

**T.C.
YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**HAREKETLİ TEKİL YÜK ETKİSİNDEKİ ÖN GERİLMELİ TABAKA İLE ÖRTÜLÜ
ÖN GERİLMELİ YARI UZAYIN DİNAMİĞİ**

AHMET TEMÜGAN

**DOKTORA TEZİ
İNŞAAT MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI
MEKANİK PROGRAMI**

**DANIŞMAN
PROF. DR. SURKAY AKBAROV**

İSTANBUL, 2012

T.C.
YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**HAREKETLİ TEKİL YÜK ETKİSİNDEKİ ÖN GERİLMELİ TABAKA İLE ÖRTÜLÜ
ÖN GERİLMELİ YARI UZAYIN DİNAMİĞİ**

Ahmet TEMÜGAN tarafından hazırlanan tez çalışması 17.10.2012 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Yıldız Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü İnşaat Mühendisliği Anabilim Dalı'nda **DOKTORA TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

Tez Danışmanı

Prof. Dr. Surkay AKBAROV

Yıldız Teknik Üniversitesi

Jüri Üyeleri

Prof. Dr. Surkay AKBAROV

Yıldız Teknik Üniversitesi

Prof. Dr. R. Faruk YÜKSELER

Yıldız Teknik Üniversitesi

Prof. Dr. Reha ARTAN

İstanbul Teknik Üniversitesi

Prof. Dr. Necla KADIOĞLU

İstanbul Teknik Üniversitesi

Yrd. Doç. Dr. Nihat İLHAN

Yıldız Teknik Üniversitesi

ÖNSÖZ

Çalışmalarım sırasındaki bilimsel ve insani katkılarından dolayı birlikte çalışmaktan büyük zevk duyduğum, engin bilgi ve tecrübesini benden esirgemeyen kıymetli hocam Sayın Prof. Dr. Surkay AKBAROV'a en derin şükranlarımı ve teşekkürlerimi sunmayı borç bilirim.

Tez çalışmalarım sırasında farklı bakış açıları getirerek çalışmanın gelişmesinde çok büyük katkı sağlayan Yard. Doç. Dr. Nihat İLHAN`a, ayrıca bu süreçte her türlü desteği gösteren Prof. Dr. Turgut KOCATÜRK, Prof. Dr. Faruk YÜKSELER ve Prof. Dr. Reha ARTAN'a teşekkürü bir borç bilirim.

Yoğun iş temposunda tez çalışması için bana her konuda yardımcı olan müdürüm Mehmet ALİ SÖZÜER'e, büyük sabır ve anlayışından dolayı eşime, kayınpederime ve kayınvalideme, hayatım boyunca çalışmamı ve doğruluktan ayrılmamamı salık veren anne ve babama, çok teşekkür ederim.

Bu tez çalışmasını benden daha fazla ilgi bekleyen ve bu süreçte en çok sabır gösteren kızıma atfediyorum.

Ekim, 2012

Ahmet TEMÜGAN

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
İÇİNDEKİLER	iv
SİMGE LİSTESİ.....	vi
KISALTMA LİSTESİ.....	vii
ŞEKİL LİSTESİ.....	viii
ÇİZELGE LİSTESİ	xi
ÖZET	xii
ABSTRACT.....	xiii
BÖLÜM 1	
GİRİŞ	1
1.1 Literatür Özeti	1
1.2 Tezin Amacı	2
1.3 Hipotez	2
BÖLÜM 2	
PROBLEMİN MATEMATİKSEL FORMULASYONU	10
2.1 Problemin Geometrisi	10
2.2 Hareket ve Bünye Denklemleri	11
2.3 Sınır ve Temas Koşulları	12
BÖLÜM 3	
ÇÖZÜM YÖNTEMİ	14
3.1 Gerilmelerin ve Yer Değiştirmelerin Hesaplanması	19
3.2 Sınır ve Temas Koşullarının açık ifadesi	24
3.3 Sayısal Ters Fourier İntegral Dönüşümü	31

BÖLÜM 4

SAYISAL SONUÇLAR VE ANALİZLER	37
4.1 Tekil Yükün Sabit Şiddetle Hareket Etmesi Hali İçin Sayısal Sonuçlar (Durum 1 $V > 0$, $\Omega = 0$)	37
4.2 Hareketli Tekil Yükün Şiddetinin Zamana Göre Harmonik Değişmesi Hali İçin Sayısal Sonuçlar (Durum 3 $V > 0$, $\Omega > 0$).....	41
4.2.1 Örtü Tabakası Alüminyum (Al), Yarı Uzay Çelik (St).....	49
4.2.2 Örtü Tabakası Çelik (St), Yarı Uzay Alüminyum (Al).....	69

BÖLÜM 5

SONUÇ VE ÖNERİLER	80
KAYNAKLAR	82
ÖZGEÇMİŞ	92

SİMGE LİSTESİ

$c_1^{(m)}$	m. malzemenin boyuna dalga hızı
$c_2^{(m)}$	m. malzemenin enine dalga hızı
$c_R^{(m)}$	m. malzemenin Rayleigh dalga hızı
c_r	Hareketli yükün boyutsuz hızı ($c_r = V / c_R^{(2)}$)
$c_{cr.}$	Kritik hız
$E^{(m)}$	m. malzemenin elastisite modülü
h	Örtü tabakası kalınlığı
$Ox_1x_2x_3$	Kartezyen koordinat takımı
P_0	Yükün genlik değeri
s_1, s_3	Fourier integral dönüşümü parametreleri
t	zaman
$u_i^{(m)}$	m. malzemenin yer değiştirme vektörü elemanları
V	Hareketli yükün hızı
δ	Dirac delta fonksiyonu
$\varepsilon_{ij}^{(m)}$	m. malzemenin şekil değiştirme tensörü elemanları
$v_{ij}^{(m)}$	m. malzemenin Ox_j eksenine doğrultusundaki çekme yada basınçtan dolayı Ox_i eksenine doğrultusundaki şekil değiştirme cevabı
$\mu^{(m)}$	m. malzemenin kayma modülü
$\lambda^{(m)}$	m. malzemenin lame sabiti
$\rho_0^{(m)}$	m. malzemenin yoğunluğu
$\sigma_{11}^{(m),0}$	m. malzemeye etkiyen Ox_1 eksenine yönündeki ön gerilme
$\sigma_{33}^{(m),0}$	m. malzemeye etkiyen Ox_3 eksenine yönündeki ön gerilme
$\sigma_{ij}^{(m)}$	m. malzemeye ait gerilme tensörü bileşenleri
ω	Yükün titreşim frekansı
Ω	Yükün boyutsuz titreşim frekansı

KISALTMA LİSTESİ

ÖODYÜT Ön gerilmeli Ortamlarda Dalga Yayılımının Üç Boyutlu Doğrusallaştırılmış
Teorisi

ŞEKİL LİSTESİ

Sayfa

Şekil 2. 1	Örtü tabakası ve yarı sonsuz ortamdaki oluşan sistemin geometrisi.....	11
Şekil 4. 2	$c = V / c_R^{(2)} = c(s_1 h, s_3 h)$ yüzey grafiği $E^{(2)} / E^{(1)} = 0.4$, $\eta_{11}^{(m)} = 0$, $\eta_{33}^{(m)} = 0$, $\rho^{(2)} / \rho^{(1)} = 0.35$, $\nu^{(1)} = \nu^{(2)} = 0.3$	38
Şekil 4. 3	Ara yüzeyde x_1 / h ve x_3 / h a göre, $\sigma_{22}(x_1, x_3)$ normal gerilmesinin dağılımı $\eta_{11}^{(m)} = 0$, $\eta_{33}^{(m)} = 0$, $E^{(2)} / E^{(1)} = 0.4$, $c_r = 0.4$, $\eta_{11}^{(m)} = \sigma_{11}^{(m),0} / \mu^{(m)}$, $\eta_{33}^{(m)} = \sigma_{33}^{(m),0} / \mu^{(m)}$	40
Şekil 4. 4	$\eta_{11}^{(1)}$ ve $\eta_{33}^{(1)}$ ün çeşitli değerleri için $\sigma_{22}(0, -h, 0)h/P_0$ normal gerilmesi ve c_r ye bağlı grafikler (a) için $E^{(2)} / E^{(1)} = 0.4$, (b) için $E^{(2)} / E^{(1)} = 0.3$, (c) için $E^{(2)} / E^{(1)} = 0.2$	41
Şekil 4. 5	Çelik örtü tabakası ve alüminyum yarı sonsuz uzay olması durumunda farklı Ω değerleri için $s_3 h = 0$ da c_r ve $s_1 h$ ilişkisi.....	42
Şekil 4. 6	Çeşitli c_r değerleri için $ \sigma_{22} $ normal gerilmesinin Ω ya bağımlı değişimi	43
Şekil 4. 7	Çeşitli Ω değerleri için $ \sigma_{22} $ normal gerilmesinin c_r ye bağımlı değişimi	45
Şekil 4. 8	Örtü tabakasına Ox_1 eksen yönünde (a, b) ve Ox_3 eksen yönünde (c, d) etkiyen ön gerilmenin Al+St malzeme çifti için $ \sigma_{22} $ normal gerilme dağılımına etkisi.	46
Şekil 4. 9	$x_3 = 0$ da σ_{22} (4.4) normal gerilmelerinin x_1 koordinatına göre dağılımı..	47
Şekil 4. 10	Çeşitli c_r değerleri için $ \sigma_{32} $ normal gerilmesinin Ω ya bağımlı değişimi	48
Şekil 4. 11	Ara düzlemdeki $\sigma_{12}h/P_0$ gerilmesinin x_1 / h ve x_3 / h a bağlı yüzey grafikleri	50
Şekil 4. 12	Ara düzlemdeki $\sigma_{12}h/P_0$ gerilmesinin Ω ya bağlı değişimi, a) farklı c_r değerleri için, b) farklı $\eta_{11}^{(1)}$ değerleri için, c) farklı $\eta_{33}^{(1)}$ değerleri için	50
Şekil 4. 13	$\sigma_{12}h/P_0$ gerilmesinin c_r ya bağlı değişimi, a) farklı Ω değerleri için, b) farklı $\eta_{11}^{(1)}$ değerleri için, c) farklı $\eta_{33}^{(1)}$ değerleri için.....	51
Şekil 4. 14	Ara düzlemdeki $\sigma_{22}h/P_0$ gerilmesinin x_1 / h ve x_3 / h bağlı yüzey grafikleri	52

Şekil 4. 15	Ara düzlemdeki $\sigma_{32}h/P_0$ gerilmesinin x_1/h ve x_3/h a bağlı yüzey grafikleri (a) $c_r = 0$, $\Omega = 0.2$ için, (b) $c_r = 0.2$, $\Omega = 0$ için, (c) $c_r = 0.4$, $\Omega = 0.4$ için .	53
Şekil 4. 16	Ara düzlemdeki $\sigma_{32}h/P_0$ gerilmesinin Ω ye bağlı değişimi a) farklı c_r değerleri için, b) farklı $\eta_{11}^{(1)}$ değerleri için, c) farklı $\eta_{33}^{(1)}$ değerleri için	54
Şekil 4. 17	Ara düzlemdeki $\sigma_{32}h/P_0$ gerilmesinin c_r ye bağlı değişimi, a) farklı Ω değerleri için, b) farklı $\eta_{11}^{(1)}$ değerleri için, c) farklı $\eta_{33}^{(1)}$ değerleri için	55
Şekil 4. 18	Ara düzlemdeki $u_1\mu^{(1)}/P_0 h$ yer değiştirmesinin x_1/h ve x_3/h a bağlı yüzey grafikleri (a) $c_r = 0$, $\Omega = 0.2$ için, (b) $c_r = 0.2$, $\Omega = 0$ için, (c) $c_r = 0.4$, $\Omega = 0.4$ için	56
Şekil 4. 19	Ara düzlemdeki $u_1\mu^{(1)}/P_0 h$ yer değiştirmesinin Ω ye bağlı değişimi, a) farklı c_r değerleri için, b) farklı $\eta_{11}^{(1)}$ değerleri için, c) farklı $\eta_{33}^{(1)}$ değerleri için	57
Şekil 4. 20	Ara düzlemdeki $u_1\mu^{(1)}/P_0 h$ yer değiştirmesinin ve c_r ye bağlı grafikler, a) farklı Ω değerleri için, b) farklı $\eta_{11}^{(1)}$ değerleri için, c) farklı $\eta_{33}^{(1)}$ değerleri için	57
Şekil 4. 21	Ara düzlemdeki $u_2\mu^{(1)}/P_0 h$ yer değiştirmesinin x_1/h ve x_3/h a bağlı yüzey grafikleri	59
Şekil 4. 22	Ara düzlemdeki $u_2\mu^{(1)}/P_0 h$ yer değiştirmesinin Ω ye bağlı değişimi a) farklı c_r değerleri için, b) farklı $\eta_{11}^{(1)}$ değerleri için, c) farklı $\eta_{33}^{(1)}$ değerleri için	59
Şekil 4. 23	Ara düzlemdeki $u_2\mu^{(1)}/P_0 h$ yer değiştirmesinin c_r ye bağlı değişimi, a) farklı Ω değerleri için, b) farklı $\eta_{11}^{(1)}$ değerleri için, c) farklı $\eta_{33}^{(1)}$ değerleri için	60
Şekil 4. 24	Ara düzlemdeki $u_3\mu^{(1)}/P_0 h$ yer değiştirmesinin x_1/h ve x_3/h a bağlı yüzey grafikleri (a) $c_r = 0$, $\Omega = 0.2$ için, (b) $c_r = 0.2$, $\Omega = 0$ için, (c) $c_r = 0.4$, $\Omega = 0.4$ için	61
Şekil 4. 25	Ara düzlemdeki $u_3\mu^{(1)}/P_0 h$ yer değiştirmesinin Ω ye bağlı değişimi a) farklı c_r değerleri için, b) farklı $\eta_{11}^{(1)}$ değerleri için, c) farklı $\eta_{33}^{(1)}$ değerleri için	62
Şekil 4. 26	Ara düzlemdeki $u_3\mu^{(1)}/P_0 h$ yer değiştirmesinin c_r ye bağlı değişimi, a) farklı Ω değerleri için, b) farklı $\eta_{11}^{(1)}$ değerleri için, c) farklı $\eta_{33}^{(1)}$ değerleri için	63
Şekil 4. 27	Ara düzlemdeki $\sigma_{22}h/P_0$ gerilmesi ve x_1/h e bağlı grafikler(Üst Al-Alt St), a) farklı Ω değerleri için, b) farklı c_r değerleri için,	64
Şekil 4. 28	Ara düzlemdeki $\sigma_{12}h/P_0$ gerilmesi ve x_1/h e bağlı grafikler(Üst Al-Alt St), a) farklı Ω değerleri için, b) farklı c_r değerleri için,	65
Şekil 4. 29	Ara düzlemdeki $\sigma_{32}h/P_0$ gerilmesi ve x_3/h e bağlı grafikler(Üst Al-Alt St), a) farklı Ω değerleri için, b) farklı c_r değerleri için,	66
Şekil 4. 30	Ara düzlemdeki $u_1\mu^{(1)}/P_0 h$ yer değiştirmesi ve x_1/h e bağlı grafikler(Üst Al-Alt St), a) farklı Ω değerleri için, b) farklı c_r değerleri için,	67
Şekil 4. 31	Ara düzlemdeki $u_2\mu^{(1)}/P_0 h$ yer değiştirmesi ve x_1/h e bağlı grafikler(Üst Al-Alt St), a) farklı Ω değerleri için, b) farklı c_r değerleri için,	68
Şekil 4. 32	Ara düzlemdeki $u_3\mu^{(1)}/P_0 h$ yer değiştirmesi ve x_3/h e bağlı grafikler(Üst Al-Alt St), a) farklı Ω değerleri için, b) farklı c_r değerleri için,	69

Şekil 4. 33	Farklı c_r değerleri için $\sigma_{12}h/P_0$ gerilmesi ve Ω ye bağlı grafikler.....	69
Şekil 4. 34	Farklı c_r değerleri için $u_1\mu^{(1)}/P_0 h$ yer değiştirmesi ve Ω ye bağlı grafikler	70
Şekil 4. 35	Farklı c_r değerleri için $u_2\mu^{(1)}/P_0 h$ yer değiştirmesi ve Ω ye bağlı grafikler	70
Şekil 4. 36	Farklı c_r değerleri için $u_3\mu^{(1)}/P_0 h$ yer değiştirmesi ve Ω ye bağlı grafikler	71
Şekil 4. 37	Farklı Ω değerleri için $\sigma_{12}h/P_0$ gerilmesi ve c_r ye bağlı grafikler.....	71
Şekil 4. 38	Farklı Ω değerleri için $\sigma_{32}h/P_0$ gerilmesi ve c_r ye bağlı grafikler.....	72
Şekil 4. 39	Farklı Ω değerleri için $u_1\mu^{(1)}/P_0 h$ yer değiştirmesi ve c_r ye bağlı grafikler	72
Şekil 4. 40	Farklı Ω değerleri için $u_2\mu^{(1)}/P_0 h$ yer değiştirmesi ve c_r ye bağlı grafikler	73
Şekil 4. 41	Farklı Ω değerleri için $u_3\mu^{(1)}/P_0 h$ yer değiştirmesi ve c_r ye bağlı grafikler	73
Şekil 4. 42	Ara düzlemdeki $\sigma_{22}h/P_0$ gerilmesi ve x_1/h e bağlı grafikler(Üst St-Alt Al), a) farklı Ω değerleri için, b) farklı c_r değerleri için,	74
Şekil 4. 43	Ara düzlemdeki $\sigma_{12}h/P_0$ gerilmesi ve x_1/h e bağlı grafikler(Üst St-Alt Al), a) farklı Ω değerleri için, b) farklı c_r değerleri için,	75
Şekil 4. 44	Ara düzlemdeki $\sigma_{32}h/P_0$ gerilmesi ve x_3/h e bağlı grafikler(Üst St-Alt Al), a) farklı Ω değerleri için, b) farklı c_r değerleri için,	76
Şekil 4. 45	Ara düzlemdeki $u_1\mu^{(1)}/P_0 h$ gerilmesi ve x_1/h e bağlı grafikler(Üst St-Alt Al), a) farklı Ω değerleri için, b) farklı c_r değerleri için,	77
Şekil 4. 46	Ara düzlemdeki $u_2\mu^{(1)}/P_0 h$ gerilmesi ve x_1/h e bağlı grafikler(Üst St-Alt Al), a) farklı Ω değerleri için, b) farklı c_r değerleri için,	78
Şekil 4. 47	Ara düzlemdeki $u_3\mu^{(1)}/P_0 h$ gerilmesi ve x_3/h e bağlı grafikler(Üst St-Alt Al), a) farklı Ω değerleri için, b) farklı c_r değerleri için,	79

ÇİZELGE LİSTESİ

Sayfa

Çizelge 4. 1 Çeşitli $E^{(2)}/E^{(1)}$ değerleri için c_{cr} değerlerine örtü tabakası ve yarı uzaydaki ön gerilmenin etkisi $\rho^{(2)}/\rho^{(1)} = 0.35$, $\nu^{(1)} = \nu^{(2)} = 0.3$	39
---	----

HAREKETLİ TEKİL YÜK ETKİSİNDEKİ ÖN GERİLMELİ TABAKA İLE ÖRTÜLÜ ÖN GERİLMELİ YARI UZAYIN DİNAMİĞİ

Ahmet TEMÜGAN

İnşaat Mühendisliği Anabilim Dalı
Doktora Tezi

Tez Danışmanı: Prof. Dr. Surkay AKBAROV

Tezde parçalı homojen cisim modeli çerçevesinde üç boyutlu doğrusallaştırılmış elastik dalga yayılımı teorisi uygulanarak, ön gerilmeli tabaka ile örtülü ön gerilmeli yarı uzaya etki eden zamana göre harmonik değişen hareketli yükün, dinamik etkisi araştırılmıştır. Sistem bileşenlerindeki ön gerilmenin, malzeme parametrelerinin bu davranışa etkisi incelenmiştir.

Örtü tabakası ve yarı uzay malzemesi homejen ve izotrop seçilmiştir. Ayrıca söz konusu sistemin bileşenleri arasında tam temas koşullarının yerine getirildiği kabul edilmiştir. Ele alınan problemin matematiksel modellenmesi oluşturularak uygun sınır değer probleminin çözümü iki katlı Fourier integral dönüşümü ve diğer matematiksel araçların uygulanmasıyla bulunmuştur. Sayısal sonuçların elde edilmesi için gereken algoritma ve PC programları oluşturulmuş, bu sonuçların mühendislik açısından yorumları yapılmıştır.

Çalışmada, incelenen sistemi oluşturan elemanların malzeme parametrelerinin dinamik davranışa etkileri incelenmiştir. Sisteme etki eden kuvvetin sabit hızla hareket etmesi ve sabit hızla ilerlerken şiddetinin harmonik olarak değişmesi durumları dikkate alınarak, sayısal çözümler yapılmış, kritik hız ve gerilme dağılımlarının sayısal sonuçları iki boyutlu problemin çözümündeki sonuçlar ile karşılaştırılmıştır. Özellikle üç boyutlu problemde elde edilen kritik hızın minumun değerinin, iki boyutlu sistemde elde edilen kritik hız ile karşılaştığı görülmüştür.

Anahtar Kelimeler: Tekil titreşimli hareketli yük, kritik hız, ön gerilme, örtü tabakası, yarı uzay, gerilme dağılımı

ABSTRACT

DYNAMICS OF A SYSTEM COMPRISING A PRE-STRESSED LAYER AND HALF-PLANE UNDER THE ACTION OF AN POINT LOCATED MOVING LOAD

Ahmet TEMÜGAN

Department of Civil Engineering
Phd. Thesis

Advisor: Prof. Dr. Surkay AKBAROV

This paper investigates the 3D dynamical response to a time-harmonic oscillating moving load of a system comprising a pre-stressed covering layer and a pre-stressed half-space, within the scope of the piecewise-homogeneous body model by utilizing the Three-Dimensional Linearized Theory of Elastic Waves in Initially Stressed Bodies (TDLTEWISB).

The materials of the covering layer and half-space are assumed to be homogeneous and isotropic. It is also assumed that perfect contact conditions between the constituents of the system under consideration are satisfied. The analytical solution method, employing double exponential Fourier integral transformation with respect to the space coordinates, and the algorithm for obtaining the numerical results for the originals of the sought values are developed and employed.

Numerical results for the critical velocity and for the stress distribution on the interface plane are presented and discussed. In particular, it is established that the minimal value of the critical velocity obtained for the 3D problem coincides with the critical velocity obtained for the corresponding two-dimensional (plane-strain state) problem.

Keywords: Point-located oscillating moving load, critical velocity, initial stresses, covering layer, half-space, stress distribution.

**YILDIZ TECHNICAL UNIVERSITY
GRADUATE SCHOOL OF NATURAL AND APPLIED SCIENCES**

1.1 Literatür Özeti

Hareketli yükün tabakalı ortamlardaki dinamik etkisiyle ilgili çalışmalar hem teoride hem de pratikte oldukça önemlidir. Bu konuda şimdiye kadar konuyla ilgili incelemeler yalnız iki boyutlu (düzlem şekil değiştirme durumu) problemler için yapılmıştır. Ayrıca örtü tabakasının hareketi yaklaşık plak teorileri çerçevesinde, yarı düzlemin hareketi ise ÖODYÜT denklemleri çerçevesinde yazılmıştır ve örtü tabakasında ön gerilmenin olmadığı farz edilmiştir. Tez kapsamında sisteme etki eden yükün etkileri üç boyutlu olarak incelenerek, gerçek yük davranışına daha yakın sonuçlar elde edilmiştir. Sabit hızla hareket eden yük örtü tabakasının üst yüzeyinden sisteme etki etmektedir. Söz konusu problemin çözümü hareketli yükün hızının subsonik hız sınırları altında kalması koşulu ile yapılmıştır. Örtü tabakası ve yarı sonsuz ortam arasındaki düzlemde tam temas koşulunun olduğu kabul edilmiştir.

Üç boyutlu olarak incelenen bu problemde hareket yönündeki ve ayrıca önceki çalışmalardan farklı olarak harekete dik yöndeki ön gerilmenin etkisinde incelenmiştir. Bu çalışmada örtü tabakası ve yarı-uzay malzemeleri izotrop olarak ele alınmıştır.

Kritik hıza ait sayısal sonuçlar örtü tabakasının elastisite modülünün yarı sonsuz uzayın elastisite modülünden daha büyük olması durumu için elde edilmiştir. Malzeme parametrelerinin, yükün titreşim frekansının, ön gerilmenin; kritik hız ve gerilme yayılımına etkisine ait sayısal sonuçlar verilmiş ve mühendislik açısından yorumlanmıştır.

Tez çalışmasına, matematiksel açıdan belirli fiziksel anlamı olan üç koordinat ve zaman değişkenlerine bağlı fonksiyonlara ait sınır değer probleminin analitik-sayısal çözümü gibi de bakılabilir.

1.2 Tezin Amacı

Tabakalı yarı-düzlem veya yarı-uzaylara etki eden hareketli yükün hızının “kritik hıza” yaklaşması durumunda rezonans tipli olaylar görülmektedir. Bu durumda gerilme ve şekil değiştirme değerleri çok büyümektedir. Bu yüzden tezde izotrop malzemelerden oluşan tabakalı yarı-uzaya ait kritik hızların hesaplanması tezin amaçlarından biridir.

Ayrıca, ele alınan problemin çözümlemesinde sisteme ait tüm noktalardaki gerilme durumunu incelemek mümkün olmakla birlikte sadece örtü tabakası ve yarı sonsuz ortamın birleştiği düzlemdeki gerilme dağılımının incelenmesi de amaçlanmaktadır.

Tezde yapılan araştırmaların amaçlarından biri de hareketli yükün titreşiminin (titreşim frekansının) kritik hız değerlerine ve yukarıda söylenen gerilme yayılımlarına etkisinin incelenmesidir.

Belirtmek gerekir ki hareketli yükün titreşimli olması ve problemin üç boyutlu olması problemin çözümünü ve özellikle de sayısal sonuçların elde edilmesini ve yorumlanmasını çok zorlaştırmaktadır. Bu nedenle, titreşimli-hareketli yük halinde sayısal sonuçların elde edilmesine imkan sağlayan algoritma ve PC programlarının yapılması ve uygulanması tezin daha başka bir amacını oluşturmaktadır.

Tezde ele alınan problemlere karşı gelen sınır değer problemleri iki boyutlu Fourier integral dönüşümü yöntemi ile çözülmüştür. Ters Fourier integral dönüşümü sayısal yöntemlerle yapılarak sistemdeki gerilmeleri hesaplayan algoritma tezde incelenen problemler için geliştirilmiştir.

1.3 Hipotez

Ön gerilmeli ortamların elastodinamik problemleri doğal bilimlerin hemen hemen tüm alanlarında örneğin kompozitlerin mekaniği, sismoloji, biyomekanik gibi alanlarda geniş bir uygulama sahasına sahiptir. Bu alandaki önemli araştırmalar yaklaşık olarak 20’nci

yüzyılın ikinci yarısından itibaren başlamaktadır ve günümüze kadar bu konuda teorik ve deneysel olarak birçok çalışma yapılmıştır.

Hareketli yük etkisindeki ortamların cevabının hesaplanması problemi geçmişten beri önemli bir problem olarak ele alınmıştır. Bu alanda yapılan çalışmalar zemin üzerinde titreşimsel olarak hareket eden araçların etkilerinin bilinmesi için önem arz etmektedir. Ayrıca yüksek hızlı trenlerin popülerliği giderek artmakta ve hareketli yük ile ilgili çalışmaların çevre ve geoteknik mühendislikleri için önemli olduğu görülmektedir.

Birçok araştırmacı hareketli yük etkileriyle ilgili çalışmalar yapmıştır. Subsonik sabit hızla elastik yarı sonsuz düzlem üzerinde hareket eden çizgisel kuvvetin iki boyutlu problemi ilk olarak Sneddon (1951, 1957) tarafından çözülmüştür. Bu çalışmada ilk kez Fourier integral dönüşümü kullanılarak yarı sonsuz düzlemdeki gerilme dağılımı incelenmiştir. Niwa ve Kobayashi (1966) yarı sonsuz ortama etkiyen kuvvetin normal ve teğetsel bileşeni olması durumunda gerilme dağılımını incelemiştir. Cole ve Huth (1958) aynı problemi hareketli yükün hızının subsonik, transonik ve supersonik olması durumları için çözmüşlerdir. Ancak Georgiadis ve Barber (1993) bu çalışmada transonik hal için bir hata bulmuş ve hatayı düzelterek problemi tekrar çözümlenmiştir. Craggs (1960) yüksek hızlar için alternatif bir çözüm yolu geliştirmiştir. Üzerine aniden etkiyen ve sonrasında sabit hızla hareket eden yük etkisindeki elastik ortamın geçici hareketi ile ilgili problem Ang (1960) ve Payton (1964, 1967) tarafından çözülmüştür.

Papadopoulos (1963) ve Eason (1965) üç boyutlu hareketli yük problemini Fourier integral dönüşümünü kullanarak çözmüştür. Gakenheimer ve Miklowitz (1969) ve Norwood (1969) ani etkiyen ve sabit hızla devam eden kuvvetin elastik yarı sonsuz ortam üzerindeki anlık cevabını incelemişlerdir.

Bununla birlikte yarı sonsuz ortam ve üzerindeki kirişten oluşan sistemlerin hareketli yük etkisindeki davranışı da incelenmiştir. Bu konuyla ilgili çalışmaların başlıcalarından biri Filipov (1961) dır. Bu çalışmada sabit şiddetli hareketli yükün elastik yarı sonsuz ortam üzerindeki Euler-Bernolli kirişine etki etmesi durumu incelenmiştir. Bu çalışmada yükün hızının yarı sonsuz ortamın Rayleigh hızına eşit olduğu anda titreşimlerin sonsuza gittiği elde edilen sonuçlar arasındadır. Winkler zemini üzerindeki kiriş olarak modellenen ve eksenel olarak basınç kuvvetine maruz demir yolunun üniform sabit

hareketli yük etkisindeki davranışına ilişkin çalışmayı Kerr (1972) yapmıştır. Daha sonra Labra (1975) zemini yarı sonsuz elastik ortam olarak ve kiriş içerisine eksenel ön gerilme etkitererek bu çalışmaları geliştirmiştir. Bu çalışmalarda eksenel ön gerilmenin kaynakla birleştirilmiş raylarda ısı etkisi nedeniyle oluştuğu düşünülmüştür ve çalışmaların neticesinde basınç ön gerilmesinin kritik hızı azalttığı görülmüştür.

Yarı sonsuz ortam üzerindeki kiriş ile modellenen sistem üzerindeki hareketli yükün etkileri ile ilgili çalışmalar günümüze kadar devam etmektedir. Bu çalışmalardan bazıları: Metrikine ve Dieterman (1997) de elastik yarı sonsuz ortam üzerindeki sonlu genişlikteki Euler-Bernoulli kirişinin üç boyutlu (boyuna, enine ve dikey yöndeki) titreşimi incelenmiştir. Lipen ve Chigarev (1998) de çalışmasında izotrop, homojen yarı sonsuz uzayın üzerine konmuş elastik kirişin üzerinde sabit hızla hareket eden normal kuvvetin etkileri incelenmiştir. Yarı sonsuz uzay yüzeyindeki normal doğrultudaki yer değiştirmeler subsonik hız koşulları altında incelenmiştir. Sheng vd. (1999a) de şiddeti sabit hareketli yükün etkilerini teorik olarak incelemiştir. Burada yarı sonsuz ortam tabakalı viskoelastik olarak tanımlanmış, tanımlanan tabakaların daha sonra elastik yarı sonsuz ortam olarak veya rijit ortam üzerine oturduğu kabul edilmiştir. Çalışmada yükün hızının subsonik olması, bu limite yakın olması ve subsonik hızdan büyük olmasının etkileri incelenmiştir. Sheng vd. (1999b) de yük harmonik alınarak (1999a) daki çalışma geliştirilmiştir. Madshus ve Kaynia (2000) yumuşak zeminden oluşan yarı sonsuz ortama ilişkin deneysel çalışmalar yapmış, hareketli yükün hızının dinamik davranışa etkilerini incelemiştir. Degrande ve Schillemans (2001) de Brüksel-Paris hattında çalışan trenlerin 223-314 *km/saat* aralığındaki hızlarının etkilerini deneysel olarak incelenmiştir. Takemiya (2003), belirli bir araç modelini ele alarak bu aracın geometrisinin ve hızının dinamik ve statik etkileri üzerinde çalışmalarda bulunmuştur. Çalışmayı teorik olarak yapmış, ancak deneysel olarak ölçülebilen sonuçlar ile bu teorik sonuçlarla mukayese etmiştir. Auersch (2006) tabakalı yarı sonsuz uzay üzerindeki tren yükünün etkilerini deneysel ve teorik olarak incelemiştir. Akbarov ve İlhan (2008) ön gerilmeli anizotrop levha ve ön gerilmeli anizotrop yarı düzlemde oluşan sistemin hareketli yük etkisindeki dinamik davranışını düzlemde inceleyerek, kritik hızın yarı sonsuz ortamın Rayleigh dalgası hızına yakın değerler aldığını ve örtü tabakasındaki ön gerilmenin bu değerleri arttırdığını tespit etmişlerdir.

Hareketli Yük Etkisindeki ok Katlı Ortamların Dinamik Davranışı ile İlgili Problemler

Hareketli yük etkisindeki örtü tabakası ve yarı düzlemden (veya yarı uzaydan) oluşan sistemlerin dinamik davranışı ile ilgili yapılan çalışmalarda alt tabakanın temsil ettiği cisimler iki biçimde modellenmektedir: Birincisi Winkler zemini olarak modellenmesidir. Winkler zemini ile ilgili alışmalar Hardy ve Cebon (1993), Huang ve Thambiratnam (2001, 2002), Sun (2002) ve Kononov ve De Borst (2002) olmaktadır.

Alabi (1989, 1992), Krylov (1995), Ganarante ve Sanders (1996), Jones vd. (1997), Sheng vd. (1999a), Grundmann vd. (1999), Suiker vd. (1999), Lefeuvre-Mesgouez vd. (2000, 2002) ve Hung ve Yang (2001) alt tabakayı elastik yarı sonsuz ortam olarak modellemişlerdir. Burke ve Kingsbury (1984), Siddharthan vd. (1993) ve Zafir vd. (1994) ın çalışmalarında ise, alt tabaka yarı sonsuz poroelastik olarak modellenmiştir.

Problemin zm yöntemi açısından ele alındığında bu çalışmalar analitik/sayısal ve tamamen sayısal olarak gruplandırılabilir. Sayısal çözümlene yöntemlerine örnek olarak Sonlu Elemanlar Yöntemi, Hareketli Eleman Modeli, Sınır Eleman Modelini gösterilebilir. Sonlu Eleman Yönteminde, frekans, tanım aralığında kullanılmaktadır. Elastik yarı sonsuz ortamların Sonlu Eleman Yöntemi kullanılarak modellendiği başlıca alışmalar Werkle ve Waas (1987), Krenk vd. (1999), Ekevid vd. (2001), Yang ve Hung (2001), De Barros ve Luco (1994, 1995), Chouw ve Pflanz (2000), Hirose (2000), Lombaert ve Degrande (2001), Rasmussen vd. (2001), Pan ve Atluri (1995) ve Andersen ve Nielsen (2003) olmaktadır. Sınır Eleman Yönteminde çoğunlukla frekans tanım aralığında çalışılmakta, ancak zaman tanım aralığında da çalışmak mümkündür. Ayrıca farklı sayısal yöntemlerin bir arada kullanıldığı çalışmalarda mevcuttur. Pan v.d. (1994) elasto-plastik yarı sonsuz ortama ilişkin problemi Sınır Eleman Yöntemi ve Sonlu Elemanlar Yöntemini bir arada kullanarak modellemiştir. Hareketli Eleman Yöntemi, Sonlu Eleman Yönteminin koordinat dönüşümü uygulanarak çözümlenmiş halidir. Hareketli Eleman Yöntemi ile ilgili alışmaları Koh vd. (2007) de yapmıştır. şimdiye kadar bu yöntemler kullanılarak bir ve iki boyutlu hareketli yük problemleri için yer değiştirme ve gerilme dağılımları hesaplanabilmekte, fakat bu yöntemler kullanılarak kritik hız hesaplanamamaktadır. Aynı zamanda analitik çözümlene ile elde edilen sayısal sonuçlar genellikle sayısal çözüm yöntemlerine göre daha kesin ve güvenilirdir.

ÖODYÜT Kullanılarak Yapılan Çalışmalar

Hareketli yük etkisindeki tabakalı ortamların dinamik davranışı ile ilgili çalışmalar birçok bakış açısına göre sınıflandırılabilir. Bunlardan bir tanesi G_l/G_h ve c_{2l}/c_{2h} oranları ile ilgilidir. Buradaki G_l (G_h) kayma modülü ve c_{2l} (c_{2h}) örtü tabakasındaki (yarı sonsuz ortamdaki) enine dalga hızı olarak adlandırılmaktadır. Sert örtü tabakası ve yumuşak yarı sonsuz ortamdan (yumuşak örtü tabakası ve sert yarı sonsuz ortam) meydana gelen sistemden $G_l/G_h > 1$, $c_{2l}/c_{2h} > 1$ ($G_l/G_h < 1$, $c_{2l}/c_{2h} < 1$) olduğu anlaşılmaktadır. Sert tabaka ve yumuşak yarı sonsuz ortamdan oluşan sistemlere uçak pistlerini örnek olarak gösterebiliriz. Aynı zamanda yumuşak tabaka ve sert yarı sonsuz ortamdan oluşan sisteme örnek olarak sert ortam üzerindeki asfaltı gösterebiliriz. Sert tabaka ve yumuşak yarı sonsuz ortamdan oluşan sistemin hareketli yük etkisindeki dinamik davranışı, yumuşak tabaka ve sert yarı sonsuz ortamdan oluşan sistemden niteliksel olarak farklı olmaktadır. Bu konuda şimdiye kadar yapılan araştırmalarda elastodinamiğin klasik lineer teorisi ile yapıla gelmiştir. Örtü tabakasının hareket denklemi Kirchhoff veya Timoshenko kiriş-plak teorileri çerçevesinde, yarı düzlemin hareket denklemi ise elastik dalgaların lineer teorisi denklemleri çerçevesinde yapılmıştır. Mevcut yüksek hızlı ulaşım araçları ile ilgili problemlerin incelenmesinde yol ve zemin sisteminin matematiksel modellenmesinde doğrusal olmayan etkileri de içine alan gelişmiş teorilerin kullanılmasını gerektirmektedir. Söz konusu doğrusal olmayan etkilerden en önemlisi, adı geçen çok katlı sistemlerde oluşan ön gerilmelerin bu sistemlerin dinamiğine etkisidir. Ön gerilmelerin bu sistemlerde teknolojik nedenlerden veya çevre koşullarının (örneğin; ısı ve yer hareketleri) değişmesi sonucunda oluştuğunu belirtmek gerekir.

Gerçek koşullar altında yukarıda tanımlanan tipteki doğrusal olmayan problemler “Ön gerilmeli Ortamlarda Dalga Yayılımının Üç Boyutlu Doğrusallaştırılmış Teorisi (ÖODYÜT)” çerçevesinde çözülebilir. ÖODYÜT denklemlerinin yapısı ve ön gerilmeli ortamlar için dalga yayılımı problemleri ile ilgili uygulamaları Green (1961, 1963), Hayes ve Rivlin (1961), Green vd. (1952), Biot (1965), Eringen ve Suhubi (1975), Truettell ve Noll (1965), Chadwick ve Jarvis (1979 a, b), Guz (1986a, 1986b, 2004, 2005), Dowaik ve Ogden (1991), Ogden ve Sotiropoulos (1998), Rogerson ve Sandiford (2000), Fu ve

Mielke (2002), Akbarov ve Ozisik (2004a, 2004b), Akbarov ve Guz (2004), Zhuk ve Guz (2006, 2007) tarafından incelenmiştir. Ayrıca Akbarov (2006a, 2006b, 2007a), Akbarov ve Özaydin (2001), Akbarov vd. (2005 a, b), Akbarov ve Güler (2005) ve Yahnioğlu (2007) ÖODYÜT'nin bir uygulaması olarak ön gerilmeli tabakalı ortamların zamana göre harmonik gerilme dağılımını incelemiştirler.

Ön gerilmeli tabakalı ortamlara etki eden hareketli yükün dinamiğine ait ilk çalışma Kerr (1983) de yaklaşık plak teorisi çerçevesinde ele alınmıştır. Bu makalede önçekmenin kritik hız değerlerini arttırdığı, önbasıncın ise azalttığını gösteren sonuçlar elde edilmiştir.

Bununla birlikte ÖODYÜT çerçevesinde hareketli yük etkisindeki ön germeli tabakalı ortamların dinamik davranışıyla ilgili fazla çalışma bulunmamaktadır (Babich vd. (1986; 1988, 2008a, 2008b)).

Babich vd. (1986) da örtü tabakası ve yarı sonsuz ortamdan oluşan sistemin dinamik davranışını incelemiştir. Babich bu çalışmada örtü tabakasını Timoshenko kiriş teorisini kullanarak modellemiş, yarı sonsuz ortamı ÖODYÜT çerçevesinde problemin matematiksel formülasyonunu yapmış ve elde edilen sınır değer probleminin çözümünü Fourier integral dönüşümü uygulayarak bulmuştur. Bu çalışmalarda harmonik potansiyel ifadelerine göre tanımlanmış yarı sonsuz ortam malzemeleri ile ilgili sayısal araştırmalar yapılmıştır. Ayrıca hareketli yükün hızı sabit olup subsonik sınırlar altında kalmıştır. Problem parametrelerinin kritik hıza etkisine ait sayısal sonuçlar verilmiştir. Babich vd. (1988) tarafından yapılan ikinci çalışmada ele alınan problem ÖODYÜT in kompleks potansiyeli kullanılarak yapılmıştır. Babich vd. (2008a, 2008b) nin yayınlarında söz konusu problemin çözümü ve sonuçları hareketli yükün hızının süpersonik olduğu hal için geliştirilmiştir.

Akbarov vd. (2007a) Babich vd. (1986, 1988) çalışmalarını örtü tabakasında ön gerilme uygulayarak ve örtü tabakasının hareket denklemini ÖODYÜT ile tanımlayarak geliştirmişler ve problem parametrelerinin kritik hıza etkilerini incelemiştirler. Akbarov vd. (2007a) örtü tabakası ve yarı sonsuz ortamı izotrop kabul etmekle birlikte bu kabul, teorik araştırmayı hareketli yükün kritik hızının kontrolü, örtü tabakası ve yarı sonsuz

ortamın mekanik özelliklerinin ara yüzeydeki gerilme dağılımına etkisinin incelenmesini önemli ölçüde sınırlandırmaktadır.

Söylenen sebeple tezde örtü takası ve yarı sonsuz ortamı anizotrop (ortotrop) olarak bu çalışmalar geliştirilmiş ve uygun yeni sonuçlar elde edilmiştir.

Hussein ve Hunt (2007), Degrande ve Schillemans (2001), Leteuve-Mesgouez (2000) ve daha birçok yayında belirtildiği gibi hareketli bir yük olarak modellenen yüksek hızlı trenler, arabalar ve diğer yüksek hızlı araçlara kendi ürettikleri titreşimleri eşlik etmektedir. Bu titreşimlerin ele alınan sistemin dinamik davranışına etkisi incelenmesi gereken bir durum olarak ortaya çıkmaktadır. Tezde ilk kez bu durum göz önüne alınarak ön gerilmeli anizotrop tabaka ile örtülü ön gerilmeli anizotrop yarı düzlemden oluşan sisteme etki eden titreşimli-hareketli yükün dinamiği de geniş bir biçimde incelenmiştir.

Tezin Önemi ve Güncelliği

Tezin önemini

1. Ön gerilmeli tabaka ile örtülü ön gerilmeli yarı uzaydan oluşan sisteme etki eden titreşimli hareketli yükün dinamiğine ait problemlerin matematik formülasyonlarının parçalı cisim modeli çerçevesinde ÖODYÜT uygulanarak yapılması,
2. Uygun sınır değer problemlerinin iki boyutlu Fourier integral dönüşümleri yardımı ile formal analitik çözümlerinin bulunması ve sayısal sonuçların elde edilmesi için gereken algoritma ve PC programlarının oluşturulması,
3. Problem parametrelerinin; ön gerilmenin, malzeme özelliklerinin, titreşim frekansının kritik hız ile gerilme yayılımlarına etkisini gösteren sayısal sonuçların elde edilmesi ve yorumlanması,
4. Şimdiye kadar konuyla ilgili incelemeler yalnız iki boyutlu (düzlem şekil değiştirme durumu) problemler için yapılmıştır. Tez kapsamında sisteme etki eden yükün etkileri üç boyutlu olarak incelenerek, gerçek yük davranışına daha yakın sonuçlar elde edilmesi gibi hususlar göstermektedir

Tez konusunun güncelliğini uluslararası bilimsel dergilerde bu konuya ait bilimsel makale sayısının günden güne artması ve yüksek hızla hareket eden taşıtlarla ilgili mühendislik çalışmalarındaki gelişmeler kanıtlamaktadır.

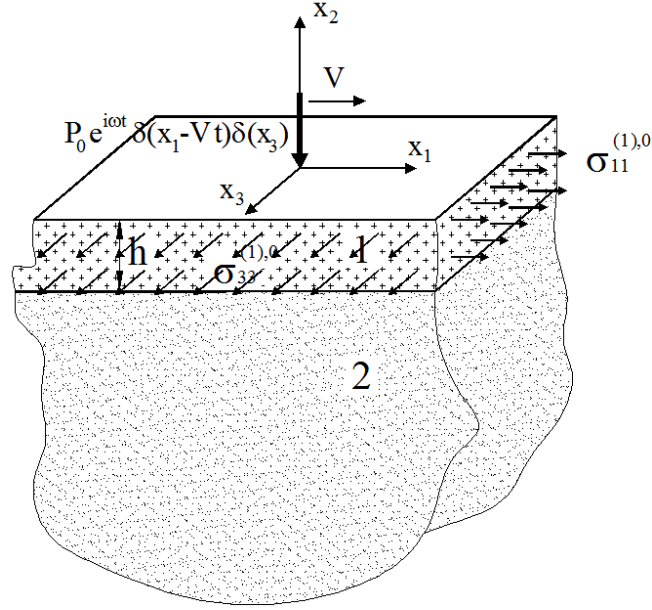
BÖLÜM 2

PROBLEMİN MATEMATİKSEL FORMULASYONU

Bu bölümde probleme ilişkin yönetici denklem, gerilme-şekil değiştirme, şekil değiştirme – yer değiştime bağıntıları, sınır ve süreklilik koşulları tanımlanacaktır. Probleme ait hareket denkleminin çözülebilmesi için bünye bağıntılarından istifade edilecektir. Böylelikle hareket denklemini oluşturan tüm bileşenler aynı büyüklük cinsinden tanımlanabilir.

2.1 Problemin Geometrisi

Ön gerilme etkisinde kalınlığı h olan izotrop levha ve yarı uzaydan oluşan sistem ele alınsın. Levha ve yarı uzaydaki noktaların konumları kartezyen $Ox_1x_2x_3$ sistemindeki Lagrange koordinatları kullanılarak tanımlanacaktır. Sisteme etki eden ön gerilmenin Ox_1 ve Ox_3 doğrultusunda, normal ve homojen olarak etki ettiği kabul edilmiştir. Örtü tabakası ve yarı düzlem sırasıyla $\{-\infty < x_1 < \infty, -h \leq x_2 \leq 0, -\infty < x_3 < +\infty\}$, $\{-\infty < x_1 < +\infty, -\infty \leq x_2 \leq -h, -\infty < x_3 < \infty\}$ bölgelerini kapsamaktadır.



Şekil 2. 1 Örtü tabakası ve yarı sonsuz ortamdan oluşan sistemin geometrisi

Örtü levhası ve yarı uzaya ait büyüklükler sırasıyla (1) ve (2) üst indisleriyle tanımlanmıştır. Ön gerilme ise $(m),0$ üst indisiyle tanımlanmıştır. Burada $m=1,2$ olmaktadır.

Yeterli düzeyde rijit kabul edilen liner elastik olan levha ve yarı uzaya etkiyen ön gerilme, klasik lineer elastisite teorisine uygun olarak aşağıdaki gibi belirlenmiştir.

$$\sigma_{11}^{(m)0} = \text{sabit}, \quad \sigma_{33}^{(m)0} = \text{sabit}, \quad \sigma_{ij}^{(m)0} = 0 \quad ij \neq 11, 33 \text{ olduğu durumlarda, } m=1,2 \quad (2.1)$$

Levhaya üst serbest yüzeyinden Ox_1 yönünde sabit V hızıyla hareket eden Ox_1 ve Ox_3 eksenlerine göre tekil yük etki etmektedir.

2.2 Hareket ve Bünye Denklemleri

Başlangıçtaki küçük deformasyon durumunda, ön gerilmeyle yüklenmiş elamanların üç boyutlu linerize edilmiş elastik dalga teorisine göre genel hareket denklemleri aşağıdaki gibi olmaktadır.

$$\frac{\partial \sigma_{ij}^{(m)}}{\partial x_j} + \sigma_{11}^{(m),0} \frac{\partial^2 u_i^{(m)}}{\partial x_1^2} + \sigma_{33}^{(m),0} \frac{\partial^2 u_i^{(m)}}{\partial x_3^2} = \rho_0^{(m)} \frac{\partial^2 u_i^{(m)}}{\partial t^2} \quad (2.2)$$

Homojen izotrop ortam için bünye bağıntısı izleyen şekilde verilmektedir:

$$\sigma_{ij}^{(m)} = \lambda^{(m)} \theta^{(m)} \delta_{ij} + 2\mu^{(m)} \varepsilon_{ij}^{(m)} \quad (2.3)$$

$\varepsilon_{11}^{(m)}, \varepsilon_{22}^{(m)}, \varepsilon_{33}^{(m)}, \varepsilon_{12}^{(m)}, \varepsilon_{13}^{(m)}$ ve $\varepsilon_{23}^{(m)}$ şekil değiştirme bağıntılarının, $u_1^{(m)}, u_2^{(m)}$ ve $u_3^{(m)}$ yer değiştirmeleri cinsinden ifadesi izleyen şekilde yazılabilir.

$$\varepsilon_{ij}^{(m)} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i^{(m)}}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j^{(m)}}{\partial x_i} \right), \quad \theta^{(m)} = \varepsilon_{11}^{(m)} + \varepsilon_{22}^{(m)} + \varepsilon_{33}^{(m)} \quad (2.4)$$

Yer değiştirmeler cinsinden şekil değiştirme ve gerilme denklemleri aşağıdaki gibi olmaktadır.

$$\varepsilon_{11}^{(m)} = \frac{\partial u_1^{(m)}}{\partial x_1}, \quad \varepsilon_{22}^{(m)} = \frac{\partial u_2^{(m)}}{\partial x_2}, \quad \varepsilon_{33}^{(m)} = \frac{\partial u_3^{(m)}}{\partial x_3} \quad (2.5)$$

$$\varepsilon_{12}^{(m)} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_1^{(m)}}{\partial x_2} + \frac{\partial u_2^{(m)}}{\partial x_1} \right), \quad \varepsilon_{23}^{(m)} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_2^{(m)}}{\partial x_3} + \frac{\partial u_3^{(m)}}{\partial x_2} \right) \quad (2.6)$$

$$\varepsilon_{13}^{(m)} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_1^{(m)}}{\partial x_3} + \frac{\partial u_3^{(m)}}{\partial x_1} \right) \quad (2.7)$$

$$\sigma_{11}^{(m)} = \lambda^{(m)} \left[\frac{\partial u_1^{(m)}}{\partial x_1} + \frac{\partial u_2^{(m)}}{\partial x_2} + \frac{\partial u_3^{(m)}}{\partial x_3} \right] + 2\mu^{(m)} \frac{\partial u_1^{(m)}}{\partial x_1} \quad (2.8)$$

$$\sigma_{22}^{(m)} = \lambda^{(m)} \left[\frac{\partial u_1^{(m)}}{\partial x_1} + \frac{\partial u_2^{(m)}}{\partial x_2} + \frac{\partial u_3^{(m)}}{\partial x_3} \right] + 2\mu^{(m)} \frac{\partial u_2^{(m)}}{\partial x_2} \quad (2.9)$$

$$\sigma_{33}^{(m)} = \lambda^{(m)} \left[\frac{\partial u_1^{(m)}}{\partial x_1} + \frac{\partial u_2^{(m)}}{\partial x_2} + \frac{\partial u_3^{(m)}}{\partial x_3} \right] + 2\mu^{(m)} \frac{\partial u_3^{(m)}}{\partial x_3} \quad (2.10)$$

$$\sigma_{12}^{(m)} = \mu^{(m)} \left(\frac{\partial u_1^{(m)}}{\partial x_2} + \frac{\partial u_2^{(m)}}{\partial x_1} \right), \quad \sigma_{13}^{(m)} = \mu^{(m)} \left(\frac{\partial u_1^{(m)}}{\partial x_3} + \frac{\partial u_3^{(m)}}{\partial x_1} \right) \quad (2.11)$$

$$\sigma_{23}^{(m)} = \mu^{(m)} \left(\frac{\partial u_2^{(m)}}{\partial x_3} + \frac{\partial u_3^{(m)}}{\partial x_2} \right) \quad (2.12)$$

2.3 Sınır ve Temas Koşulları

Levhanın üst yüzeyinde

$$\sigma_{32}^{(1)} \Big|_{x_2=0} = \sigma_{12}^{(1)} \Big|_{x_2=0} = 0, \quad \sigma_{22}^{(1)} \Big|_{x_2=0} = P_0 \delta(x_1 - Vt) \delta(x_3) e^{i\omega t} \quad (2.13)$$

sınır şartları sağlanmalıdır. Buradaki $\delta(x)$ Dirac delta fonksiyonunu göstermektedir. Levha ile yarı uzay arasındaki yüzeyde tam temas koşullarının sağlanması gerekmektedir. Buradaki temas koşulları izleyen şekilde olacaktır.

$$\sigma_{i2}^{(1)} \Big|_{x_2=-h} = \sigma_{i2}^{(2)} \Big|_{x_2=-h}, u_i^{(1)} \Big|_{x_2=-h} = u_i^{(2)} \Big|_{x_2=-h}, \quad i=1,2,3 \quad (2.14)$$

Tüm bunlara ilaveten aşağıdaki koşulun göz ardı edilmemesi gerekir

$$x_2 \rightarrow -\infty \quad \text{iken} \quad |u_i^{(2)}|, |\sigma_{ij}^{(2)}| \rightarrow \text{sabit} . \quad (2.15)$$

BÖLÜM 3

ÇÖZÜM YÖNTEMİ

(2.2), (2.3) ve (2.4) denklemlerinden aşağıdaki denklem takımı elde edilir.

$$\nabla^2 u_i^{(m)} + \left(1 + \frac{\lambda^{(m)}}{\mu^{(m)}}\right) \frac{\partial^2 u_j^{(m)}}{\partial x_j \partial x_i} + \frac{\sigma_{11}^{(m),0}}{\mu^{(m)}} \frac{\partial^2 u_i^{(m)}}{\partial x_1^2} + \frac{\sigma_{33}^{(m),0}}{\mu^{(m)}} \frac{\partial^2 u_i^{(m)}}{\partial x_3^2} = \frac{1}{(c_2^{(m)})^2} \frac{\partial^2 u_i^{(m)}}{\partial t^2} \quad (3.1)$$

$$\nabla = \frac{\partial}{\partial x_k} \mathbf{e}_k, \quad \nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_3^2}, \quad c_1^{(m)} = \sqrt{\frac{\lambda^{(m)} + 2\mu}{\rho_0^{(m)}}}, c_2^{(m)} = \sqrt{\frac{\mu}{\rho_0^{(m)}}} \quad (3.2)$$

Yer değiştirmeler için Lamé tanımı kullanılırsa

$$u = \nabla \cdot \phi + \nabla \times \psi, \quad \nabla \cdot \psi = 0, \quad u = (u_1, u_2, u_3), \quad \psi = (\psi_1, \psi_2, \psi_3) \quad (3.3)$$

Bu durumda

$$u_1 = \frac{\partial \phi}{\partial x_1} + \frac{\partial \psi_3}{\partial x_2} - \frac{\partial \psi_2}{\partial x_3}, \quad u_2 = \frac{\partial \phi}{\partial x_2} + \frac{\partial \psi_1}{\partial x_3} - \frac{\partial \psi_3}{\partial x_1}, \quad u_3 = \frac{\partial \phi}{\partial x_3} + \frac{\partial \psi_2}{\partial x_1} - \frac{\partial \psi_1}{\partial x_2} \quad (3.4)$$

olarak yazılabilmektedir.

(3.4) denklemi, (3.1) denkleminde yerine yazılırsa aşağıdaki denklem takımı elde edilir.

$$\begin{aligned} \nabla^2 \phi^{(m)} + \frac{\sigma_{11}^{(m),0}}{\lambda^{(m)} + 2\mu^{(m)}} \frac{\partial^2 \phi^{(m)}}{\partial x_1^2} + \frac{\sigma_{33}^{(m),0}}{\lambda^{(m)} + 2\mu^{(m)}} \frac{\partial^2 \phi^{(m)}}{\partial x_3^2} &= \frac{1}{(c_1^{(m)})^2} \frac{\partial^2 \phi^{(m)}}{\partial t^2} \\ \nabla^2 \psi_i^{(m)} + \frac{\sigma_{11}^{(m),0}}{\mu^{(m)}} \frac{\partial^2 \psi_i^{(m)}}{\partial x_1^2} + \frac{\sigma_{33}^{(m),0}}{\mu^{(m)}} \frac{\partial^2 \psi_i^{(m)}}{\partial x_3^2} &= \frac{1}{(c_2^{(m)})^2} \frac{\partial^2 \psi_i^{(m)}}{\partial t^2} \end{aligned} \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial \psi_1^{(m)}}{\partial x_1} + \frac{\partial \psi_2^{(m)}}{\partial x_2} + \frac{\partial \psi_3^{(m)}}{\partial x_3} = 0$$

$$\text{burada } c_1^{(m)} = \sqrt{\frac{\lambda^{(m)} + 2\mu}{\rho_0^{(m)}}} \quad (3.6)$$

dilatasyon dalga hızı olmaktadır. Yükle birlikte hareket eden, aşağıda tanımlanan koordinat sistemi kullanılırsa,

$$x'_1 = x_1 - Vt, \quad x'_2 = x_2, \quad x'_3 = x_3 \quad (3.7)$$

ve incelenen değerler aşağıdaki gibi tekrar tanımlanırsa,

$$g(x'_1, x'_2, x'_3, t) = \bar{g}(x'_1, x'_2, x'_3) e^{i\omega t} \quad (3.8)$$

(3.5) denklemi aşağıdaki hali alır:

$$\nabla^2 \phi^{(m)} + \frac{\sigma_{11}^{(m),0}}{\lambda^{(m)} + 2\mu^{(m)}} \frac{\partial^2 \phi^{(m)}}{\partial x_1^2} + \frac{\sigma_{33}^{(m),0}}{\lambda^{(m)} + 2\mu^{(m)}} \frac{\partial^2 \phi^{(m)}}{\partial x_3^2} + \frac{1}{(c_1^{(m)})^2} \left[\omega^2 \bar{\phi}^{(m)} + 2V\omega i \frac{\partial \bar{\phi}^{(m)}}{\partial x_1} - V^2 \frac{\partial^2 \bar{\phi}^{(m)}}{\partial x_1^2} \right] = 0$$

$$\nabla^2 \psi_n^{(m)} + \frac{\sigma_{11}^{(m),0}}{\mu^{(m)}} \frac{\partial^2 \psi_n^{(m)}}{\partial x_1^2} + \frac{\sigma_{33}^{(m),0}}{\mu^{(m)}} \frac{\partial^2 \psi_n^{(m)}}{\partial x_3^2} + \frac{1}{(c_2^{(m)})^2} \left[\omega^2 \psi_n^{(m)} + 2V\omega i \frac{\partial \psi_n^{(m)}}{\partial x_1} - V^2 \frac{\partial^2 \psi_n^{(m)}}{\partial x_1^2} \right] = 0$$

$$\frac{\partial \psi_1^{(m)}}{\partial x_1} + \frac{\partial \psi_2^{(m)}}{\partial x_2} + \frac{\partial \psi_3^{(m)}}{\partial x_3} = 0 \quad (3.9)$$

Yukarıdaki denklemde de x_1 ve x_3 üzerindeki işaret göz ardı edilmiştir. Koordinat dönüşümü sebebiyle (2.13) daki ikinci sınır şartı

$$\sigma_{22}^{(1)} \Big|_{x_2=0} = P_0 \delta(x_1) \delta(x_3) \quad (3.10)$$

halini alır. Diğer sınır şartları ve temas koşulları koordinat dönüşümlerinden etkilenmez.

(3.9) denklemlerini çözebilmek için $x_i = x_i / h$ boyutsuz koordinat dönüşümü ve

$$f_F(s_1, x_2, s_3) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f(x_1, x_2, x_3) e^{-i(s_1 x_1, s_3 x_3)} dx_1 dx_3 \quad (3.11)$$

iki katlı Fourier integral dönüşümü kullanılacaktır.

Bu dönüşüm sayesinde (3.9) denklemlerinin çözümünden $\phi_{13F}^{(m)}$ ve $\psi_{n13F}^{(m)}$ fonksiyonları izleyen şekilde bulunur.

$$\begin{aligned}\phi_{13F}^{(1)} &= A_1^{(1)}(s_1, s_3)e^{\gamma_1^{(1)}(s_1, s_3)x_2} + A_2^{(1)}(s_1, s_3)e^{-\gamma_1^{(1)}(s_1, s_3)x_2} \\ \phi_{13F}^{(2)} &= A_1^{(2)}(s_1, s_3)e^{\gamma_1^{(2)}(s_1, s_3)x_2} \\ \psi_{n13F}^{(1)} &= B_{1n}^{(1)}(s_1, s_3)e^{\gamma_2^{(1)}(s_1, s_3)x_2} + B_{2n}^{(1)}(s_1, s_3)e^{-\gamma_2^{(1)}(s_1, s_3)x_2}\end{aligned}\quad (3.12)$$

$$\psi_{n13F}^{(2)} = B_{1n}^{(2)}(s_1, s_3)e^{\gamma_2^{(2)}(s_1, s_3)x_2}$$

Burada

$$\begin{aligned}(\gamma_1^{(m)})^2 &= s_1^2 \left[1 + \frac{\sigma_{11}^{(m),0}}{\lambda^{(m)} + 2\mu^{(m)}} \right] + s_3^2 \left[1 + \frac{\sigma_{33}^{(m),0}}{\lambda^{(m)} + 2\mu^{(m)}} \right] + \frac{(c_2^{(1)})^2}{(c_1^{(m)})^2} \left[-\Omega^{(m)2} + 2V^{(m)}\Omega^{(m)}s_1 - V^{(m)2}s_1^2 \right] \\ (\gamma_2^{(m)})^2 &= s_1^2 \left[1 + \frac{\sigma_{11}^{(m),0}}{\mu^{(m)}} \right] + s_3^2 \left[1 + \frac{\sigma_{33}^{(m),0}}{\mu^{(m)}} \right] + \frac{(c_2^{(1)})^2}{(c_2^{(m)})^2} \left[-\Omega^{(m)2} + 2V^{(m)}\Omega^{(m)}s_1 - V^{(m)2}s_1^2 \right]\end{aligned}\quad (3.13)$$

olmaktadır. (3.9) deki son eşitlik ve (3.12) denkleminde aşağıdaki ilişki elde edilir.

$$B_{12}^{(m)} = -\frac{i}{\gamma_2^{(m)}}(s_1 B_{11}^{(m)} + s_3 B_{13}^{(m)}), \quad B_{22}^{(m)} = \frac{i}{\gamma_2^{(m)}}(s_1 B_{21}^{(m)} + s_3 B_{23}^{(m)}) \quad (3.14)$$

Bu çalışma yükün hareket hızının subsonik sınırlar altında kaldığı varsayılmıştır. Bu durum için aşağıdaki eşitsizlik sağlanmaktadır.

$$V < \min \left\{ c_2^{(1)} \sqrt{1 + \frac{\sigma_{11}^{(1),0}}{\mu^{(1)}}}; c_2^{(2)} \sqrt{1 + \frac{\sigma_{11}^{(2),0}}{\mu^{(2)}}} \right\} \quad (3.15)$$

Böylelikle problemin matematiksel formülasyonu tamamlanmaktadır. (3.12) ifadesindeki $A_1^{(1)}$, $A_2^{(1)}$, $A_1^{(2)}$, $B_{11}^{(1)}$, $B_{11}^{(2)}$, $B_{13}^{(1)}$, $B_{13}^{(2)}$, $B_{21}^{(1)}$ ve $B_{23}^{(1)}$ bilinmeyen katsayıları (2.13) sınır ve (2.14) temas koşullarından elde edilen cebirsel denklem takımının çözümünden bulunur. Probleme ilişkin gerçek bilinmeyenlerin bulunabilmesi için nümerik olarak iki boyutlu ters Fourier integral dönüşümü yapılacaktır.

$$f(x_1, x_2, x_3) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f_F(s_1, x_2, s_3) e^{i(s_1 x_1 + s_3 x_3)} ds_1 ds_3 \quad (3.16)$$

(3.16) denklemindeki $f_{F13}(s_1, x_2, s_3)$ integrandı izleyen şekilde tanımlanabilir.

$$f_{F13}(s_1, x_2, s_3) = \frac{(\bullet)}{\det \|\alpha_{nm}(s_1 h, s_3 h, V, \Omega)\|}, \quad (3.17)$$

Buradaki $(\bullet)$ ifadesi gerekli şartlarda devamlı türevlenebilir fonksiyondur. Buna rağmen $\det \|\alpha_{nm}(s_1 h, s_3 h, V, \Omega)\|$ fonksiyonu $s_1 h$ ve $s_3 h$ ün belirli değerleri için sıfır olabilir. $s_1 h$ ve $s_3 h$ 'in bu değerleri (3.18) denklemi sayesinde bulunabilir.

$$\det \|\alpha_{nm}(s_1 h, s_3 h, V, \Omega)\| = 0, \quad m, n = 1, 2, \dots, 9. \quad (3.18)$$

(3.18)denklemi; $\Omega = 0$ olduğu durumda $\mathbf{n} \left\{ hs_1 / \sqrt{(hs_1)^2 + (hs_3)^2}, hs_3 / \sqrt{(hs_1)^2 + (hs_3)^2} \right\}$

birim vektörü doğrultusunda yayılması muhtemel olan tüm yakın yüzey subsonic dalgalarının dağılım (dispersiyon) denklemine denk gelmektedir. Bu ifade aşağıdaki eşitlik ile betimlenmektedir:

$$\det \|\alpha_{nm}(s_1 h, s_3 h, V, \Omega)\|_{\Omega=0} = 0 \quad (3.19)$$

(3.19) denklemi yukarıda değinilen dalgaların ve $V = V(s_1 h, s_3 h)$ ilişkisinin hesaplandığı dispersiyon denklemidir. Aynı zamanda $\Omega = \Omega(s_1 h, s_3 h)$ ilişkisinin hesaplandığı

$$\det \|\alpha_{nm}(s_1 h, s_3 h, V, \Omega)\|_{V=0} = 0 \quad (3.20)$$

bu eşitlik sözü edilen dalgaların dispersiyon diyagramıdır.

Buna rağmen, (3.18) denkleminde belirlenen $V = V(s_1 h, s_3 h, \Omega)$ veya $\Omega = \Omega(s_1 h, s_3 h, V)$ bağıntılarının herhangi bir gerçek anlamı yoktur. Ayrıca problem durumuna göre $V = V(s_1 h, s_3 h)$ ve $\Omega = \Omega(s_1 h, s_3 h)$ bağıntıları (3.19) ve (3.20) denklemlerinde olduğu gibi $s_1 h = 0$ ve $s_3 h = 0$ a göre simetriktir. Bununla birlikte (3.18) denklemi, $V = V(s_1 h, s_3 h, \Omega)$ ve $\Omega = \Omega(s_1 h, s_3 h, V)$ bağıntıları, sadece $s_3 h = 0$ a göre

simetriktir, $s_1 h = 0$ a göre olması beklenen bu simetri (3.13) denkleminde ifade edilen $2\Omega V_{s_1}$ terimi ile bozulmaktadır.

Sonuç olarak ele alınan durumda, $s_1 h$ ve $s_3 h$ a göre (3.18) denkleminin köklerinin mertebesi, aynı zamanda (3.16) denklemindeki integrandın tekillik mertebesiyle çakışmaktadır. $0 \leq r_1 < 1$ ve $0 \leq r_2 < 1$ aynı anda sağlandığı durumlarda, (3.16) integrali bildiğimiz algoritmalar ile hesaplanabilir. $r_1 = 1$ veya $r_2 = 1$ durumlarının aynı anda veya ayrı ayrı sağlandığı durumlarda, (3.16) integrali Cauchy prensibi uygulanarak hesaplanır. Fakat $r_1 > 1$ veya $r_2 > 1$ durumlarından biri söz konusu olduğunda (3.16) integralinin bir anlamı yoktur ve bu duruma karşılık gelen hız veya frekansa, hareketli yükün belirli rezonans frekansı veya belirli frekansındaki hızı için kritik hız olarak adlandırılır. Not edilmelidir ki sadece rezonans frekansı altında değil ayrıca kritik hız altında da rezonans davranışı ortaya çıkar.

Yukarıda belirtilen mertebelere yani r_1 ve r_3 'ün farklı durumlarına göre hesaplamalar aşağıda belirtilen şekilde yapılacaktır. Burada anlatımı kolaylaştırmak için problem üç durumda ele alınacaktır. $V > 0$ ve $\Omega = 0$ hali durum 1, $V = 0$ ve $\Omega > 0$ hali durum 2, $V > 0$ ve $\Omega > 0$ hali ise durum 3 olarak adlandırılacaktır. Durum 1 deki $V = V(s_1 h, s_3 h)$ ilişkisini (3.19) denkleminde, durum 2 deki $\Omega = \Omega(s_1 h, s_3 h)$ ilişkisini (3.20) denkleminde, durum 3 teki $V = V(s_1 h, s_3 h, \Omega)$ veya $\Omega = \Omega(s_1 h, s_3 h, V)$ ilişkilerini (3.18) denkleminde elde ederiz..

Bu tespitlere göre kritik hız aşağıdaki durumlara karşılık gelir:

$$\text{belirli } s_3 h \text{ değerleri için } \frac{\partial V}{\partial (s_1 h)} = 0 \text{ veya belirli } s_1 h \text{ değerleri için } \frac{\partial V}{\partial (s_3 h)} = 0, \quad (3.21)$$

rezonans frekansı ise aşağıdaki duruma karşılık gelir:

$$\text{belirli } s_3 h \text{ değerleri için } \frac{\partial \Omega}{\partial (s_1 h)} = 0 \text{ veya belirli } s_1 h \text{ değerleri için } \frac{\partial \Omega}{\partial (s_3 h)} = 0, \quad (3.22)$$

Buna göre durum 1 ve 3 de kritik hız (V_{cr}) (3.21) kriterinden belirlenebilir. Durum 2 de rezonans frekansı (Ω_{res}) (3.22) kriteri ile belirlenebilir.

Bu konuda yapılan başlıca çalışmalar Achenbach vd. (1967), Akbarov ve İlhan (2008, 2009), Akbarov vd. (2007), Akbarov ve Salmanova (2009), Babich vd. (1986, 1988, 2008a, 2008b) makaleleriyle yapılmıştır. Bu çalışmalar örtü tabakasının yarı uzaydan daha sert olması durumunda (3.21) de belirtilen ilişkinin gerçekleştiğini, aksi halde (3.21) ilişkisinin gerçekleşmediğini göstermektedir, yani böylesi sistemlerde kritik hızın oluşmadığını göstermektedir. Ayrıca belirtmek gerekirken Dieterman ve Metrikine (1997) ve Metrikine ve Vrouwenvelder (2000) çalışmalarında kritik hızı faz ve grup hızlarının birbirlerine eşit olması sağlayan hız olarak tanımlarlar. Akbarov ve Salmanova (2009) çalışmasında kritik hızla ilgili belirtilen tanımlamanın (3.21) ilişkiyle uyumlu olduğu göstermiştir.

Ayrıca Akbarov (2006a, 2006b, 2006c), Akbarov ve Güler (2005, 2007), Akbarov and İlhan (2010), Akbarov vd. (2005), Emiroğlu vd. (2009) çalışmaları durum 2 de örtü tabakası ve yarı uzaydan oluşan sistemlerde rezonans frekansının oluşmadığını göstermişlerdir. Buna rağmen Akbarov (2006d) ve Akbarov et al (2005) çalışmalarına göre durum 2 için sert örtü tabakası + yumuşak alt tabaka + rijid yarı uzaydan oluşan sistemlerde rezonans frekanslarının ortaya çıktığı görülmüştür.

Çalışmanın bundan sonraki kısmında $\alpha_{nm}(s_1h, s_3h, V, \Omega)$ matrisinin elde edilmesi anlatılacaktır.

3.1 Gerilmelerin ve Yer Değiştirmelerin Hesaplanması

(3.4) denklemlerine fourier dönüşümü uygulanırsa, yer değiştirme denklemlerinin Fourier dönüşmüş halleri izleyen şekilde elde edilir.

$$u_{1F} = is_1\phi_F + \frac{d\psi_{3F}}{dx_2} - is_3\psi_{2F} \quad (3.23)$$

$$u_{2F} = \frac{d\phi_F}{dx_2} + is_3\psi_{1F} - is_1\psi_{3F} \quad (3.24)$$

$$u_{3F} = is_3\phi_F + is_1\psi_{2F} - \frac{d\psi_{1F}}{dx_2} \quad (3.25)$$

Hareket ve bünye bağıntılarında elde edilen gerilme ve şekil değiştirme bağıntılarına fourier dönüşümü uygulanır, (3.23), (3.24) ve (3.25) denklemleri bu denklem

takımlarında yerine konulursa şekil değiştirme ve gerilme denklemlerinin Fourier dönüşmüş halleri aşağıdaki gibi elde edilir.

$$\varepsilon_{11}^{(m)} = \frac{\partial u_1^{(m)}}{\partial x_1}, \quad \varepsilon_{11F} = is_1 u_{1F}, \quad \varepsilon_{11F} = -s_1^2 \phi_F + is_1 \frac{d\psi_{3F}}{dx_2} + s_1 s_3 \psi_{2F} \quad (3.26)$$

$$\varepsilon_{22}^{(m)} = \frac{\partial u_2^{(m)}}{\partial x_2}, \quad \varepsilon_{22F} = \frac{du_{2F}}{dx_2}, \quad \varepsilon_{22F} = \frac{d}{dx_2} \left(\frac{d\phi_F}{dx_2} + is_3 \psi_{1F} - is_1 \psi_{3F} \right) \quad (3.27)$$

$$\varepsilon_{33}^{(m)} = \frac{\partial u_3^{(m)}}{\partial x_3}, \quad \varepsilon_{33F} = is_3 u_{3F}, \quad \varepsilon_{33F} = -s_3^2 \phi_F - s_1 s_3 \psi_{2F} - is_3 \frac{d\psi_{1F}}{dx_2} \quad (3.28)$$

$$\varepsilon_{12}^{(m)} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_1^{(m)}}{\partial x_2} + \frac{\partial u_2^{(m)}}{\partial x_1} \right), \quad \varepsilon_{12F}^{(m)} = \frac{1}{2} \left(\frac{du_{1F}^{(m)}}{dx_2} + is_1 u_{2F}^{(m)} \right)$$

$$\varepsilon_{12F}^{(m)} = \frac{1}{2} \left(\frac{d}{dx_2} (is_1 \phi_F + \frac{d\psi_{3F}}{dx_2} - is_3 \psi_{2F}) - s_1 s_3 \phi_F - s_1^2 \psi_{2F} - is_1 \frac{d\psi_{1F}}{dx_2} \right) \quad (3.29)$$

$$\varepsilon_{23}^{(m)} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_2^{(m)}}{\partial x_3} + \frac{\partial u_3^{(m)}}{\partial x_2} \right), \quad \varepsilon_{23F}^{(m)} = \frac{1}{2} \left(is_3 u_{2F}^{(m)} + \frac{du_{3F}^{(m)}}{dx_2} \right)$$

$$\varepsilon_{23F}^{(m)} = \frac{1}{2} \left(is_3 \frac{d\phi_F}{dx_2} - s_3^2 \psi_{1F} + s_1 s_3 \psi_{3F} + \frac{d}{dx_2} (is_3 \phi_F + is_1 \psi_{2F} - \frac{d\psi_{1F}}{dx_2}) \right) \quad (3.30)$$

$$\varepsilon_{13}^{(m)} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_1^{(m)}}{\partial x_3} + \frac{\partial u_3^{(m)}}{\partial x_1} \right), \quad \varepsilon_{13F}^{(m)} = \frac{1}{2} \left(is_3 u_{1F}^{(m)} + is_1 u_{3F}^{(m)} \right)$$

$$\varepsilon_{13F}^{(m)} = \frac{1}{2} \left(-2s_1 s_3 \phi_F + is_3 \frac{d\psi_{3F}}{dx_2} + (s_3^2 - s_1^2) \psi_{2F} - is_1 \frac{d\psi_{1F}}{dx_2} \right) \quad (3.31)$$

$$\sigma_{11}^{(m)} = \lambda^{(m)} \left[\frac{\partial u_1^{(m)}}{\partial x_1} + \frac{\partial u_2^{(m)}}{\partial x_2} + \frac{\partial u_3^{(m)}}{\partial x_3} \right] + 2\mu^{(m)} \frac{\partial u_1^{(m)}}{\partial x_1},$$

$$\sigma_{11F}^{(m)} = \lambda^{(m)} \left[is_1 u_{1F}^{(m)} + \frac{du_{2F}^{(m)}}{dx_2} + is_3 u_{3F}^{(m)} \right] + 2\mu^{(m)} is_1 u_{1F}^{(m)}$$

$$\begin{aligned}
\sigma_{11F}^{(m)} &= (\lambda^{(m)} + 2\mu^{(m)}) \left[-s_1^2 \phi_F + i s_1 \frac{d\psi_{3F}}{dx_2} + s_1 s_3 \psi_{2F} \right] \\
&+ \lambda^{(m)} \left[\frac{d}{dx_2} \left(\frac{d\phi_F}{dx_2} + i s_3 \psi_{1F} - i s_1 \psi_{3F} \right) \right] \\
&+ \lambda^{(m)} \left[-s_3^2 \phi_F - s_1 s_3 \psi_{2F} - i s_3 \frac{d\psi_{1F}}{dx_2} \right] \\
\sigma_{11F}^{(1)} &= A_1^{(1)} \left(-\lambda^{(1)} (s_1^2 + s_3^2 - (\gamma_1^{(1)})^2) - 2\mu^{(1)} s_1^2 \right) e^{\gamma_1^{(1)} x_2} \\
&+ A_2^{(1)} \left(-\lambda^{(1)} (s_1^2 + s_3^2 - (\gamma_1^{(1)})^2) - 2\mu^{(1)} s_1^2 \right) e^{-\gamma_1^{(1)} x_2} \\
&- B_{11}^{(1)} \frac{i}{\gamma_2^{(1)}} 2\mu^{(1)} s_1^2 s_3 e^{\gamma_2^{(1)} x_2} , \\
&+ B_{21}^{(1)} \frac{i}{\gamma_2^{(1)}} 2\mu^{(1)} s_1^2 s_3 e^{-\gamma_2^{(1)} x_2} \\
&+ B_{13}^{(1)} \left[2i s_1 \mu^{(1)} \gamma_2^{(1)} + 2\mu^{(1)} s_1 s_3^2 \right] e^{\gamma_2^{(1)} x_2} \\
&+ B_{23}^{(1)} \left[-2i s_1 \mu^{(1)} \gamma_2^{(1)} + 2\mu^{(1)} s_1 s_3^2 \right] e^{-\gamma_2^{(1)} x_2} \\
\sigma_{11F}^{(2)} &= A_1^{(2)} \left(-\lambda^{(2)} (s_1^2 + s_3^2 - (\gamma_1^{(2)})^2) - 2\mu^{(2)} s_1^2 \right) e^{\gamma_1^{(2)} x_2} \\
&- B_{11}^{(2)} \frac{i}{\gamma_2^{(2)}} 2\mu^{(2)} s_1^2 s_3 e^{\gamma_2^{(2)} x_2} \\
&+ B_{13}^{(2)} \left[2i s_1 \mu^{(2)} \gamma_2^{(2)} + 2\mu^{(2)} s_1 s_3^2 \right] e^{\gamma_2^{(2)} x_2} \\
\sigma_{22}^{(m)} &= \lambda^{(m)} \left[\frac{\partial u_1^{(m)}}{\partial x_1} + \frac{\partial u_2^{(m)}}{\partial x_2} + \frac{\partial u_3^{(m)}}{\partial x_3} \right] + 2\mu^{(m)} \frac{\partial u_2^{(m)}}{\partial x_2} , \\
\sigma_{22F}^{(m)} &= \lambda^{(m)} \left[i s_1 u_{1F}^{(m)} + \frac{du_{2F}^{(m)}}{dx_2} + i s_3 u_{3F}^{(m)} \right] + 2\mu^{(m)} \frac{du_{2F}^{(m)}}{dx_2} \\
\sigma_{22F}^{(m)} &= \lambda^{(m)} \left[-s_1^2 \phi_F + i s_1 \frac{d\psi_{3F}}{dx_2} + s_1 s_3 \psi_{2F} + \frac{d}{dx_2} \left(\frac{d\phi_F}{dx_2} + i s_3 \psi_{1F} - i s_1 \psi_{3F} \right) \right] \\
&+ \lambda^{(m)} \left[-s_3^2 \phi_F - s_1 s_3 \psi_{2F} - i s_3 \frac{d\psi_{1F}}{dx_2} \right] + 2\mu^{(m)} \frac{d}{dx_2} \left(\frac{d\phi_F}{dx_2} + i s_3 \psi_{1F} - i s_1 \psi_{3F} \right)
\end{aligned} \tag{3.32}$$

$$\begin{aligned}
\sigma_{22}^{(1)} &= A_1^{(1)} \left[-\lambda^{(1)} s_1^2 e^{\gamma_1^{(1)} x_2} - \lambda^{(1)} s_3^2 e^{\gamma_1^{(1)} x_2} + (\lambda^{(1)} + 2\mu^{(1)}) (\gamma_1^{(1)})^2 e^{\gamma_1^{(1)} x_2} \right] \\
&+ A_2^{(1)} \left[-\lambda^{(1)} s_1^2 e^{-\gamma_1^{(1)} x_2} - \lambda^{(1)} s_3^2 e^{-\gamma_1^{(1)} x_2} + (\lambda^{(1)} + 2\mu^{(1)}) (\gamma_1^{(1)})^2 e^{-\gamma_1^{(1)} x_2} \right] \\
&+ B_{11}^{(1)} \left[2\mu^{(1)} i s_3 \gamma_2^{(1)} e^{\gamma_2^{(1)} x_2} \right] - B_{13}^{(1)} \left[2\mu^{(1)} i s_1 \gamma_2^{(1)} e^{\gamma_2^{(1)} x_2} \right] - B_{21}^{(1)} \left[2\mu^{(1)} i s_3 \gamma_2^{(1)} e^{-\gamma_2^{(1)} x_2} \right] \\
&+ B_{23}^{(1)} \left[2\mu^{(1)} i s_1 \gamma_2^{(1)} e^{-\gamma_2^{(1)} x_2} \right] \\
\sigma_{22}^{(2)} &= A_1^{(2)} \left[\lambda^{(2)} s_1^2 e^{\gamma_1^{(2)} x_2} - (\lambda^{(2)} + 2\mu^{(2)}) (\gamma_1^{(2)})^2 e^{\gamma_1^{(2)} x_2} + \lambda^{(2)} s_3^2 e^{\gamma_1^{(2)} x_2} \right] \\
&+ B_{11}^{(2)} \left[-2\mu^{(2)} i s_3 \gamma_2^{(2)} e^{\gamma_2^{(2)} x_2} \right] + B_{13}^{(2)} \left[2\mu^{(2)} i s_1 \gamma_2^{(2)} e^{\gamma_2^{(2)} x_2} \right]
\end{aligned} \tag{3.33}$$

$$\begin{aligned}
\sigma_{33}^{(m)} &= \lambda^{(m)} \left[\frac{\partial u_1^{(m)}}{\partial x_1} + \frac{\partial u_2^{(m)}}{\partial x_2} + \frac{\partial u_3^{(m)}}{\partial x_3} \right] + 2\mu^{(m)} \frac{\partial u_3^{(m)}}{\partial x_3} \\
\sigma_{33F}^{(m)} &= \lambda^{(m)} \left[i s_1 u_{1F}^{(m)} + \frac{du_{2F}^{(m)}}{dx_2} + i s_3 u_{3F}^{(m)} \right] + 2\mu^{(m)} i s_3 u_{3F}^{(m)} \\
\sigma_{33F}^{(m)} &= \lambda^{(m)} \left[-s_1^2 \phi_F + i s_1 \frac{d\psi_{3F}}{dx_2} + s_1 s_3 \psi_{2F} + \frac{d}{dx_2} \left(\frac{d\phi_F}{dx_2} + i s_3 \psi_{1F} - i s_1 \psi_{3F} \right) \right] \\
&+ \lambda^{(m)} \left[-s_3^2 \phi_F - s_1 s_3 \psi_{2F} - i s_3 \frac{d\psi_{1F}}{dx_2} \right] + 2\mu^{(m)} i s_3 (i s_3 \phi_F + i s_1 \psi_{2F} - \frac{d\psi_{1F}}{dx_2}) \\
\sigma_{33F}^{(1)} &= A_1^{(1)} \left[-\lambda^{(1)} s_1^2 e^{\gamma_1^{(1)} x_2} - \lambda^{(1)} s_3^2 e^{\gamma_1^{(1)} x_2} + \lambda^{(1)} (\gamma_1^{(1)})^2 e^{\gamma_1^{(1)} x_2} - 2\mu^{(1)} s_3^2 e^{\gamma_1^{(1)} x_2} \right] \\
&+ A_2^{(1)} \left[-\lambda^{(1)} s_1^2 e^{-\gamma_1^{(1)} x_2} - \lambda^{(1)} s_3^2 e^{-\gamma_1^{(1)} x_2} + \lambda^{(1)} (\gamma_1^{(1)})^2 e^{-\gamma_1^{(1)} x_2} - 2\mu^{(1)} s_3^2 e^{-\gamma_1^{(1)} x_2} \right] \\
&+ B_{11}^{(1)} \left[-2\mu^{(1)} i s_3 \gamma_2^{(1)} e^{\gamma_2^{(1)} x_2} + 2\mu^{(1)} \frac{i}{\gamma_2^{(1)}} s_3 s_1^2 e^{\gamma_2^{(1)} x_2} \right] + B_{13}^{(1)} \left[2\mu^{(1)} \frac{i}{\gamma_2^{(1)}} s_3^2 s_1 e^{\gamma_2^{(1)} x_2} \right] \\
&+ B_{21}^{(1)} \left[2\mu^{(1)} i s_3 \gamma_2^{(1)} e^{-\gamma_2^{(1)} x_2} - 2\mu^{(1)} \frac{i}{\gamma_2^{(1)}} s_3 s_1^2 e^{-\gamma_2^{(1)} x_2} \right] - B_{23}^{(1)} \left[2\mu^{(1)} \frac{i}{\gamma_2^{(1)}} s_3^2 s_1 e^{-\gamma_2^{(1)} x_2} \right] \\
\sigma_{33F}^{(2)} &= A_1^{(2)} \left[-\lambda^{(2)} s_1^2 e^{\gamma_1^{(2)} x_2} - \lambda^{(2)} s_3^2 e^{\gamma_1^{(2)} x_2} + \lambda^{(2)} (\gamma_1^{(2)})^2 e^{\gamma_1^{(2)} x_2} - 2\mu^{(2)} (s_3)^2 e^{\gamma_1^{(2)} x_2} \right] \\
&+ B_{11}^{(2)} \left[-i s_3 \gamma_2^{(2)} 2\mu^{(2)} e^{\gamma_2^{(2)} x_2} + 2\mu^{(2)} \frac{i}{\gamma_2^{(2)}} s_1^2 s_3 e^{\gamma_2^{(2)} x_2} \right] + B_{13}^{(2)} \left[2\mu^{(2)} \frac{i}{\gamma_2^{(2)}} s_1 s_3^2 e^{\gamma_2^{(2)} x_2} \right]
\end{aligned} \tag{3.34}$$

$$\begin{aligned}
\sigma_{12}^{(m)} &= \mu^{(m)} \left(\frac{\partial u_1^{(m)}}{\partial x_2} + \frac{\partial u_2^{(m)}}{\partial x_1} \right), \quad \sigma_{12F}^{(m)} = \mu^{(m)} \left(\frac{du_{1F}^{(m)}}{dx_2} + is_1 u_{2F}^{(m)} \right) \\
\sigma_{12F}^{(m)} &= \mu^{(m)} \left(\frac{d}{dx_2} (is_1 \phi_F + \frac{d\psi_{3F}}{dx_2} - is_3 \psi_{2F}) + is_1 \frac{d\phi_F}{dx_2} - s_1 s_3 \psi_{1F} + s_1^2 \psi_{3F} \right) \\
\sigma_{12}^{(1)} &= A_1^{(1)} \left[2is_1 \gamma_1^{(1)} e^{\gamma_1^{(1)} x_2} \right] - A_2^{(1)} \left[2is_1 \gamma_1^{(1)} e^{-\gamma_1^{(1)} x_2} \right] - B_{11}^{(1)} \left[2s_1 s_3 e^{\gamma_2^{(1)} x_2} \right] \\
&+ B_{13}^{(1)} \left[((\gamma_2^{(1)})^2 + s_1^2 - s_3^2) e^{\gamma_2^{(1)} x_2} \right] - B_{21}^{(1)} \left[2s_1 s_3 e^{\gamma_2^{(1)} x_2} \right] + B_{23}^{(1)} \left[((\gamma_2^{(1)})^2 + s_1^2 - s_3^2) e^{-\gamma_2^{(1)} x_2} \right] \\
\sigma_{12}^{(2)} &= A_1^{(2)} \left[2is_1 \gamma_1^{(2)} e^{\gamma_1^{(2)} x_2} \right] + B_{11}^{(2)} \left[2s_1 s_3 e^{\gamma_2^{(1)} x_2} \right] - B_{13}^{(2)} \left[((\gamma_2^{(2)})^2 + s_1^2 - s_3^2) e^{\gamma_2^{(2)} x_2} \right] \tag{3.35}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\sigma_{13}^{(m)} &= \mu^{(m)} \left(\frac{\partial u_1^{(m)}}{\partial x_3} + \frac{\partial u_3^{(m)}}{\partial x_1} \right), \quad \sigma_{13F}^{(m)} = \mu^{(m)} (is_3 u_{1F}^{(m)} + is_1 u_{3F}^{(m)}) \\
\sigma_{13F}^{(m)} &= \mu^{(m)} \left(-2s_1 s_3 \phi_F + is_3 \frac{d\psi_{3F}}{dx_2} + (s_3^2 - s_1^2) \psi_{2F} - is_1 \frac{d\psi_{1F}}{dx_2} \right) \\
\sigma_{13F}^{(1)} &= A_1^{(1)} \left[-2\mu^{(1)} s_1 s_3 e^{\gamma_1^{(1)} x_2} \right] + A_2^{(1)} \left[-2\mu^{(1)} s_1 s_3 e^{-\gamma_1^{(1)} x_2} \right] \\
&- B_{11}^{(1)} \left[\mu^{(1)} is_1 \gamma_2^{(1)} e^{\gamma_2^{(1)} x_2} + \mu^{(1)} \frac{i}{\gamma_2^{(1)}} s_1 (s_3^2 - s_1^2) e^{\gamma_2^{(1)} x_2} \right] \\
&+ B_{13}^{(1)} \left[\mu^{(1)} is_3 \gamma_2^{(1)} e^{\gamma_2^{(1)} x_2} - \mu^{(1)} \frac{i}{\gamma_2^{(1)}} s_3 (s_3^2 - s_1^2) e^{\gamma_2^{(1)} x_2} \right] \\
&+ B_{21}^{(1)} \left[\mu^{(1)} is_1 \gamma_2^{(1)} e^{-\gamma_2^{(1)} x_2} + \mu^{(1)} \frac{i}{\gamma_2^{(1)}} s_1 (s_3^2 - s_1^2) e^{-\gamma_2^{(1)} x_2} \right] \\
&+ B_{23}^{(1)} \left[-\mu^{(1)} is_3 \gamma_2^{(1)} e^{-\gamma_2^{(1)} x_2} + \mu^{(1)} \frac{i}{\gamma_2^{(1)}} s_3 (s_3^2 - s_1^2) e^{-\gamma_2^{(1)} x_2} \right] \\
\sigma_{13F}^{(2)} &= -A_1^{(2)} \left[2\mu^{(2)} s_1 s_3 e^{\gamma_1^{(2)} x_2} \right] - B_{11}^{(2)} \left[\mu^{(2)} is_1 \gamma_2^{(2)} e^{\gamma_2^{(2)} x_2} \right] \\
&- B_{11}^{(2)} \left[\mu^{(2)} \frac{i}{\gamma_2^{(2)}} s_1 (s_3^2 - s_1^2) e^{\gamma_2^{(2)} x_2} \right] \tag{3.36} \\
&+ B_{13}^{(2)} \left[\mu^{(2)} is_3 \gamma_2^{(2)} e^{\gamma_2^{(2)} x_2} - \mu^{(2)} \frac{i}{\gamma_2^{(2)}} s_3 (s_3^2 - s_1^2) e^{\gamma_2^{(2)} x_2} \right]
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\sigma_{23}^{(m)} &= \mu^{(m)} \left(\frac{\partial u_2^{(m)}}{\partial x_3} + \frac{\partial u_3^{(m)}}{\partial x_2} \right), \quad \sigma_{23F}^{(m)} = \mu^{(m)} \left(is_3 u_{2F}^{(m)} + \frac{du_{3F}^{(m)}}{dx_2} \right) \\
\sigma_{23F}^{(m)} &= \mu^{(m)} \left(is_3 \frac{d\phi_F}{dx_2} - s_3^2 \psi_{1F} + s_1 s_3 \psi_{3F} + \frac{d}{dx_2} (is_3 \phi_F + is_1 \psi_{2F} - \frac{d\psi_{1F}}{dx_2}) \right) \\
\sigma_{23}^{(1)} &= A_1^{(1)} \left[2is_3 \mu^{(1)} \gamma_1^{(1)} e^{\gamma_1^{(1)} x_2} \right] - A_2^{(1)} \left[2is_3 \mu^{(1)} \gamma_1^{(1)} e^{-\gamma_1^{(1)} x_2} \right] \\
&\quad - B_{11}^{(1)} \left[(-s_1^2 + s_3^2 + (\gamma_2^{(1)})^2) \mu^{(1)} e^{\gamma_2^{(1)} x_2} \right] + B_{13}^{(1)} \left[2s_1 s_3 \mu^{(1)} e^{\gamma_2^{(1)} x_2} \right] \\
&\quad - B_{21}^{(1)} \left[(-s_1^2 + s_3^2 + (\gamma_2^{(1)})^2) e^{-\gamma_2^{(1)} x_2} \right] + B_{23}^{(1)} \left[2s_1 s_3 \mu^{(1)} e^{\gamma_2^{(1)} x_2} \right] \\
\sigma_{23}^{(2)} &= -A_1^{(2)} \left[2is_3 \mu^{(2)} \gamma_1^{(2)} e^{\gamma_1^{(2)} x_2} \right] + B_{11}^{(2)} \left[(-s_1^2 + s_3^2 + (\gamma_2^{(2)})^2) \mu^{(2)} e^{\gamma_2^{(2)} x_2} \right] \\
&\quad - B_{13}^{(2)} \left[2s_1 s_3 \mu^{(1)} e^{\gamma_2^{(1)} x_2} \right]
\end{aligned} \tag{3.37}$$

3.2 Sınır ve Temas Koşullarının açık ifadesi

Sınır ve temas koşulları kullanılarak elde edilen cebirsel denklem takımının çözümünden $A_1^{(1)}, A_2^{(1)}, A_1^{(2)}, B_{11}^{(1)}, B_{11}^{(2)}, B_{13}^{(1)}, B_{13}^{(2)}, B_{21}^{(1)}$ ve $B_{23}^{(1)}$ bilinmeyen katsayılarının bulunması sağlanır. Tez kapsamında örtü tabakası ve yarı sonsuz ortam arasındaki düzlemde tam temas koşulu dikkate alınmıştır. Bu durumda temas noktasında alt ve üst tabaka tamamıyla birbirine bağlı ve temas yüzeyinde alt ve üst tabakada birbirine temas eden noktalarda yer değiştirmeler birbirine eşit olmaktadır. Cebirsel denklem takımını oluşturan sınır ve temas koşulları aşağıda verilmiştir.

$$\begin{aligned}
\sigma_{22}^{(1)} \Big|_{x_2=0} &= P_0; \\
\sigma_{12}^{(1)} \Big|_{x_2=0} &= 0; \\
\sigma_{32}^{(1)} \Big|_{x_2=0} &= 0; \\
\sigma_{22}^{(1)} \Big|_{x_2=-h} - \sigma_{22}^{(2)} \Big|_{x_2=-h} &= 0; \\
\sigma_{12}^{(1)} \Big|_{x_2=-h} - \sigma_{12}^{(2)} \Big|_{x_2=-h} &= 0; \\
\sigma_{32}^{(1)} \Big|_{x_2=-h} - \sigma_{32}^{(2)} \Big|_{x_2=-h} &= 0; \\
u_1^{(1)} \Big|_{x_2=-h} - u_1^{(2)} \Big|_{x_2=-h} &= 0; \\
u_2^{(1)} \Big|_{x_2=-h} - u_2^{(2)} \Big|_{x_2=-h} &= 0; \\
u_3^{(1)} \Big|_{x_2=-h} - u_3^{(2)} \Big|_{x_2=-h} &= 0;
\end{aligned} \tag{3.38}$$

$$\begin{aligned}
\sigma_{22}^{(1)} \Big|_{x_2=0} &= P_0; \\
\sigma_{22_F}^{(1)} \Big|_{x_2=0} &= \\
&+ A_1^{(1)} \left[-\lambda^{(1)} s_1^2 - \lambda^{(1)} s_3^2 + (\lambda^{(1)} + 2\mu^{(1)})(\gamma_1^{(1)})^2 \right] e^{\gamma_1^{(1)} x_2} \\
&+ A_2^{(1)} \left[-\lambda^{(1)} s_1^2 - \lambda^{(1)} s_3^2 + (\lambda^{(1)} + 2\mu^{(1)})(\gamma_1^{(1)})^2 \right] e^{-\gamma_1^{(1)} x_2} \\
&+ A_1^{(2)}.0 \\
&+ B_{11}^{(1)} \left[2\mu^{(1)} i s_3 \gamma_2^{(1)} \right] e^{\gamma_2^{(1)} x_2} \\
&+ B_{11}^{(2)}.0 \\
&+ B_{13}^{(1)} \left[-2\mu^{(1)} i s_1 \gamma_2^{(1)} \right] e^{\gamma_2^{(1)} x_2} \\
&+ B_{13}^{(2)}.0 \\
&+ B_{21}^{(1)} \left[-2\mu^{(1)} i s_3 \gamma_2^{(1)} \right] e^{-\gamma_2^{(1)} x_2} \\
&+ B_{23}^{(1)} \left[2\mu^{(1)} i s_1 \gamma_2^{(1)} \right] e^{-\gamma_2^{(1)} x_2} \\
&= P_0
\end{aligned} \tag{3.39}$$

$$\begin{aligned}
& \sigma_{12}^{(1)} \Big|_{x_2=0} = 0; \\
& \sigma_{12_F}^{(1)} \Big|_{x_2=-h} = \\
& +A_1^{(1)} \left[2is_1 \gamma_1^{(1)} \right] e^{\gamma_1^{(1)} x_2} \\
& -A_2^{(1)} \left[2is_1 \gamma_1^{(1)} \right] e^{-\gamma_1^{(1)} x_2} \\
& +A_1^{(2)} .0 \\
& +B_{11}^{(1)} .0 \\
& +B_{11}^{(2)} .0 \\
& +B_{13}^{(1)} \left[((\gamma_2^{(1)})^2 + s_1^2 + s_3^2) \right] e^{\gamma_2^{(1)} x_2} \\
& +B_{13}^{(2)} .0 \\
& +B_{21}^{(1)} .0 \\
& +B_{23}^{(1)} \left[((\gamma_2^{(1)})^2 + s_1^2 + s_3^2) \right] e^{-\gamma_2^{(1)} x_2} = 0
\end{aligned} \tag{3.40}$$

$$\begin{aligned}
& \sigma_{32}^{(1)} \Big|_{x_2=0} = 0; \\
& \sigma_{32_F}^{(1)} \Big|_{x_2=0} = \\
& +A_1^{(1)} \left[2is_3 \gamma_1^{(1)} \right] e^{\gamma_1^{(1)} x_2} \\
& -A_2^{(1)} \left[2is_3 \gamma_1^{(1)} \right] e^{-\gamma_1^{(1)} x_2} \\
& +A_1^{(2)} .0 \\
& -B_{11}^{(1)} \left[s_1^2 + s_3^2 + (\gamma_2^{(1)})^2 \right] e^{\gamma_2^{(1)} x_2} \\
& +B_{11}^{(2)} .0 \\
& +B_{13}^{(1)} .0 \\
& +B_{13}^{(2)} .0 \\
& -B_{21}^{(1)} \left[s_1^2 + s_3^2 + (\gamma_2^{(1)})^2 \right] e^{-\gamma_2^{(1)} x_2} \\
& +B_{23}^{(1)} .0 = 0
\end{aligned} \tag{3.41}$$

$$\begin{aligned}
& \sigma_{22}^{(1)} \Big|_{x_2=-h} - \sigma_{22}^{(2)} \Big|_{x_2=-h} = 0; \\
& \sigma_{22_F}^{(1)} \Big|_{x_2=-h} - \sigma_{22}^{(2)} \Big|_{x_2=-h} = \\
& + A_1^{(1)} \left[-\lambda^{(1)} s_1^2 e^{\gamma_1^{(1)} x_2} - \lambda^{(1)} s_3^2 e^{\gamma_1^{(1)} x_2} + (\lambda^{(1)} + 2\mu^{(1)}) (\gamma_1^{(1)})^2 e^{\gamma_1^{(1)} x_2} \right] \\
& + A_2^{(1)} \left[-\lambda^{(1)} s_1^2 e^{-\gamma_1^{(1)} x_2} - \lambda^{(1)} s_3^2 e^{-\gamma_1^{(1)} x_2} + (\lambda^{(1)} + 2\mu^{(1)}) (\gamma_1^{(1)})^2 e^{-\gamma_1^{(1)} x_2} \right] \\
& + A_1^{(2)} \left[\lambda^{(2)} s_1^2 e^{\gamma_1^{(2)} x_2} - (\lambda^{(2)} + 2\mu^{(2)}) (\gamma_1^{(2)})^2 e^{\gamma_1^{(2)} x_2} + \lambda^{(2)} s_3^2 e^{\gamma_1^{(2)} x_2} \right] \\
& + B_{11}^{(1)} \left[2\mu^{(1)} i s_3 \gamma_2^{(1)} e^{\gamma_2^{(1)} x_2} \right] \\
& + B_{11}^{(2)} \left[-2\mu^{(2)} i s_3 \gamma_2^{(2)} e^{\gamma_2^{(2)} x_2} \right] \\
& - B_{13}^{(1)} \left[2\mu^{(1)} i s_1 \gamma_2^{(1)} e^{\gamma_2^{(1)} x_2} \right] \\
& + B_{13}^{(2)} \left[2\mu^{(2)} i s_1 \gamma_2^{(2)} e^{\gamma_2^{(2)} x_2} \right] \\
& - B_{21}^{(1)} \left[2\mu^{(1)} i s_3 \gamma_2^{(1)} e^{-\gamma_2^{(1)} x_2} \right] \\
& + B_{23}^{(1)} \left[2\mu^{(1)} i s_1 \gamma_2^{(1)} e^{-\gamma_2^{(1)} x_2} \right] = 0
\end{aligned} \tag{3.42}$$

$$\begin{aligned}
& \sigma_{12}^{(1)} \Big|_{x_2=-h} - \sigma_{12}^{(2)} \Big|_{x_2=-h} = 0; \\
& \sigma_{12_F}^{(1)} \Big|_{x_2=-h} - \sigma_{12}^{(2)} \Big|_{x_2=-h} = \\
& + A_1^{(1)} \left[2is_1 \gamma_1^{(1)} e^{\gamma_1^{(1)} x_2} \right] \\
& - A_2^{(1)} \left[2is_1 \gamma_1^{(1)} (s_1, s_3) e^{-\gamma_1^{(1)} x_2} \right] \\
& - A_1^{(2)} \left[2is_1 \gamma_1^{(2)} e^{\gamma_1^{(2)} x_2} \right] \\
& + B_{11}^{(1)}.0 \\
& + B_{11}^{(2)}.0 \\
& + B_{13}^{(1)} \left[((\gamma_2^{(1)})^2 + s_1^2 + s_3^2) e^{\gamma_2^{(1)} x_2} \right] \\
& - B_{13}^{(2)} \left[((\gamma_2^{(2)})^2 + s_1^2 + s_3^2) e^{\gamma_2^{(2)} x_2} \right] \\
& + B_{21}^{(1)}.0 \\
& + B_{23}^{(1)} \left[((\gamma_2^{(1)})^2 + s_1^2 + s_3^2) e^{-\gamma_2^{(1)} x_2} \right] = 0
\end{aligned} \tag{3.43}$$

$$\begin{aligned}
& \sigma_{32}^{(1)} \Big|_{x_2=-h} - \sigma_{32}^{(2)} \Big|_{x_2=-h} = 0; \\
& \sigma_{32_F}^{(1)} \Big|_{x_2=-h} - \sigma_{32}^{(2)} \Big|_{x_2=-h} = \\
& + A_1^{(1)} \left[2is_3 \mu^{(1)} \gamma_1^{(1)} e^{\gamma_1^{(1)} x_2} \right] \\
& - A_2^{(1)} \left[2is_3 \mu^{(1)} \gamma_1^{(1)} e^{-\gamma_1^{(1)} x_2} \right] \\
& - A_1^{(2)} \left[2is_3 \mu^{(2)} \gamma_1^{(2)} e^{\gamma_1^{(2)} x_2} \right] \\
& - B_{11}^{(1)} \left[(s_1^2 + s_3^2 + (\gamma_2^{(1)})^2) \mu^{(1)} e^{\gamma_2^{(1)} x_2} \right] \\
& + B_{11}^{(2)} \left[(s_1^2 + s_3^2 + (\gamma_2^{(2)})^2) \mu^{(2)} e^{\gamma_2^{(2)} x_2} \right] \\
& + B_{13}^{(1)}.0 \\
& + B_{13}^{(2)}.0 \\
& - B_{21}^{(1)} \left[(s_1^2 + s_3^2 + (\gamma_2^{(1)})^2) e^{-\gamma_2^{(1)} x_2} \right] \\
& + B_{23}^{(1)}.0 = 0
\end{aligned} \tag{3.44}$$

$$\begin{aligned}
& u_1^{(1)} \Big|_{x_2=-h} - u_1^{(2)} \Big|_{x_2=-h} = 0; \\
& u_{1_F}^{(1)} \Big|_{x_2=-h} - u_1^{(2)} \Big|_{x_2=-h} = \\
& + A_1^{(1)} \left[i s_1 e^{\gamma_1^{(1)} x_2} \right] \\
& + A_2^{(1)} \left[i s_1 e^{-\gamma_1^{(1)} x_2} \right] \\
& - A_1^{(2)} \left[i s_1 e^{\gamma_1^{(2)} x_2} \right] \\
& + B_{11}^{(1)} \left[\frac{s_1 s_3}{\gamma_2^{(1)}} e^{\gamma_2^{(1)} x_2} \right] \\
& - B_{11}^{(2)} \left[\frac{s_1 s_3}{\gamma_2^{(2)}} e^{\gamma_2^{(2)} x_2} \right] \\
& + B_{13}^{(1)} \left[\left(\gamma_2^{(1)} + \frac{s_3^2}{\gamma_2^{(1)}} \right) e^{\gamma_2^{(1)} x_2} \right] \\
& - B_{13}^{(2)} \left[\left(\gamma_2^{(2)} + \frac{s_3^2}{\gamma_2^{(2)}} \right) e^{\gamma_2^{(2)} x_2} \right] \\
& - B_{21}^{(1)} \left[\frac{s_1 s_3}{\gamma_2^{(1)}} e^{-\gamma_2^{(1)} x_2} \right] \\
& - B_{23}^{(1)} \left[\left(\gamma_2^{(1)} + \frac{s_3^2}{\gamma_2^{(1)}} \right) e^{-\gamma_2^{(1)} x_2} \right] = 0
\end{aligned} \tag{3.45}$$

$$\begin{aligned}
& u_2^{(1)} \Big|_{x_2=-h} - u_2^{(2)} \Big|_{x_2=-h} = 0; \\
& u_{2f}^{(1)} \Big|_{x_2=-h} - u_2^{(2)} \Big|_{x_2=-h} = \\
& +A_1^{(1)} \left[\gamma_1^{(1)} e^{\gamma_1^{(1)} x_2} \right] \\
& -A_2^{(1)} \left[\gamma_1^{(1)} e^{-\gamma_1^{(1)} x_2} \right] \\
& -A_1^{(2)} \left[\gamma_1^{(2)} e^{\gamma_1^{(2)} x_2} \right] \\
& +B_{11}^{(1)} \left[i s_3 e^{\gamma_2^{(1)} x_2} \right] \\
& -B_{11}^{(2)} \left[i s_3 e^{\gamma_2^{(2)} x_2} \right] \\
& -B_{13}^{(1)} \left[i s_1 e^{\gamma_2^{(1)} x_2} \right] \\
& +B_{13}^{(2)} \left[i s_1 e^{\gamma_2^{(2)} x_2} \right] \\
& +B_{21}^{(1)} \left[i s_3 e^{-\gamma_2^{(1)} x_2} \right] \\
& -B_{23}^{(1)} \left[i s_1 e^{-\gamma_2^{(1)} x_2} \right] = 0
\end{aligned} \tag{3.46}$$

$$\begin{aligned}
& u_3^{(1)} \Big|_{x_2=-h} - u_3^{(2)} \Big|_{x_2=-h} = 0; \\
& u_{3F}^{(1)} \Big|_{x_2=-h} - u_3^{(2)} \Big|_{x_2=-h} = \\
& +A_1^{(1)} \left[is_3 e^{\gamma_1^{(1)} x_2} \right] \\
& -A_1^{(2)} \left[is_3 e^{\gamma_1^{(2)} x_2} \right] \\
& +A_2^{(1)} \left[is_3 e^{-\gamma_1^{(1)} x_2} \right] \\
& -B_{11}^{(1)} \left[\left(\gamma_2^{(1)} + \frac{s_1^2}{\gamma_2^{(1)}} \right) e^{\gamma_2^{(1)} x_2} \right] \\
& +B_{11}^{(2)} \left[\left(\gamma_2^{(2)} + \frac{s_1^2}{\gamma_2^{(2)}} \right) e^{\gamma_2^{(2)} x_2} \right] \\
& -B_{13}^{(1)} \left[\frac{s_1 s_3}{\gamma_2^{(1)}} e^{\gamma_2^{(1)} x_2} \right] \\
& +B_{13}^{(2)} \left[\frac{s_1 s_3}{\gamma_2^{(2)}} e^{\gamma_2^{(2)} x_2} \right] \\
& +B_{21}^{(1)} \left[\left(\gamma_2^{(1)} + \frac{s_1^2}{\gamma_2^{(1)}} \right) e^{-\gamma_2^{(1)} x_2} \right] \\
& +B_{23}^{(1)} \left[\frac{s_1 s_3}{\gamma_2^{(1)}} e^{-\gamma_2^{(1)} x_2} \right] = 0
\end{aligned} \tag{3.47}$$

3.3 Sayısal Ters Fourier İntegral Dönüşümü

$A_1^{(1)}, A_2^{(1)}, A_1^{(2)}, B_{11}^{(1)}, B_{11}^{(2)}, B_{13}^{(1)}, B_{13}^{(2)}, B_{21}^{(1)}$ ve $B_{23}^{(1)}$ bilinmeyen katsayıları bulunduğundan sonra elde edilen cebirsel denklemlere ters Fourier integral dönüşümü uygulanarak probleme ait bilinmeyenler bulunabilir.

(3.16) denklemindeki iki boyutlu ters Fourier interal dönüşümü kullanarak gerçek yer değiştirmeler ve gerilmeler incelenen sistem için hesaplanır.

Problem parametrelerinde $\Omega = 0$ olması durumunda veya $V = 0$ (Akbarov vd. 2005) olması durumunda (3.16) integrali hesaplanırken s_1 ve s_3 terimlerine göre simetri ve anti-simetri özellikleri kullanılabilir. Ancak dış yükün hareketli ve aynı anda zamana göre harmonik değişmesi durumunda (3.13) denlemindeki $2V^{(m)}\Omega^{(m)}s_1$ terimi s_1 'e göre simetri veya anti-simetri özelliğini bozmaktadır. Bu durumda (3.16) integrali izleyen şekilde hesaplanır:

İntegral işleminin yapılabilmesi için öncelikle aşağıdaki notasyon ele alınsın.

$$\varphi(x_1, x_2, x_3) = f(x_1, x_2, x_3), \varphi_{13F}(s_1, x_2, s_3) = f_F(s_1, x_2, s_3),$$

$$\varphi_{1F}(s_1, x_2, x_3) = \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi_{13F}(s_1, x_2, s_3) e^{i(s_3 x_1)} ds_3 \quad (3.48)$$

$\varphi_{13F}(s_1, x_2, s_3)$ fonksiyonu eğer çift fonksiyon ise $(\sigma_{2213F}^{(m)}; \sigma_{1113F}^{(m)}; \sigma_{3213F}^{(m)}; u_{213F}^{(m)}; u_{313F}^{(m)})$

(3.16) integrali simetri özelliği kullanılarak izleyen şekilde hesaplanır.

$$\begin{aligned} \varphi_c(x_1, x_2, x_3) &= \frac{1}{2\pi^2} \int_{-S_1^*}^{+S_1^*} \left[\int_0^{+S_3^*} \varphi_{13F}^{(m)}(s_1, x_2, s_3) \cos(s_3 x_3) ds_3 \right] \cos(s_1 x_1) ds_1 \\ \varphi_s(x_1, x_2, x_3) &= \frac{i}{2\pi^2} \int_{-S_1^*}^{+S_1^*} \left[\int_0^{+S_3^*} \varphi_{13F}^{(m)}(s_1, x_2, s_3) \cos(s_3 x_3) ds_3 \right] \sin(s_1 x_1) ds_1 \end{aligned} \quad (3.49)$$

$\varphi_{13F}(s_1, x_2, s_3)$ fonksiyonu eğer tek fonksiyon ise $(\sigma_{1213F}^{(m)}; u_{113F}^{(m)})$ (3.16) integrali anti-simetri özelliği kullanılarak izleyen şekilde hesaplanır.

$$\begin{aligned} \varphi_c(x_1, x_2, x_3) &= \frac{1}{2\pi^2} \int_{-S_1^*}^{+S_1^*} \left[i \int_0^{+S_3^*} \varphi_{13F}^{(m)}(s_1, x_2, s_3) \sin(s_3 x_3) ds_3 \right] \cos(s_1 x_1) ds_1 \\ \varphi_s(x_1, x_2, x_3) &= \frac{i}{2\pi^2} \int_{-S_1^*}^{+S_1^*} \left[i \int_0^{+S_3^*} \varphi_{13F}^{(m)}(s_1, x_2, s_3) \sin(s_3 x_3) ds_3 \right] \sin(s_1 x_1) ds_1 \end{aligned} \quad (3.50)$$

(3.49) ve (3.50) integrallerindeki S_1^* ve S_3^* değerleri ters Fourier integral dönüşümündeki yakınsama kriterlerine göre belirlenir.

Aynı zamanda gerilme ve yer değiştirmeler için aşağıdaki notasyon da kullanılabilir.

$$\begin{aligned} \{u_k^{(m)}; \sigma_{k2}^{(m)}\} &= \{u_{kc}^{(m)}; \sigma_{k2c}^{(m)}\} + i \{u_{ks}^{(m)}; \sigma_{k2s}^{(m)}\} \\ \{u_3^{(m)}; \sigma_{32}^{(m)}\} &= i \{u_{3c}^{(m)}; \sigma_{32c}^{(m)}\} - \{u_{3s}^{(m)}; \sigma_{32s}^{(m)}\} \end{aligned} \quad (3.51)$$

burada

$$\begin{aligned} \{u_{jc}^{(m)}; \sigma_{j2c}^{(m)}\} &= \int_{-S_{1*}}^{+S_{1*}} \{u_{j1F}^{(m)}; \sigma_{j21F}^{(m)}\} \cos(s_1 x_1) ds_1 \\ \{u_{js}^{(m)}; \sigma_{j2s}^{(m)}\} &= \int_{-S_{1*}}^{+S_{1*}} \{u_{j1F}^{(m)}; \sigma_{j21F}^{(m)}\} \sin(s_1 x_1) ds_1 \end{aligned} \quad (3.52)$$

olmaktadır. Böylece (3.51) ve (3.52) notasyonu kullanılarak kompleks yer değiştirme ($u_j^{(m)}$) ve kompleks gerilmelere ($\sigma_{j2}^{(m)}$) ait aşağıdaki ifadeler yazılabilir

$$\left\{ \sigma_{22}^{(m)}; \sigma_{32}^{(m)}; u_2^{(m)}; u_3^{(m)} \right\} = \left\{ \left| \sigma_{22}^{(m)} \right| e^{i\alpha_{22}^{(m)}}; \left| \sigma_{32}^{(m)} \right| e^{i\alpha_{32}^{(m)}}; \left| u_2^{(m)} \right| e^{i\alpha_2^{(m)}}; \left| u_3^{(m)} \right| e^{i\alpha_3^{(m)}} \right\} \quad (3.53)$$

$$\left\{ \sigma_{12}^{(m)}; u_1^{(m)} \right\} = \left\{ i \left| \sigma_{12}^{(m)} \right| e^{i\alpha_{12}^{(m)}}; i \left| u_1^{(m)} \right| e^{i\alpha_1^{(m)}} \right\}$$

burada

$$\left| \sigma_{j2}^{(m)} \right| = \sqrt{\left(\sigma_{j2c}^{(m)} \right)^2 + \left(\sigma_{j2s}^{(m)} \right)^2}$$

$$\left| u_j^{(m)} \right| = \sqrt{\left(u_{jc}^{(m)} \right)^2 + \left(u_{js}^{(m)} \right)^2} \quad (3.54)$$

$$\tan \alpha_{j2}^{(m)} = \frac{\sigma_{j2s}^{(m)}}{\sigma_{j2c}^{(m)}}, \tan \alpha_j^{(m)} = \frac{u_{js}^{(m)}}{u_{jc}^{(m)}}$$

olmaktadır. Yukarıdaki matematiksel tanımlamalar neticesinde aranan büyüklüklerin gerçek değerleri aşağıdaki tanımlamalarla hesap edilir.

$$\left\{ \sigma_{j2}^{(m)}; u_j^{(m)} \right\} = \text{Re} \left\{ \sigma_{j2}^{(m)} e^{i\omega t}; u_j^{(m)} e^{i\omega t} \right\} \quad (3.55)$$

Buna göre,

$$\sigma_{22}^{(m)} = \left| \sigma_{22}^{(m)} \right| \cos(\alpha_{22}^{(m)} + \omega t), \sigma_{12}^{(m)} = - \left| \sigma_{12}^{(m)} \right| \sin(\alpha_{12}^{(m)} + \omega t), \sigma_{32}^{(m)} = \left| \sigma_{32}^{(m)} \right| \cos(\alpha_{32}^{(m)} + \omega t)$$

$$u_2^{(m)} = \left| u_2^{(m)} \right| \cos(\alpha_2^{(m)} + \omega t), u_3^{(m)} = \left| u_3^{(m)} \right| \cos(\alpha_3^{(m)} + \omega t), u_1^{(m)} = - \left| u_1^{(m)} \right| \sin(\alpha_1^{(m)} + \omega t) \quad (3.56)$$

(3.54) ve (3.55) ifadelerinden $\alpha_{ij}^{(m)}(x_1, x_2)$ ve $\alpha_i^{(m)}(x_1, x_2)$ fonksiyonlarının sinüslerinin

x_2 koordinatına bağlı olmadığı, sonuç olarak sadece x_1 koordinatına göre değiştiği

görölür. Ayrıca (3.54) ve (3.55) ifadelerinden $\alpha_{j2}^{(m)}$ ve $\alpha_j^{(m)}$ fonksiyonlarının x_1 e göre

tek fonksiyon olduğu görölür. Aynı zamanda doğrudan hesaplamayla, aşağıdaki ifadeler ispatlanabilir

$$x_1 > 0 \text{ için } \alpha_{j2}^{(m)}(x_1, x_2) < 0, \alpha_j^{(m)}(x_1, x_2) < 0$$

$$x_1 < 0 \text{ için } \alpha_{j2}^{(m)}(x_1, x_2) > 0, \alpha_j^{(m)}(x_1, x_2) > 0 \quad (3.57)$$

Sabit $x_2 (= x_2^*)$ için aşağıdaki ifade yazılabilir

$$\begin{aligned}\alpha_{j2}^{(m)}(x_1, x_2^*) &= \frac{\partial \alpha_{j2}^{(m)}}{\partial x_1} \bigg|_{x_1=0} x_1 + \alpha_{j2}^{(m)}(x_1, x_2^*) \\ \alpha_j^{(m)}(x_1, x_2^*) &= \frac{\partial \alpha_j^{(m)}}{\partial x_1} \bigg|_{x_1=0} x_1 + \alpha_j^{(m)}(x_1, x_2^*)\end{aligned}\quad (3.58)$$

Önceden yapılan tanımlamalardan ve (3.58) denkleminde aşağıdaki eşitsizlikler elde edilir.

$$k_{j2}^{(m)} = \frac{\partial \alpha_{j2}^{(m)}}{\partial x_1} \bigg|_{x_1=0} < 0, \quad k_j^{(m)} = \frac{\partial \alpha_j^{(m)}}{\partial x_1} \bigg|_{x_1=0} < 0 \quad (3.59)$$

Aşağıdaki tanımlama yapılırsa

$$|k| = \min \left\{ \left| \alpha_{j2}^{(m)} \right|, \left| \alpha_j^{(m)} \right| \right\} \quad (3.60)$$

(3.54),(3.58)-(3.60) denklemlerine göre, (3.56) de verilen ifadeler iki terimim çarpımı olarak yazılabilir. Bunlardan biri $e^{i(kx_1 + \omega t)}$ terimi olmaktadır. Bu ifade Ox_1 doğrultusu boyunca ilerleyen dalganın yayılımını betimleyen ifadenin benzeridir. Not edilmelidir ki "dalga yayılımı" hareketli referans eksenini açısından ele alınabilir. Bu durumda ω açısal frekansıyla ve $|k|$ dalga sayısı ile yayılan dalgada, incelenen nokta hareketli referans eksenini açısından ω açısal frekansıyla titreşim yapar gibi görünmektedir. Bununla birlikte sabit referans ekseninde önceden yapılan tanımlamalar ve açıklamalardan da anlaşılacağı gibi titreşim $\omega = \omega - kV$ açısal frekansıyla olmaktadır. Bunu izleyen ilişki takip eder:

$$e^{i(kx_1 + \omega t)} = e^{i(k(x_1' - Vt) + \omega t)} = e^{i(kx_1' - \omega t)} \Rightarrow \omega = \omega - kV$$

Bu nedenle sabit referans eksenini için (3.57)-(3.59) deki ifade ve eşitsizliklere göre

inceleme yapılan noktadaki $\omega = \omega + |k|V$ ($\omega = \omega - |k|V$) titreşim frekansı

$x_1 > 0$ ($x_1 < 0$) koordinatı ile artmaktadır (azalmaktadır). Bu durum fiziksel olarak

Doppler etkisi olarak bilinir. Sonuç olarak elde edilen sonuçlar ve yapılan yorumlar akustik fiziğin bilinen sonuçlarıyla uyumaktadır ve ele alınan problemin matematiksel modelinin geçerliliğini ispatlamaktadır.

Şimdi (3.52) deki integralin sayısal olarak nasıl hesaplanacağı irdelenecektir. (3.52) denklemindeki belirli integralin hesabı için, ilk olarak $[-S_{1*}, S_{1*}]$ aralığı $[S_{1i}, S_{1i+1}]$, $i = 0, 1, 2, \dots, N$, $S_{10} = -S_{1*}$, $S_{1N} = S_{1*}$ kısa aralıklara bölünür. Burada $(\bigcup_{i=0}^N [S_{1i}, S_{1i+1}] = [-S_{1*}, S_{1*}]$ ve $\bigcap_{i=0}^N [S_{1i}, S_{1i+1}] = \emptyset$) olmaktadır. Sonra belirli integral aşağıdaki hale gelir.

$$\int_{-S_{1*}}^{S_{1*}} \int_0^{S_{3*}} (\bullet) ds_3 ds_1 = \sum_{i=0}^N \int_{S_{1i}}^{S_{1i+1}} \left(\int_0^{S_{3i}} (\bullet) ds_3 \right) ds_1 \quad (3.61)$$

$(\bullet)$ işareti integrandı göstermektedir.

Sonuç olarak (3.52) ve (3.61) denklemlerinden aşağıdaki denklem elde edilir.

$$\int_{-S_{1*}}^{S_{1*}} \int_0^{S_{3*}} (\bullet) ds_3 ds_1 = \sum_{i=0}^N \int_{S_{1i}}^{S_{1i+1}} \varphi_{1F}(s_1, x_2, x_3) ds_1. \quad (3.62)$$

$[S_{1i}, S_{1i+1}]$ aralığındaki (3.62) integralinin hesabı için, Gauss integrasyon algoritması kullanılır. Bunun için $s_1 = s'_{1k}$ noktalarında $\varphi_{1F}(s_1, x_2, x_3)$ fonksiyonunun değerini bilmek gerekir. Böylece (3.61) integralinin hesabı aşağıdaki belirtilen integral hesabına indirgenir.

$$\begin{aligned} \varphi_{1F}(s'_{1k}, x_2, x_3) &= \int_0^{S_{3*}} \varphi_{13F}(s'_{1k}, x_2, s_3) \cos(s_3 x_3) ds_3 \\ \varphi_{1F}(s'_{1k}, x_2, x_3) &= i \int_0^{S_{3*}} \varphi_{13F}(s'_{1k}, x_2, s_3) \sin(s_3 x_3) ds_3 \end{aligned} \quad (3.63)$$

Sayısal araştırmalar göstermiştir ki problem parametrelerinin sabit tutulması durumunda her bir V değeri için, $u_{iF}^{(m)}, \sigma_{ijF}^{(m)}$ lar $s_3 h$ 'in sabit değeri için $s_1 h$ a göre, $s_1 h$ 'in sabit değeri için $s_3 h$ a göre tekil noktalara sahiptir. Aşağıda bu tekil noktaların hesaplanmasına ilişkin ayrıntılar aktarılacaktır.

(3.63) integralinin hesabı ele alınsın. $\varphi_{13F}(s'_{1k}, x_2, s_3)$ fonksiyonu, her seçilen s'_{1k} için tekil noktalara sahiptir ve $[0, S_{3*}]$ aralığındaki tekil noktalarının konumu s'_{1k} ya bağlıdır. Bu noktalar aşağıdaki gibi belirlenmiş olsun

$$-S_{3*} < s_{31}^-(s'_{1k}) < s_{32}^-(s'_{1k}) < \dots < s_{3M^-}^-(s'_{1k}) < 0 <$$

$$s_{31}^+(s'_{1k}) < s_{32}^+(s'_{1k}) < \dots < s_{3M^+}^+(s'_{1k}) < +S_{3*} \quad (3.64)$$

ve bu köklerin mertebelerinin birden büyük olmadığı farz edilsin.

(3.64) deki M^- ve M^+ sayıları esas olarak s'_{1k} değeri ile problem parametrelerine özellikle hareketli yükün hızına ve titreşim frekansına bağlıdır.

(3.64) deki kökler belirlendikten sonra $[-S_{3*}, +S_{3*}]$ integral aralığı aşağıdaki gibi bölünür.

$$\begin{aligned} \int_{-S_{3*}}^{+S_{3*}} (\bullet) ds_3 = & \int_{-S_{3*}}^{s_{31}^-(s'_{1k})-\varepsilon} (\bullet) ds_3 + \int_{s_{31}^-(s'_{1k})+\varepsilon}^{s_{32}^-(s'_{1k})-\varepsilon} (\bullet) ds_3 + \dots + \int_{s_{3M^-}^-(s'_{1k})+\varepsilon}^{s_{31}^+(s'_{1k})-\varepsilon} (\bullet) ds_3 \\ & \int_{s_{31}^+(s'_{1k})+\varepsilon}^{s_{32}^+(s'_{1k})-\varepsilon} (\bullet) ds_3 + \dots + \int_{s_{3M^+}^+(s'_{1k})+\varepsilon}^{+S_{3*}} (\bullet) ds_3. \end{aligned} \quad (3.65)$$

(3.65) integrali Cauchy prensibine göre hesaplanır. Buradaki ε (3.63) integralinin hesabındaki yakınsama kriterlerinden elde edilen küçük bir sayısal değerdir. Her $[s_{3n}^{\pm} + \varepsilon, s_{3n+1}^{\pm} - \varepsilon]$ aralığı Gauss integrasyon algoritması kullanılarak kısa aralıklı belirli sayıda daha fazla bölünebilir. Bu çalışmadaki bütün bu işlemler x_1 , x_2 ve x_3 sabit tutularak MATLAB de hazırlanan bir algoritma kullanılarak hesaplanmıştır.

SAYISAL SONUÇLAR VE ANALİZLER

Bu çalışmada elde edilen sayısal sonuçlar hareketli yükün hızı ve titreşim frekansına bağlı olarak daha önce belirtildiği üzere 3 grup halinde ele alınacaktır. Durum 1 olarak adlandırılan halde $V > 0$, $\Omega = 0$ olmaktadır, durum 2 de $V = 0$, $\Omega > 0$, durum 3 te $V > 0$, $\Omega > 0$ olması halleri ele alınacaktır. Durum 2 ile ilgili sayısal sonuçlar Akbarov vd. (2005) ve Emiroglu vd. (2009) çalışmalarında elde edilmiştir. Bu sebeple bu çalışmada ağırlıklı olarak durum 1 ve durum 3 ile ilgili sonuçlar üzerinde durulacaktır.

4.1 Tekil Yükün Sabit Şiddetle Hareket Etmesi Hali İçin Sayısal Sonuçlar (Durum 1 $V > 0$, $\Omega = 0$)

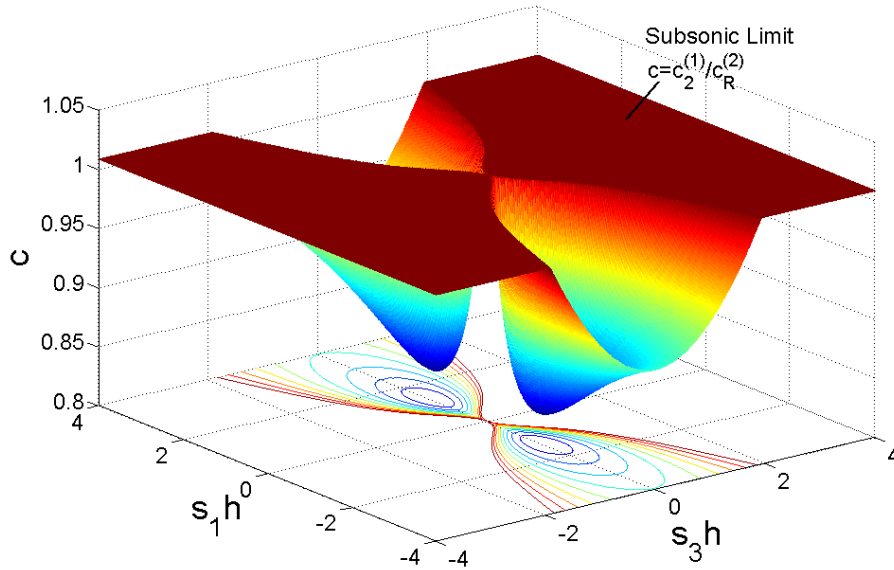
$E^{(1)} > E^{(2)}$, $\rho^{(2)} / \rho^{(1)} = 0.35$, $\nu^{(1)} = \nu^{(2)} = 0.3$ olarak kabul edelim. Boyutsuz hız $c_r = V / c_R^{(2)}$, olarak tanımlanmıştır. Burada $c_R^{(2)}$ yarı uzayın Rayleigh dalga hızıdır. Burada problem parametrelerin sabit değerleri için (3.19) denkleminin çözümünden elde edilen $c = c(s_1 h, s_3 h)$ ilişkisi dikkate alınmıştır. Daha önce belirtildiği üzere, $c < \min(c_2^{(1)} / c_R^{(2)}, c_2^{(2)} / c_R^{(2)})$ subsonik durumu ele alınmıştır. Bu koşullar altında $c = c(s_1 h, s_3 h)$ in yüzey grafiği Şekil 4. 2 de verilmiştir. Bu şekilde beklendiği gibi $\Omega = 0$ olduğu için $s_1 h = 0$ ve $s_3 h = 0$ eksenlerine göre simetriktir. Ayrıca

$$\frac{\partial c}{\partial (s_1 h)} = 0 \text{ ve } \frac{\partial c}{\partial (s_3 h)} = 0 \quad (4.1)$$

türevlerinden elde edilen noktalar $s_3 h = 0$ eskeni üzerinde ortaya çıkmaktadır. $s_3 h = 0$ eksenini üzerindeki kritik hız sistemdeki en küçük değerli kritik hızdır.

$s_3h=0$ noktalarına karşılık gelen kritik hız değerleri, düzlem şekil değiştirme durumundaki (Akbarov ve İlhan (2008, 2009) ve Akbarov vd. (2007)) kritik hız değerleri ile çakışmaktadır. Böylelikle üç boyutlu olarak yapılan bu çalışma ile elde edilen sonuçların doğruluğunu kanıtlamıştır. (4.1) koşuluna göre elde edilen en küçük kritik hız değerleri $c_{cr.min}$ ile gösterilecektir.

(3.21) e göre Şekil 4. 2 deki $c=c(s_1h, s_3h)$ yüzeyinin dışbükey parçasının her bir noktasına göre yani $c_{cr.min} < c < c_2^{(1)} / c_R^{(2)}$ aralığındaki tüm hız değerleri kritik hızdır. Çünkü her sabit s_1h (veya s_3h) için, $s_1h=sbt$ (veya $s_3h=sbt$) düzlemi ve $c=c(s_1h, s_3h)$ yüzeyi arasındaki kesişim, $\frac{\partial c}{\partial (s_3h)}=0$ (veya $\frac{\partial c}{\partial (s_1h)}=0$) noktalarını içeren eğriyi verir. Ancak, düzlem şekil değiştirme durumunda kritik hızdan daha büyük olan c hız değerleri kritik hız olarak değerlendirilmemektedir.



Şekil 4. 2 $c = V / c_R^{(2)} = c(s_1h, s_3h)$ yüzey grafiği $E^{(2)} / E^{(1)} = 0.4$, $\eta_{11}^{(m)} = 0$, $\eta_{33}^{(m)} = 0$, $\rho^{(2)} / \rho^{(1)} = 0.35$, $\nu^{(1)} = \nu^{(2)} = 0.3$

Şimdi ön gerilmenin kritik hızı nasıl etkilediği incelensin. Bu çalışmada $\sigma_{33}^{(m),0}$ ön gerilmesinin kritik hız değerlerini değiştirmedeği yapılan sayısal incelemeler neticesinde

ortaya çıkmıştır. Sadece yükün hareket doğrultusu boyunca etkiyen $\sigma_{11}^{(m),0}$ ön gerilmesi kritik hız değerlerini ve değişim aralığını etkiler. Çizelge 4. 1 $E^{(2)} / E^{(1)}$ oranı ve $\sigma_{11}^{(m),0}$ ön gerilmesinin $c_{cr.\min}$ yani kritik hızın en düşük değerine etkisi Çizelge 4. 1 de gösterilmiştir. Kritik hızın üst sınırı aşağıdaki ifadeyle belirlenmiştir:

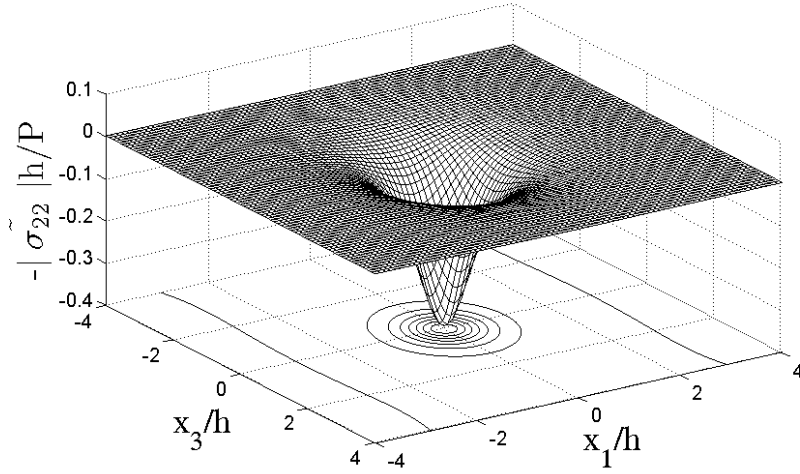
$$c_{cr.\max} = \min \left\{ \frac{c_2^{(1)}}{c_R^{(2)}} \sqrt{1 + \frac{\sigma_{11}^{(1),0}}{\mu^{(1)}}}; \frac{c_2^{(2)}}{c_R^{(2)}} \sqrt{1 + \frac{\sigma_{11}^{(2),0}}{\mu^{(2)}}} \right\} \quad (4.2)$$

Çizelge 4. 1 Çeşitli $E^{(2)} / E^{(1)}$ değerleri için $c_{cr.}$ değerlerine örtü tabakası ve yarı uzaydaki ön gerilmenin etkisi $\rho^{(2)} / \rho^{(1)} = 0.35$, $\nu^{(1)} = \nu^{(2)} = 0.3$

		$E^{(2)} / E^{(1)}$		
		0.4	0.3	0.2
$\frac{\sigma_{11}^{(1),0}}{\mu^{(1)}}$	0.000	0.8256	0.865	0.9096
	0.015	0.8328	0.8734	0.9201
	0.025	0.8377	0.8790	0.9268
	0.075	0.8610	0.9055	0.9587
$\frac{\sigma_{11}^{(2),0}}{\mu^{(2)}}$	-0.025	0.8218	0.8602	0.9036
	-0.015	0.8234	0.8622	0.9061
	0.015	0.8278	0.8678	0.9132
	0.025	0.8292	0.8697	0.9155

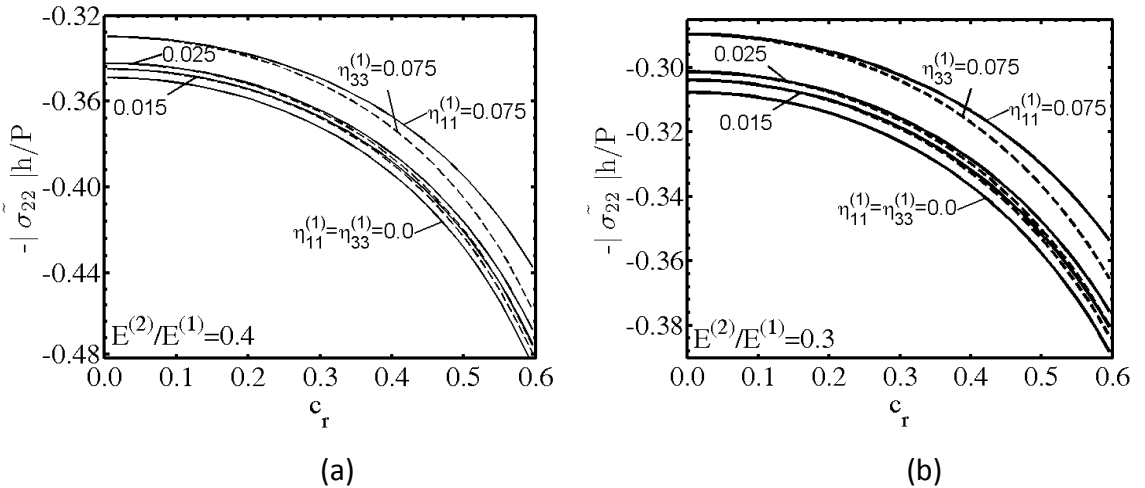
$\eta_{11}^{(m)} = \sigma_{11}^{(m),0} / \mu^{(m)}$ ve $\eta_{33}^{(m)} = \sigma_{33}^{(m),0} / \mu^{(m)}$ tanımlaması yapılarak $\sigma_{22} = \sigma_{22}^{(1)}(x_1, x_2, x_3) \Big|_{x_2=-h}$
 $= \sigma_{22}^{(2)}(x_1, x_2, x_3) \Big|_{x_2=-h}$ normal gerilmesi dağılımı $E^{(2)} / E^{(1)} = 0.4$, $c_r = 0.4$,
 $\eta_{11}^{(m)} = 0$, $\eta_{33}^{(m)} = 0$ alınarak Şekil 4. 3 de incelenmiştir. x_1 / h ve x_3 / h koordinatlarına

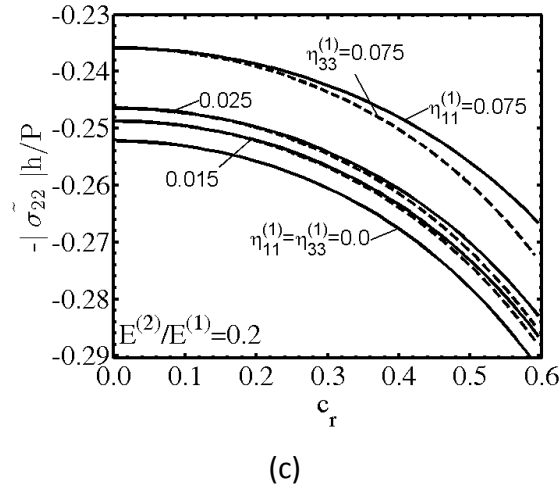
göre verilen bu grafiğe göre $x_1 = x_3 = 0$ noktasında normal gerilme mutlak olarak maksimum değerdedir.



Şekil 4. 3 Ara yüzeyde x_1 / h ve x_3 / h a göre, $\sigma_{22}(x_1, x_3)$ normal gerilmesinin dağılımı
 $\eta_{11}^{(m)} = 0, \eta_{33}^{(m)} = 0, E^{(2)} / E^{(1)} = 0.4, c_r = 0.4, \eta_{11}^{(m)} = \sigma_{11}^{(m),0} / \mu^{(m)}, \eta_{33}^{(m)} = \sigma_{33}^{(m),0} / \mu^{(m)}$

Şekil 4. 4a, b ve c de sırasıyla $E^{(2)} / E^{(1)} = 0.4, 0.3$ ve 0.2 olarak alınarak $\eta_{11}^{(1)}$ ve $\eta_{33}^{(1)}$ ön gerilmelerinin σ_{22} ve c_r dağılımına etkisi incelenmiştir. Bu grafiklerde σ_{22} nin mutlak değerce hareketli yükün hızı ile arttığı görülmektedir. Ayrıca Şekil 4 de elde edilen sonuçlara göre örtü tabakasındaki ön gerilmenin σ_{22} gerilmesi değerlerini azalttığı görülmüştür. Düzlem şekil değiştirme durumunda harekete dik doğrultudaki ön gerilmenin ($\eta_{33}^{(1)}$) etkisi incelemek mümkün olmamaktadır.





Şekil 4. 4 $\eta_{11}^{(1)}$ ve $\eta_{33}^{(1)}$ ün çeşitli değerleri için $\sigma_{22}(0, -h, 0)h/P_0$ normal gerilmesi ve c_r ye bağlı grafikler (a) için $E^{(2)} / E^{(1)} = 0.4$, (b) için $E^{(2)} / E^{(1)} = 0.3$, (c) için $E^{(2)} / E^{(1)} = 0.2$.

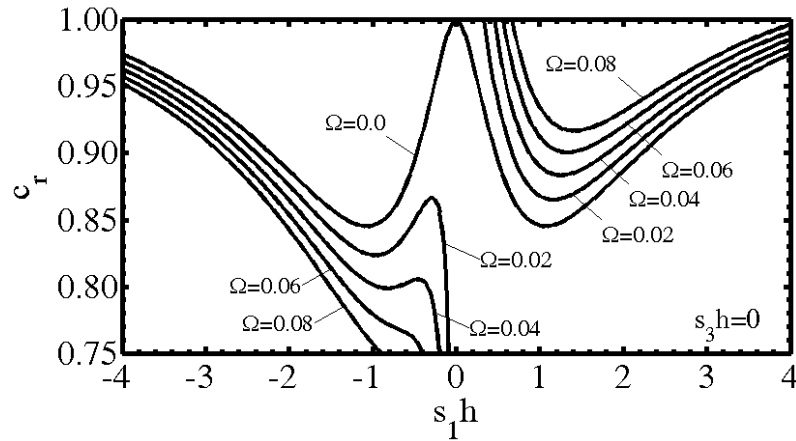
4.2 Hareketli Tekil Yükün Şiddetinin Zamana Göre Harmonik Değişmesi Hali İçin Sayısal Sonuçlar (Durum 3 $V > 0$, $\Omega > 0$)

Daha önce belirtildiği üzere durum 2 ($V = 0$, $\Omega > 0$) ile ilgili sayısal sonuçlar Akbarov vd. (2005) ve Emiroğlu vd. (2009) çalışmalarında elde edilmiştir. Bu sebeple bu durum 2 ye değinmeden durum 3 ($V > 0$, $\Omega > 0$) ile ilgili sonuçlar üzerinde durulacaktır.

Bu bölümde örtü tabakası ve yarı sonsuz uzay için iki malzeme çifti kullanılacaktır Alüminyumun (Al) malzeme özellikleri $\rho_0 = 2700 \text{ kg/m}^3$, $\nu = 0.35$, $c_1 = 6420 \text{ m/s}$, $c_2 = 3110 \text{ m/s}$ ve çeliğin (St) malzeme özellikleri $\rho_0 = 7860 \text{ kg/m}^3$, $\nu = 0.29$, $c_1 = 5890 \text{ m/s}$, $c_2 = 3210 \text{ m/s}$ dir. Burada ki ρ , ν , c_1 and c_2 sırasıyla yoğunluk, Poisson oranı, dilatasyon ve distorsiyon dalga hızıdır.

İlk önce Ω titreşim frekansının kritik hıza etkisi incelenecektir. Bunun için $s_3 h = 0$ iken (3.18) denkleminin çözümünden elde edilen $c = c(s_1 h, \Omega)$ fonksiyonuna ait grafikleri dikkate alalım. Bir önceki bölümde yani $\Omega = 0$ olduğu durumda $c = c(s_1 h)$ bağıntısı incelenirken $s_1 h = 0$ a göre (3.19) denklemi simetriktir. Bu sebeple bu bağıntının sadece $0 \leq s_1 h < +\infty$ aralığında incelenmesi yeterli olmuştu. Ancak $\Omega > 0$ olduğu durumda Doppler etkisi dikkate alındığında ve (3.13) denklemindeki $2\Omega V s_1$ terimi sebebiyle bu simetri bozulmaktadır. Bu sebeple $\Omega > 0$ olması durumunda $c = c(s_1 h, \Omega)$

bağıntısı $-\infty \leq s_1 h < +\infty$ aralığında incelenmelidir. Bu durum Şekil 4. 5 te gösterilmiştir. Bu grafikler farklı Ω değerleri için oluşturulmuştur. $\Omega = 0$ olduğu durumda beklenildiği gibi bu ilişki $s_1 h = 0$ a göre simetriktir. Ancak yukarıda belirtildiği gibi $\Omega > 0$ iken bu simetri bozulmaktadır. Sayısal sonuçlarda minimum kritik hız (c'_{cr} ile gösterilmiştir) değerleri belirli bir Ω değerine kadar (Ω' ile gösterilmiştir.) sol bölgeden yani $s_1 h < 0$ olması durumunda hesaplanmıştır. Belirli Ω değerlerinde sol tarafta c'_{cr} den daha büyük olan kritik hız değerleri (c''_{cr} ile gösterilmiştir) de mevcuttur. Sağ tarafta yani $s_1 h > 0$ iken bulunan kritik hız değerleri (c'''_{cr} ile gösterilmiştir) c''_{cr} değerlerinden daha büyüktür. Şekil 4. 5 te verilen sonuçlara göre hareketli yükün belirli bir titreşim frekansı değerine (Ω') kadar c'_{cr} ve c''_{cr} değerleri Ω ile azalmaktadır. Ancak $\Omega > \Omega'$ iken sol tarafta kritik hız oluşmaz. Başka bir deyişle $dc/d(s_1 h) = 0$ koşulu oluşmaz. Fakat grafiğin sağ kısmında $\Omega > \Omega'$. durumu için c'''_{cr} değerleri hesaplanabilir. Bu durum Ω'' ile gösterilen belirli bir Ω değerine kadar devam eder. Bu andan itibaren problem subsonik sınırların dışına çıkmaktadır.



Şekil 4. 5 Çelik örtü tabakası ve alüminyum yarı sonsuz uzay olması durumunda farklı Ω değerleri için $s_3 h = 0$ da c_r ve $s_1 h$ ilişkisi

Bu çalışmada elde edilen sayısal sonuçlar niteliksel olarak Dieterman ve Metrikine (1997), Metrikine ve Vrouwenvelder (2000), Akbarov ve Salmanova (2009) ve Akbarov ve İlhan (2010) çalışmaları ile uyushmaktadır. Durum 3 te ön gerilmenin kritik hıza etkisi

daha önce incelendiğinden ve arada niceliksel bir farklılık bulunmadığından incelenmeyecektir. Üç boyutlu halde aşağıdaki koşulu sağlayan tüm hızlar kritik hızdır.

$$c'_{cr} < c < \min \left\{ \frac{c_2^{(1)}}{c_R^{(2)}}; \frac{c_2^{(2)}}{c_R^{(2)}} \right\} \text{ for } \Omega < \Omega',$$

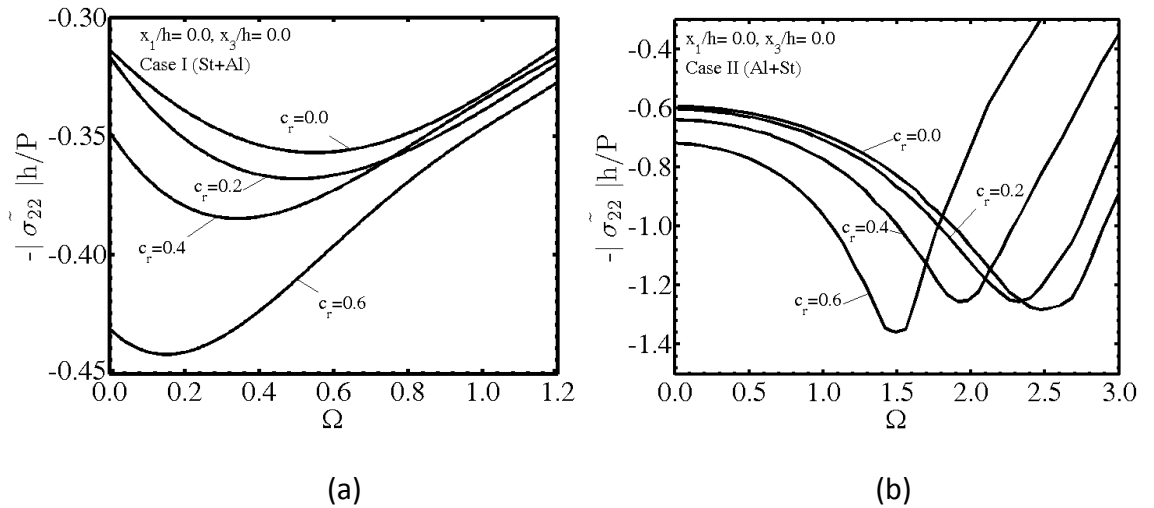
$$c'''_{cr} < c < \min \left\{ \frac{c_2^{(1)}}{c_R^{(2)}}; \frac{c_2^{(2)}}{c_R^{(2)}} \right\} \text{ for } \Omega' < \Omega < \Omega''. \quad (4.3)$$

Kritik hızla ilgili sayısal sonuçlar örtü tabakasının çelik, yarı uzayın Alüminyum olması durumu için elde edilmişti. Örtü tabakasının alüminyum, yarı uzayın çelik olması durumunda yapılan sayısal incelemede kritik hızın oluşmadığı görülmüştür. Bu durum daha değinilen kritik hızın sadece yarı uzayın örtü tabakasından daha rijit olduğu zaman oluştuğu, aksi halde oluşmadığını doğrulamaktadır.

Şimdi yarı uzay ve örtü tabakası arasındaki yüzeyde normal gerilme dağılımı incelenecektir. Bunun için aşağıdaki tanımlama yapılsın

$$\sigma_{22}(x_1, x_3, t) = \sigma_{22}^{(1)}(x_1, x_2 = -h, x_3, t) = \sigma_{22}^{(2)}(x_1, x_2 = -h, x_3, t) \quad (4.4)$$

Hareketli yükün boyutsuz hızı c_r nin değişik değerleri için $x_1 = x_3 = 0$ daki $|\sigma_{22}|$ normal gerilmesinin Ω ya bağlı değişimi incelenecektir. Bu ilişkiye ait grafikler Şekil 4. 6 de verilmiştir.



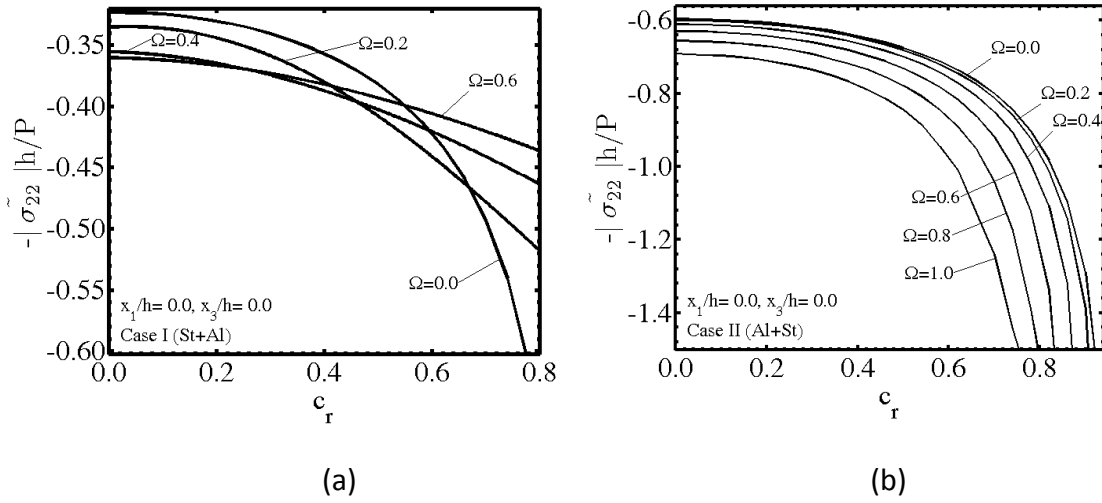
Şekil 4. 6 Çeşitli c_r değerleri için $|\sigma_{22}|$ normal gerilmesinin Ω ya bağımlı değişimi

Şekil 4. 6 a da verilen grafikler örtü tabakası malzemesi çelik yarı uzay malzemesinin alüminyum olması hali için oluşturulmuş, Şekil 4. 6 b de verilen grafilerde örtü tabakası malzemesi alüminyum yarı uzay malzemesinin çelik olarak belirlenmiştir. Bu grafiklerde $c_r = 0$ için çizdirilen ilgili grafikler Emiroglu vd. (2009) da elde edilen sonuçlar ile çakışmaktadır. Bu grafikler incelendiğinde $|\sigma_{22}| - \Omega$ ilişkisinin monotonic olmadığı görülür. Yani hareketli yükün titreşim frekansının belirli değerlerinde (Ω_* ile gösterilecek ve Ω nın rezonans değeri olarak adlandırılacaktır.) $|\sigma_{22}|$ normal gerilmesinin mutlak maksimum değerleri oluşmaktadır. Bu sonuç, Akbarov (2006a, 2006b, 2006c), Akbarov ve Güler (2005, 2007), Akbarov ve İlhan (2008, 2009, 2010) çalışmaları ile niteliksel olarak benzerlik göstermektedir. Ayrıca $|\sigma_{22}|$ ve Ω arasındaki bu monotik olmayan ilişki Lamb (1904), Robertson (1966), Gladwell (1968) in sonuçları ile örtüşmektedir. Bu çalışmalar göre yarı sonsuz ortamın zorlanmış titreşimi bir amotisör, paralel bağlı bir yay ve bir kütleden oluşan sistemin zorlanmış titreşim hareketi ile benzerlik göstermektedir. Şekil 4. 6 a da verilen grafiklerde hareketli-titreşimli yük etkisi altındaki örtülü yarı sonsuz uzayın dinamik davranışı amotisör, paralel bağlı bir yay ve bir kütleden oluşan sistemin zorlanmış titreşim hareketi ile benzerlik göstermektedir.

Şimdi titreşimli yükün hareket hızının söz konusu mekanik system üzerindeki etkileri incelenecektir. Öncelikle takip eden tanımlama yapılır: Ω_{I*} ve Ω_{II*} sırasıyla St+Al ve Al+St malzeme çifti için elde edilen Ω nın rezonans değerini göstermektedir. Şekil 4. 6 Ω_{I*} nın ilgili Ω_{II*} dan daha etkili olduğu görülmektedir, yani $\Omega_{I*} < \Omega_{II*}$ olmaktadır. Bu sonuçlar düzlem şekil değiştirme hali için yapılan Akbarov ve Güler (2007) çalışmaları ile örtüşmektedir. Ayrıca Şekil 4. 6 dan hareketli yükün hızıyla Ω_{I*} ve Ω_{II*} değerlerinin azaldığı görülmektedir. Bu problem uygulamaları açısından büyük bir öneme sahip yeni bir sonuçtur.

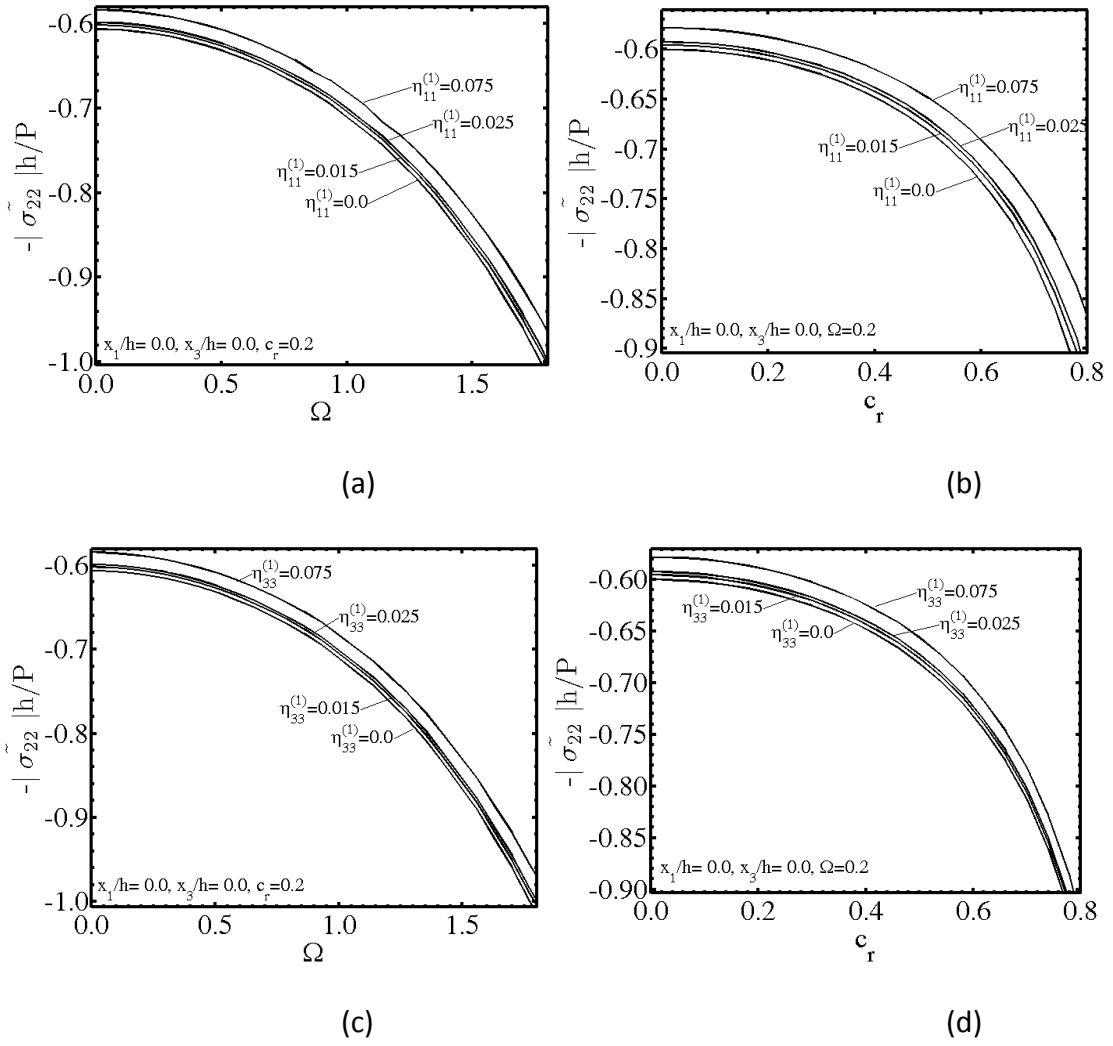
3 boyutlu problemde $c_r = 0$ için Şekil 4. 6 de gösterilen $|\sigma_{22}|$ gerilmeleri düzlem gerilme durumu için Akbarov ve Guler (2007) de elde edilen gerilmelerden mutlak değerlerce daha azdır.

Yükün hareket hızı c_r nin çeşitli Ω değerleri için $|\sigma_{22}|$ normal gerilmesine etkisi Şekil 4. 7 da gösterilmiştir. Bu grafikler $x_1 = 0$, $x_3 = 0$ noktalarında, $\eta_{11}^{(m)} = 0$, $\eta_{33}^{(m)} = 0$ için ve St+Al (Şekil 4. 7 a) ile Al+St (Şekil 4. 7 b) malzeme çifti için oluşturulmuştur. Bu grafiklerden $|\sigma_{22}|$ normal gerilmesinin yükün hareket hızı c_r ile monotonik olarak arttığı görülmektedir.



Şekil 4. 7 Çeşitli Ω değerleri için $|\sigma_{22}|$ normal gerilmesinin c_r ye bağımlı değişimi

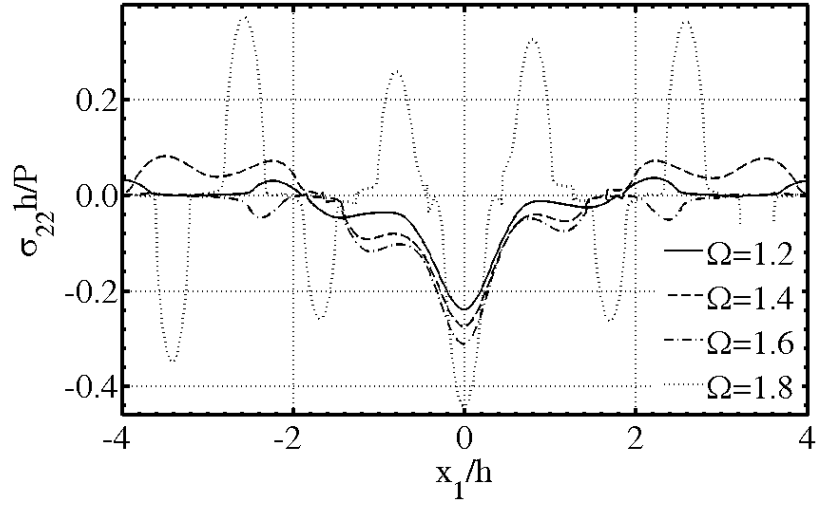
Örtü tabakasına etkiyen ön gerilmenin etkisi Şekil 4. 8 de incelenmiştir. Burada örtü tabakası Al ve yarı uzay St olarak alınmıştır. Şekil 4. 8 a ve b (c ve d) de verilen sonuçlar Ox_1 (Ox_3) doğrultusunda örtü tabakasına $x_1 = 0$, $x_3 = 0$ noktalarında etkiyen $\eta_{11}^{(1)} (> 0)$, $\eta_{33}^{(1)} = 0$ ($\eta_{33}^{(1)} (> 0)$), $\eta_{11}^{(1)} = 0$ ön gerilmesinin $|\sigma_{22}|$ gerilmelerine etkilerini göstermektedir. Mekanik olarak ele alındığında ön gerilmenin $|\sigma_{22}|$ normal gerilmelerini azaltması beklenir, $|\sigma_{22}|$ nin Ω Şekil 4. 8(a, c) ve c_r Şekil 4. 8(b, d) ye bağımlı değişimlerinin gösterildiği grafiklerde bu etki görülmektedir. Bu sonuçlardan ayrıca $|\sigma_{22}|$ değerlerinin $\eta_{11}^{(1)}$ de olduğu gibi $\eta_{33}^{(1)}$ ile de monotonik olarak azaldığı görülmektedir.



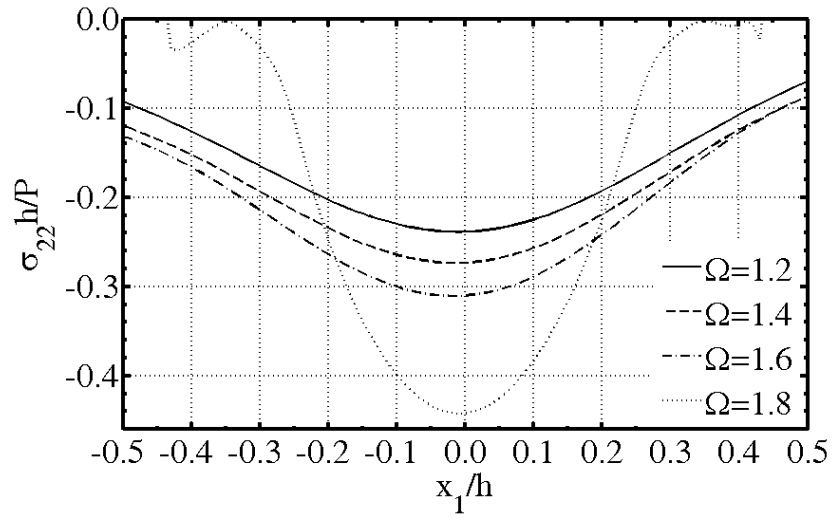
Şekil 4. 8 Örtü tabakasına Ox_1 eksenî yönünde (a, b) ve Ox_3 eksenî yönünde (c, d)

etkiyen ön gerilmenin Al+St malzeme çifti için $\left|\sigma_{22}\right|$ normal gerilme dağılımına etkisi

Şimdi (4.4) de tanımlanan σ_{22} normal gerilmelerinin $x_3=0$ da x_1 koordinatlarına göre dağılımı Şekil 4. 9 de incelenecektir. Burada örtü tabakası malzemesi çelik, yarı uzay malzemesi alüminyum olarak alınmıştır. Ayrıca (3.56) denklemindeki $\omega t = \pi/4$ olarak alınmış, sisteme etki eden ön gerilmenin $\eta_{11}^{(m)} = \eta_{33}^{(m)} = 0$ ($m=1,2$) olduğu kabul edilmiştir. Belirtilen dağılım grafikleri $c=0.6$ iken Ω nın farklı değerleri için oluşturulmuştur. Şekil 4. 9 b de verilen grafikler Şekil 4. 9 a daki grafiklerin daha küçük x_1 aralığındaki büyütülmüş halidir. Bu grafiklerde Doppler etkisinden dolayı simetrisinin bozulduğu görülmektedir.

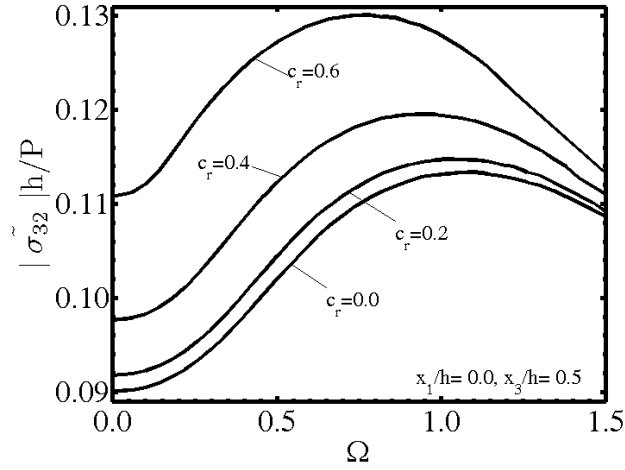


(a)



(b)

Şekil 4. 9 $x_3 = 0$ da σ_{22} (4.4) normal gerilmelerinin x_1 koordinatına göre dağılımı



Şekil 4. 10 Çeşitli c_r değerleri için $|\sigma_{32}|$ normal gerilmesinin Ω ya bağımlı değişimi

Örtü tabakası ve yarı uzayın ara yüzeyindeki düzlemde sadece σ_{22} normal gerilmeleri değil, $\sigma_{12}(x_1, x_3, t) = \sigma_{12}^{(1)}(x_1, x_2 = -h, x_3, t) = \sigma_{12}^{(2)}(x_1, x_2 = -h, x_3, t)$ ve $\sigma_{32}(x_1, x_3, t) = \sigma_{32}^{(1)}(x_1, x_2 = -h, x_3, t) = \sigma_{32}^{(2)}(x_1, x_2 = -h, x_3, t)$ kayma gerilmeleride vardır. Fakat kayma gerilmelerinin mutlak değerce maksimum değerleri, normal gerilmeden kat ve kat daha azdır. Bir örnek olarak Şekil 4. 10 daki $\eta_{11}^{(m)} = 0$ ve $\eta_{33}^{(m)} = 0$ için, $x_1/h = 0$, $x_3/h = 0.5$ de farklı c_r değerleri için $|\sigma_{32}|$ gerilmesinin Ω ya bağımlı değişimi gösterilmiştir. Burada örtü tabakası malzemesi çelik, yarı uzay malzemesi alüminyum olarak alınmıştır. Şekil 4. 10 ve Şekil 4. 6a yı karşılaştırdığımızda normal gerilme kayma gerilmelerinin değerleri arasında yukarıda değinilen farklılık görülmektedir.

Diğer taraftan elde edilen grafiklerde σ_{22} normal gerilmesi için bulunan Ω frekansının “rezonans” değerlerinin $(\Omega_{I^* \sigma_{22}})$ σ_{32} kayma gerilmesi için bulunan rezonans değerlerinden $(\Omega_{I^* \sigma_{32}})$ farklı olduğu yani $\Omega_{I^* \sigma_{32}} > \Omega_{I^* \sigma_{22}}$ olduğu görülmektedir. Bu sonuçlar σ_{22} normal gerilmesi ile diğer gerilmelerin karşılaştırılmalarında da görülmektedir. Böylelikle σ_{22} normal gerilmesinin incelenmesinin nedenli önemli olduğu anlaşılmaktadır.

Şimdi yapılan bu inceleme de diğer gerilmelerin ve yer değiştirmelerin incelenmesiyle detaylandırılacaktır. Bu inceleme iki hal için gerçekleştirilecek ilk önce örtü tabakası Al

ve yarı uzay St olarak alınacak, daha sonra örtü tabakası St ve yarı uzay Al alınarak sayısal örnekler verilecektir.

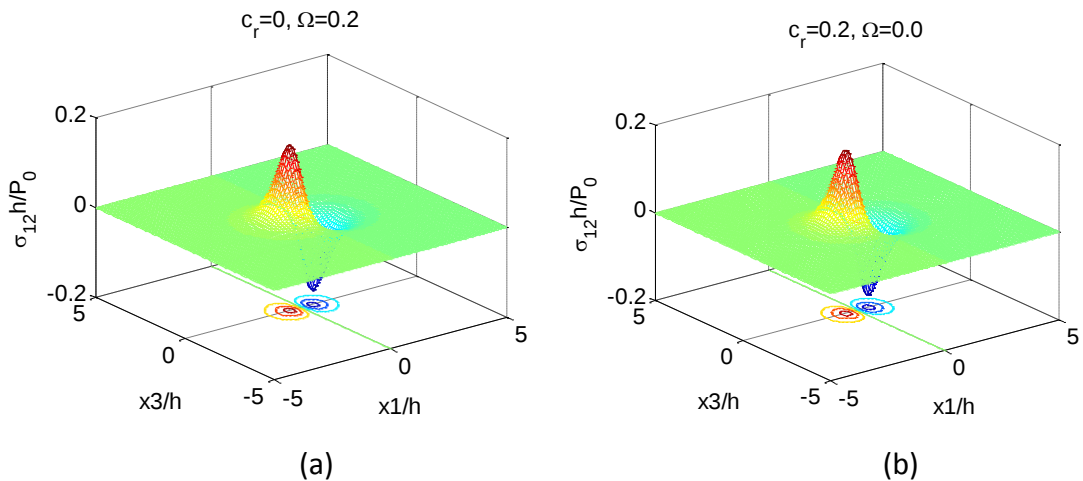
4.2.1 Örtü Tabakası Alüminyum (Al), Yarı Uzay Çelik (St)

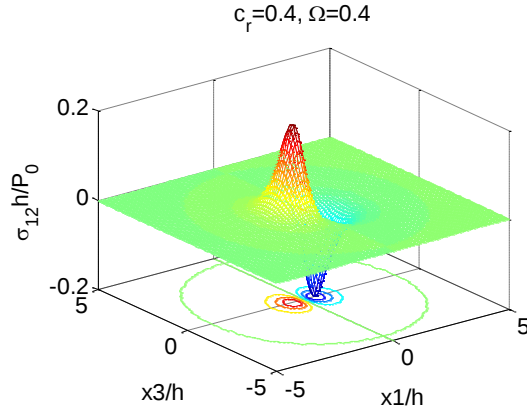
Bu bölümde örtü tabakası alüminyum, yarı uzay ise çelik olarak tanımlanmıştır.

Şekil 4. 11 de $\sigma_{12}h/P_0$ kayma gerilmesinin belirli Ω ve $c_r(=V/c_R^{(2)})$ değerleri için x_1/h ve x_3/h koordinatlarına göre değişim grafikleri elde edilmiştir. Şekil 4. 11a ($c_r=0.0, \Omega=0.2$) ve Şekil 4. 11b ($c_r=0.2, \Omega=0.0$) de bu grafikler $x_3/h=0$ a göre simetrik, $x_1/h=0$ a göre antisimetrik olmaktadır. Ancak Şekil 4. 11c ($c_r=0.4, \Omega=0.4$) de (3.13) denklemindeki $2V^{(m)}\Omega^{(m)}s_1$ terimi nedeniyle $x_1/h=0$ e göre antisimetri bozulmaktadır. Kayma gerilmelerinin maksimum değerini $x_3/h=0$ doğrultusunda ve yaklaşık olarak $x_1/h=0.5$ civarında aldığı görülmektedir.

Şekil 4. 12 de, boyutsuzlaştırılmış hız $c_r(=V/c_R^{(2)})$ (a), $\eta_{11}^{(1)}$ (b) ve $\eta_{33}^{(1)}$ (c) ün belirli değerleri için $\sigma_{12}h/P_0$ kayma gerilmesinin boyutsuzlaştırılmış frekans Ω ya göre değişim grafikleri elde edilmiştir. $\sigma_{12}h/P_0$ kayma gerilmesinin Ω değeri yükseldikçe arttığı; $\eta_{11}^{(1)}$ ve $\eta_{33}^{(1)}$ ön gerilmeleri ile azaldığı görülmüştür.

Şekil 4. 13 de, boyutsuzlaştırılmış frekans Ω (a), $\eta_{11}^{(1)}$ (b) ve $\eta_{33}^{(1)}$ (c) ün belirli değerleri için $\sigma_{12}h/P_0$ kayma gerilmesinin boyutsuzlaştırılmış hız $c_r(=V/c_R^{(2)})$ ye göre değişim grafikleri elde edilmiştir. $\sigma_{12}h/P_0$ kayma gerilmesinin c_r değeri yükseldikçe arttığı; $\eta_{11}^{(1)}$ ve $\eta_{33}^{(1)}$ ön gerilmeleri ile azaldığı görülmüştür.

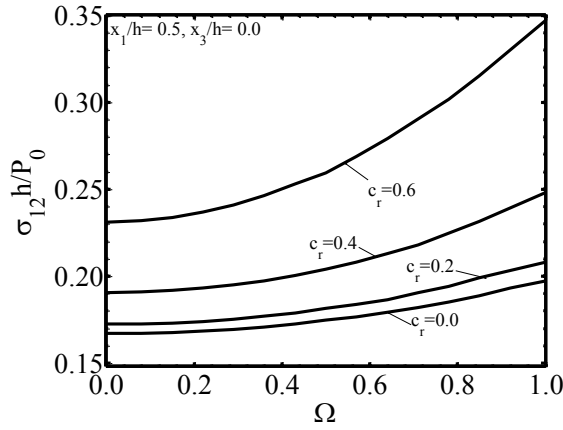




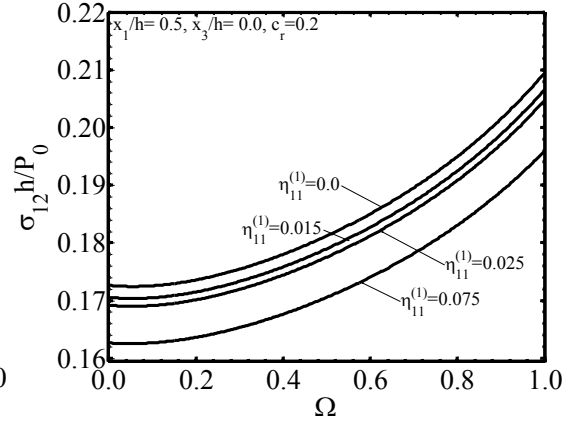
(c)

Şekil 4. 11 Ara düzlemdeki $\sigma_{12}h/P_0$ gerilmesinin x_1/h ve x_3/h a bağlı yüzey grafikleri

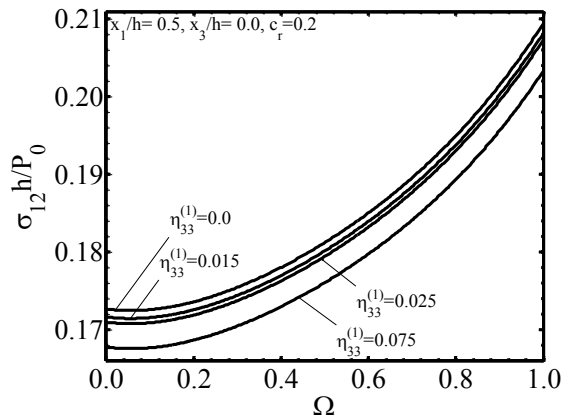
(a) $c_r = 0$, $\Omega = 0.2$ için, (b) $c_r = 0.2$, $\Omega = 0$ için, (c) $c_r = 0.4$, $\Omega = 0.4$ için



(a)

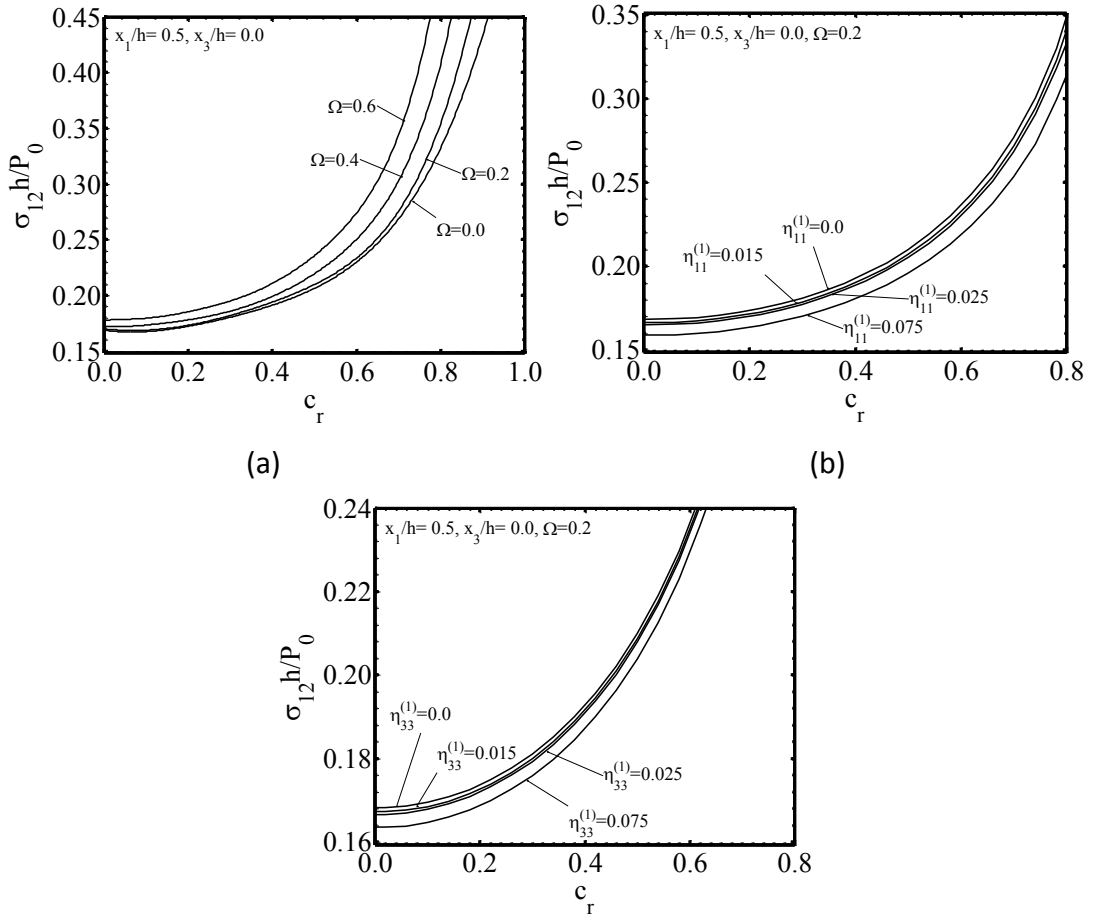


(b)



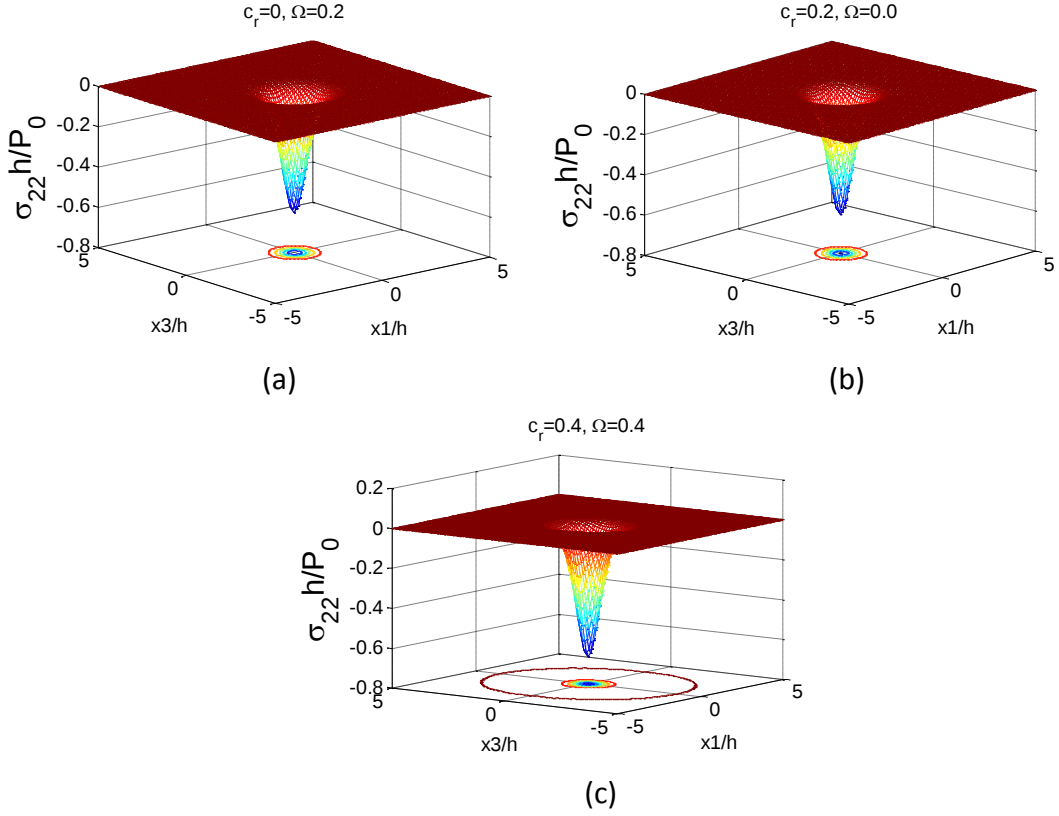
(c)

Şekil 4. 12 Ara düzlemdeki $\sigma_{12}h/P_0$ gerilmesinin Ω ya bağlı değişimi, a) farklı c_r değerleri için, b) farklı $\eta_{11}^{(1)}$ değerleri için, c) farklı $\eta_{33}^{(1)}$ değerleri için



Şekil 4. 13 $\sigma_{12}h/P_0$ gerilmesinin c_r ya bağlı değişimi, a) farklı Ω değerleri için, b) farklı $\eta_{11}^{(1)}$ değerleri için, c) farklı $\eta_{33}^{(1)}$ değerleri için

Şekil 4. 14 de $\sigma_{22}h/P_0$ normal gerilmesinin belirli Ω ve $c_r (= V / c_R^{(2)})$ değerleri için x_1/h ve x_3/h koordinatlarına göre değişim grafikleri elde edilmiştir. Şekil 4. 14a ($c_r = 0.0, \Omega = 0.2$) ve Şekil 4. 14b ($c_r = 0.2, \Omega = 0.0$) de bu grafikler $x_1/h = 0$ ve $x_3/h = 0$ a göre simetrik olmaktadır. Ancak Şekil 4. 14c ($c_r = 0.4, \Omega = 0.4$) de $x_1/h = 0$ e göre simetri bozulmaktadır. Mutlak değerce maksimum normal gerilmelerinin $x_1/h = x_3/h = 0$ noktasında oluştuğu görülmektedir.

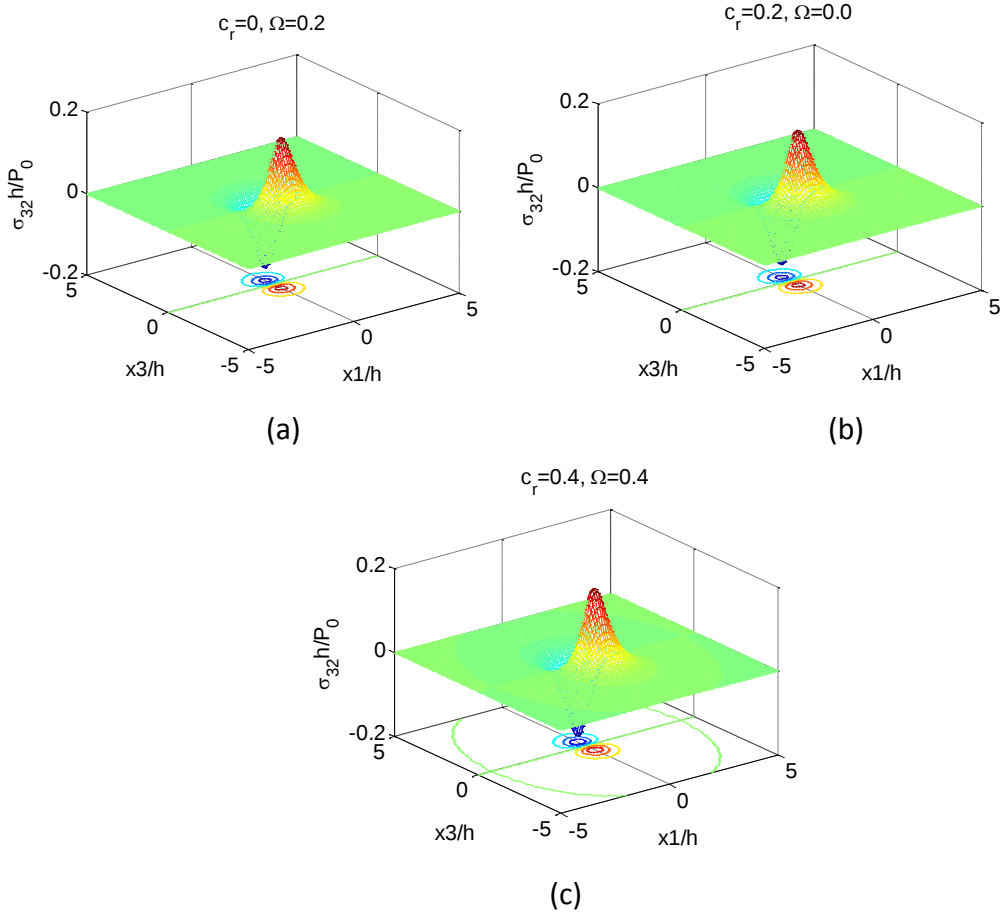


Şekil 4. 14 Ara düzlemdeki $\sigma_{22}h/P_0$ gerilmesinin x_1/h ve x_3/h bağlı yüzey grafikleri
 (a) $c_r = 0$, $\Omega = 0.2$ için, (b) $c_r = 0.2$, $\Omega = 0$ için, (c) $c_r = 0.4$, $\Omega = 0.4$ için

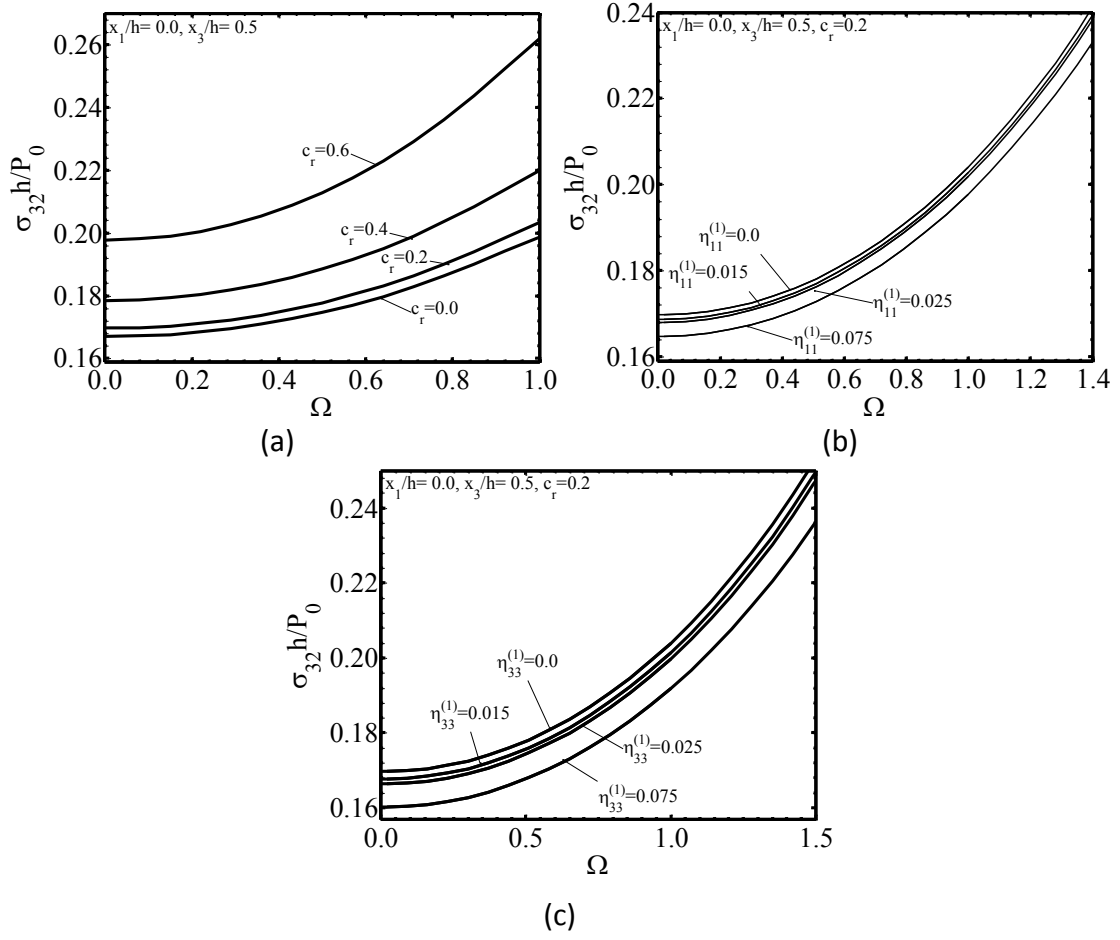
Şekil 4. 15 de $\sigma_{32}h/P_0$ kayma gerilmesinin belirli Ω ve $c_r (=V/c_R^{(2)})$ değerleri için x_1/h ve x_3/h koordinatlarına göre değişim grafikleri elde edilmiştir. Şekil 4. 15 a ($c_r = 0.0, \Omega = 0.2$) ve Şekil 4. 15 b ($c_r = 0.2, \Omega = 0.0$) de bu grafikler $x_1/h = 0$ a göre simetrik, $x_3/h = 0$ a göre antisimetrik olmaktadır. Ancak Şekil 4. 15 c ($c_r = 0.4, \Omega = 0.4$) de $x_1/h = 0$ e göre simetri bozulmaktadır. Kayma gerilmelerinin maksimum değerini $x_1/h = 0$ doğrultusunda ve yaklaşık olarak $x_3/h = 0.5$ civarında aldığı görülmektedir.

Şekil 4. 16 de, boyutsuzlaştırılmış hız $c_r (=V/c_R^{(2)})$ (a), $\eta_{11}^{(1)}$ (b) ve $\eta_{33}^{(1)}$ (c) ün belirli değerleri için $\sigma_{32}h/P_0$ kayma gerilmesinin boyutsuzlaştırılmış frekans Ω ya göre değişim grafikleri elde edilmiştir. $\sigma_{32}h/P_0$ kayma gerilmesinin Ω değeri yükseldikçe arttığı; $\eta_{11}^{(1)}$ ve $\eta_{33}^{(1)}$ ön gerilmeleri ile azaldığı görülmüştür.

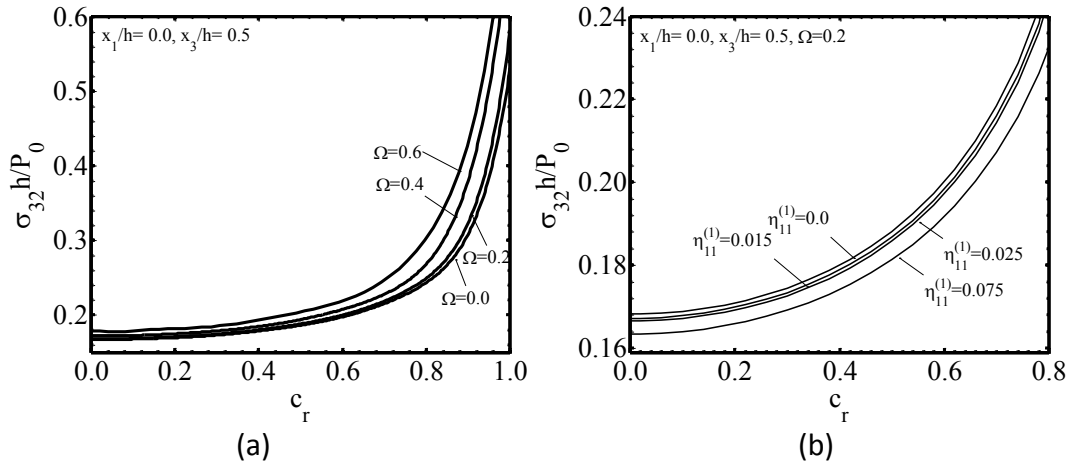
Şekil 4. 17 de, boyutsuzlaştırılmış frekans Ω (a), $\eta_{11}^{(1)}$ (b) ve $\eta_{33}^{(1)}$ (c) ün belirli değerleri için $\sigma_{32}h/P_0$ kayma gerilmesinin boyutsuzlaştırılmış hız $c_r (=V / c_R^{(2)})$ ye göre değişim grafikleri elde edilmiştir. $\sigma_{32}h/P_0$ kayma gerilmesinin c_r değeri yükseldikçe arttığı; $\eta_{11}^{(1)}$ ve $\eta_{33}^{(1)}$ ön gerilmeleri ile azaldığı görülmüştür.

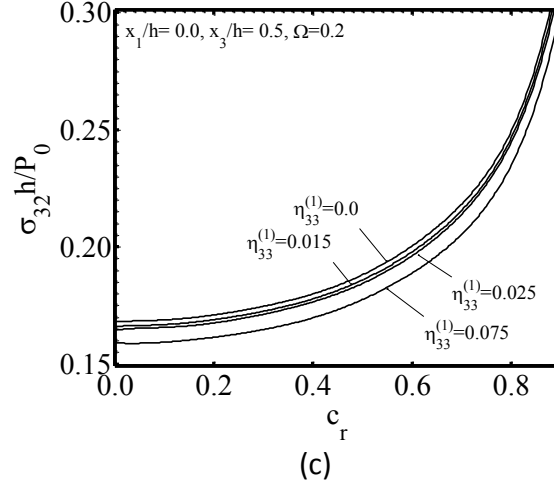


Şekil 4. 15 Ara düzlemdeki $\sigma_{32}h/P_0$ gerilmesinin x_1/h ve x_3/h a bağlı yüzey grafikleri (a) $c_r = 0, \Omega = 0.2$ için, (b) $c_r = 0.2, \Omega = 0$ için, (c) $c_r = 0.4, \Omega = 0.4$ için



Şekil 4. 16 Ara düzlemdeki $\sigma_{32}h/P_0$ gerilmesinin Ω ye bağlı değişimi a) farklı c_r değerleri için, b) farklı $\eta_{11}^{(1)}$ değerleri için, c) farklı $\eta_{33}^{(1)}$ değerleri için





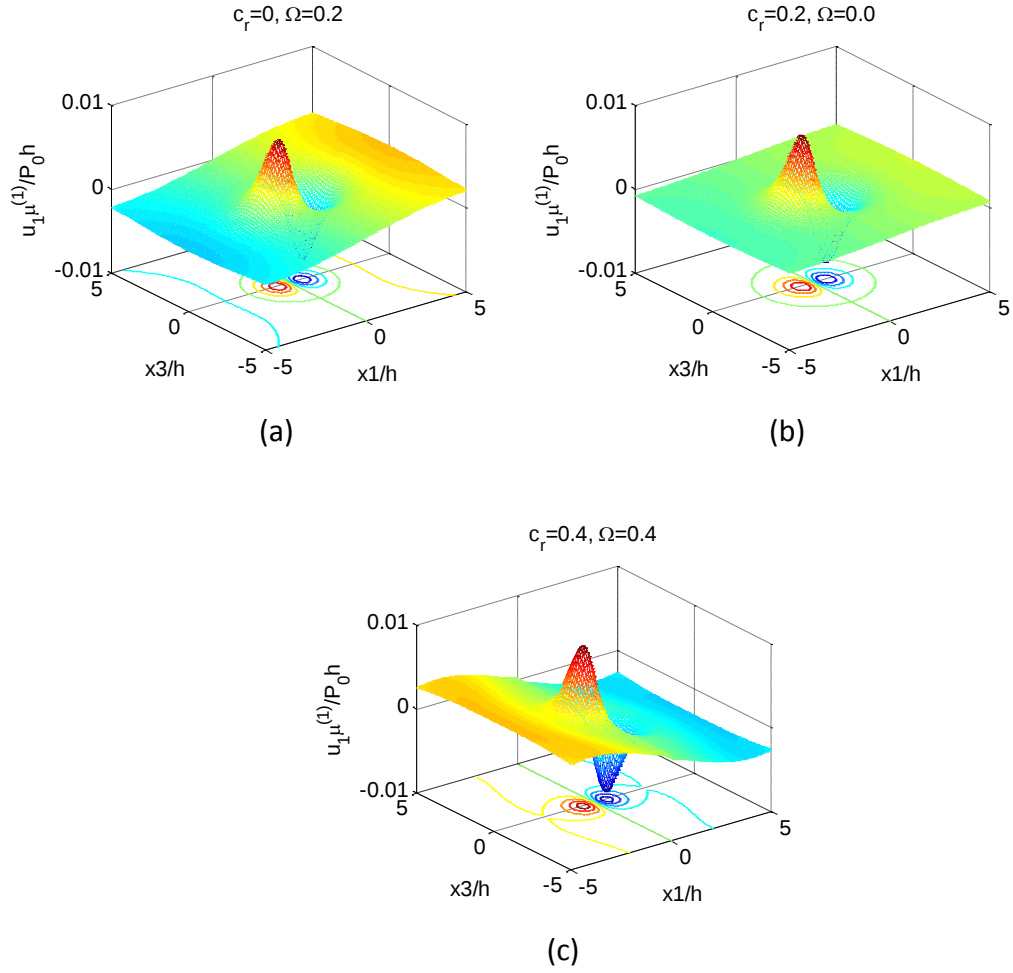
Şekil 4. 17 Ara düzlemdeki $\sigma_{32}h/P_0$ gerilmesinin c_r ye bağlı değişimi, a) farklı Ω değerleri için, b) farklı $\eta_{11}^{(1)}$ değerleri için, c) farklı $\eta_{33}^{(1)}$ değerleri için

Şekil 4. 18 de $u_1\mu^{(1)}/P_0h$ yer değiştirmesinin belirli Ω ve $c_r(=V/c_R^{(2)})$ değerleri için x_1/h ve x_3/h koordinatlarına göre değişim grafikleri elde edilmiştir. Şekil 4. 18a ($c_r = 0.0, \Omega = 0.2$) ve Şekil 4. 18b ($c_r = 0.2, \Omega = 0.0$) de bu grafikler $x_3/h = 0$ a göre simetrik, $x_1/h = 0$ a göre antisimetrik olmaktadır. Ancak Şekil 4. 18c ($c_r = 0.4, \Omega = 0.4$) de (3.13) denklemindeki $2V^{(m)}\Omega^{(m)}s_1$ terimi nedeniyle $x_1/h = 0$ e göre antisimetri bozulmaktadır. Yer değiştirmelerin maksimum değerini $x_3/h = 0$ doğrultusunda ve yaklaşık olarak $x_1/h = 0.6$ civarında aldığı görülmektedir.

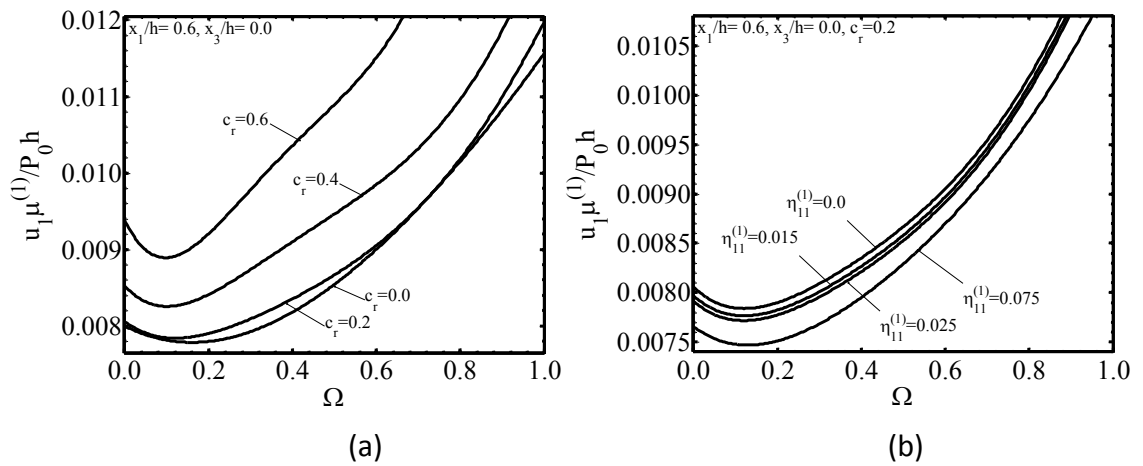
Şekil 4. 19 de, boyutsuzlaştırılmış hız $c_r(=V/c_R^{(2)})$ (a), $\eta_{11}^{(1)}$ (b) ve $\eta_{33}^{(1)}$ (c) ün belirli değerleri için $u_1\mu^{(1)}/P_0h$ yer değiştirmesinin boyutsuzlaştırılmış frekans Ω ya göre değişim grafikleri elde edilmiştir. $u_1\mu^{(1)}/P_0h$ yer değiştirmesinin belirli bir Ω değerine kadar azaldığı ve daha sonra arttığı görülmektedir. Ayrıca $u_1\mu^{(1)}/P_0h$ yer değiştirmesinin $\eta_{11}^{(1)}$ ve $\eta_{33}^{(1)}$ ön gerilmeleri ile azaldığı görülmektedir.

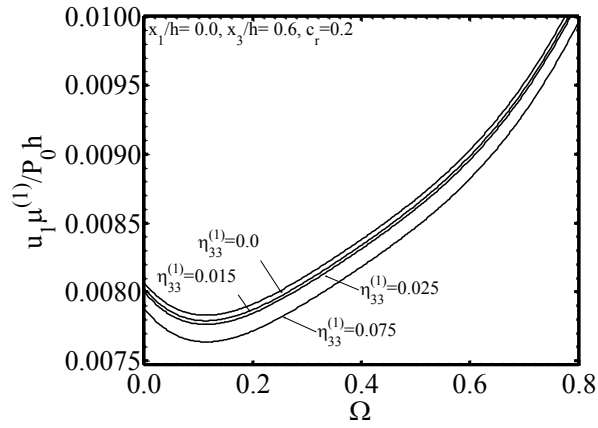
Şekil 4. 20 de, boyutsuzlaştırılmış frekans Ω (a), $\eta_{11}^{(1)}$ (b) ve $\eta_{33}^{(1)}$ (c) ün belirli değerleri için $u_1\mu^{(1)}/P_0h$ yer değiştirmesinin boyutsuzlaştırılmış hız $c_r(=V/c_R^{(2)})$ ye göre değişim grafikleri elde edilmiştir. Büyük Ω değerleri için $u_1\mu^{(1)}/P_0h$ yer değiştirmesi

dağılımının monotonik olarak değiştiği, ancak küçük Ω değerleri için bu değişimin monotonik olmadığı görülmektedir.



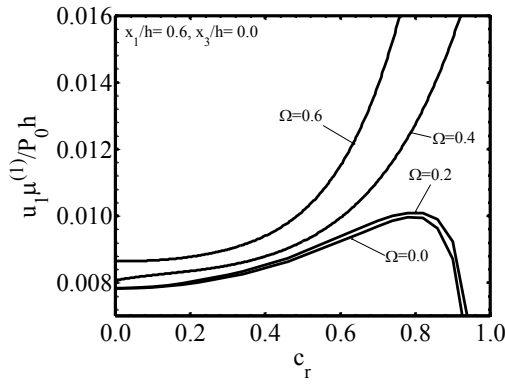
Şekil 4. 18 Ara düzlemdeki $u_1\mu^{(1)}/P_0 h$ yer değiştirmesinin x_1/h ve x_3/h a bağlı yüzey grafikleri (a) $c_r = 0, \Omega = 0.2$ için, (b) $c_r = 0.2, \Omega = 0$ için, (c) $c_r = 0.4, \Omega = 0.4$ için



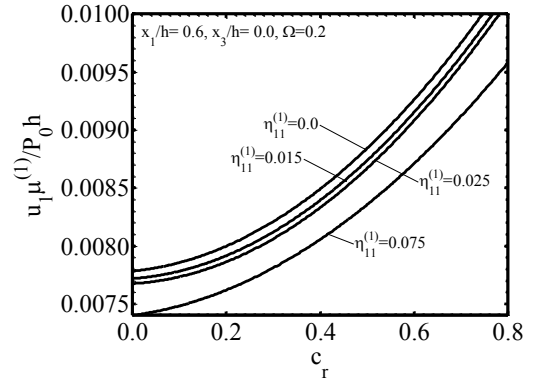


(c)

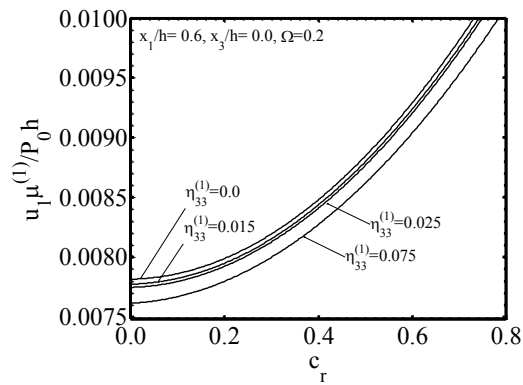
Şekil 4. 19 Ara düzlemdeki $u_1 \mu^{(1)} / P_0 h$ yer değiştirmesinin Ω ye bağlı değişimi, a) farklı c_r değerleri için, b) farklı $\eta_{11}^{(1)}$ değerleri için, c) farklı $\eta_{33}^{(1)}$ değerleri için



(a)



(b)



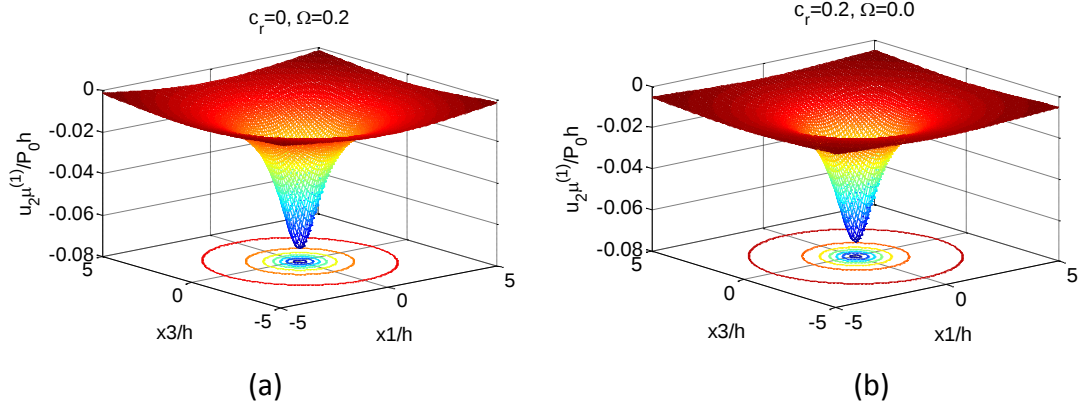
(c)

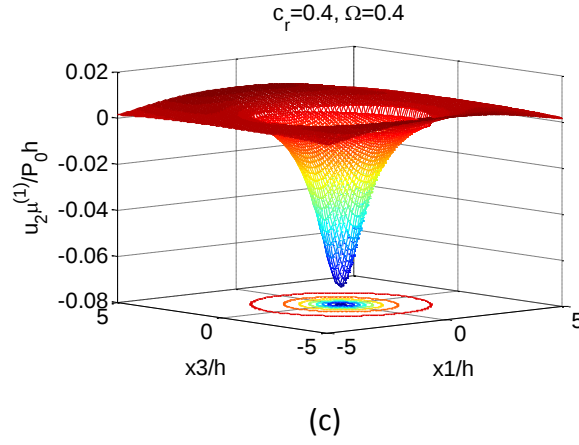
Şekil 4. 20 Ara düzlemdeki $u_1 \mu^{(1)} / P_0 h$ yer değiştirmesinin ve c_r ye bağlı grafikler, a) farklı Ω değerleri için, b) farklı $\eta_{11}^{(1)}$ değerleri için, c) farklı $\eta_{33}^{(1)}$ değerleri için

Şekil 4. 21 de $u_2\mu^{(1)}/P_0h$ yer değiştirmesinin belirli Ω ve $c_r(=V/c_R^{(2)})$ değerleri için x_1/h ve x_3/h koordinatlarına göre değişim grafikleri elde edilmiştir. Şekil 4. 21a ($c_r=0.0, \Omega=0.2$) ve Şekil 4. 21b ($c_r=0.2, \Omega=0.0$) de bu grafikler $x_3/h=0$ a göre simetrik, $x_1/h=0$ a göre antisimetrik olmaktadır. Ancak Şekil 4. 21c ($c_r=0.4, \Omega=0.4$) de bu simetri bozulmaktadır. Yer değiştirmelerin maksimum değerini $x_1/h=x_3/h=0.0$ noktasında aldığı görülmektedir

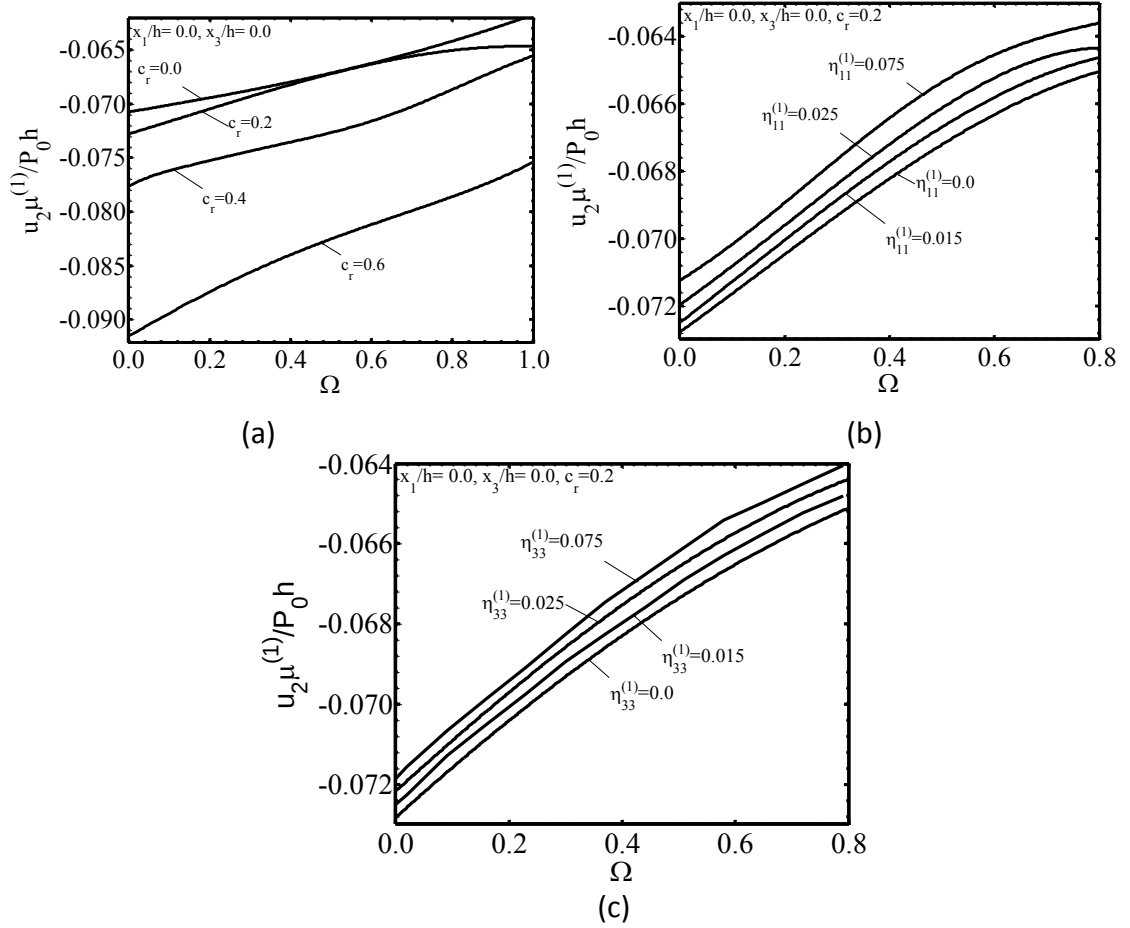
Şekil 4. 22 de, boyutsuzlaştırılmış hız $c_r(=V/c_R^{(2)})$ (a), $\eta_{11}^{(1)}$ (b) ve $\eta_{33}^{(1)}$ (c) ün belirli değerleri için $u_2\mu^{(1)}/P_0h$ yer değiştirmesinin boyutsuzlaştırılmış frekans Ω ya göre değişim grafikleri elde edilmiştir. $u_2\mu^{(1)}/P_0h$ yer değiştirmesinin Ω değeri yükseldikçe mutlak değerce azaldığı, ayrıca $\eta_{11}^{(1)}$ ve $\eta_{33}^{(1)}$ ön gerilmeleri ile de azaldığı görülmüştür.

Şekil 4. 23 de, boyutsuzlaştırılmış frekans Ω (a), $\eta_{11}^{(1)}$ (b) ve $\eta_{33}^{(1)}$ (c) ün belirli değerleri için $u_2\mu^{(1)}/P_0h$ yer değiştirmesinin boyutsuzlaştırılmış hız $c_r(=V/c_R^{(2)})$ ye göre değişim grafikleri elde edilmiştir. $u_2\mu^{(1)}/P_0h$ yer değiştirmesinin c_r değeri yükseldikçe arttığı; $\eta_{11}^{(1)}$ ve $\eta_{33}^{(1)}$ ön gerilmeleri ile azaldığı görülmüştür.

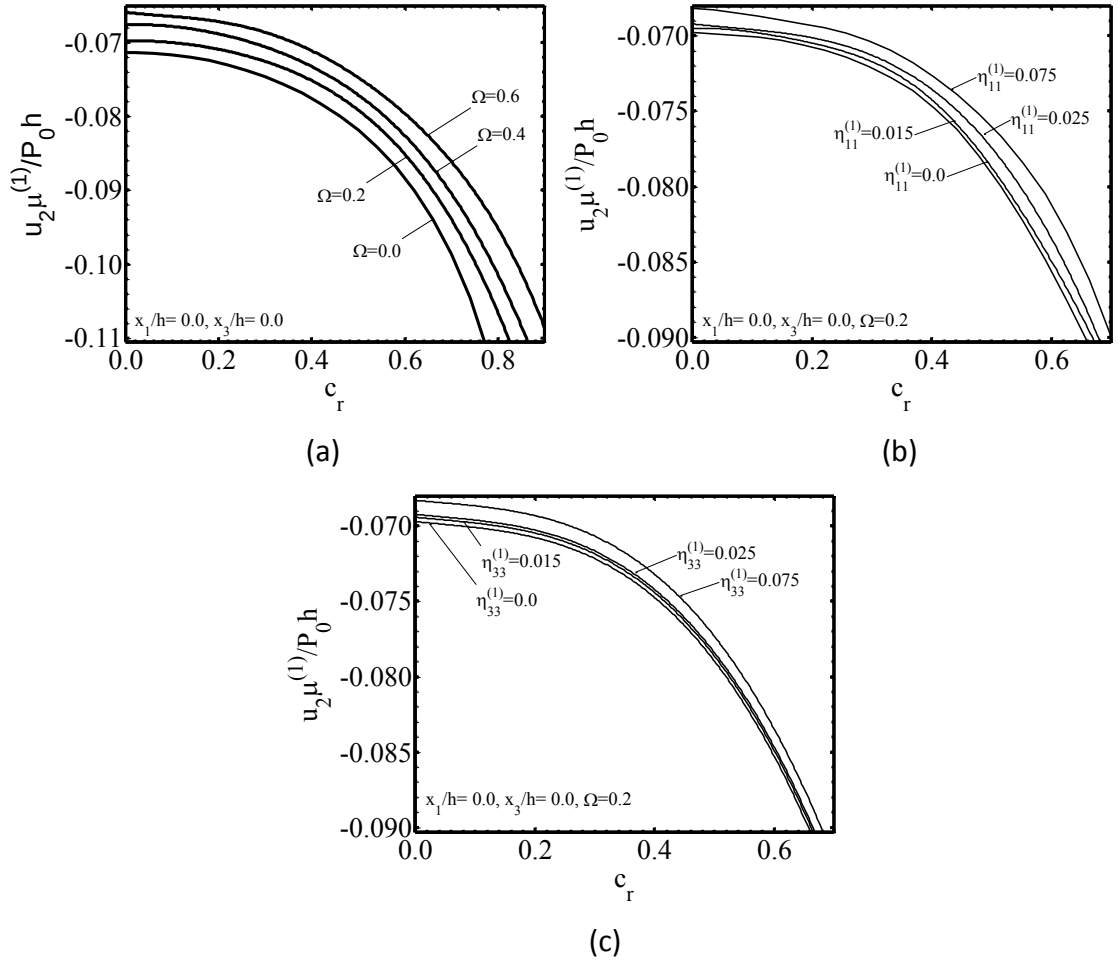




Şekil 4. 21 Ara düzlemdeki $u_2\mu^{(1)}/P_0h$ yer değiştirmesinin x_1/h ve x_3/h a bağlı yüzey grafikleri (a) $c_r = 0$, $\Omega = 0.2$ için, (b) $c_r = 0.2$, $\Omega = 0$ için, (c) $c_r = 0.4$, $\Omega = 0.4$ için



Şekil 4. 22 Ara düzlemdeki $u_2\mu^{(1)}/P_0h$ yer değiştirmesinin Ω ye bağlı değişimi a) farklı c_r değerleri için, b) farklı $\eta_{11}^{(1)}$ değerleri için, c) farklı $\eta_{33}^{(1)}$ değerleri için



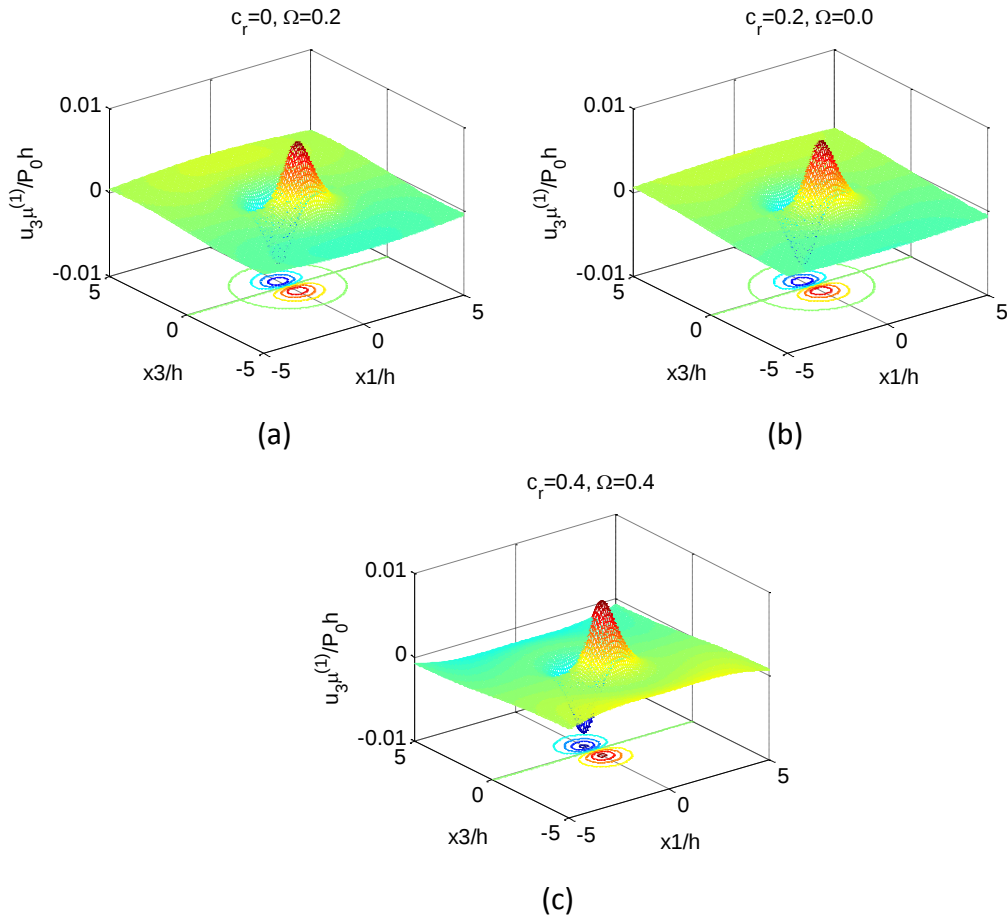
Şekil 4. 23 Ara düzlemdeki $u_2\mu^{(1)}/P_0 h$ yer değiştirmesinin c_r ye bağlı değişimi, a) farklı Ω değerleri için, b) farklı $\eta_{11}^{(1)}$ değerleri için, c) farklı $\eta_{33}^{(1)}$ değerleri için

Şekil 4. 24 de $u_3\mu^{(1)}/P_0 h$ yer değiştirmesinin belirli Ω ve $c_r (=V/c_R^{(2)})$ değerleri için x_1/h ve x_3/h koordinatlarına göre değişim grafikleri elde edilmiştir. Şekil 4. 24a ($c_r = 0.0, \Omega = 0.2$) ve Şekil 4. 24b ($c_r = 0.2, \Omega = 0.0$) de bu grafikler $x_1/h = 0$ a göre simetrik, $x_3/h = 0$ a göre antisimetrik olmaktadır. Ancak Şekil 4. 24c ($c_r = 0.4, \Omega = 0.4$) de $x_1/h = 0$ e göre simetri bozulmaktadır. Yer değiştirmelerin maksimum değerini $x_3/h = 0$ doğrultusunda ve yaklaşık olarak $x_1/h = 0.6$ civarında aldığı görülmektedir.

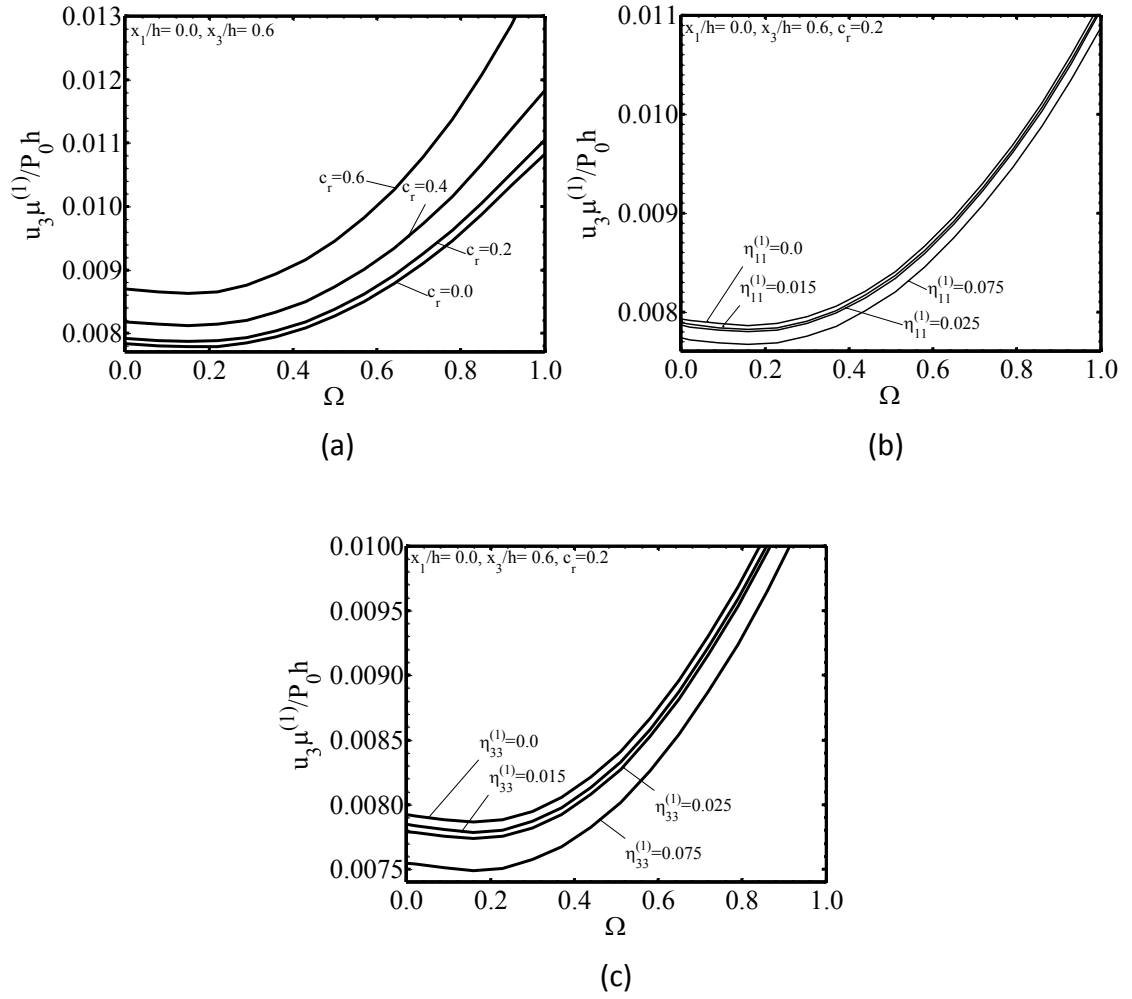
Şekil 4. 25 de, boyutsuzlaştırılmış hız $c_r (=V/c_R^{(2)})$ (a), $\eta_{11}^{(1)}$ (b) ve $\eta_{33}^{(1)}$ (c) ün belirli değerleri için $u_2\mu^{(1)}/P_0 h$ yer değiştirmesinin boyutsuzlaştırılmış frekans Ω ya göre

değişim grafikleri elde edilmiştir. $u_2\mu^{(1)}/P_0 h$ yer değiştirmesinin Ω değeri yükseldikçe arttığı; $\eta_{11}^{(1)}$ ve $\eta_{33}^{(1)}$ ön gerilmeleri ile azaldığı görülmüştür.

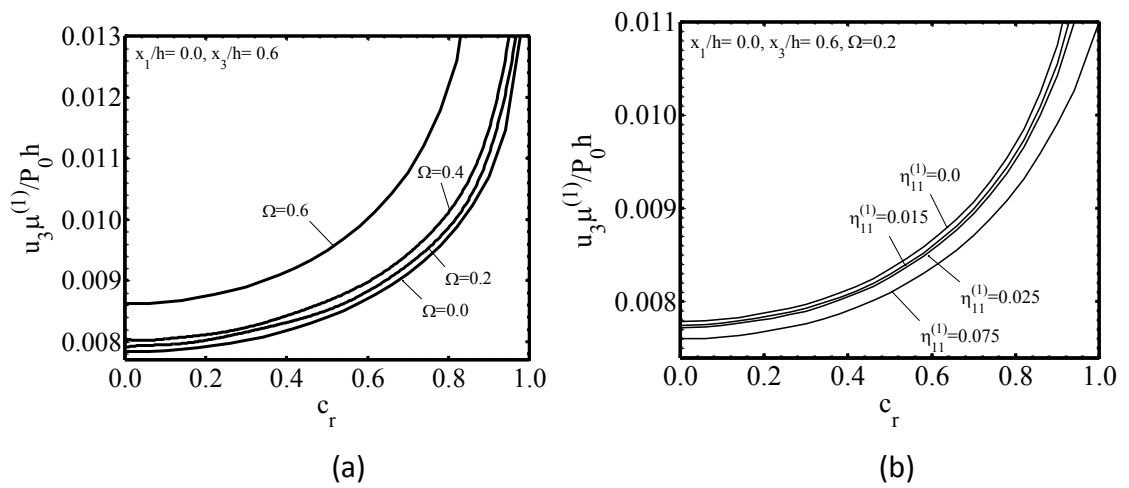
Şekil 4. 26 de, boyutsuzlaştırılmış frekans Ω (a), $\eta_{11}^{(1)}$ (b) ve $\eta_{33}^{(1)}$ (c) ün belirli değerleri için $u_3\mu^{(1)}/P_0 h$ yer değiştirmesinin boyutsuzlaştırılmış hız $c_r(=V/c_R^{(2)})$ ye göre değişim grafikleri elde edilmiştir. $u_3\mu^{(1)}/P_0 h$ yer değiştirmesinin c_r değeri yükseldikçe arttığı; $\eta_{11}^{(1)}$ ve $\eta_{33}^{(1)}$ ön gerilmeleri ile azaldığı görülmüştür.

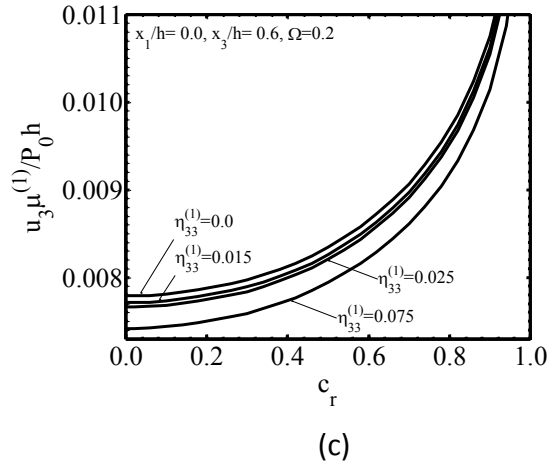


Şekil 4. 24 Ara düzlemdeki $u_3\mu^{(1)}/P_0 h$ yer değiştirmesinin x_1/h ve x_3/h a bağlı yüzey grafikleri (a) $c_r = 0$, $\Omega = 0.2$ için, (b) $c_r = 0.2$, $\Omega = 0$ için, (c) $c_r = 0.4$, $\Omega = 0.4$ için



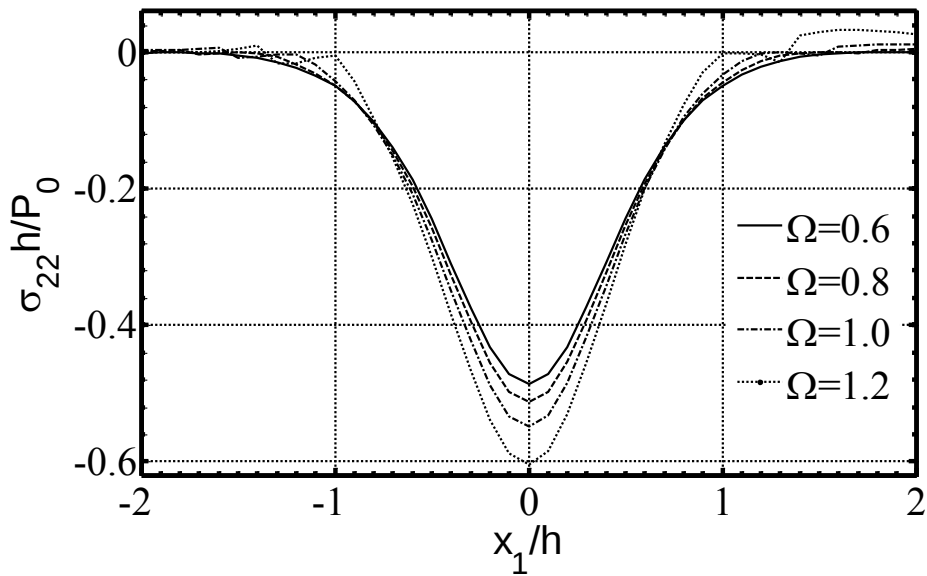
Şekil 4. 25 Ara düzlemdeki $u_3 \mu^{(1)} / P_0 h$ yer değiştirmesinin Ω ye bağlı değişimi a) farklı c_r değerleri için, b) farklı $\eta_{11}^{(1)}$ değerleri için, c) farklı $\eta_{33}^{(1)}$ değerleri için

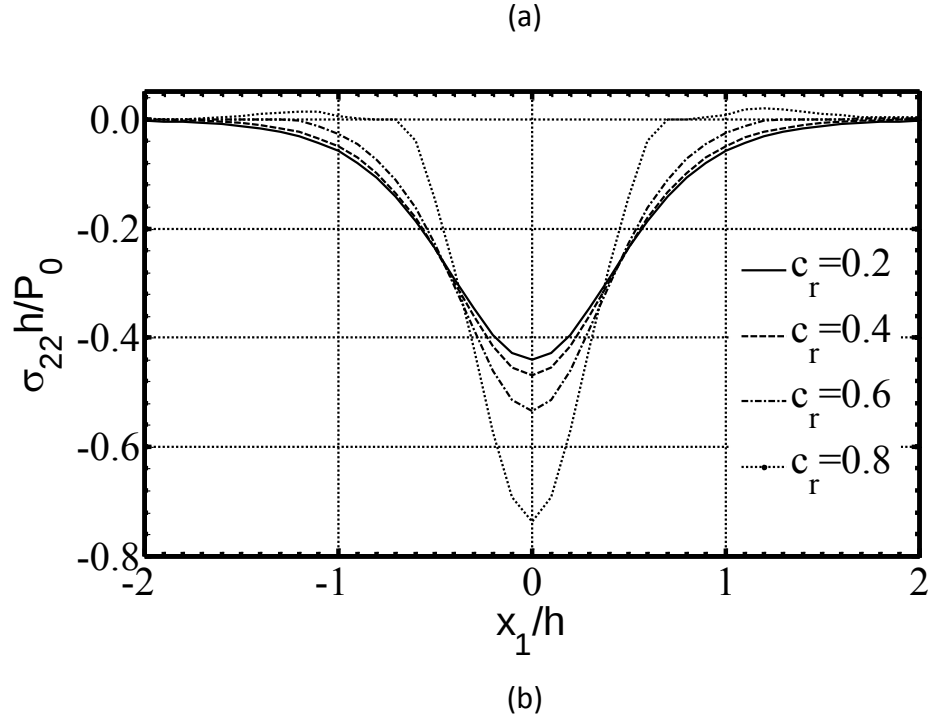




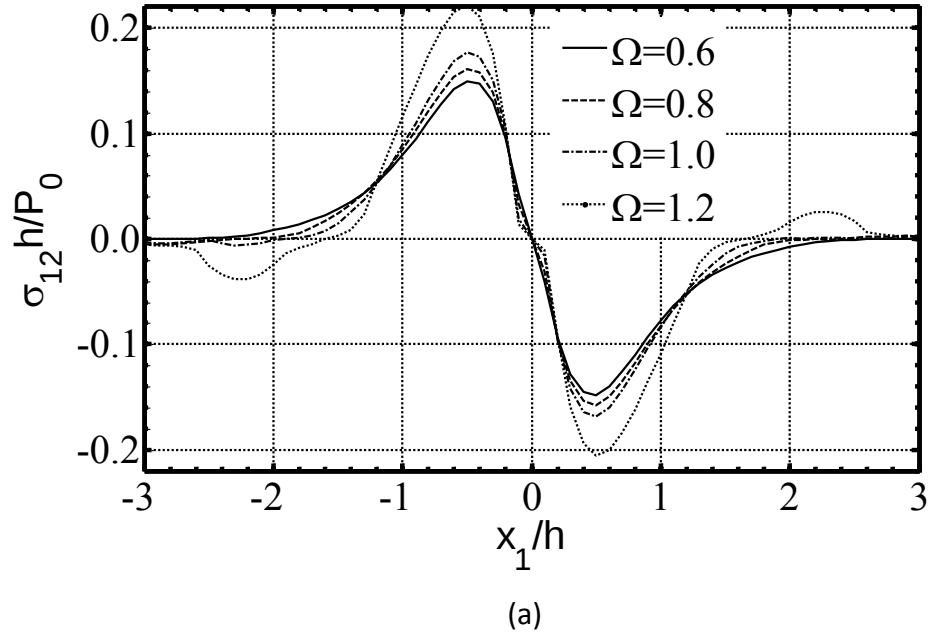
Şekil 4. 26 Ara düzlemdeki $u_3\mu^{(1)}/P_0 h$ yer değiştirmesinin c_r ye bağlı değişimi, a) farklı Ω değerleri için, b) farklı $\eta_{11}^{(1)}$ değerleri için, c) farklı $\eta_{33}^{(1)}$ değerleri için

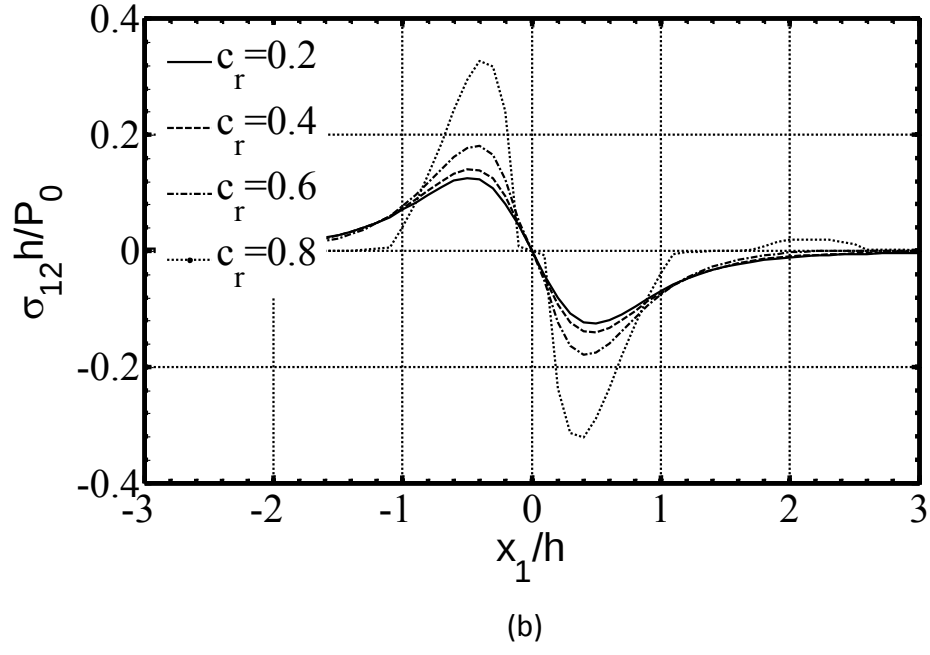
Şimdi σ_{22} normal gerilmesinin (Şekil 4. 27) ve σ_{12} kayma gerilmesin (Şekil 4. 28) $x_3 = 0$ da x_1 eksenine göre, σ_{32} kayma gerilmesinin (Şekil 4. 29) $x_1 = 0$ da x_3 eksenine göre, u_1 (Şekil 4. 30) ve u_2 (Şekil 4. 31) yer değiştirmelerinin $x_3 = 0$ da x_1 eksenine göre, u_3 yer değiştirmesinin (Şekil 4. 32) $x_1 = 0$ da x_3 eksenine göre dağılımları incelenecektir. Burada (3.56) denklemindeki $\omega t = \pi/4$ olarak alınmış, sisteme etki eden ön gerilmenin $\eta_{11}^{(m)} = \eta_{33}^{(m)} = 0$ ($m=1,2$) olduğu kabul edilmiştir. Belirtilen dağılım grafikleri $c_r = 0.4$ iken Ω nın farklı değerleri için (a) ve $\Omega = 0.4$ iken c_r nin farklı değerleri için (b) oluşturulmuştur.



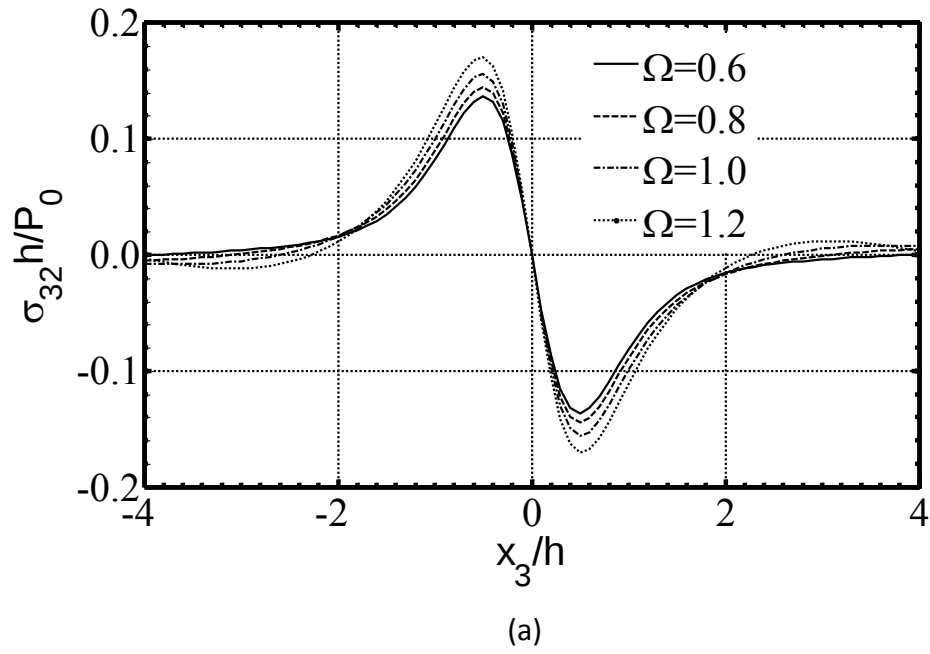


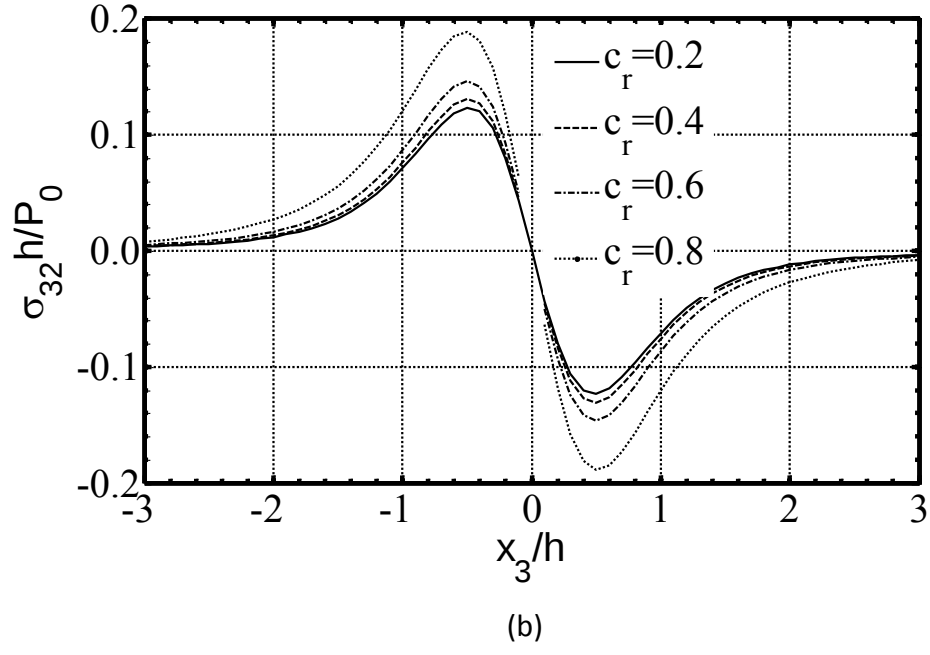
Şekil 4. 27 Ara düzlemdeki $\sigma_{22}h/P_0$ gerilmesi ve x_1/h e bağlı grafikler(Üst Al-Alt St),
a) farklı Ω değerleri için, b) farklı c_r değerleri için



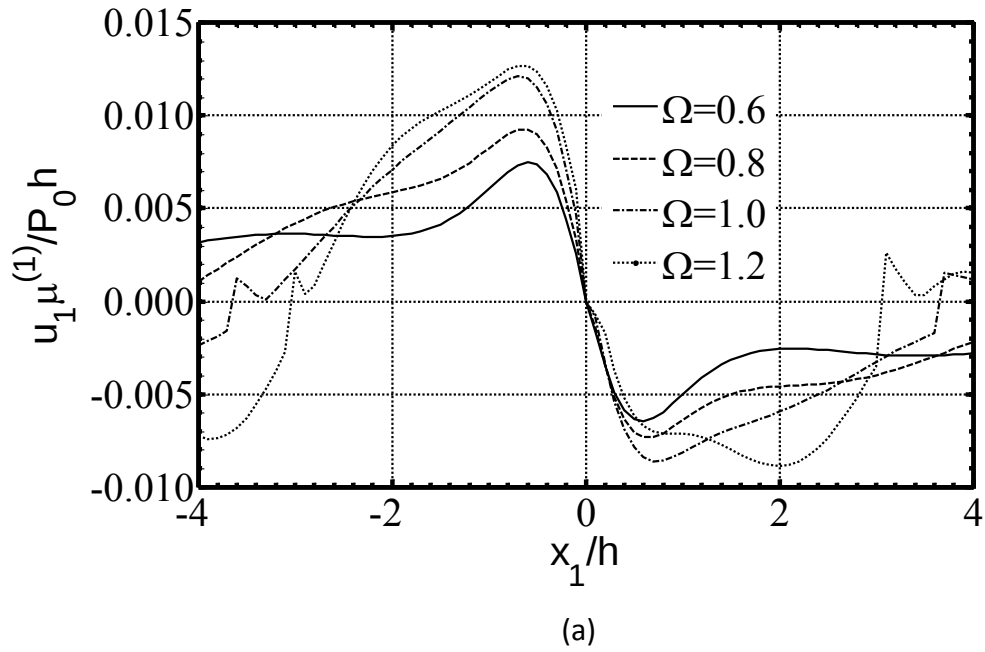


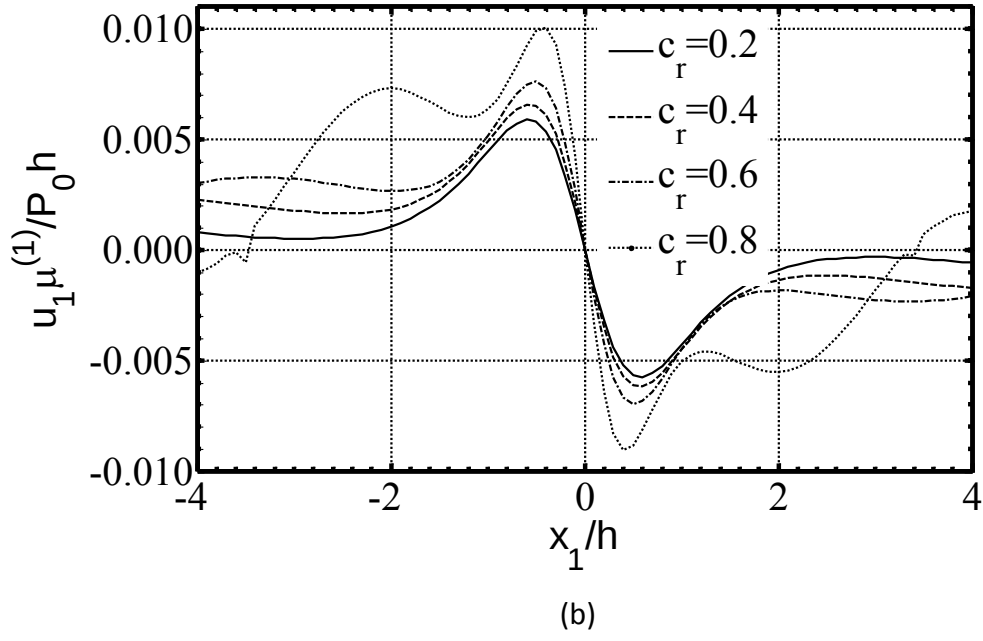
Şekil 4. 28 Ara düzlemdeki $\sigma_{12}h/P_0$ gerilmesi ve x_1/h e bağlı grafikler(Üst Al-Alt St),
a) farklı Ω değerleri için, b) farklı c_r değerleri için



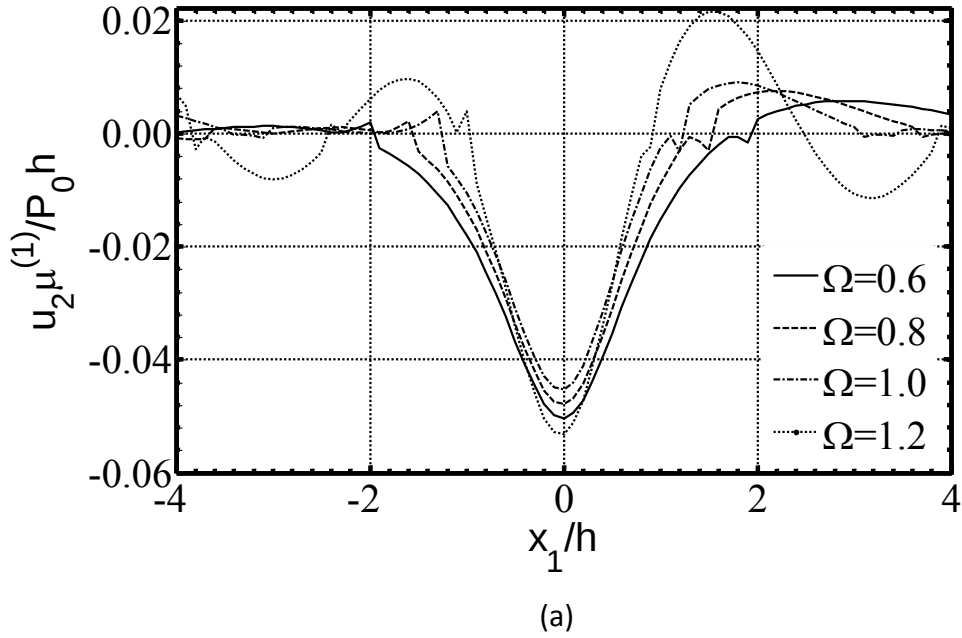


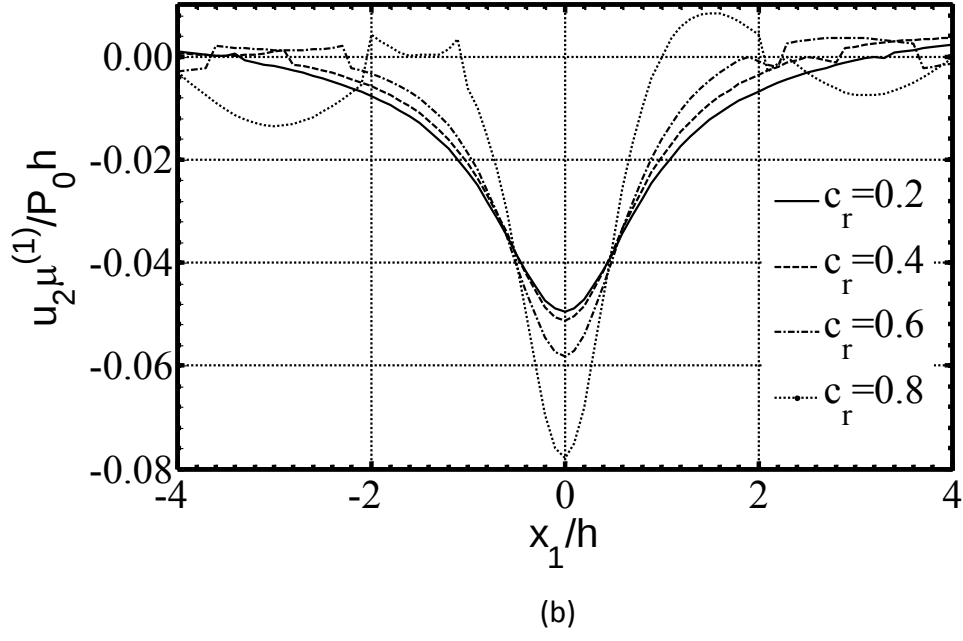
Şekil 4. 29 Ara düzlemdeki $\sigma_{32}h/P_0$ gerilmesi ve x_3/h e bağlı grafikler(Üst Al-Alt St),
a) farklı Ω değerleri için, b) farklı c_r değerleri için



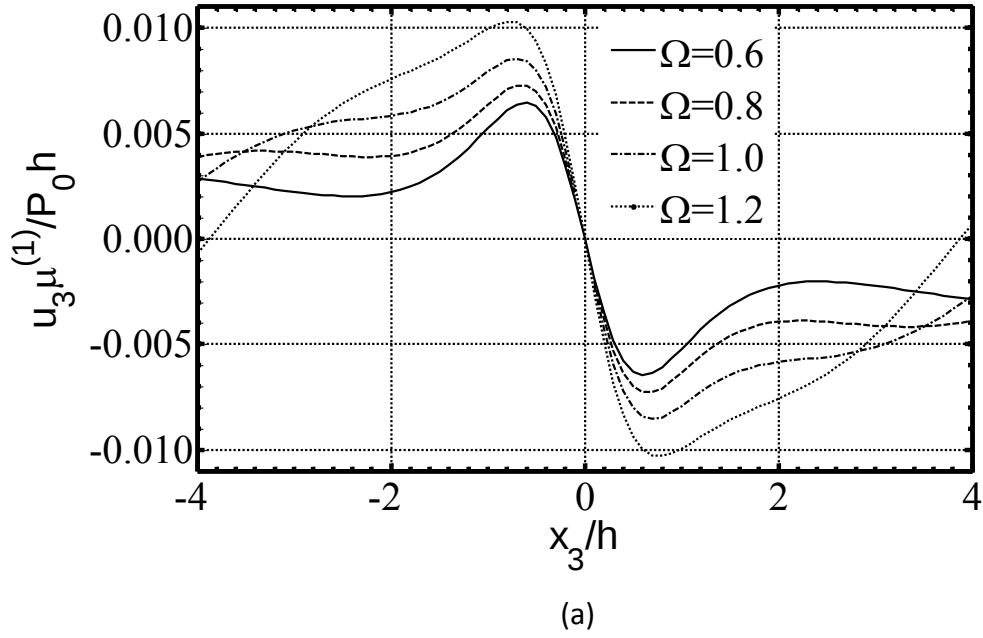


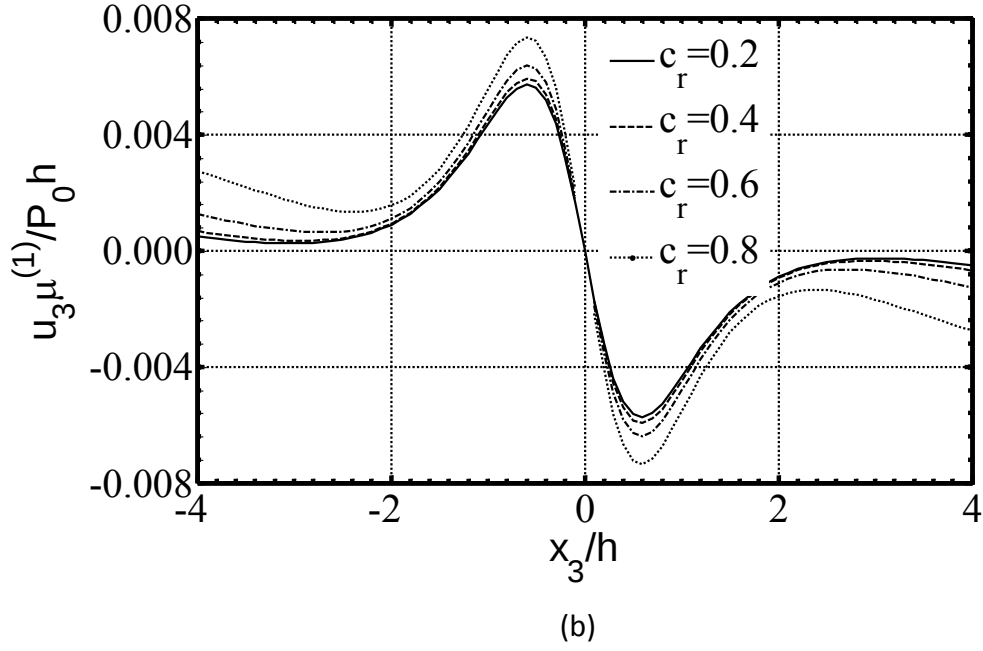
Şekil 4. 30 Ara düzlemdeki $u_1 \mu^{(1)} / P_0 h$ yer değiştirmesi ve x_1 / h e bağlı grafikler(Üst Al-Alt St), a) farklı Ω değerleri için, b) farklı c_r değerleri için





Şekil 4. 31 Ara düzlemdeki $u_2\mu^{(1)}/P_0h$ yer değiştirmesi ve x_1/h e bağlı grafikler(Üst Al-Alt St), a) farklı Ω değerleri için, b) farklı c_r değerleri için



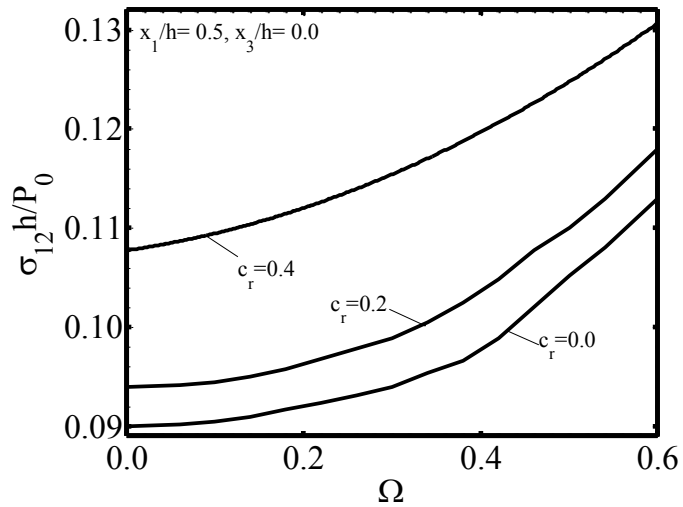


Şekil 4. 32 Ara düzlemdeki $u_3 \mu^{(1)} / P_0 h$ yer değiştirmesi ve x_3 / h e bağlı grafikler(Üst Al-Alt St), a) farklı Ω değerleri için, b) farklı c_r değerleri için

4.2.2 Örtü Tabakası Çelik (St), Yarı Uzay Alüminyum (Al)

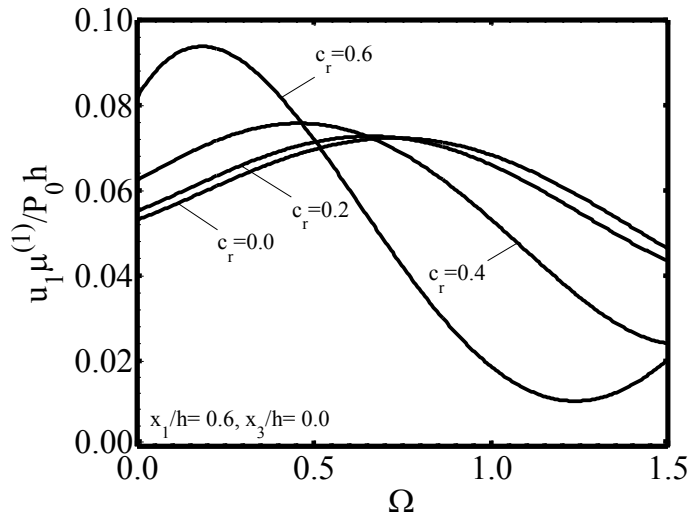
Bu bölümde örtü tabakası çelik, yarı uzay ise alüminyum olarak tanımlanmıştır.

Şekil 4. 33 de, boyutsuzlaştırılmış hız $c_r (=V / c_R^{(2)})$ nin belirli değerleri için $\sigma_{12} h / P_0$ kayma gerilmesinin boyutsuzlaştırılmış frekans Ω ya göre değişimi incelenmiştir. $\sigma_{12} h / P_0$ kayma gerilmesinin Ω değeri yükseldikçe arttığı görülmektedir.

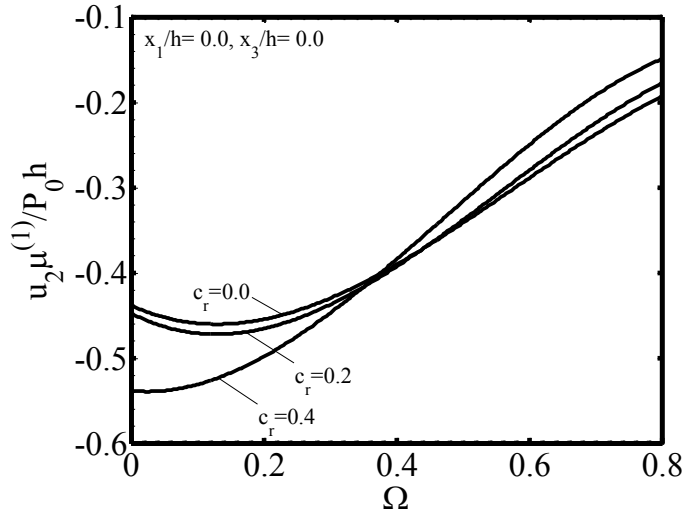


Şekil 4. 33 Farklı c_r değerleri için $\sigma_{12} h / P_0$ gerilmesi ve Ω ye bağlı grafikler

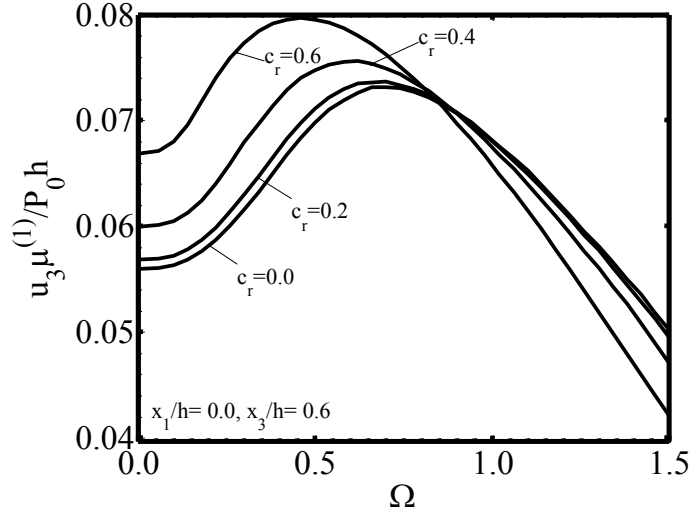
Şekil 4. 34 de boyutsuzlaştırılmış hız $c_r (= V / c_R^{(2)})$ nin belirli değerleri için, $u_1 \mu^{(1)} / P_0 h$ yer değiştirmesinin boyutsuzlaştırılmış frekans Ω ya göre değişimi incelenmiştir. Şekil 4. 35 de boyutsuzlaştırılmış hız $c_r (= V / c_R^{(2)})$ nin belirli değerleri için, $u_2 \mu^{(1)} / P_0 h$ yer değiştirmesinin boyutsuzlaştırılmış frekans Ω ya göre değişimi incelenmiştir. Şekil 4. 36 de boyutsuzlaştırılmış hız $c_r (= V / c_R^{(2)})$ nin belirli değerleri için, $u_3 \mu^{(1)} / P_0 h$ yer değiştirmesinin boyutsuzlaştırılmış frekans Ω ya göre değişimi incelenmiştir.



Şekil 4. 34 Farklı c_r değerleri için $u_1 \mu^{(1)} / P_0 h$ yer değiştirmesi ve Ω ye bağlı grafikler



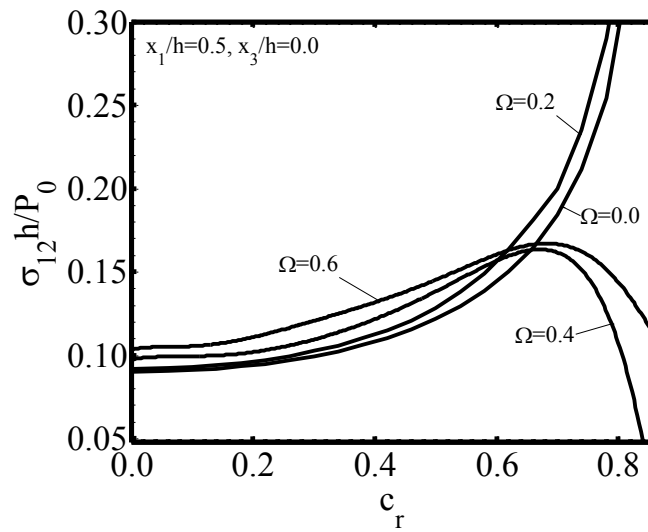
Şekil 4. 35 Farklı c_r değerleri için $u_2 \mu^{(1)} / P_0 h$ yer değiştirmesi ve Ω ye bağlı grafikler



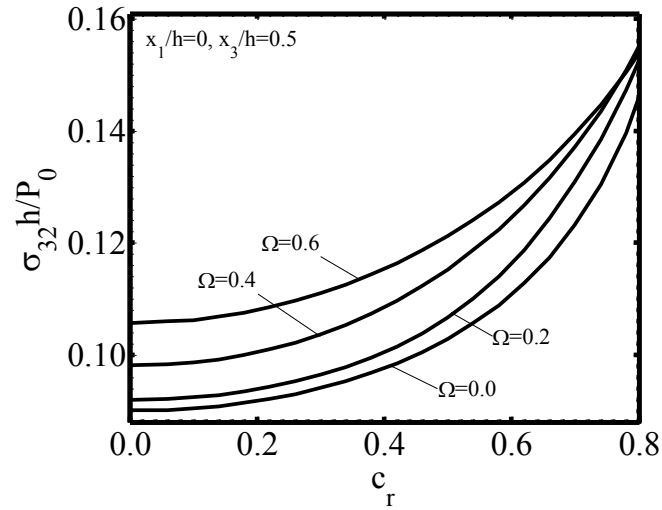
Şekil 4. 36 Farklı c_r değerleri için $u_3\mu^{(1)}/P_0 h$ yer değiştirmesi ve Ω ye bağlı grafikler

Şekil 4. 37 de, boyutsuzlaştırılmış frekans Ω nın belirli değerleri için $\sigma_{12}h/P_0$ kayma gerilmesinin boyutsuzlaştırılmış hız $c_r (=V / c_R^{(2)})$ ye göre değişimi incelenmiştir. $\sigma_{12}h/P_0$ kayma gerilmesinin Ω değeri yükseldikçe arttığı görülmektedir.

Şekil 4. 38 de, boyutsuzlaştırılmış frekans Ω nın belirli değerleri için $\sigma_{32}h/P_0$ kayma gerilmesinin boyutsuzlaştırılmış hız $c_r (=V / c_R^{(2)})$ ye göre değişimi incelenmiştir. $\sigma_{32}h/P_0$ kayma gerilmesinin Ω değeri yükseldikçe arttığı görülmektedir.

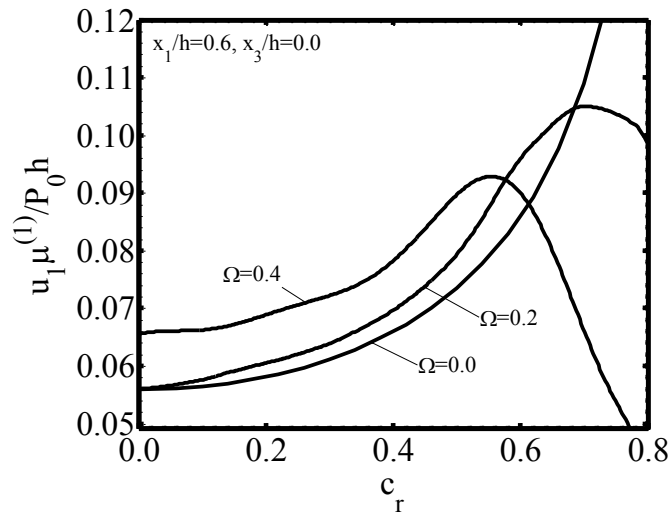


Şekil 4. 37 Farklı Ω değerleri için $\sigma_{12}h/P_0$ gerilmesi ve c_r ye bağlı grafikler

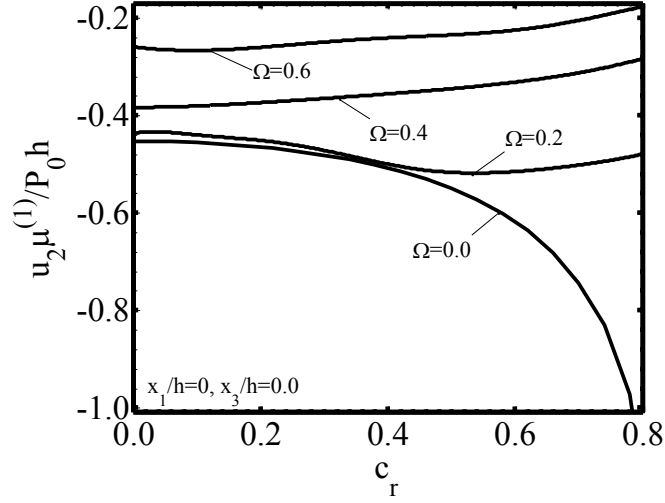


Şekil 4. 38 Farklı Ω değerleri için $\sigma_{32}h/P_0$ gerilmesi ve c_r ye bağlı grafikler

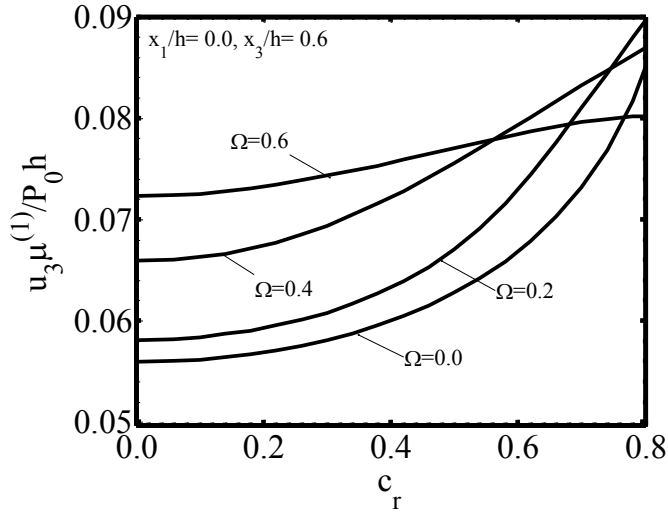
Şekil 4. 39 de boyutsuzlaştırılmış hız $c_r (=V/c_R^{(2)})$ nin belirli değerleri için, $u_1\mu^{(1)}/P_0h$ yer değiştirmesinin boyutsuzlaştırılmış frekans Ω ya göre değişimi incelenmiştir. Şekil 4. 40 da boyutsuzlaştırılmış hız $c_r (=V/c_R^{(2)})$ nin belirli değerleri için, $u_2\mu^{(1)}/P_0h$ yer değiştirmesinin boyutsuzlaştırılmış frekans Ω ya göre değişimi incelenmiştir. Şekil 4. 41 de boyutsuzlaştırılmış hız $c_r (=V/c_R^{(2)})$ nin belirli değerleri için, $u_3\mu^{(1)}/P_0h$ yer değiştirmesinin boyutsuzlaştırılmış frekans Ω ya göre değişimi incelenmiştir.



Şekil 4. 39 Farklı Ω değerleri için $u_1\mu^{(1)}/P_0h$ yer değiştirmesi ve c_r ye bağlı grafikler

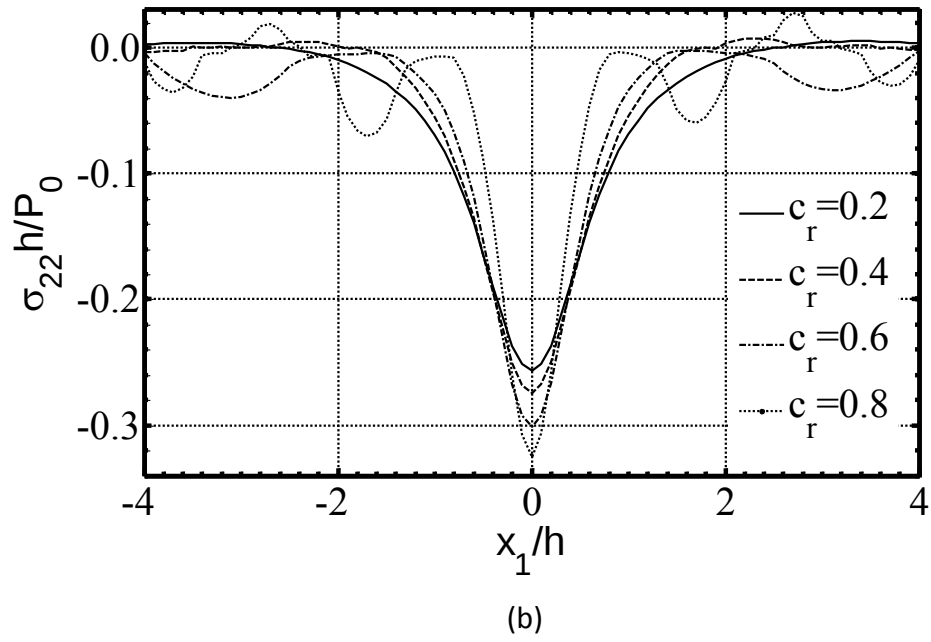
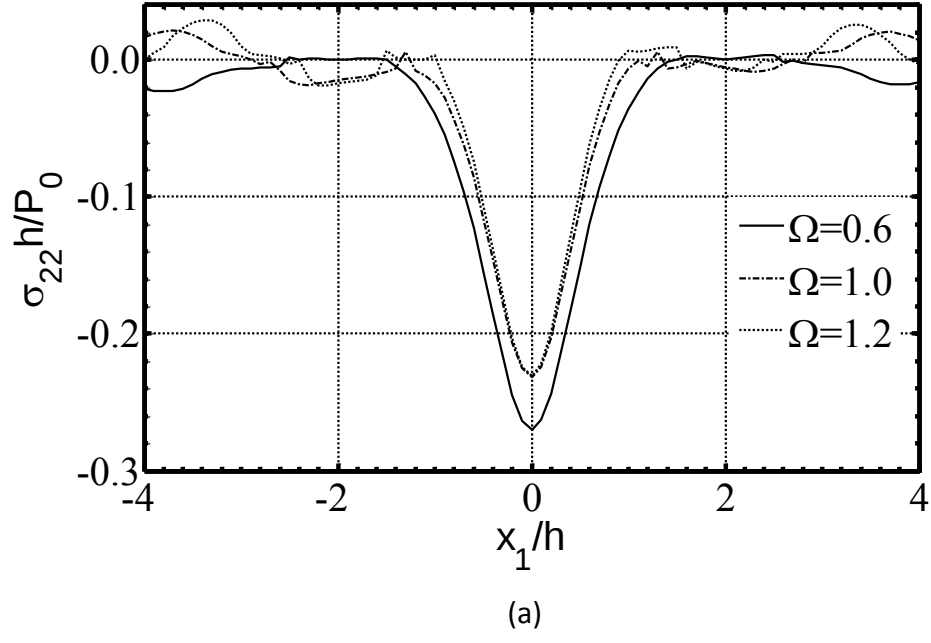


Şekil 4. 40 Farklı Ω değerleri için $u_2\mu^{(1)}/P_0 h$ yer değiştirmesi ve c_r ye bağlı grafikler

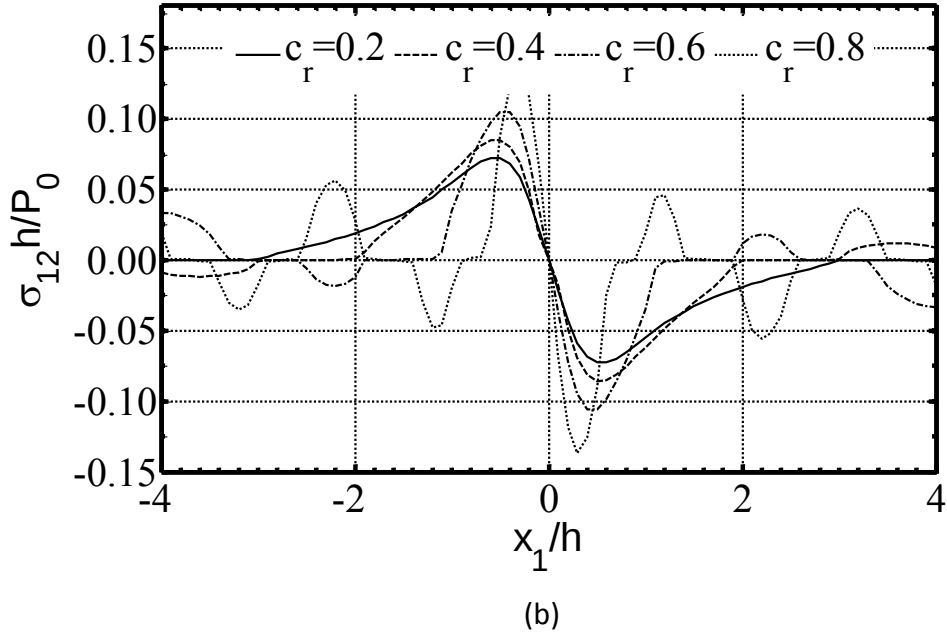
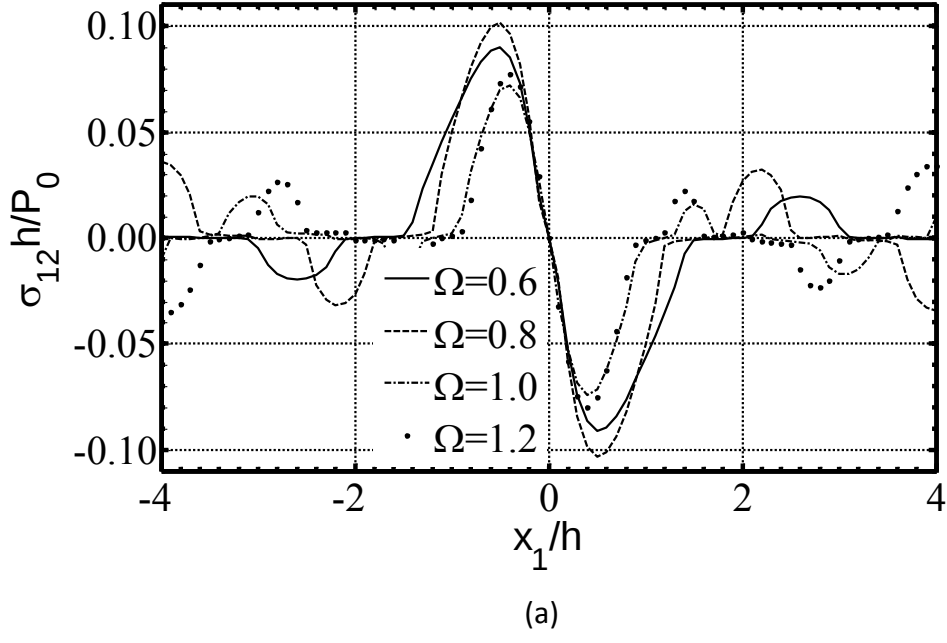


Şekil 4. 41 Farklı Ω değerleri için $u_3\mu^{(1)}/P_0 h$ yer değiştirmesi ve c_r ye bağlı grafikler

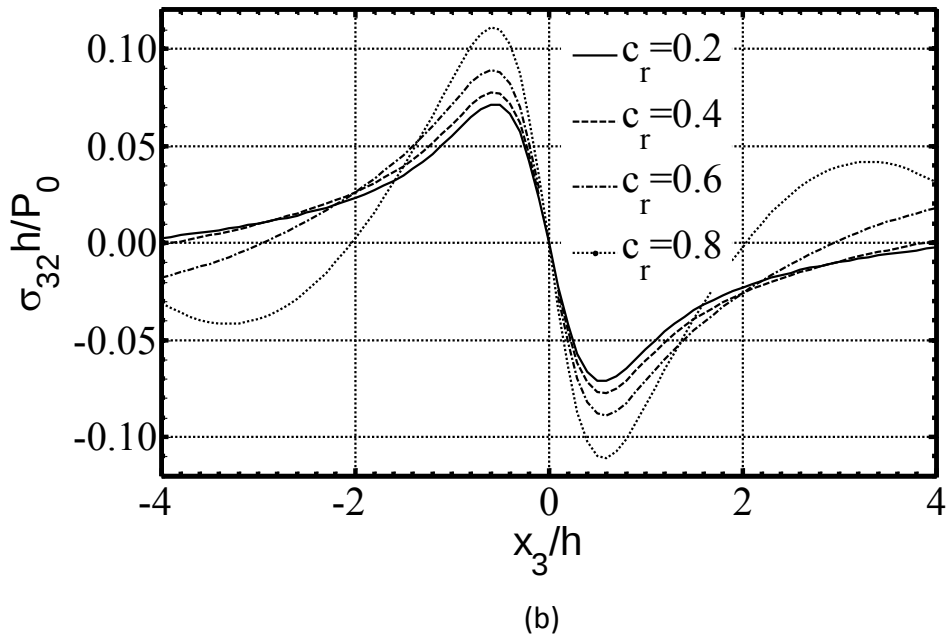
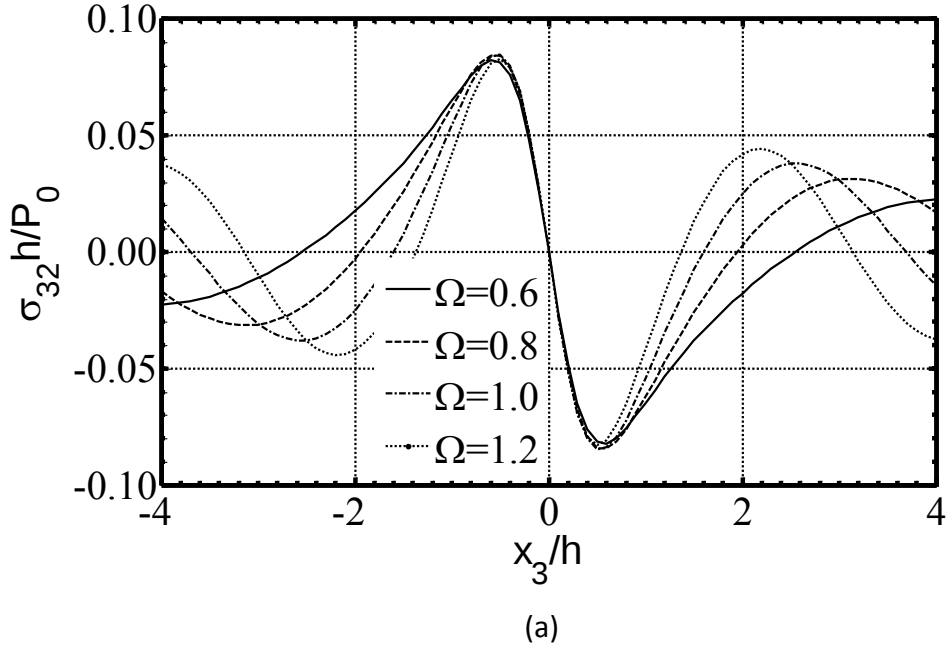
Şimdi σ_{22} normal gerilmesinin (Şekil 4. 42) ve σ_{12} kayma gerilmesin (Şekil 4. 43) $x_3 = 0$ da x_1 eksenine göre, σ_{32} kayma gerilmesinin (Şekil 4. 44) $x_1 = 0$ da x_3 eksenine göre, u_1 (Şekil 4. 45) ve u_2 (Şekil 4. 46) yer değiştirmelerinin $x_3 = 0$ da x_1 eksenine göre, u_3 yer değiştirmesinin (Şekil 4. 47) $x_1 = 0$ da x_3 eksenine göre dağılımları incelenecektir. Burada (3.56) denklemindeki $\omega t = \pi/4$ olarak alınmış, sisteme etki eden ön gerilmenin $\eta_{11}^{(m)} = \eta_{33}^{(m)} = 0$ ($m=1,2$) olduğu kabul edilmiştir. Belirtilen dağılım grafikleri $c_r = 0.4$ iken Ω nın farklı değerleri için (a) ve $\Omega = 0.4$ iken c_r nin farklı değerleri için (b) oluşturulmuştur.



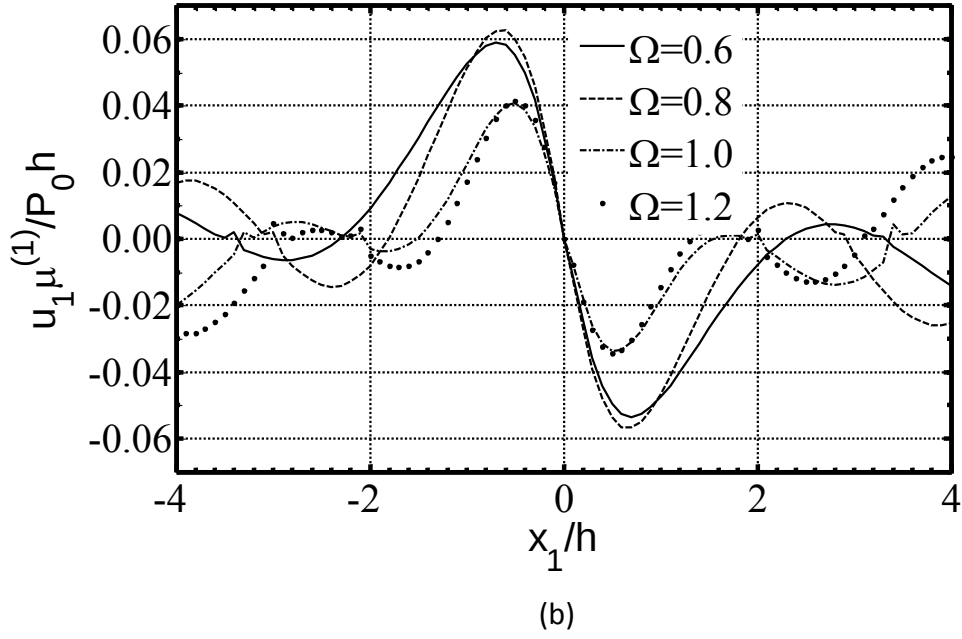
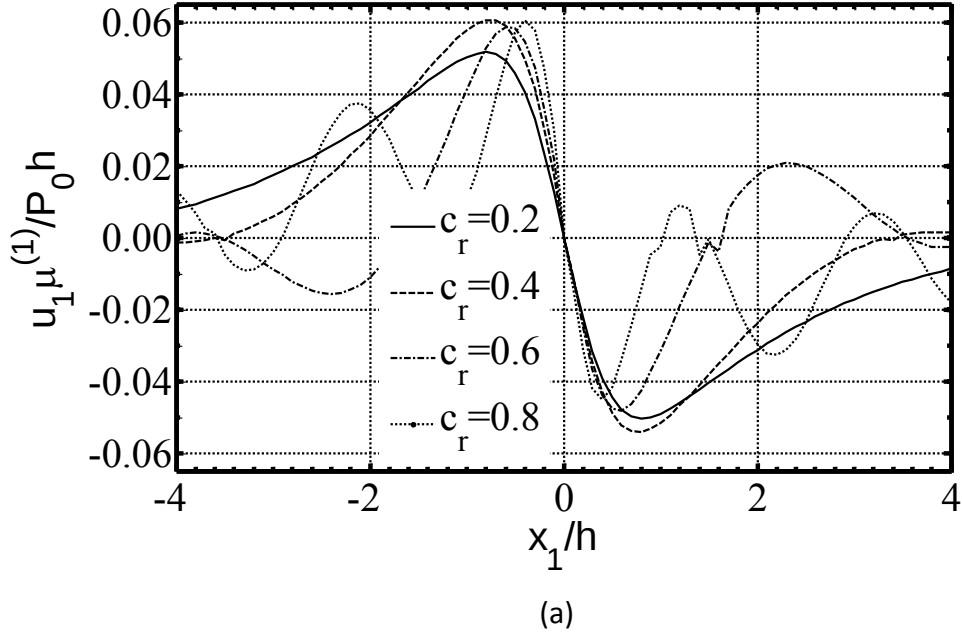
Şekil 4. 42 Ara düzlemdeki $\sigma_{22}h/P_0$ gerilmesi ve x_1/h e bağlı grafikler(Üst St-Alt Al), a) farklı Ω değerleri için, b) farklı c_r değerleri için



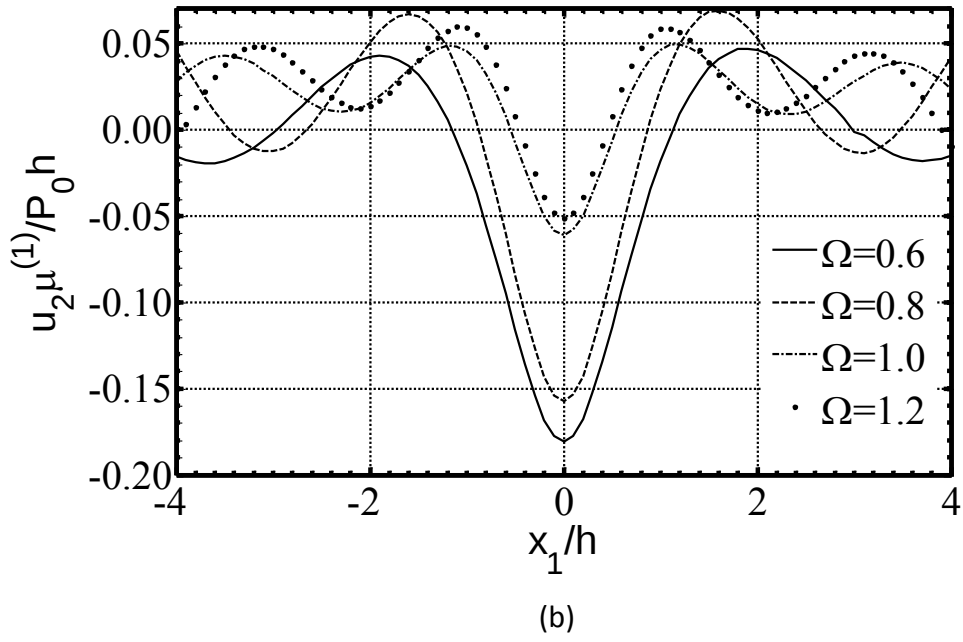
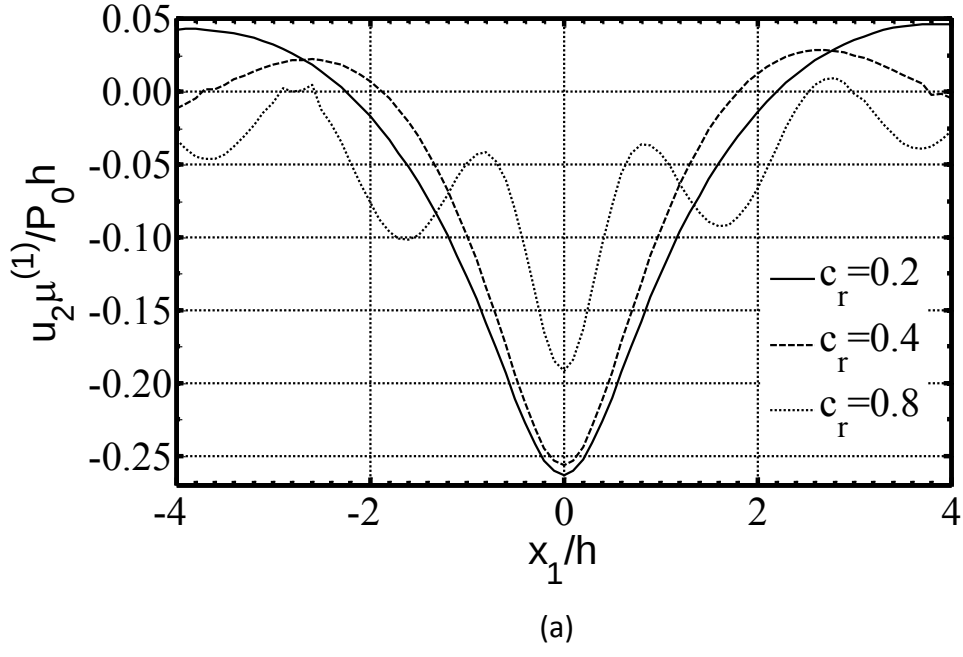
Şekil 4. 43 Ara düzlemdeki $\sigma_{12}h/P_0$ gerilmesi ve x_1/h e bağlı grafikler(Üst St-Alt Al), a) farklı Ω değerleri için, b) farklı c_r değerleri için



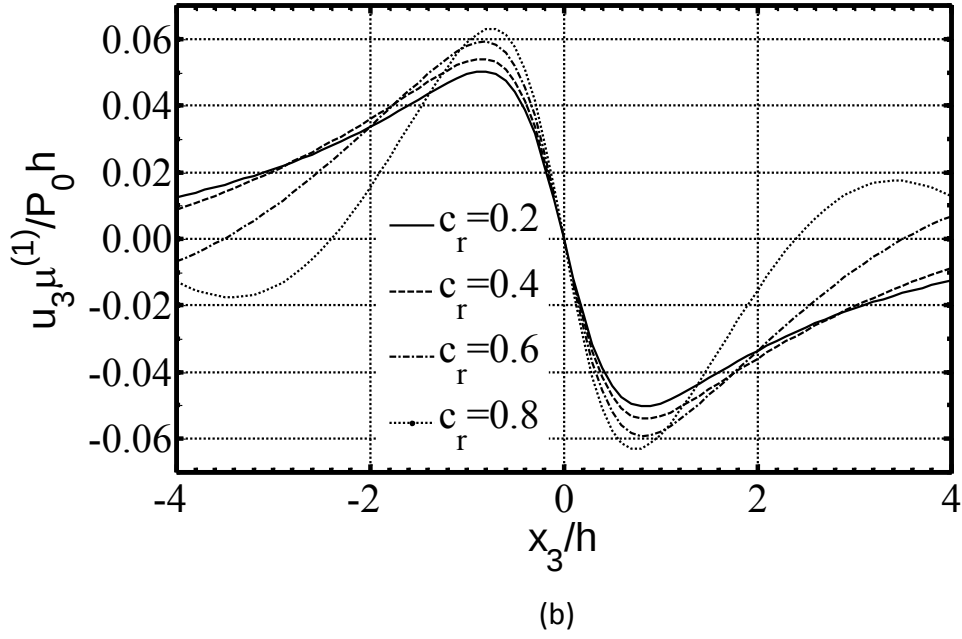
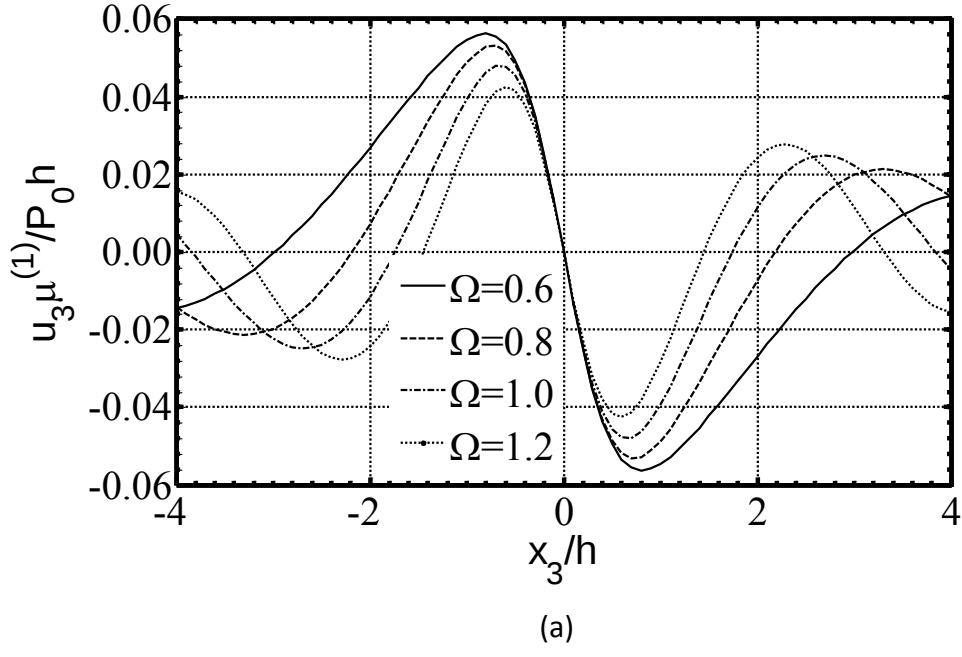
Şekil 4. 44 Ara düzlemdeki $\sigma_{32}h/P_0$ gerilmesi ve x_3/h e bağlı grafikler(Üst St-Alt Al),
a) farklı Ω değerleri için, b) farklı c_r değerleri için



Şekil 4. 45 Ara düzlemdeki $u_1 \mu^{(1)} / P_0 h$ yer değiştirmesi ve x_1 / h e bağlı grafikler(Üst St-Alt Al), a) farklı Ω değerleri için, b) farklı c_r değerleri için



Şekil 4. 46 Ara düzlemdeki $u_2\mu^{(1)}/P_0 h$ yer değıştirmesi ve x_1/h e bağı grafikler(Üst St-Alt Al), a) farklı Ω değeri için, b) farklı c_r değeri için



Şekil 4. 47 Ara düzlemdeki $u_3\mu^{(1)}/P_0 h$ yer değıştirmesi ve x_3/h e bağı grafikler(Üst St-Alt Al), a) farklı Ω değeri için, b) farklı c_r değeri için

SONUÇ VE ÖNERİLER

Tezde parçalı homojen cisim modeli çerçevesinde üç boyutlu doğrusallaştırılmış elastik dalga yayılımı teorisi uygulanarak ön gerilmeli tabaka ile örtülü ön gerilmeli yarı uzaya etki eden sabit hızla hareket eden zamana göre harmonik değişen tekil yükün dinamik etkisi araştırıldı. Sayısal sonuçları elde etmek için çözüm metodu ve algoritma geliştirilmiş, kritik hız ve gerilme dağılımlarına ait sayısal sonuçlar hazırlanmıştır. Buna göre çalışmada aşağıdaki sonuçlar elde edilmiştir:

Yarı uzay ve örtü tabakasından oluşan sistemin kritik hızın minimum değeri düzlem gerilme durumundaki problemde elde edilen değerle çakıştığı görülmüştür.

Kritik hızın minimum değerinden daha büyük ve $\min\left(c_2^{(1)}\sqrt{1+\sigma_{11}^{(1)0}/\mu^{(1)}}, c_2^{(2)}\sqrt{1+\sigma_{11}^{(2)0}/\mu^{(2)}}\right)$ limit değerinden küçük olan, hareketli yükün tüm hız değerleri kritik hızdır.

Yükün hareket doğrultusuna dik yönde etkiyen ön çekme veya basınç gerilmeleri kritik hızın değişim aralığını ve değerlerini etkilememektedir.

Yükün hareket yönünde etkiyen ön çekme (basınç) gerilmesi kritik hızın alt ve üst limit değerlerinin artmasına (azalmasına) sebep olmaktadır.

Belirli bir Ω (Ω' ile gösterildi) frekans değerine kadar kritik hız değerleri azalmakta, ancak $\Omega > \Omega'$ olduğu durumda kritik hız değerleri Ω ile artmaktadır.

Yarı uzay ve örtü tabakasının ara yüzeyindeki normal gerilmeler incelendiğinde titreşim frekansının rezonans değerlerinin hareketli yükün hızı ile azaldığı görülmektedir.

Rezonans durumunda normal gerilmenin değerleri hareketli yükün hızı ile artar.

Üç boyutlu halde elde edilen gerilmeler mutlak değerce düzlem şekil değıştirme hali için elde edilenden daha azdır.

Dış yükün hareket doğrultusuna dik doğrultuda örtü tabakasına etkiyen ön gerilme ve aynı zamanda dış yükün hareket doğrultusunda örtü tabakasına etkiyen ön gerilme yukarıda anılan gerilmelerin mutlak değerce azalmalarına sebep olur

-
- [1] Achenbach, J.D., Keshava, S.P. ve Herrman, G., (1967). "Moving load on a plate resting on an elastic half space", Trans. ASME, Ser. E., Journal of Applied Mechanics, 34(4): 183-189.
 - [2] Akbarov, S. ve İlhan, N., (2010). "Time-harmonic dynamical stress field in a system comprising a pre-stressed orthotropic layer and pre-stressed orthotropic half-plane", Archive of Applied Mechanics, 80(11), 1271-1286.
 - [3] Akbarov, S. ve İlhan, N., (2009). "Dynamics of a system comprising an orthotropic layer and orthotropic half-plane under the action of an oscillating moving load", International Journal of Solids and Structures, 46(21), 3873-3881.
 - [4] Akbarov, S.D. ve İlhan, N., (2008). "Dynamics of a system comprising a pre-stressed orthotropic layer and pre-stressed orthotropic half-plane under the action of a moving load", International Journal of Solids and Structures, 45(14-15): 4222-4235.
 - [5] Akbarov, S.D., (2007-a). "The axisymmetric Lamb's problem for the finite pre-strained half-space covered with the finite pre-stretched layer", Int. Appl. Mech. 43(3): 351-360.
 - [6] Akbarov, S.D., (2007-b). "Recent investigations on the dynamical problems of the elastic body with initial (residual) stresses" (review), Int. Appl. Mech., 43(12): 3-27.
 - [7] Akbarov, S.D., Guler, C. ve Dincsoy, E., (2007-c). "The critical speed of a moving load on a prestressed plate resting on a prestressed half-plane", Mechanics of Composite Materials, 43 (2): 137-182.
 - [8] Akbarov, S.D. ve Guler C., (2007-d). "On the stress field in a half-plane covered by the pre-stretched layer under the action of arbitrary linearly located time-harmonic forces", Applied Mathematical Modelling, 31: 2375-2390.
 - [9] Akbarov, S.D., (2006-a). "The influence of the third order elastic constants on the dynamical interface stress field in a half-space covered with a pre-stretched later", Int. J. Non- Linear Mechan., 41: 417-425.
 - [10] Akbarov, S.D., (2006-b). "Dynamical (time-harmonic) axisymmetric interface stress field in the finite pre-strained half-space covered with the finite pre-

stretched layer", Int. J. Eng. Sci., 44: 93-112.

- [11] Akbarov, S.D., (2006-c). "On the dynamical axisymmetric stress field in a finite pre-stretched bilayered slab resting on a rigid foundation", J. Sound Vibr., 294: 221-237.
- [12] Akbarov, S.D., (2006-d). "Frequency response of the axisymmetrically finite pre-stretched slab from incompressible functionally graded material on a rigid foundation", Int. J. Eng. Sci., 44: 484-500.
- [13] Akbarov, S.D. ve Guler, C., (2005). "Dynamical (Harmonic) interface stress field in the half-plane covered by the pre-stretched layer under a strip load", The Journal of Strain Analysis for Engineering Design, 40(3): 225-236.
- [14] Akbarov, S.D., Emiroglu, İ. ve Tasci, F., (2005a). "The Lamb's problem for a half-space covered with the pre-stretched layer", Int. J. Mech. Sci., 45: 1326–1349.
- [15] Akbarov, S. D., Zamanov, A. D. ve Suleimanov, T. R., (2005b). "Forced vibration of a prestretched two-layer slab on a rigid foundation", Mech. Comp. Mater., 41(3): 229–240 (2005).
- [16] Akbarov, S. D., ve Guz, A. N., (2004). "Axisymmetric longitudinal wave propagation in pre-stressed compound circular cylinders", Int. J. Eng. Sci., 42: 769–791.
- [17] Akbarov, S. D., Yahnioglu, N. ve Yucel, A. M. , (2004). "On the influence of the initial tension of a strip with a rectangular hole on the stress concentration caused by additional loading" J. Strain Anal., 39(6): 615–624.
- [18] Akbarov, S.D. ve Ozisik, M., (2004-a). "Dynamic interaction of pre-stressed nonlinear elastic layer and half-plane", International Applied Mechanics, 40(9): 137–144.
- [19] Akbarov, S.D. ve Ozisik, M., (2004-b). "The influence of the third order elastic constants to the generalized Rayleigh wave dispersion in a pre-stressed stratified half-plane", Int. J. Eng. Sci., 41: 2047–2061.
- [20] Akbarov, S.D. ve Ozaydin, O., (2001). "The effect of initial stresses on harmonic stress field within the stratified half plane," Eur. J. Mech. A/Solids, 20: 385–396.
- [21] Akbarov, S.D. ve Salmanova, K.A., (2009). "On the dynamics of a finite pre-strained bi-layered slab resting on a rigid foundation under the action of an oscillating moving load", Journal of Sound and Vibration, 327, 454–472.
- [22] Alabi, B., (1989). "A model for the problem of ground vibration induced by the wheels of a moving train", Appl Math Model, 13: 710-5.
- [23] Alabi, B., (1992). "A parametric study on some aspects of ground-borne vibrations due to rail traffic", J Sound Vibr, 153: 77-87.
- [24] Andersen, L, ve Nielsen, SRK., (2003). "Boundary element analysis of steady-state response of elastic half-space to a moving force on its surface", Engng Anal Bound Elements, 27: 23-38.

- [25] Ang, D.D., (1960). "Transient motion of a line load on the surface of an elastic half space", Quarterly Journal of Applied Mathematics, 18: 251-256.
- [26] Arnold, L., (1983). "The critical velocity of a load moving is plate that is subjected to in-plane forces", Cold Region Science and Technology, 6: 267-274.
- [27] Auersch, L., (2008). "The effect of the critical moving loads on the vibrations of soft soil and isolated railway tracks", Journal of Sound and Vibration, 310, 587-607.
- [28] Auersch, L., (2006). "Ground vibration due to railway traffic-calculation of the effects of moving static loads and their experimental verification", Journal of Sound and Vibration, 293: 599-610.
- [29] Babich, S. Yu., Glukhov, Yu. P. ve Guz, A.N., (2008a). "Dynamics of a prestressed incompressible layered half-space under moving load" International Applied Mechanics, 44(3): 268-285.
- [30] Babich, S. Yu., Glukhov, Yu. P. ve Guz, A.N., (2008b). "A dynamic problem for a prestressed compressible layered half-space" International Applied Mechanics, 44(4): 388-405.
- [31] Babich, S.Yu., Glukhov, Yu.P. ve Guz, A.N., (1988). "Toward the solution of the problem of the action of a live load on a two-layer half-space with initial stresses", International Applied Mechanics, 24(8): 775-780.
- [32] Babich, S.Yu., Glukhov, Yu.P. ve Guz, A.N., (1986). "Dynamics of a layered compressible prestressed half-space under the influence of moving load", International Applied Mechanics, 22(6): 808-815.
- [33] Biot, MA., (1965). Mechanics of incremental deformations., Wiley, New York.
- [34] Burke, M, ve Kingsbury, HB., (1984). "Response of poroelastic layers to moving loads", Int J Solid Struct, 20(5): 499-511.
- [35] Chadwick, P. ve Jarvis, D.A., (1979). "Interfacial waves in a pre-strained neo-Hookean body, II: triaxial states of strain", Quarterly Journal of Mechanics and Applied Mathematics 32: 401-418.
- [36] Chakraborty, A., ve Gopalakrishnan, S., (2004-a). "A spectrally formulated finite element for wave propagation analysis in layered composite media", Int. J. Solids Struct., 41(18), 5155–5183.
- [37] Chakraborty, A., ve Gopalakrishnan, S., (2004-b). "Thermoelastic wave propagation in anisotropic layered media: a spectral element formulation", Int. J. Comp. Meth., 1(3): 535–567.
- [38] Degrande, G. ve Schillemans, L., (2001). "Free fiels vibration during the passage of a Thalys high-speed train at variable speed", Journal Sound and Vibration 2001; 247(1): 131-144.
- [39] Cole, J. ve Huth, J., (1958). "Stress produced in a half-space by moving loads", Journal of Applied Mechanics, 25: 433-436.
- [40] Craggs, J.W., (1960). "Two dimensional waves in an elastic half-space",

- Proceedings of the Cambridge Philosophical Society, 56: 269-275.
- [41] Chouw, N. ve Pflanz, G., (2000). "Reduction of structural vibrations due to moving load", In: Chouw N, Schmid G, editors. Wave. Rotterdam: Balkema, 251-268.
 - [42] De, Barros, FCP ve Luco, JE., (1994). "Response of a layered visco-elastic halfspace to a moving point load", Wave Motion, 1994, 19: 189-210.
 - [43] De, Barros, FCP, ve Luco, JE., (1995). "Stresses and displacements in a layered halfspace for a moving line load", Appl Math Comput, 67: 103-134.
 - [44] Dowaik, M.A. ve Ogden, R.W., (1991). "Interfacial waves and deformations in pre-stressed elastic media", Proceedings of the Royal Society of London A, 433: 313-328.
 - [45] Eason, G., (1965). "The stress produced in a semi-infinite solid by moving surface force", International Journal of Engineering Science, 2: 581-609.
 - [46] Ekevid, T, Li, MXD ve Wiberg, NE., (2001). "Adaptive FEA of wave propagation induced by high-speed trains", Comput Struct 79: 2693-2704.
 - [47] Elishakoff, I., ve Guide, Z., (2004). "Analytical polynomial solutions for vibrating axially graded beams", Mech. Adv. Mater. Struct., 11: 517-533.
 - [48] Emiroglu, I., Tasci, F. ve Akbarov, S.D.,(2009). "Dynamical Response of Two Axially Pre-Strained System Comprising of a Covering Layer and a Half Space to Rectangular Time-Harmonic Forces", CMES, 49(1), 47-68.
 - [49] Emiroglu, İ., Tasci, F., ve Akbarov, S.D., (2004). "Lamb problem for a half-space covered with a two-axially prestretched layer", Mech. Comp. Mater., 40(5): 379-388.
 - [50] Engelbrecht, J., (1997). Nonlinear Wave Dynamics: Complexity and Simplicity, Kluwer, Dordrecht .
 - [51] Eringen, A.C., ve Suhubi, E.S., (1975-a). Elastodynamic, V. 1. Finite Motions, Academic Press, New York.
 - [52] Eringen, A.C., ve Suhubi, E.S., (1975-b). Elastodynamic, V. 2. Linear Theory, Academic Press, New York.
 - [53] Filippov, A., (1961). "Steady-state vibrations of an infinite beam on elastic half-space subjected to a moving load", Izvestija AN SSSR OTN Mehanikai Mashinostroenie 6: 97-105.
 - [54] Fryba, L., (1972). Vibration of solids and structures under moving loads, Groningen, Noordhoff.
 - [55] Fu, Y.B. ve Mielke, A., (2002). "A new identity for the surface impedance matrix and its application to the determination of surface-wave speeds", Proceedings of Royal Society of London A 458: 2523-2543.
 - [56] Gakenheimer, D.C. ve Miklowitz, J., (1969). "Transient excitation of an elastic half-space by a point load travelling on the surface", Journal of Applied Mechanics, 36: 505-515.

- [57] Ganarante, M., ve Sanders, O., (1996). "Response of a layered elastic medium to a moving strip load", *Int J Numer Anal Meth Geomech*, 20: 191-208.
- [58] Georgiadis, H.G., ve Barber, J.R., (1993). "Steady-state transonic motion of a line load over an elastic half-space: The corrected Cole–Huth solution", *Journal of Applied Mechanics*, 60: 772-774.
- [59] Gladwell, G. M. L., (1968). "The calculation of mechanical impedances related with the surface of a semi-infinite elastic body", *J. Sound Vibr.*, 8: 215–219.
- [60] Green, A.E., Rivlin, R.S. ve Shield, R.T., (1952). "General theory of small elastic deformations superposed on finite elastic deformations", *Proceedings of the Royal Society of London, A* 211: 128–154.
- [61] Green, A.E., (1961). "Torsional vibrations of an initially stressed circular cylinder," In: J.R.M. Radoc, M. A. Lavrentiev (Eds.), *Problems of Continuum Mechanics (Mushhelishvili anniversary Vol.)* Society for Industrial and Applied Mathematics, Philadelphia, PA, 148-154.
- [62] Green, A. E., (1963). "A note on wave propagation in initially deformed bodies," *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 11(2): 119-126.
- [63] Grundmann, H., Lieb, M. ve Trommer, E., (1999). "The response of a layered halfspace to traffic loads moving along its surface", *Arch Appl Mech*, 69: 55-67.
- [64] Gulyaev, V.I. ve Nabil, M., (2005). "Resonant interaction of a beam and elastic foundation during the motion of a periodic system of concentrated loads," *International Applied Mechanics*, 41(5): 560-565.
- [65] Guz, A.N., (2006). "Three-dimensional theory of stability of a carbon nanotube in a matrix," *Int. Appl. Mech.*, 42(1): 19–31.
- [66] Guz, A.N. ve Guz, I.A., (2006). "On models in the theory of stability of multiwalled carbon nanotubes in matrix," *Int. Appl. Mech.*, 42(6): 617–628.
- [67] Guz, A.N., Roger, A.A., ve Guz, I.A., (2005). "Developing a compressive failure theory for nanocomposites," *Int. Appl. Mech.*, 41(3): 233–255.
- [68] Guz, A. N., (2005). "On foundations of the ultrasonic non-destructive method for determination of stresses in near-surface layers of solid bodies", *International Applied Mechanics* 41(8): 944-955.
- [69] Guz, A.N., (2004). *Elastic Waves in Bodies with initial (residual) stresses*, "A.C.K.", Kiev (in Russian).
- [70] Guz, A.N., (2002). "Elastic waves in bodies with initial (residual) stresses", *Int. Appl. Mech.*, 38: 23-59.
- [71] Guz, A.N., ve Makhort, F.G., (2000). "The physical fundamentals of the ultrasonic nondestructive stress analysis of solids," *Int. Appl. Mech.*, 36(9): 1119–1148.
- [72] Guz, A.N., (1986-a). *Elastic Waves in a Body with Initial Stresses. I. General Theory.*, Naukova Dumka, Kiev (in Russian).

- [73] Guz, A.N., (1986-b). Elastic Waves in a Body with Initial Stresses. II. Propagation Laws., Naukova Dumka, Kiev (in Russian).
- [74] Guz, A.N. ve Koshman, V.P., (1980). "Nonstationary problem of the theory of elasticity for an incompressible half-plane with initial stresses," Dokl. AN Ukr. SSR, Ser. A 8: 39–49 (1980).
- [75] Guz, A.N., (1978). "Linearized theory of propagation of elastic waves in bodies with initial stresses," Int. Appl. Mech., 14(4): 339–362.
- [76] Hardy, MSA ve Cebon, D., (1993). "Response of continuous pavements to moving dynamic loads", J Engng Mech, ASCE, 119: 1762-1780.
- [77] Hayes, M. ve Rivlin, R.S., (1961). "Surface waves in deformed materials", Archive for Rational Mechanics and Analysis 8 (5): 358-380.
- [78] Hussein, MFM. ve Hunt, HEM., (2007). "Modelling of floating-slab tracks with continuous slabs under oscillating moving loads", Journal of Sound and Vibration, 247(1): 131-144.
- [79] Hirose, S., (2000). "Boundary element modeling and analysis of moving loads in time and frequency domains", In: Chouw N, Schmid G, editors. Wave. Rotterdam: Balkema, 71-82.
- [80] Huang, MH. ve Thambiratnam, DP., (2001). "Deflection response of plate on Winkler foundation to moving accelerated loads", Engng Struct, 23: 1134-41.
- [81] Huang, MH. ve Thambiratnam, DP., (2002). "Dynamic response of plates on elastic foundation to moving loads", J Engng Mech ASCE, 128: 1016-1022.
- [82] Hung, HH, Yang, YB., (2001). "Elastic waves in visco-elastic half-space generated by various vehicle loads", Soil Dyn Earthquake Engng, 21: 1-17.
- [83] Ilshner B.ve Cherradi N. (eds.), (1994). "Proc. 3rd Int. Symp. on Structural and Functional Graded Materials (FGM 94)", Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, Lausanne, Switzerland.
- [84] Johnson, K. L., (1985). Contact Mechanics, Cambridge University Press, Cambridge.
- [85] Jones, DV, Laghrouche, O, Le Houe'dec D ve Petyt, M., (1997). "Ground vibration in the vicinity of a rectangular load acting on a viscoelastic layer over a rigid foundation", J Sound Vibr, 203(2): 307-319.
- [86] Karlström, A., (2006). "An analytical model for ground vibrations from accelerating trains", Journal of Sound and Vibration, 293: 587-598.
- [87] Kerr, A.D., (1983). "The critical velocities of a load moving on a floating ice plate that is subjected to in-plane forces", Cold Region Science and Technology, 6(3): 267-274.
- [88] Kerr, A.D., (1972). "The continuously supported rail subjected to an axial force and a moving load", Int. J. Mech. Sci., 14: 71-78.
- [89] Koh, C.G., Chiew, G.H. ve Lim, C.C., (2007). "A numerical method for moving load on continuum", Journal of Sound and Vibration, 300: 126-138.

- [90] Kononov, AV, ve de Borst, R., (2002). "Instability analysis of vibrations of a uniformly moving mass in one and two-dimensional elastic systems", *Eur J Mech A/Solids*, 21: 151-65.
- [91] Koshman, V.P., (1980-a). "Dynamics of an incompressible half-plane with initial strains," *Int. Appl. Mech.*, 16(9): 817–822.
- [92] Koshman, V. P., (1980-b). "Lamb's plane problem for a compressible half-space with initial stresses," *Int. Appl. Mech.*, 16(10): 912–917.
- [93] Krenk, S, Kellezi, L, Nielsen, SRK, ve Kirkegaard, PH., (1999). "Finite elements and transmitting boundary conditions for moving loads", In: Fryba L, Naprstek, editors. *Structural Dynamics-EURODYN' 99*. Rotterdam: Balkema, 447–52.
- [94] Krylov, VV., (1995). "Generation of ground vibrations by superfast trains", *Appl Acoust* 44: 149-164.
- [95] Labra, J.J., (1975). "An axially stressed railroad track on an elastic continuum subjected to a moving load", *Acta Mech.*, 22: 113-129.
- [96] Lamb, H., (1904). "On the propagation of tremors over the surface of an elastic solid", *Phil. Trans. Royal Soc.*, A203: 1–42.
- [97] Lekhnitskii, S.G., (1981). *Theory of elasticity an anisotropic body*. Mir Publishers, Moscow.
- [98] Lefeuvre-Mesgouez, G, Peplow, A. ve Le Houe'dec, D., (2000). "Ground vibration in the vicinity of a high-speed moving harmonic strip load", *J Sound Vibr*, 231(5): 1289-1309.
- [99] Lefeuvre-Mesgouez, G, Peplow, A. ve Le Houe'dec, D., (2002). "Surface vibration due to a sequence of high speed moving harmonic rectangular loads", *Soil Dyn Earthquake Engng*, 22: 459-473.
- [100] Lipen, A.B. ve Chigarev, A.V., (1998). "The displacements in an elastic half-space when a load moves along a beam lying on its surface", *Journal of Applied Mathematics and Mechanics*, 62(5): 791-796.
- [101] Lombaert, G. ve Degrande, G., (2001). "Experimental validation of a numerical prediction model for the free field traffic induced vibrations by in situ experiments", *Soil Dyn Earthquake Engng*, 21: 485-497.
- [102] Madshus, C. ve Kaynia, A.M., (2000). "High speed railway lines on soft ground: dynamic behaviour at critical train speed", *Journal of Sound and Vibration*, 231(3): 689-701.
- [103] Maugin, G. A., (1999). *Nonlinear Waves in Elastic Crystals*, Oxford University Press, Oxford.
- [104] Metrikine, A.V. ve Dieterman, H.A., (1997). "Three-dimensional vibrations of a beam on and elastic half-space: resonance interaction of vertical longitudinal and lateral beam waves", *Journal of Applied Mechanics*, 64: 951-956.
- [105] Murnaghan, F.D., (1951). *Finite Deformation of an Elastic Solid*, Willey and Sons, New York.

- [106] Niwa, Y. ve Kobayashi, S., (1966). "Stresses produced in an elastic half-plane by moving loads along its surface", *Memoirs of the Faculty of Engineering*, 28(3): 254-276.
- [107] Norwood, F.R, (1969). "Exact transient response of an elastic half space loaded over a rectangular region of its surface", *Journal of Applied Mechanics*, 36: 516-522.
- [108] Ogden, R.W. ve Sotiropoulos, D.A., (1998). "Reflection of plane waves from the boundary of a pre-stressed compressible elastic half-space", *IMA Journal of Applied Mathematics* 61: 61-90.
- [109] Ozisik, M., (2003). *Generalized Rayleigh Waves Dispersion in a Pre-stressed Half-Plane Covered with a Pre-stressed Layer*, Doktora Tezi, Yıldız Teknik Üniversitesi, İstanbul.
- [110] Ozisik, M., ve Akbarov, S.D., (2003). "Rayleigh-wave propagation in a half-plane covered with a prestressed layer under complete and incomplete interfacial contact", *Mech. Comp. Mater.*, 39(2): 177–182.
- [111] Pan, G, Atluri, SN., (1995). "Dynamic response of finite sized elastic runways subjected to moving loads: a coupled BEM/FEM approach", *Int J Numer Meth Engng*, 38: 3143-3166.
- [112] Pan, G, Okada, H. ve Atluri, SN., (1994). "Nonlinear transient dynamic analysis of soil-pavement interaction under moving load: a coupled BEM/FEM approach", *Engng Anal Bound Elements*, 14: 99-112.
- [113] Papadopoulos, M., (1963). "The elastodynamics of moving loads", *Journal of the Australian Mathematical Society*, 3: 79-92.
- [114] Payton, R.G., (1964). "An application of the dynamic Betti–Rayleigh reciprocal theorem to moving-point loads in elastic media", *Quarterly Journal of Applied Mathematics*, 21: 299-313.
- [115] Payton, R.G., (1967). "Transient motion of an elastic half-space due to a moving line load", *International Journal of Engineering Science*, 5: 49-79.
- [116] Rasmussen, KM, Nielsen, SRK ve Kirkegaard, PH., (2001). "Boundary element method solution in the time domain for a moving time-dependent force", *Comput Struct* 79: 691-701.
- [117] Reddy, J.N., (2000). "Analysis of functionally graded plates", *Int. J. Numer. Meth. Eng.*, 47: 663–684.
- [118] Rizzi, S.A., ve Doyle, J.F., (1992). "A spectral element approach to wave motion in layered solids," *J. Vibr. Acoust.*, 114: 569–577.
- [119] Robertson, I.A., (1966). "Forced vertical vibration of a rigid circular disc on a semi-infinite solid," *Proc. Cambr. Philosoph. Soc.*, 62: 547–557.
- [120] Rogerson, G.A ve Sandiford, K.J., (2000). "The effect of finite primary deformation on harmonic waves in layered elastic media", *Int. J. Solids Struct.* 37: 2059–2087.
- [121] Sheng, X, Jones, CJC. ve Petyt, M., (1999a). "Ground vibration generated by a

- load moving on a railway track”, J Sound Vibr, 228: 129-156.
- [122] Sheng, X., Jones, C.J.C. ve Petyt, M., (1999b). “Ground vibration generated by a harmonic load acting on a railway track”, Journal of Sound and Vibration, 225(1): 3-28.
 - [123] Shiota, I., ve Miyamoto Y. (eds.), (1997). FGM 96 Functionally Graded Materials, Elsevier, Amsterdam.
 - [124] Siddharthan, R, Zafir, Z., ve Norris, GM., (1993). “Moving load response of layered soil. Part I: Formulation; Part II: Verification and application”, J Engng Mech ASCE, 119(10): 2052-2089.
 - [125] Sneddon, I.N.,(1951). Fourier Transforms, McGraw-Hill, New York.
 - [126] Sneddon, I.N., (1957). “The stress produced by a pulse of pressure moving along the surface of a semi-infinite solid”, Rendiconti del Circolo Matematico di Palermo, 2: 57-62.
 - [127] Suiker, ASJ, Chang, CS, de Borst, R. ve Esvelde, C., (1999). “Surface waves in a stratified half-space with enhanced continuum properties. Part 1: Formulation of the boundary value problem Part 2: Analysis of the wave characteristics in regard to high-speed railway tracks”, Eur J Mech A/Solids, 18: 749-768, 769-784.
 - [128] Suleimanov, T.R., (2006-a). “On a frequency response of a pre-strained many-layered slab on a rigid foundation”, Inst. Mat. Mekh. Nats. Acad. Nauk Azerb. Resp., Fiz. Tekh. Mat., 4: 43–54.
 - [129] Suleimanov, T.R., (2006-b). “The influence of the incompleteness of the contact conditions on the frequency response of a pre-strained many-layered slab on a rigid foundation,” Theor. Appl. Mech., Bulletin Azerb. Arch. Build. Univ., 2: 73–82 .
 - [130] Sun, L., (2002). “A closed-form solution of beam on viscoelastic subgrade subjected to moving loads” Comput Struct, 80: 1-8.
 - [131] Suresh S., ve Mortensen, A., (1998). Fundamentals of Functionally Graded Materials, IOM Communications Ltd., London.
 - [132] Takemiya, H., (2003). “Simulation of track-ground vibrations due to a high-speed train: the case of X-2000 at Ledsgard”, Journal of Sound and Vibration 261: 503–526.
 - [133] Tasci, F., Emiroglu, I., ve Akbarov, S.D., (2005). “On the “resonance” values of the dynamical stresses in the system comprises two-axially pre-stretched layer and half-space,” in: 7th Int. Conf. on Vibration Problems, ICOVP-2005, Işık Üniversitesi, Şile, September 5–9, Abstracts , 100.
 - [134] Tadeu, A., Antonio, J. Ve Godinho, L., (2001). “Green’s function for two-and-a-half dimensional elastodynamics problems in a half-space,” Comp. Mech., 27: 484–491.
 - [135] Timoshenko, S. P. ve Goodier, J. N., (1975). Theory of Elasticity, McGraw-Hill, New York.

- [136] Tolstoy, I. ve Usdin E., (1953). "Dispersive properties of stratified elastic and liquid media. A ray theory," *Geophysics*, 18: 844–870.
- [137] Truestell, C. ve Noll, W., (1965). The nonlinear field theories of mechanics In: E. Flugge (Ed.), *Handbuch der Physik*, Vol III/3, Springer, Berlin, New York.
- [138] Wang, C.Y. ve Achenbach, J. D., (1996). "Lamb's problem for solids of general anisotropy," *Wave Motion*, 24: 227–242.
- [139] Werkle, H. ve Waas, G., (1987). "Analysis of ground motion caused by propagating air pressure waves", *Soil Dyn Earthquake Engng*, 6(4): 194-202.
- [140] Yahnioglu, N., (2007). "On the stress distribution in the pre-strained simply supported strip containing two neighbouring circular holes under vibration. *International Applied Mechanics*, 43(10): 135-140.
- [141] Yang, Y-B. ve Hung, H-H., A, (2001). "2.5 D. finite/infinite element approach for modeling visco-elastic bodies subjected to moving loads", *Int J Numer Meth Engng*, 51: 1317-1336.
- [142] Zafir Z, Siddharthan R. ve Sebaaly PE, (1994). Dynamic pavement-strain histories from moving traffic load. *J Transport Engng*, ASCE 1994; 120:821–42.
- [143] Zhuk, Y.A. ve Guz, I.A., (2007). "Feature of plane wave propagation along the layers of a pre-strained nanocomposites", *International Applied Mechanics*, 43(4): 361-379.
- [144] Zhuk, Y.A. ve Guz, I.A., (2006). "Influence of prestress on the velocities of plane waves propagating normally to the layers of nanocomposites", *Int. Appl. Mech.*, 42(7): 729–743.
- [145] Zamanov, A.D. ve Suleimanov, T.R., (2005). "Axisymmetric forced vibration of a finite pre-strained many-layered slab on a rigid foundation," *Mech. Mach. Build, Bulletin of Azerb. Technical Univ.*, 4: 13–18.

ÖZGEÇMİŞ

KİŞİSEL BİLGİLER

Adı Soyadı :Ahmet TEMÜGAN
Doğum Tarihi ve Yeri :18.09.1980/Sakarya
Yabancı Dili :İngilizce (KPDS:85)
E-posta :temuganim@yahoo.com.tr

ÖĞRENİM DURUMU

Derece	Alan	Okul/Üniversite	Mezuniyet Yılı
Y. Lisans	İnşaat -Mekanik	İTÜ	2006
Lisans	İnşaat Mühendisliği	İTÜ	2003
Lise	Devlet Lisesi	Şehit Üst.Selçuk Esedoğlu L.	1998

İŞ TECRÜBESİ

Yıl	Firma/Kurum	Görevi
2009	Türk Telokomünikasyon A.Ş.	Proje Mühendisi
2006	Dilara İnşaat	Proje Mühendisi

YAYINLARI

Bildiri

1. Akbarov S., İlhan N. ve Temugan, A., (2011). "On the Dynamics of the Oscillating Moving Load Acting on the System Comprising a Pre-Stressed Layer and Pre-Stressed Half-Space", ICOVP-2011, Vol. 1, pp. 261-268.
2. Akbarov S., İlhan N. ve Temugan, A., (2010). "The critical velocity of the moving point load acting on the system comprised a pre- stressed covering layer and a pre-stressed half-space", Mechanics of Composite Materials 2010.