesaplanan kiriş boyu değerleri Çizelge 4.3'te verilmektedir.

Çizelge 4.3 : Örnek-2, $v(\alpha) = 0$ koşulu için birinci ve ikinci mertebe etkilere göre kiriş elastik eğrisi boyunun, kiriş boyuna oranı.

	$\lambda = 2.40$	$\lambda = 2.45$	$\lambda = 2.50$	$\lambda = 2.55$	$\lambda = 2.60$	$\lambda = 2.65$	$\lambda = 2.70$	$\lambda = 2.75$
$v(\alpha) = 0$ ve birinci mertebe için	1.0000	1.0006	1.0012	1.0020	1.0028	1.0038	1.0050	1.0066
$v(\alpha) = 0$ ve ikinci mertebe için	1.0000	1.0000	1.0000	1.0000	1.0000	1.0000	1.0000	1.0000

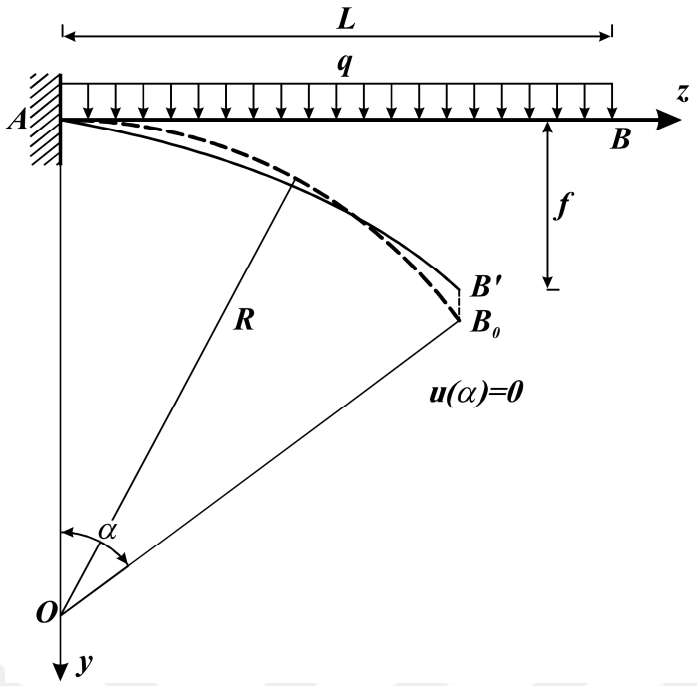
4.4 Örnek-3: Düzgün Yayılı Yük ile Yüklü Konsol Kiriş

Bu örnekte, birinci yaklaşım eğrisi seçilirken $u(\alpha) = 0$ koşulu kullanılmıştır. Şekil 4.27'de bu koşulla ilgili yaklaşım eğrisi verilmiştir. Moment fonksiyonu,

$$\begin{aligned} M(\varphi) &= -\int_{\varphi}^{\alpha} R(\sin\zeta - \sin\varphi)\, qR\, d\zeta \\ &= -qR^2(-\alpha\sin\varphi + \varphi\sin\varphi - \cos\alpha + \cos\varphi) \end{aligned} \tag{4.45}$$

olarak elde edilmektedir. λ değeri bu örnek için, (4.46)'daki gibi seçilmiştir.

$$\lambda = \frac{qL^3}{EI} \tag{4.46}$$



Şekil 4.27 : Örnek-3, $u(\alpha)=0$ koşulu için kullanılan yaklaşım eğrisi.

(4.17) diferansiyel denklemi ve (4.22) sınır koşullarının kullanılması ile,

$$\frac{\xi(\varphi)}{R}=-\frac{\lambda\varphi^2\cos\varphi}{4\alpha^3}+\frac{3\lambda\varphi\sin\varphi}{4\alpha^3}+\frac{\lambda\cos\alpha\cos\varphi}{\alpha^3}-\frac{\lambda\cos\alpha}{\alpha^3}-\frac{\lambda\sin\varphi}{2\alpha^2}+\frac{\lambda\varphi\cos\varphi}{2\alpha^2}+\cos\varphi-1 \tag{4.47}$$

(4.15) ve (4.25)'ten

$$\frac{\eta(\varphi)}{R}=-\frac{\lambda\varphi^2\sin\varphi}{4\alpha^3}+\frac{5\lambda\sin\varphi}{4\alpha^3}-\frac{\lambda\varphi\cos\alpha}{\alpha^3}-\frac{5\lambda\varphi\cos\varphi}{4\alpha^3}+\frac{\lambda\cos\alpha\sin\varphi}{\alpha^3}+\frac{\lambda\varphi\sin\varphi}{2\alpha^2}+\frac{\lambda\cos\varphi}{\alpha^2}-\frac{\lambda}{\alpha^2}-\varphi+\sin\varphi \tag{4.48}$$

denklemi elde edildi. $u(\varphi=\alpha)=0$ koşulundan,

$$\lambda=\frac{4\alpha^3(\sin\alpha-\alpha\cos\alpha)}{\alpha\sin^2\alpha+5\alpha\cos^2\alpha+4\alpha\cos\alpha-9\sin\alpha\cos\alpha} \tag{4.49}$$

ve kiriş ucundaki deplasman değeri

$$f=(V_0+v)_{\varphi=\alpha}=R\left(-\frac{\lambda}{\alpha^3}+\frac{\lambda\cos\alpha}{\alpha^3}+\frac{\lambda\tan\alpha}{4\alpha^2}+\frac{\lambda}{4\alpha}-\cos\alpha-\sec\alpha+2\right) \tag{4.50}$$

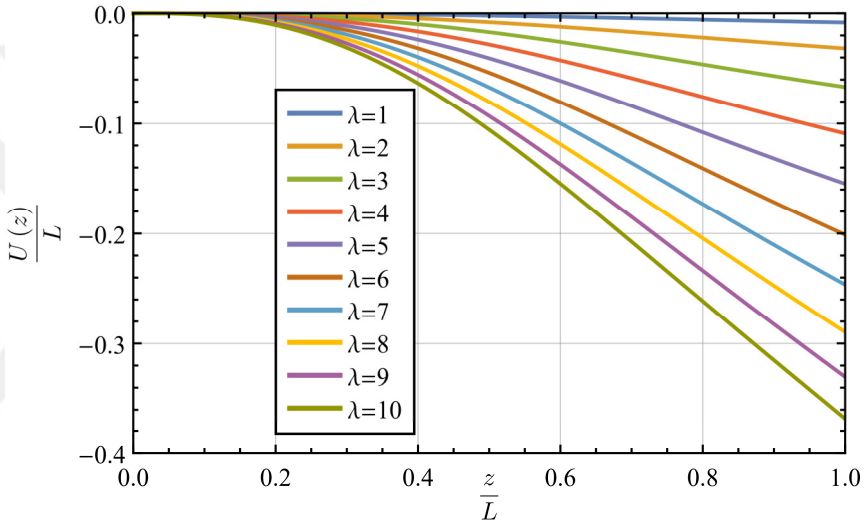
olmaktadır. Kiriş ucundaki çökme değeri için $\alpha\to 0$ limiti alındığında,

$$\lim_{\alpha\to 0} f = \frac{\lambda L}{8} = \frac{qL^4}{8EI} \tag{4.51}$$

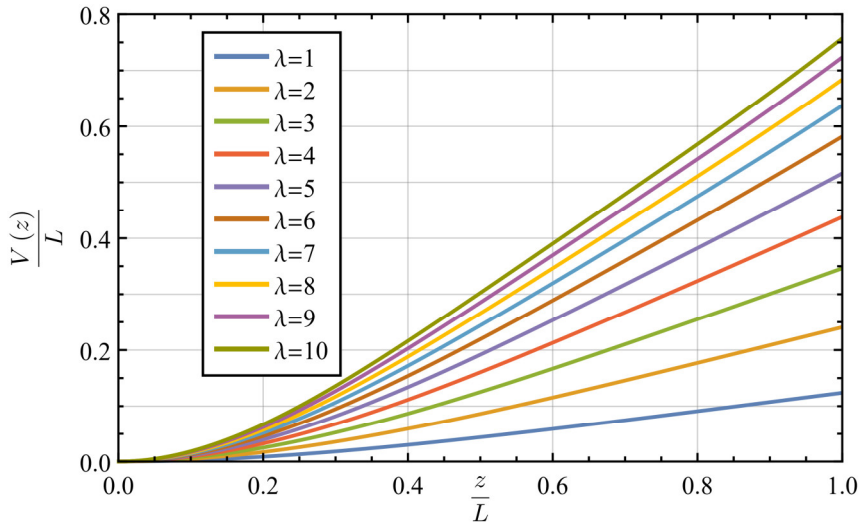
elde edilir. Bu ise elementer çözümle aynıdır. Kiriş ucundaki düşey deplasmının kiriş boyuna oranı,

$$\psi = \frac{f}{L} = -\frac{\lambda}{\alpha^4} + \frac{\lambda\cos\alpha}{\alpha^4} + \frac{\lambda\tan\alpha}{4\alpha^3} + \frac{\lambda}{4\alpha^2} + \frac{2}{\alpha} - \frac{\cos\alpha}{\alpha} - \frac{\sec\alpha}{\alpha} \tag{4.52}$$

şeklinde ifade edilir. Birinci mertebe hesaplarına göre kiriş uzunluğu boyunca yatay ve düşey yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı Şekil 4.28 ve Şekil 4.29'da verilmektedir.

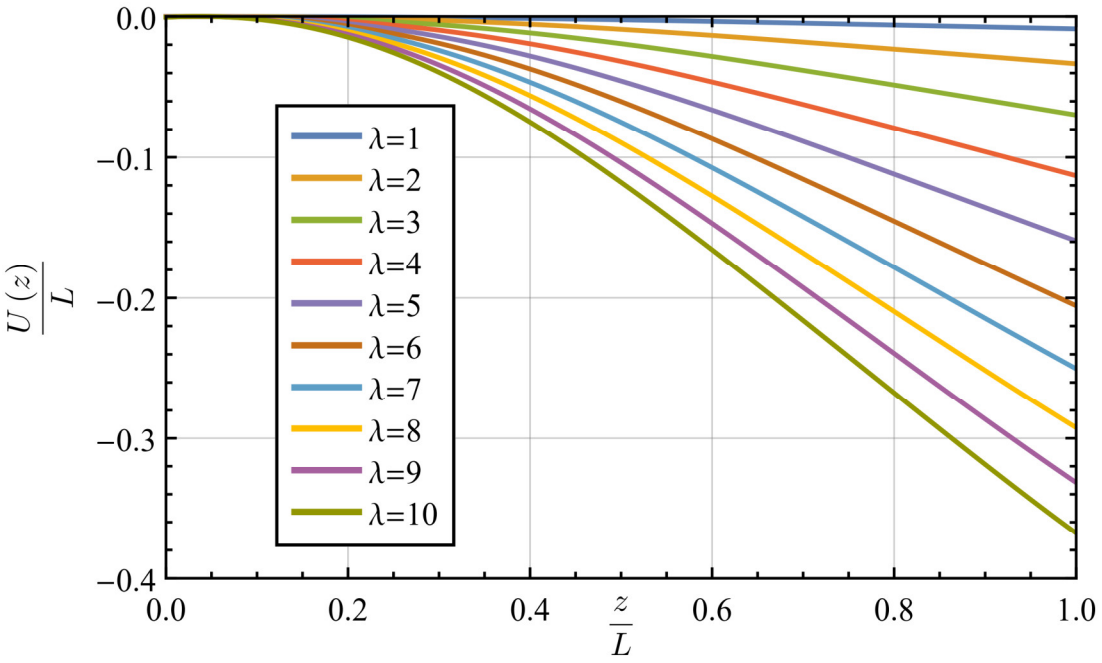


Şekil 4.28 : Örnek-3, $u(\alpha) = 0$ koşulu için kiriş uzunluğu boyunca yatay yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı.

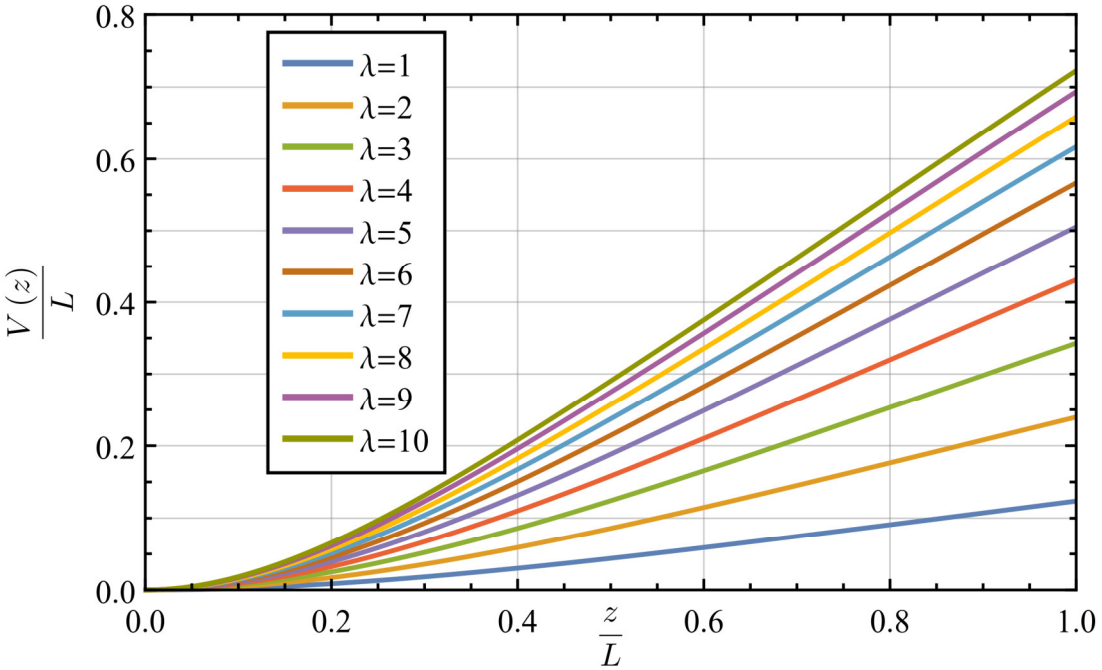


Şekil 4.29 : Örnek-3, $u(\alpha) = 0$ koşulu için kiriş uzunluğu boyunca düşey yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı.

İkinci mertebe hesaplarına göre kiriş uzunluğu boyunca yatay ve düşey yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı Şekil 4.30 ve Şekil 4.31'de verilmektedir.



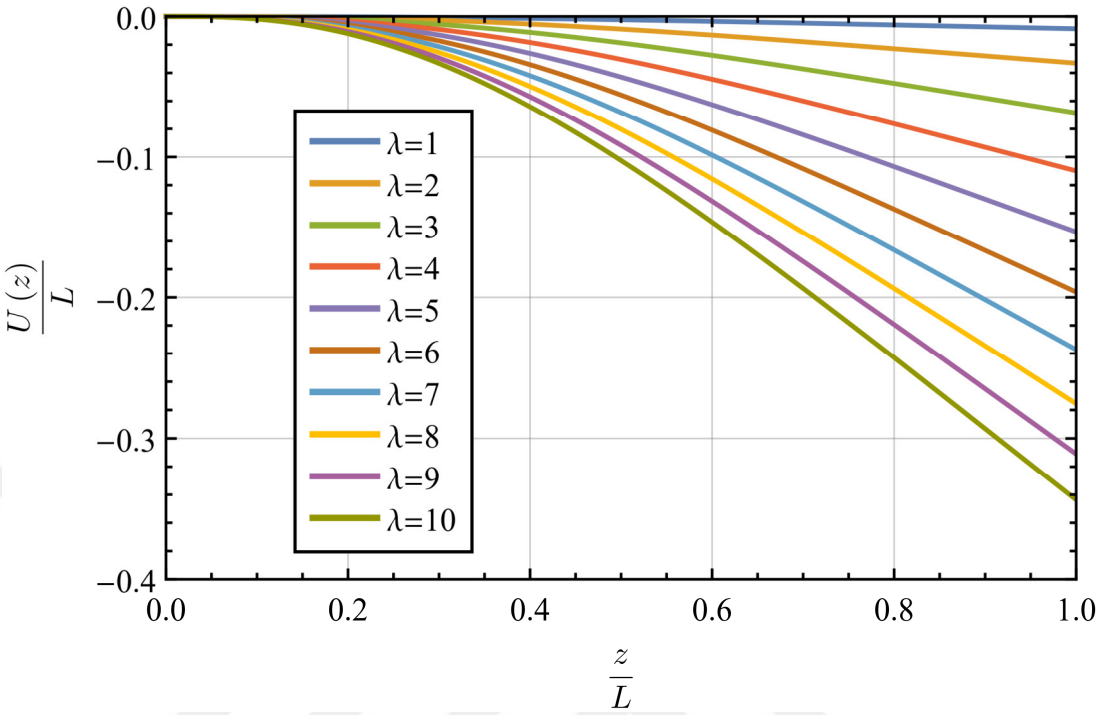
Şekil 4.30 : Örnek-3, $u(\alpha)=0$ koşulu için ve ikinci mertebe hesabına göre kiriş uzunluğu boyunca yatay yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı.



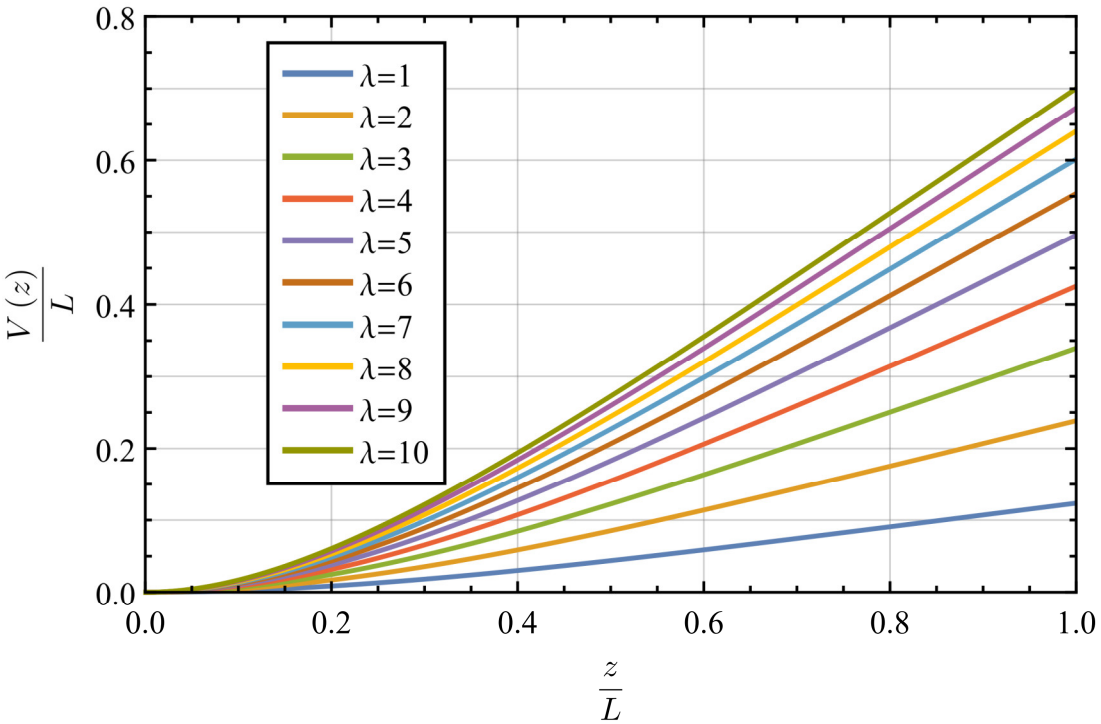
Şekil 4.31 : Örnek-3, $u(\alpha)=0$ koşulu için ve ikinci mertebe hesabına göre kiriş uzunluğu boyunca düşey yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı.

Yazarın bilgisi dahilinde, bu örneğin analitik çözümü bulunmamaktadır. Kıyaslama yapabilmek için Xiao (2011)'da verilen sonuçlar kullanılmıştır. Kiriş uzunluğu boyun-

ca yatay ve düşey yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı Şekil 4.32 ve Şekil 4.33'de sunulmuştur.

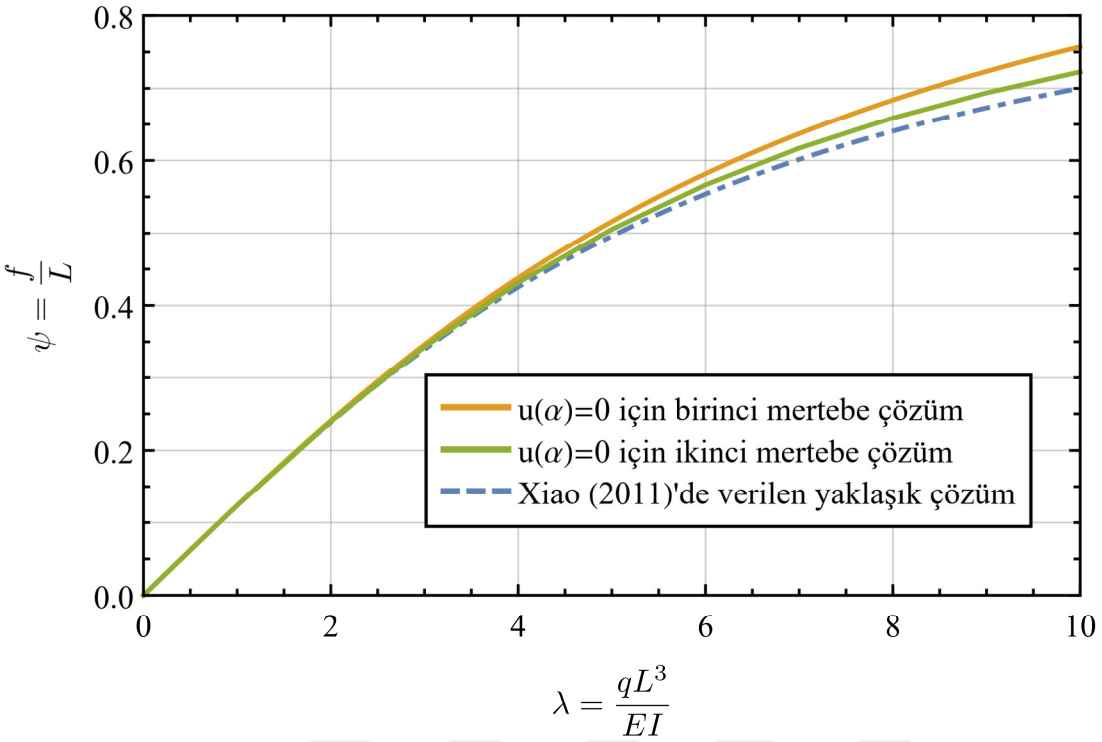


Şekil 4.32 : Örnek-3, Xiao (2011)'da verilen yaklaşık çözüm için kiriş uzunluğu boyunca yatay yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı.



Şekil 4.33 : Örnek-3, Xiao (2011)'da verilen yaklaşık çözüm için kiriş uzunluğu boyunca düşey yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı.

Düşey uç deplasmanların boya oranı Şekil 4.34'te sunulmuştur.



Şekil 4.34 : Örnek-3, $u(\alpha)=0$ koşulu, birinci ve ikinci mertebe ile Xiao (2011)'da verilen yaklaşık çözüm için kiriş uç deplasmanının boya oranının grafiği.

Birinci ve ikinci mertebe etkileri altında hesaplanan kiriş boyu değerleri Çizelge 4.4'te gösterilmektedir.

Çizelge 4.4 : Örnek-3, $u(\alpha)=0$ koşulu için birinci ve ikinci mertebe etkilere göre kiriş elastik eğrisi boyunun, kiriş boyuna oranı.

	$\lambda=1$	$\lambda=2$	$\lambda=3$	$\lambda=4$	$\lambda=5$	$\lambda=6$	$\lambda=7$	$\lambda=8$	$\lambda=9$	$\lambda=10$
$u(\alpha)=0$ ve birinci mertebe için	1.0005	1.0019	1.0041	1.0070	1.0104	1.0141	1.0182	1.0225	1.0270	1.0317
$u(\alpha)=0$ ve ikinci mertebe için	1.0000	1.0000	1.0000	1.0000	1.0001	1.0001	1.0002	1.0002	1.0003	1.0004

4.5 Yerel Olmayan Elastisite Teorisi

Yerel (klasik) elastisite teorisinde bir noktadaki gerilme tensörü sadece o noktadaki şekil değiştirme tensörüne bağlıdır. YOET'de ise, bir noktadaki gerilme tensörü elastik cisim içerisindeki tüm noktaların şekil değiştirme tensörlerine bağlıdır. Yani bir noktadaki gerilme tensörü elastik cismi oluşturan noktalardaki şekil değiştirme tensörlerinin fonksiyonudur. Literatürde $e_0 = 0.39$, $a = 4\times10^{-8}$ m değerlerinin kullanıldığı görülmektedir (Toksöz, 2010; Karlicic ve diğ, 2015, s.17). Bu bölümdeki hesaplarda, yerel olmayan parametre değeri $\gamma = 4\times10^{-8}$ m alındı. Bunun temel sebebi,

yerel olmayan teorinin etkilerini daha belirgin biçimde hesaplara dahil etmektir. Moment-eğrilik bağıntısı için (3.29) ve (4.17)'den,

$$\frac{1}{R}+\frac{1}{R^2}\left(\xi+\frac{d^2\xi}{d\varphi^2}\right)=-\left(\frac{M(\varphi)}{EI}-\frac{\gamma^2}{R^2\,EI}M''(\varphi)\right) \tag{4.53}$$

elde edildi. Örnek-1 için çıkarılan moment ifadesi (4.21)'in, (4.53)'te kullanılmasıyla,

$$\frac{1}{R}+\frac{1}{R^2}\left(\xi+\frac{\mathrm{d}^2\xi}{\mathrm{d}\varphi^2}\right)-\frac{PR(\sin\alpha-\sin\varphi)}{EI}+\frac{\gamma^2\,P\,R\sin\varphi}{R^2EI}=0 \tag{4.54}$$

eşitliği bulundu. (4.54) ifadesi, (4.22)'de verilen sınır koşulları kullanılarak çözüldüğünde

$$\begin{aligned}\frac{\xi}{R}=&-1+\cos\varphi+\frac{2\lambda\sin\alpha\sin^2\frac{\varphi}{2}}{\alpha^2}-\frac{\lambda\sin\varphi}{2\alpha^2}+\frac{\lambda\varphi\cos\varphi}{2\alpha^2}\\&-\frac{\gamma^2\lambda\sin\varphi}{2L^2}+\frac{\gamma^2\lambda\varphi\cos\varphi}{2L^2}\end{aligned} \tag{4.55}$$

(4.25)'de verilen sınır koşulu kullanıldığında

$$\begin{aligned}\frac{\eta(\varphi)}{R}=&\frac{\lambda\varphi\sin\alpha}{\alpha^2}+\frac{\lambda\varphi\sin\varphi}{2\alpha^2}-\frac{\lambda\sin\alpha\sin\varphi}{\alpha^2}+\frac{\lambda\cos\varphi}{\alpha^2}\\&-\frac{\lambda}{\alpha^2}-\varphi+\sin\varphi+\frac{\gamma^2\lambda\varphi\sin\varphi}{2L^2}+\frac{\gamma^2\lambda\cos\varphi}{L^2}-\frac{\gamma^2\lambda}{L^2}\end{aligned} \tag{4.56}$$

bulunmaktadır. (4.20) koşulundan,

$$\begin{aligned}\lambda=&\frac{4\alpha^3\cos\alpha}{2\alpha\sin2\alpha-4\cos\alpha+3\cos2\alpha+1}-\frac{4\alpha^2\sin\alpha}{2\alpha\sin2\alpha-4\cos\alpha+3\cos2\alpha+1}\\&-\frac{3\alpha^2\gamma^2\lambda}{L^2\left(2\alpha\sin2\alpha-4\cos\alpha+3\cos2\alpha+1\right)}+\frac{4\alpha^2\gamma^2\lambda\cos\alpha}{L^2\left(2\alpha\sin2\alpha-4\cos\alpha+3\cos2\alpha+1\right)}\\&-\frac{\alpha^2\gamma^2\lambda\cos2\alpha}{L^2\left(2\alpha\sin2\alpha-4\cos\alpha+3\cos2\alpha+1\right)}\end{aligned} \tag{4.57}$$

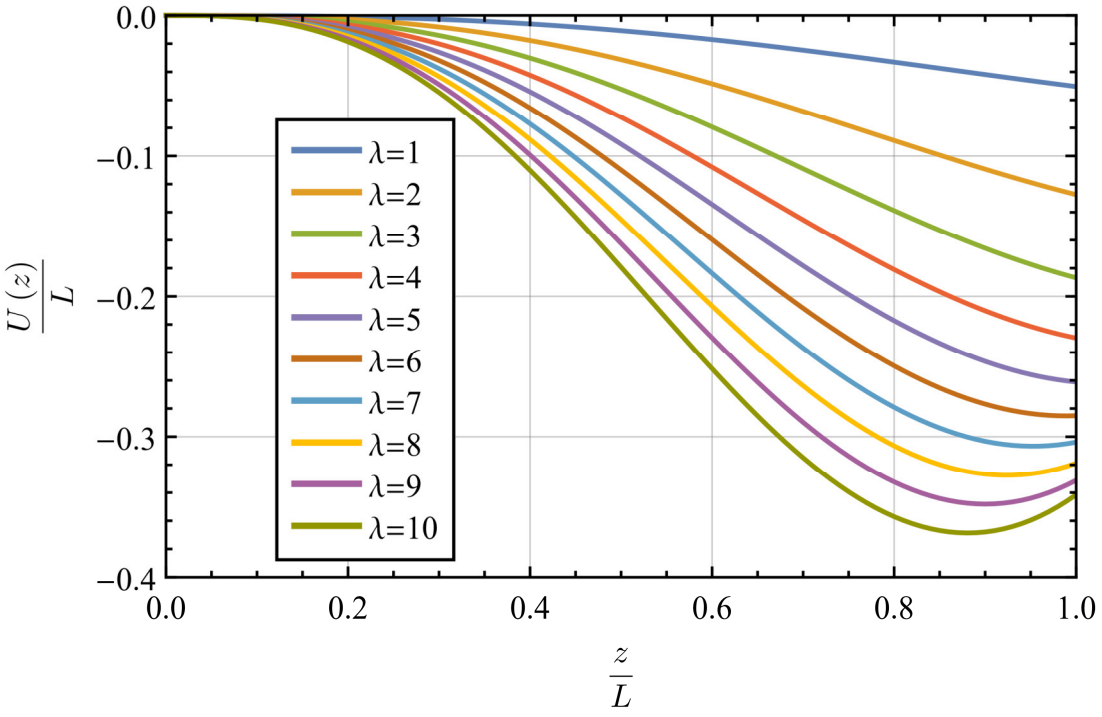
olarak hesaplanır. Çubuk ucundaki düşey deplasmanın, kiriş boyuna oranı

$$\begin{aligned}\psi=\frac{f}{L}=&\frac{\lambda(\alpha-2\sin\alpha+\tan\alpha)}{2\alpha^3}-\frac{\cos\alpha+\sec\alpha-2}{\alpha}\\&-\frac{\left(\frac{\gamma}{L}\right)^2\lambda\tan\alpha}{2\alpha}+\frac{\lambda\left(\frac{\gamma}{L}\right)^2}{2}\end{aligned} \tag{4.58}$$

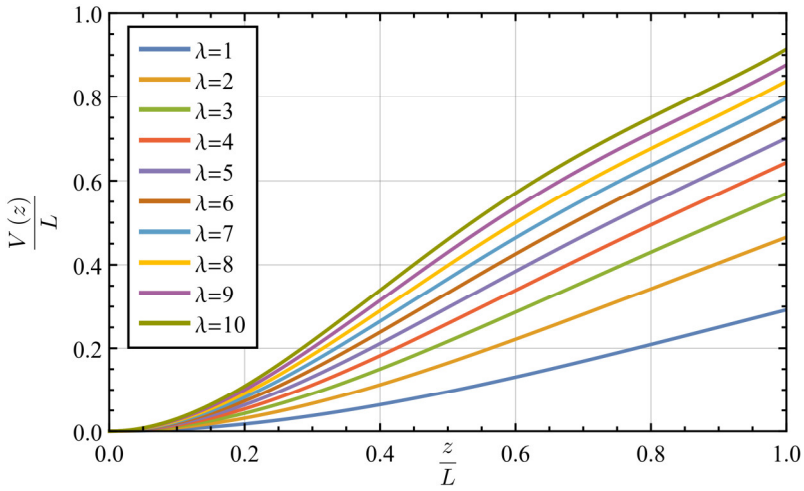
dir. (4.3), (4.11) ve (4.14) bağıntılarından

$$
\begin{aligned}
U(\varphi) &= \frac{\lambda L \sin^2\varphi}{2\alpha^3} - \frac{\lambda L \sin\alpha \sin\varphi}{\alpha^3} + \frac{\lambda L \cos^2\varphi}{\alpha^3} - \frac{\lambda L \cos\varphi}{\alpha^3} \\
&+ \frac{\lambda L \varphi \sin\alpha \cos\varphi}{\alpha^3} - \frac{L\varphi}{\alpha} + \frac{2L\sin\varphi}{\alpha} - \frac{L\varphi\cos\varphi}{\alpha} \\
&+ \frac{\lambda L \cos 2\varphi \left(\frac{\gamma}{L}\right)^2}{4\alpha} - \frac{\lambda L \cos(\varphi)\left(\frac{\gamma}{L}\right)^2}{\alpha} + \frac{3\lambda L\left(\frac{\gamma}{L}\right)^2}{4\alpha} \\
V(\varphi) &= \frac{\lambda L \varphi}{2\alpha^3} + \frac{\lambda L \varphi \sin\alpha \sin\varphi}{\alpha^3} - \frac{\lambda L \sin\varphi}{\alpha^3} + \frac{\lambda L \sin\alpha\cos\varphi}{\alpha^3} \\
&+ \frac{\lambda L \sin\varphi\cos\varphi}{2\alpha^3} - \frac{\lambda L \sin\alpha}{\alpha^3} - \frac{L\varphi\sin\varphi}{\alpha} - \frac{2L\cos\varphi}{\alpha} + \frac{2L}{\alpha} \\
&+ \frac{\lambda L \varphi\left(\frac{\gamma}{L}\right)^2}{2\alpha} - \frac{\lambda L \sin\varphi\left(\frac{\gamma}{L}\right)^2}{\alpha} + \frac{\lambda L \sin\varphi\cos\varphi\left(\frac{\gamma}{L}\right)^2}{2\alpha}
\end{aligned}
\tag{4.59}
$$

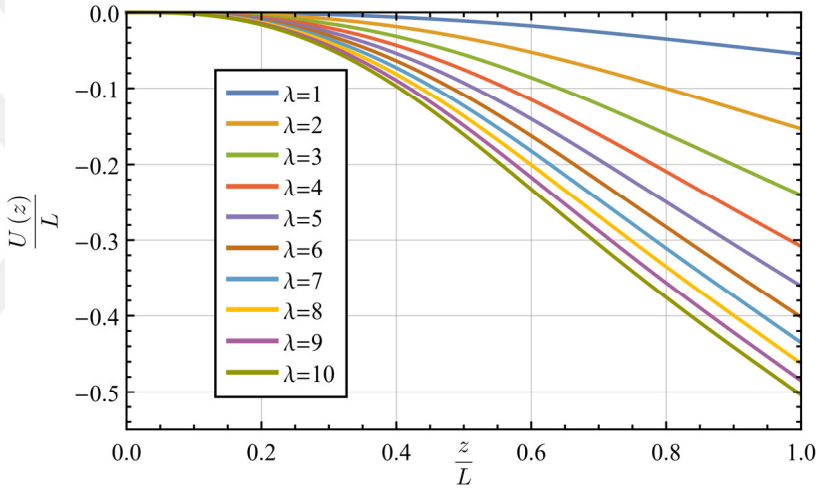
olarak hesaplandı. Kiriş üzerindeki yatay ve düşey deplasman hesapları şu şekilde gerçekleştirildi: İlk olarak γ / L için oranlar seçildi. Seçilen oran için (4.57), λ'ya sayısal değerler atanarak çözüldü ve α değerleri hesaplandı. Daha sonra hesaplanan α değerleri (4.59)'da kullanılarak ve ϕ için değerler atanarak, kiriş boyunca oluşan yatay ve düşey deplasmanlar hesaplandı. $\gamma / L = 1/2$ ve $\gamma / L = 1/10$ için yatay ve düşey deplasman grafikleri sırasıyla Şekil 4.35-Şekil 4.38'de verilmiştir.



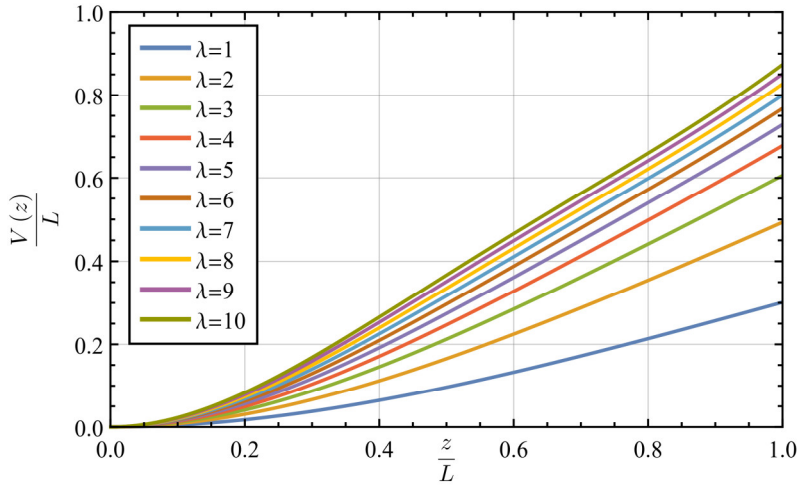
Şekil 4.35 : Örnek-1, YOET'ye göre $\gamma / L = 1/2$ oranı için kiriş uzunluğu boyunca yatay yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı.



Şekil 4.36 : Örnek-1, YOET'ye göre $\gamma / L = 1/2$ oranı için kiriş uzunluğu boyunca düşey yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı.

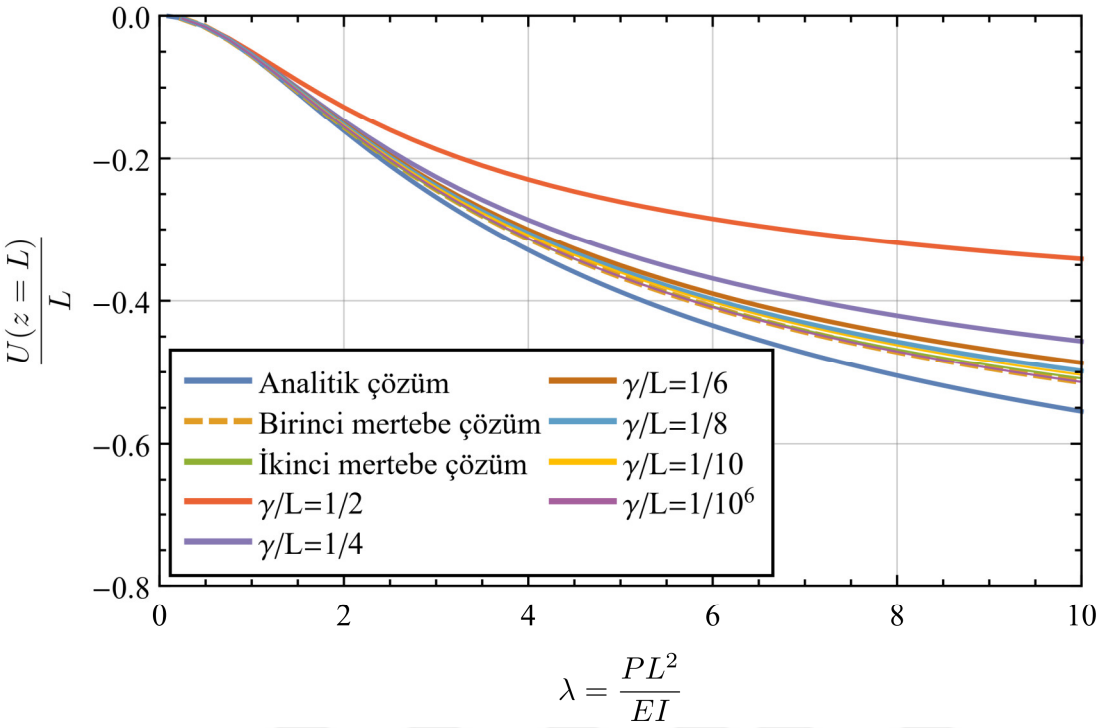


Şekil 4.37 : Örnek-1, YOET'ye göre $\gamma / L = 1/10$ oranı için kiriş uzunluğu boyunca yatay yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı.

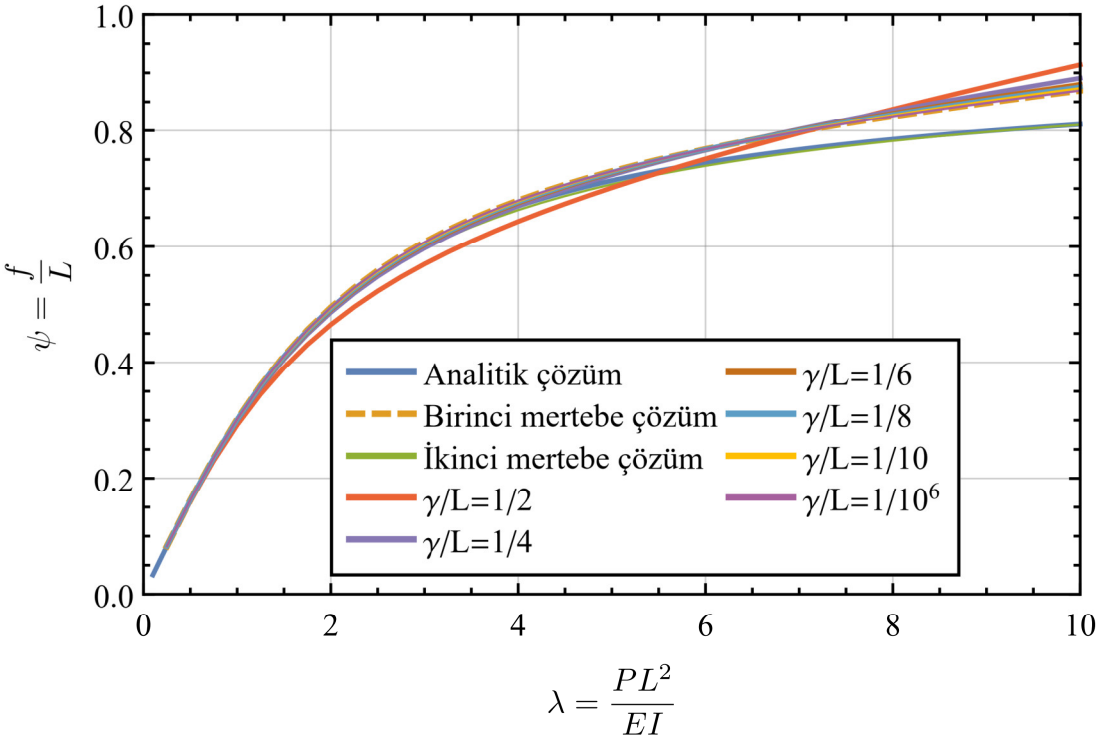


Şekil 4.38 : Örnek-1, YOET'ye göre $\gamma / L = 1/10$ oranı için kiriş uzunluğu boyunca düşey yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı.

Şekil 4.39 ve Şekil 4.40'ta yatay ve düşey doğrultulardaki kiriş uç deplasmanlarının, kiriş uzunluğuna oranının grafikleri verilmiştir.



Şekil 4.39 : Örnek-1, birinci ve ikinci mertebe ile YOET'ye göre (birinci mertebe formülasyonu kullanılarak), kiriş ucundaki yatay deplasmanın boya oranının grafiği.



Şekil 4.40 : Örnek-1, birinci ve ikinci mertebe ile YOET'ye göre (birinci mertebe formülasyonu kullanılarak), kiriş ucundaki düşey deplasmanın boya oranının grafiği.

İkinci örnek için moment ifadesi (4.37) denkleminden alındığında ve (4.53)'te yerleştirildiğinde,

$$\frac{1}{R}+\frac{1}{R^2}\left(\xi+\frac{\mathrm{d}^2\xi}{\mathrm{d}\varphi^2}\right)-\frac{PR\left(\cos\varphi-\cos\alpha\right)}{EI}-\frac{\gamma^2\,P\,R\cos\varphi}{R^2\,EI}=0 \tag{4.60}$$

denklemine ulaşılmaktadır. Elde edilen (4.60) diferansiyel denklemi, (4.22)'de verilen sınır koşulları kullanılarak çözüldüğünde,

$$\frac{\xi}{R}=-1+\cos\varphi-\frac{\lambda\cos\alpha}{\alpha^2}+\frac{\lambda\cos\alpha\cos\varphi}{\alpha^2}+\frac{\lambda\varphi\sin\varphi}{2\alpha^2}+\frac{1}{2}\lambda\varphi\sin\varphi\left(\frac{\gamma}{L}\right)^2 \tag{4.61}$$

ulaşılır. (4.36) koşulu kullanıldığında,

$$\begin{aligned}\frac{\eta}{R}=&-\varphi+\sin\varphi-\frac{\lambda\varphi\cos\alpha}{\alpha^2}+\frac{\lambda\cos\alpha\sin\varphi}{\alpha^2}+\frac{\lambda\sin\varphi}{2\alpha^2}\\&-\frac{\lambda\varphi\cos\varphi}{2\alpha^2}+\frac{1}{2}\lambda\sin\varphi\left(\frac{\gamma}{L}\right)^2-\frac{1}{2}\lambda\varphi\cos\varphi\left(\frac{\gamma}{L}\right)^2\end{aligned} \tag{4.62}$$

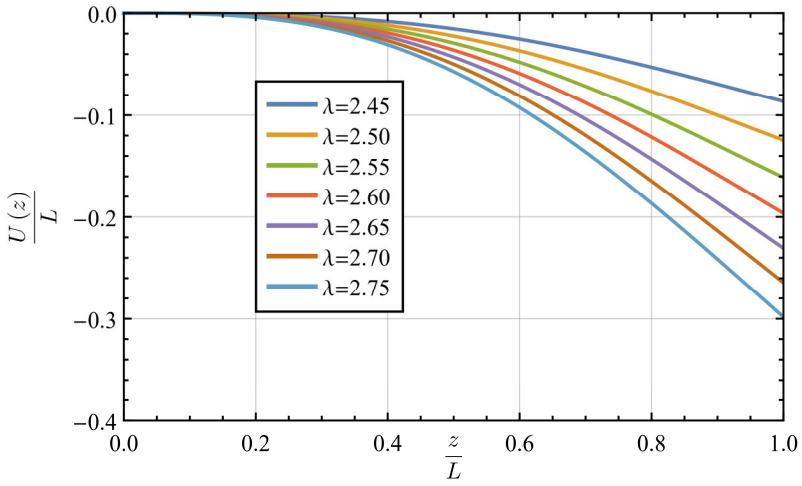
bulunur, (4.30)'dan da

$$\lambda=-\frac{4\alpha^2(\alpha\sin\alpha+\cos\alpha-1)}{2\alpha\sin2\alpha-4\cos\alpha+3\cos2\alpha+1}+\frac{2\lambda\alpha^2\sin^2\alpha\left(\frac{\gamma}{L}\right)^2}{2\alpha\sin2\alpha-4\cos\alpha+3\cos2\alpha+1} \tag{4.63}$$

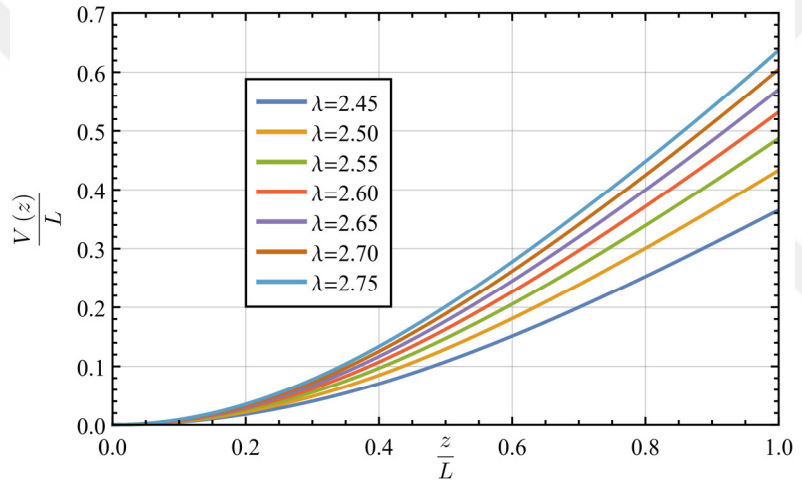
olarak bulunur. Çubuk ucundaki düşey deplasmanın kiriş boyuna oranı (4.42) ile aynı olmaktadır. (4.3), (4.11), (4.14), (4.61) ve (4.62) denklemlerinin kullanılması ile yatay ve düşey deplasman değerleri,

$$\begin{aligned}U(\varphi)=&-\frac{\lambda L\varphi}{2\alpha^3}-\frac{\lambda L\varphi\cos\alpha\cos\varphi}{\alpha^3}+\frac{\lambda L\cos\alpha\sin\varphi}{\alpha^3}+\frac{\lambda L\sin\varphi\cos\varphi}{2\alpha^3}\\&-\frac{L\varphi}{\alpha}+\frac{2L\sin\varphi}{\alpha}-\frac{L\varphi\cos\varphi}{\alpha}+\frac{\lambda L\sin\varphi\cos\varphi\left(\frac{\gamma}{L}\right)^2}{2\alpha}-\frac{\lambda L\varphi\left(\frac{\gamma}{L}\right)^2}{2\alpha}\\V(\varphi)=&-\frac{\lambda L\cos\alpha\cos\varphi}{\alpha^3}-\frac{\lambda L\cos2\varphi}{4\alpha^3}-\frac{\lambda L\varphi\cos\alpha\sin\varphi}{\alpha^3}+\frac{\lambda L}{4\alpha^3}\\&+\frac{\lambda L\cos\alpha}{\alpha^3}-\frac{L\varphi\sin\varphi}{\alpha}-\frac{2L\cos\varphi}{\alpha}+\frac{2L}{\alpha}+\frac{\lambda L\sin^2\varphi\left(\frac{\gamma}{L}\right)^2}{2\alpha}\end{aligned} \tag{4.64}$$

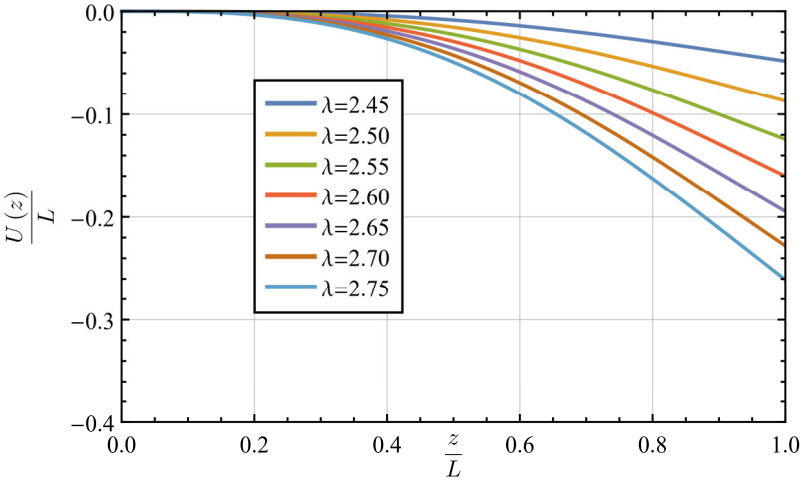
dir. (4.64) kullanılarak hesaplanan, kiriş uzunluğu boyunca yatay ve düşey deplasmanların grafiği $\gamma/L=1/10$ ve $\gamma/L=1/25$ için Şekil 4.41-Şekil 4.44'te gösterilmiştir.



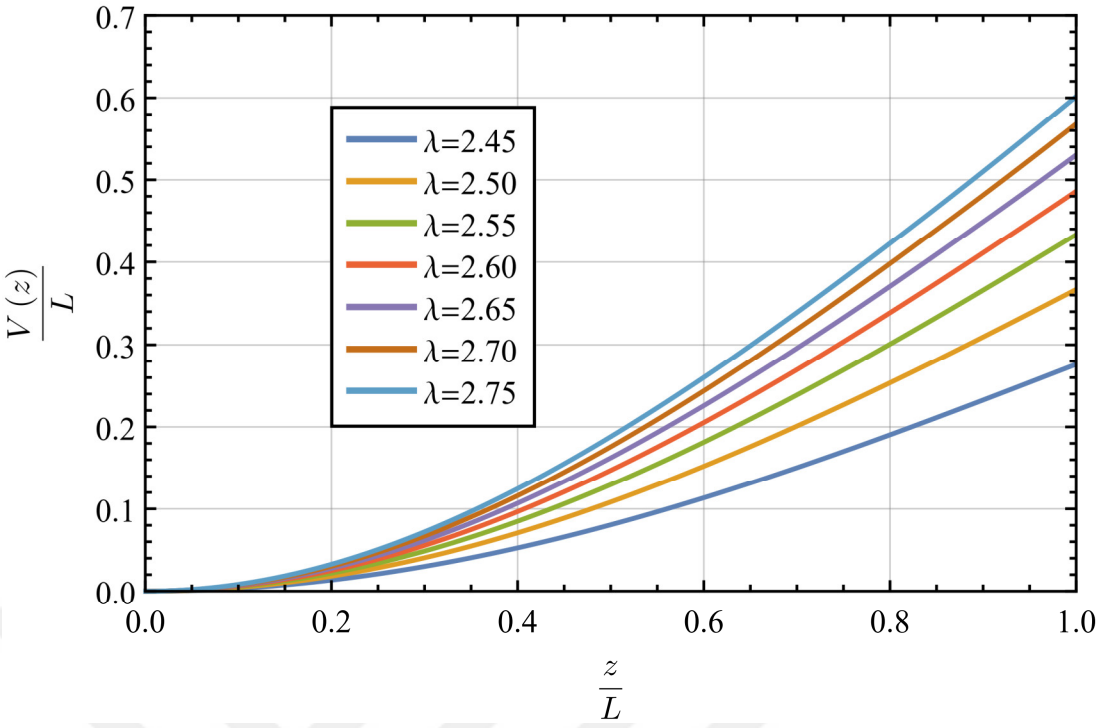
Şekil 4.41 : Örnek-2, YOET'ye göre $\gamma / L = 1/10$ oranı için kiriş uzunluğu boyunca yatay yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı.



Şekil 4.42 : Örnek-2, YOET'ye göre $\gamma / L = 1/10$ oranı için kiriş uzunluğu boyunca düşey yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı.

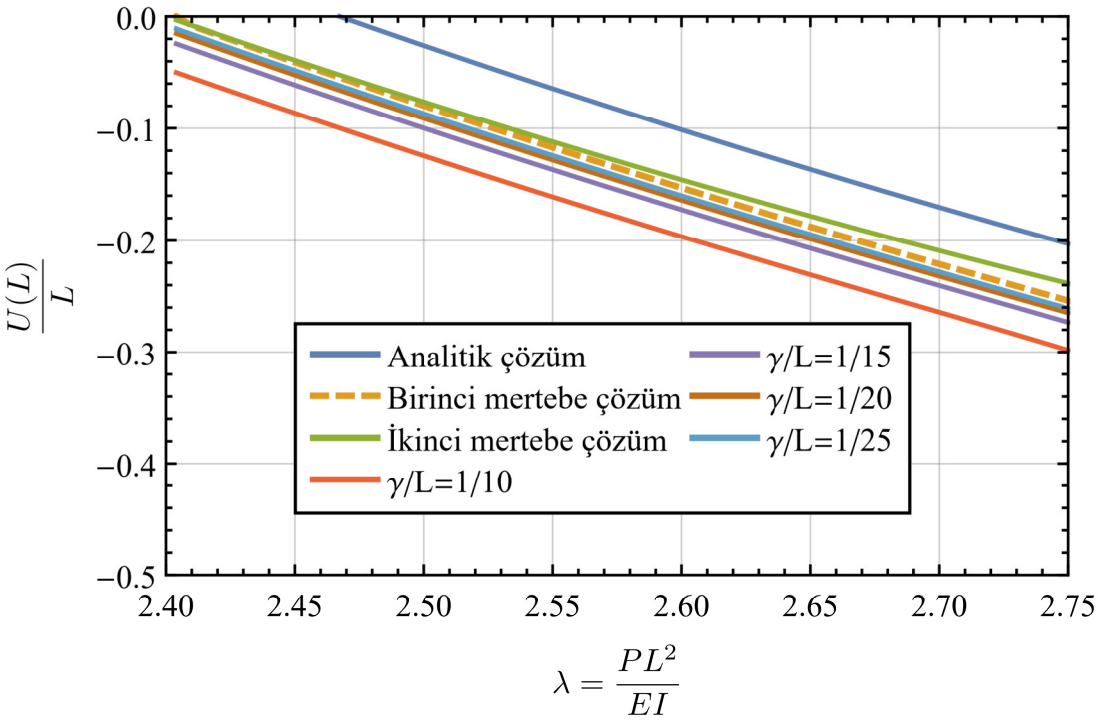


Şekil 4.43 : Örnek-2, YOET'ye göre $\gamma / L = 1/25$ oranı için kiriş uzunluğu boyunca yatay yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı.

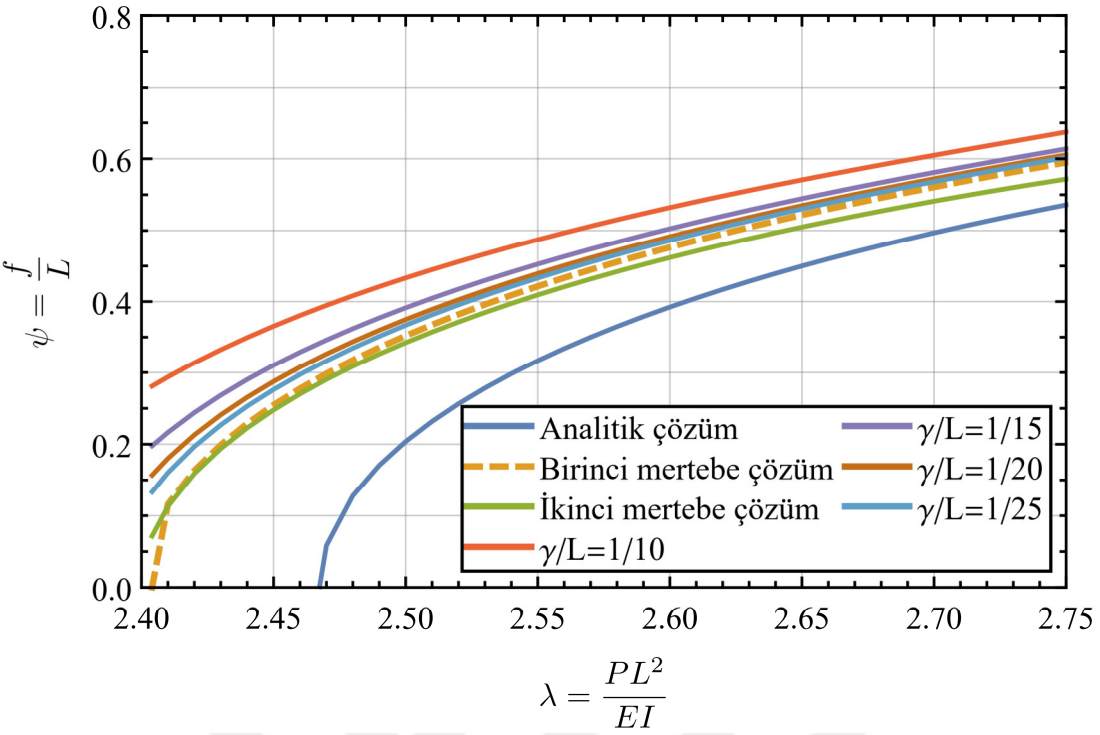


Şekil 4.44 : Örnek-2, YOET'ye göre $\gamma / L = 1/25$ oranı için kiriş uzunluğu boyunca düşey yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı.

Şekil 4.45 ve Şekil 4.46'da yatay ve düşey doğrultulardaki kiriş uç deplasmanlarının, kiriş uzunluğuna oranının grafikleri verilmiştir.



Şekil 4.45 : Örnek-2, birinci ve ikinci mertebe ile YOET'ye göre (birinci mertebe formülasyonu kullanılarak), kiriş ucundaki yatay deplasmanın boya oranının grafiği.



Şekil 4.46 : Örnek-2, birinci ve ikinci mertebe ile YOET'ye göre (birinci mertebe formülasyonu kullanılarak), kiriş ucundaki düşey deplasmanın boya oranının grafiği.

Üçüncü örnek için moment ifadesi (4.45) alındığında ve (4.53)'te yerine konulduğunda,

$$\frac{1}{R}+\frac{1}{R^2}\left(\xi+\frac{\mathrm{d}^2\xi}{\mathrm{d}\varphi^2}\right)-\frac{qR^2\left(\cos\varphi+\varphi\sin\varphi-\alpha\sin\varphi-\cos\alpha\right)}{EI} + \frac{\gamma^2 q\left(\cos\varphi+\alpha\sin\varphi-\varphi\sin\varphi\right)}{EI}=0 \tag{4.65}$$

bulundu. (4.65)'te verilen diferansiyel denklem, (4.22)'de verilen sınır koşulları kullanarak çözüldüğünde,

$$\begin{aligned}\frac{\xi(\varphi)}{R} = &-\frac{\lambda\varphi^2\cos\varphi}{4\alpha^3}+\frac{3\lambda\varphi\sin\varphi}{4\alpha^3}+\frac{\lambda\cos\alpha\cos\varphi}{\alpha^3}-\frac{\lambda\cos\alpha}{\alpha^3}\\ &-\frac{\lambda\sin\varphi}{2\alpha^2}+\frac{\lambda\varphi\cos\varphi}{2\alpha^2}+\cos\varphi-1-\frac{1}{4}\varphi^2\cos\varphi\frac{\lambda\left(\frac{\gamma}{L}\right)^2}{\alpha}\\ &-\frac{1}{4}\varphi\sin\varphi\frac{\lambda\left(\frac{\gamma}{L}\right)^2}{\alpha}-\frac{1}{2}\alpha\sin\varphi\frac{\lambda\left(\frac{\gamma}{L}\right)^2}{\alpha}+\frac{1}{2}\alpha\varphi\cos(\varphi)\frac{\lambda\left(\frac{\gamma}{L}\right)^2}{\alpha}\end{aligned} \tag{4.66}$$

şeklinde hesaplanır. (4.20) sınır şartı kullanılarak

$$\frac{\eta(\varphi)}{R}=-\frac{\lambda\varphi^2\sin\varphi}{4\alpha^3}+\frac{5\lambda\sin\varphi}{4\alpha^3}-\frac{\lambda\varphi\cos\alpha}{\alpha^3}-\frac{5\lambda\varphi\cos\varphi}{4\alpha^3}+\frac{\lambda\cos\alpha\sin\varphi}{\alpha^3}$$
$$+\frac{\lambda\varphi\sin\varphi}{2\alpha^2}+\frac{\lambda\cos\varphi}{\alpha^2}-\frac{\lambda}{\alpha^2}-\varphi+\sin\varphi-\frac{1}{4}\varphi^2\sin\varphi\frac{\lambda\left(\frac{\gamma}{L}\right)^2}{\alpha}+\frac{1}{2}\lambda\varphi\sin\varphi\left(\frac{\gamma}{L}\right)^2 \quad (4.67)$$
$$+\frac{1}{4}\sin\varphi\frac{\lambda\left(\frac{\gamma}{L}\right)^2}{\alpha}-\frac{1}{4}\varphi\cos\varphi\frac{\lambda\left(\frac{\gamma}{L}\right)^2}{\alpha}+\lambda\cos\varphi\left(\frac{\gamma}{L}\right)^2-\lambda\left(\frac{\gamma}{L}\right)^2$$

$$\lambda=\frac{8\alpha^3\sin\alpha}{6\alpha-9\sin2\alpha+8\alpha\cos\alpha+4\alpha\cos2\alpha}-\frac{8\alpha^4\cos\alpha}{6\alpha-9\sin2\alpha+8\alpha\cos\alpha+4\alpha\cos2\alpha}$$
$$-\frac{8\alpha^3\cos\alpha\lambda\left(\frac{\gamma}{L}\right)^2}{6\alpha-9\sin2\alpha+8\alpha\cos\alpha+4\alpha\cos2\alpha}+\frac{6\alpha^3\lambda\left(\frac{\gamma}{L}\right)^2}{6\alpha-9\sin2\alpha+8\alpha\cos\alpha+4\alpha\cos2\alpha} \quad (4.68)$$
$$+\frac{\alpha^2\sin2\alpha\lambda\left(\frac{\gamma}{L}\right)^2}{6\alpha-9\sin2\alpha+8\alpha\cos\alpha+4\alpha\cos2\alpha}$$

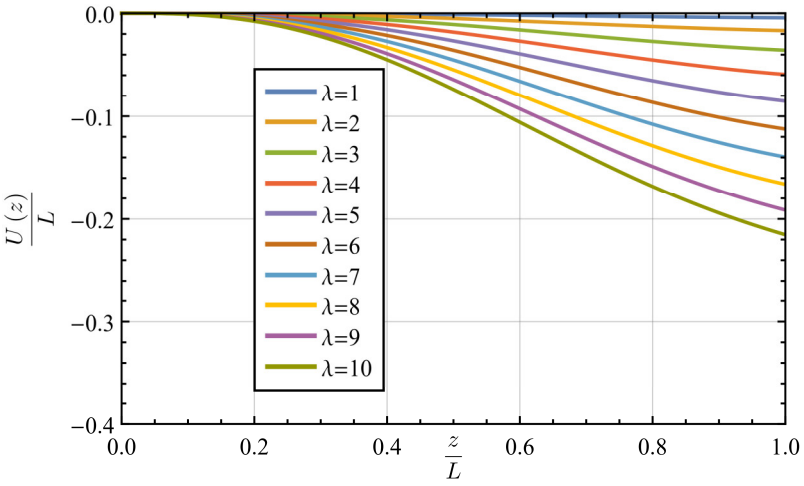
çubuk ucundaki düşey deplasmanın kiriş boyuna oranı

$$\psi=\frac{f}{L}=-\frac{\lambda}{\alpha^4}+\frac{\lambda\cos\alpha}{\alpha^4}+\frac{\lambda\tan\alpha}{4\alpha^3}+\frac{\lambda}{4\alpha^2}+\frac{2}{\alpha}$$
$$-\frac{\cos\alpha}{\alpha}-\frac{\sec\alpha}{\alpha}+\frac{1}{4}\lambda\left(\frac{\gamma}{L}\right)^2-\frac{3}{4}\tan\alpha\frac{\lambda\left(\frac{\gamma}{L}\right)^2}{\alpha} \quad (4.69)$$

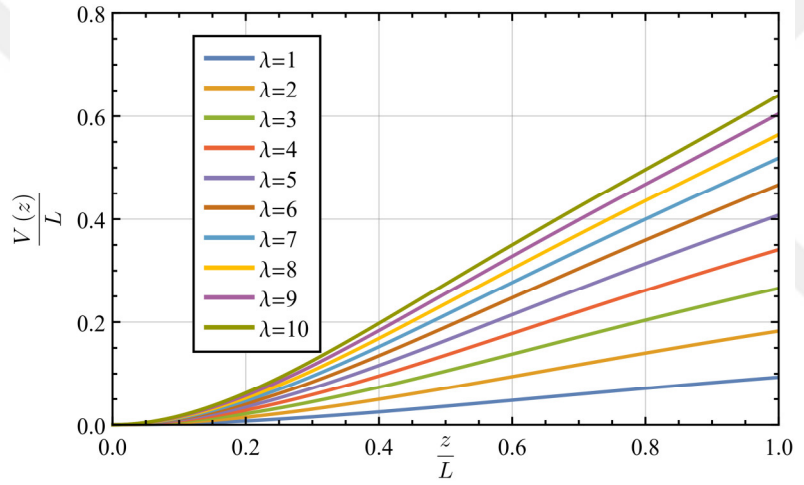
şeklinde hesaplandı. (4.3), (4.11), (4.14), (4.66) ve (4.67) denklemlerinin kullanılması ile elde edilen yatay ve düşey deplasman denklemleri (4.70)'te verilmiştir.

$$U(\varphi)=-\frac{\lambda L\varphi}{\alpha^4}-\frac{\lambda L\varphi\cos\alpha\cos\varphi}{\alpha^4}-\frac{\lambda L\varphi\cos2\varphi}{4\alpha^4}+\frac{\lambda L\cos\alpha\sin\varphi}{\alpha^4}$$
$$+\frac{5\lambda L\sin\varphi\cos\varphi}{4\alpha^4}+\frac{\lambda L\cos2\varphi}{4\alpha^3}-\frac{\lambda L\cos\varphi}{\alpha^3}+\frac{3\lambda L}{4\alpha^3}-\frac{\gamma^2\lambda\varphi\cos2\varphi}{4\alpha^2L}$$
$$+\frac{\gamma^2\lambda\sin\varphi\cos\varphi}{4\alpha^2L}+\frac{\gamma^2\lambda\cos2\varphi}{4\alpha L}-\frac{\gamma^2\lambda\cos\varphi}{\alpha L}+\frac{3\gamma^2\lambda}{4\alpha L}-\frac{L\varphi}{\alpha}+\frac{2L\sin\varphi}{\alpha}-\frac{L\varphi\cos\varphi}{\alpha}$$
$$V(\varphi)=-\frac{\lambda L\varphi^2}{4\alpha^4}-\frac{\lambda L\varphi\sin2\varphi}{4\alpha^4}-\frac{\lambda L\cos\alpha\cos\varphi}{\alpha^4}-\frac{5\lambda L\cos2\varphi}{8\alpha^4}-\frac{\lambda L\varphi\cos\alpha\sin\varphi}{\alpha^4} \quad (4.70)$$
$$+\frac{5\lambda L}{8\alpha^4}+\frac{\lambda L\cos\alpha}{\alpha^4}+\frac{\lambda L\varphi}{2\alpha^3}+\frac{\lambda L\sin2\varphi}{4\alpha^3}-\frac{\lambda L\sin\varphi}{\alpha^3}-\frac{\gamma^2\lambda\varphi^2}{4\alpha^2L}-\frac{\gamma^2\lambda\varphi\sin2\varphi}{4\alpha^2L}$$
$$-\frac{\gamma^2\lambda\cos2\varphi}{8\alpha^2L}+\frac{\gamma^2\lambda}{8\alpha^2L}+\frac{\gamma^2\lambda\varphi}{2\alpha L}+\frac{\gamma^2\lambda\sin2\varphi}{4\alpha L}-\frac{\gamma^2\lambda\sin\varphi}{\alpha L}-\frac{L\varphi\sin\varphi}{\alpha}-\frac{2L\cos\varphi}{\alpha}+\frac{2L}{\alpha}$$

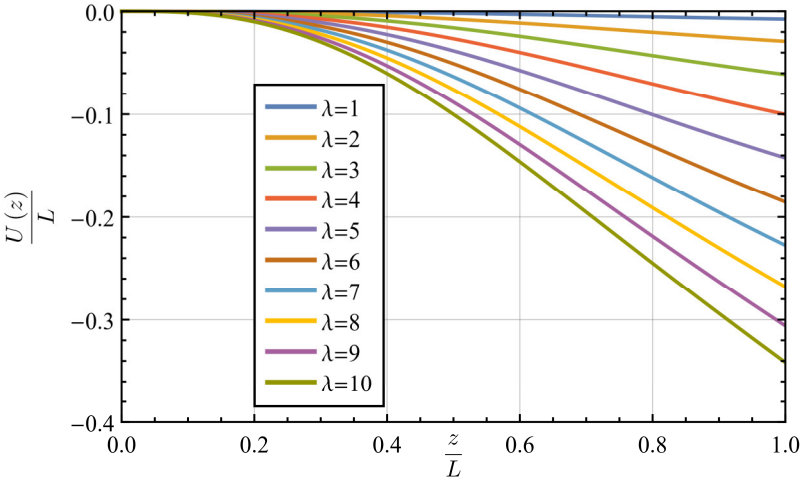
(4.70) kullanılarak hesaplanan, kiriş uzunluğu boyunca yatay ve düşey deplasmanların grafikleri $\gamma/L=1/4$ ve $\gamma/L=1/10$ için Şekil 4.47-Şekil 4.50'de çizilmiştir.



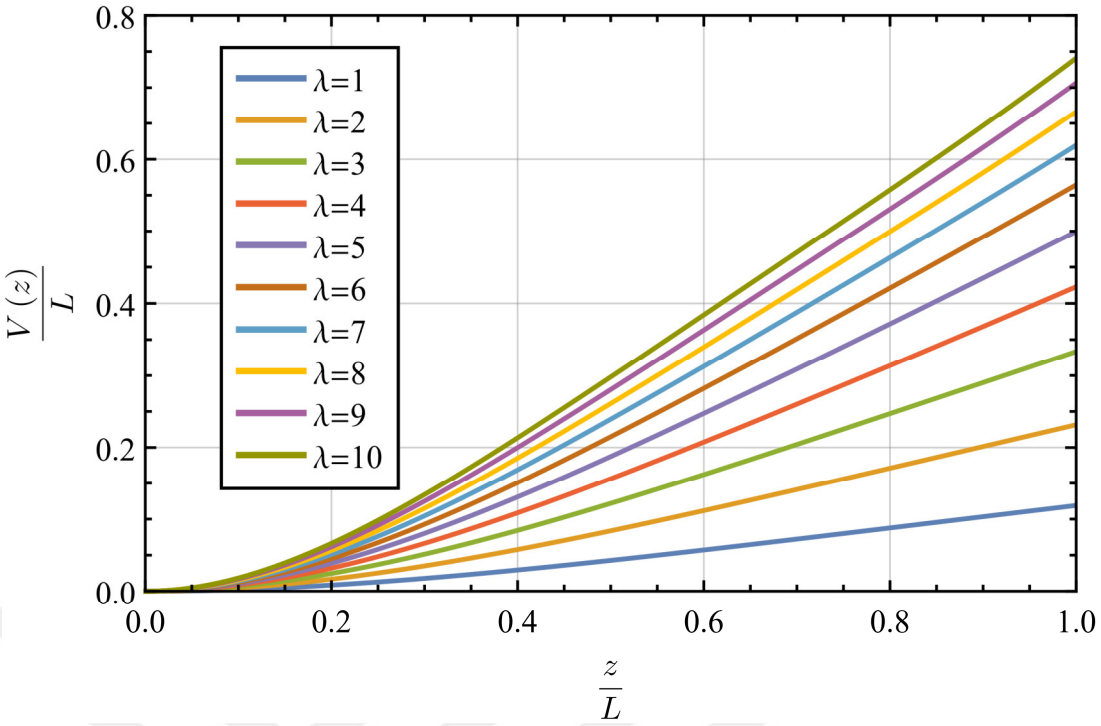
Şekil 4.47 : Örnek-3, YOET'ye göre $\gamma / L = 1/4$ oranı için kiriş uzunluğu boyunca yatay yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı.



Şekil 4.48 : Örnek-3, YOET'ye göre $\gamma / L = 1/4$ oranı için kiriş uzunluğu boyunca düşey yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı.

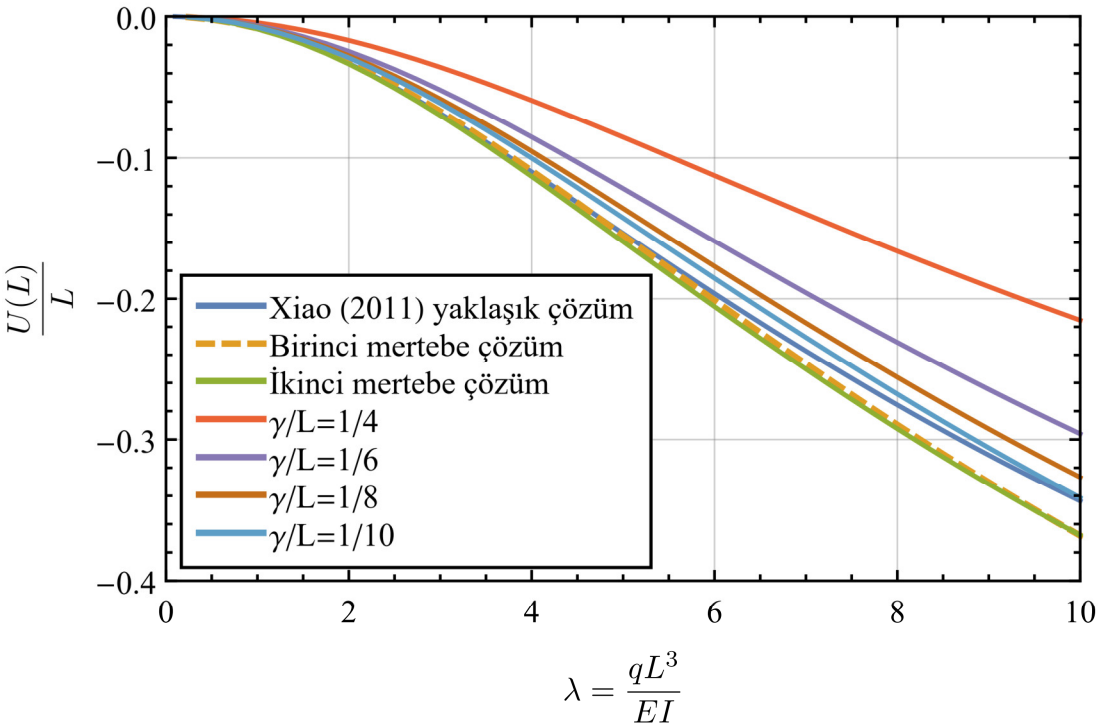


Şekil 4.49 : Örnek-3, YOET'ye göre $\gamma / L = 1/10$ oranı için kiriş uzunluğu boyunca yatay yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı.

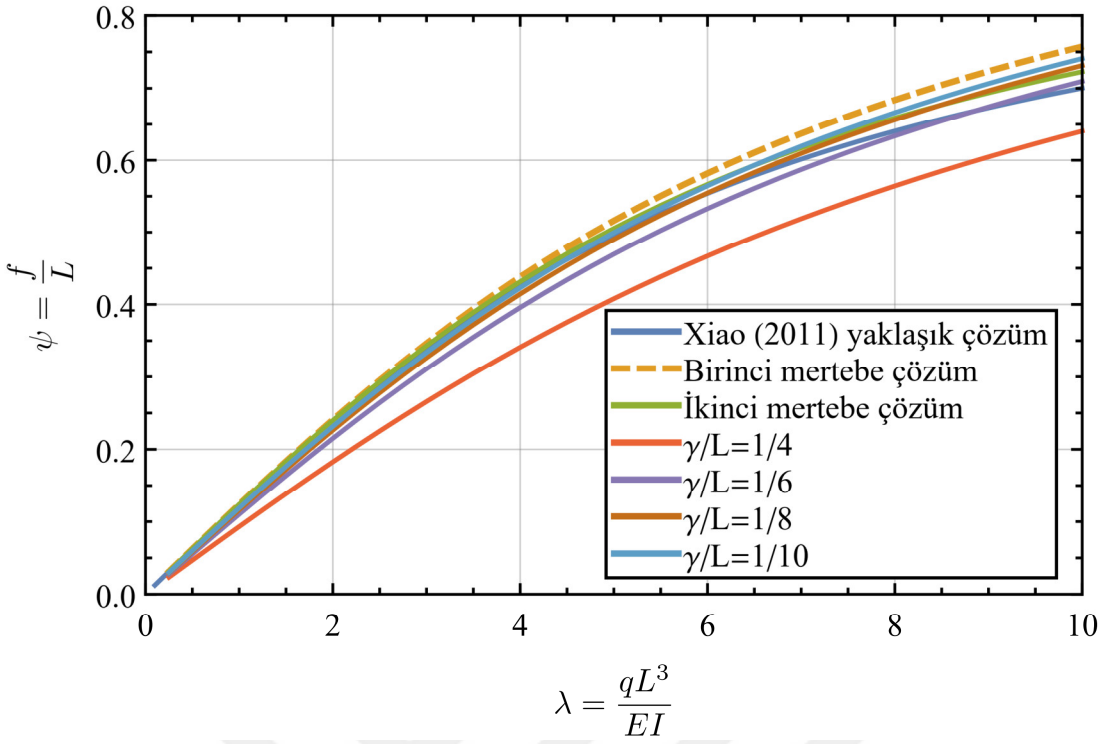


Şekil 4.50 : Örnek-3, YOET'ye göre $\gamma / L = 1/10$ oranı için kiriş uzunluğu boyunca düşey yer değiştirmelerin kiriş boyuna oranı.

Şekil 4.51 ve Şekil 4.52'de yatay ve düşey doğrultulardaki kiriş uç deplasmanlarının, kiriş uzunluğuna oranının grafikleri verilmiştir.



Şekil 4.51 : Örnek-3, birinci ve ikinci mertebe ile YOET'ye göre (birinci mertebe formülasyonu kullanılarak) kiriş ucundaki yatay deplasmanın boya oranının grafiği.



Şekil 4.52 : Örnek-3, birinci ve ikinci mertebe ile YOET'ye göre (birinci mertebe formülasyonu kullanılarak) kiriş ucundaki düşey deplasmanın boya oranının grafiği.

5. PERTÜRBASYON YÖNTEMİ İLE DEPLASMAN HESABI

Bu bölüm ile ilgili bir makale ZAMM dergisinde yayınlanmıştır (Güçlü ve Artan, 2020).

Sonsuz küçük elastik çubuk teorisinde, deplasmanlar ve deplasmanların türevlerinin çok küçük olduğu varsayılmaktadır. Bu nedenle, birinci mertebenin haricindeki terimler ihmal edilebilir. Böylece deplasmanlarla ilgili tüm denklemler lineer olmaktadır ve denge denklemleri şekil değiştirmemiş çubuk kullanılarak yazılabilir. Eğer deplasmanlar büyükse, ikinci ve daha yüksek mertebeden terimler ihmal edilemez. Bu durumda şekil değiştirmemiş ve şekil değiştirmiş çubukların denklemleri birbirlerinden farklı olmaktadır. Denge denklemleri artık şekil değiştirmiş çubuğa göre yazılmalıdır. Bu bölümde düzlemde büyük yer değiştirme, küçük şekil değiştirme teorileri kullanılarak çubukların yönetici denklemleri YOET'ye göre çıkartılacak ve deplasmanları pertürbasyon yöntemi kullanılarak hesaplanacaktır.

5.1 Pertürbasyon Yöntemi

Katı cisimlerin mekaniği, akışkanlar mekaniği, fizik gibi pek çok branşta nonlineerlikler, inhomojeniteler ve genel sınır koşulları sebebiyle problemlerin kesin çözümü (exact solution) nadiren elde edilebilmektedir. Bu sebepten, problemlerin yaklaşık çözümlerinin elde edilmesi gerekmektedir. Yaklaşık çözümler; tamamen sayısal, tamamen analitik veya sayısal ve analitik tekniklerin bir kombinasyonu olabilir (Nayfeh, 2011). Bu bölümde, analitik yaklaşık çözüm yöntemi olan pertürbasyon (asimptotik açılım) yöntemi kullanılmaktadır.

Bu çalışmada, nonlineer diferansiyel denklemlere çözüm getirilmek istendiği için, yöntemin ana ilkesi bu denklemler için izah edilecektir. Yönetici denklemin yaklaşık çözümü, asimptotik seriler kullanılarak yapılmaktadır. Bu seriler her zaman (hatta genelde) yakınsamamaktadır, buna karşın sadece iki ya da üç tane teriminin kullanıldığı sınırlandırılmış (truncated) biçiminde, orjinal probleme faydalı bir yaklaşım sağlamaktadır (Bush, 2018).

$u(x,\varepsilon)$ fonksiyonunu içeren problemler, matematiksel olarak $L(u,x,\varepsilon)=0$ diferansiyel denklemi ve $B(u,\varepsilon)=0$ sınır koşulu ile ifade edilebilmektedir. x, skaler ya da vektörel bağımsız değişkeni, ε ise parametreyi göstermektedir. Genelde bu problem kesin olarak çözülemez. Eğer problemin kesin çözümünü ya da daha kolay çözümünü sağlayan bir $\varepsilon=\varepsilon_0$ (ε değeri, $\varepsilon_0=0$ olacak biçimde ölçeklendirilebilir) değeri varsa, problemin çözümü bu küçük ε değerinin kuvvetleri cinsinden aranır, yani;

$$u(x,\varepsilon)=u_0(x)+\varepsilon u_1(x)+\varepsilon^2 u_2(x)+\cdots \tag{5.1}$$

(5.1)'de, u_n, ε'dan bağımsızıdır, $u_0(x)$ ise $\varepsilon=0$ için problemin çözümüdür. Bu açılım daha sonra $L(u,x,\varepsilon)=0$ ve $B(u,\varepsilon)=0$ denklemlerinde yerine konulur ve küçük ε değerlerine göre açılım yapılır. Her ε kuvvetinin katsayıları bir araya getirilir. Bu denklemlerin tüm ε değerleri için geçerli olması gerektiğinden ve $(1,\varepsilon,\varepsilon^2,\ldots)$ dizisi lineer bağımsız olduğundan; ε kuvvetinin katsayıları sıfıra eşitlenir. Elde edilen denklemler genellikle u_n için daha basit formdaki yönetici denklemlerdir ve sırayla çözülebilirler (Nayfeh, 2011).

5.2 YOET'ye Göre Büyük Elastik Yer Değiştirme Yapan Çubuklar İçin Yapılan Varsayımlar

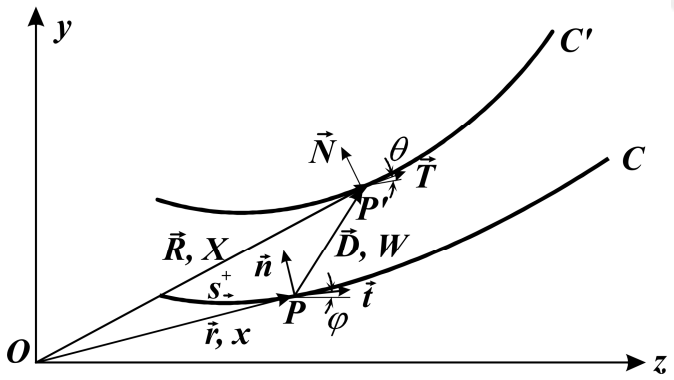
Yük etkitilmeden önce burulmamış haldeki bir düzlem çubuk, çubuk ekseni ve eksene ortogonal enkesiti ile tanımlanır. Burulmamış haldeki derken, enkesitin geometrik merkezindeki asal eksenlerden bir tanesinin elastik eğrinin düzleminde yer alması ifade edilmektedir. Tüm dış yüklerin elastik eğri düzleminde etkidiği varsayılmıştır. Bunun yanında çubuğun deformasyonu ile ilgili aşağıdaki varsayımlar kullanılmıştır:

- Çubuğun elastik eğrisi kendi düzlemi içerisinde şekil değiştirmektedir ve bu çizgi üzerinde bulunan iki nokta arasındaki yay uzunluğu şekil değiştirmeden sonra da aynı kalmaktadır.
- Çubuk şekil değiştirdikten sonra, elastik denge konumuna gelmektedir. Bu durumda, tarafsız eksenden η kadar uzaklıktaki şekil değiştirme, $\eta\times$(çuğun elastik eğrisinin, deformasyon sonrası ve öncesi eğrilikleri arasındaki farkı) ile ifade edilmektedir.

- Deformasyon sonrasında çubuk denge konumundayken, dış kuvvetler çubuk eksenine indirgenebilir.

İlk iki varsayım, eksenel ve kesme kuvvetlerinin, çubuğun deformasyonunda bir etkisinin bulunmadığını ve çubuğun EBKT varsayımlarını sağladığını ifade etmektedir. Üçüncü varsayım, önemli bir kısıtlama getirmemektedir. Pek çok problem, üçüncü varsayımı sağlamaktadır. Mesela, etkiyen kuvvetlerin doğrultusu ve şiddeti sabit kalıyorsa üçüncü varsayım sağlanır. Ayrıca pek çok problem de, doğrultusu ve şiddeti sabit kuvvetler etkisindeki problemlere indirgenebilmektedir. Yapılan varsayımlardan dolayı çubuğun sadece elastik eğrisinin ele alınması yeterlidir. Bu nedenle, bölümün geri kalanında elastik eğri yerine çubuk terimi kullanılacaktır. Ayrıca Bölüm 3 ve Bölüm 4'te, y ekseninin pozitif yönü aşağıyı gösterecek biçimde seçilmiştir. Bu bölümde, moment-eğrilik bağıntılarının seçilen eksenlerin yönüne bağlantısını vurgulamak amacıyla y ekseninin pozitif yönü yukarıya doğru seçilmiştir.

Çubuğun yük etkitilmeden önceki ve yük etkitildikten sonraki konumu, Şekil 5.1'de gösterilmektedir.



Şekil 5.1 : Çubuğun yük etkitilmeden önceki ve yük etkitildikten sonraki konumu.

EBKT'ye göre, küçük ya da büyük yer değiştirme varsayımlarının ikisi içinde, tarafsız eksenden η uzaklıkta bulunan noktanın şekil değiştirmesi,

$$\varepsilon = \eta(\mu - \mu_0) \tag{5.2}$$

denklemi ile verilir (bkz. 2. varsayım). μ, eğriliği göstermektedir. Tek eksenli gerilme durumu için bünye bağıntısı (Y. Zhang ve diğ. (2016)),

$$\sigma - \gamma^2 \frac{d^2\sigma}{ds^2} = E\,\varepsilon \tag{5.3}$$

olarak verilmektedir. γ, yerel olmayan parametreyi göstermektedir. Eğilme momentinin tanımı kullanılarak

$$M = \int_A \eta \sigma \, dA \tag{5.4}$$

ve moment-eğrilik bağıntısı,

$$M - \gamma^2 \frac{d^2 M}{ds^2} = EI(\mu - \mu_0) \tag{5.5}$$

şeklinde elde edilmektedir. (5.5)'te EI eğilme rijitliği, $I = \int_A \eta^2 \, dA$ ise atalet momentidir.

5.2.1 YOET'de düzlem çubukların büyük yer değiştirme denklemleri

Şekil 5.1'de şekil değiştirmemiş çubuk, C eğrisi ile, deformasyon sonrası yeni denge konumunda ise C' eğrisi ile gösterilmiştir. C eğrisi üzerindeki harhangi bir P noktası, şekil değiştirmeden sonra P' noktasına yer değiştirmiştir.

$$\overrightarrow{OP} = \vec{r}, \quad \overrightarrow{OP'} = \vec{R}, \quad \overrightarrow{PP'} = \vec{D} \tag{5.6}$$

gösterimi kullanılırsa,

$$\vec{R} = \vec{r} + \vec{D} \tag{5.7}$$

bağıntısına ulaşılır. Şekil değiştirmemiş çubukta s yayları için pozitif yön Şekil 5.1'de gösterildiği gibi seçilmiştir. Birim teğet vektör $\vec{t}$ ile, birim teğet vektörün pozitif yönde $\pi/2$ kadar döndürülmesi ile elde edilen birim normal vektör $\vec{n}$ ile gösterilmiştir. $\vec{k} = \vec{t} \times \vec{n}$ vektörel çaprımı ile tanımlanmaktadır. C' noktasındaki birim vektörler $\vec{T}, \vec{N}$ ile gösterilmiştir. $\vec{T}, \vec{N}$ vektörleri, $\vec{t}, \vec{n}$ cinsinden yazılabilir. U, V ile $\vec{D}$ vektörünün $\vec{t}, \vec{n}$ eksen takımındaki koordinatları gösterilmektedir. Buna göre,

$$\vec{D} = U\vec{t} + V\vec{n} \tag{5.8}$$

yazılabilir. C' eğrisindeki yay uzunluğu S (C eğrisi üzerindeki yay uzunluğu s) ile gösterilmektedir. Birinci varsayımdan dolayı şekil değiştirme sonrasında yay uzunluğunda değişiklik olmayacağından,

$$\vec{T} = \frac{d\vec{R}}{dS} = \frac{d\vec{R}}{ds}\frac{ds}{dS} = \frac{d\vec{R}}{ds} = \frac{d}{ds}(\vec{r} + \vec{D}) = \frac{d}{ds}(\vec{r} + U\vec{t} + V\vec{n}) \tag{5.9}$$

veya

$$\vec{T} = \vec{t}\left(1 + \frac{dU}{ds} - V\mu_0\right) + \vec{n}\left(\frac{dV}{ds} + U\mu_0\right) \tag{5.10}$$

eşitlikleri elde edilir. (5.10)'da $\mu_0 = \pm 1/\rho_0$ olmaktadır. ρ_0, C eğrisi üzerindeki P noktasının eğrilik yarıçapını göstermektedir. Eğrilik-eğrilik yarıçapı denkleminde, $\vec{n}$ vektörü ile asal normalin doğrultuları çakıştığında (+) işareti, aksi durumda (-) işareti kullanılmaktadır.

$$A = 1 + \frac{dU}{ds} - \mu_0 V, \qquad B = \frac{dV}{ds} + \mu_0 U \tag{5.11}$$

tanımları yapılırsa, (5.10) denklemi,

$$\vec{T} = A\vec{t} + B\vec{n} \tag{5.12}$$

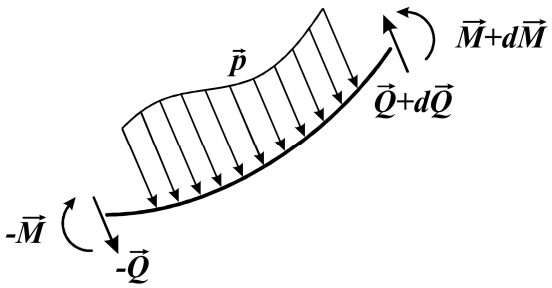
şeklinde ifade edilebilir. $\vec{t}$ ile $\vec{T}$ birim vektörleri arasındaki açı θ ile gösterilirse,

$$A = \cos\theta, \qquad B = \sin\theta \;\Rightarrow\; A^2 + B^2 = 1 \tag{5.13}$$

denklemlerine ulaşılır. μ şekil değiştirmiş çubuğun eğriliğini gösterdiğine göre,

$$\mu\vec{N} = \frac{d\vec{T}}{dS} = \frac{d\vec{T}}{ds} = \frac{d}{ds}(A\vec{t} + B\vec{n}) = \left(\frac{dA}{ds} - \mu_0 B\right)\vec{t} + \left(\frac{dB}{ds} + \mu_0 A\right)\vec{n} \tag{5.14}$$

yazılabilir. Diferansiyel çubuk uzunluğuna etkiyen kuvvetler Şekil 5.2'de verilmektedir.



Şekil 5.2 : Diferansiyel çubuk uzunluğuna etkiyen kuvvetler.

A ve B için ikinci bağıntı, ikinci ve üçüncü varsayımlar kullanılarak yazılabilir. Şekil değiştirmemiş konumda, çubuk ve dış kuvvetler aynı düzlemde bulunduklarından enkesite etkiyen kuvvetlerden sadece $\vec{Q}$ ve $\vec{M}$ sıfırdan farklıdır ve $\vec{k}$ vektörü ile aynı

doğrultudadırlar. $\vec{p}$, yayılı yükün şiddetini gösterdiğine göre, şekil değiştirmiş çubuğun denge denklemi (bkz. Şekil 5.2),

$$\frac{d\vec{Q}}{ds} + \vec{p} = 0 \tag{5.15}$$

$$\frac{dM}{ds}\vec{k} + \vec{T} \times \vec{Q} = 0 \tag{5.16}$$

olmaktadır. Üçüncü varsayımdan dolayı, C üzerindeki $\vec{p}(s)$ bilinmektedir. (5.15) integre edildiğinde

$$\vec{Q} = -\int_{s_0}^{s} \vec{p}(s)\, ds + \vec{Q}_0 \tag{5.17}$$

elde edilir. (5.14)'te eşitliğin iki tarafının da $\vec{T}$ ile vektörel çarpımından,

$$\mu \vec{T} \times \vec{N} = \mu \vec{k} = \vec{T} \times \vec{t}\left(\frac{dA}{ds} - \mu_0 B\right) + \vec{T} \times \vec{n}\left(\frac{dB}{ds} + \mu_0 A\right) \tag{5.18}$$

bağıntısına ulaşılır. Ayrıca $\vec{T} \times \vec{t} = -B\vec{k}$ ve $\vec{T} \times \vec{n} = A\vec{k}$ bağıntılarından,

$$\mu = \mu_0 + A\frac{dB}{ds} - B\frac{dA}{ds} \tag{5.19}$$

elde edilir. $\vec{Q}$ vektörünün, $\vec{t}$, $\vec{n}$'deki koordinatları sırasıyla Q_t ve Q_n ile gösterilirse,

$$\vec{Q} = Q_t \vec{t} + Q_n \vec{n} \tag{5.20}$$

ve (5.16)'dan

$$\frac{dM}{ds} = -\left(AQ_n - BQ_t\right) \tag{5.21}$$

denklemine ulaşılır. (5.5), (5.19), (5.21)'den

$$M = EI\,(AB' - BA') - \gamma^2\,(A'Q_n + AQ_n' - B'Q_t - BQ_t') \tag{5.22}$$

bulunur. Denge denklemi,

$$\begin{aligned} &EI(AB'' - BA'') - \gamma^2\,(A''Q_n + 2A'Q_n{}' + AQ_n{}'' - B''Q_t - 2B'Q_t{}' - BQ_t{}'') \\ &+(AQ_n - BQ_t) = 0 \end{aligned} \tag{5.23}$$

şeklinde ifade edilebilir. Çubuğun çökmesi ile A ve B fonksiyonları arasındaki bağıntıyı kurabilmek için yeniden şekil değiştirmiş ve şekil değiştirmemiş çubukları

ele almak gerekir. Eğri üzerindeki her bir noktaya bir kompleks sayı atanabilir. Bu sayının reel ve imajiner kısımları, atandığı noktanın koordinatlarını gösterecek şekilde belirlenebilir. P, şekil değiştirmemiş çubuk üzerindeki bir nokta, z ise bu noktaya karşı gelen kompleks sayı olsun. Çubuk yük etkisinde şekil değiştirdiğinde P noktası P''e gelecek ve bu noktada tanımlanan kompleks sayı Z olacaktır. Eğriler üzerindeki uzunluklar değişmediğinden,

$$|dz| = |dZ| \tag{5.24}$$

ayrıca

$$dZ = e^{i\theta} dz \tag{5.25}$$

yazılabilir. (5.25)'te, θ, $\vec{t}$ ve $\vec{T}$ vektörleri arasındaki açıyı göstermektedir. Öte yandan

$$dz = e^{i\varphi} ds \quad \text{ve} \quad e^{i\theta} = \cos\theta + i\sin\theta = A + iB \tag{5.26}$$

olduğundan

$$dZ = (A + iB)\, e^{i\varphi} ds \tag{5.27}$$

olmakta ve (5.27)'nin integrasyonundan

$$Z = Z_0 + \int_{s_0}^{s} (A + iB)\, e^{i\varphi} ds \tag{5.28}$$

elde edilmektedir. P noktasındaki çökme, W konpleks sayısı ile gösterilirse, $W = Z - z$ yazılabilir. (5.26)'dan

$$W(s) = W_0 + \int_{s_o}^{s} (A - 1 + iB)\, e^{i\varphi} ds \tag{5.29}$$

denklemine ulaşılır. Denklemleri daha sade biçimde ifade edebilmek için, boyutları sırasıyla uzunluk ve kuvvet olan L ve $\bar{Q}_0$ değerleri kullanılarak, boyutsuz ifadeler elde edilecektir. Bunun için,

$$s = \frac{\bar{s}}{L}, \qquad Q = \frac{\bar{Q}}{\bar{Q}_0}, \qquad M = \frac{\bar{M}}{\bar{Q}_0 L}, \qquad \alpha = \frac{\bar{Q}_0 L^2}{EI} \tag{5.30}$$

değişkenleri tanımlanmıştır. s, Q, M boyutsuz büyüklükler, α ise boyutsuz parametredir. Bölümün kalan kısmında boyutsuz büyüklükler kullanılacaktır (Antman, 2006).

5.2.2 Pertürbasyon çözüm yöntemi

(5.30) denkleminin, (5.13), (5.22), (5.23) ve (5.29)'da kullanılması ile

$$A^2 + B^2 = 1 \tag{5.31}$$

$$W(s) = W_0 + \int_{s_0}^{s} (A - 1 + iB)\, e^{i\varphi} ds \tag{5.32}$$

$$M = \frac{1}{\alpha}(AB' - BA') - \frac{\gamma^2}{L^2}(A'Q_n + AQ_n{}' - B'Q_t - BQ_t{}') \tag{5.33}$$

$$\begin{aligned}&(AB'' - BA'') - \alpha\frac{\gamma^2}{L^2}(A''Q_n + 2A'Q_n{}' + AQ_n{}'' - B''Q_t - 2B'Q_t{}' - BQ_t{}'') \\ &+\alpha(AQ_n - BQ_t) = 0\end{aligned} \tag{5.34}$$

denklemlerine ulaşılır. Bilinmeyen A, B fonksiyonları, W yer değiştirmesi ve M eğilme momenti (5.31)-(5.34) kullanılarak belirlenecektir. Denklemler incelendiğinde çubuğun deformasyonunun; çubuğun şekline, dış kuvvetlere ve sınır koşullarına bağlı olduğu gözlemlenmektedir. Özel durum olarak $\alpha = 0$ ele alınsın. Bu durumda çubuğun eğilme rijitliği EI sonsuz olmakta yani çubuk rijit davranmaktadır. Çubukta herhangi bir elastik deformasyon gerçekleşmez, sadece rijit yer değiştirmeler oluşur. Çubuk, rijit yer değiştirmelere karşı da tutuluysa o zaman $\varphi = 0$ ya da $A = 1$ ve $B = 0$ olmaktadır. α 'nın küçük değerleri için, sadece birinci mertebe terimleri hesaba katıp, ikinci ve daha yüksek mertebeden terimleri ihmal ederek $A = 1$ ve $B = \alpha B_1 s$ çözümüne ulaşılır. Elde edilen bu çözüm klasik çubuk teorisi kullanılarak elde edilen çözümle aynıdır. Bu sebepten dolayı, α 'nın pertürbasyon parametresi olarak seçilmesi gerekmektedir. Ayrıca,

$$\begin{aligned}A &= 1 + \alpha A_1(s) + \alpha^2 A_2(s) + \cdots \\ B &= 1 + \alpha B_1(s) + \alpha^2 B_2(s) + \cdots\end{aligned} \tag{5.35}$$

serileri ile bu serilerin s 'ye göre birinci ve ikinci türevlerinin α 'nın yeterince küçük değerlerinde üniform olarak yakınsadığı varsayılacaktır. (5.35), (5.31)'de yerleştirilirse,

$$2\sum_{m=1}^{\infty} \alpha^m A_m + \sum_{k=1}^{\infty}\sum_{j=1}^{\infty} \alpha^{j+k}(A_j A_k + B_j B_k) = 0 \tag{5.36}$$

veya

$$A_1 = 0 \tag{5.37}$$

$$2A_n(s) + \sum_{p=1}^{n-1}(A_p(s)A_{n-p}(s) + B_p(s)B_{n-p}(s)) = 0, \qquad n \geq 2 \tag{5.38}$$

elde edilir. (5.32)'den, yer değiştirme ifadesi,

$$W(s) = \sum_{m=1}^{\infty} \alpha^m \left(C_m(s) + \int_{s_0}^{s} (A_m(s) + iB_m(s))\, e^{i\varphi} \right) ds \tag{5.39}$$

şeklinde bulunur. $W(s)$ ifadesinin reel kısmı yatay yer değiştirmeyi, imajiner kısmı ise düşey yer değiştirmeyi verir. (5.33) ve (5.34) denklemlerinden, moment ifadesi ve denge koşulları

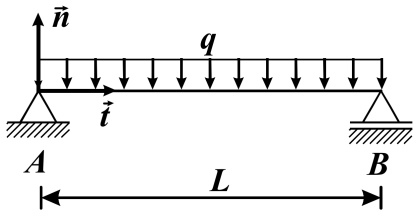
$$\begin{aligned} M(s) = B_1'(s) - \frac{\gamma^2}{L^2} Q_n'(s) + \sum_{m=2}^{\infty} \alpha^{m-1} \Bigg[B_m'(s) + \sum_{i=1}^{m-1} \left(A_i(s) B_{m-1}'(s) - A_s' B_{m-i}(s) \right) \\ - \frac{\gamma^2}{L^2} \left(Q_n(s) A_{m-1}'(s) + Q_n'(s) A_{m-1}(s) - Q_t(s) B_{m-1}'(s) - Q_t'(s) B_{m-1}(s) \right) \end{aligned} \tag{5.40}$$

$$\begin{aligned} \alpha \left(B_1''(s) - \frac{\gamma^2}{L^2} Q_n''(s) + Q_n(s) \right) + \sum_{m=2}^{\infty} \alpha^m \Bigg[B_m''(s) + \sum_{i=1}^{m-1} \Big(A_i(s) B_{m-i}''(s) \\ - A_i''(s) B_{m-i}(s) \Big) + \left(A_{m-1}(s)\, Q_n(s) - B_{m-1}(s)\, Q_t(s) \right) \\ - \frac{\gamma^2}{L^2} \left(Q_n(s)\, A_{m-1}''(s) + 2A_{m-1}'(s) Q_n'(s) + A_{m-1}(s) Q_n''(s) \right) \\ - Q_t(s)\, B_{m-1}''(s) - 2B_{m-1}'(s) Q_t'(s) - B_{m-1}(s) Q_t''(s) \Big) \Bigg] = 0 \end{aligned} \tag{5.41}$$

şeklinde elde edilir. (5.37)-(5.41); A, B, W, M fonksiyonlarını belirler.

5.2.3 Örnek-1: Basit mesnetli kiriş

Şekil 5.3'te gösterilen düzgün yayılı yükle yüklü basit mesnetli kirişin yer değiştirmeleri YOET kullanılarak hesaplanacaktır.



Şekil 5.3 : Düzgün yayılı yükle yükle basit mesnetli kiriş.

Çözümde kullanılacak olan boyutsuz değişkenler,

$$\alpha = \frac{qL^3}{EI}, \qquad M = \frac{\bar{M}}{qL^2}, \qquad Q_n = \frac{\bar{Q}_n}{Q_0}, \qquad s = \frac{\bar{s}}{L} \tag{5.42}$$

olarak tanımlanmıştır. Enkesite etkiyen kesit tesirleri

$$Q_t(s)=0, \qquad Q_n(s)=\frac{1}{2}-s \tag{5.43}$$

olmaktadır. (5.37)'den

$$A_1=0 \tag{5.44}$$

(5.41)'den üç terim alındığında

$$\begin{aligned}&(B_1^{(3)}(s)-1)\alpha+(B_2^{(3)}(s))\alpha^2+(-A_2(s)+\left(\frac{1}{2}-s\right)A_s'(s)\\&-B_1'(s)A_2''(s)+A_2'(s)B_1''(s)-B_1(s)A_2^{(3)}(s)\\&-\frac{\gamma^2}{L^2}(-3A_2''(s)+\left(\frac{1}{2}-s\right)A_2^{(3)}(s)\Big)+A_2(s)B_1^{(3)}(s)+B_3^{(3)}(s))\alpha^3=0\end{aligned} \tag{5.45}$$

elde edildi. (5.45) denkleminin tüm α değerleri için sağlanması gerektiğinden,

$$B_1^{(3)}(s)-1=0 \tag{5.46}$$

$$B_2^{(3)}(s)=0 \tag{5.47}$$

$$\begin{aligned}&-A_2(s)+\left(\frac{1}{2}-s\right)A_2'(s)-B_1'(s)A_2''(s)+A_2'(s)B_1''(s)-B_1(s)A_2^{(3)}(s)\\&-\frac{\gamma^2}{L^2}\left(-3A_2''(s)+\left(\frac{1}{2}-s\right)A_2^{(3)}(s)\right)+A_2(s)B_1^{(3)}(s)+B_3^{(3)}(s)=0\end{aligned} \tag{5.48}$$

bağıntılarına ulaşılır. Buna göre, (5.40) moment ifadesinden

$$\begin{aligned}M(s)=&\frac{\gamma^2}{L^2}+B_1'(s)+\alpha B_2'(s)+\alpha^2(-B_1(s)A_2'(s)\\&-\frac{2\gamma^2\left(-A_2(s)+\left(\frac{1}{2}-s\right)A_2'(s)\right)}{L^2}+A_2(s)B_1'(s)+B_3'(s))\end{aligned} \tag{5.49}$$

ifadesi elde edilir. Bu örnek için sınır koşulları, $M(0)=0 \Rightarrow$

$$B_1'(0)+\frac{\gamma^2}{L^2}=0 \tag{5.50}$$

$$B_2'(0)=0 \tag{5.51}$$

$$-B_1(0)A_2'(0)+A_2(0)B_1'(0)+B_3'(0)-2\frac{\gamma^2}{L^2}\left(\frac{1}{2}A_2'(0)-A_2(0)\right)=0 \tag{5.52}$$

$M(1) = 0 \Rightarrow$

$$B_1'(1) + \frac{\gamma^2}{L^2} = 0 \tag{5.53}$$

$$B_2'(1) = 0 \tag{5.54}$$

$$-B_1(1)\,A_2'(1) + A_2(1)\,B_1'(1) + B_3'(1) - 2\frac{\gamma^2}{L^2}\left(\frac{1}{2}A_2'(1) - A_2(1)\right) = 0 \tag{5.55}$$

$$W(0) = 0 \Rightarrow C_m = 0 \tag{5.56}$$

$$\text{Im}\, W(1) = 0 \Rightarrow \int_0^1 B_m(s)\,ds = 0, \qquad m = 1,2,3 \tag{5.57}$$

Şekil değiştirmemiş durumda (5.39)'dan $\varphi = 0$ olmaktadır. (5.46) ve (5.48)'in integrasyonundan

$$B_1(s) = c_{13}\,s^2 + c_{12}\,s + c_{11} + \frac{s^3}{6} \tag{5.58}$$

$$B_2(s) = s\,(c_{23}\,s + c_{22}) + c_{21} \tag{5.59}$$

ifadeleri elde edilir. (5.50), (5.53), (5.57) sınır koşulları kullanıldığında

$$c_{11} = \frac{\gamma^2}{2L^2} + \frac{1}{24}, \qquad c_{12} = -\frac{\gamma^2}{L^2}, \qquad c_{13} = -\frac{1}{4} \tag{5.60}$$

(5.51), (5.54), (5.57) sınır koşulları kullanıldığında ise

$$c_{21} = 0, \qquad c_{22} = 0, \qquad c_{23} = 0 \tag{5.61}$$

olmaktadır. Elde edilen katsayılar (5.58), (5.59)'da yerleştirildiğinde $B_1(s)$, $B_2(s)$ fonksiyonları,

$$B_1(s) = \frac{\gamma^2}{2L^2} - \frac{\gamma^2 s}{L^2} + \frac{s^3}{6} - \frac{s^2}{4} + \frac{1}{24}, \qquad B_2(s) = 0 \tag{5.62}$$

biçiminde bulunur. (5.38)'den,

$$A_2(s) = -\frac{(L^2(4s^3 - 6s^2 + 1) + 12\gamma^2(1-2s))^2}{1152\,L^4} \tag{5.63}$$

(5.48)'den,

$$
\begin{aligned}
B_3(s) = (&362880L^6(s(c_{33}s + c_{32}) + c_{31}) + s^3(241920\gamma^6 \\
&+L^6(s(s(5s(s(35(9-2s)s-468)+168)+882)-630)-105) \\
&+18\gamma^2L^4(s(2s(160s(2s-7)+1197)-385)-700) \\
&-4536\gamma^4L^2(11s(2s-5)+40))) / (362880L^6)
\end{aligned} \tag{5.64}
$$

ve (5.52), (5.55), (5.57)'den

$$
c_{31} = -\frac{393120\gamma^6 + 59L^6 + 2754\gamma^2L^4 + 57456\gamma^4L^2}{1451520L^6} \tag{5.65}
$$

$$
c_{32} = -\frac{-336\gamma^6 - \gamma^2L^4 - 40\gamma^4L^2}{384L^6} \tag{5.66}
$$

$$
c_{33} = -\frac{2304\gamma^6 - L^6 - 36\gamma^2L^4 - 144\gamma^4L^2}{2304L^6} \tag{5.67}
$$

değerlerine ulaşılır. Bu katsayılar kullanılarak $B_3(s)$ ifadesi,

$$
\begin{aligned}
B_3(s) = (&s^3(241920\gamma^6 + L^6(s(s(5s(s(35(9-2s)s-468)+168)+882) \\
&-630)-105)+18\gamma^2L^4(s(2s(160s(2s-7)+1197)-385)-700) \\
&-4536\gamma^4L^2(11s(2s-5)+40)) + 362880L^6(s(-\frac{-336\gamma^6 - \gamma^2L^4 - 40\gamma^2L^4}{384L^6} \\
&-\frac{s(2304\gamma^6 - L^6 - 36\gamma^2L^4 - 144\gamma^4L^2)}{2304L^6}) \\
&-\frac{393120\gamma^6 + 59L^6 + 2754\gamma^2L^4 + 57456\gamma^4L^2}{1451520L^6})) / (362880L^6)
\end{aligned} \tag{5.68}
$$

(5.38)'den

$$
A_3(s) = 0 \tag{5.69}
$$

elde edilir. Yerel olmayan elastisitede moment ifadesi,

$$
\begin{aligned}
M(s) = &((s-1)s)(-3456\alpha^2\gamma^6 + L^6(1152 - \alpha^2(4(s-1)^2((s-1)s-1)s^2 \\
&+1)) - 16\alpha^2\gamma^2L^4s(s(10(s-2)s+7)+3) + 48\alpha^2\gamma^4L^2(34(s-1)s-1))) \\
&/(2304L^6)
\end{aligned} \tag{5.70}
$$

klasik elastisitedeki moment ifadesi ise,

$$
\lim_{\gamma\to 0} M(s) = (-(s-1)s(\alpha^2(4s^6 - 12s^5 + 8s^4 + 4s^3 - 4s^2 + 1) - 1152))/2304 \tag{5.71}
$$

olmaktadır. Klasik elastisitede, kirişin orta noktası için moment ifadesi,

$$\lim_{s\to\frac{1}{2}}\lim_{\gamma\to 0} M(s,\alpha)=\frac{11\alpha^2}{147456}-\frac{1}{8} \tag{5.72}$$

olarak yazılır. Yerel olmayan elasitistede yatay yer değiştirme,

$$\begin{aligned} U(s)=\mathrm{Re}\,W(s)=&(-\alpha^2(L^4(\frac{16s^7}{7}-8s^6+\frac{36s^5}{5}+2s^4-4s^3+s)\\ &-\frac{24}{5}\gamma^2L^2s(s(2s(2s(2s-5)+5)+5)-5)+48\gamma^4s(4s^2-6s+3)) \\ &/(1152L^4) \end{aligned} \tag{5.73}$$

klasik elasitistede yatay yer değiştirme,

$$\lim_{\gamma\to 0}U(s)=(\alpha^2(-s)(80s^6-280s^5+252s^4+70s^3-140s^2+35))/40320 \tag{5.74}$$

biçiminde ifade edilir. Yerel olmayan elasitistede düşey yer değiştirme,

$$\begin{aligned} V(s)=\mathrm{Im}\,W(s)=&(a(s-1)s(L^6(\alpha^2(59-(s-1)s(2(s-1)s(5(s-1)s\\ &(14(s-1)s-23+46)+59))+60480((s-1)s-1))+18\gamma^2L^4(\alpha^2(4(s-1)\\ &s((s-1)s(80(s-1)s-81)-12)+153)-40320)-3024\alpha^2\gamma^4L^2(2s(s\\ &(11(s-2)s+8)+3)-19)+30240\alpha^2\gamma^6(8(s-1)s+13)))/(1451520L^6) \end{aligned} \tag{5.75}$$

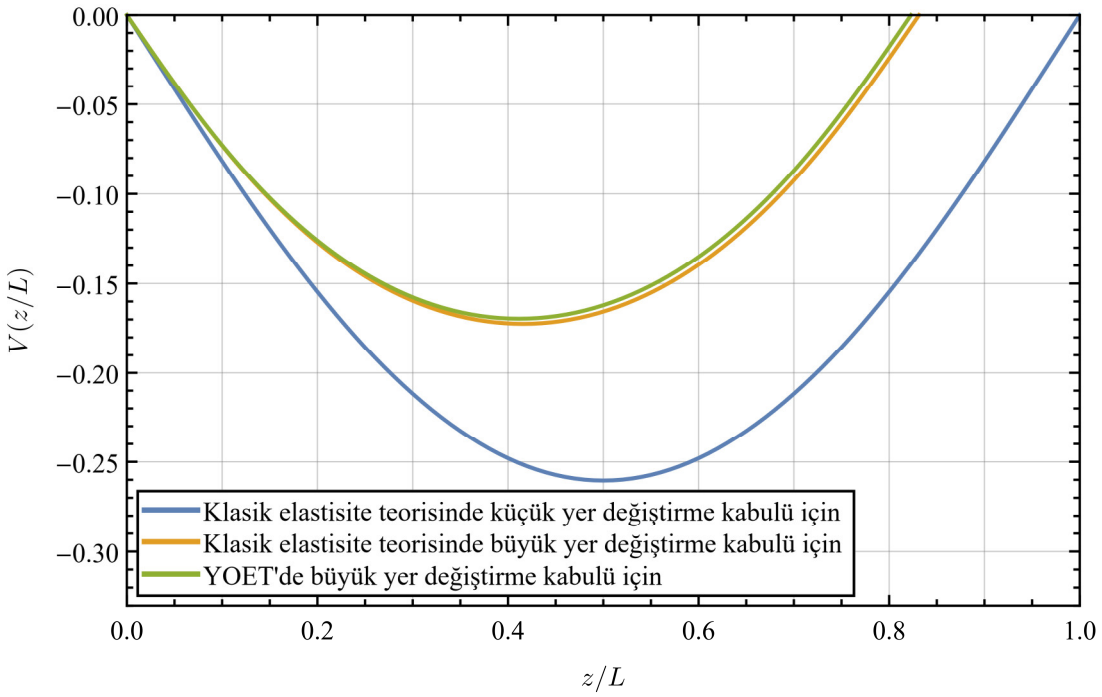
klasik elasitistede düşey yer değiştirme,

$$\begin{aligned} \lim_{\gamma\to 0}V(s)=&(\alpha(-(s-1))s(-59\alpha^2+140\alpha^2s^8-560\alpha^2s^7+610\alpha^2s^6\\ &+130\alpha^2s^5-458\alpha^2s^4+46\alpha^2s^3+(151\alpha^2-60480)s^2+(60480-59s^2)s\\ &+60480))/1451520 \end{aligned} \tag{5.76}$$

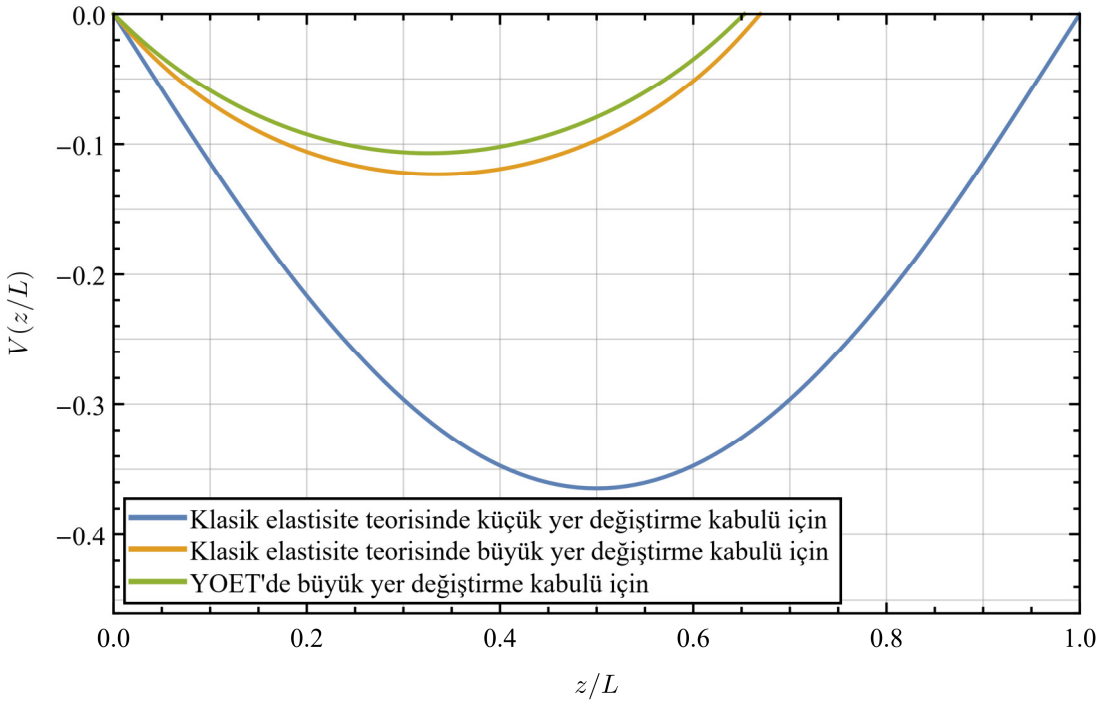
formülleri ile verilmektedir. Klasik elastisitede kirişin orta noktasındaki çökme,

$$\lim_{s\to\frac{1}{2}}\lim_{\gamma\to 0}V(s)=\frac{5\alpha}{384}-\frac{4087\alpha^3}{371589120} \tag{5.77}$$

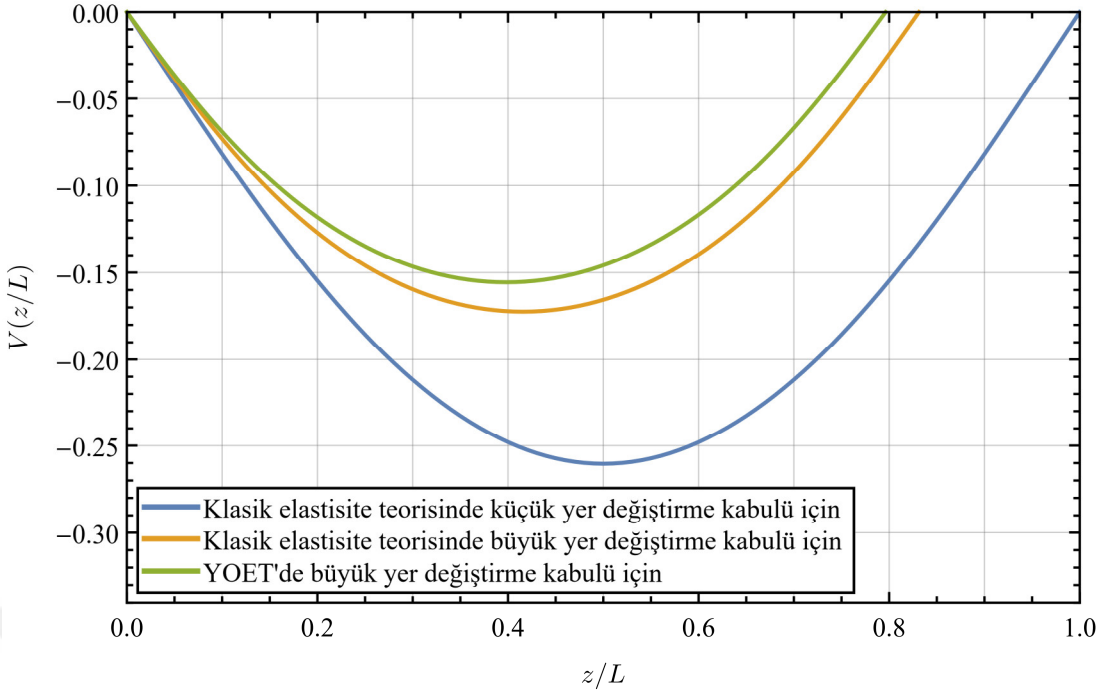
olmaktadır. Şekil 5.4-Şekil 5.7'de YOET'de büyük yer değiştirme kabulüne göre, klasik elastisite teorisinde büyük yer değiştirme kabulüne göre ve klasik elastisite teorisinde küçük yer değiştirme kabulüne göre düşey deplasman grafikleri verilmiştir. Şekil 5.4'te $\alpha=20,\ \gamma/L=1/20$; Şekil 5.5'te $\alpha=28,\ \gamma/L=1/20$; Şekil 5.6'da $\alpha=20,\ \gamma/L=1/10$ ve Şekil 5.7'de $\alpha=28,\ \gamma/L=1/10$ değerleri kullanılmıştır.



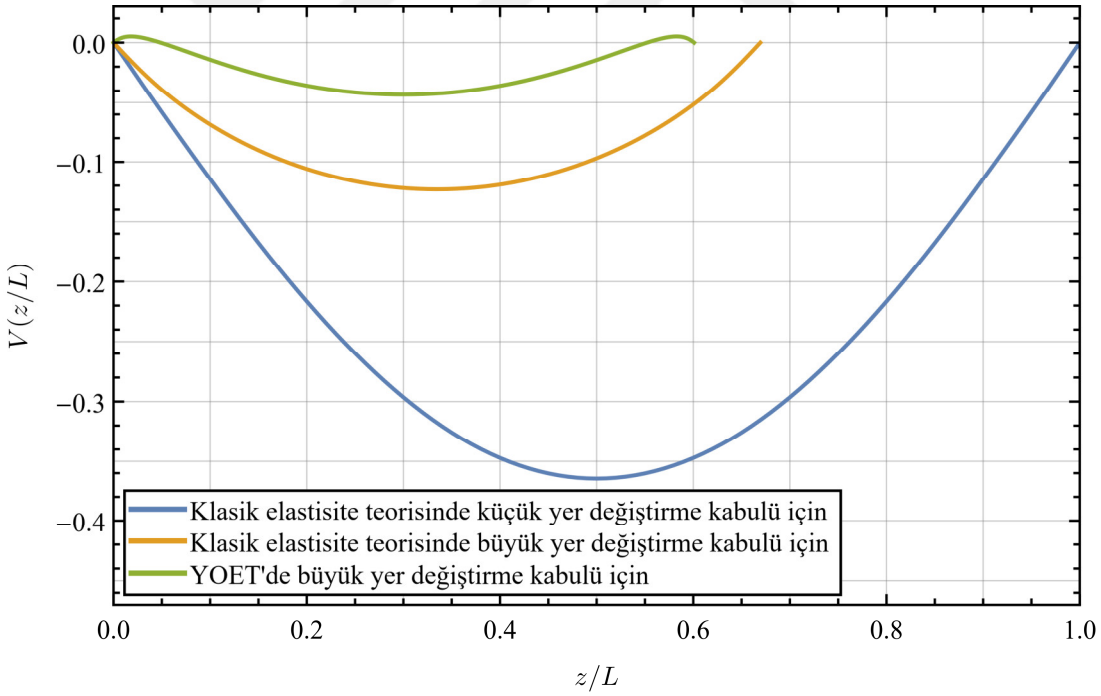
Şekil 5.4 : Örnek-1, $\alpha = 20$, $\gamma / L = 1/20$ değerleri için, YOET'de büyük yer değiştirme kabulüne göre düşey deplasman grafiği.



Şekil 5.5 : Örnek-1, $\alpha = 28$, $\gamma / L = 1/20$ değerleri için, YOET'de büyük yer değiştirme kabulüne göre düşey deplasman grafiği.



Şekil 5.6 : Örnek-1, $\alpha = 20$, $\gamma / L = 1/10$ değerleri için, YOET'de büyük yer değiştirme kabulüne göre düşey deplasman grafiği.



Şekil 5.7 : Örnek-1, $\alpha = 28$, $\gamma / L = 1/10$ değerleri için, YOET'de büyük yer değiştirme kabulüne göre düşey deplasman grafiği.

5.3 Enkesitteki İç Kuvvetlerin Değerinin Bilinmediği Durum

Bu alt bölümde k. mertebeden bir sistem pertürbasyon yöntemi kullanılarak incelenecektir. k, enkesitteki iç kuvvetlerin belirlenebilmesi için gerekli olan

bilinmeyen parametrelerin sayısını göstermektedir. $N_1, N_2,\ldots,N_k$ ile parametreler gösterilsin. Q_n ve Q_t,

$$Q_n = \sum_{p=0}^{\infty} \alpha^p \, Q_{np}\,(s, N_{1p}, N_{2p}, \ldots, N_{kp}) \tag{5.78}$$

$$Q_t = \sum_{p=0}^{\infty} \alpha^p \, Q_{tp}\,(s, N_{1p}, N_{2p}, \ldots, N_{kp}) \tag{5.79}$$

şeklinde ifade edilebilir. (5.78), (5.79)'da verilen seriler (5.33) ve (5.34)'de yerleştirildiğinde, moment ve denge koşulları için

$$\begin{aligned} M(s) = B_1'(s) - \frac{\gamma^2}{L^2}\frac{\partial Q_{n,0}}{\partial s} + \sum_{m=2}^{\infty} \alpha^{m-1} (B_m'(s) + \sum_{i=1}^{m-1} (A_i(s)\, B_{m-i}'(s) \\ - A_i'(s)\, B_{m-i}'(s)) - \frac{\gamma^2}{L^2} \sum_{m=1}^{\infty} \alpha^m (\frac{\partial Q_{n,m}}{\partial s} + \sum_{r=0}^{m-1} (A_{m-r}(s) \frac{\partial Q_{n,r}}{\partial s} \\ + A_{m-r}'(s) Q_{n,r} - B_{m-r}(s) \frac{\partial Q_{t,r}}{\partial s} - B_{m-r}'(s) Q_{t,r})) \end{aligned} \tag{5.80}$$

$$\begin{aligned} &\alpha (B_1''(s) + Q_{n,0} - \frac{\gamma^2}{L^2}\frac{\partial^2 Q_{n,0}}{\partial s^2}) + \sum_{m=2}^{\infty} \alpha^m \, (B_m''(s) + Q_{n,m-1} \\ &- \frac{\gamma^2}{L^2}\frac{\partial^2 Q_{n,m-1}}{\partial s^2} + \sum_{i=1}^{m-1} (A_i(s)\, B_{m-i}''(s) - A_i''(s)\, B_{m-i}(s) + \sum_{p=0}^{m-2} (A_{m-p-1}(s) Q_{n,p} \\ &- B_{m-p-1} Q_{t,p} - \frac{\gamma^2}{L^2} (A_{m-p-1}''(s) Q_{n-p} + 2 A_{m-p-1}'(s) \frac{\partial Q_{n,p}}{\partial s} + A_{m-p-1}(s) \frac{\partial^2 Q_{n,p}}{\partial s^2} \\ &- B_{m-p-1}''(s) Q_{t,p} - 2\, B_{m-p-1}'(s) \frac{\partial Q_{t,p}}{\partial s} - B_{m-p-1}(s) \frac{\partial^2 Q_{t,p}}{\partial s^2}))) = 0 \end{aligned} \tag{5.81}$$

ifadeleri elde edilir. (5.80), (5.81) kullanılarak bilinmeyen A_m, B_m fonksiyonları belirlenebilir. N_{rp} parametreleri ise sınır koşullarından elde edilir.

5.3.1 Örnek-2: Bir ucu ankastre, bir ucu kayıcı mesnetli kiriş

Şekil 5.8'de gösterilen bir ucu ankastre, bir ucu kayıcı mesnetli ve B noktasından tekil moment etkiyen kiriş incelenecektir.

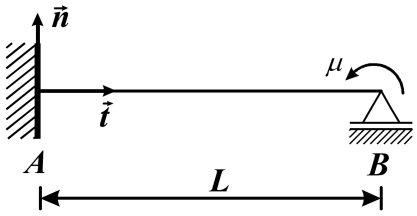
Bu örnek için seçilen boyutsuz parametreler,

$$s = \frac{\overline{s}}{L}, \qquad Q = \frac{\overline{Q}\, L}{\mu}, \qquad M = \frac{\overline{M}}{\mu}, \qquad \alpha = \frac{\mu\, L}{EI} \tag{5.82}$$

dır. Ayrıca,

$$Q_t = 0, \qquad Q_n = N = \sum_{p=0}^{3} \alpha^p \, Q_{n,p} \tag{5.83}$$

olmaktadır.



Şekil 5.8 : Örnek-2'de incelenen kiriş.

Bu örnekte, B noktasındaki N mesnet reaksiyonu bilinmemektedir. Bu nedenle sistem birinci mertebedir. N mesnet reaksiyonu parametre olarak seçilebilir. N 'nin, α 'ya göre seri açılımı,

$$N = N(\alpha) = N_0 + \alpha N_1 + \alpha^2 N_2 + \cdots \tag{5.84}$$

olarak ifade edilir. Ayrıca,

$$Q_{t,p} = 0, \qquad Q_{n,p} = N_p \tag{5.85}$$

olmaktadır. (5.37)'den

$$A_1 = 0 \tag{5.86}$$

bulunur. (5.81) kullanılarak,

$$Q_{n,0} + B_1''(s) = 0, \qquad Q_{n,1} + B_2''(s) = 0 \tag{5.87}$$

bağıntılarına ulaşılır. (5.86)'daki denklemlerin çözümünden

$$B_1(s) = -\frac{1}{2} s^2 \, Q_{n,0} + c_{12} \, s + c_{11} \tag{5.88}$$

$$B_2(s) = -\frac{1}{2} s^2 \, Q_{n,1} + c_{22} \, s + c_{21} \tag{5.89}$$

bağıntıları bulunur. (5.36) kullanılarak

$$A_2(s) = -\frac{B_1(s)^2}{2} \tag{5.90}$$

hesaplanır. Sınır koşulları,

$$W(0) = 0 \Rightarrow W_0 = 0 \tag{5.91}$$

$$\text{Im}\, W(1) = 0 \Rightarrow \int_0^1 B_m(s)\, ds = 0, \qquad m = 1,2,3 \tag{5.92}$$

$$M(1) = 0 \tag{5.93}$$

olarak yazılır. (5.13) kullanılarak

$$\theta(0) = 0 \Rightarrow B_m(0) = 0, \qquad m = 1,2,3 \tag{5.94}$$

ilişkileri yazılır. Sınır koşullarının kullanılması ile bilinmeyenler elde edilir;

$$c_{11} = 0, \qquad c_{12} = -\frac{\gamma^2 + L^2}{2L^2}, \qquad Q_{n,0} = -\frac{3(L^2 + \gamma^2)}{2L^2} \tag{5.95}$$

$$c_{21} = 0, \qquad c_{22} = 0, \qquad Q_{n,1} = 0 \tag{5.96}$$

Sonrasında,

$$A_2(s) = -\frac{(2-3s)^2 s^2 (\gamma^2 + L^2)^2}{32 L^4} \tag{5.97}$$

$$B_1(s) = \frac{s(3s-2)(\gamma^2 + L^2)}{4L^2} \tag{5.98}$$

$$B_2(s) = 0 \tag{5.99}$$

değerlerine ulaşılır. (5.36)'dan

$$A_3(s) = 0 \tag{5.100}$$

(5.81)'den

$$32 L^8 (Q_{n,2} + B_3''(s)) + (9s(3s-2)+2)(\gamma^2 + L^2)^3 (L^2 s(3s-2) - 6\gamma^2) = 0 \tag{5.101}$$

bulunur. (5.101) denkleminin çözümü

$$\begin{aligned} B_3(s) = {} & \frac{1}{960} s^2 (-480 Q_{n,2} \\ & - \frac{(\gamma^2 + L^2)^3 (L^2 s(3s-1)(9s(3s-5)+20) - 45\gamma^2 (2-3s)^2)}{L^8}) + c_{32}\, s + c_{31} \end{aligned} \tag{5.102}$$

olmaktadır. Sınır koşullarının kullanılması ile katsayılar,

$$c_{31} = 0, \qquad c_{32} = -\frac{3(-126\gamma^8 + L^8 - 123\gamma^2 L^6 - 375\gamma^4 L^4 - 377\gamma^6 L^2)}{2240 L^8} \tag{5.103}$$

$$Q_{n,2} = -\frac{-1218\gamma^8 + 17L^8 - 1167\gamma^2 L^6 - 3603\gamma^4 L^4 - 3637\gamma^6 L^2}{2240L^8} \tag{5.104}$$

$$\begin{aligned} B_3(s) = (&-s(\gamma^2 + L^2)^3 (L^2 (s(14s(3s-1)(9s(3s-5)+20)-51)+18) \\ &-378\gamma^2 (s(5s(3s-4)-3)+6))) / (13440L^8) \end{aligned} \tag{5.105}$$

şeklinde hesaplanır.

(5.39) ve (5.40)'ta $A_1(s)$, $A_2(s)$, $A_3(s)$, $B_1(s)$, $B_2(s)$, $B_3(s)$, $Q_{t,0}$, $Q_{t,1}$, $Q_{t,2}$, $Q_{n,0}$, $Q_{n,1}$, $Q_{n,2}$ değerleri yerleştirildiğinde moment $M(s)$, yatay deplasman $U(s)$, düşey deplasman $V(s)$ denklemleri aşağıdaki gibi elde edilir.

$$\begin{aligned} &M(s) = (L^8 (-3\alpha^2 + s(\alpha^2 (17 - 7s^2 (9s(3s-5)+20)) + 3360) - 1120) \\ &-3\gamma^2 L^6 (s-1)(\alpha^2 (7s(s(9s(3s-2)-178)+2)+123) - 1120) \\ &-3\alpha^2 \gamma^4 L^4 (s-1)(7s(s(9s(3s-2)-538)+2)+375) - \alpha^2 \gamma^6 L^2 (s-1) \\ &(7s(s(9s(3s-2)-1618)+2)+1131) + 378\alpha^2 \gamma^8 (s-1)(10s^2-1)) \\ &/(2240L^8) \end{aligned} \tag{5.106}$$

$$U(s) = -\frac{\alpha^2 s^3 (9s(3s-5)+20)(\gamma^2 + L^2)^2}{480L^4} \tag{5.107}$$

$$\begin{aligned} &V(s) = (\alpha(s-1)s^2(\gamma^2 + L^2)(3360L^6 - \alpha^2(\gamma^2 + L^2)^2 \\ &(L^2(2s(2s(9s(3s-4)+13)+4)-9) - 378\gamma^2(s(3s-2)-3)))) \\ &/(13440L^8) \end{aligned} \tag{5.108}$$

Klasik elastisite teorisinde moment ve deplasmanların denklemleri,

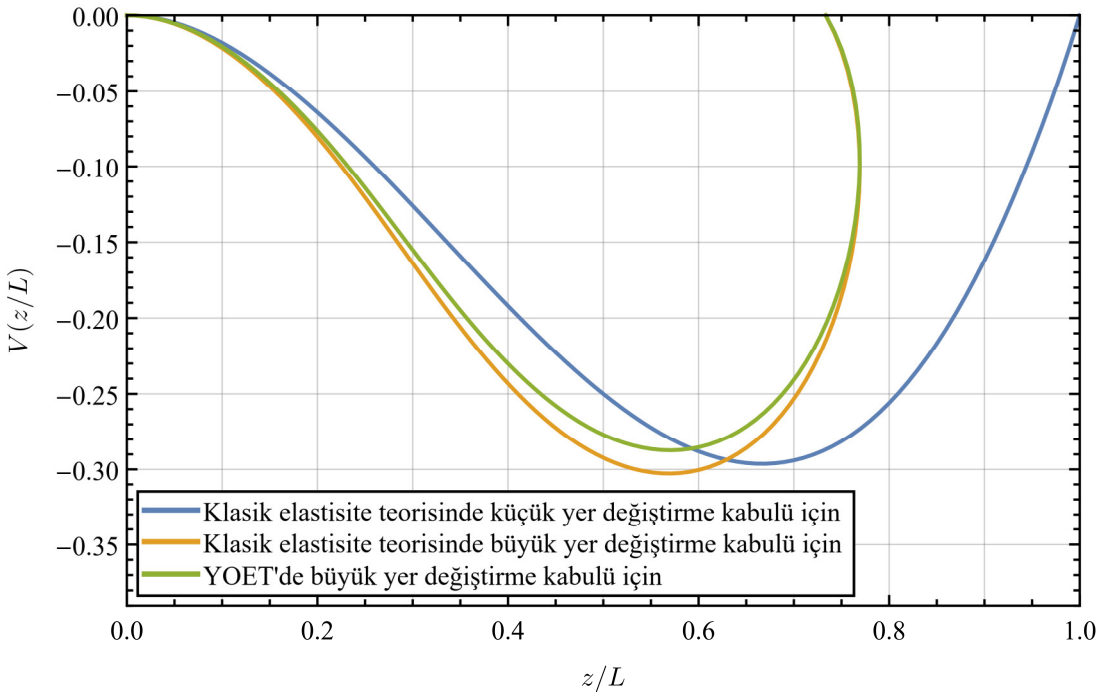
$$\begin{aligned} \lim_{\gamma \to 0} M(s) = (&-3\alpha^2 - 189\alpha^2 s^5 + 315\alpha^2 s^4 - 140\alpha^2 s^3 + (17\alpha^2 + 3360)s \\ &-1120) / 2240 \end{aligned} \tag{5.109}$$

$$\lim_{\gamma \to 0} U(s) = -\frac{1}{480}\alpha^2 s^3 (27s^2 - 45s + 20) \tag{5.110}$$

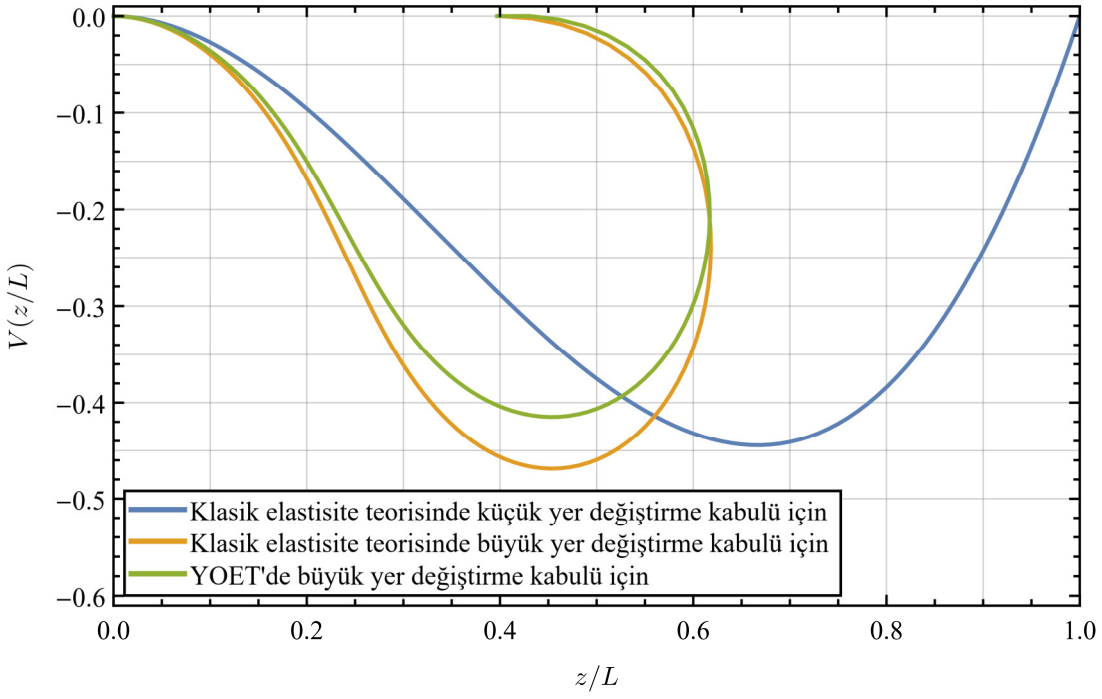
$$\begin{aligned} &\lim_{\gamma \to 0} V(s) = (\alpha(s-1)s^2(\gamma^2 + L^2)(3360L^6 - \alpha^2(\gamma^2 + L^2)^2 \\ &(L^2(2s(3s(9s(3s-4)+13)+4)-9) - 378\gamma^2(s(3s-2)-3)))) \\ &/(13440L^8) \end{aligned} \tag{5.111}$$

olur. Şekil 5.9-Şekil 5.12'de YOET'de büyük yer değiştirme kabulüne göre, klasik elastisite teorisinde büyük yer değiştirme kabulüne göre ve klasik elastisite teorisinde küçük yer değiştirme kabulüne göre düşey deplasman grafikleri verilmiştir. Şekil

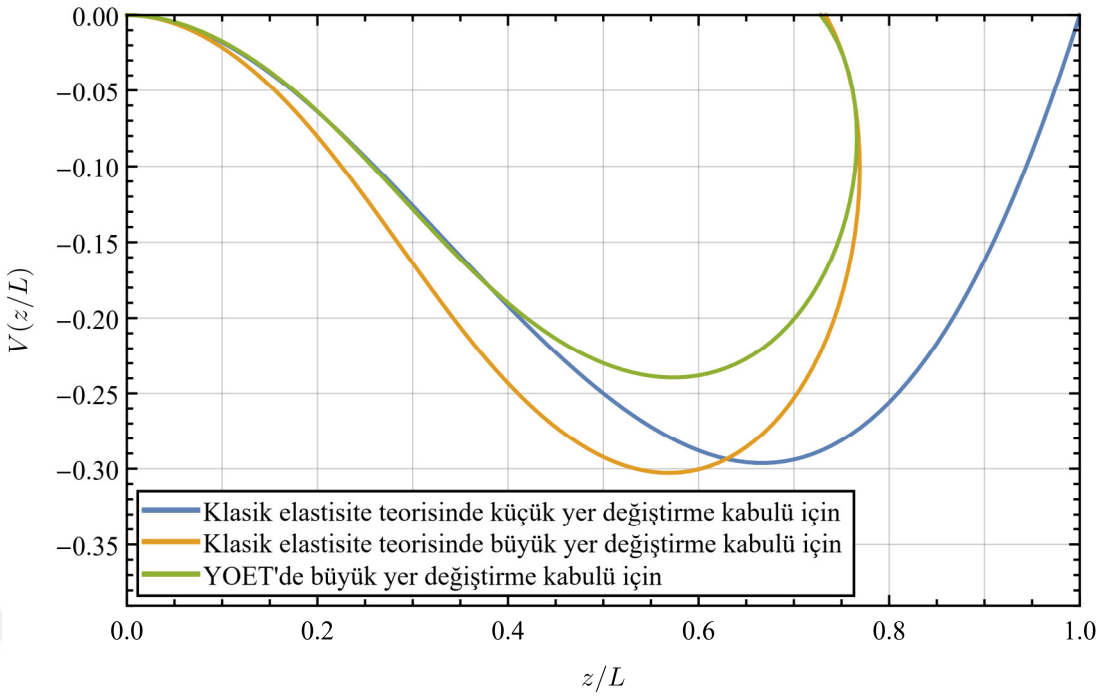
5.9'da $\alpha = 8,\ \gamma / L = 1/20$; Şekil 5.10'da $\alpha = 12,\ \gamma / L = 1/20$; Şekil 5.11'de $\alpha = 8,\ \gamma / L = 1/10$ ve Şekil 5.12'de $\alpha = 12,\ \gamma / L = 1/10$ değerleri kullanılmıştır.



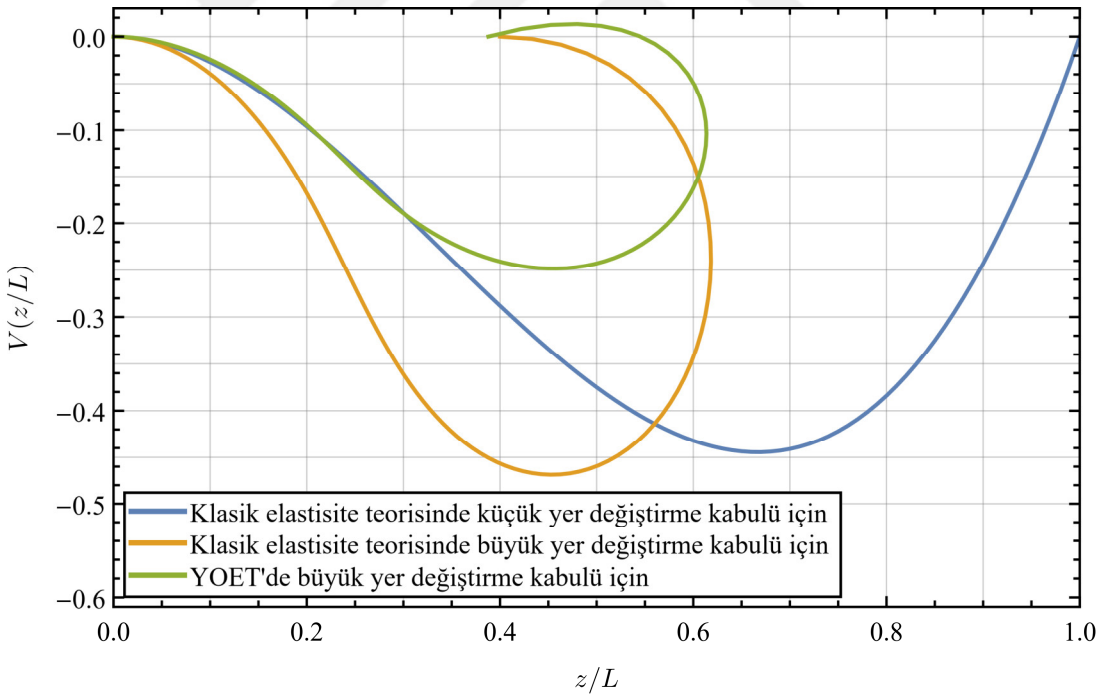
Şekil 5.9 : Örnek-2, $\alpha = 8,\ \gamma / L = 1/20$ değerleri için, YOET'de büyük yer değiştirme kabulüne göre düşey deplasman grafiği.



Şekil 5.10 : Örnek-2, $\alpha = 12,\ \gamma / L = 1/20$ değerleri için, YOET'de büyük yer değiştirme kabulüne göre düşey deplasman grafiği.



Şekil 5.11 : Örnek-2, $\alpha = 8$, $\gamma / L = 1/10$ değerleri için, YOET'de büyük yer değiştirme kabulüne göre düşey deplasman grafiği.



Şekil 5.12 : Örnek-2, $\alpha = 12$, $\gamma / L = 1/10$ değerleri için, YOET'de büyük yer değiştirme kabulüne göre düşey deplasman grafiği.

6. SONUÇLAR

Bu çalışmada, YOET ve büyük yer değiştirme teorisi kullanılarak nanoçubukların yer değiştirmesi hesaplanmıştır. Hesaplar iki farklı yöntem kullanılarak yapılmıştır; iki adımlı ardışık yaklaşım yöntemi ve pertürbasyon yöntemi.

Bölüm 4, iki adımlı ardışık yaklaşım yöntemine ayrılmıştır. Bu yöntemde elastik eğri, iki farklı eğrinin süperpozisyonu ile tanımlanmaktadır. Birinci eğri olarak, problemle ilgili sınır koşullarını sağlayan bir eğri seçilmektedir. Bu eğrinin, elastik eğriye mümkün olabildiğince yakın olması için ayrıca bağımsız parametreler içermesi gerekmektedir. Birinci yaklaşım eğrisinde yer değiştirmelerin büyük olduğu varsayılmaktadır. İkinci eğride ise yer değiştirmelerin küçük olduğu kabulü kullanılmaktadır. Bu nedenle ikinci eğri ile ilgili denklemler lineer olmaktadır. Birinci eğri, elastik eğriye yakın olduğundan, denge denklemleri birinci eğriye göre yazılmaktadır. Hesaplarda, elastik eğrinin ve birinci yaklaşım eğrisinin uzunluklarının, deformasyonlar sonrasında değişmediği varsayımı kullanılmıştır. Ayrıca ikinci mertebe terimlerin, sonuçlar üzerindeki etkisinin anlaşılabilmesi için hesaplar hem ikinci mertebe etkiler ihmal edilerek hem de ihmal edilmeden gerçekleştirilmiştir.

Birinci yaklaşım eğrisi seçildikten sonra moment-eğrilik bağıntısı ve (4.5) veya (4.6) denklemlerinden ikinci yaklaşım eğrisinin yer değiştirme fonksiyonları $u(z)$, $v(z)$ hesaplanabilmektedir. Moment-eğrilik bağıntısı, klasik elastisite teorisi ve YOET için çıkarılmıştır. Elde edilen formülasyon, üç farklı örnek problemde kullanılmıştır. Birinci örnekte, serbest ucunda tekil düşey kuvvet bulunan konsol kiriş, ikinci örnekte, serbest ucunda eksenel kuvvet bulunan konsol kiriş, üçüncü örnekte ise, düzgün yayılı yük ile yüklü konsol kiriş incelenmiştir. Tüm örneklerde, birinci yaklaşım eğrisi olarak dairesel yay parçası kullanılmıştır. Elde edilen sonuçlar, şekiller kullanılarak sunulmuştur. Şekillerde, çubuk uzuluğu boyunca boyutsuz düşey ve yatay yer değiştirmeler ile serbest uçtaki boyutsuz düşey yer değiştirmenin, boyutsuz yük parametresine göre değişimleri gösterilmiştir. Yerel olmayan parametrenin etkisinin daha net biçimde gözlemlenebilmesi için, sayısal hesaplarda $\gamma = 4 \times 10^{-8}$ m değeri kullanılmıştır.

Birinci örnekte, λ'nın küçük değerlerinde, boyutsuz yerel olmayan parametrenin değerinin artması ile rijitliğin arttığı ancak büyük λ değerlerinde rijitliğin azaldığı gözlemlenmiştir (bkz. Şekil 4.40). İkinci örnekte, boyutsuz yerel olmayan parametrenin artması, rijitlikte azalmaya neden olmaktadır (bkz. Şekil 4.46). İncelenen son örnekte ise boyutsuz yerel olmayan parametrenin artmasıyla rijitlikte artmaktadır (bkz. Şekil 4.52).

Pertürbasyon yöntemi Bölüm 5'te incelenmiştir. İlk olarak, YOET'de büyük yer değiştirme yapan çubuklar için kullanılan varsayımlar verilmiştir. Tek eksenli gerilme durumu için bünye bağıntısı verilmiş ve moment-eğrilik bağıntısı elde edilmiştir. Büyük yer değiştirme teorisine göre moment, yer değiştirme denklemleri elde edilmiştir. Elde edilen denklemlerde $\gamma \to 0$ limiti alınarak, klasik elastisite teorisinde büyük yer değiştirme kabulü için deplasman ve moment ifadelerine ulaşılmıştır. İki örnek problem için sayısal hesap yapılmıştır. Birinci örnekte, düzgün yayılı yükle yüklü basit mesnetli kiriş, ikinci örnekte ise bir ucu ankastre, bir ucu kayıcı mesnetli ve kayıcı mesnetinden moment etkitilen kiriş incelenmiştir. Birinci örnek, izostatik sistemlerdeki, ikinci örnek ise hiperstatik sistemlerdeki genel çözüm yöntemini göstermektedir. Seri açılımlarındaki ilk üç ve beş terim hesaplarda kullanılmış, diğer terimler budanmıştır. Büyük yer değiştirme teorisinde, elastik eğrinin uzuluğunun deformasyonlar sonrasında değişmediği varsayılmıştır. Çözümlerde boyutsuz değişkenler kullanılmıştır. Yer değiştirme vektörü, kompleks sayı biçiminde ifade edilmiştir. Kompleks sayının reel kısmı, yatay yer değiştirmeyi, imajiner kısmı ise düşey yer değiştirmeyi vermektedir. Hiperstatik sistemlerde, hiperstatiklik derecesi kadar ek parametrenin kullanılması gerekmektedir. Bu nedenle ikinci örnekte, seçilen N mesnet reaksiyonu parametresinin, (5.84) denklemi ile seri açılımı yapılmıştır.

Örneklerde sayısal sonuçlar, elastik eğri kullanılarak grafiksel olarak gösterilmiştir. Elastik eğri; klasik elastisite teorsinde küçük yer değiştirme ve büyük yer değiştirme kabullerine göre ve YOET'de büyük yer değiştirme kabulüne göre elde edilmiştir. Örnek-1'de, $\alpha = 20,\ \gamma / L = 1/20$ değerleri için; $\alpha = 28,\ \gamma / L = 1/20$ değerleri için; $\alpha = 20,\ \gamma / L = 1/10$ değerleri için ve $\alpha = 28,\ \gamma / L = 1/10$ değerleri için elastik eğri hesaplanmıştır. α, boyutsuz yük parametresini göstermektedir. Klasik elastisite teorsine göre küçük yer değiştirme hesabında α değerinin artması ile düşey yer değiştirmlerin arttığı, klasik elastisite teorsine göre ve YOET'ye göre büyük yer değiştirme hesaplarında ise düşey yer değiştirmelerin azaldığı görülmektedir.

YOET'ye göre büyük yer değiştirme hesabında boyutsuz yerel olmayan parametrenin artması ile düşey yer değiştirmenin azaldığı yani rijitliğin arttığı tespit edilmiştir (bkz. Şekil 5.4-Şekil 5.7). Örnek-2'de ise, $\alpha = 8,\ \gamma / L = 1/20$ değerleri için; $\alpha = 12,$ $\gamma / L = 1/20$ değerleri için; $\alpha = 8,\ \gamma = 1/10$ değerleri için ve $\alpha = 12,\ \gamma = 1/10$ değerleri için elastik eğri hesaplanmıştır. Klasik elastisite teorsine göre küçük yer değiştirme hesabında, klasik elastisite teorsine göre ve YOET'ye göre büyük yer değiştirme hesaplarında α değerinin artması ile düşey yer değiştirmelerin arttığı görülmektedir. YOET'ye göre büyük yer değiştirme hesabında boyutsuz yerel olmayan parametrenin artması ile düşey yer değiştirmenin azaldığı yani rijitliğin arttığı gözlemlenmektedir (bkz. Şekil 5.9-Şekil 5.12).

Bölüm 4 ve bölüm 5'te kullanılan yöntemler, çeşitli yüklerin etkisindeki, farklı sınır koşullarına sahip kirişlerde rahatlıkla kullanılabilir. Nanoboyuttaki yapılar, klasik elastisite teorisi kullanılarak incelendiğinde, bu yapıların rijitlikleri deneysel sonuçlarla kıyaslandığında küçük çıkmaktadır. YOET, küçük boyut etkisini hesaba kattığından deneysel verilerle uyumlu sonuçlar elde etmektedir. Bu çalışmanın sonuçları da göstermektedir ki, incelenen sistemin boyutları küçüldüğünde yerel olmayan etkiler ihmal edilemeyecek seviyelere gelmekte, boyut etkisinin önemi artmaktadır.

KAYNAKLAR

Abdollahi, R., & Boroomand, B. (2014). Nonlocal elasticity defined by Eringen's integral model: Introduction of a boundary layer method. *International Journal of Solids and Structures*, *51*(9), 1758–1780.

Aifantis, E. C. (2003). Update on a class of gradient theories. *Mechanics of Materials*, *35*(3–6), 259–280.

Akgöz, B. (2016). *Bir ve iki boyutlu mikro yapıların yüksek mertebeden elastisite teorileri ile statik ve dinamik analizleri*. (Doktora Tezi). Akdeniz Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Antalya.

Allarakhia, M., & Walsh, S. (2011). Managing knowledge assets under conditions of radical change: The case of the pharmaceutical industry. *Technovation*, *31*(2–3), 105–117.

Aman, S., Khan, I., Ismail, Z., Salleh, M. Z., Alshomrani, A. S., & Alghamdi, M. S. (2017). Magnetic field effect on Poiseuille flow and heat transfer of carbon nanotubes along a vertical channel filled with Casson fluid. *AIP Advances*, *7*(1), 15036.

Ameta, R., & Ameta, S. C. (2016). *Chemical Applications of Symmetry and Group Theory*. Burlington, Kanada: Apple Academic Press.

Ansari, R., & Sahmani, S. (2011). Bending behavior and buckling of nanobeams including surface stress effects corresponding to different beam theories. *International Journal of Engineering Science*, *49*(11), 1244–1255.

Antman, S. S. (2006). *Nonlinear Problems of Elasticity.* Berlin, Almanya: Springer-Verlag GmbH.

Aqel, A., Abou El-Nour, K. M. M., Ammar, R. A. A., & Al-Warthan, A. (2012). Carbon nanotubes, science and technology part (I) structure, synthesis and characterisation. *Arabian Journal of Chemistry*, *5*(1), 1–23.

Armand, M., & Tarascon, J. M. (2008). Building better batteries. *Nature*, *451* (7179), 652–657.

Artan, R., & Toksöz, A. (2013). Stability analysis of gradient elastic beams by the method of initial value. *Archive of Applied Mechanics*, *83*(8), 1129–1144.

Aviram, A., & Ratner, M. A. (1974). Molecular rectifiers. *Chemical Physics Letters*, *29*(2), 277–283.

Aydoğdu, M. (2009). A general nonlocal beam theory: Its application to nanobeam bending, buckling and vibration. *Physica E: Low-Dimensional Systems and Nanostructures*, *41*(9), 1651–1655.

Babaei Gavan, K., Westra, H. J. R., van der Drift, E. W. J. M., Venstra, W. J., & van der Zant, H. S. J. (2009). Size-dependent effective Young's modulus of silicon nitride cantilevers. *Applied Physics Letters*, *94*(23), 233108.

Bai, C. (2000). *Scanning tunneling microscopy and its application*. Berlin, Almanya: Springer-Verlag.

Barad, K. (2007). *Meeting the Universe Halfway: Quantum Physics and the Entanglement of Matter and Meaning*. Durham, North Carolina: Duke University Press.

Barron, A. R. (2015). *Nanomaterials and Nanotechnology*. Houston, TX: Rice University Press.

Bartok-Pirtay, A. (2010). *The Gaussian Approximation Potential: an interatomic potential derived from first principles quantum mechanics*. Berlin, Almanya: Springer-Verlag GmbH.

Batista, M. (2016a). A closed-form solution for Reissner planar finite-strain beam using Jacobi elliptic functions. *International Journal of Solids and Structures*, *87*, 153–166.

Batista, M. (2016b). Analytical solution for large deflection of Reissner′s beam on two supports subjected to central concentrated force. *International Journal of Mechanical Sciences*, *107*, 13–20.

Bawa, R., Bawa, S. R., Maebius, S. B., Flynn, T., & Wei, C. (2005). Protecting new ideas and inventions in nanomedicine with patents. *Nanomedicine: Nanotechnology, Biology and Medicine*, *1*(2), 150–158.

Beheshti, A. (2016). Large deformation analysis of strain-gradient elastic beams. *Computers & Structures*, *177*, 162–175.

Benvenuti, E., & Simone, A. (2013). One-dimensional nonlocal and gradient elasticity: closed-form solution and size effect. *Mechanics Research Communications*, *48*, 46–51.

Berger, M. (2016). *Nanotechnology: the future is Tiny*. Cambridge, İngiltere: The Royal Society of Chemistry.

Berger, M. (2019). *Nanoengineering: The Skills and Tools Making Technology Invisible*. Cambridge, İngiltere: Royal Society of Chemistry.

Bethune, D. S., Klang, C. H., De Vries, M. S., Gorman, G., Savoy, R., Vazquez, J., & Beyers, R. (1993). Cobalt-catalysed growth of carbon nanotubes with single-atomic-layer walls. *Nature*, *363*(6430), 605–607.

Bhagyaraj, S. M., & Oluwafemi, O. S. (2018). Nanotechnology: The Science of the Invisible. İçinde *Synthesis of Inorganic Nanomaterials: Advances and Key Technologies* (ss. 1–18). Cambridge, MA: Woodhead Publishing.

Bhattacharya, M. (2016). Polymer nanocomposites: A comparison between carbon nanotubes, graphene, and clay as nanofillers. *Materials*, *9*(4), 262.

Bhushan, B. (Ed.). (2016). *Encyclopedia of Nanotechnology* (2nd ed.). GX Dordrecht, Hollanda: Springer Science+Business Media B.V.

Bhushan, B. (Ed.). (2017). *Springer handbook of nanotechnology* (4th ed.). Berlin, Almanya: Springer.

Binnig, G., Quate, C. F., & Gerber, C. (1986). Atomic force microscope. *Physical Review Letters*, *56*(9), 930–933.

Binnig, G., & Rohrer, H. (1983). Scanning tunneling microscopy. *Surface Science*, *126*(1–3), 236–244.

Borini, S., White, R., Wei, D., Astley, M., Haque, S., Spigone, E., … Ryhanen, T. (2013). Ultrafast graphene oxide humidity sensors. *ACS Nano*, *7*(12), 11166–11173.

Bush, A. (2018). *Perturbation methods for engineers and scientists*. Boca Raton, FL: CRC Press.

Butt, H.-J., Cappella, B., & Kappl, M. (2005). Force measurements with the atomic force microscope: Technique, interpretation and applications. *Surface Science Reports*, *59*(1–6), 1–152.

Castro Neto, A. H., Guinea, F., Peres, N. M. R., Novoselov, K. S., & Geim, A. K. (2009). The electronic properties of graphene. *Reviews of Modern Physics*, *81*(1), 109–162.

Chakraverty, S., & Behera, L. (2016). *Static and dynamic problems of nanobeams and nanoplates*. 5 Toh Tuck Link, Singapur: World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd.

Chandel, V. S., Wang, G., & Talha, M. (2020). Advances in modelling and analysis of nano structures: a review. *Nanotechnology Reviews*, *9*(1), 230–258.

Chen, S., Wu, Q., Mishra, C., Kang, J., Zhang, H., Cho, K., … Ruoff, R. S. (2012). Thermal conductivity of isotopically modified graphene. *Nature Materials*, *11*(3), 203–207.

Choudhuri, I., Bhauriyal, P., & Pathak, B. (2019). Recent Advances in Graphene-like 2D Materials for Spintronics Applications. *Chemistry of Materials*, *31*(20), 8260–8285.

Clayton, G. (2018). *Nanoscience and Nanotechnology*. Essex, İngiltere: Ed-Tech Press.

Coleman, J. N., Khan, U., Blau, W. J., & Gun'ko, Y. K. (2006). Small but strong: a review of the mechanical properties of carbon nanotube--polymer composites. *Carbon*, *44*(9), 1624–1652.

Cordiner, M. A., Linnartz, H., Cox, N. L. J., Cami, J., Najarro, F., Proffitt, C. R., … Charnley, S. B. (2019). Confirming Interstellar C60 + Using the Hubble Space Telescope. *The Astrophysical Journal*, *875*(2), L28.

Cuenot, S., Frétigny, C., Demoustier-Champagne, S., & Nysten, B. (2004). Surface tension effect on the mechanical properties of nanomaterials measured by atomic force microscopy. *Physical Review B*, *69*(16), 165410.

de Oliveira, O., Ferreira, M., Da Róz, A. L., & de Lima Leite, F. (2017). *Nanostructures*. Oxford, İngiltere: William Andrew Publishing.

De Villoria, R. G., Hallander, P., Ydrefors, L., Nordin, P., & Wardle, B. L. (2016). In-plane strength enhancement of laminated composites via aligned carbon nanotube interlaminar reinforcement. *Composites Science and Technology*, *133*, 33–39.

De Volder, M. F. L., Tawfick, S. H., Baughman, R. H., & Hart, A. J. (2013). Carbon nanotubes: present and future commercial applications. *Science*, *339*(6119), 535–539.

Demirkan, E., & Artan, R. (2019). Buckling Analysis of Nanobeams Based on Nonlocal Timoshenko Beam Model by the Method of Initial Values. *International Journal of Structural Stability and Dynamics*, *19*(4), 1–17.

Dresselhaus, M. S., Dresselhaus, G., & Eklund, P. C. (1996). *Science of Fullerenes and Carbon Nanotubes: Their Properties and Applications*. Burlington, MA: Elsevier.

E, W. (2019). Machine Learning: Mathematical Theory and Scientific Applications. *Notices of the American Mathematical Society*, *66*(11), 1813–1820.

Edelen, D. G. B. (1969). Protoelastic bodies with large deformation. *Archive for Rational Mechanics and Analysis*, *34*(4), 283–300.

Ehteshami, H., & Hajabasi, M. A. (2011). Analytical approaches for vibration analysis of multi-walled carbon nanotubes modeled as multiple nonlocal Euler beams. *Physica E: Low-Dimensional Systems and Nanostructures*, *44*(1), 270–285.

Eltaher, M. A. A., Khater, M. E. E., & Emam, S. A. A. (2016). A review on nonlocal elastic models for bending, buckling, vibrations, and wave propagation of nanoscale beams. *Applied Mathematical Modelling*, *40*(5–6), 4109–4128.

Eringen, A. C. (1967). Theory of micropolar plates. *Zeitschrift Für Angewandte Mathematik Und Physik ZAMP*, *18*(1), 12–30.

Eringen, A. C. (1972a). Linear theory of nonlocal elasticity and dispersion of plane waves. *International Journal of Engineering Science*, *10*(5), 425–435.

Eringen, A. C. (1972b). Nonlocal polar elastic continua. *International Journal of Engineering Science*, *10*(1), 1–16.

Eringen, A. C. (1983). On differential equations of nonlocal elasticity and solutions of screw dislocation and surface waves. *Journal of Applied Physics*, *54* (9), 4703–4710.

Eringen, A. C. (2002). *Nonlocal continuum field theories*. GX Dordrecht, Hollanda: Springer Science+Business Media B.V.

Eringen, A. C. (2012). *Microcontinuum field theories: I. Foundations and solids*. GX Dordrecht, Hollanda: Springer Science+Business Media B.V.

Eringen, A. C., & Edelen, D. G. B. (1972). On nonlocal elasticity. *International Journal of Engineering Science*, *10*(3), 233–248.

Farajpour, A., Ghayesh, M. H., & Farokhi, H. (2018). A review on the mechanics of nanostructures. *International Journal of Engineering Science*, *133*, 231–263.

Fatemi, J., Van Keulen, F., & Onck, P. R. (2002). Generalized continuum theories: application to stress analysis in bone. *Meccanica*, *37*(4–5), 385–396.

Fernández-Sáez, J., Zaera, R., Loya, J. A., & Reddy, J. N. (2016). Bending of Euler-Bernoulli beams using Eringen's integral formulation: A paradox resolved. *International Journal of Engineering Science*, *99*, 107–116.

Fleck, N. A., Muller, G. M., Ashby, M. F., & Hutchinson, J. W. (1994). Strain gradient plasticity: Theory and experiment. *Acta Metallurgica et Materialia*, *42*(2), 475–487.

Frisch-Fay, R. (1962). *Flexible Bars*. Londra, İngiltere: Butterworths & Co. (Publishers) Limited.

Gambardella, A., & McGahan, A. M. (2010). Business-Model Innovation: General Purpose Technologies and their Implications for Industry Structure. *Long Range Planning*, *43*(2–3), 262–271.

Geim, A. K., & Novoselov, K. S. (2010). The rise of graphene. İçinde *Nanoscience and technology: a collection of reviews from nature journals* (ss. 11–19). 5 Toh Tuck Link, Singapur: World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd.

Ghannadpour, S. A. M., Mohammadi, B., & Fazilati, J. (2013). Bending, buckling and vibration problems of nonlocal Euler beams using Ritz method. *Composite Structures*, *96*, 584–589.

Ghavanloo, E., Rafii-Tabar, H., & Fazelzadeh, S. A. (2019). *Computational Continuum Mechanics of Nanoscopic Structures*. Cham, İsviçre: Springer Nature Switzerland AG.

Gonella, S., Greene, M. S., & Liu, W. K. (2011). Characterization of heterogeneous solids via wave methods in computational microelasticity. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, *59*(5), 959–974.

Guo, S.-Q., & Yang, S.-P. (2012). Axial vibration analysis of nanocones based on nonlocal elasticity theory. *Acta Mechanica Sinica*, *28*(3), 801–807.

Gurtin, M. E., & Murdoch, A. I. (1975). A continuum theory of elastic material surfaces. *Archive for Rational Mechanics and Analysis*, *57*(4), 291–323.

Güçlü, G., & Artan, R. (2020). Large elastic deflections of bars based on nonlocal elasticity. *ZAMM-Journal of Applied Mathematics and Mechanics/Zeitschrift Für Angewandte Mathematik Und Mechanik*, e201900108.

Haghi, A. K., M, P. K., & Thomas, S. (2018). *Engineered Carbon Nanotubes and Nanofibrous Material: Integrating Theory and Technique*. Burlington, Kanada: Apple Academic Press.

He, J.-H. (1999). Homotopy perturbation technique. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, *178*(3–4), 257–262.

Iijima, S. (1991). Helical microtubules of graphitic carbon. *Nature*, *354*(6348), 56–58.

Iijima, S., Brabec, C., Maiti, A., & Bernholc, J. (1996). Structural flexibility of carbon nanotubes. *The Journal of Chemical Physics*, *104*(5), 2089–2092.

Iijima, S., & Ichihashi, T. (1993). Single-shell carbon nanotubes of 1-nm diameter. *Nature*, *363*(6430), 603–605.

İnan, M. (1962). An approximate method in calculating the finite displacements of beams. *Bulletin of the Technical University of Istanbul*, *15*, 105–119.

Jing, G. Y., Duan, H., Sun, X. M., Zhang, Z. S., Xu, J., Li, Y. D., … Yu, D. P. (2006). Surface effects on elastic properties of silver nanowires: contact atomic-force microscopy. *Physical Review B*, *73*(23), 235409.

Johnson, L., & Meany, J. E. (2018). *Graphene: the superstrong, superthin, and superversatile material that will revolutionize the world*. Buffalo, NY: Prometheus Books.

Kahn, J. (2006). Nanotechnology. *National Geographic*, *209*(6), 98–119.

Karimi, M., Solati, N., Amiri, M., Mirshekari, H., Mohamed, E., Taheri, M., … diğerleri. (2015). Carbon nanotubes part I: preparation of a novel and versatile drug-delivery vehicle. *Expert Opinion on Drug Delivery*, *12* (7), 1071–1087.

Karlicic, D., Murmu, T., Adhikari, S., & McCarthy, M. (2015). *Non-local structural mechanics*. Hoboken, NJ: John Wiley & Sons, Inc.

Katsnelson, M. I., Novoselov, K. S., & Geim, A. K. (2006). Chiral tunnelling and the Klein paradox in graphene. *Nature Physics*, *2*(9), 620–625.

Kröner, E. (1967). Elasticity theory of materials with long range cohesive forces. *International Journal of Solids and Structures*, *3*(5), 731–742.

Krumhansl, J. A. (1968). Some Considerations of the Relation between Solid State Physics and Generalized Continuum Mechanics. İçinde *Mechanics of Generalized Continua* (ss. 298–311). Berlin, Almanya: Springer.

Kudin, K. N., Scuseria, G. E., & Yakobson, B. I. (2001). C2F,{BN}, and C nanoshell elasticity fromab initiocomputations. *Physical Review B*, *64* (23).

Kunin, I. A. (1968). The theory of elastic media with microstructure and the theory of dislocations. İçinde *Mechanics of generalized continua* (ss. 321–329). Berlin, Almanya: Springer.

Lam, D. C. C., Yang, F., Chong, A. C. M., Wang, J., & Tong, P. (2003). Experiments and theory in strain gradient elasticity. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, *51*(8), 1477–1508.

Lammert, P. E., Zhang, P., & Crespi, V. H. (2000). Gapping by squashing: Metal-insulator and insulator-metal transitions in collapsed carbon nanotubes. *Physical Review Letters*, *84*(11), 2453.

Lee, J., Mahendra, S., & Alvarez, P. J. J. (2010). Nanomaterials in the construction industry: a review of their applications and environmental health and safety considerations. *ACS Nano*, *4*(7), 3580–3590.

Lee, Y.-G., & Song, Y.-I. (2007). Selecting the key research areas in nano-technology field using technology cluster analysis: A case study based on National R&D Programs in South Korea. *Technovation*, *27*(1–2), 57–64.

Li, C., & Chou, T.-W. (2003). A structural mechanics approach for the analysis of carbon nanotubes. *International Journal of Solids and Structures*, *40* (10), 2487–2499.

Li, D., Müller, M. B., Gilje, S., Kaner, R. B., & Wallace, G. G. (2008). Processable aqueous dispersions of graphene nanosheets. *Nature Nanotechnology*, *3*(2), 101–105.

Li, L., & Hu, Y. (2015). Buckling analysis of size-dependent nonlinear beams based on a nonlocal strain gradient theory. *International Journal of Engineering Science*, *97*, 84–94.

Lim, C. W., Zhang, G., & Reddy, J. N. (2015). A higher-order nonlocal elasticity and strain gradient theory and its applications in wave propagation. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, *78*, 298–313.

Loveridge, D., Dewick, P., & Randles, S. (2008). Converging technologies at the nanoscale: The making of a new world? *Technology Analysis & Strategic Management*, *20*(1), 29–43.

Lyshevski, S. E. (2016). *Nano and molecular electronics handbook*. Boca Raton, Florida: CRC Press.

Mangematin, V., & Walsh, S. (2012). The future of nanotechnologies. *Technovation*, *32*(3–4), 157–160.

McFarland, A. W., & Colton. (2005). Role of material microstructure in plate stiffness with relevance to microcantilever sensors. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, *15*(5), 1060.

Mindlin, R. D. (1964). Micro-structure in linear elasticity. *Archive for Rational Mechanics and Analysis*, *16*(1), 51–78.

Mindlin, R. D., & Tiersten, H. F. (1962). Effects of couple-stresses in linear elasticity. *Archive for Rational Mechanics and Analysis*, *11*(1), 415–448.

Mintmire, J. W., Dunlap, B. I., & White, C. T. (1992). Are fullerene tubules metallic? *Physical Review Letters*, *68*(5), 631–634.

Mohyeddin, A., & Jafarizadeh, S.-R. (2019). Study of Large Deflection in Nano-Beams Using the Nonlocal Elasticity Theory. *Iranian Journal of Science and Technology, Transactions of Mechanical Engineering*, *43* (2), 221–233.

Moshir, S. K., & Eipakchi, H. (2019). An analytical approach for vibration analysis of laminated orthotropic beam based on nonlocal theory. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part C: Journal of Mechanical Engineering Science*, *233*(10), 3633–3648.

Murmu, T., & Pradhan, S. C. (2009). Buckling analysis of a single-walled carbon nanotube embedded in an elastic medium based on nonlocal elasticity and Timoshenko beam theory and using DQM. *Physica E: Low-Dimensional Systems and Nanostructures*, *41*(7), 1232–1239.

Naderi, A., & Saidi, A. R. (2014). Modified Nonlocal Mindlin Plate Theory for Buckling Analysis of Nanoplates. *Journal of Nanomechanics and Micromechanics*, *4*(4), A4013015_1–A4013015_8.

Nami, M. R., & Janghorban, M. (2014). Static analysis of rectangular nanoplates using exponential shear deformation theory based on strain gradient elasticity theory. *Iranian Journal of Materials Forming*, *1*(2), 1–13.

Narendar, S., & Gopalakrishnan, S. (2012). Scale effects on buckling analysis of orthotropic nanoplates based on nonlocal two-variable refined plate theory. *Acta Mechanica*, *223*(2), 395–413.

Nayfeh, A. H. (2011). *Introduction to perturbation techniques*. Hoboken, NJ: John Wiley & Sons, Inc.

Nierengarten, J.-F. (Ed.). (2014). *Fullerenes and Other Carbon-Rich Nanostructures*. Berlin, Almanya: Springer Berlin Heidelberg.

Nilsson, S. G., Borrise, X., & Montelius, L. (2004). Size effect on Young's modulus of thin chromium cantilevers. *Applied Physics Letters*, *85*(16), 3555–3557.

Novoselov, K. S., Geim, A. K., Morozov, S. V., Jiang, D., Katsnelson, M. I., Grigorieva, Iv., … AA. (2005). Two-dimensional gas of massless Dirac fermions in graphene. *Nature*, *438*(7065), 197–200.

Novoselov, K. S., Geim, A. K., Morozov, S. V., Jiang, D., Zhang, Y., Dubonos, S. V, … Firsov, A. A. (2004). Electric field effect in atomically thin carbon films. *Science*, *306*(5696), 666–669.

Okuyama, K., Lenggoro, W., & Iwaki, T. (2004). Nanoparticle Preparation and Its Application - A Nanotechnology Particle Project in Japan. İçinde *2004 International Conference on MEMS, NANO and Smart Systems (ICMENS'04)* (ss. 369-372). Banff, AB, Kanada, Ağustos 25-27.

Ovid'ko, I. A. (2013). Mechanical properties of graphene. *Rev. Adv. Mater. Sci*, *34* (1), 1–11.

Papageorgiou, D. G., Kinloch, I. A., & Young, R. J. (2017). Mechanical properties of graphene and graphene-based nanocomposites. *Progress in Materials Science*, *90*, 75–127.

Papargyri-Beskou, S., & Beskos, D. E. (2008). Static, stability and dynamic analysis of gradient elastic flexural Kirchhoff plates. *Archive of Applied Mechanics*, *78*(8), 625–635.

Papargyri-Beskou, S., Giannakopoulos, A. E., & Beskos, D. E. (2010). Variational analysis of gradient elastic flexural plates under static loading. *International Journal of Solids and Structures*, *47*(20), 2755–2766.

Park, S. K., & Gao, X.-L. (2006). Bernoulli-Euler beam model based on a modified couple stress theory. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, *16*(11), 2355–2359.

Peddieson, J., Buchanan, G. R., & McNitt, R. P. (2003). Application of nonlocal continuum models to nanotechnology. *International Journal of Engineering Science*, *41*(3–5), 305–312.

Phadikar, J. K., & Pradhan, S. C. (2010). Variational formulation and finite element analysis for nonlocal elastic nanobeams and nanoplates. *Computational Materials Science*, *49*(3), 492–499.

Pisano, A. A., & Fuschi, P. (2003). Closed form solution for a nonlocal elastic bar in tension. *International Journal of Solids and Structures*, *40*(1), 13–23.

Polat, E. O., Uzlu, H. B., Balci, O., Kakenov, N., Kovalska, E., & Kocabas, C. (2016). Graphene-enabled optoelectronics on paper. *Acs Photonics*, *3* (6), 964–971.

Polizzotto, C. (2001). Nonlocal elasticity and related variational principles. *International Journal of Solids and Structures*, *38*(42–43), 7359–7380.

Pradhan, S. C., & Phadikar, J. K. (2009). Nonlocal elasticity theory for vibration of nanoplates. *Journal of Sound and Vibration*, *325*(1–2), 206–223.

Prasad, S. K. (2008). *Modern Concepts in Nanotechnology*. Daryaganj, Yeni Delhi: Discovery Publishing House Pvt. Limited.

Rafii-Tabar, H. (2008). *Computational physics of carbon nanotubes*. Cambridge, İngiltere: Cambridge University Press.

Rafii-Tabar, H., Ghavanloo, E., & Fazelzadeh, S. A. (2016). Nonlocal continuum-based modeling of mechanical characteristics of nanoscopic structures. *Physics Reports*, *638*, 1–97.

Ramdani, N. (2019). *Nanotechnology in Aerospace and Structural Mechanics*. Hershey, PA: IGI Global.

Rao, C. N. R., & Cheetham, A. K. (2001). Science and technology of nanomaterials: Current status and future prospects. *Journal of Materials Chemistry*, *11* (12), 2887–2894.

Reddy, J. N. (2007). Nonlocal theories for bending, buckling and vibration of beams. *International Journal of Engineering Science*, *45*(2–8), 288–307.

Reddy, J. N. (2010). Nonlocal nonlinear formulations for bending of classical and shear deformation theories of beams and plates. *International Journal of Engineering Science*, *48*(11), 1507–1518.

Reddy, J. N., & Pang, S. D. (2008). Nonlocal continuum theories of beams for the analysis of carbon nanotubes. *Journal of Applied Physics*, *103*(2).

Roco, M. C. (2011). The Long View of Nanotechnology Development: The National Nanotechnology Initiative at 10 Years. İçinde *Nanotechnology Research Directions for Societal Needs in 2020* (ss. 1–28). Haarlem, Hollanda: Springer Netherlands.

Romano, G., Barretta, R., Diaco, M., de Sciarra, F., & Marotti de Sciarra, F. (2017). Constitutive boundary conditions and paradoxes in nonlocal elastic nanobeams. *International Journal of Mechanical Sciences*, *121*, 151–156.

Rudd, R. E., & Broughton, J. Q. (1998). Coarse-grained molecular dynamics and the atomic limit of finite elements. *Physical Review B*, *58*(10), R5893.

Salvetat, J.-P., Bonard, J.-M., Thomson, N. H., Kulik, A. J., Forro, L., Benoit, W., & Zuppiroli, L. (1999a). Mechanical properties of carbon nanotubes. *Applied Physics A*, *69*(3), 255–260.

Salvetat, J.-P., Briggs, G. A. D., Bonard, J.-M., Bacsa, R. R., Kulik, A. J., Stöckli, T., … Forró, L. (1999b). Elastic and shear moduli of single-walled carbon nanotube ropes. *Physical Review Letters*, *82*(5), 944.

Sapsathiarn, Y., & Rajapakse, R. (2012). A model for large deflections of nanobeams and experimental comparison. *IEEE Transactions on Nanotechnology*, *11*(2), 247–254.

Satoh, A. (2011). *Introduction to practice of molecular simulation: molecular dynamics, Monte Carlo, Brownian dynamics, Lattice Boltzmann and dissipative particle dynamics*. Burlington, MA: Elsevier.

Selin, C. (2007). Expectations and the Emergence of Nanotechnology. *Science, Technology, & Human Values*, *32*(2), 196–220.

Sengupta, A., & Sarkar, C. K. (2015). *Introduction to nano: basics to nanoscience and nanotechnology*. Berlin, Almanya: Springer.

Shamsaei, E., de Souza, F. B., Yao, X., Benhelal, E., Akbari, A., & Duan, W. (2018). Graphene-based nanosheets for stronger and more durable concrete: A review. *Construction and Building Materials*, *183*, 642–660.

Shamshad, S., & Indira Priyadarsini, A. (2015). Nano biotechnology - A New Era in Science. İçinde B. Viswanath & G. Indravathi (Eds.), *New Horizons in Biotechnology* (ss. 208-212). Hindistan: Government Degree College, Şubat 9-10.

Sharon, M. (2019). *History of Nanotechnology: From Prehistoric to Modern Times*. Hoboken, NJ: John Wiley & Sons, Inc.

Sharon, M. & Sharon, M. (2010). Nano-Motives on the Fast Track. *Nano-Digest*, *2* (3), 16–20.

Shishesaz, M., Shariati, M., Yaghootian, A., & Alizadeh, A. (2019). Nonlinear Vibration Analysis of Nano-Disks Based on Nonlocal Elasticity Theory Using Homotopy Perturbation Method. *International Journal of Applied Mechanics*, *11*(2), 1950011_1–1950011_28.

Shulaker, M. M., Hills, G., Patil, N., Wei, H., Chen, H.-Y., Wong, H.-S. P., & Mitra, S. (2013). Carbon nanotube computer. *Nature*, *501*(7468), 526–530.

Sonntag, R. (1941). Der beiderseits gestützte, symmetrisch belastete gerade Stab mit endlicher Durchbiegung und seine Stabilität. *Ingenieur-Archiv*, *12*(5), 283–306.

Şimşek, M. (2014). Large amplitude free vibration of nanobeams with various boundary conditions based on the nonlocal elasticity theory. *Composites Part B: Engineering*, *56*, 621–628.

Şimşek, M. (2016). Yerel Olmayan Şekil Değiştirme Gradyanı Teorisi Kullanılarak Elastik Zemine Gömülü Nano Çubuğun Eksenel Titreşim Analizi. *Çukurova Üniversitesi Mühendislik-Mimarlık Fakültesi Dergisi*, *31*(1), 213–222.

Şimşek, M., & Yurtçu, H. H. (2013). Analytical solutions for bending and buckling of functionally graded nanobeams based on the nonlocal Timoshenko beam theory. *Composite Structures*, *97*(3), 378–386.

Taniguchi, N. (1974). On the basic concept of nano-technology. İçinde *Proceedings of the International Conference on Production Engineering* (ss. 5-10)*, Part II, Japan Society of Precision Engineering*, Tokyo, Japonya.

Tans, S. J., Verschueren, A. R. M., & Dekker, C. (1998). Room-temperature transistor based on a single carbon nanotube. *Nature*, *393*(6680), 49–52.

Taourirte, M., Eladlani, N., Rhazi, M., ve diğerleri. (2016). Preparation and characterization of α-chitin whiskers, chitosan nanoparticles and chitosan nanoscaffold from Parapenaeus longirostris. *Materials Today: Proceedings*, *3*(8), 2590–2598.

Tepe, A. (2007). *Nanoteknolojide nano ölçekteki yapıların yerel olmayan elastisite çerçevesinde incelenmesi*. (Doktora Tezi). İstanbul Teknik Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, İstanbul.

Terrones, M., Botello-Méndez, A. R., Campos-Delgado, J., López-Urias, F., Vega-Cantú, Y. I., Rodriguez-Macias, F. J., … diğerleri. (2010). Graphene and graphite nanoribbons: Morphology, properties, synthesis, defects and applications. *Nano Today*, *5*(4), 351–372.

Thai, H.-T., & Vo, T. P. (2012). A nonlocal sinusoidal shear deformation beam theory with application to bending, buckling, and vibration of nanobeams. *International Journal of Engineering Science*, *54*, 58–66.

Thai, H.-T., Vo, T. P., Nguyen, T.-K., & Kim, S.-E. (2017). A review of continuum mechanics models for size-dependent analysis of beams and plates. *Composite Structures*, *177*, 196–219.

The National Nanotechnology Initiative (2015). Report to the president and congress on the fifth assessment of the national nanotechnology initiative. In *Fifth Assessment and Supplement to the President's 2015 Budget*.

Timoshenko, S. P., & Gere, J. M. (2012). *Theory of Elastic Stability*. Mineola, NY: Dover Publications, Inc.

Toksöz, A. K. (2010). *Yerel olmayan elastisite teorisinde açı ve Ritz yöntemlerinin nanoteknolojiye uygulanması*. (Doktora Tezi). İstanbul Teknik Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, İstanbul.

Torres, L. E. F. F., Roche, S., & Charlier, J.-C. (2020). *Introduction to graphene-based nanomaterials: from electronic structure to quantum transport*. Cambridge, İngiltere: Cambridge University Press.

Toumey, C. P. (2008). Reading Feynman into nanotechnology: A text for a new science. *Techné: Research in Philosophy and Technology*, *12*(3), 133–168.

Touratier, M. (1991). An efficient standard plate theory. *International Journal of Engineering Science*, *29*(8), 901–916.

Treacy, M. M. J., Ebbesen, T. W., & Gibson, J. M. (1996). Exceptionally high Young's modulus observed for individual carbon nanotubes. *Nature*, *381*(6584), 678–680.

Tsepoura, K. G., Papargyri-Beskou, S., Polyzos, D., & Beskos, D. E. (2002). Static and dynamic analysis of a gradient-elastic bar in tension. *Archive of Applied Mechanics (Ingenieur Archiv)*, *72*(6–7), 483–497.

Tsuzuki, T. (2009). Commercial scale production of inorganic nanoparticles. *International Journal of Nanotechnology*, *6*(5–6), 567–578.

Tuna, M., & Kırca, M. (2016). Exact solution of Eringen's nonlocal integral model for bending of Euler-Bernoulli and Timoshenko beams. *International Journal of Engineering Science*, *105*, 80–92.

Um, H.-D., Choi, K.-H., Hwang, I., Kim, S.-H., Seo, K., & Lee, S.-Y. (2017). Monolithically integrated, photo-rechargeable portable power sources based on miniaturized Si solar cells and printed solid-state lithium-ion batteries. *Energy & Environmental Science*, *10*(4), 931–940.

Url-1 < *https://sozluk.gov.tr*>, erişim tarihi 12.02.2020.

Url-2 < *https://commons.wikimedia.org/w/index.php?curid=4326462*>, erişim tarihi 13.02.2020.

Url-3 <*https://www.nano.gov/nanotech-101/what/nano-size*>, erişim tarihi 28.12.2019.

Url-4 <*https://emiliaromagnaopen.it/imprese-e-laboratori-partecipanti/istituto-nanoscienze-del-cnr/*>, erişim tarihi 13.07.2020.

Url-5 <*http://www.nanowerk.com/nanotechnology/introduction/introduction to nanotechnology 1.php*>, erişim tarihi 13.07.2020.

Vijayaraghavan, A., & Iliut, M. (2017). Graphene. İçinde B. Bhushan (Ed.), *Springer Handbook of Nanotechnology* (ss. 363–391). Berlin, Almanya: Springer.

Walsh, S. T. (2004). Roadmapping a disruptive technology: A case study. *Technological Forecasting and Social Change*, *71*(1–2), 161–185.

Wan, S., Li, Y., Mu, J., Aliev, A. E., Fang, S., Kotov, N. A., … Baughman, R. H. (2018). Sequentially bridged graphene sheets with high strength, toughness, and electrical conductivity. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, *115*(21), 5359–5364.

Wang, C. M., Zhang, Y. Y., Ramesh, S. S., & Kitipornchai, S. (2006). Buckling analysis of micro- and nano-rods/tubes based on nonlocal Timoshenko beam theory. *Journal of Physics D: Applied Physics*, *39*(17), 3904–3909.

Wang, L., & Hu, H. (2005). Flexural wave propagation in single-walled carbon nanotubes. *Physical Review B*, *71*(19), 195412.

Wang, Q. (2005). Wave propagation in carbon nanotubes via nonlocal continuum mechanics. *Journal of Applied Physics*, *98*(12), 124301.

Wang, Q., & Varadan, V. K. (2006). Vibration of carbon nanotubes studied using nonlocal continuum mechanics. *Smart Materials and Structures*, *15*(2), 659.

Wang, Z., Porter, A. L., Kwon, S., Youtie, J., Shapira, P., Carley, S. F., & Liu, X. (2019). Updating a search strategy to track emerging nanotechnologies. *Journal of Nanoparticle Research*, *21*(9).

Wilmart, Q., Berrada, S., Torrin, D., Nguyen, V. H., Fève, G., Berroir, J.-M., … Plaçais, B. (2014). A Klein-tunneling transistor with ballistic graphene. *2D Materials*, *1*(1), 11006.

Wolfram, S. (2002). *A new kind of science*. Champaign, Illinois: Wolfram Media.

Wong, E. W., Sheehan, P. E., & Lieber, C. M. (1997). Nanobeam Mechanics: Elasticity, Strength, and Toughness of Nanorods and Nanotubes. *Science*, *277*(5334), 1971–1975.

Xiao, Y. (2011). Large Deflection of Cantilever Beam with Uniformly Distributed Load Using Homotopy Analysis Method. *Advanced Building Materials*, *250*, 1222–1225.

Yang, F., Chong, A. C. M., Lam, D. C. C., & Tong, P. (2002). Couple stress based strain gradient theory for elasticity. *International Journal of Solids and Structures*, *39*(10), 2731–2743.

Yang, H., Li, Z., Sun, G., Jin, X., Lu, B., Zhang, P., … Qu, L. (2019). Superplastic Air-Dryable Graphene Hydrogels for Wet-Press Assembly of Ultrastrong Superelastic Aerogels with Infinite Macroscale. *Advanced Functional Materials*, *29*(26), 1901917.

Yankowitz, M., Jung, J., Laksono, E., Leconte, N., Chittari, B. L., Watanabe, K., … Dean, C. R. (2018). Dynamic band-structure tuning of graphene moiré superlattices with pressure. *Nature*, *557*(7705), 404–408.

Youtie, J., & Shapira, P. (2008). Mapping the nanotechnology enterprise: a multi-indicator analysis of emerging nanodistricts in the US South. *The Journal of Technology Transfer*, *33*(2), 209–223.

Yu, M.-F., Lourie, O., Dyer, M. J., Moloni, K., Kelly, T. F., & Ruoff, R. S. (2000). Strength and breaking mechanism of multiwalled carbon nanotubes under tensile load. *Science*, *287*(5453), 637–640.

Zhang, H., Ye, D., & Liu, Y. (2010). A combination of Clar number and Kekulé count as an indicator of relative stability of fullerene isomers of C_{60}. *Journal of Mathematical Chemistry*, *48*(3), 733–740.

Zhang, J., Terrones, M., Park, C. R., Mukherjee, R., Monthioux, M., Koratkar, N., … diğerleri. (2016). Carbon science in 2016: Status, challenges and perspectives. *Carbon*, *98*(70), 708–732.

Zhang, Y., Zhang, L. W., Liew, K. M., & Yu, J. L. (2016). Nonlocal continuum model for large deformation analysis of SLGSs using the kp-Ritz element-free method. *International Journal of Non-Linear Mechanics*, *79*, 1–9.

Zheng, L. X., O'connell, M. J., Doorn, S. K., Liao, X. Z., Zhao, Y. H., Akhadov, E. A., … diğerleri. (2004). Ultralong single-wall carbon nanotubes. *Nature Materials*, *3*(10), 673–676.

ÖZGEÇMİŞ



Ad-Soyad : Gökhan GÜÇLÜ

Doğum Tarihi ve Yeri : 21.10.1977 / Eskişehir

E-posta : gokhan.guclu@dpu.edu.tr

ÖĞRENİM DURUMU:

- **Lisans** : 2000, İstanbul Teknik Üniversitesi, İnşaat Fakültesi, İnşaat Mühendisliği Bölümü.
- **Yüksek Lisans** : 2004, İstanbul Teknik Üniversitesi, İnşaat Mühendisliği Anabilim Dalı, Yapı Mühendisliği Programı.

DOKTORA TEZİNDEN TÜRETİLEN YAYINLAR, SUNUMLAR VE PATENTLER:

- **Güçlü, G.**, & Artan, R. (2020). Large elastic deflections of bars based on nonlocal elasticity. *ZAMM-Journal of Applied Mathematics and Mechanics/Zeitschrift Für Angewandte Mathematik Und Mechanik*, e201900108.
- **Güçlü, G.**, & Artan, R. (2016). A semi-analytic solution for prismatic bars by large displacement and non-local continuum field theories. İçinde *2016 World Multidisciplinary Civil Engineering - Architecture - Urban Planning Symposium Abstract Collection Book (WMCAUS'16)* (s. 520). Prag, Çekya, Haziran 13-17.