

75173

KATI YAKITLI ROKETLERDE
DAİMİ OLMAYAN İÇ AKIŞLAR ÜZERİNE
BİR SAYISAL İNCELEME

75173

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Mak. Müh. Uğur Melih GÜVEN

Anabilim Dalı : MAKİNA MÜHENDİSLİĞİ

Programı : ENERJİ

Tez Danışmanı : Doç. Dr. Kadir KIRKKÖPRÜ

75173

ŞUBAT 1998

ÖNSÖZ

Roket uygulamalarında katı yakıtların ilk olarak kullanılmaya başlanması yirminci yüzyılın ortalarına rastlar. Ancak, özellikle silah ve uzay endüstrisinde önde gelen ABD, Rusya, Fransa ve Çin gibi ülkelerde, katı yakıtlı roket uygulamalarında meydana gelen işletme sorunları ve kazalar yüzünden, son on yılda bu konu üzerindeki araştırmalar ivme kazanmıştır.

Bu çalışma da, büyük ölçekli katı yakıtlı roketlerin yanma odalarında oluşan iç akışın aerodinamik özelliklerinin belirlenmesini amaçlayan sayısal bir çalışmanın devamıdır. Akış ortamının zamana bağlı özellikleri yanma olayından ayrılarak çeşitli akış şartlarında incelenmiştir.

Bu çalışmaya başladığım ilk günden bu yana her zaman bana destek olan ve gerek çalışmaya esas olan konular, gerekse sayısal akışkanlar dinamiği dalındaki önemli birikimi sayesinde; oldukça geniş kapsamlı ve pek çok yönü günümüzde dahi halen aydınlatılamamış ve ciddi araştırma konusu olan böylesi bir konuda yaptığı yönlendirme sayesinde çalışmanın ilerlemesinde önemli katkıları bulunan danışmanım Sayın Doç. Dr. Kadir KIRKKÖPRÜ' ye; ayrıca bu çalışmanın kaynak araştırmasını yaptığım sıralarda bulamadığım makaleleri, Belçika' da bulunan von Karman Enstitüsü' ndeki doktora çalışmalarının sıkışıklığına rağmen usanmadan bulup İstanbul' a yollayan, Sayın Makina Yük. Müh. Murat ÇAKAN' a ve çalışmalarım süresince bana gösterdikleri anlayıştan ötürü İTÜ Makina Fakültesi Hidromekanik ve Hidrolik Makinalar Anabilim Dalı' ndaki çalışma arkadaşlarıma teşekkürü bir borç bilirim.

Uğur Melih GÜVEN
İstanbul, 1997

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa No</u>
ÖNSÖZ	ii
SEMBOL LİSTESİ	v
ŞEKİL LİSTESİ	ix
TABLO LİSTESİ	xv
ÖZET	xvi
SUMMARY	xvii
BÖLÜM 1 GİRİŞ	1
1.1 Katı Yakıtlı Roketlerin Genel Özellikleri	1
1.1.1 Katı yakıtların çeşitleri	3
1.1.2 Katı yakıtın yanmasının evreleri ve genel özellikleri	4
1.1.2.1 Homojen katı yakıtın daimi rejimde paralel tabakalar halinde yanması	5
1.1.2.2 Heterojen katı yakıtın daimi rejimde paralel tabakalar halinde yanması	6
1.2 Eroziyon Yanma	7
1.3 Yanma Odasının Genel Fiziksel Özellikleri ve Sorunları	8
1.4 Soğuk Akış Benzeşimi	13
1.5 Yanma Odasının Aerodinamik ve Akustik Özellikleri	14
1.5.1 Karakteristik ölçekler	14
BÖLÜM 2 KATI YAKITLI ROKETLERDE İÇ AKIŞ ÜZERİNE YAPILMIŞ ÇALIŞMALAR	16
BÖLÜM 3 EKSENEL SİMETRİK GEOMETRİ	28
3.1 Matematik Model	28
3.2 Sayısal Ayrıklaştırma Esasları	33
3.3 Daimi Hal	34
3.3.1 Başlangıç ve sınır şartları	34
3.3.1.1 Başlangıç şartları	34
3.3.1.2 Sınır şartları	35
3.4 Daimi Olmayan Hal	36
3.4.1 Daimi olmayan dönümlü hız incelemesi	37

3.4.2 Daimi olmayan girdap (vorteks) alanlarının incelenmesi	38
3.4.3 Çalkantı şiddeti (RMS) incelemeleri	39
BÖLÜM 4 EKSENEL SİMETRİK GEOMETRİDE ZAMANA BAĞLI SAYISAL DENEYLER VE DEĞERLENDİRMELER	41
4.1 Tek Uyarıcı Frekans Hali	41
4.2 Birden Fazla Uyarıcı Frekans Hali	42
4.3 Değerlendirmeler	43
4.3.1 Basınç değişimi değerlendirmeleri	43
4.3.2 Hız değişimi değerlendirmeleri	44
4.3.3 Girdap alanı incelemeleri	48
BÖLÜM 5 ÜÇ BOYUTLU (3B) MODEL	50
5.1 Matematik Model	50
5.2 Sayısal Ayırıklaştırma Esasları	53
5.3 Daimi Akış	54
SONUÇLAR VE ÖNERİLER	56
KAYNAKLAR	58
EK A Metinde Adı Geçen Tablo ve Şekiller	63
ÖZGEÇMİŞ	123

SEMBOL LİSTESİ

a	: Ses hızı
a_0'	: Karakteristik ses hızı (boyutlu)
A	: Çalkantı genliği
A_p	: Yanma odasının akışa dik kesiti
C_p, C_v	: Özgül ısılar
$\vec{e}_\theta$	: Açısal yöndeki birim vektör
E_t	: Toplam enerji
H'	: Eksenden itibaren kanal yüksekliği (dikdörtgen hal için)
h	: Eksenden itibaren bir noktanın boyutsuz yüksekliği (dikdörtgen hal)
$\hat{h}$	: Entalpi
$\hat{h}_O$	: Toplam entalpi
$\hat{h}_R$	: Referans entalpi değeri
I	: Çalkantı şiddeti
I_p	: Çalkantı şiddetinin maksimum değeri
k	: Isı iletim katsayısı
L'	: Eksenel yöndeki referans uzunluğu
L	: Eksenel yöndeki boyutsuz uzunluk
$\dot{m}$	: Kütleli debi
M	: Mach sayısı

p	: Basınç
p_0	: Durma noktası toplam basıncı
Pr	: Prandtl sayısı
Q, E, F, G, H	: Akı vektörleri
r	: Herhangi bir noktanın eksenden uzaklığı (silindirik hal)
R	: Yarıçap
R'	: Radyal yöndeki referans uzunluğu
$\bar{R}$	: Universal gaz sabiti
Re	: Reynolds sayısı
t	: Boyutsuz zaman
t_A'	: Silindir eksenel akustik zamanı
t_f'	: Eksenel akış zamanı
T	: Sıcaklık
u	: Toplam hızın eksenel bileşeni
u'	: Eksenel toplam hızın çalkantı bileşeni
$\bar{u}$	: Eksenel ortalama hız
u_E	: Simetri eksenini üzerindeki eksenel hız
u_p	: Eksenel hızın düzlemsel bileşeni
u_s	: Daimi haldeki eksenel hız
u_v	: Eksenel hızın zamana bağlı anlık dönümlü bileşeni
U_R'	: Eksenel yöndeki referans hız değeri
v	: Toplam hızın radyal bileşeni
v_s	: Daimi haldeki radyal hız

v_{INJ}	: Çeperlerden içeri enjeksiyon hızı
V_R'	: Radyal yöndeki referans hız değeri
$\overline{W}$	: Molar kütle
w	: Toplam hızın açısal bileşeni
W_R'	: Açısal yöndeki referans hız değeri
x	: Herhangi bir noktanın kapalı duvardan eksenel uzaklığı
y	: Eksenden uzaklık (dikdörtgen hal)
α	: Orantı katsayısı
δ	: Geometrik oran (boy/çap)
γ	: Özgül ısılar oranı
λ_1, λ_2	: Sabit katsayılar
ρ	: Yoğunluk
θ	: Yardımcı değişken
ξ, χ	: Deneysel katsayılar
ω	: Uyarıcı frekans (boyutsuz)
ω_n	: Sistemin doğal frekansı (akustik frekansı)
Δ	: θ / θ_* şeklindeki boyutsuz değişken
$\vec{\Omega}$	: Girdap (vorteks) vektörü
Δr	: Radyal yöndeki ilerleme adımı
Δt	: Zaman adımı
Δx	: Eksenel yöndeki ilerleme adımı
$\Delta \theta$	: Açısal yöndeki ilerleme adımı

Alt indisler

- 0 : Referans
- i, j, k : Konum indisleri
- r, θ, x : Silindirik koordinatlar yönündeki bileşenler
- $\cdot_x$: x ' e göre kısmi türev
- $\cdot_r$: r ' ye göre kısmi türev
- $\cdot_\theta$: θ ' ya göre kısmi türev
- $*$: Değişkenin maksimum değeri

Üst indisler

- $n, n+1$: Sırasıyla herhangi bir n ' inci ve Δt zaman aralığı sonraki zaman adımı
- : Tahmin aşaması
- ' : Boyutlu parametre

ŞEKİL LİSTESİ

		<u>Sayfa No</u>
Şekil A.1	Lülesiz bir katı yakıtlı roket motorunun kesiti ve erozif yanmanın meydana gelme olasılığının yüksek olduğu bölgeler	63
Şekil A.2	Daimi hal için sayısal çözüm bölgesi ve sınır şartları	63
Şekil A.3	Daimi akışa ait normalize edilmiş eksenel U hızı profilleri ($M=0.06$, $Re=10^5$)	64
Şekil A.4	Daimi akışa ait radyal V hızı profilleri ($M=0.06$, $Re=10^5$)	64
Şekil A.5a	$M=0.06$ ve $Re=10^5$ için daimi halde elde edilen statik basınç eğrileri	65
Şekil A.5b	$M=0.06$ ve $Re=10^5$ için daimi halde tüm terimler kullanılarak elde edilen statik basınç eğrileri	65
Şekil A.6	Zamana bağlı hal için sayısal çözüm bölgesi ve sınır şartları	66
Şekil A.7	(FLANDRO ve ROACH, 1992, ZHAO ve diğ., 1996)' ya göre toplam eksenel hızın, üç adet eksenel bileşenin (u_s, u_p, u_v) toplamı cinsinden ifadesinin şematik gösterimi	66
Şekil A.8	$M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega=1.0$, $n=1$ için ($x=0.5$, $r=0.95$) noktasındaki statik basıncın zamanla değişimi	67
Şekil A.9	$M=0.02$, $Re=10^5$, $\omega=1.0$, $n=1$ için ($x=0.5$, $r=0.95$) noktasındaki statik basıncın zamanla değişimi	67
Şekil A.10	$M=0.02$, $Re=10^5$, $\omega=1.5$, $n=1$ için ($x=0.5$, $r=0.95$) noktasındaki statik basıncın zamanla değişimi	68
Şekil A.11	$M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega=2.5$, $n=3$ için ($x=0.5$, $r=0.95$) noktasındaki statik basıncın zamanla değişimi	68
Şekil A.12	$M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega=2.5$, $n=5$ için ($x=0.5$, $r=0.95$) noktasındaki statik basıncın zamanla değişimi	69
Şekil A.13	$M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega=2.5$, $n=7$ için ($x=0.5$, $r=0.95$) noktasındaki statik basıncın zamanla değişimi	69

Şekil A.14	$M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega_1=1.0$, $\omega_2=1.2$, $\omega_3=2.0$, $\omega_4=2.5$, $\omega_5=1.8$, $n=25$ için ($x=0.5$, $r=0.95$) noktasındaki statik basıncın zamanla değişimi	70
Şekil A.15	$M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega_1=1.8$, $\omega_2=1.0$, $\omega_3=2.5$, $\omega_4=5.0$, $\omega_5=4.0$, $n=25$ için ($x=0.5$, $r=0.95$) noktasındaki statik basıncın zamanla değişimi	70
Şekil A.16	$M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega_1=4.25$, $\omega_2=1.35$, $\omega_3=2.0$, $\omega_4=3.8$, $\omega_5=2.75$, $n=25$ için ($x=0.5$, $r=0.95$) noktasındaki statik basıncın zamanla değişimi	71
Şekil A.17	$M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega_1=6.25$, $\omega_2=2.5$, $\omega_3=7.3$, $\omega_4=11.75$, $\omega_5=10.25$, $n=25$ için ($x=0.5$, $r=0.95$) noktasındaki statik basıncın zamanla değişimi	71
Şekil A.18	$M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega=1.0$, $n=1$ için ($x=0.5$, $r=0.95$) noktasındaki statik basıncın eksenel yöndeki gradyeninin zamanla değişimi	72
Şekil A.19	$M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega_1=1.0$, $\omega_2=1.2$, $\omega_3=2.0$, $\omega_4=2.5$, $\omega_5=1.8$, $n=25$ için ($x=0.5$, $r=0.95$) noktasındaki statik basıncın eksenel yöndeki gradyeninin zamanla değişimi	72
Şekil A.20	$M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega_1=6.25$, $\omega_2=2.5$, $\omega_3=7.3$, $\omega_4=11.75$, $\omega_5=10.25$, $n=25$ için ($x=0.5$, $r=0.95$) noktasındaki statik basıncın eksenel yöndeki gradyeninin zamanla değişimi	73
Şekil A.21	$M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega=1.0$, $n=1$ için ($x=0.5$, $r=0.0$) noktasındaki eksenel hızın zamanla değişimi	73
Şekil A.22	$M=0.02$, $Re=10^5$, $\omega=1.0$, $n=1$ için ($x=0.5$, $r=0.0$) noktasındaki eksenel hızın zamanla değişimi	74
Şekil A.23	$M=0.02$, $Re=10^5$, $\omega=1.5$, $n=1$ için ($x=0.5$, $r=0.0$) noktasındaki eksenel hızın zamanla değişimi	74
Şekil A.24	$M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega_1=1.0$, $\omega_2=1.2$, $\omega_3=2.0$, $\omega_4=2.5$, $\omega_5=1.8$, $n=25$ için ($x=0.5$, $r=0.0$) noktasındaki eksenel hızın zamanla değişimi	75
Şekil A.25	$M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega_1=1.8$, $\omega_2=1.0$, $\omega_3=2.5$, $\omega_4=5.0$, $\omega_5=4.0$, $n=25$ için ($x=0.5$, $r=0.0$) noktasındaki eksenel hızın zamanla değişimi	75

Şekil A.26	$M=0.06, Re=10^5, \omega_1=4.25, \omega_2=1.35, \omega_3=2.0, \omega_4=3.8$ $\omega_5=2.75, n=25$ için $(x=0.5, r=0.0)$ noktasındaki aksenal hızın zamanla değişimi	76
Şekil A.27	$M=0.06, Re=10^5, \omega_1=6.25, \omega_2=2.5, \omega_3=7.3, \omega_4=11.75$ $\omega_5=10.25, n=25$ için $(x=0.5, r=0.0)$ noktasındaki aksenal hızın zamanla değişimi	76
Şekil A.28	$M=0.06, Re=10^5, \omega=1.0, n=1$ için hesaplanan aksenal hızın anlık dönümlü bileşeninin değerinin radyal dağılımı	77
Şekil A.29	$M=0.06, Re=10^5, \omega=2.5, n=1$ için hesaplanan aksenal hızın anlık dönümlü bileşeninin değerinin radyal dağılımı	80
Şekil A.30	$M=0.02, Re=10^5, \omega=1.0, n=1$ için hesaplanan aksenal hızın anlık dönümlü bileşeninin değerinin radyal dağılımı	83
Şekil A.31	$M=0.02, Re=10^5, \omega=2.5, n=1$ için hesaplanan aksenal hızın anlık dönümlü bileşeninin değerinin radyal dağılımı	85
Şekil A.32	$M=0.02, Re=10^5, \omega=1.5, n=1$ için hesaplanan aksenal hızın anlık dönümlü bileşeninin değerinin radyal dağılımı	87
Şekil A.33	$M=0.06, Re=10^5, \omega=2.5, n=3$ için hesaplanan aksenal hızın anlık dönümlü bileşeninin değerinin radyal dağılımı	89
Şekil A.34	$M=0.06, Re=10^5, \omega_1=1.0, \omega_2=1.2, \omega_3=2.0, \omega_4=2.5,$ $\omega_5=1.8, n=25$ için hesaplanan aksenal hızın anlık dönümlü bileşeninin değerinin radyal dağılımı	91
Şekil A.35	$M=0.06, Re=10^5, \omega_1=1.8, \omega_2=1.0, \omega_3=2.5, \omega_4=5.0,$ $\omega_5=4.0, n=25$ için hesaplanan aksenal hızın anlık dönümlü bileşeninin değerinin radyal dağılımı	94
Şekil A.36	$M=0.06, Re=10^5, \omega_1=4.25, \omega_2=1.35, \omega_3=2.0, \omega_4=3.8,$ $\omega_5=2.75, n=25$ için hesaplanan aksenal hızın anlık dönümlü bileşeninin değerinin radyal dağılımı	97
Şekil A.37	$M=0.06, Re=10^5, \omega_1=6.25, \omega_2=2.5, \omega_3=7.3, \omega_4=11.75,$ $\omega_5=10.25, n=25$ için hesaplanan aksenal hızın anlık dönümlü bileşeninin değerinin radyal dağılımı	100
Şekil A.38	$M=0.06, Re=10^5, \omega_1=1.8, \omega_2=1.0, \omega_3=2.5, \omega_4=5.0,$ $\omega_5=4.0, n=25$ için hesaplanan normalize edilmiş aksenal ortalama hız değerlerinin çeşitli kesitlerdeki radyal dağılımı	103

Şekil A.39	$M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega_1=4.25$, $\omega_2=1.35$, $\omega_3=2.0$, $\omega_4=3.8$, $\omega_5=2.75$, $n=25$ için hesaplanan normalize edilmiş aksenal ortalama hız değerlerinin çeşitli kesitlerdeki radyal dağılımı	103
Şekil A.40	$M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega=1.0$, $n=1$ için hesaplanan aksenal hızdaki çalkantı şiddetinin (I) aksenal simetrik geometrideki dağılımı	104
Şekil A.41	$M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega=2.5$, $n=1$ için hesaplanan aksenal hızdaki çalkantı şiddetinin (I) aksenal simetrik geometrideki dağılımı	104
Şekil A.42	$M=0.02$, $Re=10^5$, $\omega=1.0$, $n=1$ için hesaplanan aksenal hızdaki çalkantı şiddetinin (I) aksenal simetrik geometrideki dağılımı	105
Şekil A.43	$M=0.02$, $Re=10^5$, $\omega=2.5$, $n=1$ için hesaplanan aksenal hızdaki çalkantı şiddetinin (I) aksenal simetrik geometrideki dağılımı	105
Şekil A.44	$M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega=2.5$, $n=3$ için hesaplanan aksenal hızdaki çalkantı şiddetinin (I) aksenal simetrik geometrideki dağılımı	106
Şekil A.45	$M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega=2.5$, $n=5$ için hesaplanan aksenal hızdaki çalkantı şiddetinin (I) aksenal simetrik geometrideki dağılımı	106
Şekil A.46	$M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega=2.5$, $n=7$ için hesaplanan aksenal hızdaki çalkantı şiddetinin (I) aksenal simetrik geometrideki dağılımı	107
Şekil A.47	$M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega_1=1.0$, $\omega_2=1.2$, $\omega_3=2.0$, $\omega_4=2.5$, $\omega_5=1.8$, $n=25$ için hesaplanan aksenal hızdaki çalkantı şiddetinin (I) aksenal simetrik geometrideki dağılımı	107
Şekil A.48	$M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega_1=1.8$, $\omega_2=1.0$, $\omega_3=2.5$, $\omega_4=5.0$, $\omega_5=4.0$, $n=25$ için hesaplanan aksenal hızdaki çalkantı şiddetinin (I) aksenal simetrik geometrideki dağılımı	108
Şekil A.49	$M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega_1=4.25$, $\omega_2=1.35$, $\omega_3=2.0$, $\omega_4=3.8$, $\omega_5=2.75$, $n=25$ için hesaplanan aksenal hızdaki çalkantı şiddetinin (I) aksenal simetrik geometrideki dağılımı	108
Şekil A.50	$M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega_1=6.25$, $\omega_2=2.5$, $\omega_3=7.3$, $\omega_4=11.75$, $\omega_5=10.25$, $n=25$ için hesaplanan aksenal hızdaki çalkantı	

	şiddetinin (I) eksenel simetrik geometrideki dağılımı	109
Şekil A.51	$M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega_1=1.8$, $\omega_2=1.0$, $\omega_3=2.5$, $\omega_4=5.0$, $\omega_5=4.0$, $n=25$ için Şekil A.48' de elde edilen RMS değerlerinin radyal dağılımının eşit aralıklı kesitlerde gösterimi	110
Şekil A.52	$M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega_1=4.25$, $\omega_2=1.35$, $\omega_3=2.0$, $\omega_4=3.8$, $\omega_5=2.75$, $n=25$ için Şekil A.49' da elde edilen RMS değerlerinin radyal dağılımının eşit aralıklı kesitlerde gösterimi	110
Şekil A.53	$M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega=1.0$, $n=1$ için çeşitli zaman adımlarında hesaplanan anlık girdap alanı şiddetinin (Ω) eksenel simetrik geometrideki dağılımları	111
Şekil A.54	$M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega=2.5$, $n=1$ için çeşitli zaman adımlarında hesaplanan anlık girdap alanı şiddetinin (Ω) eksenel simetrik geometrideki dağılımları	112
Şekil A.55	$M=0.02$, $Re=10^5$, $\omega=1.0$, $n=1$ için çeşitli zaman adımlarında hesaplanan anlık girdap alanı şiddetinin (Ω) eksenel simetrik geometrideki dağılımları	113
Şekil A.56	$M=0.02$, $Re=10^5$, $\omega=2.5$, $n=1$ için çeşitli zaman adımlarında hesaplanan anlık girdap alanı şiddetinin (Ω) eksenel simetrik geometrideki dağılımları	114
Şekil A.57	$M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega=2.5$, $n=3$ için çeşitli zaman adımlarında hesaplanan anlık girdap alanı şiddetinin (Ω) eksenel simetrik geometrideki dağılımları	115
Şekil A.58	$M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega=2.5$, $n=5$ için çeşitli zaman adımlarında hesaplanan anlık girdap alanı şiddetinin (Ω) eksenel simetrik geometrideki dağılımları	116
Şekil A.59	$M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega=2.5$, $n=7$ için çeşitli zaman adımlarında hesaplanan anlık girdap alanı şiddetinin (Ω) eksenel simetrik geometrideki dağılımları	117
Şekil A.60	$M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega_1=1.0$, $\omega_2=1.2$, $\omega_3=2.0$, $\omega_4=2.5$, $\omega_5=1.8$, $n=25$ için çeşitli zaman adımlarında hesaplanan anlık girdap alanı şiddetinin (Ω) eksenel simetrik geometrideki dağılımları	118
Şekil A.61	$M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega_1=1.8$, $\omega_2=1.0$, $\omega_3=2.5$, $\omega_4=5.0$, $\omega_5=4.0$, $n=25$ için çeşitli zaman adımlarında hesaplanan anlık girdap alanı şiddetinin (Ω) eksenel simetrik geometrideki dağılımları	119

Şekil A.62	$M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega_1=4.25$, $\omega_2=1.35$, $\omega_3=2.0$, $\omega_4=2.75$, $\omega_5=2.75$, $n=25$ için çeşitli zaman adımlarında hesaplanan anlık girdap alanı şiddetinin (Ω) eksenel simetrik geometrideki dağılımları	120
Şekil A.63	$M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega_1=6.25$, $\omega_2=2.5$, $\omega_3=7.3$, $\omega_4=11.75$, $\omega_5=10.25$, $n=25$ için çeşitli zaman adımlarında hesaplanan anlık girdap alanı şiddetinin (Ω) eksenel simetrik geometrideki dağılımları	121
Şekil A.64	$M=0.06$, $Re=10^5$ için üç boyutlu olarak hesaplanan toplam hız alanının radyal kesiti	122



TABLO LİSTESİ

Sayfa No

Tablo A.1	Gerçekleştirilen sayısal deneyler ve kullanılan parametreler	62
-----------	--	----



ÖZET

Bu çalışmada, çeperlerinden daimi ve üniform kütle girişi olan uzun, dar ve yarı kapalı bir silindirin oluşturduğu bir katı yakıtlı roket yanma odası modelinde daimi olmayan akış sayısal olarak incelenmiştir. Korunumlu formda yazılmış süreklilik, momentum ve enerji denklemleri, 2-4, sonlu farklar yöntemi kullanılarak eksenel simetrik bir geometride sayısal olarak çözülmüştür. Çeperlerden yanma odası boşluğuna radyal yönde giren kütle giriş hızına tek ve birden fazla frekansla uygulanan zamana bağlı harmonik değişimler, sistemde meydana gelen rahatsızlıkların kaynağını oluşturmakta ve eksenel yönde zamana bağlı salınımlara neden olmaktadır. Hız değişiminin genliği, Mach sayılarına uygun olarak seçilerek, lineer olmayan etkilerin gözönüne alınabilmesi sağlanmıştır. Akış hızının dönümlü bileşenine dayanarak yapılan incelemeler, silindir çeperlerinin yakınında, daimi akıştaki kinetike nazaran daha yüksek değerlerde girdap oluştuğunu ve daha önceki tek boyutlu kararlılık analizlerinde ortaya atılmış olan modellerin aksine, bu girdap alanının ilerleyen akışla beraber silindirin içine büyük oranda yayıldığını ve sonunda tüm geometriyi kapladığını göstermektedir. Bu durum, özellikle bu çalışma kapsamında uygulanan birden fazla uyarıcı frekans modelinin sonuçlarında daha belirgin olarak kendini göstermekte, dönümlü akışın zamana bağlı olarak daha karmaşık bir şekilde ortaya çıkmasına sebep olmaktadır. Girdap alanı incelemeleriyle beraber, toplam hızın eksenel bileşenine göre yanma odası geometrisinin tümünde yapılan çalkantı şiddeti (RMS) incelemeleri, deneysel olarak kurulan modellerden elde edilmiş deneysel ve bunlara dayanarak elde edilen sayısal sonuçlardakilere yakınlık göstermektedir. Ayrıca, hem tek, hem de birden fazla frekansla uyarılan örneklerde, zamana bağlı halde modelin merkezinde hesaplanan RMS değerlerinin, çeperlerden zamana bağlı rahatsızlık verilmeyen deneysel çalışmalardakilerin aksine, daha büyük değerlerde olduğu ortaya konmuştur. Bu sonuç, eksen üzerinde oluşan salınımların kayda değer şekilde ortaya çıkmadığı klasik silindir içi akışlara dayanarak oluşturulmuş bazı türbülans modellerini kullanan sayısal çalışmaların sonuçlarının, katı yakıtlı roket yanma odasında oluşan iç akışın tasvirinde yetersiz kaldığını göstermektedir. Bunlara ek olarak, gözenekli çeperi temsil eden yanal duvarlar yakınında oluşan anlık girdap şiddeti ve bunun sebep olacağı kayma gerilmelerinin zamanla değişiminin, yine aynı bölgelerde oluşan eksenel yönlü statik basınç değişimleriyle beraber değerlendirilmesi sonucunda, bunun, katı yakıtın zamana bağlı olarak erozif ve düzensiz yanmaya uğramasına sebebiyet vereceği söylenebilir. Bu sayısal çalışmada gözlenen erozif yanmaya aday bölgeler, deneysel olarak erozif yanmanın gözlemlendiği kesitlerle benzerlik göstermektedir.

SUMMARY

Unsteady flow dynamics in a model of a solid propellant rocket motor (SRM) is investigated computationally. The model consists of a cylindrical channel with one closed end. Internal shear flow is induced by the mass entry through the porous sidewall (Fig.A.1).

Continuity, Momentum and Energy equations in conservative form are non-dimensionalized using the characteristic geometrical and physical magnitudes of the model and numerically solved using the two-four (2-4) finite difference scheme which is a fourth order variant of MacCormack's second order scheme (BAYLISS et al., 1985). Two-four method is known to be highly phase-accurate and therefore very suitable for wave propagation and wave interaction problems in time-dependent flows.

The sizes of grids along and across the computational domain are chosen to be equal in the model. Grid point density in the domain is changed for different characteristic Mach numbers in order to capture precisely the gradients in the flow as implied in the asymptotic study of ZHAO et al., (1994) and implemented in the accompanying study by KIRKKÖPRÜ et al., (1996).

A steady state solution is required as an initial condition for the unsteady calculations. Boundary conditions for steady flow include an impermeable head-end (solid wall) at $x=0$, an assumed pressure node at the exit plane $x=1$ ($p=1$), a specified injection velocity through the porous sidewall which satisfies the blowing condition ($v=-1$), a no-slip condition for the axial flow speed ($u=0$) on the sidewall at $r=1$ and symmetry conditions on the centerline $r=0$ for the axisymmetric cylindrical geometry (Fig. A.2).

The analytically calculated velocity profiles derived by CULICK, (1966) for incompressible, rotational, inviscid flow in a long, narrow cylinder are used as starting profiles for the steady, compressible viscous flow computations. By this approach, total computation time required to reach a converged steady flow configuration for specific M and Re numbers is reduced significantly relative to that for a time-marching steady solution from a rest state in the cylinder by initiating wall injection at $r=1$, $t=0$. Resulting profiles are indistinguishable from those of Culick, because $M=O(10^{-2}-10^{-1})$.

Once the steady state conditions are obtained, the flow is disturbed by adding an axially distributed unsteady sidewall injection component to the steady value as follows:

$$v(x, r = 1, t) = -v_o \left(1 + A \cos \left(n \frac{\pi}{2} x \right) (1 - \cos(\omega t)) \right) \quad (1)$$

The amplitude of the unsteady wall injection A is chosen to be $A=O(1)$ in order to include the effect of nonlinear processes (ZHAO et al., 1994 and KIRKKÖPRÜ et al., 1996). In this study $A=0.4$ is chosen. The other boundary conditions are the same as those of steady state computations.

Unsteady computations are carried out for several different axial characteristic Mach numbers ($M=0.06$ and 0.02) and spatial dependence parameters ($n=1, 3, 5, 7$). Various single disturbance frequencies (ω) are applied to investigate the dynamic response of the flowfield. Afterwards, according to a different approach in this study, multiple frequencies distributed axially along the sidewall of the cylindrical chamber are applied to disturb the steady flowfield. The length of the cylinder is divided into equal subsections and each is disturbed with transient radial mass input of the same form of (1) but with different frequency. Non-resonant frequencies are chosen in order to avoid resonance phenomenon.

Investigations about the flow dynamics are based primarily on the unsteady (rotational) part (u_v) of the total axial velocity field (u) obtained from

$$u_v(x, r, t) = u(x, r, t) - u_s(x, r) - u_p(x, t) \quad (2)$$

where u_s is the steady axial velocity and u_p is the planar acoustic part, and on the RMS value of the fluctuating part of the velocity defined as

$$I = \sqrt{(u - \bar{u})^2} \quad (3)$$

$$\bar{u} = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} u dt \quad (4)$$

where $\bar{u}$ is the mean value of the total velocity, $u = \bar{u} + u'$.

Performed calculations and their parameters can be seen in Table A.1. First eight rows of the table describe the parameters of single frequency disturbing cases whereas the others describe those of multiple frequency cases. Five different disturbing frequencies are randomly chosen.

Time dependent values of the static pressure taken in the mid-section of the geometry close to the sidewall (Fig. A.8-13), show that with increasing characteristic Mach numbers, the amplitudes of the pressure fluctuations increase. This supports the results of the asymptotic study of ZHAO et al. (1994) which stated that the amplitudes of the fluctuations are of the order of characteristic Mach number ($O(M)$).

No radial pressure gradients in the chamber are detected due to large aspect ratio (length/radius $\gg 1$). This is the actual case in solid rocket motors.

Vorticity front propagates in short times after the sidewall disturbance is introduced, and eventually fills the entire flowfield, goes to zero on the centerline of the cylinder (Fig. A.28-37).

When the characteristic Mach number (M) is small, velocity gradients are large (Fig. A.30-32), i.e., vorticities are large, which reflects those found in large scale solid rocket motors. Inversely, when M increases, these gradients decrease. The main reason is that with increasing M , the convective velocity which “carries” the vorticity front towards the centerline, increases.

Low frequency disturbing creates large amplitude unsteady vorticity field, especially in the neighborhood of the sidewall. This becomes especially significant if the disturbing frequency is close to the natural frequency of the geometry (Fig. A.32).

Large spatial dependence parameter models more realistically the spatially nonuniform burning rate of the propellant (Fig. A.8-13). Larger n values in (1), cause more complicated rotational flow in the chamber even for single frequency disturbing. Additionally, with increasing n values, amplitudes of the time dependent static pressure decrease.

Multiple frequency disturbing results in more complex flow structure compared with that for single frequency calculations, producing more realistic distribution of flow variables. Amplitudes of flow variables decrease with increasing frequencies. The reason for this is that a fluid particle, entering into the chamber, is more frequently affected by different larger frequencies.

Time dependent values of the total axial velocity (u) on the centerline (Fig. A.21-27) show that there is significant axial fluctuations even on the centerline due to radial disturbing.

Results of RMS calculations based on the axial component of the velocity according to (3), (Fig. A.40-50) are similar to those obtained experimentally (DUNLAP et al., 1974, 1990, YAMADA et al., 1976, TRAINEAU et al., 1986), and computationally (BAUM, 1989, 1990, BAUM and LEVINE, 1987, SABNIS et al., 1989, LIOU and LIEN, 1995). Generally, with single or multiple frequency disturbing, on the centerline towards the exit, RMS values increase (Fig. A.47-50). This result, which is obtained in this study, appeared because of the sidewall disturbances of $O(1)$ which give rise to large time dependent fluctuations of axial velocity on the centerline (Fig. A.21-27). At this point, it must be noted that, previous modelling efforts based on the turbulence models may not represent correctly the flow behaviour near the centerline, because they all are developed for steady flows over non-injecting simple geometries. However, in solid rocket motors, time dependent radial velocity disturbances result in axial wave phenomena which, in turn, create axial velocity and pressure fluctuations. This feature must be considered in order to represent the flow behaviour inside solid propellant rocket combustion chambers.

For all cases, the intensity of the vorticity in other words transient shear stress, field near the sidewall increases towards the exit of the cylindrical chamber (Fig. A.53-63). Combining these with the results of time dependent static pressure axial gradients close to the sidewall (Fig. A.8-20), it can be concluded that this may cause scouring of the propellant leading to erosive burning. These results coincide with the previous experimental observations reviewed by KING, (1991).



BÖLÜM 1

GİRİŞ

1.1 KATI YAKITLI ROKETLERİN GENEL ÖZELLİKLERİ

Yirminci yüzyılın özellikle ikinci yarısında havacılık ve uzay teknolojisi artan bir hızla gelişme göstermiştir. Bu alanda yaşanan büyük rekabet, ayrıca silah endüstrisinin de bunlara bağlı olarak nükleer teknoloji ile birlikte gösterdiği eş zamanlı gelişim sonucunda roket teknolojisi, günümüz modern havacılık uygulamalarında önemli bir yer kazanmıştır.

Roket motorlarında, tahrik amaçlı kullanılan ve birçok çeşidi geliştirilmiş bulunan sıvı yakıtların yanında, "katı yakıt" adı verilen yakıt türevleri de, artan oranda kullanılmaktadır.

Katı yakıtlı roketlerin sıvı yakıtlılara göre önemli üstünlükleri mevcuttur. Bunlardan en belirgin olanı ise; sıvı yakıtlılarda olduğu gibi yanıcı maddenin ve bunun yakılabilmesinde kullanılan yakıcı ya da bir başka deyişle oksitleyicinin ayrı ayrı depolanmak zorunda olmamasıdır. Yakıcı ve yanıcı, aynı fiziksel ortamda yer alır. Bu sebepten katı yakıtlı roketin konstrüksiyonu daha basittir. Ayrıca çoğu katı yakıt, oksijensiz ortamlarda yanmaya (anaerobik yanma) müsaittir. Bu durum, öncelikle atmosfer dışı çalışmalarda (kapsül, uydu, uzay mekiği, vs...) kayda değer üstünlük sağladığı gibi, deniz altından havaya yapılan ateşlemelerde de kullanım kolaylığı sağlar. Katı yakıtların artan oranda tercih edilmesinin başlıca sebepleri bunlardır. Ancak, katı yakıtların en büyük dezavantajı, sıvı yakıtlılardaki durumun tam aksine, yanma hızı ve süresinin seyir sırasında kontrolünün hemen hemen imkansız olmasıdır. Ayrıca, katı yakıtlı roket motorlarının çalışma zamanı genellikle kısadır. Katı yakıtların yoğunluğu

sıvı yakıtlara nazaran genel olarak % 15 ila 25 daha fazladır (BARRERE ve diğ., 1957).

Katı yakıtlı roket motorlarının büyük ölçekte kullanıldığı yerlere örnek olarak; karadan-karaya, karadan-havaya, havadan-havaya, havadan-karaya, denizden-havaya taktik ve nükleer füzelerin tahriki, uzay çalışmalarında kullanılan uydu taşıyıcı roketler (Fransızların ARIANE, Amerikalıların TITAN Serileri gibi), atmosfer dışında uyduların tahriki ve uzay mekiği uygulamalarında sıvı yakıtlı ana tahrik roketine yardımcı olarak tasarlanan tahrik roketlerini verebiliriz. Küçük ölçekli kullanımda ise; roket-atar, tanksavar ve uçaksavar füzeleri, taarruz amaçlı seyyar füzeler örnek olarak verilebilir (AGARD-CP-259, 1979).

Gelinen bu noktada, tarihsel gelişime bakıldığında, sıvı yakıtlı motorların üzerinde daha çok çalışılmış olduğu ve bunların içinde meydana gelen yanma ve akış olaylarının ve bunların sorunlarının, katı yakıtlı uygulamalara nazaran daha iyi bilindiği görülmektedir. Katı yakıtlı roket motorlarındaki benzer olayların analiz edilip, yanma ve akışı etkileyen temel değişkenlerin ve karakteristik büyüklüklerin doğru bir biçimde belirlenebilmesi ve elde edilecek bilgilerin ışığında geliştirilecek modellerin, motor geometrisinin tasarlanmasında ve performansının tahmininde kullanılabilir hale getirilmesi üzerindeki araştırmalar gittikçe daha çok önem kazanmaktadır. Bu amaçla, katı yakıtlı roketlerin yanma odası ile ilgili araştırmalar ayrı disiplinlerde sürdürülmektedir : Kimyasal olarak yanma olayının analiz edilip modellenmesi ve yeni yanıcı bileşiklerin geliştirilmesi bir koldan, iç akışın aerodinamik ve akustik özelliklerinin analizi ve modellenmesi bir diğer koldan, taşıyıcı roket geometrisinin yanma sırasında oluşan akışın etkisiyle maruz kaldığı zorlanmaların incelenip buna uygun konstrüksiyon şekillerinin ve uygun malzeme bileşimlerinin geliştirilmesi ayrı bir koldan yürütülmektedir. Çalışmaların nihai amacı ise, bu farklı çalışma gruplarının elde ettikleri sonuçların tek bir modelde birleştirilerek, yanma odası tasarımı ve iyileştirmesinde kullanılmasıdır. Şu ana kadar geliştirilebilmiş modeller her ne kadar ön tasarımda kullanılmaktaysa da tam güvenilir olmadıklarından, tasarımlar, çoğu halde hala deneysel birikimlerden edinilmiş olan ampirik ifadeler esas alınarak yapılmaktadır (AGARD-LS-180, 1991).

1.1.1 Katı Yakıtların Çeşitleri

Tarihçeye bakıldığında pek çok patent altında geliştirilmiş ve çok çeşitli bileşimlerde karşımıza çıkan katı yakıtlar, en genel sınıflandırmayla, "homojen" ve "heterojen" yakıtlar olmak üzere ikiye ayrılırlar :

- a) Homojen katı yakıtlarda; yakıt ve oksitleyici (yakıcı) bileşik, moleküler seviyede karıştırılmıştır. Prensip olarak yakıt, örneğin nitroselüloz gibi tek bir bileşikten oluşabilir. Ancak çoğu halde, birkaç tip bileşik, karışım halinde bulunur. En çok rastlanılan homojen yakıtlar, çift bazlı yakıtlardır. Böyle adlandırılmalarının sebebi, iki ekzotermik bileşiğin karışımından oluşmalarıdır (örneğin nitroselüloz + nitrogliserin). Bunların yanında, tek ve üç bazlı yakıtlar da kullanılmaktadır.
- b) Heterojen yakıtlarda; yanıcı bileşikten oluşan sürekli bir matrisin içerisinde oksitleyici parçacıklar bulunmaktadır. Bu yapıya "kompozit yakıt" da denilir. Kullanıldığı yere göre çok çeşidi bulunan bu yakıtların en tipik örneklerinden biri; yanıcı matris olarak polibütadien akrilik-asit kopolimeri ve oksitleyici parçacık grubu olarak da amonyum perklorat kristallerini içeren yakıttır.

Yukarıdakilere benzer şekilde, bileşenlerinden biri veya her ikisi homojen bir yakıt özelliği gösteren heterojen yakıtlar da mevcuttur. Örnek olarak; değiştirilmiş kompozit çift bazlı yakıtlar verilebilir. Bu türde, oksitleyici kristaller, homojen yakıta eklenmiştir. Bununla birlikte yeterli ortam basıncına erişildiği takdirde oksitleyici kristaller (amonyum perklorat) de yanıcı maddeden bağımsız olarak yanabilecek nitelikte üretilmiştir (WILLIAMS, 1985).

Hem çift bazlı hem de kompozit yakıtlara metal eklenebilir. Örneğin alüminyum gibi bir metal, yakıtın içine parçacıklar halinde eklenir, yanma esnasında alüminyum yanarak gaz haline geçer, sönümleyici etki göstererek yanmanın kararlılığını artırır (AGARD-AR-230).

Heterojen katı yakıtlar kapsamında kullanılmakta olan bir diğer yakıt alt grubu da "sandviç" yakıtlardır. Yanıcı ve oksitleyici bileşikler ayrı ayrı tabakalar halinde hazırlanarak üst üste bindirilirler. Bunlar, kendi aralarında ikiye ayrılırlar:

- a) Birinci tip; yanmanın, sandviçi oluşturan tabakaların yüzey normallerine paralel olarak gerçekleşmesinin amaçlandığı "normal sandviç" yakıtlardır,
- b) İkinci tip; yanmanın, sandviç tabakalarının yüzeyine paralel doğrultuda gerçekleşmesinin amaçlandığı "enine sandviç" yakıtlardır.

Öncelikli olarak, tüm bu saydığımız yakıtlardan beklenen, kararlı bir yanmayı sağlayabilmeleridir. Katı yakıt bileşiklerinin, paralel tabakalar halinde yaklaşık sabit bir hızda yanması, yanma cephesinin yanma odasının eksenine dik yönde ilerlemesi istenir. Bu ilerleme hızı, milimetre/saniye (mm/s) mertebelerinde gerçekleşmektedir. Böyle bir yanmaya literatürde "paralel tabakalar halinde yanma" denilmektedir.

1.1.2 Katı Yakıtın Yanmasının Evreleri ve Genel Özellikleri

Katı yakıtın yanması "progresif", yani "ilerleyen cepheye sahip" bir olay olup, yüzeydeki şartlara bağlı olarak yersel değişkenlik gösterir. Yanma hızı ise homojen yanma kabulü altında; "yanma cephesinin, yakıt yüzeyine dik yönde, birim zamanda katettiği mesafe" olarak tanımlanır.

Katı yakıtların yanma hızının üzerinde en fazla etkili olan parametreler ortamın basıncı ve sıcaklığıdır. Deneysel olarak yanmanın hızı, ortam basıncının fonksiyonu olarak en genel halde şöyle ifade edilmiştir:

$$\dot{m}_b = \xi + \chi p^n \quad (1.1)$$

Buradaki (ξ) ve (χ) katsayıları, katı yakıtın yanmadan az önceki sıcaklığına (başlangıç sıcaklığına) göre değişen katsayılardır. Yanma hızı, ($\dot{m}_b$), ortam basıncı

(p) ile gösterilmiştir. (n) ise "yanma indisi" olarak adlandırılır. Çoğunlukla pratikteki hesaplamalarda (ξ) katsayısı kullanılmaz ve:

$$\dot{m}_b = \chi p^n \quad (1.2)$$

şeklindeki basitleştirilmiş ifade kullanılır. Burada sözü edilen (ξ) ve (χ) katsayıları, yakıt tipine göre sabit olabildiği gibi, sıcaklığın bir fonksiyonu da olabilmektedir (BARRERE ve diğ., 1957).

Katı yakıtın başlangıç sıcaklığı azalırsa, (b) katsayısının değeri azalır. Dolayısıyla yanma hızı da buna bağlı olarak azalır ve birim yakıt için roketin çalışma süresi artar, buna karşılık elde edilen tepki azalır. Aksi durumda, katı yakıtın başlangıç sıcaklığı artarsa, tepki az miktarda artar, buna karşın basınç artışı kayda değer miktarda gerçekleşir ve uç durumlarda şok dalgası riski ortaya çıkar. Katı yakıtın, sıcaklık artışına karşı gösterdiği bu davranışa, "katı yakıtın ısı hassasiyeti" denir ve çalışma sıcaklıklarının belli aralıklarda tutulması zorunluluğunu doğurur. Günümüzdeki kompozit katı yakıtların çoğunda çeşitli katkılarla bu hassasiyet azaltılmaya ve çalışılan sıcaklık aralığı genişletilmeye çalışılmaktadır (BARRERE ve diğ., 1957).

1.1.2.1 Homojen katı yakıtın daimi rejimde paralel tabakalar halinde yanması

En basit halde bir katı yakıtın paralel tabakalar halinde yanması (deflagrasyonu) şu aşamalardan geçer:

- 1) Katı yakıtın yanma odasına bakan dış yüzeyinde oluşan; katının endotermik süblimasyonu (katı halden gaz hale geçişi),
- 2) Bunu takip eden, ekzotermik gaz fazı tepkimesi (alevli),
- 3) Sonuçta, gaz fazındaki yanma ürünlerinin yanma odasına girişi.

İlk oluşturulan bu modelin daha sonra yapılan araştırmalar sonucunda fiziksel olayı tam açıklayamadığı anlaşılmıştır. Özellikle amonyum perkloratın kullanıldığı

uygulamalarda, katının direkt süblimasyondan önce eriyerek bir sıvı fazı oluşturduğu, bundan sonra gaz fazına geçebildiği anlaşılmıştır. Söz konusu sıvı fazda ekzotermik tepkimelerin meydana geldiği gözlenmiştir.

Yüzeyde oluşan sıvı tabaka çok ince olmadıkça, ekzotermik tepkime sonunda ortaya çıkan gaz kabarcıkları, sıvı yüzeyini "köpüksü" bir bölgeye dönüştürür. Özellikle nitrogliserin oranı fazla olan çift bazlı yakıtlarda bu köpüksü bölgenin kalınlığı kayda değerdir. Nitrogliserin oranı az olan çift bazlı yakıtlarda ise "fışkırma bölgesi" olarak adlandırabileceğimiz, katı fazdan çok sayıda küçük kabarcıklarla hızlı bir biçimde gaz faza geçişin meydana geldiği bir tabaka gözlenir. Bundan hemen sonra ise "karanlık bölge" olarak adlandırılan bir bölgeyi takiben alev oluşumu gözlenir.

Olayı bir başka açıdan dile getirirsek, paralel tabakalar halinde yanmanın, yukarıda saydığımız olaylar yardımıyla katı yakıtın yüzeyinden başlayarak içerisine doğru ilerlediği söylenebilir.

Daimi rejimde tek boyutlu, düzlemsel, homojen bir katı yakıtın deflagrasyonu aşağıdaki aşamalarda özetlenebilir:

- 1) Reaksiyon bölgesinden katı yakıtta ısı geçişi sonucunda yakıtın sıcaklığının yükselmesi,
- 2) Bunun sonucunda faz değişimi veya ekzotermik ya da endotermik bir kimyasal reaksiyon oluşumu,
- 3) Yüksek sıcaklıkta katı fazının, ya basit bir endotermik süblimasyonla gaz fazına geçmesi veya endotermik ya da ekzotermik kimyasal reaksiyon oluşumu,
- 4) Çıkan gazların, ekzotermik bir reaksiyonla en son haldeki yanma ürünü olan gazlara dönüşümü (WILLIAMS, 1985).

1.1.2.2 Heterojen katı yakıtın daimi rejimde paralel tabakalar halinde yanması

Heterojen katı yakıtlarda, homojen olanlarda meydana gelen olaylara ek olarak, çok sayıda ek olay meydana gelir. Bunlardan en çok görüleni, yamcı ve yakıcı (oksitleyici)

arasında difüzyon alevlerinin oluşmasıdır. Yakıtların fiziksel ve kimyasal bileşimlerine göre burada detaylarına girilmeyecek olan çok sayıda fiziksel ve kimyasal olay meydana gelmekte olup, bunlar üzerindeki araştırmalar katı yakıt yanması alanında günümüzün en yaygın araştırma konularıdır.

Genel olarak belirtilmesinde fayda görülen husus ise, gaz fazında meydana gelen yanma ve buna ilişkin olayların, heterojen katı yakıtlarda, homojen olanlarına nazaran daha fazla yer kapladığıdır (WILLIAMS, 1985).

1.2 EROZİF YANMA

İlk uygulamalardan bu güne değin katı yakıtlı roketlerde oluşan yanmanın en önemli problemlerinden biri, "erozif yanma" olarak adlandırılan; başka bir deyişle "aşınmalı yanma" ya da "yıpranmalı yanma" olarak da ifade edilebilecek olan, ve yanmanın kimyasıyla değil, roket yanma odasının geometrisi sebebiyle meydana gelen aerodinamik olayların sonucunda olduğu gözlenmiş olan problemdir.

Roketin, kapalı olan baş taraf kesitinden itibaren çıkış kesidine doğru ilerledikçe, çeperlerden giren toplam kütle debisi önemli ölçüde artmaktadır. Dolayısıyla, çıkışa yaklaşıldıkça, yanma odasının akışa dik birim kesitinden geçen kütleli debi dolayısıyla hızlar yükselir. Bunun etkisiyle, çıkış kesitine doğru, yakıt yüzeyleri yakınındaki türbülans şiddeti ve buna bağlı olarak girdap alanının da şiddeti artar. Ayrıca, katı yakıt modelleriyle yapılan son araştırmalarda ortaya konulduğu üzere, türbülans şiddetinin değeri, eksen üzerinde minimum, yakıt yüzeyinin yakınlarında ise maksimum değerine ulaşır. Türbülans şiddetinin yüksek olduğu yerlerdeki eksenel hız gradyanları da yükselir. Kaçınılmaz sonuç ise, çeperlere yakın yanma ürünlerinin ısı difüzivitelerinin, türbülans etkisiyle artmasıdır. Böylelikle, yanma odasını dolduran yanma ürünü gazlardan, katı yakıtta ısı geçişi yükselecektir. Paralel tabakalar halinde yanma bahsinde anlatıldığı üzere, ısı geçişinin yüksek olduğu söz konusu bölgelerdeki yanmanın ilerleme hızı da artacaktır. Yani, çıkışa doğru katı yakıt, daha hızlı yanacaktır. Bu olay literatürde "erozif yanma" adıyla anılmaktadır.

Erozif yanma, özellikle yanma odasının iç boşluğunun kesit alanının, lülenin boğaz kesit alanına oranının küçük olduğu uygulamalarda ve limit halde de, "lülesiz" roketlerde (yani az önce sözü edilen oranın 1' e eşit olduğu hallerde) önemli bir problem olarak karşımıza çıkmaktadır. Günümüzde daha yüksek tepki / ağırlık oranına olan talep, yanma odası hızlarının artırılması zorunluluğunu da beraberinde getirmiştir. Yanma odası geometrisi dikkate alındığında; yanma başladığında yakıtın iç çapının küçük olması dolayısıyla hızlar fazla olacak, yanmanın ilerleyişiyle birlikte yakıtın azalmasıyla çap büyüyecek ve hızlar küçülecektir. Dolayısıyla, ilerleyen yanma ile birlikte erozif yanma olasılığı azalacaktır. Yani, erozif yanma, ateşlemeden sonraki yanmanın ilk evrelerinde etkili olmaktadır.

Günümüze değin gerçekleştirilmiş uygulamalara bakılınca, "lülesiz roket" kavramının çoklukla konvansiyonel ve taktik uygulamalarda kullanımının daha avantajlı ve imalatının daha ekonomik olduğu anlaşılmıştır. Bu motorların prensibi aşağıdaki farklılığa dayanır:

- Normalde çıkışta lüle olan uygulamalarda, "sonik şart" (ses hızında akış) yakınsak ıraksak bir lülenin boğaz kesitinde sağlanır. Yanma odasının içindeki akış, sesaltıdır.
- Lülesiz durumda ise, yanma odasının iç çapı küçültülerek, çıkış kesitinde sonik şart sağlanır.

Hemen söylenebileceği gibi; lüleli uygulamalarda, lüle içinde meydana gelen ve ciddi değerlere ulaşan aksel hız gradyenleri, lülesiz geometrilerde yanma odasının içinde oluşur. Dolayısıyla, lülesiz roketlerin yanma odalarındaki akışın ve bununla birlikte meydana gelen yanmanın hızı oldukça yükselir. Bu da lülesiz roketlerin erozif yanmaya daha fazla maruz kaldıklarını göstermektedir.

Lülesiz roket yanma odalarında, maksimum erozyon, sonik şartın olduğu noktada (yani çıkış kesitinde veya buraya çok yakın bir yerde) meydana gelir. Bu kesit özel bir öneme sahiptir. Çıkıştaki kesit olduğundan, erozif yanma sonunda meydana gelecek

çap düzgünsüzlükleri, yanma odasındaki akışın ve dolayısıyla da basıncın kararlı seyrini önemli biçimde etkiler. Lülesiz roket motorlarında erozif yanmanın çoğunlukla görüldüğü bölgeler, Şekil A.1' de gösterilmiştir.

Belirtilmesi gereken önemli bir başka özellik ise şudur: Erozif yanmanın hızı, sadece böyle bir yanmanın meydana geldiği yerdeki anlık girdap alanının şiddetiyle değil, aynı zamanda, roketin baş tarafından itibaren gelişen akışın türbülans karakteristiğine de bağlı olarak değişir (KING, 1991).

Bu çalışma kapsamında detaylı incelenen konulardan biri de, tüm yanma odası geometrisinde oluşan çalkantı şiddetinin ve eksenel hızın gradyenlerinin radyal dağılımlarının yanma odası içinde oluşan akış hızının çeşitli kademelerinde ve değişik rahatsızlık frekanslarında aldığı durumdur. Erozif yanmanın görülme olasılığının ortaya çıkabileceği bölgelerin boyutsuz büyüklükler cinsinden konumları ve sonuç yorumları, bu çalışmanın son kısımlarında detaylı olarak ele alınmıştır.

1.3 YANMA ODASININ GENEL FİZİKSEL ÖZELLİKLERİ ve SORUNLARI

Yanma sırasında yanma odası içinde çeşitli problemler ortaya çıkabilmektedir:

1. Yakıtın sıvanmış olduğu yanma odasının iç çeperlerinden katı yakıtın yanması sırasında kaynaklanan, yanmadaki düzensizliklerin yarattığı radyal yöndeki kütlenin giriş hızında meydana gelen çalkantılar, bu problemlerin ilkinin oluşturmaktadır. Bunun sebepleri arasında, yanan malzemenin kimyasal özelliklerinin yanı sıra, eksenel hız gradyenlerinin zamana bağlı değişiminin de etkisi önemlidir.
2. Enjeksiyon olmayan taraftaki (yani roketin baş tarafında) yanma odasının taşıyıcı malzemesinin akış etkisiyle titreşimi ve bunun geri beslemeyle akış ortamını etkilemesi (ZHAO ve diğ., 1994).
3. Çıkış kesitinde lüle olan uygulamalarda, lüle içindeki akışta, lülenin duvarlarına yaklaşıldıkça oluşan geri akışlar ve bunların zamana bağlı davranışları sonunda

meydana gelen yerel basınç çalkantılarının yanma odasını etkilemesi (AGARD-CP-259, 1979).

4. Çıkışta lüle olmayan uygulamalarda, çıkış kesitine doğru meydana gelen, ve türbülans şiddetinin artımının neden olduğu erozif yanma sonunda meydana gelen kesit değişimleri sonunda ortaya çıkan basınç çalkantılarının yanma odasındaki akışın kararlılığını etkilemesi (KING, 1991).
5. Yakıtın yanması sırasında çeperlerin yakınında meydana gelen hız gradyenlerinin ilerleyerek akış ortamını kaplaması (VUILLOT ve AVALON, 1991, KIRKKÖPRÜ ve diğ., 1995, 1996, ZHAO ve diğ. 1994).
6. Tüm bu saydığımız olayların etkisiyle değişik frekanslarda yanan malzemeye aynı anda zorlanan yanma odası malzemesinin bu zorlanmaya cevabıdır. Akış ortamında ortaya çıkan bazı zorlayıcı ve kendi kendini besleyen titreşimlerin frekansları, yanma odasının doğal frekansı ile akuple olabilmekte ve bu da bazen sonu tahribata uzanan çok ciddi rezonans sorunları yaratabilmektedir. Ayrıca söz konusu frekanslar çıkıştaki akışı da etkileyerek oluşan hüzmelerin kararlılığını bozmakta ve yörünge sapmalarına yol açabilmektedir, bu durum lülesiz roketlerde daha belirgin olarak gözlenmektedir.

Akış ortamının geometrik, fiziksel ve kimyasal özellikleri, katı yakıtlı roket motorlarının gerçek boyutlardaki modellerinin ve aynı özelliğe sahip küçültülmüş modellerinin üzerinde yapılan deneysel araştırmaları sınırlayan ve çoğu halde de engelleyen en ciddi etken olarak karşımıza çıkmaktadır.

Öncelikle ortam, basınçlı yanma etkisiyle, yüksek basınç ve yüksek sıcaklık etkisindedir. Uygulamaya göre değişmekle beraber yanma odasında ulaşılan basınçlar büyük ölçekli uygulamalarda yaklaşık 20 bar, LUPOGLAZOFF ve VUILLOT, (1992), ile 58 bar, CHAOUAT ve VUILLOT, (1992), civarında ortaya çıkmakta, küçük ölçekte ise 120 bar gibi değerlere ulaşabilmektedir. Sıcaklık ise, 3000 ila 5000 K' e ulaşabilmektedir (AGARD-CP-259). Bu durum, bugüne kadar geliştirilmiş olan,

akış ortamının içine girilerek gerçekleştirilen ölçüm metotlarının çoğunun kullanımını engelleyerek, akışın aerodinamik özelliklerinin saptanması ve akış alanının belirlenmesini neredeyse imkansız bir hale getirmektedir.

Katı yakıt malzemesinin optik geçirgenliği olmayan (opak) bir yapıda olması dolayısıyla da yanma odasına benzer model geometrilerinde optik ölçüm (PIV, LDV gibi) yapılamamaktadır. Buna alternatif olarak, ya yanma odası geometrisi mecburen deforme edilerek basınç ve sıcaklık duyargalarının tahrip olmadan çalışabilmesi sağlanmaya çalışılmakta, ya da özel deneysel düzenekler geliştirilip sadece katı yakıtın davranışı; roket geometrisinden farklı bir geometride incelenmektedir.

Deneysel olarak, katı yakıtın frekans davranışının belirlenmesinde başvuru bir diğer yol da, roketin çıkış ağzına (lüle çıkışı) dışarıdan çeşitli frekanslarda ses dalgalarıyla, AVALON ve COMAS, (1991), veya döner bir rahatsız edici ile, TRAINEAU ve diğ., (1994), müdahale edilerek içeride ortaya çıkacak frekans davranışlarının, akış ortamına girmeden basınç duyargaları ile incelenmeye çalışılmasıdır. Bunların çoğunda elde edilen sonuçlar, yakıtın davranışının ve sınırlı da olsa yanma odasının bir bütün olarak davranışının nitel olarak anlaşılabilmesini sağlamıştır.

Bunların yanında, aerodinamik incelemelerden farklı olarak, yanma odasında meydana gelen erozif yanmanın karakteristiklerinin izlenebilmesinde uygulanan deneysel metotlar, ve akış ortamına girilmeden gerçekleştirilen bazı - nisbeten yeni - ölçüm metotları, erozif yanmanın özelliklerinin, akış özelliklerinin aksine, gerçek yanma şartlarındaki yanma odasında sınırlı da olsa izlenebilmesine olanak sağlamıştır. Ayrıca roket geometrisinden ayrı olarak ele alınan katı yakıt malzemesinin frekans davranışlarının incelenmesinde de özellikle son yıllarda ilerleme sağlanmıştır.

GREEN (1954), KREIDLER (1964), PERETZ, (1965), erozif yanmayı izleyebilmek için "kesintili yanma tekniklerinden" faydalanmışlardır. Bu teknikler, prensip olarak, yanmanın başlamasından kısa bir süre sonra, yanma odası basıncının ani olarak dışarıdan müdahaleyle düşürülerek roket yanma odasının "söndürülmesine" dayanan yöntemler olup, literatürde bilinen ilk uygulamalardır. STRAND ve diğ. (1988),

STRAND ve COHEN (1989), erozif yanmanın takibi için "plazma kapasitans yöntemlerini", TRAINEAU ve KUENTZMANN (1986) ise "ultrasonik yöntemleri" kullandılar. WAESCHE ve O'BRIEN (1987), erozif yanmanın takibi için, lülesiz, silindirik bir yanma odası boyunca çeşitli noktalarda gerçekleştirilen, "mikrodalga-doppler yöntemleri" ve diğer bazı sürekli ölçüm yöntemlerinden bahsettiler. KUENTZMANN (1979), CAUTY (1983), CAUTY (1988), "çıkış eksoz jeti modülasyonu (MEJT) " adını verdikleri ve lüle çıkışındaki akışın, dışarıdan, dönen bir tekerlek üzerinde bulunan ve istenilen frekansı sağlamak için sayıları değiştirilen çentiklerle rahatsız edilmesi esasına dayanan bir yöntemle, yanma odasının içinde oluşacak frekans cevabını indirekt olarak elde ettiler. TARRIN (1992), TRAINEAU (1994), katı yakıtın bulunduğu sistemi dışarıdan "mikro-dalga" yöntemleriyle inceleyerek, katı yakıtın yanması sırasında oluşacak freans cevabını belirlemeye çalıştılar. CAUTY (1993), katı yakıtın cevap frekansının ortam basıncıyla etkileşiminin belirlenerek kararlılık analizlerinde veri sağlanması amacıyla yeni geliştirilmekte olan "ultrasonik yöntemlerden" yararlanarak gerçekleştirdiği deneylerden elde ettiği sonuçları, mikro-dalga yöntemi ile ve çıkış eksoz jeti modülasyonu yöntemiyle elde edilenlerle karşılaştırdı. Ultrasonik ve mikro-dalga yöntemlerinin birbirine yakın sonuçlar verdiğini gözlemledi.

Yukarıda sayılan metotlar sayesinde özellikle lülesiz geometrilerde gerçeğine benzer yanma odasının izin verdiği ölçüde sınırlı da olsa erozif yanmaya ait bazı yeni özelliklerin ve yanma odası geometrisine daha az benzer geometrilerde yakıtın yanma sırasındaki frekans cevabının izlenebilmesi sağlanmıştır. Ancak yine de, ölçme teknolojisinin günümüzdeki durumu, katı yakıtlı roket motorunun gerçeğe benzer modellerinin içinde oluşan olayları yeterince hassasiyetle saptamaya imkan verememekte ve deneysel metotların daha gelişme aşamasında olduğunu göstermektedir (AGARD-LS 180, 1991).

Yukarıda saydığımız, gerçek veya küçültülmüş modellerde ortaya çıkan bu zorluklar, katı yakıtlı roket yanma odalarında oluşacak iç akışın karakteristiklerinin ve bu akış ortamında oluşacak erozif yanma gibi bazı yanma-akış etkileşimine ilişkin aerodinamik

özelliklerin belirlenmesini amaçlayan deneysel araştırmaların başka yönlerden ilerlemesine sebep olmuştur.

1.4 SOĞUK AKIş BENZEşİMİ

Yüksek sıcaklık ve basınçtaki iç akış ortamının zarar verici ve engelleyici etkisinden kurtulmak için; araştırmacılar tarafından kabul görmüş olan, ve ileriki bölümlerde detaylarına girilecek olan "Soğuk Akış Benzeşimi" adı verilen bir yaklaşımla araştırmalar yapılmaktadır. Motor içindeki akışın karakteristiklerini gerçeğe benzer bir geometri içinde saptamayı hedefleyen bu yaklaşımda, yanmanın kimyasal olarak modellenmesi bir kenara bırakılarak, sadece yanma odasının iç aerodinamiğı incelenmektedir. Kabul görmüş olan bu metotta; belli ölçekte küçültölen model geometrisinin içinde, normalde tüm çepere sıvanacak katı yakıt yerine, taşıyıcı dış kılıfın ve yakıtın yerine geçen, içi boş, silindirik, gözenekli (poröz) bir ortam bulunmaktadır. Sinterlenmiş bronz alaşımları buna örnektir. Tüm çevre boyunca, içeriye doğru radyal yön ve doğrultuda, özellikleri önceden bilinen bir gaz (çoğunlukla hava ya da inert bir gaz olan azot) enjekte edilmekte, yanma odası benzerini homojen olarak doldurduğu varsayılan ve ideal gaz karakteristiğı gösterdiği kabul edilen bu akış ortamı incelenmektedir. Bu yaklaşıma getirilmiş bulunan ilk eleştiriler ise; soğuk akış benzeşiminin, gerçek yanma ortamındaki çift fazlı yanma ve akış olaylarının birbiriyle etkileşimini temsil edip edemeyeceğı doğrultusundadır. Ancak şimdiye kadar yapılmış teorik ve deneysel çalışmalardan ve uygulamadaki roket tecrübelerinden ve bunlarda meydana gelen kaza incelemelerinden elde edilen sonuçlardan hareketle; soğuk akış benzeşimi metodunun, roket motorunun içindeki akışın aerodinamik karakteristikleri hakkında temel bilgileri verebilecek nitelikte olduğı anlaşılmıştır. Burada elde edilen sonuçlar ve eş zamanlı olarak sürdürölen teorik (analitik, asimptotik ve sayısal) çalışmalarda elde edilen sonuçlar birbirini destekler niteliktedir (CULICK, 1994, FLANDRO, 1992, VUILLOT ve AVALON, 1991, KIRKKÖPRÜ ve diğ. 1995, 1996, ZHAO ve diğ., 1994).

1.5 YANMA ODASININ AERODİNAMİK VE AKUSTİK ÖZELLİKLERİ

Gerçek boyutlardaki büyük ölçekli bir katı yakıtlı roketin yanma odası içindeki gaz akışı sesaltı bir akıştır. Burada, eksendeki hıza göre tanımlanan Mach sayıları yaklaşık olarak 10^{-2} ile 10^{-1} ler mertebesinde (M = O (10^{-2} - 10^{-1})). Ancak, geometri gözönüne alındığında bu değerlerin tüm eksen boyunca sabit kalmayacağı, çıkışa doğru yaklaşıldıkça Mach sayısının artacağı açıktır. Silindirik geometrinin yarıçapı ve eksendeki hız esas alınarak tanımlanmış olan Reynolds Sayıları da 10^4 ile 10^6 lar mertebesinde gerçekleşmektedir ($Re_u = O(10^4 - 10^6)$). Dolayısıyla yanma odasındaki akış, yüksek Reynolds sayısına sahip, sesaltı bir akış olarak tasvir edilebilir. (VUILLOT ve AVALON, 1991, KIRKKÖPRÜ ve diğ., 1995-1996). Burada dikkati çeken bir özellik şudur :

İçeriye enjeksiyon olmayan klasik, tip geçirimsiz cidarlı silindirik geometriler içindeki akışlardan çok farklı olarak; Re_u 'nun yaklaşık 10^5 li değerlerine kadar içerideki akış, kararlı (stable) kalabilmektedir. Halbuki genelde bir boru içindeki akışta boru çapına göre tanımlanmış Reynolds sayısının 2000 'li değerleri civarında akış kararsızlığa geçmektedir (WAGEMAN ve GUEVARA, 1960).

Ayrıca geometriyi oluşturan silindirik kanal, ince uzun, "dar silindirik" bir karakter göstermektedir. Yanma odasının boy/çap oranı ($\delta=L/D \gg 1$)' dir. Böylece "normal silindirik" kanaldan farklı olarak; radyal yöndeki basınç değişimi ihmal edilebilir mertebededir ($\partial p / \partial r \approx 0$) (YAMADA ve diğ., 1976, TRAINEAU ve diğ., 1986, KIRKKOPRU ve diğ., 1995-1996).

1.5.1 Karakteristik Ölçekler

Deneyler ve bunları destekleyen teorik çalışmalar, akışı etkileyen birden çok karakteristik boyutsuz uzunluk ölçeğinin varlığını ortaya çıkarmıştır.

- Bunlardan birincisi kanalın yüksekliğidir (H'). (İki boyutlu kanalda kanal yüksekliği, silindirde ise çap veya yarıçap): Bu, aksenal ve radyal hız bileşenlerinin ortalama büyüklüğünün, radyal yöndeki değişiminin ölçeğidir.
- Bir diğeri ise MH' dır (M : Mach sayısı). Silindirik yanma odasındaki aksenal hızın radyal yöndeki değişiminin uzunluk ölçeğidir. Mach sayısı mertebesinde, oldukça küçük bir uzunluk ölçeğidir ($O(M)$).
- Üçüncüsü ise yanma bölgesinin kalınlığını karakterize eden uzunluk ölçeğidir. Çoğu halde dar olan ve "indüksiyon bölgesi" diye adlandırılan bir bölgede reaksiyon belli bir gecikmeyle başlar. İşte, yanma bölgesinin kalınlığı diye adlandırdığımız uzunluk ölçeği bu indüksiyon bölgesinin kalınlığını ifade eder.

Özellikle çeperlere yaklaşıldıkça daha önemli hale gelen daimi olmayan (anlık) aksenal hız gradyenlerini ve yanma bölgesinin kalınlığını belirleyen karakteristik uzunluklar, diğer uzunluk ölçeğinin (aksenal ortalama hızı belirleyen kanal yüksekliği) yanında oldukça küçüktür.

Bu saydığımız uzunluk ölçeklerine bağlı olarak, yanma odasında en az üç adet ayrı zaman ölçeği bulunmaktadır. Bunlardan birincisi, "aksenal akış zamanı" dır ($t_r' = L'/Mc_0$). İkincisi, "en küçük aksenal akustik zaman" dır ($t_A' = L'/c_0$). Üçüncüsü ise "karakteristik reaksiyon zamanı" olarak adlandırılan ve yanmaya ait bir zaman ölçeğidir ve indüksiyon bölgesi içinde yanmanın ne kadar bir gecikmeyle gerçekleştiğini karakterize eder (KUO, 1985).

BÖLÜM 2

KATI YAKITLI ROKETLERDE İÇ AKIŞ ÜZERİNE YAPILMIŞ ÇALIŞMALAR

Katı yakıtlı roket motorunda (veya yanma odasında) oluşan iç akışın modellenmesi için yapılmış ilk çalışmalarda tek boyutlu, sıkıştırılabilir bir akış hali incelenmiştir. Uzun zaman, roketlerin tepki hesapları yaklaşık olarak, bu modele dayanan denklemlerle yapılmıştır. Bu yaklaşım şu kabullere dayanır:

Akış daimi ve tek boyutludur. Çeperlerden içeriye dik yönde ve sabit bir debiyle gaz girişi, katı yakıtın yanması sonucu çıkan gazları modellemektedir. İçerideki gaz, özellikleri önceden bilinen bir ideal gazdır. Gazın toplam entalpisi ve moleküler kütlesi sabittir.

Yukarıda bahsedilen kabuller altında, kütleli debiyle orantılı olarak değişen bir boyutsuz sayıya bağlı olarak tek boyutlu akışa ait ifadeler analitik olarak türetilmiştir. Buna göre, akışa ait bağıntılar şu şekli alır:

$$\text{İdeal gaz hal denklemi} \quad : p = \frac{\rho \bar{R} T}{W} \quad (2.1)$$

$$\text{Süreklilik denklemi} \quad : \dot{m} = \rho u A_p \quad (2.2)$$

$$\text{Momentum denklemi} \quad : p_o - p = \rho u^2 \quad (2.3)$$

$$\text{Enerji denklemi} \quad : \hat{h} + \frac{1}{2} u^2 = \hat{h}_o \quad (2.4)$$

$$\text{Entalpi} \quad : \hat{h} - \hat{h}_R = C_p T \quad (2.5)$$

$$\text{Ses hızı} \quad : a = \sqrt{\gamma \bar{R} T / W} \quad (2.6)$$

$$\text{Özgöl ısılar oranı} \quad : \gamma = \frac{C_p}{C_v} \quad (2.7)$$

$$\text{Isıl kapasite bağıntısı} \quad : C_p - C_v = \bar{R} / \bar{W} \quad (2.8)$$

$$\theta = \frac{\dot{m}}{p_o A_p} \quad \text{değişkeni kullanılarak, yukarıdaki ifadelerden, silindir içindeki toplam}$$

basıncın, durma noktasındaki toplam basınca oranını veren ifade,

$$\frac{p}{p_o} = \frac{1 \pm \sqrt{1 + (\gamma + 1)(\gamma - 1)(1 - 2C_p T_o \theta^2)}}{(\gamma + 1)} \quad (2.9)$$

şeklinde elde edilir. Burada az önce de sözü edildiği gibi, silindirik kanal içindeki akışın, θ değişkeni ve akışa ait diğer değerler cinsinden ifadesi görülmektedir. İfadenin anlamlı olabilmesi için $1 + (\gamma + 1)(\gamma - 1)(1 - 2C_p T_o \theta^2) \geq 0$ olması gerekir. Bunu sağlayacak olan maksimum θ için θ_* denirse bu:

$$\theta_* = \frac{\gamma}{\sqrt{2(\gamma + 1)(\gamma - 1)C_p T_o}} \quad (2.10)$$

şeklinde bulunacaktır. Daha büyük θ değerleri için basınç ifadesinde karekök altındaki ifade negatif çıkacağından fiziksel anlam kaybolmaktadır.

Eğer θ değişkeni, $\Delta = \theta/\theta_*$ ile boyutsuzlaştırılırsa basınç ifadesi :

$$\frac{p}{p_o} = \frac{1 + \gamma \sqrt{1 - \Delta^2}}{\gamma + 1} \quad (2.11)$$

şeklini alır (PRICE, 1955). Buradan hareketle eksendeki ortalama hıza ait benzer bir ifade şu şekilde elde edilebilir:

$$u = \frac{\gamma(1 - \sqrt{1 - \Delta^2})}{\theta(\gamma + 1)} \quad (2.12)$$

$\Delta=1$ iken $\theta=\theta_*$ olacağından buna tekabül edecek hız değeri u_* ile gösterilirse, bunun için:

$$u_* = \frac{\gamma}{\theta_*(\gamma + 1)} \quad (2.13)$$

elde edilecektir. Hatırdan çıkarılmaması gereken husus, θ 'nın kütleli debiyle doğru orantılı bir değişken olarak tanımlandığıdır. Hızın genel ifadesiyle yukarıdaki ifade oranlarsa:

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1 - \sqrt{1 - \Delta^2}}{\Delta} \quad (2.14)$$

elde edilir. Eğer sıcaklıklar ve yoğunluklar için de en baştaki bağıntılardan yararlanarak gereken ifadeler türetilirse:

$$\frac{T}{T_0} = 1 - \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \right) \left(\frac{1 - \sqrt{1 - \Delta^2}}{\Delta} \right)^2 \quad (2.15)$$

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{\Delta^2}{2} \frac{1 + \gamma \sqrt{1 - \Delta^2}}{\gamma \Delta^2 - (\gamma - 1) [1 - \sqrt{1 - \Delta^2}]} \quad (2.16)$$

ifadeleri elde edilecektir.

Olabilecek maksimum debiyi veren $\Delta=1$ (veya $\theta=\theta_*$) halindeki durumu incelemek için, u_* ve θ_* için bulunmuş olan ifadeler derlenirse u_* hızı için:

$$u_* = \sqrt{\frac{2(\gamma - 1)C_p T_0}{\gamma + 1}} \quad (2.17)$$

ifadesi elde edilir. Buradaki T_0 , $\Delta=1$ halinde bulunacak olan T_*/T_0 ifadesinden çekilip yerine konursa:

$$u_* = \sqrt{(\gamma - 1)C_p T_*} \quad (2.18)$$

elde edilir. Bu ifadeye biraz dikkatli bakıldığında $(\gamma-1)C_p$ 'nin $R\gamma$ ' ya eşit olduğu gösterilebilir ki, bu durumda:

$u_* = \sqrt{\gamma R T_*}$ olduğu görülür. Bu önemli bir sonucu da beraberinde getirir: $\Delta=1$ olduğu durumda (yani bir başka deyişle $\theta=\theta_*$ veya $\dot{m} = \dot{m}_*$ olduğu durumda) kanalda meydana gelecek akış ses hızındadır ve olabilecek maksimum debi bu değer için gerçekleşir. Daha fazla bir kütle girişi sebebiyle hız artamaz. Boğulma meydana gelmiştir. Bu geometriyi, iki ucu açık klasik tip boru içi akıştan ayıran en önemli özelliklerden biri budur. Çıkış kesitinde çıkılabilecek maksimum eksenel ortalama hız, ortamdaki ses hızını geçemeyecektir. Çünkü, kapalı taraftan itibaren eksenel ortalama hız, çeperden radyal yöndeki enjeksiyon nedeniyle, sıfır değerinden başlamak üzere, eksenel doğrultuda ilerledikçe artacak, ve ancak artan kütle girişiyle birlikte çıkış kesitinde maksimum değerine ulaşabilecektir (PRICE, 1955).

Az önceki bir boyutlu ifadeler, akış ortamında meydana gelen olayların açıklanabilmesinde ve roketlerin uygulayacakları tepkinin değerinin yaklaşık olarak hesaplanmasında uzun süre kullanılmıştır. Ancak, akışa dik boyutta neler olduğu hakkında bir fikir verememesi yüzünden başka çözümlere ihtiyaç duyulmuştur. Bu çözümlerden en önemlisi, akış alanının aerodinamik özelliklerinin belirlenebilmesi için geliştirilen "soğuk akış benzeşimi" metodudur. Sonraki yıllarda, bu benzeşimden hareketle gerçekleştirilen deneylerden elde edilen sonuçlardan hareketle gerek analitik, gerekse sayısal, önemli sayıda çalışma yapılmıştır.

TAYLOR (1956), bu konuyla ilgili olarak yapılan ilk soğuk akış benzeşimi çalışmasında, tamamen gözenekli bir malzemeden yapılmış dar, uzun, bir tarafı kapalı bir silindirin içine radyal yönde enjekte edilen bir gaz (hava) etkisiyle silindir içinde oluşan ortalama hız değerlerini ölçerek elde edilen hız profillerinin; laminar, sıkıştırılmaz Euler denklemleri kullanılarak elde edilen ve “kosinüs kuralı” olarak da anılan hız profillerine çok yakın olduklarını gözlemiştir. Bu ifade,

$$\frac{u(x,r)}{u_E(x)} = \cos\left(\frac{\pi}{2} \frac{r^2}{R^2}\right) \quad (2.19)$$

şeklinde gösterilebilir. Burada $u(x,r)$, silindir içinde oluşan eksenel hız ifadesini, $u_E(x)$, bu hızın silindir eksenini üzerinde aldığı değeri, x , r ve R , ise sırasıyla, başlangıç noktası ekseninde olmak üzere bir noktanın silindir boyunca koordinatını, herhangi bir noktanın eksenenden olan uzaklığını, ve silindirin iç yarıçapını göstermektedir.

WAGEMAN ve GUAVERA (1960), benzer bir geometriyi kullanarak yaptıkları çalışmada, deneysel ve teorik olarak karşılaştırdıkları, gözenekli silindir boyunca meydana gelen basınç profillerinin birbirlerine çok yakın olduklarını gözlemlediler. Ayrıca bir önceki çalışmada bahsedilen ortalama hız profillerinin çıkış kesitine kadar olan bütün geometri boyunca geçerli olduğunu bildirdiler. Beraberinde, bu kesitte, eksenindeki hıza göre tanımlanan Reynolds sayısının 10^5 'in üzerinde olduğunun ilk defa farkına vardılar. Bu sayede, bu tip akışlarda, kararlı rejimden kararsız rejime geçişin, önceden bilinen klasik tip boru içi akışlarının aksine, çok daha yüksek Reynolds sayılarında gerçekleştiğini bildirdiler. Halbuki normal boru içi akışlarda bu değer 2000' ler civarında seyretmektedir.

CULICK (1966), bir tarafı kapalı gözenekli bir silindir içinde radyal yöndeki üniform kütle girişi etkisiyle oluşan akışın sonuçlarına dayanarak geliştirdiği akış modelinde, yanma odasına benzer geometride Mach Sayısının 1' den çok küçük değerleri için ($M \ll 1$) sıkıştırılabilirlik etkilerinin ihmal edilebileceğinden hareketle, sabit kütleli

debi ve daimi rejim halinde akış alanındaki ortalama hız profillerini sıkıştırılamaz akış kabulü altında her iki boyutta aşağıdaki şekilde tamamen analitik olarak çözdü:

$$\begin{aligned}\frac{u(x,r)}{u_E(x)} &= \cos\left(\frac{\pi r^2}{2 R^2}\right) \\ \frac{v(r)}{v_{INJ}} &= -\frac{R}{r} \sin\left(\frac{\pi r^2}{2 R^2}\right)\end{aligned}\quad (2.20)$$

Burada $u_E(x) = \pi \frac{x}{R} v_{INJ}$ ifadesi geçerlidir. Daha önceki deneysel bulguları doğrulayan bu çözümün önemi şundan kaynaklanmaktadır:

Bulunan bu ifadeler, sıkıştırılamaz halde geçerli olan Euler denklemlerini sağlamakla beraber, enjeksiyon yüzeylerindeki toplam hızın aksenal bileşeninin kaymama sınır şartını da sağlamakta olduğundan her iki özelliği de aynı anda içeren çok nadir bir tam çözümdür. Sıkıştırılamaz olmasının yanı sıra geçirimsiz kapalı ön yüzeyden uzaklaştıkça ($x/R < 5$ bölgesi geçildikten sonra) daha baskın hale gelen laminar ve viskoz akışı da büyük yaklaşıklıkla temsil edebilmektedir. Bu durum, Taylor (1956) tarafından bulunan deneysel ifadelerle tutarlılık arzeder. Ayrıca, enjeksiyon hızını içeren akışa dik ikinci boyutu da ifade edebilmesi açısından önemlidir. Böylelikle ilk defa akış alanı iki boyutta tam çözülmüştür. Bu denklemler düzlemsel kanal halinde de benzer olarak:

$$\begin{aligned}\frac{u(x,y)}{u_E(x)} &= \cos\left(\frac{\pi y}{2 h}\right) \\ \frac{v(y)}{v_{INJ}} &= -\sin\left(\frac{\pi y}{2 h}\right) \\ u_E(x) &= \frac{v_{INJ}}{2h} x\end{aligned}\quad (2.21)$$

şeklinde ifade edilebilirler.

YAGODKIN (1967), aynı tip bir geometride kritik Reynolds sayısının tesbiti için yaptığı çalışmada, silindir içindeki hız alanının ortalama ve anlık değerlerini ölçerek, radyal yöndeki gazın enjeksiyonunu karakterize eden Reynolds sayısının artmasıyla beraber, eksenindeki hıza göre tanımlanan Reynolds sayısının kritik değerinin de yükseldiğini, yani kararsız rejime geçişin, artan radyal kütle girişiyle birlikte daha geç meydana geldiğini belirledi. Buna ek olarak, kritik Reynolds değeri aşıldıktan sonra dahi sıkıştırılmaz kabulüyle bulunmuş olan (2.19) denkleminin geçerli olduğunu gördü.

DUNLAP ve diğ. (1974), silindirik geometride yaptıkları deneylerde, duvardan içeriye olan enjeksiyon hızına ve silindirin yarıçapına göre tanımladıkları Reynolds sayısının yüksek değerleri için (10^4 - 10^5), laminer akış kabulü altında türetilmiş olan CULICK (1966) profillerinin sadece invizid, laminer değil, gerçek viskoz akış ortamını da büyük yaklaşıklıkla temsil edebildiğini ortaya koydular. Ayrıca aynı sonuçların türbülanslı rejimde de geometrinin büyük kısmında geçerli olduğunu belirttiler. Buna sebep olarak ise, akışkan elemanına Reynolds gerilmeleri sonunda etkiyen kuvvetin, basıncın etkisiyle oluşan kuvvetten çok daha küçük bir değerde olmasını gösterdiler.

YAMADA ve diğ. (1976), akış ortamındaki hız dağılımlarını ve türbülans şiddetinin farklı enjeksiyon hızları etkisiyle oluşumunu ve dağılımını, dikdörtgen kesitli bir kanal içerisinde incelediler. Gözenekli (poröz) duvardan itibaren başlayan sınır tabakanın, kapalı taraftan itibaren eksen boyunca belirgin bir şekilde genişleyerek akış ortamının kısa süre sonra türbülanslı hale geçtiğini tesbit ettiler. Gelişmiş akışta, türbülans şiddetinin maksimum değerinin (I_p) eksenel hızın ortalama değeri ile değişiminin $I_p = u^{0.8}$ şeklinde yaklaşık olarak ifade edilebileceğini belirlediler. Bu değer belirgin özelliğinin ise enjeksiyon hızının şiddeti ve eksenel pozisyonundan bağımsız olduğunu ortaya koydular.

TRAINEAU ve diğ. (1986), YAMADA ve diğ. (1976) tarafından kullanılan dikdörtgen geometriye benzer bir geometride LDV tekniğiyle yaptıkları ölçümlerle, kendilerinden önceki teorik ve deneysel araştırmacıların sonuçlarını test ettiler. İnceledikleri geometrinin uzunluk/yükseklik oranı 24 idi. Baştaki kapalı kesitten

itibaren çıkıştaki boğaz kesitine çok yakın bir bölgeye kadar ($x/L=0.95$) olan kısımda akış eksenine dik yönde statik basınç gradyeni tesbit edilmemesi önemli bir sonuçtur. Ayrıca YAMADA ve diğerleri tarafından elde edilen sonuçlara benzer profiller elde etmişlerdir. Lülesiz hal için yaptıkları deneyde, çıkış kesitine yaklaşıldıkça ortaya çıkan Mach sayısının eksenel gradyenleri önem taşımaktadır. Bunlarla birlikte, BEDDINI (1986) 'nin, uygulamış olduğu türbülans modeli yoluyla hesapladığı akış rejimlerinin varlığını da deneysel olarak gözlemlediler. Beddini 'ye göre:

- Birinci rejimde akış, laminar karakteristiğini korumaktadır.
- İkinci rejimde akış, türbülanslı özellik göstermeye başlamakta ve bunun türbülansın maksimum değeri eksen boyunca ilerlerken çepere yaklaşmakta, hız profilleri ise halen, laminar kabul altında türetilmiş olan profillere benzerlik göstermektedir.
- Üçüncü rejimde ise artık tamamen gelişmiş olan akışta, sıkıştırılabilirlik etkileri, türbülans etkilerini yenmekte, türbülans şiddetinin maksimum değerinin ortaya çıktığı yer hemen hemen sabit kalmaktadır. Hız profilleri yine laminar kabul altında elde edilenlere benzerdir.

Culick ve kendisini takibeden araştırmacılar, 1970'li yılların ortalarından itibaren doğrusal, ve zayıf formda doğrusal olmayan bir stabilite teorisi geliştirmeye başladılar. Günümüze değin uzanan bu araştırmalar dizisinin her adımında elde ettikleri sonuçlar, deneysel olanlarla karşılaştırıldıkça nitel olarak akışın genel özellikleri hakkında tatminkar sonuçlar vermekle beraber, yanma odası geometrisinde zamana bağlı olarak gelişen dönümlü akışın belirlenebilmesinde ve değişiminin ifade edilebilmesinde yetersiz kalmaktadır. Daha detaylı bilgi için (CULICK-1994)'e başvurulabilir. FLANDRO (1974), tek boyutlu lineer stabilite teorisine dayanan akustik sınır tabaka yaklaşımı aracılığıyla, akış alanında meydana gelen küçük genlikli rahatsızlıkların ve bunların yol açtığı akustik rahatsızlıkların tüm yanma odasını etkilemediğini, sadece, katı yakıt yüzeyini temsil eden yüzeye çok yakın ve kalınlığı, yanma odasının genişliğine oranla ince kabul edilebilecek bir "akustik sınır tabaka" içinde kaldıklarını ortaya attı.

BROWN ve diğ. (1986) ve BROWN ve SCHAEFER (1992), silindirik bir roket yanma odası modelinde gerçekleştirdikleri çalışmalarında, silindir eksen ve buna dik eksen boyunca yaptıkları ölçümler sonucunda, tüm geometriye yayılmış durumda zamana bağlı dönümlü akışın varlığını tesbit ettiler. Dolayısıyla, dönümlü akışın, veya bir başka deyişle yanma odasında meydana gelen rahatsızlıkların, akışın ilerlemesiyle birlikte geometrinin hemen hemen tümünü etkisi altına aldığını göstermiş oldular. Bu sonuç, daha sonraki yıllarda akışın zamana bağlı karakteristiklerinin incelenmesi için geliştirilen sayısal çalışmaların geçerliliği konusunda önemli deneysel veriler sağlamıştır.

VUILLOT ve AVALON (1991), belli Reynolds (Re) ve Mach (M) sayıları için gerçekleştirdikleri ve tüm Navier-Stokes denklemlerini iki boyutlu olarak çözdükleri bir dizi sayısal çalışma sonunda, dönümlü akışın yanma odasının içerisinde kayda değer bir alana yayıldığını, önceki çalışmalardakinin (FLANDRO (1974), BAUM ve LEVINE (1987) ve BAUM (1989-1990)) aksine çeperlere yakın bir bölgeyle sınırlı kalmadıklarını gösterdiler.

DUNLAP ve diğ. (1990), ilkinde (1974) ilave olarak yaptıkları çalışmalarında, zamana bağlı durumda ortaya çıkan hız profillerini, türbülans şiddetlerini ve frekans davranışlarını, oldukça detaylı bir şekilde 3 kanallı sıcak tel yöntemiyle tesbit ettiler. Silindirin kapalı baş tarafından başlayan hız çalkantılarının şiddetinin, çapın 5-misline kadar uzanan bölge boyunca azaldığını, bundan itibaren türbülanslı rejime geçişten kısa süre önce, çeper yakınlarında düzenli olarak yeni hız dalgalanmalarının görülmeye başladığını tesbit ettiler. Ayrıca yanma odası geometrisinden elde ettikleri frekans spektrumundan hareketle, oluşan dönümlü akışın şiddetinin, poröz (gözenekli) duvarda bu rahatsızlıklar ortaya çıktıktan sonra akışla birlikte ilerlerken frekans çiftlenmesine uğradığını, yani frekanslarının yarıya inerken genliklerinin iki misline çıktığını belirlediler. Akış alanında çıkışa doğru ilerlerken, türbülansın gözenekli duvar yakınından başlayarak simetri merkezine doğru yol aldığını, bunun şiddetinin maksimum değerinin ise duvardan itibaren yarı çapın onda biri mertebesinde oluştuğunu ve akış ilerledikçe bunun yerinin hemen hemen sabit kaldığını gördüler. Türbülanslı hale geçişten önceki ortalama hız profillerinin Culick profillerine çok yakın

özellik gösterdiğini, tam türbülanslı bölgede ise profillerin çok az miktarda değiştiğini bildirdiler. Ayrıca TRAUINEAU ve diğ. (1986)' nin sonuçlarına benzer şekilde radyal yönde statik basınç gradyeninin yok sayılabileceğini gösterdiler. Ayrıca, o güne değin ortaya atılmış olan ve çoğunlukla deneysel sonuçlarla bulunanlardan daha büyük türbülans şiddetleri veren bazı türbülans modellerinin, ortamda meydana gelen akışı yeterince temsil edemeyeceği sonucuna vardılar.

FLANDRO ve ROACH (1992), FLANDRO (1974) tarafından ortaya atılan ilk modeli geliştirdikleri son çalışmalarında, akış ortamında oluşan rahatsızlıkların, enjeksiyon hızının radyal bileşeni aracılığıyla iç kısımlara taşındığını ortaya koydular. Ayrıca, dönüm şiddetinin yerel değişimine esas olan uzunluk ölçeğinin, silindirin yarıçapından Mach sayısı mertebesi kadar ($O(M)$) daha küçük olduğunu, bu durumda, yerel olarak bakıldığında, viskoz gerilmelerin kayda değer miktarda gerçekleşebileceğini gösterdiler. Ancak bu yaklaşımda halen bir akustik sınır tabaka yaklaşımı bulunmaktadır.

ZHAO ve KASSOY (1994), ve ZHAO ve diğ. (1994), roket yanma odasında akustik-akış etkileşimini matematiksel olarak modellemek için yaptıkları ilk çalışmalarda, dar silindirik bir geometride (yarıçap / boy $\gg 1$) Navier-Stokes (N-S) denklemlerini pertürbasyon yöntemleriyle çözdüler ve bir başlangıç değer problemi olarak, akışın uzunluk ölçeklerini belirlediler. Bunu gerçekleştirmek için Mach sayısı mertebesindeki ($O(M)$) eksenel hız rahatsızlığını kapalı olan baş taraftan uyguladılar. Toplam eksenel hızı üç bileşenin toplamı şeklinde ifade ettiler. Bunlardan birincisi; CULICK (1966) tarafından bulunmuş olan sıkıştırılmaz, dönümlü Euler denklemlerinden türetilen daimi bileşen, ikincisi, doğrusal dalga denklemine dayanan dönümsüz düzlemsel akustik alan kabulünden türetilen ve sadece eksenel yönde temsil edilen tek boyutlu zamana bağlı bileşen, üçüncü ve en sonuncusu ise; dönümlü, ve zayıf doğrusal olmayan viskoz bileşendir. Bu sonuncusunu etkileyen iki adet birbirinden farklı uzunluk ölçeği tesbit edilmiştir. Birincisi; dönümlü bileşenin yanma odasındaki genel dağılımını etkileyen radyal uzunluk ölçeği olan yarıçaptır. İkincisi ise; yerel değişimleri etkileyen ve yarıçaptan Mach sayısı mertebesi kadar daha küçük olan (MR') ile ifade edilebilecek uzunluk ölçeğidir. Navier-Stokes denklemlerini

çözümledikleri çalışmalarında elde ettikleri sonuçlardan hareketle; silindir geometrisi içerisinde oldukça karmaşık bir dönüm dağılımı bulunduğu sonucuna vardılar. Zamana bağlı akışın başladığı ilk evrelerde dönümlü akışın; çeperlerle silindir eksenine doğru yerel radyal hız ile ilerleyen bir cephe arasında kaldığını, daha sonraki evrelerde ise, tüm yanma odası geometrisinin dönümlü akışla dolduğunu, sadece simetri ekseninde bunun değerinin sıfır değerine ulaştığını bildirdiler.

KIRKKÖPRÜ ve diğ. (1995, 1996), ZHAO ve diğ. (1994) tarafından ortaya atılan modele paralel olarak gerçekleştirdikleri tamamen sayısal çalışmada, iki boyutlu aksenal simetrik Navier-Stokes denklemlerini dar silindirik bir geometride çözerek, katı yakıtın yanması sırasında meydana gelen zamana bağlı girdabın gelişimini modellemeye çalıştılar. Zamandan bağımsız çözüm elde edildikten sonra, çeperden giriş kütlesinin zamana bağlı değişiminin harmonik olarak verildiği bu çalışmada, zamana bağlı enjeksiyonun genliği, zamandan bağımsız haldeki radyal yönde meydana gelen kütle girişinin genliğiyle aynı mertebede seçilerek, lineer olmayan girdap gelişiminin incelenmesi amaçlanmıştır. Bu çalışmanın sonuçları da, akışın gelişimiyle beraber ortaya çıkan girdap dağılımının tüm yanma odası geometrisini doldurduğunu ve katı yakıtı temsil eden çeperlere yakın bölgelerde yerel olarak ortaya çıkan kayma gerilmelerinin kayda değer olduğunu göstermiştir. Bu çalışmanın sonuçları, daha önceden bahsettiğimiz VUILLOT ve AVALON (1991) ve VUILLOT (1991) tarafından bulunan sonuçları destekler nitelikte olup, tek boyutlu lineer model uyarınca ortaya atılmış olan ve akustik rahatsızlıkların ve buna bağlı dönümlü akış özelliğinin sadece ince bir sınır tabaka içinde gerçekleştiğinin ortaya atıldığı modellerin (BAUM ve LEVINE (1987), BAUM (1987), FLANDRO (1974), FLANDRO ve ROACH (1992)) yanma odasının içindeki zamana bağlı akış olaylarının gereken hassasiyette ifade edilmesinde yeterli hassasiyeti sağlayamadığını göstermektedir.

ZHAO ve diğ. (1994), ZHAO ve KASSOY (1994), KIRKKÖPRÜ ve diğ. (1995, 1996) tarafından yapılmış bu çalışmalardaki en çarpıcı nokta, zamana bağlı durumda elde edilen sonuçların tek bir zorlayıcı frekans uygulanarak elde edilmiş olmasıdır. Ancak ortamın lineer olmayan karakteristiği yüzünden, ortaya çıkan sonuçlar, oldukça karmaşık bir karakter göstermektedir. Bu durum, araştırmacıya, akış ortamının birden

fazla frekansla harmonik uyarılması halinde nasıl bir durum ortaya çıkacağı konusunu ister istemez düşündürmektedir. Bu durumu incelemek amacıyla ortaya atılan ve birden fazla uyarıcı frekansın uygulandığı örnekler, çalışmanın sayısal deneyler ve değerlendirmeler kısmında ayrıntılı olarak ele alınmıştır.

Kaynak araştırmasının tamamlandığı bu bölümden sonraki üçüncü bölümde; eksenel simetrik geometrinin modellenmesinin ve modelin sayısal çalışmada kullanılacak şekilde ayrıklaştırılmasının esasları, daimi halde ve zamana bağlı halde uygulanan başlangıç ve sınır şartları, eksenel hızın zamana bağlı dönümlü bileşeni u_v ' nin ifade edilmesi, akış ortamında oluşan anlık girdap alanlarının hesaplanmaları ve bu amaçla yapılan kabuller, eksenel hızın çalkantısının zamana bağlı incelenmesi için tüm geometri için hesaplanan çalkantı şiddeti (eksenel hızın çalkantısının karekök ortalaması) incelemelerinin esasları ele alınmıştır.

Bir sonraki dördüncü bölümde, eksenel simetrik geometride gerçekleştirilen zamana bağlı sayısal deneyler ve bunların üçüncü bölümde ifade edilen esaslar uyarınca değerlendirmeleri detaylı olarak yapılmıştır.

Beşinci bölümde, yanma odası geometrisinin eksenel simetrik olmayan (üç boyutlu) haldeki modellenmesi ele alınmıştır. Üçüncü bölümdesine benzer şekilde modellemenin ve incelemenin esasları, sonuçları ve karşılaşılan sorunlar ortaya konmuştur.

BÖLÜM 3

EKSENEL SİMETRİK GEOMETRİ

3.1 MATEMATİK MODEL

Çeperlerinden içeriye doğru radyal yönde kütle girişi olan, bir tarafı açık diğer tarafı kapalı bir silindirin içi, yanma odası modelini oluşturmaktadır. Akış alanı, ekstenel simetrik silindirik, sıkıştırılabilir, laminar, korunumlu formda yazılmış ve boyutsuzlaştırılmış Navier-Stokes denklemleri ile iki boyutlu olarak ifade edilmiştir. Bu denklemler, vektörel formda aşağıdaki gibi yazılır :

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial r} + \frac{H}{r} = 0 \quad (3.1)$$

$$Q = \begin{bmatrix} \rho \\ E_t \\ \rho u \\ \rho v \end{bmatrix} \quad (3.2a)$$

$$E = \left[\begin{array}{c} M\rho u \\ M[E_t + (\gamma - 1)p]u - \frac{\gamma M}{Re Pr} T_{,x} - \dots \\ \dots - \frac{M^3(\gamma - 1)\gamma}{Re} \left(\left(\frac{1}{\delta^2} v_{,x} + u_{,r} \right) v + \left(\frac{-2}{3} \left\langle v_{,r} + \frac{v}{r} + u_{,x} \right\rangle + 2u_{,x} \right) u \right) \\ M\rho u^2 + \frac{1}{\gamma M} p - \frac{M}{Re} \left(\frac{-2}{3} \left(v_{,r} + \frac{v}{r} + u_{,x} \right) + 2u_{,x} \right) \\ M\rho uv - \frac{M\delta^2}{Re} \left(\frac{1}{\delta^2} v_{,x} + u_{,r} \right) \end{array} \right] \quad (3.2b)$$

$$F = \left[\begin{array}{c} M\rho v \\ M[E_t + (\gamma - 1)p]v - \frac{\gamma M\delta^2}{Re Pr} T_{,r} - \dots \\ \dots - \frac{M^3(\gamma - 1)\gamma}{Re} \left(\left(\frac{-2}{3} \left\langle v_{,r} + \frac{v}{r} + u_{,x} \right\rangle + 2v_{,r} \right) v + (v_{,x} + \delta^2 u_{,r}) u \right) \\ M\rho uv - \frac{M\delta^2}{Re} \left(\frac{1}{\delta^2} v_{,x} + u_{,r} \right) \\ M\rho v^2 + \frac{\delta^2}{\gamma M} p - \frac{M\delta^2}{Re} \left(\frac{-2}{3} \left\langle v_{,r} + \frac{v}{r} + u_{,x} \right\rangle + 2v_{,r} \right) \end{array} \right] \quad (3.2c)$$

$$H = \begin{bmatrix} M\rho v \\ M\left[E_1 + (\gamma - 1)p\right]v - \frac{\gamma M\delta^2}{Re Pr} T_{,r} - \dots \\ \dots - \frac{M^3(\gamma - 1)\gamma}{Re} \left(\left(\frac{-2}{3} \left\langle v_{,r} + \frac{v}{r} + u_{,x} \right\rangle + 2v_{,r} \right) v + (v_{,x} + \delta^2 u_{,r}) u \right) \\ M\rho uv - \frac{M\delta^2}{Re} \left(\frac{1}{\delta} v_{,x} + u_{,r} \right) \\ M\rho v - \frac{2M\delta^2}{Re} \left(v_{,r} - \frac{v}{r} \right) \end{bmatrix} \quad (3.2d)$$

Yukarıdaki vektörlerin birinci sırası süreklilik denkleminin, ikinci sırası enerji denkleminin, üçüncü ve dördüncü sırası da ise sırasıyla momentum denkleminin eksenel ve radyal doğrultulardaki terimlerini içermektedir.

İncelenen akışkan için ideal gaz kabulü, ($p=\rho T$), yapılmıştır. Yukarıdaki denklemlerde görülen boyutsuz değişkenler aşağıdaki şekilde verilmiştir:

$$\begin{aligned} x = \frac{x'}{L'} \quad r = \frac{r'}{R'} \quad u = \frac{u'}{U'_R} \quad v = \frac{v'}{V'_R} \quad \rho = \frac{\rho'}{\rho'_0} \quad p = \frac{p'}{p'_0} \\ T = \frac{T'}{T'_0} \quad t = \frac{t'}{t'_A} \quad C_v = \frac{C'_v}{C'_{v0}} \end{aligned} \quad (3.3)$$

Silindir uzunluğu L' ve yarıçapı R' eksenel ve radyal yönlerdeki karakteristik uzunluk ölçekleri olarak alınmıştır. Süreklilik gözönüne alındığında, silindir çeperinden kütle girişi karakteristik hızı V'_R , karakteristik ortalama eksenel hızla $U'_R = \delta V'_R$ bağıntısı ile ilişkilidir. Burada $\delta=L'/R'$ silindirin uzunluğunun yarıçapına oranını göstermektedir. Basınç, giriş kütlesi yoğunluğu ρ'_0 ve sıcaklığı T'_0 ile belirlenen statik basınçla boyutsuzlaştırılmıştır. Karakteristik zaman olarak silindir eksenel akustik zamanı $t'_A = L' / a'_0$ alınmıştır. Burada

$$a'_0 = \sqrt{\frac{\gamma p'_0}{\rho'_0}} \quad (3.4)$$

karakteristik ses hızıdır. Yani bir başka deyişle; akış ortamında oluşan herhangi bir rahatsızlığın yanma odasını boydan boya (bir uçtan diğer uca) bir defa kat etmesi için geçen zamana silindirik aksiyel akustik zamanı denilmiştir. Bu çalışmada soğuk akış modellendiğinden sıcaklıktaki değişimler az olup transport katsayıları sabit ve özgül ısılar oranı $\gamma=1.4$ alınmıştır.

$$E_t = \rho C_v T + \rho \gamma (\gamma - 1) M^2 \frac{[u^2 + (v/\delta)^2]}{2} \quad (3.5)$$

akışkanın boyutsuz toplam enerjisini ifade etmekte ve $Pr = \frac{\mu'_0 C_{p0}}{k'_0}$, Prandtl sayısını göstermektedir. Reynolds sayısı ve Mach sayısı ortalama aksiyel hız U'_R a göre tanımlanmıştır:

$$Re = \frac{\rho'_0 U'_R L'}{\mu'_0} \quad M = \frac{U'_R}{a'_0} \quad (3.6)$$

Katı yakıtlı roketlerde genel olarak $Re \gg 1$, $Pr=O(1)$ ve $M=O(10^{-2}-10^{-1})$ mertebelerinde gerçekleşmektedir.

Yanma odası geometrisi ve akışın fiziksel özellikleri dikkate alınarak yukarıdaki ifadelerde bir mertebe analizi yapılırsa enerji denkleminde gelen ve $\frac{\gamma M}{Re Pr} (T_{,x})$ ile ifade edilen aksiyel yöndeki transport terimlerinin ve önünde $\frac{M^3}{Re}$ ve $\frac{M \delta^2}{Re}$ mertebelerinde çarpanların bulunduğu terimlerin, mertebelerinin 10^{-6} ila 10^{-7} civarlarında olduğu görülür. Bu değerler diğer terimlerin mertebelerinin yanında

oldukça küçüktür. Dolayısıyla ilk yaklaşımda bu terimler gözönüne alınmadan çözüme gidilebilir. Bu durumda genel vektörel ifade ve bileşenleri şu şekli alır:

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial r} + \frac{H}{r} = 0 \quad (3.7)$$

$$Q = \begin{bmatrix} \rho \\ E_t \\ \rho u \\ \rho v \end{bmatrix} \quad F = \begin{bmatrix} M\rho u \\ M[E_t + (\gamma - 1)p]u \\ M\rho u^2 + \frac{1}{\gamma M} p \\ M\rho uv \end{bmatrix} \quad (3.8a - 3.8b)$$

$$G = \begin{bmatrix} M\rho v \\ M[E_t + (\gamma - 1)p]v - \frac{\gamma M \delta^2}{Re \cdot Pr} T_{,r} \\ M\rho uv - \frac{M \delta^2}{Re} u_{,r} \\ M\rho v^2 + \frac{\delta^2}{\gamma M} p \end{bmatrix} \quad (3.8c)$$

$$H = \begin{bmatrix} M\rho v \\ M[E_t + (\gamma - 1)p]v - \frac{\gamma M \delta^2}{Re \cdot Pr} T_{,r} \\ M\rho uv - \frac{M \delta^2}{Re} u_{,r} \\ M\rho v^2 \end{bmatrix} \quad (3.8d)$$

Bu çalışmanın sayısal deneyleri anlatan bölümünde tüm terimlerle ve az önce sözü edilen sadeleştirmelerle gerçekleştirilen karşılaştırmalı örneklere de yer verilmiştir.

3.2 SAYISAL AYRIKLAŞTIRMA ESASLARI

Navier-Stokes denklemlerindeki eksenel yöndeki transport terimleri $\delta^2/Re \ll 1$ koşulu sağlanması şartı ile $\delta \gg 1$ ve $Re \gg 1$ değerleri için ihmal edilmiştir (KIRKKÖPRÜ ve diğ., 1995, 1996). Böylece, ilk yaklaşımla olayın fiziğinde bir değişiklik yapmadan, hesaplama zamanından büyük ölçüde tasarruf sağlanmıştır. Ek olarak, kalan radyal transport terimlerinin disipatif etkisi, sayısal çalışmalarda genellikle kullanılan yapay sönümleme (disipasyon) terimlerine ihtiyaç duyulmasına gerek bırakmamıştır. Ayrıca çözüm algoritmasında herhangi bir türbülans modeli kullanılmamıştır. Ayrıca, bu güne kadar, roket yanma odasında oluşan türbülans şiddeti ve akışla ilgili diğer büyüklükleri yeterli hassasiyetle ifade edebilecek bir modele henüz literatürde rastlanmamıştır.

İki boyutlu (2B) eksenel simetrik çalışmada, Navier-Stokes (N-S) denklemleri, İki-Dört (2-4) explicit tahmin-düzeltilme yöntemiyle tamamen sayısal olarak çözülmüştür. Bu yöntem, aynı şekilde tahmin-düzeltilme mantığına dayanan MacCormack yönteminin dördüncü mertebe hassasiyete uyarlanmış halidir. Özellikle zamana bağlı olan ve akış alanında önemli gradyenlerin meydana geldiği uygulamalarda iyi sonuçlar vermektedir. Adından da anlaşılacağı üzere; zamanda ikinci mertebeden, hesap uzayında ise dördüncü mertebeden hassasiyet sağlanmaktadır (BAYLISS ve diğ., 1985). İki boyutlu halde ifadesi;

$$\begin{aligned} \bar{Q}_{i,j} = Q_{i,j}^n - \frac{\Delta t}{6\Delta x} \left[7(F_{i+1,j}^n - F_{i,j}^n) - (F_{i+2,j}^n - F_{i+1,j}^n) \right] \\ - \frac{\Delta t}{6\Delta r} \left[7(G_{i,j+1}^n - G_{i,j}^n) - (G_{i,j+2}^n - G_{i,j+1}^n) \right] \\ - \frac{\Delta t}{r} H_{i,j}^n \end{aligned} \quad (3.9a)$$

$$\begin{aligned}
Q_{i,j}^{n+1} = & \frac{1}{2} [\bar{Q}_{i,j} + Q_{i,j}^n] - \frac{\Delta t}{12\Delta x} \left[7(\bar{F}_{i+1,j} - \bar{F}_{i,j}) - (\bar{F}_{i+2,j} - \bar{F}_{i+1,j}) \right] \\
& - \frac{\Delta t}{12\Delta r} \left[7(\bar{G}_{i,j+1} - \bar{G}_{i,j}) - (\bar{G}_{i,j+2} - \bar{G}_{i,j+1}) \right] \\
& - \frac{\Delta t}{2r} \bar{H}_{i,j}
\end{aligned} \quad (3.9b)$$

şeklinde. Üstü çizgili değerler yöntemin tahmin aşamasını gösterirken, üst indisler n ve $n+1$, sırasıyla, bilinen ve Δt zaman adımı sonrasındaki değerleri vermektedir. Alt indisler i ve j ise, sırasıyla eksenel ve radyal doğrultulardaki uzay adımlarını göstermektedir.

Bu çalışmada uzunluk/yarıçap oranı $\delta=20$ alınmıştır. Eksenel ve radyal doğrultulardaki grid noktaları birbirinden eşit uzaklıkta yerleştirilmiştir. Yani doğrultuların uzay adımları aynıdır. Radyal yöndeki uzay adımı, Δr 'nin büyüklüğü Mach sayısına bağlı olarak seçilmiştir. Bu seçimle, akış ortamında meydana gelecek ve Mach sayısına bağlı olarak değişkenlik gösterecek olan eksenel hızdaki dalgalanmaların yakalanabilmesi amaçlanmaktadır.

3.3 DAİMİ HAL

3.3.1 Başlangıç ve Sınır Şartları

3.3.1.1 Başlangıç şartları

Dördüncü bölümde bahsedilecek, daimi olmayan (zamana bağlı) akışın sayısal olarak incelenmesi için başlangıç koşulu olarak silindir içindeki daimi akışın elde edilmesi gereklidir. Sıkıştırılabilir, viskoz daimi akışın sayısal olarak çözümünde, CULICK (1966) tarafından sıkıştırılamaz, sürtünmesiz akış için analitik olarak iki boyutlu hal için hesaplanmış olan $u_s = \pi x \cos(\pi r^2/2)$ ve $v_s = -(1/r) \sin(\pi r^2/2)$ daimi hız profilleri başlangıç hız profilleri olarak alınmıştır. Bu işlem, daimi akış profillerinin daha hızlı olarak elde edilmesini sağlamaktadır. Aynı sonuca, başlangıçta içeride akış olmama

halinden de başlanabilir, fakat bu durum, yakınsama zamanını uzatmaktadır. Giren ve çıkan kütsel debilerin birbirine eşit olduğu durum daimi akış hali olarak alınmıştır.

3.3.1.2 Sınır şartları

Sayısal çözüm bölgesi ve sınır şartları Şekil A.2' de gösterilmiştir. Buna göre daimi akış hali için:

- ($x=0$)'da geçirgen olmayan duvar şartı ($u=0$),
- Silindirin çıkış kesitinde ($x=1$) statik basınç şartı ($p=1$),
- Yakıt yüzeyini temsil eden geçirgen silindir çeperinde ($r=1$) sabit kütle giriş hızı ($v=-1$), sabit sıcaklık ($T=1$) ve eksenel hız için kaymama şartı ($u=0$),
- Silindir ekseninde ($r=0$) simetri şartları

uygulanmıştır. Şekil. A.3 ve A.4' de, $M=0.06$ ve $Re=10^5$ için daimi akış halinde normalize edilmiş eksenel hız, $u(x,r)/u(x,r=0)$ ve radyal hız, v profilleri gösterilmiştir. Culick profillerini sayısal olarak hesaplanmış profillerden gözle ayırdetmek hemen hemen olanaksızdır. Bu yaklaşım, daimi akışı elde etmek için kullanılan sayısal yöntemin uygunluğunu göstermektedir. Sıkıştırılabilirlik etkisi $O(M^2)$ mertebesinde ve bu çalışmadaki eksenel Mach sayısı, $M=O(10^{-2} - 10^{-1})$ olduğundan, $\delta \gg 1$ için geçerli olan sıkıştırılmaz Culick hız profilleri ile sayısal hesaplanmış hız profilleri arasındaki fark ihmal edilebilecek mertebededir. Aynı mertebelerdeki diğer Mach sayısı ve Re sayısı değerlerinde de bu form aynen korunmaktadır. Yine de her bir M ve Re sayısı çifti için daimi akış halini ayrı ayrı elde etmek gerekmektedir. Böyle bir uygulama sonradan yapılacak olan, daimi olmayan akış hesaplarında başlangıçta ortaya çıkan ve istenmeyen sayısal parazitleri en aza indirmektedir.

Şekil A.5a' da, başlangıç profilleri olarak CULICK (1966) tarafından önerilen eksenel ve radyal hız profilleri alınarak gerçekleştirilen daimi hal çözümüne ait olan statik basınç eğrileri, görülmektedir. Tablo A.1' deki 1 numaralı satırda bu denemeye ait parametreler görülebilir.

Yapılan dar silindirik geometri kabulünün geçerliliğini araştırmak amacıyla, yine $M=0.06$ ve $Re=10^5$ için bu kez hiçbir terim ihmal edilmeden yeni bir çözüm yapılmış ve ortaya çıkan eş statik basınç eğrileri Şekil A.5b.' de gösterilmiştir. Bu denemede kullanılan parametreler Tablo A.1' deki (2) ile gösterilen satırdaki değerlerdir. Şekil A.5a. ile karşılaştırıldığında, her iki halde elde edilen daimi hal çözümlerinin biribiri ile örtüştüğü görülmekte ve bu da "dar silindirik" kabulünün geçerliliğini kanıtlamaktadır. Ayrıca, (2) no' lu denemede ki toplam hızın eksenel ve radyal bileşenlerinin profilleri de 1 no'lu haldekilerle üst üste düşmektedir. Daimi olmayan halde de bu karşılaştırma yapılmış ve hız alanlarının ve akışa ait diğer büyüklüklerin örtüştükleri gözlenmiştir.

3.4 DAİMİ OLMAYAN HAL

Zamana bağlı haldeki akışın eldesi amacıyla, söz konusu bir M ve Re sayısı çifti için daimi akış hali elde edildikten sonra, daimi akış, katı yakıtı temsil eden yan çeperlerden zamanla sinüzoidal olarak değişen bir kütle girişi ile uyarılmıştır. Böyle bir sınır şartı, katı yakıtın düzensiz ve zamana bağlı yanmasını modellemek amacıyla gütmektedir. Yan duvarda daimi ve üniform akış hali için kullanılmış olan $v = -1$ sınır şartı,

$$v = -v_o \left(1 + A \cos \left(n \frac{\pi}{2} x \right) (1 - \cos(\omega t)) \right) \quad (3.10)$$

haline getirilmiştir. Burada, ω boyutsuz açısal frekans ve A , hızda meydana gelen çalkantının genliğidir. Diğer sınır şartları, daimi akış halindekinin aynısıdır. Şekil A.6' da yeni sınır şartları gösterilmiştir:

Eksenel hızın zamana bağlı bileşeninin (çalkantı bileşeninin) daimi haldeki hız alanı ile aynı mertebede olmasını sağlamak için $A=O(M)$ (Mach sayısı mertebesinde) seçilmiştir (ZHAO ve diğ., 1996). $A=O(M)$ alınması ile doğrusal olmayan etkileşimlerin daimi olmayan akış oluşumunu etkileyeceği ima edilmiş olmaktadır. Program, hız çalkantısı sisteme verildikten sonra en az 10 çevrim zamanı kadar ($t \geq 60$) çalıştırılmış ve istenmeyen nümerik salınımlara rastlanılmamıştır. Bu çalışmada eksenel Mach sayısının

$M=0.02$ ve 0.06 değerleri için sistem, $\omega=1.0, 1.5, 2.5$ açısal frekans değerlerinde rahatsız edilerek, zamana bağlı akışın evrimi ve bu akışa ait tüm geometriye yayılan anlık dönümün, çalkantı şiddetinin (RMS), ayrıca çeşitli zaman adımlarında anlık girdap alanının şiddeti ve geometri içinde dağılımı incelenmiştir. Bundan sonra, bir ileri aşamada ise yanma odası modelinin birden fazla frekansla uyarılması halinde sözü edilen çalkantı şiddeti ve anlık girdap alanlarının dağılımlarının alacakları şekiller de karşılaştırmalı olarak incelenmiştir. $\omega=1.5$ hariç, kullanılan tüm frekans değerlerinin, sistemin $\omega_n = \left(n - \frac{1}{2}\right)\pi$ ile belirli akustik frekans değerlerinden uzak olduğuna dikkat edilmelidir. Yani rezonans halinden uzak durulmaya çalışılmıştır.

3.4.1. Daimi Olmayan Dönümlü Hız İncelemesi

Akış alanındaki daimi olmayan dönümlü hız dağılımını incelemek amacıyla zamana bağlı eksenel hız, FLANDRO ve ROACH (1992) ve ZHAO ve diğ. (1996) tarafından çeşitli şekillerde kullanıldığı üzere üç bileşenin toplamı olarak ifade edilmiştir:

$$u(x, r, t) = u_s(x, r) + u_p(x, t) + u_v(x, r, t) \quad (3.11)$$

Eşitliğin sağ tarafındaki ilk terim (u_s), daimi olmayan akış hesaplarında başlangıç profili olarak kullanılan, ve sadece konuma bağlı olan, daimi haldeki akışın eksenel hız bileşenidir. İkinci terim, akış alanının akustik dalga kısmını ifade etmekte olup, bir düzlemsel dalgadır, zamana ve konum bakımından sadece x' e bağlıdır. Silindir ekseninde $u_v=0$ olduğundan (ZHAO ve diğ., 1996), silindir ekseninde daimi olmayan toplam eksenel hız ile daimi eksenel hız arasındaki fark, u_p değerini verecektir. Son olarak u_v ile gösterilen bileşen, eksenel hızın daimi olmayan dönümlü bileşenidir ve konum ile zamana bağlıdır. Bu yaklaşımın şematik olarak ifadesi Şekil A.7' de görülebilir. Bu tanımın, özellikle akış ortamında eksenel yönde oluşacak, daimi olmayan kayma gerilmelerinin mertebelerinin ortaya konulmasında kolaylık sağlayacağı görülecektir.

3.4.2 Daimi Olmayan Girdap (Vorteks) Alanlarının İncelenmesi

Katı yakıtlı roket geometrisinde ve bunu temsil eden soğuk akış modelinde, çeperlerden giren zamana ve konuma bağlı akışın yarattığı rahatsızlık ve bunun sonunda ortaya çıkan hız çalkantılarının incelenmesinde, anlık girdap alanlarının tüm geometriye nasıl yayıldığına çeşitli zaman adımlarında ortaya konulması amaçlanmıştır.

İki boyutlu, eksenel simetrik bir yanma odası modelinde, anlık boyutsuz girdap ifadesi şu şekilde elde edilmiştir:

$$\bar{\Omega} = \left[\frac{\partial u_v}{\partial r} - \frac{1}{\delta^2} \frac{\partial (v - v_s)}{\partial x} \right] \bar{e}_\theta \quad (3.12)$$

Boyutlu girdap, (U'_R / R') ile boyutsuzlaştırılarak yukarıdaki ifade elde edilmiştir. Burada, u_v ile gösterilen, eksenel hızın daimi olmayan dönümlü bileşeni, v_s ile gösterilen ise, daimi hal çözümünden elde edilen radyal yöndeki hız bileşenidir. ZHAO ve diğ. (1996) tarafından gerçekleştirilen asimptotik incelemeler sonunda, zamana bağlı anlık girdap dağılımını birinci derecede etkileyen bileşenin, (3.12) ile verilen girdap ifadesindeki ilk terim olduğu ortaya konmuştur. Bu duruma ilk yaklaşıklıkla fiziksel bir yorumdan da hareket ederek de varılabilir. Terimlerin mertebelerine bakıldığında, ikinci terimin önünde bulunan $(1/\delta^2)$ çarpanının mertebesi 10^{-2} dir. Bu çalışmada $\delta=20$ olduğu gözönüne alındığında bu çarpanın değerinin $(1/400)$ olduğu görülür ve ilk yaklaşımla ikinci terim ihmal edilebilir. Vorteks (girdap) ifadesi aşağıdaki şekli alır:

$$\bar{\Omega} = \frac{\partial u_v}{\partial r} \bar{e}_\theta \quad (3.13)$$

Bu çalışmada, iki boyutlu eksenel simetrik hal için radyal hız bileşeni v' nin eksenel doğrultudaki gradyeni ihmal edilerek (denklem 3.13' den faydalanılarak) incelemeler

yapılmıştır. Girdap alanlarının tesbit edilebilmesi, akış ortamının ne kadarlık bir bölümünün dönümlü akışla dolduğunun belirlenmesi açısından önemlidir.

3.4.3 Çalkantı Şiddeti (RMS) İncelemeleri

Yanma odası geometrisi içinde, her M sayısı ve uyarıcı frekans için eksenel hız bileşeninin çalkantı şiddeti dağılımının incelemeleri de yapılmıştır. Buradan elde edilen sonuçlar, girdap alanınmkilerle birlikte, roket içinde erozif yanmaya maruz kalacak bölgelerin tahmini için önemlidir.

Roket yanma odasındaki hız çalkantılarının şiddetinin yorumlanmasında, toplam hızın eksenel bileşeni esas alınmıştır. Eksenel hızın çalkantı şiddeti $\sqrt{u'^2}$ (RMS) ifadesi şöyle bulunur: Eksenel toplam hız u için $u = \bar{u} + u'$ ifadesi yazılabilir. Burada, sağ koldaki birinci terim, ortalama eksenel hızı ($\bar{u}$), ikincisi ise eksenel hızın çalkantı bileşenidir (u'). Ortalama eksenel hız,

$$\bar{u} = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} u dt \quad (3.14)$$

şeklinde ifade edilmiştir. Buradan çalkantı bileşeni,

$$u' = u - \bar{u} \quad (3.15)$$

ile ifade edilirse, buradan eksenel hızın çalkantı şiddeti (RMS) için,

$$\overline{u'^2} = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} u'^2 dt \quad (3.16)$$

$$I = \sqrt{\overline{u'^2}} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_t^{t+T} u'^2 dt} \quad (3.17)$$

olacak şekilde (I) ile gösterilen ifade elde edilir. Buna göre hesaplanmış değerler, detaylı olarak bir sonraki bölümde ele alınmıştır. Normalde “türbölans şiddeti” olarak literatürde verilen tanım $u' / \bar{u}$ şeklindedir. Bu çalışmada ise bu tanımdan biraz farklı olarak incelenmiş olan skaler büyüklük, “çalkantı hızının karekök ortalamasıdır (RMS)” ve buna dayanarak elde edilen değerler bize “çalkantı şiddetini” verir. Bu değer, çalışmanın sonuna kadar, RMS adıyla anılacaktır.



BÖLÜM 4

EKSENEL SİMETRİK GEOMETRİDE ZAMANA BAĞLI SAYISAL DENEYLER VE DEĞERLENDİRMELER

4.1 TEK UYARICI FREKANS HALİ

Bu konu kapsamında, iki boyutlu eksenel simetrik yanma odası modelinde zamana bağlı hal olarak yan çeperden içeriye verilen akışkanın radyal hızının zamana bağlı değişiminin tek bir frekansa sahip olduğu durumlar incelenmiştir. Önceden belirtildiği üzere, bu hız için,

$$v(x, r = 1, t) = -v_o \left(1 + A \cos \left(n \frac{\pi}{2} x \right) (1 - \cos(\omega t)) \right) \quad (4.1)$$

şeklinde bir yaklaşım yapılmıştır. Bu ifadeye biraz daha yakından bakılırsa, $1 + A \cos(n\pi x/2)$ şeklinde bir pozitif ortalama değer ile $\cos(\omega t)$ ile orantılı olan bir çalkantı değerinin bileşimi olarak da yazılabileceği görülür. Tüm hesaplarda $A=0.4$ olarak alınmıştır.

Çeşitli M ve ω değerleri için, ayrıca yukarıdaki (4.1) ifadesinde bulunan (n) katsayısının sırasıyla 1, 3, 5 ve 7 değerleri için de (eksenel doğrultudaki konuma ait periyodun değişik değerleri için) testler yapılmıştır. Tablo A.1' deki ilk 8 satır, tek uyarıcı frekans hali için gerçekleştirilen deneyleri ve bunlarda kullanılan parametreleri göstermektedir. Aynı tablodaki (2) numaralı deney, 1 numaralı deney ile aynı parametrelere sahip olup, dar silindir kabulü yapılmaksızın, süreklilik, Navier-Stokes ve enerji denklemlerinin tüm terimlerinin kullanıldığı bir çözümdür. Verdiği sonuçlar, Bölüm 3' de belirtildiği gibi, bir farklılık göstermemiştir.

İncelenen örneklerde elde edilen sonuçların birbirleriyle çeşitli şekillerde karşılaştırılabilmesi amacıyla, her örnek için:

- Basıncın orta kesitte yan çeperin hemen yakınında $\{p(x=0.5, r=0.95)\}$,
- Basıncın aksenal yöndeki gradyeninin orta kesitte yan çeperin hemen yakınında $\{dp/dx(x=0.5, r=0.95)\}$,
- Aksenal hızın orta kesitte eksen üzerindeki $\{u(x=0.5, r=0.0)\}$

değerlerinin zamana bağlı olarak değişimleri incelenmiştir. Ayrıca modelleme sırasında bahsedildiği üzere:

- Toplam hızın daimi olmayan dönümlü bileşeni u_{θ} 'nin orta kesitte radyal doğrultudaki dağılımı, her durum için aynı boyutsuz zaman değerleri için hesaplanmış,
- Geniş bir zaman aralığında hesaplanan aksenal hızın çalkantı şiddeti (RMS) ve,
- Yine belli boyutsuz zaman değerlerindeki hız alanlarından hesaplanan anlık girdap alanları (Ω) da tüm geometri için hesaplanmıştır.

4.2 BİRDEN FAZLA UYARICI FREKANS HALİ

Laboratuvar şartlarında gerçekleştirilen bir soğuk akış benzeşimi modellemesinde, ortamdaki akışın karakteristiklerini etkileyen ve zamana bağlı hale gelmesine sebep olan uyarıcı faktörler genellikle tek bir frekansa sahip olamayabilirler. Her ne kadar bu çalışmanın ilk kısmında tek uyarıcı frekans hali için elde edilmiş olan sayısal sonuçlar, oldukça karmaşık akış şekillerine sebep olmakta ve bu yönüyle gerçeğe yaklaşmakta ise de, birden fazla zorlayıcı frekansın kullanıldığı sayısal çalışmaların gerçeğe daha yakın sonuçlar vereceği düşünülerek incelemeler bu yöne kaydırılmıştır. Ancak uygulanan değerlerin, sistemin doğal frekansına veya bunun harmoniklerine eşit olmayan değerler arasından seçilmesine özen gösterilerek, rezonanstan kaçınılmıştır.

İlk yaklaşımla, yanma odası geometrisini etkileyen 5 ayrı frekans değeri seçilmiştir. Buna dayanarak detayları Tablo A.1' de verilen dört ayrı deney yapılmış (9-12) ve bu deneylerde kullanılan frekanslar da farklı seçilmiştir. Yanma odasının çeperi eksenel yönde 5 eşit kısma ayrılarak, her bir kısma (4.1) denklemiyle ifade edilen sınır şartı, değişik bir uyarıcı frekansla uygulanmıştır. Frekansların bu aralıklara yerleştirilmesi ise, tamamıyla rastgele yapılmıştır.

4.3 DEĞERLENDİRMELER

4.3.1 Basınç Değişimi Değerlendirmeleri

Tek uyarıcı frekans için yapılan sayısal deneylerde, statik basıncın orta kesitte ($x=0.5$) ve gözenekli (poröz) yüzeyin çok yakınında ($r=0.95$) alınan zamana bağlı değişimlerinin incelenmesinden (Şekil A.8-13), $M=0.02$ halindeki basınç çalkantısı genliklerinin, $M=0.06$ halindeki yarısından daha az mertebede olduğu görülmüştür. Bu sonuç, basınç çalkantılarının genliğinin Mach sayısı mertebesinde olduğunu ($O(M)$) gösteren asimptotik çalışmaların (ZHAO ve diğ., 1994) sonuçlarını desteklemektedir İlk doğal frekansa ($\pi/2$) çok yakın olan $\omega=1.5$ değeri ile yapılan incelemede (Şekil A.10), sistemin rezonansa çok yakın bir değerdeki frekansla uyarılmasının neticesinde, genlikler zamanla artarak büyük genlikli basınç değişimlerine ulaşmaktadır. Denklem (4.1)' deki, (n) katsayısının 1, 3, 5 ve 7 değerleri için ortaya çıkan zamana bağlı profillerin sebep olduğu değişimlere bakıldığında (Şekil A.8-13), artan n değerleriyle beraber meydana gelen genliklerin azaldığı ve basıncın ortalama değerinin değişkenlik gösterdiği gözlenmektedir. Birden fazla uyarıcı frekans halinin ele alındığı uygulamalarda ise, beklendiği üzere tüm frekansların etkileşimi sonucunda ortaya çıkan zamana bağlı değişimin karmaşık bir özellik gösterdiği görülmektedir (Şekil A.14-17). Kullanılan frekansların yüksek değerleri için, genliklerin azaldığı ortaya çıkmaktadır (Şekil A.17). Buna sebep ise, çeperden yanma odası geometrisine giren bir akışkan parçacığının ilerlemesi sırasında, daha sık olarak ortamdaki zamana bağlı akış tarafından çeşitli frekanslarda uyarılmasıdır. Ayrıca, daimi olmayan basınç değişimi, radyal yönde değişim göstermemektedir.

Şekil A.18-20' de, seçilmiş çeşitli M sayıları ve uyarıcı frekanslarda basıncın eksenel yöndeki gradyeninin, silindirik yanma odasının orta kesitinde, çepere yakın bir noktada ($r=0.95$) zamanla değişimi gösterilmiştir. Özellikle çoklu uyarıcı frekansla zorlama hallerindeki basıncın eksenel yöndeki gradyeninin zamanla düzensiz bir yapıda ve büyük genlikteki değişimleri, katı yakıt yüzeyini temsil eden yanal cidarlar üzerinde değişken basınç kuvvetleri dağılımı olduğunu göstermektedir. Katı yakıtlı roket yanma odası gözönüne alındığında, çeperlere sıvanmış durumdaki katı yakıtın yanmakta olan yüzeyinin çok yakınında oluşan bu değişikliklerin, yanan yakıtın yanma hızını değiştireceği aşıkardır. Bu da oluşabilecek yanma düzgünsüzlüklerini etkileyen bir faktör olarak karşımıza çıkmaktadır.

4.3.2 Hız Değişimi Değerlendirmeleri

Eksenel hızın $x=0.5$ ve eksen üzerindeki ($r=0.0$) bir noktada zamanla değişimi, seçilen durumlarda Şekil A.21-27' de gösterilmiştir. Hatırlanacağı üzere, eksenel hız u' nun değerinin eksen üzerindeki değişimi, eksenel toplam hızın düzlemsel bileşeni u_p' nin zamanla değişimini vermektedir. Çeperlerden radyal yönde giren kütle debisinin zamana bağlı özelliğinin etkisiyle, toplam hızın eksenel bileşeninde (u), zamana bağlı değişimler izlenmektedir. Bu sonuçlar, akış ortamındaki zamana bağlı salınımların çepere yakın bir tabaka içinde kalıp, akış alanının geriye kalan bölümünü etkilemediğini öne süren akustik sınır tabaka yaklaşımının (FLANDRO, 1974) yetersiz kaldığını göstermektedir.

Toplam hızın zamana bağlı dönümlü bileşeni olan u_v' ' nin incelenmesi sonucunda, gerçekleştirilen tüm denemelerde, zamana bağlı halin başlatılmasından itibaren gelişen dönümlü akışın, yanma odası modelini çevreleyen poröz çeperlerden başlayarak ilerleyen zamanla birlikte gelişerek merkeze doğru yol aldığı, bu esnada bir cephe oluşturarak ilerlediği ve bu sırada yanma odası geometrisinin büyük bölümünün zamana bağlı dönümlü akışla dolduğu ortaya çıkmaktadır (Şekil A.28-37). Bu dağılımlara bakıldığında, çeperden uyarıcı frekansın uygulanmaya başladığı ilk andan itibaren, boyutsuz zamanın ilerleyen değerlerinde u_v' nin radyal yönde, eksenel simetrik geometrinin merkezine doğru ilerlediği ve belli bir zaman geçtikten sonra akış

alanının büyük bölümünü kapladığı görülebilir. Düşük Mach (M) sayılarındaki denemelerde ($M=0.02$) akış ortamının sürtünmesiz (invisid) ve sıkıştırılmaz karakterinin artmasıyla beraber, oluşan u_v genliklerinin arttığı, değişimin olduğu uzunluk ölçeğinin azaldığı (Şekil A.30-32), $M=0.06$ için yapılan uygulamada da ölçek değerinin büyüdüğü gözlemlenebilir (Şekil A.28-29, 33-37). Bu durumun sebebi, artan M sayısı ile birlikte u_v cephesini taşıyan konvektif hızın artımıdır. Bu sonuç, söz konusu ölçeğin, M sayısı mertebesinde ($O(M)$) olduğunu bildiren ZHAO ve diğ., (1994) tarafından gerçekleştirilmiş olan asimptotik çalışmanın ölçeklere ait sonuçlarını destekler niteliktedir. Uyarıcı frekans ω 'nın artımıyla beraber ($\omega=2.5$), ortaya çıkan u_v genlikleri azalmakta ancak radyal yöndeki salınım frekansı artmaktadır (Şekil A.29, 31, 33). Sistemin birinci doğal frekansına çok yakın olan $\omega=1.5$ ve $M=0.02$ ile yapılan denemede beklendiği üzere u_v genliğinin oldukça arttığı gözlenebilir (Şekil A.32). Denklem (4.1)'deki n katsayısının $n>1$ olan değerleri için artan n ile birlikte, u_v 'nin radyal yöndeki dağılımlarının genlikleri azalmaktadır. (Şekil A.33). Birden çok frekansın uygulandığı hallerde ise, u_v genlikleri $n>1$ ve tek frekanslı hale göre yine azalmakta ve beklenildiği gibi radyal yönde düzensiz dağılım görülmektedir (Şekil A.34-37). Artan uyarıcı frekans sayısının ve çeşitliliğinin yanma geometrisindeki u_v dağılımını karmaşıktırdığı, buna karşılık genliği düşürdüğü görülmektedir. Birden çok uyarıcı frekans yaklaşımının daha önceden ele alınan tek frekans yaklaşımına göre akış ortamının özelliklerini gerçeğe daha yakın olarak temsil edebildiği anlaşılmaktadır.

Toplam hızın eksenel bileşeni u üzerinde zamana bağlı olarak oluşan çalkantıların (RMS) incelemelerinden hareketle; daha önce bazı deneysel ölçümlerde ortaya konulmuş bulunan (DUNLAP ve diğ., 1974, 1990, YAMADA ve diğ., 1976, TRAINEAU ve diğ., 1986) ve hemen hemen her birinde farklı hız bileşenlerine dayanılarak tanımlanıp hesaplanmış olan, sonraki sayısal çalışmalarda da geçerliliği tartışılır bazı türbülans modelleri aracılığıyla yeniden elde edilmeye çalışılan (BEDDINI, 1986, BAUM, 1989, 1990, BAUM ve LEVINE, 1987, SABNIS ve diğ., 1989) çalkantı şiddeti dağılımlarına benzer dağılımlar da hesaplanmıştır. Bunlara ek olarak, herhangi bir türbülans alt-ölçeğini kullanmadan, TRAINEAU ve diğ., (1986) tarafından bulunan deneysel sonuçları sayısal olarak tatminkar bir yaklaşıklıkla elde eden LIOU ve LIEN, (1995) tarafından bulunan sonuçlara da yakın dağılımlar elde

edilmiştir. Ayrıca, bu dağılımların elde edilmesinde, toplam hızın radyal bileşenindeki çalkantıların mertebesi Mach sayısı mertebesinde ($O(M)$) olduğundan, RMS değerlerinin sadece eksenel bileşene dayanarak hesaplanması varılan sonuçları kayda değer biçimde etkilememiştir. RMS incelemelerinden elde ettiğimiz sonuçlar aşağıdaki şekilde toparlanabilir:

Değişik M sayıları ve uyarıcı frekanslar için eksenel hızın çalkantı bileşeni şiddetinin (RMS) silindirik geometri içindeki dağılımı Şekil A.40-50' de gösterilmiştir. Bu grafiklerde, x ve r eksenleri sırasıyla yanma odasını temsil eden modelin eksenel ve radyal koordinatlarını göstermekte olup, $r=0$ olan noktalar silindirik modelin eksenini, $r=1.0$ olanlar ise katı yakıtı temsil eden gözenekli duvarı göstermektedir. Üçüncü boyutta ise, eksenel simetrik modelin her noktası için hesaplanmış olan RMS değerleri gösterilmiştir. Hız alanındaki RMS dağılımının şiddetinin, çıkış kesidine doğru özellikle gözenekli yan çepere yakın bölgede kayda değer şekilde yükseldiği görülmektedir. Bu eğilim, deneysel (DUNLAP ve diğ., 1974, 1990, YAMADA ve diğ., 1976, TRAINEAU ve diğ., 1986) ve sayısal (BEDDINI, 1986, BAUM, 1989, 1990, BAUM ve LEVINE, 1987, SABNIS ve diğ., 1989, VUILLOT ve AVALON, 1991) çalışmalarda elde edilen dağılımlara benzer niteliktedir. Ancak radyal yöndeki dağılımda, muhtemelen bu çalışmadaki modellemekten dolayı, dalgalanmalara rastlanmaktadır. Yüksek frekans değerlerinin uygulandığı denemelerde ise, çıkışa ilerlenirken merkeze doğru RMS şiddetinin arttığı gözlenmiştir. Ayrıca, çoklu uyarıcı frekans uygulamalarında, tek frekans halindeki RMS dağılımlarında bahsetmiş olduğumuz tepe değerlerden minimuma geçiş sırasında meydana gelen dalgalanmaların ortadan kalktığı izlenmiştir (Şekil A.47-50). Genel olarak tek veya çoklu frekansla elde edilen RMS (I) değerlerinin dağılımında ortak olarak gözlenen, çıkışa doğru ilerlenirken eksen üzerindeki RMS değerlerinin artmakta olduğudur. Bu sonuçlara ek olarak, her kesitte eksen üzerindeki eksenel hıza bölünerek normalize edilmiş ortalama eksenel hız profilleri de çeşitli kesitlerde hesaplanmış ve seçilen örnekler için gösterilmiştir (Şekil A.38-39). Baş tarafa yakın bölgeden ($1/8$ kesiti) itibaren ilerlendikçe, hızın radyal dağılımı bir miktar basıklaşmakta ($2/8$ kesiti), ve artık orta kesitten itibaren çıkışa kadar profiller üst üste düşmekte ve bir farklılık göstermemektedir ($3/8$ ve $4/8$ kesitleri). Bu sebepten baştan itibaren orta kesite kadar

olan kısımda 4 ayrı kesitte normalize edilmiş eksenel hız dağılımları gösterilmiştir. Bu profiller, daimi haldeki laminar kabulde bulunan Culick profillerine kapalı kesit yakınında benzemekle beraber, ilerleyen akışta oluşan hız çalkantılarının artmasıyla, çıkışa doğru bir miktar daha “basık” bir karakter göstermektedir. Bu, çıkışa doğru akıştaki çalkantıların şiddetinin artmasının bir sonucu olarak yorumlanabilir. Benzer eğilim, türbülans alt-ölçeklerini de dikkate alan ve almayan çalışmalarda da görülmektedir (SABNIS ve diğ., 1989, LIOU ve LIEN, 1995). Ortalama hız profilleri, çıkışa doğru basık karakter göstermeleri nedeniyle tatminkardır. Bununla birlikte, RMS dağılımının yan çepere yakın bölgede maksimuma ulaştığı, ancak literatürdeki türbülans modeli uygulamalarının aksine, eksen üzerinde büyük değerlere sahip olduğu gözlenmektedir (Şekil A.47-50). İlk defa bu çalışmayla ortaya konan bu sonuç, O(1) mertebesindeki, daimi ve üniform olarak dağılı olmayan, yan çeperlerden verilen gaz enjeksiyonunun sebep olduğu, ekseninde büyük değerler alan hız çalkantılarından kaynaklanmaktadır (Şekil A.21-27). Ancak literatürde, türbülans modellerinin kullanıldığı çalışmalardaki sonuçlar; bu modeller normal silindir içi akışlara göre geliştirilmiş olduğundan, çeperden içeri gaz enjeksiyonu olan uygulamalardaki akış büyüklüklerini yeterli hassasiyetle ortaya koyamamaktadır. Roket yanma odalarında, normal silindir içi akışların aksine, yanma odasındaki zamana bağlı düzgünsüzlüklerin kaynağı, akışa dik yönlü kütle girişindeki düzgünsüzlüklerdir. Bu durum, alışılmışın aksine, eksen üzerindeki hız dalgalanmalarının kayda değer şekilde artışı doğurur. Eksenel hızın orta kesitte ve eksen üzerindeki değerlerinde meydana gelen zamana bağlı değişimler bu olayı açıklar (Şekil A.21-27). Dolayısıyla, RMS dağılımlarında, eksenel yönde, çıkış kesitine doğru artış gözlenir (Şekil A.51-52).

Literatürdeki soğuk akış benzeşimlerinin hiç birinde, gözenekli duvardan yanal kütle girişinde zamana bağlı olarak zorlayıcı düzgünsüzlük uygulanmamıştır. Sadece, gözenekli yüzeyden daimi olarak uygulanan enjeksiyon etkisiyle yanma odası modelinde meydana gelen daimi haldeki akış ortamında oluşan RMS değerleri incelenmiştir (YAMADA ve diğ., 1976, TRAINEAU ve diğ., 1986, DUNLAP ve diğ., 1990). Bu deneyler sonucunda da, eksen üzerindeki RMS ve türbülans şiddeti değerleri, tüm akış ortamındaki değerlerle karşılaştırılınca minimum olarak ortaya

çıkılmaktadır. Dolayısıyla eksen bölgesinde oluşan zamana bağlı hız çalkantıları ve RMS değerleri hakkında deneysel çalışmalardan da bu çalışma ile karşılaştırma amacıyla yeterli veri sağlanamamaktadır. Şimdiye kadarki deneysel, sayısal ve analitik çalışmalardan farklı olarak, çeperlerden radyal yönde zamana bağlı büyük oranda kütle girişi etkisiyle yanma odası modelinde eksenel yönde oluşan zamana bağlı salınımların eksen bölgesi de dahil olmak üzere tüm geometriye yayıldığı ortaya konmuştur. Birden fazla frekansla uyarılan uygulamalardaki RMS dağılımlarının incelenmesiyle bu durum daha açık olarak kendini gösterir. Sonuçta, bu güne kadar katı yakıtlı roket yanma odasını modellemeyi amaçlayan çalışmalarda kullanılan türbülans modellerinin eksen bölgesindeki zamana bağlı salınımları ifade etmekte yetersiz kaldığı ortaya konmuştur. Ayrıca deneysel çalışmalarda teçhizatın sınırlamaları yüzünden hiç ele alınmamış olan çeperlerden içeri zamana bağlı enjeksiyonun sebep olduğu eksenel hızdaki salınımlar gösterilmiştir.

4.3.3 Girdap Alanı İncelemeleri

Denklem (3.12)' ye göre hesaplanan anlık girdap alanlarının (Ω) çeşitli M sayılarında ve uyarıcı frekanslarda belli zaman adımlarında geometri içinde dağılımları, Şekil A.53-63' de verilmiştir. U_v incelemelerinden elde edilen zamana bağlı değişimlere benzer şekilde, rahatsızlığın başladığı andan itibaren gelişen anlık girdabın, radyal yönde ilerleyerek akış ortamının büyük bölümünü kapladığı, sadece eksen üzerinde sifıra ulaştığı görülür. Birden fazla uyarıcı frekans halinde elde edilen dağılımlar; hem tek uyarıcı frekans için, hem de (4.1) denkleminin $n>1$ değerleri için hesaplananlardan önemli ölçüde farklılık göstermektedir (Şekil A.60-63). En karmaşık dağılımın görüldüğü çoklu frekans uygulamalarının sonuçları akış ortamında meydana gelen karmaşık akış yapısını temsil edebilecek niteliktedir. Anlık girdap dağılımı (Ω) grafiklerinin, alışılmışın aksine eş-girdap eğrileri şeklinde iki boyutlu olarak değil de iki boyutlu geometri üzerinde üçüncü boyutta verilmesinden amaç; ortamda oluşacak anlık kayma gerilmelerinin doğrudan Ω ile bağlantılı olması dolayısıyla, kayma gerilmelerinin alacağı değerlerin nerelerde büyük değerlere ulaşacağını ilk bakışta görülüp değerlendirilmesini kolaylaştırmasıdır. Yanma odasında oluşan kayma gerilmelerinin genliklerinin katı yakıtın kimyasal reaksiyonların meydana geldiği akışla

temas halindeki dış yüzeyinin hemen üzerinde meydana geldiği ve yanma odası çıkışına doğru artmaya devam ettiği görülmektedir. Basıncın çeperler yakınındaki aksenel doğrultudaki gradyentinin zamana bağlı değişimiyle bu sonuçların birlikte değerlendirilmesi sonunda, yanma odası çeperleri yakınında oluşan ve önemli değerler alan anlık girdabın, çeperlere sıvanmış katı yakıtın erozif yanmasına büyük ölçüde katkıda bulunacağı görülür. Çeper yakınındaki Ω değerlerinin, yanma odası çıkış kesitine doğru ilerledikçe artma göstermesi, literatürde deneysel çalışmalarda bildirilen erozif yanmanın önemli ölçüde yer aldığı yanma odası bölgesi ile paralellik göstermektedir (BARRERE ve diğ., 1957, KING, 1991, AGARD LS-180). Dolayısıyla, bu sonuçların, erozif yanmanın görüleceği yerin tahmini hakkındaki yorumlamalarda tutarlı sonuçlar verebileceği görülmektedir. Birden fazla frekansla rahatsız ettiğimiz örneklerde bu durum kendini daha da belirgin olarak göstermektedir (Şekil A.60-63).



BÖLÜM 5

ÜÇ BOYUTLU (3B) MODEL

5.1 MATEMATİK MODEL

İki boyutlu haldekine benzer şekilde, süreklilik, momentum ve enerji denklemlerinin açısal yöndeki terimleri ilave edilerek, akış alanı silindirik, sıkıştırılabilir, laminar, korunumlu formda yazılmış ve boyutsuzlaştırılmış süreklilik, Navier-Stokes ve Enerji denklemleriyle temsil edilmiştir:

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial G}{\partial \theta} + \frac{H}{r} = 0 \quad (5.1)$$

$$Q = \begin{bmatrix} \rho \\ E_t \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \end{bmatrix} \quad (5.2a)$$

$$\begin{aligned}
 E = & \left[\begin{array}{c}
 \text{Mpu} \\
 M[E_1 + (\gamma - 1)p]u - \frac{\gamma M}{\text{RePr}} T_{,x} - \dots \\
 \dots - \frac{M^3(\gamma - 1)\gamma}{\text{Re}} \left(\left(\frac{1}{\delta^2} v_{,x} + u_{,r} \right) v + \left(\alpha w_{,x} + \frac{\delta}{r} u_{,\theta} \right) \alpha w \right) \\
 \dots - \frac{M^3(\gamma - 1)\gamma}{\text{Re}} \left(\frac{-2}{3} \left\langle v_{,r} + \frac{v}{r} + \frac{\delta \alpha}{r} w_{,\theta} + u_{,x} \right\rangle + 2u_{,x} \right) u \\
 \text{Mpu}^2 + \frac{1}{\gamma M} p - \frac{M}{\text{Re}} \left(\frac{-2}{3} \left\langle v_{,r} + \frac{v}{r} + \frac{\delta \alpha}{r} w_{,\theta} + u_{,x} \right\rangle + 2u_{,x} \right) \\
 \text{Mpuv} - \frac{M\delta^2}{\text{Re}} \left(\frac{1}{\delta^2} v_{,x} + u_{,r} \right) \\
 \text{Mpuw} - \frac{M\delta}{\text{Re}\alpha} \left(\frac{\alpha}{\delta} w_{,x} + \frac{1}{r} u_{,\theta} \right)
 \end{array} \right] \quad (5.2b)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 F = & \left[\begin{array}{c}
 \text{Mpv} \\
 M[E_1 + (\gamma - 1)p]v - \frac{\gamma M\delta}{\text{RePr}} T_{,r} - \dots \\
 \dots - \frac{M^3(\gamma - 1)\gamma}{\text{Re}} \left(\frac{-2}{3} \left\langle v_{,r} + \frac{v}{r} + \frac{\delta \alpha}{r} w_{,\theta} + u_{,x} \right\rangle + 2v_{,r} \right) v \\
 \dots - \frac{M^3(\gamma - 1)\gamma}{\text{Re}} \left(\left(\frac{1}{r} v_{,\theta} - \frac{\delta \alpha w}{r} + \delta \alpha w_{,r} \right) \delta \alpha w + \left(v_{,x} + \delta u_{,r} \right) u \right) \\
 \text{Mpv}^2 + \frac{\delta^2}{\gamma M} p - \frac{M\delta}{\text{Re}} \left(\frac{-2}{3} \left\langle v_{,r} + \frac{v}{r} + \frac{\delta \alpha}{r} w_{,\theta} + u_{,x} \right\rangle + 2v_{,r} \right) \\
 \text{Mpvv} - \frac{M\delta^2}{\text{Re}} \left(\frac{1}{\delta^2} v_{,x} + u_{,r} \right) \\
 \text{Mpvw} - \frac{M\delta}{\text{Re}\alpha} \left(\frac{1}{r} v_{,\theta} - \frac{\delta \alpha w}{r} + \delta \alpha w_{,r} \right)
 \end{array} \right] \quad (5.2c)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \text{M}\rho\alpha\delta w \\
& \text{M}\alpha\delta\left[E_t + (\gamma - 1)p\right]w - \frac{\gamma M\delta^2}{\text{RePr}}\left(\frac{1}{r}T_{,\theta}\right) - \dots \\
& \dots - \frac{M^3(\gamma - 1)\gamma}{\text{Re}}\left(\frac{1}{r}v_{,\theta} - \frac{\delta\alpha w}{r} + \delta\alpha w_{,r}\right)v \\
& \dots - \frac{M^3(\gamma - 1)\gamma}{\text{Re}}\left(\frac{-2}{3}\left\langle v_{,r} + \frac{v}{r} + \frac{\delta\alpha}{r}w_{,\theta} + u_{,x} \right\rangle + 2\left(\frac{\delta\alpha}{r}w_{,\theta} + \frac{v}{r}\right)\right)\delta\alpha w \\
& \dots - \frac{M^3(\gamma - 1)\gamma}{\text{Re}}\left(\alpha w_{,x} + \frac{\delta}{r}u_{,\theta}\right)\delta u \\
& \text{M}\rho\delta\alpha uw - \frac{M\delta^2}{\text{Re}}\left(\frac{\alpha}{\delta}w_{,x} + \frac{1}{r}u_{,\theta}\right) \\
& \text{M}\rho\delta\alpha vw - \frac{M\delta^2}{\text{Re}}\left(\frac{1}{r}v_{,\theta} - \frac{\delta\alpha w}{r} + \delta\alpha w_{,r}\right) \\
& \text{M}\rho\delta\alpha w^2 + \frac{\delta}{\alpha\gamma M}p - \frac{M\delta}{\text{Re}\alpha}\left(\frac{-2}{3}\left\langle v_{,r} + \frac{v}{r} + \frac{\delta\alpha}{r}w_{,\theta} + u_{,x} \right\rangle + 2\left(\delta\alpha w_{,\theta} + \frac{v}{r}\right)\right)
\end{aligned} \tag{5.2d}$$

$$\begin{aligned}
& \text{M}\rho v \\
& M\left[E_t + (\gamma - 1)p\right]v - \frac{\gamma M\delta^2}{\text{RePr}}T_{,r} \\
& - \frac{M^3(\gamma - 1)\gamma}{\text{Re}}\left(\frac{-2}{3}\left\langle v_{,r} + \frac{v}{r} + \frac{\delta\alpha}{r}w_{,\theta} + u_{,x} \right\rangle + 2v_{,r}\right)v \\
& - \frac{M^3(\gamma - 1)\gamma}{\text{Re}}\left(\left(\frac{1}{r}v_{,\theta} - \frac{\delta\alpha w}{r} + \delta\alpha w_{,r}\right)\delta\alpha w + (v_{,x} + \delta^2u_{,r})u\right) \\
& \text{M}\rho uv - \frac{M\delta^2}{\text{Re}}\left(\frac{1}{\delta^2}v_{,x} + u_{,r}\right) \\
& \text{M}\rho(v^2 - \delta^2\alpha^2w^2) - \frac{2M\delta}{\text{Re}}\left(v_{,r} - \frac{v}{r} - \frac{\delta\alpha}{r}w_{,\theta}\right) \\
& 2\text{M}\rho vw - \frac{2M\delta}{\text{Re}\alpha}\left(\frac{1}{r}v_{,\theta} - \frac{\delta\alpha w}{r} + \delta\alpha w_{,r}\right)
\end{aligned} \tag{5.2e}$$

Yukarıdaki ifadelerde iki boyuttakine ilave olarak karşımıza çıkan (w) terimi, boyutsuz toplam hızın açısal bileşeni olup, W'_R şeklinde bir referans hızına göre boyutsuzlaştırılmıştır. Bu hız, aksenal referans hızıyla $\alpha = W'_R / U'_R = 1/\delta$ şeklinde bir bağıntıya sahip olacak şekilde seçilmiştir. E_t ile gösterilen toplam enerji ifadesi ise yeni durumda aşağıdaki şekli alır:

$$E_t = \rho C_V T + \rho \gamma (\gamma - 1) M^2 \frac{[u^2 + (v/\delta)^2 + \alpha^2 w^2]}{2} \quad (5.3)$$

Diğer terimler Bölüm 3' de verilen iki boyutlu haldekilerin aynısıdır.

5.2 SAYISAL AYRIKLAŞTIRMA ESASLARI

İki boyutlu modeldekine benzer şekilde üç boyutlu haldeki ifade şu hali alır:

$$\begin{aligned} \bar{Q}_{i,j,k} = Q_{i,j,k}^n & - \frac{\Delta t}{\Delta x} \left[\lambda_1 (E_{i+1,j,k}^n - E_{i,j,k}^n) - \lambda_2 (E_{i+2,j,k}^n - E_{i+1,j,k}^n) \right] \\ & - \frac{\Delta t}{\Delta r} \left[\lambda_1 (F_{i,j+1,k}^n - F_{i,j,k}^n) - \lambda_2 (F_{i,j+2,k}^n - F_{i,j+1,k}^n) \right] \\ & - \frac{\Delta t}{\Delta \theta} \frac{1}{r} \left[\lambda_1 (G_{i,j,k+1}^n - G_{i,j,k}^n) - \lambda_2 (G_{i,j,k+2}^n - G_{i,j,k+1}^n) \right] \\ & - \frac{\Delta t}{r} H_{i,j,k}^n \end{aligned} \quad (5.5a)$$

$$\begin{aligned} Q_{i,j,k}^{n+1} = \frac{1}{2} [\bar{Q}_{i,j,k} + Q_{i,j,k}^n] & - \frac{\Delta t}{2\Delta x} \left[\lambda_1 (\bar{E}_{i,j,k} - \bar{E}_{i-1,j,k}) - \lambda_2 (\bar{E}_{i-1,j,k} - \bar{E}_{i-2,j,k}) \right] \\ & - \frac{\Delta t}{2\Delta r} \left[\lambda_1 (\bar{F}_{i,j,k} - \bar{F}_{i,j-1,k}) - \lambda_2 (\bar{F}_{i,j-1,k} - \bar{F}_{i,j-2,k}) \right] \\ & - \frac{\Delta t}{2\Delta \theta} \frac{1}{r} \left[\lambda_1 (\bar{G}_{i,j,k} - \bar{G}_{i,j,k-1}) - \lambda_2 (\bar{G}_{i,j,k-1} - \bar{G}_{i,j,k-2}) \right] \\ & - \frac{\Delta t}{2r} \bar{H}_{i,j,k} \end{aligned} \quad (5.5b)$$

Burada, λ_1 ve λ_2 katsayılarının sırasıyla 1 ve 0 değerleri için kullanılan yöntem MacCormack Yöntemi; 7/6 ve 1/6 değerleri için ise İki-Dört (2-4) Yöntemi olacaktır.

Üstü çizgili değerler yöntemin tahmin aşamasını gösterirken üst indisler n ve $n+1$, sırasıyla bilinen ve Δt zaman adımı sonrasındaki değerleri vermektedir.

5.3 DAİMİ AKIŞ

İki boyutlu çözümden elde edilen detaylı sonuçların ışığında, üç boyutlu halde herhangi bir terimi ihmal etmeden daimi halde hem MacCormack hem de İki-Dört Yöntemleriyle çözüme çalışılmıştır. Kullanılan sınır şartları, iki boyutlu haldekilerin üç boyuta uyarlanmış halidir. Yani ilave olarak, açısal yöndeki hız bileşeni w' ya kapalı kesit üzerinde kaymama sınır şartı uygulanmıştır. İlk çalıştırmada her noktada $w=0$ alınarak başlanmıştır.

MacCormack Yöntemi ile gerçekleştirilen ilk uygulamada başlangıç şartı olarak CULICK (1966) profilleri verilerek başlanan hesaplamada, bu çalışma kapsamında silindire polar koordinatların uygulanması gerekliliği yüzünden, muhtemelen eksen üzerinde ve eksene yakın noktaların neden olduğu tekillik etkisiyle, yakınsama zorlukla sağlanmıştır.

Bir sonraki hesaplamalarda, İki-Dört Yöntemi kullanılmıştır. Başlangıç şartı olarak yine Culick profillerinin kullanıldığı bu hesaplamalarda, İki-Dört Yönteminin sönümleyici etkisi, tekillikten kaynaklanabilecek, istenmeyen sayısal salınımları sönümlemeye yetmemiştir. Başlangıç profilleri olarak Culick profillerinden vazgeçilerek $t=0$ anında gözenekli duvardan içeri enjeksiyonla başlatılan hesaplamalarda da benzer şekilde olumsuz sonuç alınmıştır.

Diğer bir grup hesaplama ise, tekillik etkisini ortadan kaldırmak için silindirle eş eksenli, silindirin yarıçapına göre küçük yarıçaplı bir katı çubuk yerleştirilmiş ve bunun yüzeyinde kaymama sınır şartı uygulanmıştır. MacCormack metodu ile elde edilen sonuçlar, içi tamamen boş silindir haline göre biraz daha olumlu olmasına rağmen, daimi hale yakınsamada yine sorunlar gözlenmiştir. İki-Dört Yöntemi ile de benzer durumla karşılaşmıştır.

İçinde katı çubuk bulunan halde MacCormack yöntemi ile elde edilen toplam hız alanının radyal kesiti Şekil A.64' de gösterilmiştir. İlk hesaplamalarda açısız hız bileşeni sıfır alındığından, hız alanı eksenel simetrik olarak ortaya çıkmıştır. Elde edilen hız alanı ilk bakışta tatminkar görünmekle beraber, giren kütle/çıkan kütle oranının 1' e yaklaştığı hesaplama evrelerinde sayısal salınımlar sönümlenememekte, aksine artmaya başlamaktadır. Bu sebepten hesaplama devam edilememiştir.

Süre gelen problemler, aşağıda gösterilen nedenlerden kaynaklanabilmektedir:

1. Kullanılmakta olan MacCormack ve İki-Dört Yöntemleri, iki boyutlu halin aksine, üç boyutta ortaya çıkan sayısal salınımları sönümleyememekte, ilave yapay sönümleme modellerine ihtiyaç göstermektedir.
2. Ortada eş eksenli katı çubuk bulunan halde, içeriye radyal yönde akışkan girişiyle başlanan hesaplama sırasında, ilk anda verilen ve çeperlerden sürekli beslenen rahatsızlık ve bunun sonunda oluşan akustik dalgalanmaların katı yüzeylerden yansıması sonucu meydana gelen dalgalar sönümlenememektedir.

Birinci maddedeki durumun çözümü için kullanılabilecek herhangi bir ilave sönümleme algoritması, hesaplamayı sadece daimi hal eldesi ile sınırlayacaktır. Fakat ileriki aşamalarda zamana bağlı çözüm de amaçlandığından, dikkatle ele alınması gerekmektedir.

İkinci maddedeki durumun çözümü için, içerideki silindirden de yanma odası hacmine kütle girişi ile hesaplama denenmiş ve katı yüzeyden olan yansımalar kısmen azaltılmaya çalışılmıştır. Fakat sonuç değişmeyerek, benzer yakınsama zorlukları ile karşılaşmıştır.

SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Bu çalışma kapsamında, katı yakıtlı roket motoru yanma odasını temsil eden iki boyutlu sayısal model aracılığıyla, çeperlerden giren kütle debisinde meydana gelen düzgünsüzlüklerin akış ortamında oluşturduğu zamana bağlı olaylar ve bunların evrimi önce tek uyarıcı frekans etkisiyle, sonra da bu çalışmada ortaya atılan birden çok uyarıcı frekans yaklaşımıyla incelenmiştir. Çoklu frekans yaklaşımının sonuçları, gerçek akış ortamından beklenen özelliklere daha yakın sonuçlar vermiştir. Özellikle toplam eksenel hızın anlık dönümlü bileşeninin, ilerleyen zamanla yanma odası geometrisinin büyük bölümünü doldurduğu ayrıntılı biçimde ortaya konmuştur (Şekil A.28-37). Anlık girdap alanlarının geometrik dağılımları da bu sonuçları doğrulamaktadır (Şekil A.53-63). Çeperden zamana bağlı kütle girişinin etkisiyle eksenel hızın, yanma odası modelinin merkezinde aldığı değerin, tamamıyla zamana bağlı bir özellik gösterdiği, çoklu uyarıcı frekans durumunda ise bu dağılımın daha da karmaşık olduğu gösterilmiştir. Eksenel hız esas alınarak hesaplanan RMS dağılımlarının değerlendirilmesiyle, maksimumların meydana geldiği geometrik konumların deneysel ve sayısal olarak yapılmış çalışmaların sonuçlarını desteklediği görülmüştür. İlaveten, ilk defa bu çalışmada, merkez üzerinde meydana gelen RMS değerlerinin daimi halde elde edilenlerin aksine daha büyük değerler aldığı ortaya konmuştur (Şekil A.51, 52). Bu durum, çeperlerden zamana bağlı kütle girişi halinde eksenel hızın ortaya çıkan hız çalkantılarının dağılımının kayda değer bir şekilde farklılaştığının göstergesidir (Şekil A.24-27). Özetle; radyal yönde ve büyük miktarda yanma odasına giren kütlenin giriş hızında meydana gelen konuma ve zamana bağlı değişimlerin, yanma odasındaki akışa ait büyüklüklerin eksenel yönde zamana bağlı büyük genlikli salınımlarına sebep olduğu ve bunların tüm geometriye yayıldığı ortaya konmuştur. Bu sebepten, yanma odasındaki akışı modellemede günümüze kadar yapılmış sayısal çalışmalarda kullanılan türbülans modellerinin akış ortamını yeterli hassasiyetle temsil edemeyeceği sonucuna varılmıştır. Ayrıca yanma odasındaki zamana bağlı düzgünsüzlüklerin çepere bitişik bir akustik sınır tabaka içinde kalarak,

bunun dışındaki akış ortamını etkilemediği kabulüne dayanılarak yapılmış kararlılık analizlerinin sonuçlarının da yeniden ele alınması gerektiği anlaşılmıştır.

Bundan sonra yapılacak çalışmalarda, fiziksel duruma daha yakın sonuçlar elde edebilmek amacıyla, akış ortamına uygulanan uyarıcı frekanslar, Fourier dağılımına uygun olarak seçilip yerleştirilebilir ve bunun etkisiyle oluşacak zamana bağlı değişimler incelenerek bu çalışmanın sonuçlarıyla karşılaştırılabilir. Ayrıca, yanma odasının çeperlerinden başka bir yerden de akış ortamı çeşitli şekillerde uyarılabilir ve ortaya çıkacak yeni durumlar incelenebilir.

Zamana bağlı çözümünde henüz yeterli bir başarının sağlanamadığı üç boyutlu incelemede kullanılan modelde ise uygun olarak seçilecek bir yapay sönümleme algoritması uygulanabilir. Sayısal ayrıklaştırma, sonlu hacimler yöntemiyle oluşturulup, yine uygun sönümleme yöntemi kullanılarak, bu kez lülesiz uygulamadan farklı olarak, çıkışına lüle takılmış yanma odasındaki akış da incelenebilir.

KAYNAKLAR

- AGARD-AR-230 (1986), Propulsion and Energetics Panel Working Group 17 on Performance of Rocket Motors with Metallized Propellants.
- AGARD-CP-259 (1979), Solid Rocket Motor Technology.
- AGARD-LS-180 (1991), Combustion of Solid Propellants.
- AVALON, G., COMAS, P. (1991), Simulative Study of the Unsteady Flow Inside a Solid Rocket Motor, AIAA 91-1866.
- BARRERE, M., JAUMOTTE, A., FRAEIJIS de VEUBEKE, B., VANDENKERCKHOVE, J. (1957), La Propulsion par Fusées, Sciences et Lettres, S. A., LIEGE.
- BAUM, J. D. (1989), Investigation of Flow Turning Phenomenon; Effects of Frequency and Blowing Rate, AIAA 89-0297.
- BAUM, J. D., LEVINE, J. N. (1987), Numerical Investigation of Acoustic Refraction, AIAA Journal, Vol. 25, No. 12, pp.1577-1586.
- BAUM, J. D. (1990), Energy Exchange Mechanisms Between the Mean and Acoustic Fields in a Simulated Rocket Combustor, AFOSR Contractors Meeting, Atlanta, GA, June.
- BAYLISS, A., PARIKH, P., MAESTRELLO, L., TURKEL, E. (1985), A Fourth Order Scheme for the Unsteady Compressible Navier-Stokes Equations, AIAA 85-1694.
- BEDDINI, R. A. (1986), Injection Induced Flows in Porous Walled Ducts, AIAA Journal, Vol. 24, No. 11, pp. 1766-1773.
- BROWN, R. S., BLACKNER, A. M., WILLOUGHBY, P. G., DUNLAP, R. (1986), Coupling Between Acoustic Velocity Oscillations and Solid Propellant Combustion, AIAA Journal of Propulsion of Power, Vol. 2, No. 5, pp.428-437.
- BROWN, R. S., SCHAEFFER, C. W. (1992), Oscillatory Internal Flow Field Studies, AFOSR Contractors Meeting in Propulsion, La Jolla California, June.
- CAUTY, F. (1983), Mesure par Ultrasons de la Vitesse de Combustion des Propergols Solides, ONERA Internal Report, No. 5/3173 EN.

- CAUTY, F. (1988), Détermination de la Réponse au Couplage Pression d'un Propergol Solide par Méthode Directe Ultrasonore ($f \leq 100$ Hz.), ONERA Internal Report, No. 2/6133 EY.
- CAUTY, F. (1993), Low Frequency Propellant Characterization by Means of Ultrasonic Method: Final Report, ONERA Internal Report, No. 44/6133 EY.
- CHAOUAT, B., VUILLOT, F. (1992), A Multi-Domain 3D Euler Solver for Flows in Solid Propellant Rocket Motor with Aft Fin, AIAA 92-3507.
- CULICK, F. E. C. (1966), Acoustic Oscillations in Solid Propellant Rocket Motors, *Astronautica Acta*, Vol. 12, No. 2, pp. 113-126.
- CULICK, F. E. C. (1994), Some Recent Results for Nonlinear Acoustics in Combustion Chambers, *AIAA Journal*, Vol. 32, No. 1, pp. 146-169.
- DUNLAP, R., WILLOUGHBY, P. G., HERMSEN, R. W. (1974), Flowfield in the Combustion Chamber of a Solid Propellant Rocket Motor, *AIAA Journal*, Vol. 12, pp. 1440-1442.
- DUNLAP, R., BLACKNER, A. M., WAUGH, R.C., BROWN, R. S., WILLOUGHBY, P. G. (1990), Internal Flow Field Studies in a Simulated Cylindrical Port Rocket Chamber, *AIAA Journal of Propulsion and Power*, Vol. 6, No. 6, pp. 690-704.
- FLANDRO, G. A. (1974), Solid Propellant Acoustic Admittance Corrections, *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 36, No. 3, pp. 297-312.
- FLANDRO, G. A., ROACH, R. L. (1992), Effects of Vorticity Production on Acoustic Waves in a Combustion Chamber, Final Technical Report, AFOSR-90-0159.
- GREEN, L. (1954), Erosive Burning of Some Composite Solid Propellants, *Jet Propulsion*, Vol. 24, pp. 9-15.
- KING, M. K. (1991), Erosive Burning of Solid Propellants, in AGARD-LS-180, Section 5, pp.1-26.
- KIRKKÖPRÜ, K., KASSOY, D. R., ZHAO, Q. (1995), Unsteady Vorticity Generation and Evolution in a Model of a Solid Rocket Motor: Sidewall Mass Addition Transients, AIAA 95-0603.
- KIRKKÖPRÜ, K., KASSOY, D. R., ZHAO, Q. (1996), Unsteady Vorticity Generation and Evolution in a Model of a Solid Rocket Motor, *AIAA Journal of Propulsion and Power*, Vol. 12, No. 4, pp. 646-654.

- KREIDLER, J. W. (1964), *Erosive Burning: New Experimental Techniques and Methods of Analysis*, AIAA 64-155.
- KUENTZMANN, P., DEMARAIS, J. C., CAUTY, F. (1979), *Mesure de la Vitesse de Combustion des Propergols Solides par Ultrasons*, La Recherche Aéronautique, No. 1, pp. 55-79.
- KUO, K. K. (1986), *Principles of Combustion*, J. Wiley and Sons, Interscience Publication, New York.
- LIU, T. M., LIEN, W., Y. (1995), *Numerical Simulations of Injection Driven Flows in a Two-Dimensional Nozzleless Solid Rocket Motor*, AIAA Journal of Propulsion and Power, Vol. 11, No. 4, pp. 600-606.
- LUPOGLAZOFF, N., VUILLOT, F. (1992), *Numerical Simulation of Vortex Shedding Phenomenon in 2D Test Case Solid Rocket Motors*, AIAA 92-0776.
- PERETZ, A. (1965), *Investigation of the Erosive Burning of Solid Propellant Grains with Variable Port Area by Means of Interrupted Burning Experiments*, Israel Journal of Technology, Vol. 3, pp. 94-101.
- PRICE, E. W. (1955), *One Dimensional, Steady Flow With Mass Addition and the Effect of Combustion Chamber Flow on Rocket Thrust*, Journal of the American Rocket Society, Vol. 25, No. 2, pp. 61-66.
- SABNIS, J. S., GIBELING, H. J., McDONALD, H. (1989), *Navier-Stokes Analysis of Solid Propellant Rocket Motor Internal Flows*, AIAA Journal of Propulsion and Power, Vol. 5, No. 6, pp. 657-664.
- STRAND, L., COHEN, N. S. (1989), *Erosive Burning Threshold Conditions in Solid Rocket Motors*, AIAA 89-2528.
- STRAND, L., NGUYEN, M. H., COHEN, N. S. (1988), *The Scaling of the Threshold Conditions for Solid Propellant Erosive Burning*, AIAA 88-3254.
- TARRIN, P., PREVOST, M., TRAINÉAU, J. C. (1992), *Détermination Expérimentale à Basse et Moyenne Fréquence de la Réponse des Propergols Solides au Couplage Pression*, Colloque CNES/ONERA.
- TAYLOR, G. (1956), *Fluid Flow in Regions Bounded by Porous Surfaces*, Proceedings of the Royal Society of London, Series 234A, Vol. 1199, pp. 456-475.
- TRAINÉAU, J. C., HERVAT, P., KUENTZMANN, P. (1986), *Cold Flow Simulation of a Two-Dimensional Nozzleless Solid Rocket Motor*, AIAA 86-1447.

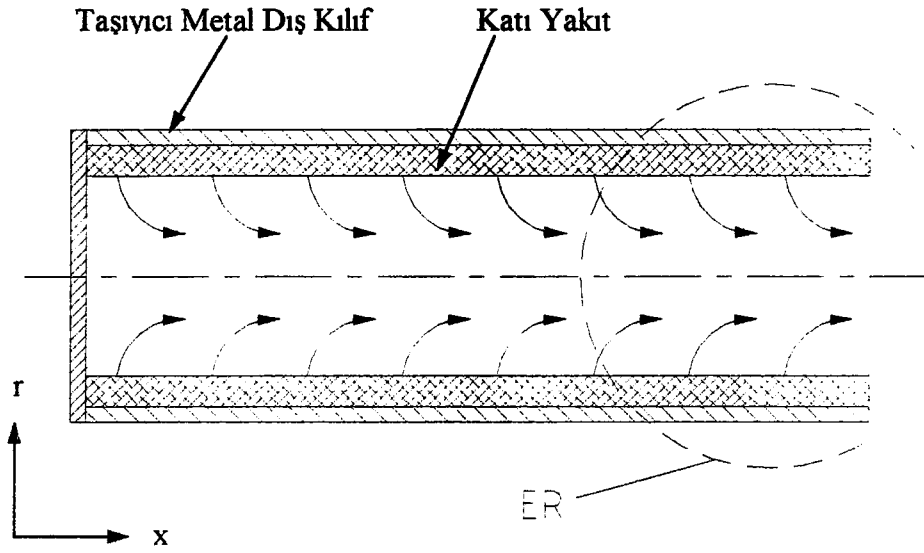
- TRAINEAU, J. C., PREVOST, M., TARRIN, P. (1994), Experimental Low and Medium Frequency Determination of Solid Propellants Pressure Coupled Response Function, AIAA 94-3043.
- VUILLOT, F., AVALON, G. (1991), Acoustic Boundary Layers in Solid Propellant Rocket Motors Using Navier-Stokes Equations, AIAA Journal of Propulsion and Power, Vol. 7, No 2, pp.231-239.
- WAGEMAN, W. E., GUEVARA, F. A. (1960), Fluid Flow Through a Porous Channel, Physics of Fluids, Vol. 3, No. 6, pp. 878-881.
- WILLIAMS, F. A. (1985), Combustion Theory, Benjamin/Cummings, Menlo Park, California.
- YAGODKIN, V. I. (1967), Use of Channels with Porous Walls for Studying Flows which Occur During Combustion of Solid Propellants, translated from Proceedings of the 18th Astronautics Congress, Pergamon Press and Panswowe, Wydawnictwo Naukowe, Poland, Vol. 3, pp. 69-79.
- WAESCHE, W., O'BRIEN, W. F. (1987), Evaluation of Techniques for Direct Measurement of Burning Rates in Nozzleless Motors, 24th JANNAF Combustion Meeting, CPIA Publication 476, Vol. 1, pp. 281-292.
- YAMADA, K., GOTO, M., ISHIKAWA, N. (1976), Simulative Study on the Erosive Burning of Solid Rocket Motors, AIAA Journal, Vol. 14, pp. 1170-1176.
- ZHAO, Q., KASSOY, D. R., KIRKKÖPRÜ, K. (1994), Non-linear Unsteady Vorticity Generation in a Model of Solid Rocket Engine Chamber, submitted to Journal of Fluid Mechanics.
- ZHAO, Q., KASSOY, D. R. (1994), The Generation and Evolution of Unsteady Vorticity in a Solid Rocket Engine Chamber, AIAA 94-0779.

EK A

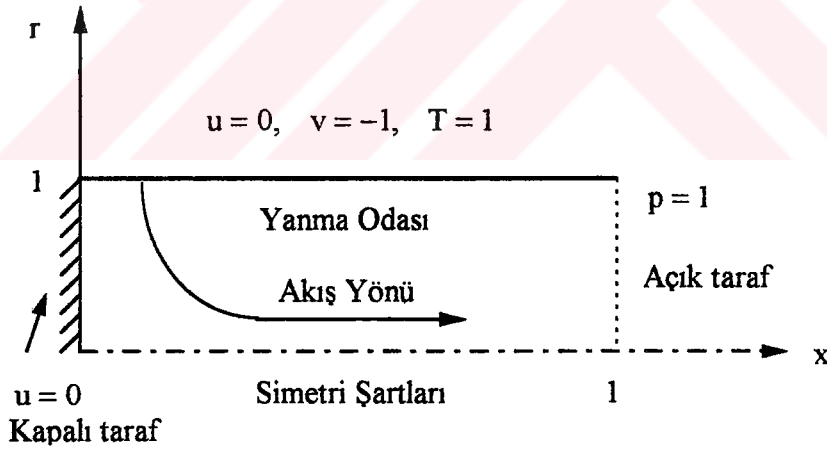
METİNDE ADI GEÇEN TABLO VE ŞEKİLLER

Tablo A.1 Gerçekleştirilen sayısal deneyler ve kullanılan parametreler.

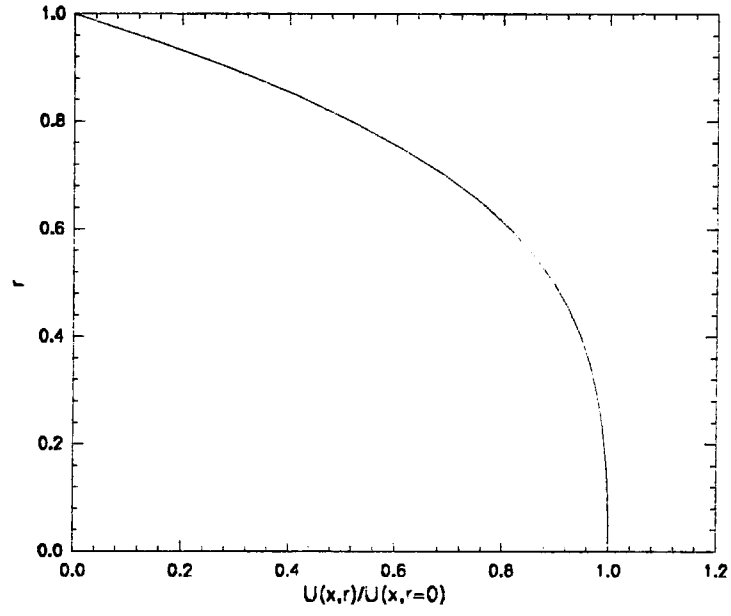
No:	M	Re	n	A	ω	ω_1	ω_2	ω_3	ω_4	ω_5
1	0.06	10^5	1	0.4	1.0	-	-	-	-	-
(2)	0.06	10^5	1	0.4	1.0	-	-	-	-	-
3	0.06	10^5	1	0.4	2.5	-	-	-	-	-
4	0.02	10^5	1	0.4	1.0	-	-	-	-	-
5	0.02	10^5	1	0.4	2.5	-	-	-	-	-
6	0.06	10^5	3	0.4	2.5	-	-	-	-	-
7	0.06	10^5	5	0.4	2.5	-	-	-	-	-
8	0.06	10^5	7	0.4	2.5	-	-	-	-	-
9	0.06	10^5	25	0.4	-	1.0	1.2	2.0	2.5	1.8
10	0.06	10^5	25	0.4	-	1.8	1.0	2.5	5.0	4.0
11	0.06	10^5	25	0.4	-	4.25	1.35	2.0	3.8	2.75
12	0.06	10^5	25	0.4	-	6.25	2.5	7.3	11.75	10.25



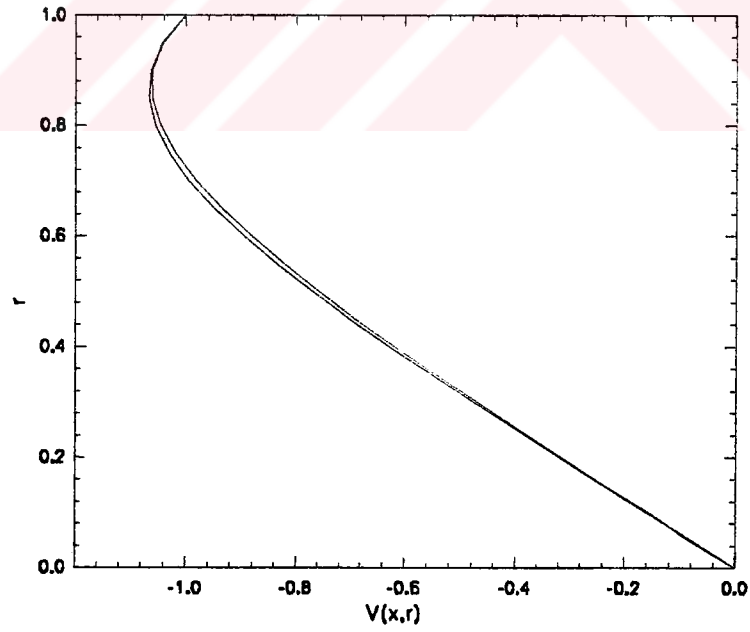
Şekil A.1 Lülesiz bir katı yakıtlı roket motorunun kesiti ve erozif yanmanın meydana gelme olasılığının yüksek olduğu bölgeler [ER ile gösterilen].



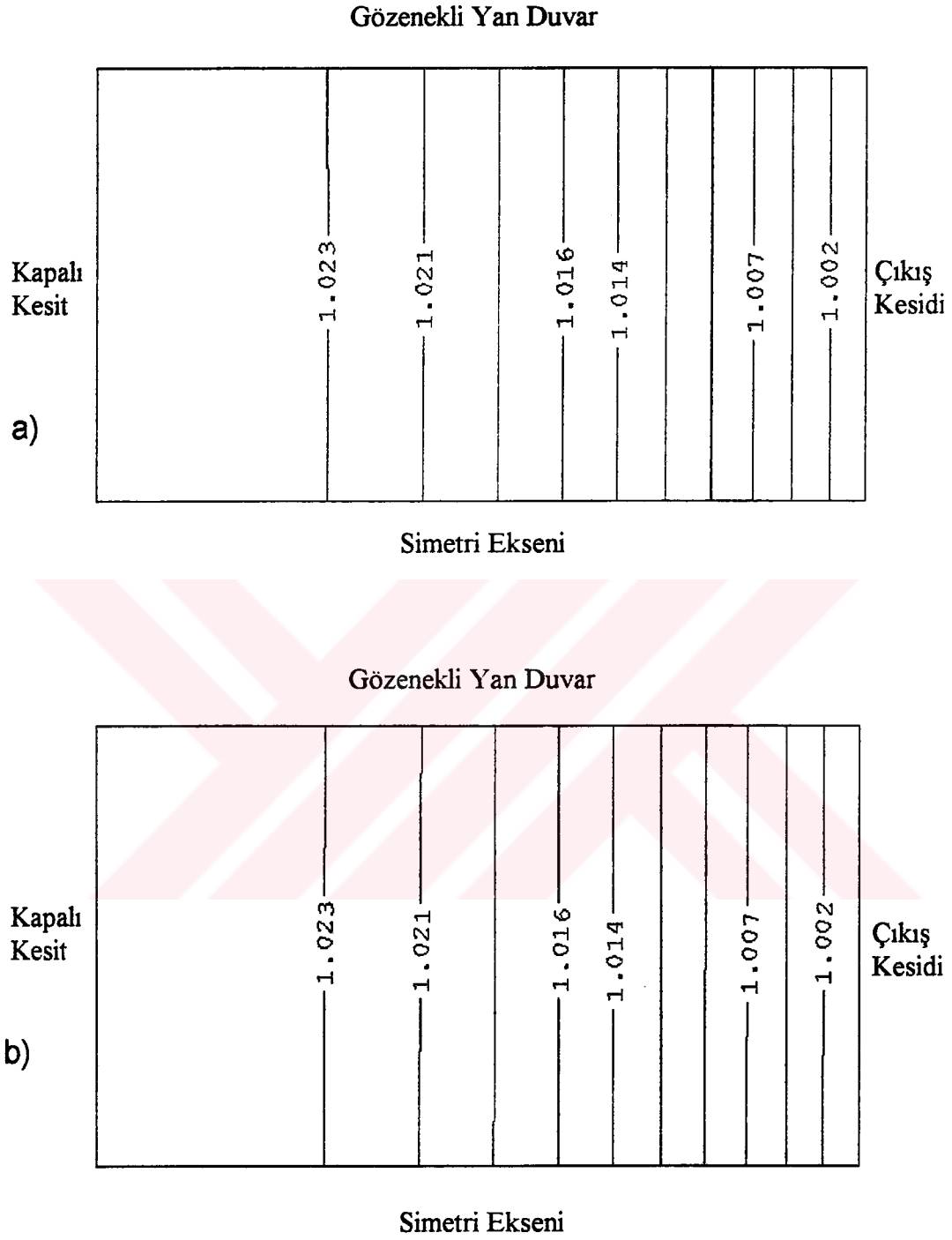
Şekil A.2 Daimi hal için sayısal çözüm bölgesi ve sınır şartları



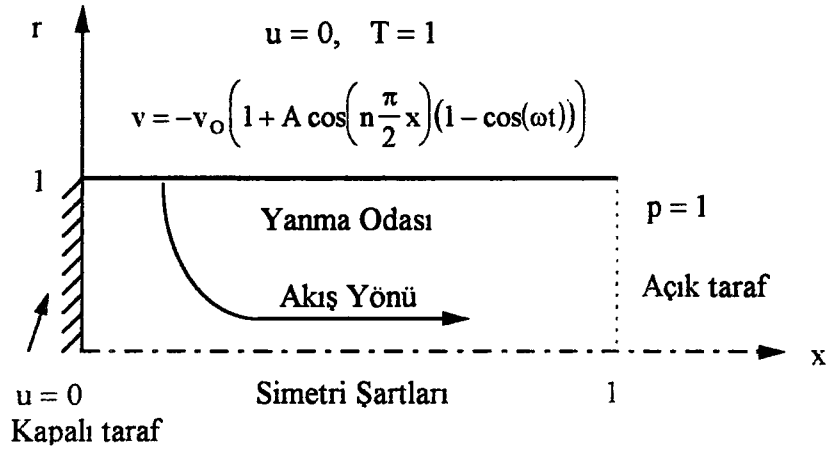
Şekil A.3 Daimi akışa ait normalize edilmiş eksenel U hızı profilleri ($M=0.06$, $Re=10^5$)



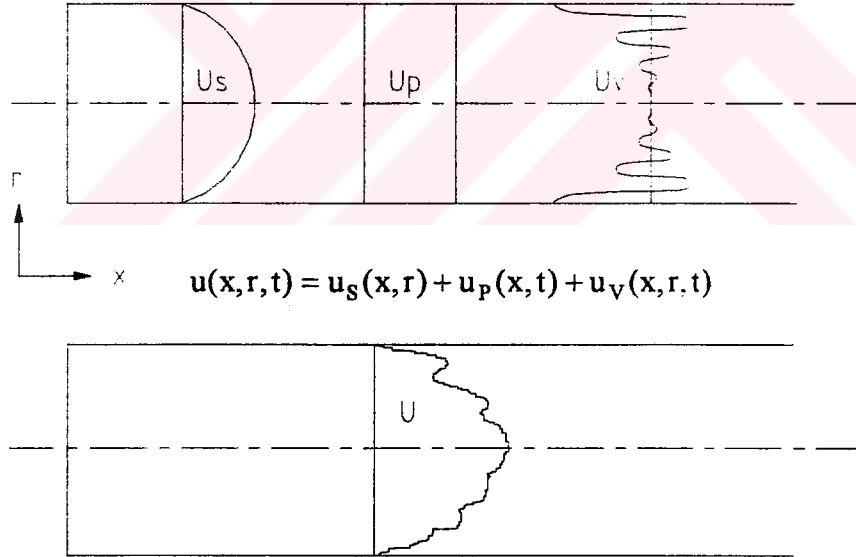
Şekil A.4 Daimi akışa ait radyal v hızı profilleri ($M=0.06$, $Re=10^5$)



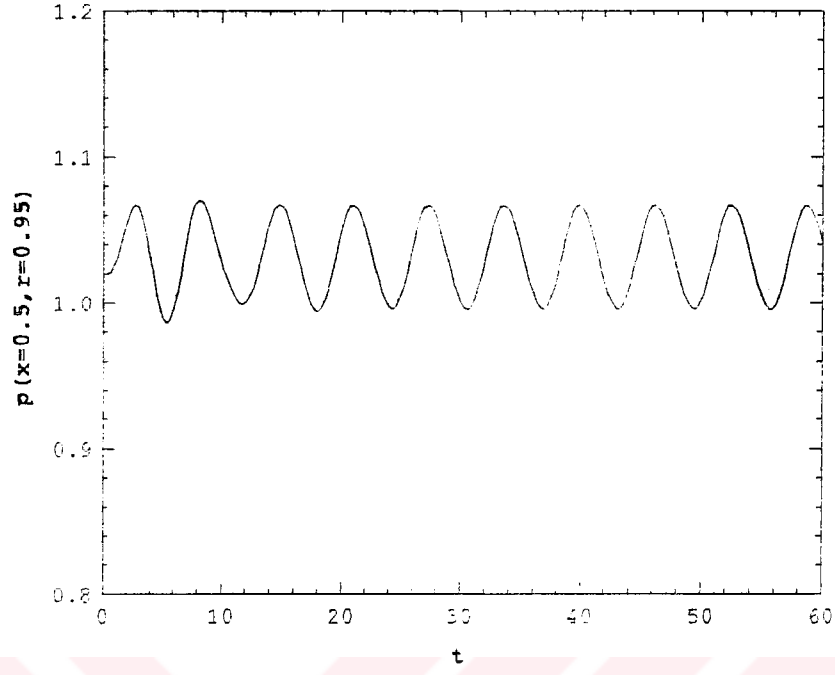
Şekil A.5 a) $M=0.06$ ve $Re=10^5$ için daimi halde elde edilen statik basınç eğrileri
b) Yine $M=0.06$ ve $Re=10^5$ için daimi halde tüm terimler kullanılarak elde edilen statik basınç eğrileri



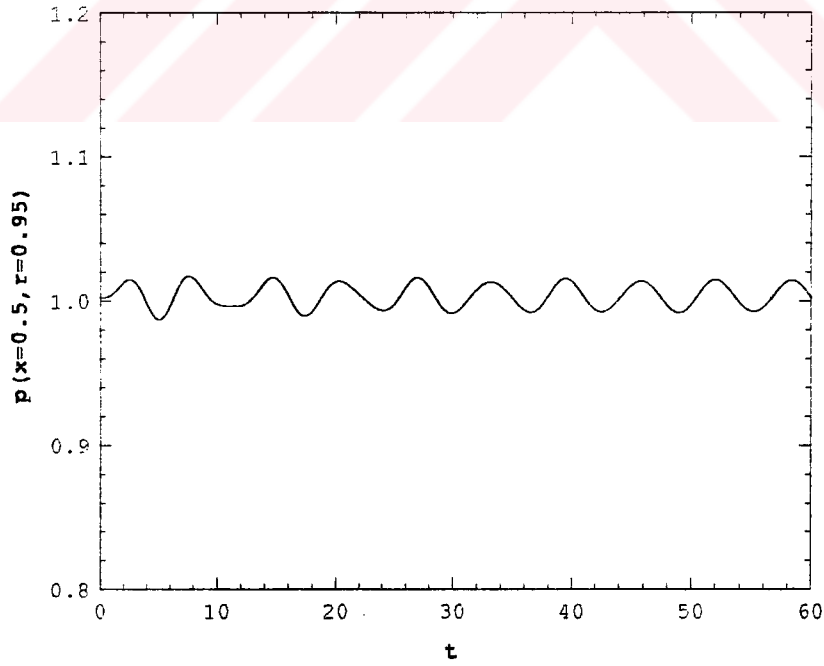
Şekil A.6. Zamana bağlı hal için sayısal çözüm bölgesi ve sınır şartları



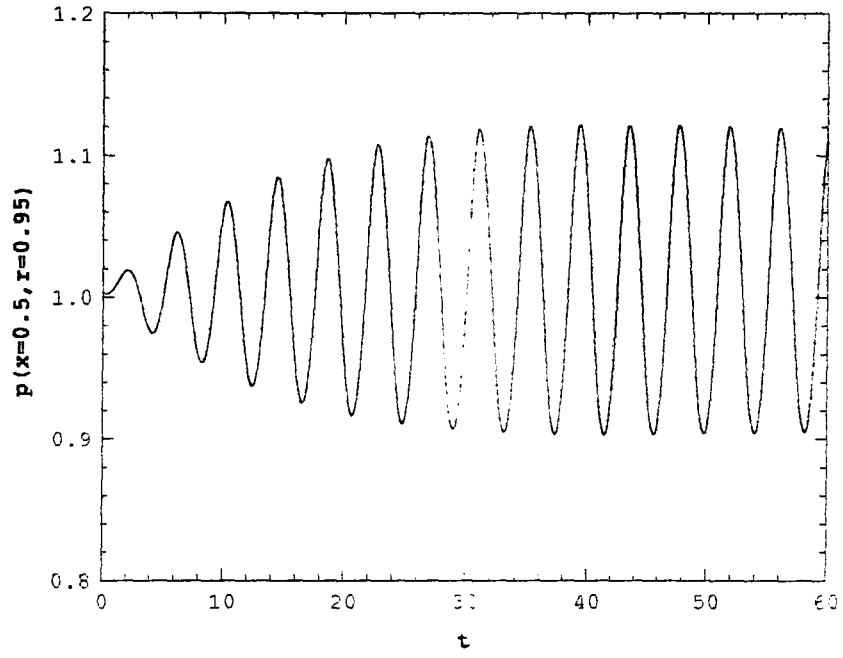
Şekil A.7 (FLANDRO ve ROACH, 1992, ZHAO ve diğ.,1996)' ya göre toplam aksenal hızın, üç adet aksenal bileşenin (u_s , u_p , u_v) toplamı cinsinden ifadesinin şematik gösterimi.



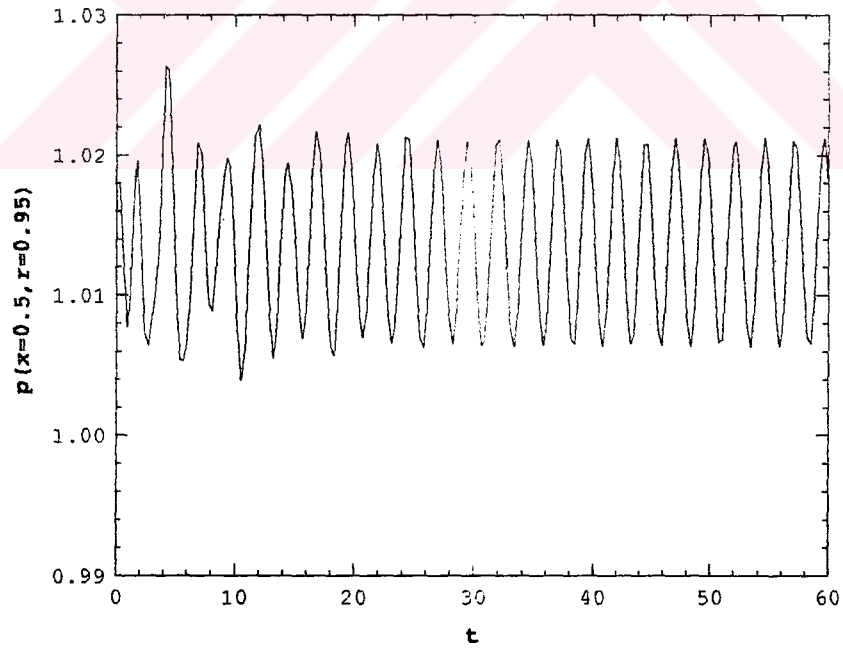
Şekil A.8 $M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega=1.0$, $n=1$ için $(x=0.5, r=0.95)$ noktasındaki statik basıncın zamanla değişimi



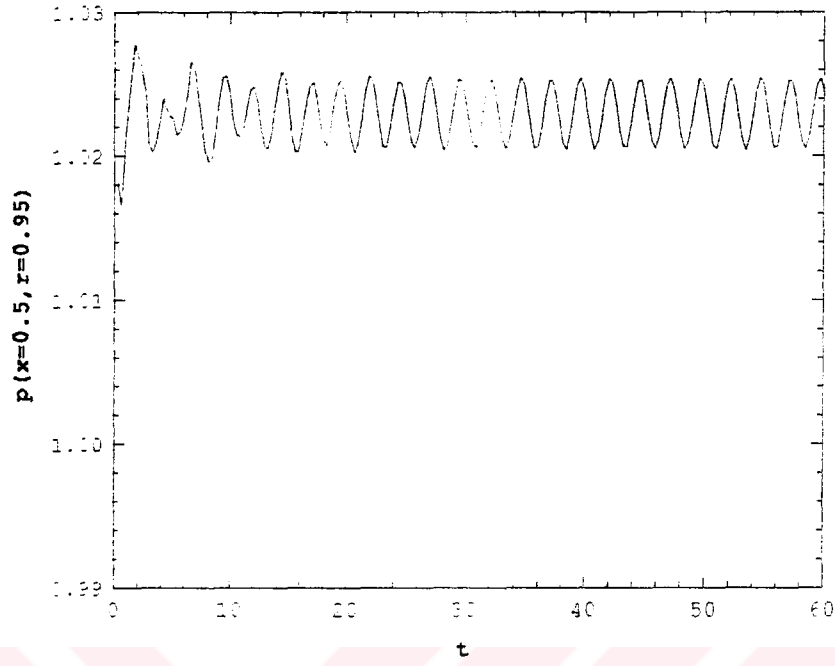
Şekil A.9 $M=0.02$, $Re=10^5$, $\omega=1.0$, $n=1$ için $(x=0.5, r=0.95)$ noktasındaki statik basıncın zamanla değişimi



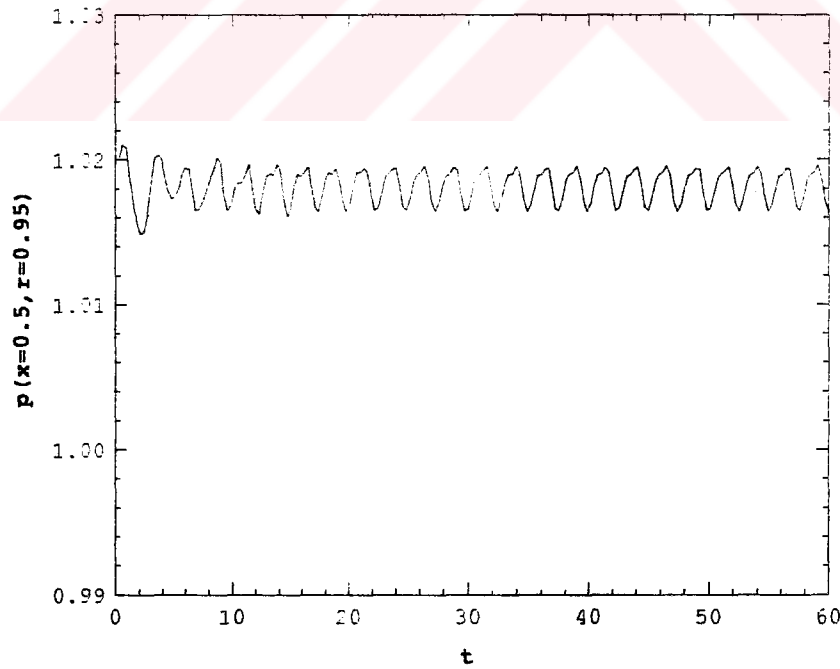
Şekil A.10 $M=0.02$, $Re=10^5$, $\omega=1.5$, $n=1$ için ($x=0.5$, $r=0.95$) noktasındaki statik basıncın zamanla değişimi



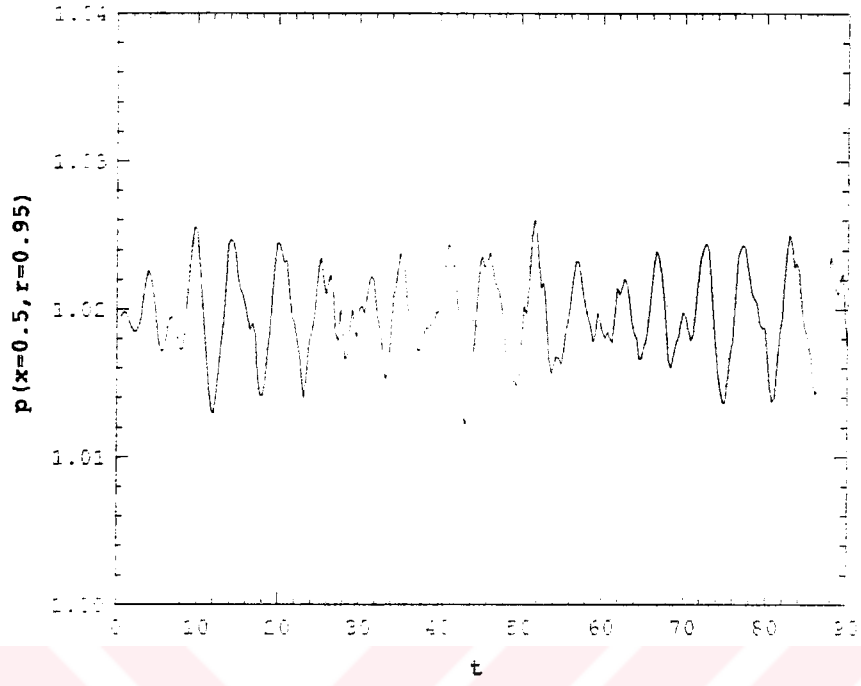
Şekil A.11 $M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega=2.5$, $n=3$ için ($x=0.5$, $r=0.95$) noktasındaki statik basıncın zamanla değişimi



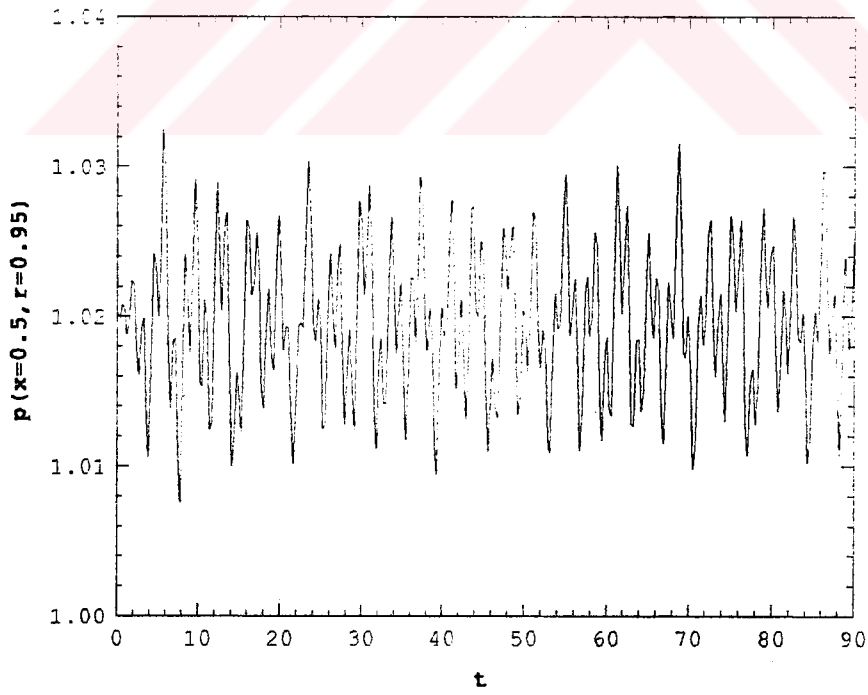
Şekil A.12 $M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega=2.5$, $n=5$ için $(x=0.5, r=0.95)$ noktasındaki statik basıncın zamanla değişimi



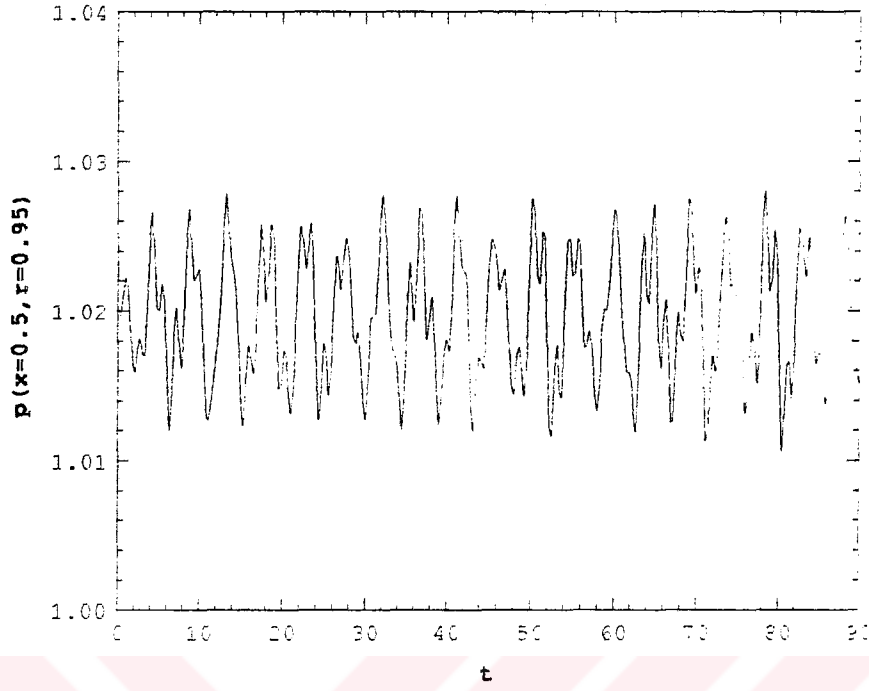
Şekil A.13 $M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega=2.5$, $n=7$ için $(x=0.5, r=0.95)$ noktasındaki statik basıncın zamanla değişimi



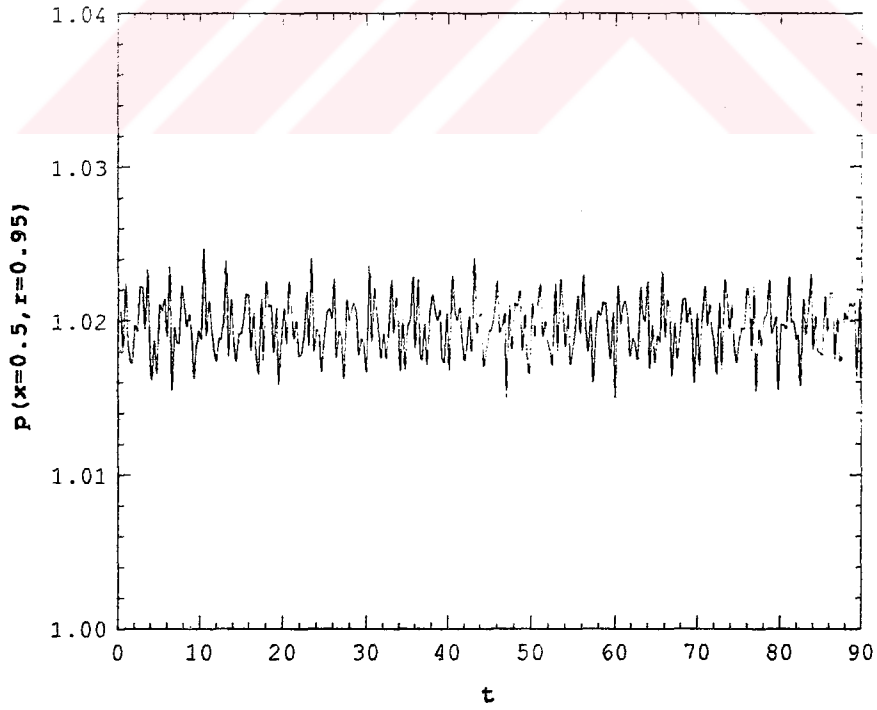
Şekil A14 $M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega_1=1.0$, $\omega_2=1.2$, $\omega_3=2.0$, $\omega_4=2.5$, $\omega_5=1.8$, $n=25$ için $(x=0.5, r=0.95)$ noktasındaki statik basıncın zamanla değişimi



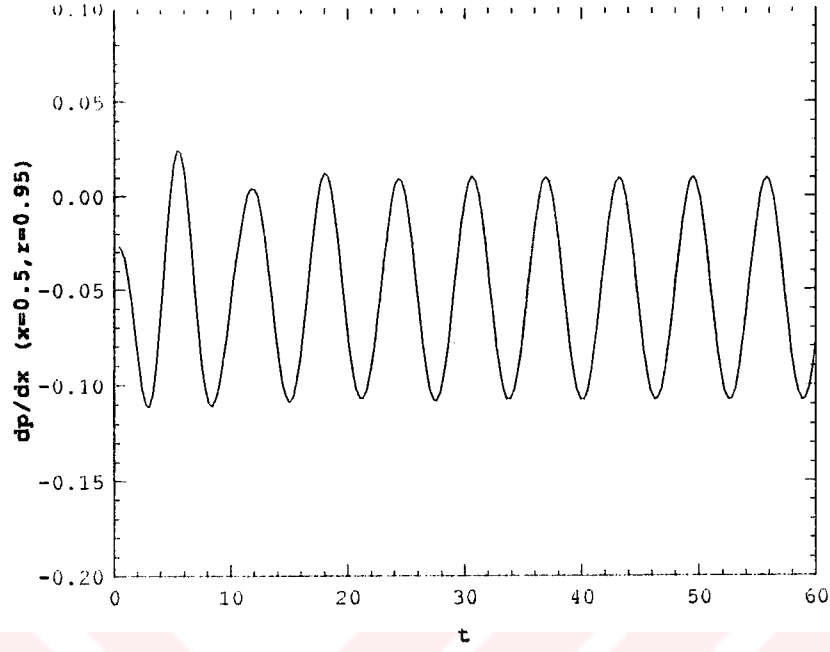
Şekil A.15 $M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega_1=1.8$, $\omega_2=1.0$, $\omega_3=2.5$, $\omega_4=5.0$, $\omega_5=4.0$, $n=25$ için $(x=0.5, r=0.95)$ noktasındaki statik basıncın zamanla değişimi



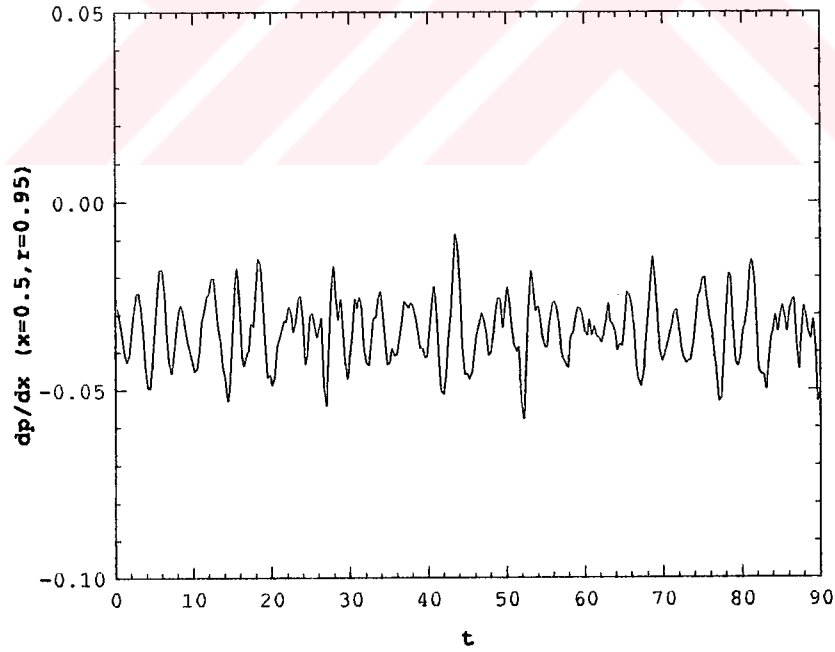
Şekil A.16 $M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega_1=4.25$, $\omega_2=1.35$, $\omega_3=2.0$, $\omega_4=3.8$, $\omega_5=2.75$ için $(x=0.5, r=0.95)$ noktasındaki statik basıncın zamanla değişimi



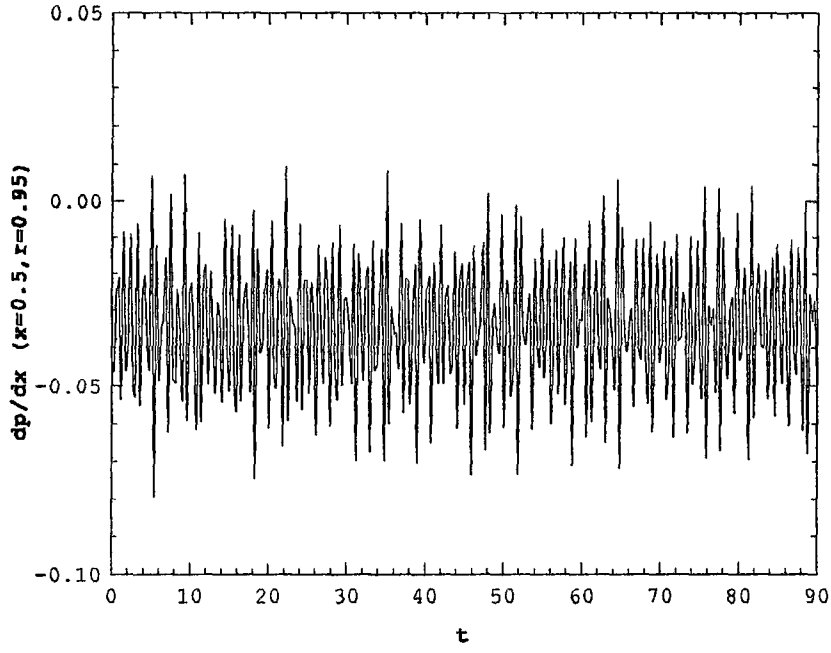
Şekil A.17 $M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega_1=6.25$, $\omega_2=2.5$, $\omega_3=7.3$, $\omega_4=11.75$, $\omega=10.25$, $n=25$ için $(x=0.5, r=0.95)$ noktasındaki statik basıncın zamanla değişimi



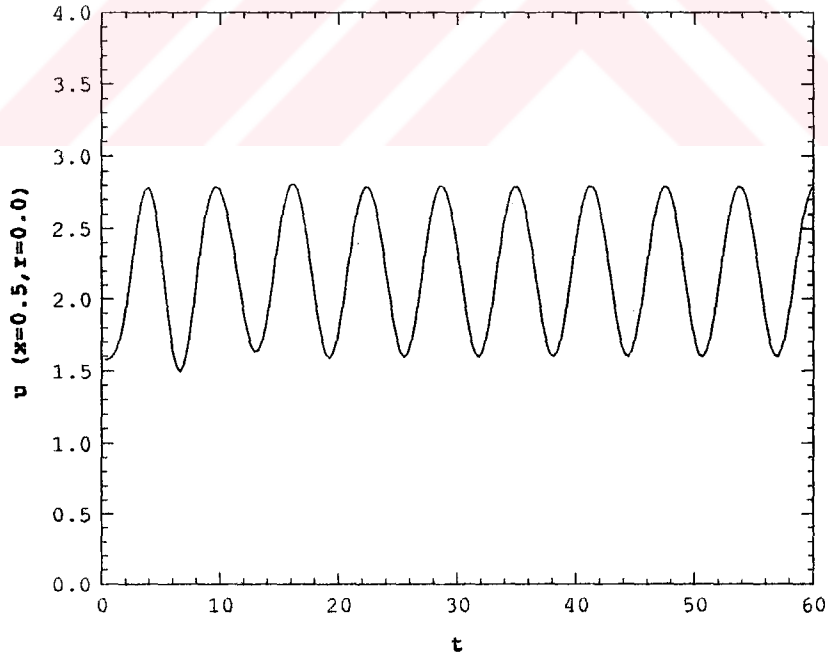
Şekil A.18 $M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega=1.0$, $n=1$ için $(x=0.5, r=0.95)$ noktasındaki statik basıncın eksenel yöndeki gradyeninin zamanla değişimi



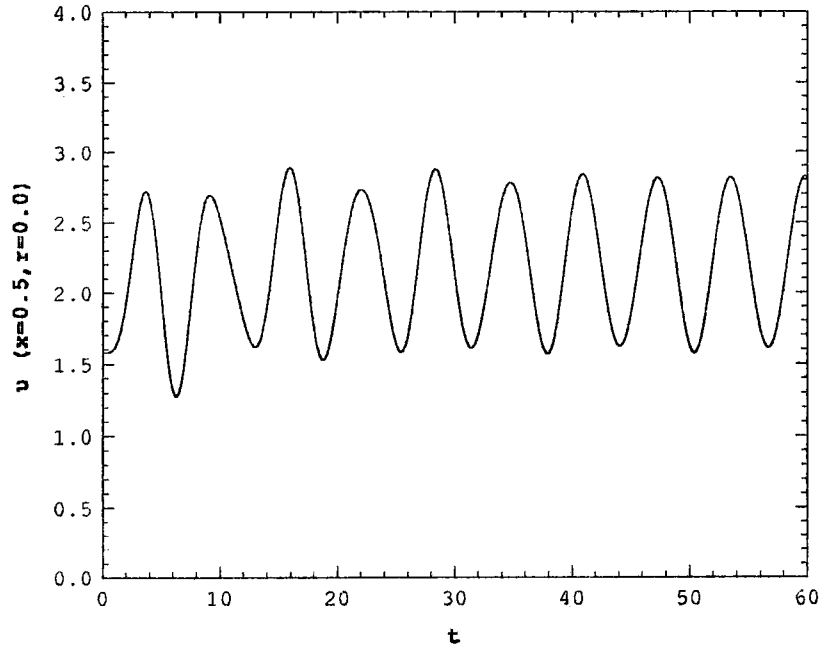
Şekil A.19 $M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega_1=1.0$, $\omega_2=1.2$, $\omega_3=2.0$, $\omega_4=2.5$, $\omega_5=1.8$, $n=25$ için $(x=0.5, r=0.95)$ noktasındaki statik basıncın eksenel yöndeki gradyeninin zamanla değişimi



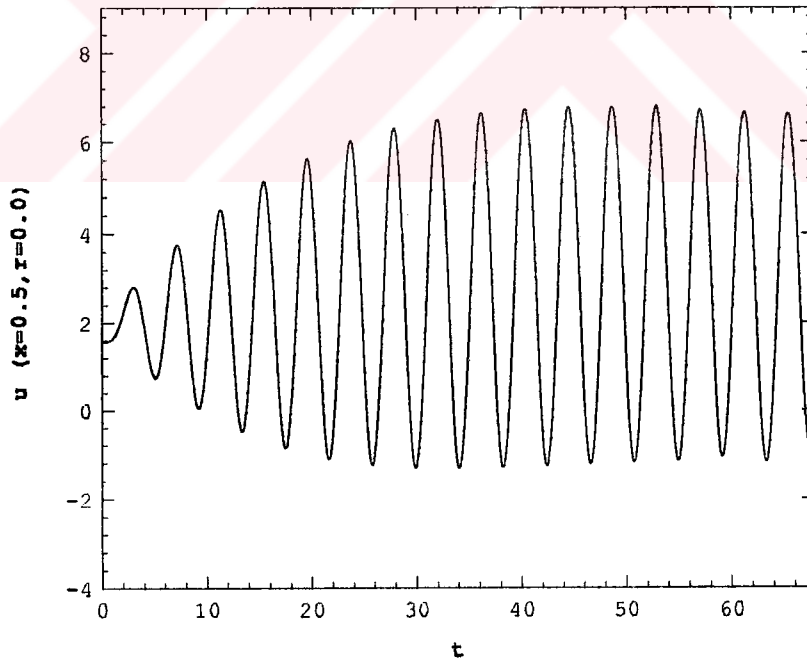
Şekil A.20 $M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega_1=6.25$, $\omega_2=2.5$, $\omega_3=7.3$, $\omega_4=11.75$, $\omega_5=10.25$, $n=25$ için $(x=0.5, r=0.95)$ noktasındaki statik basıncın aksel yöndeki gradyeninin zamanla değişimi



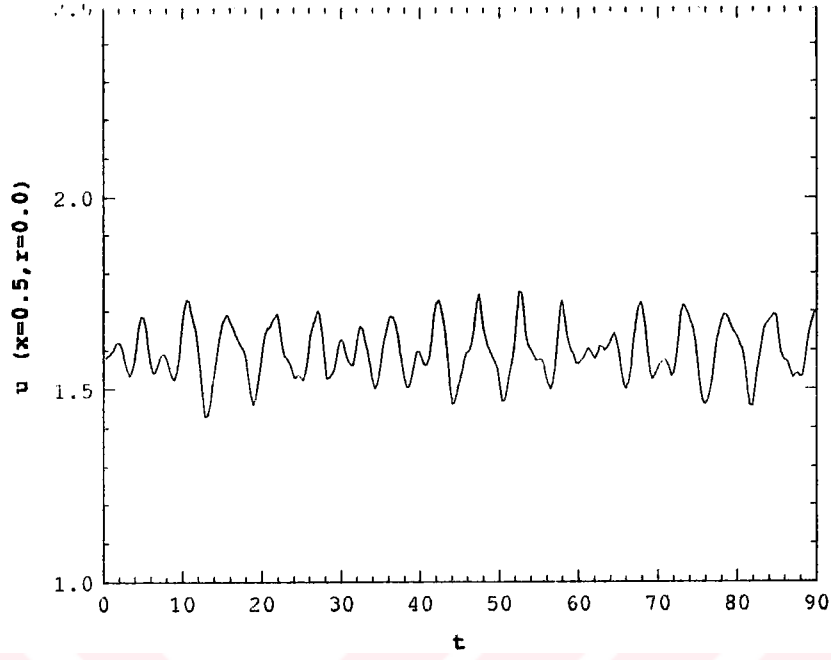
Şekil A.21 $M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega=1.0$, $n=1$ için $(x=0.5, r=0.0)$ noktasındaki aksel hızın zamanla değişimi



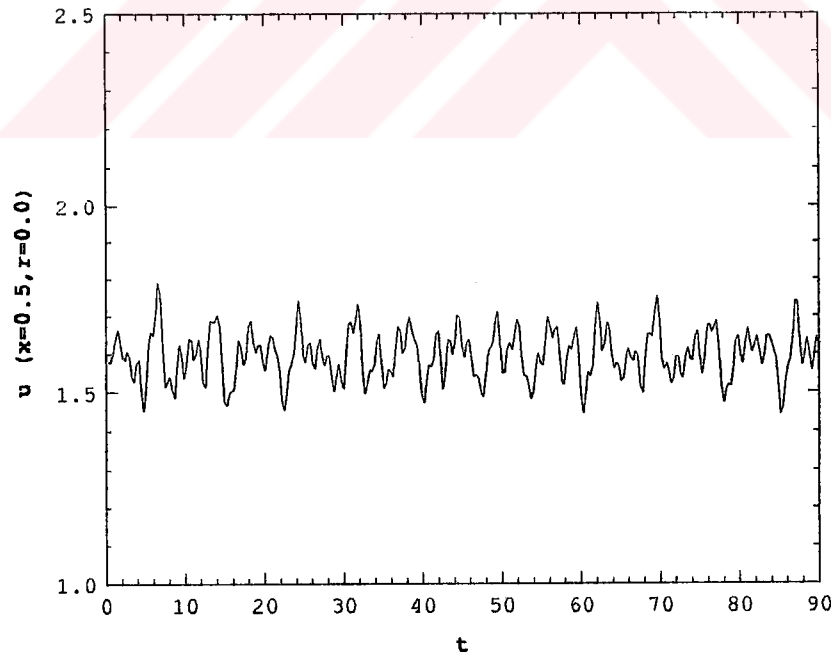
Şekil A.22 $M=0.02$, $Re=10^5$, $\omega=1.0$, $n=1$ için $(x=0.5, r=0.0)$ noktasındaki aksenal hızın zamanla değişimi



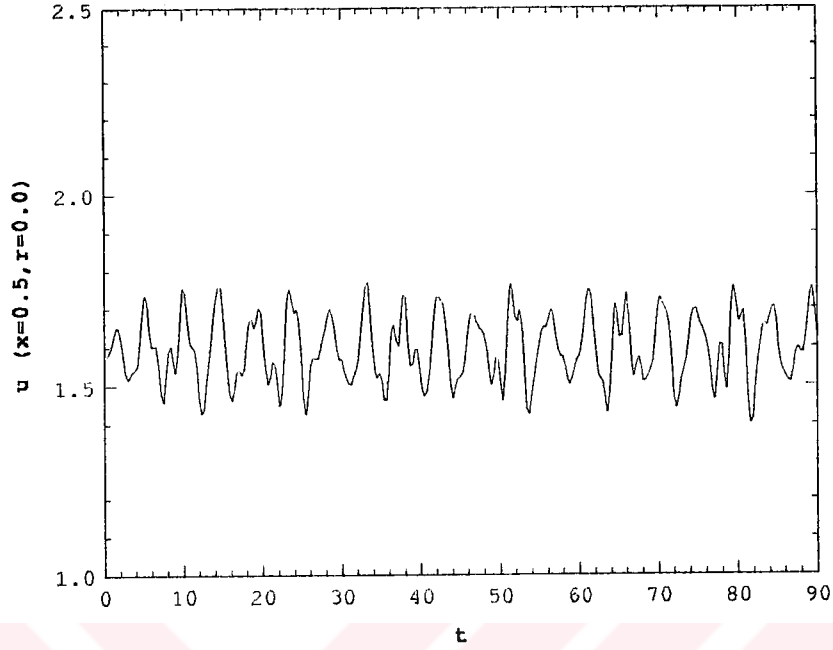
Şekil A.23 $M=0.02$, $Re=10^5$, $\omega=1.5$, $n=1$ için $(x=0.5, r=0.95)$ noktasındaki aksenal hızın zamanla değişimi



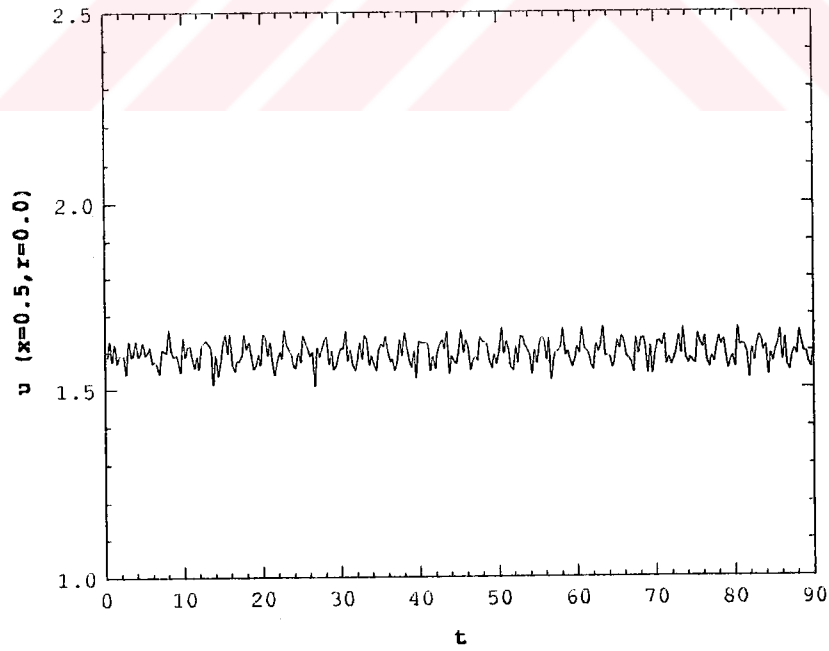
Şekil A.24 $M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega_1=1.0$, $\omega_2=1.2$, $\omega_3=2.0$, $\omega_4=2.5$, $\omega_5=1.8$, $n=25$ için $(x=0.5, r=0.0)$ noktasındaki aksenal hızın zamanla değişimi



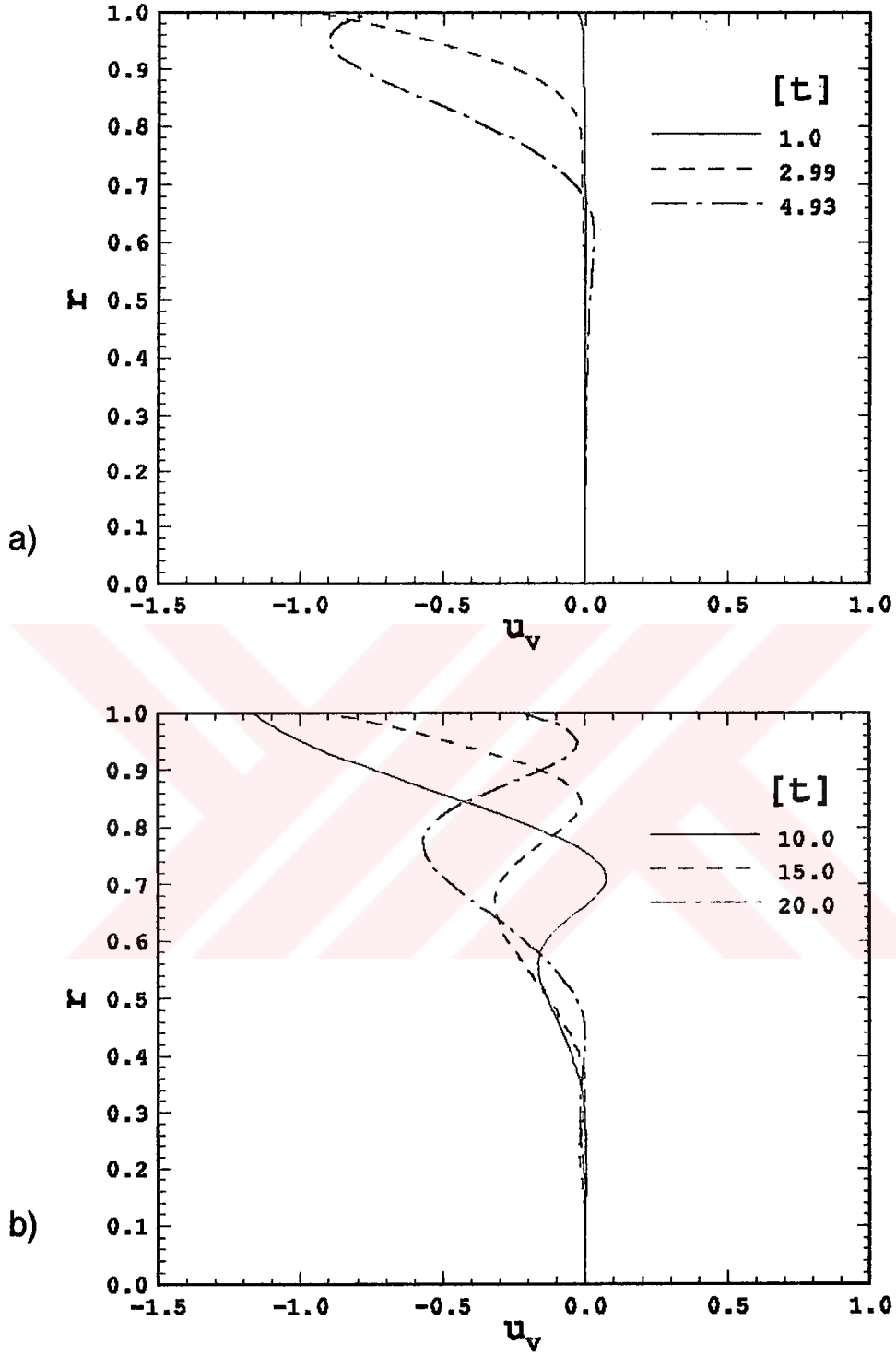
Şekil A.25 $M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega_1=1.8$, $\omega_2=1.0$, $\omega_3=2.5$, $\omega_4=5.0$, $\omega_5=4.0$, $n=25$ için $(x=0.5, r=0.0)$ noktasındaki aksenal hızın zamanla değişimi



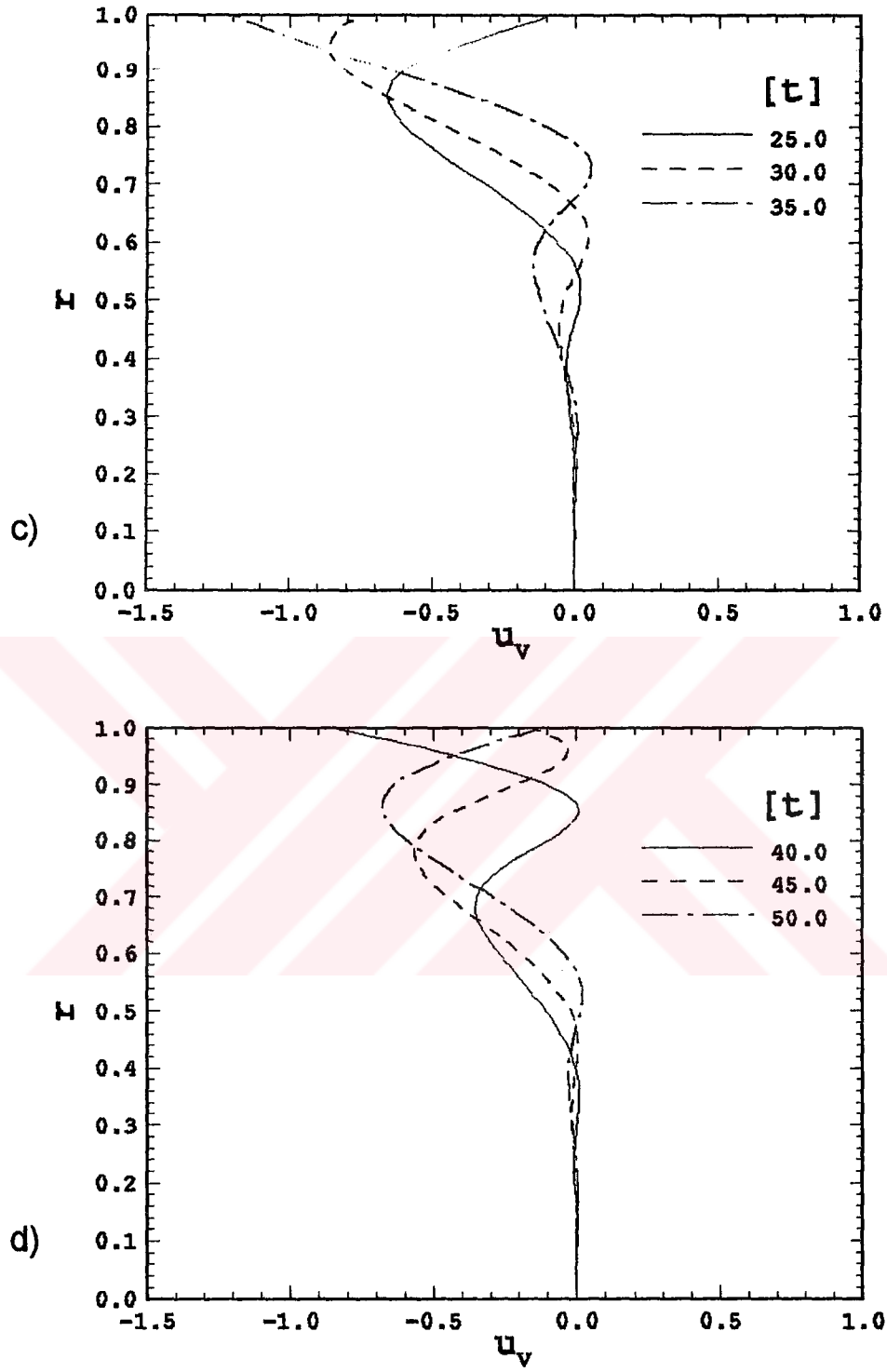
Şekil A.26 $M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega_1=4.25$, $\omega_2=1.35$, $\omega_3=2.0$, $\omega_4=3.8$, $\omega_5=2.75$, $n=25$ için $(x=0.5, r=0.0)$ noktasındaki aksenal hızın zamanla değişimi



Şekil A.27 $M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega_1=6.25$, $\omega_2=2.5$, $\omega_3=7.3$, $\omega_4=11.75$, $\omega_5=10.25$, $n=25$ için $(x=0.5, r=0.0)$ noktasındaki aksenal hızın zamanla değişimi

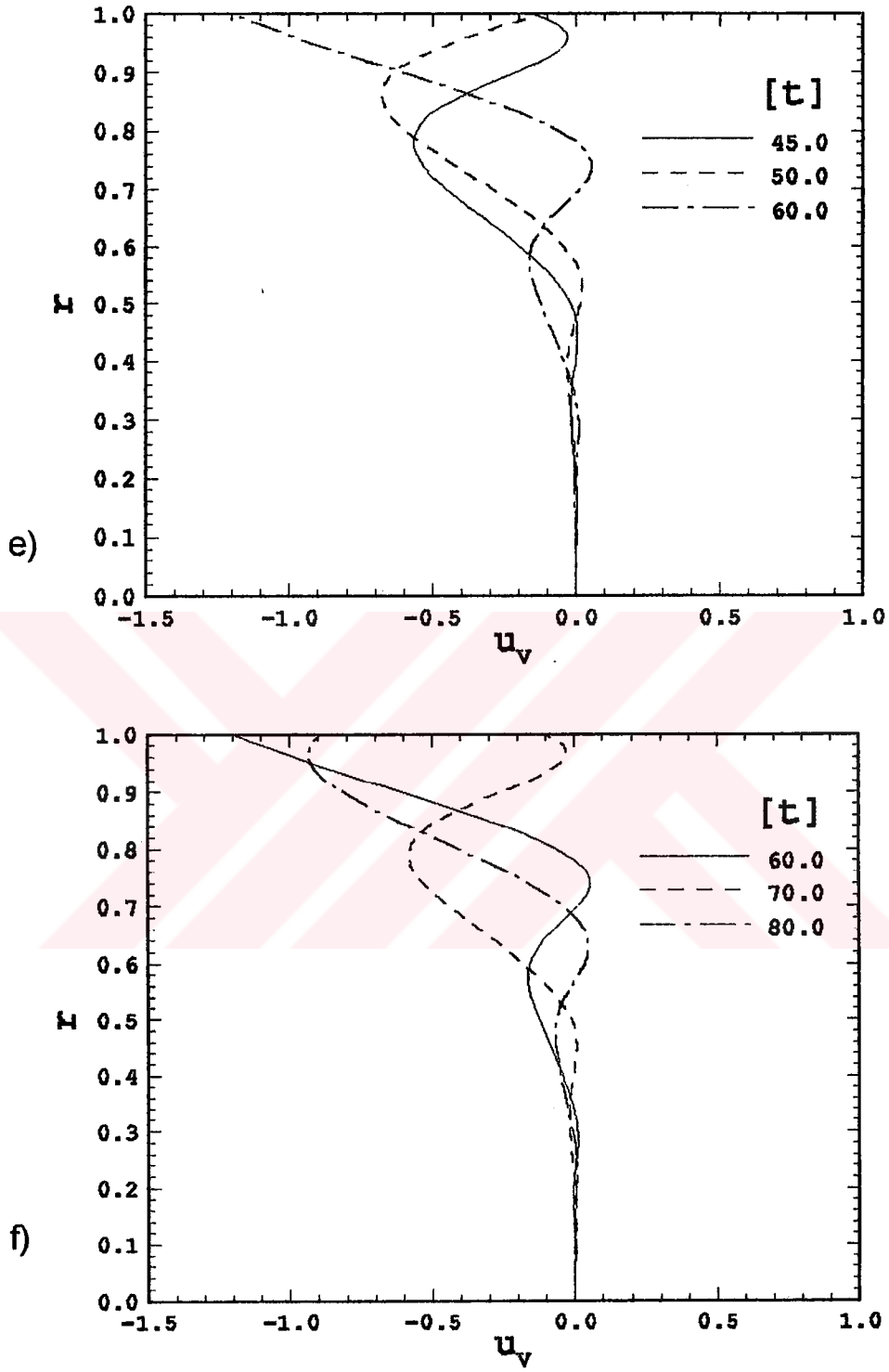


Şekil A.28 $M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega=1.0$, $n=1$ için hesaplanan eksenel hızın anlık dönümlü bileşeninin değerinin radyal dağılımı:
a) Boyutsuz zaman (t)'nin 1.0, 2.99 ve 4.93 değerleri için,
b) 10.0, 15.0, 20.0 değerleri için.



Şekil A.28 (önceki sayfadan devam)

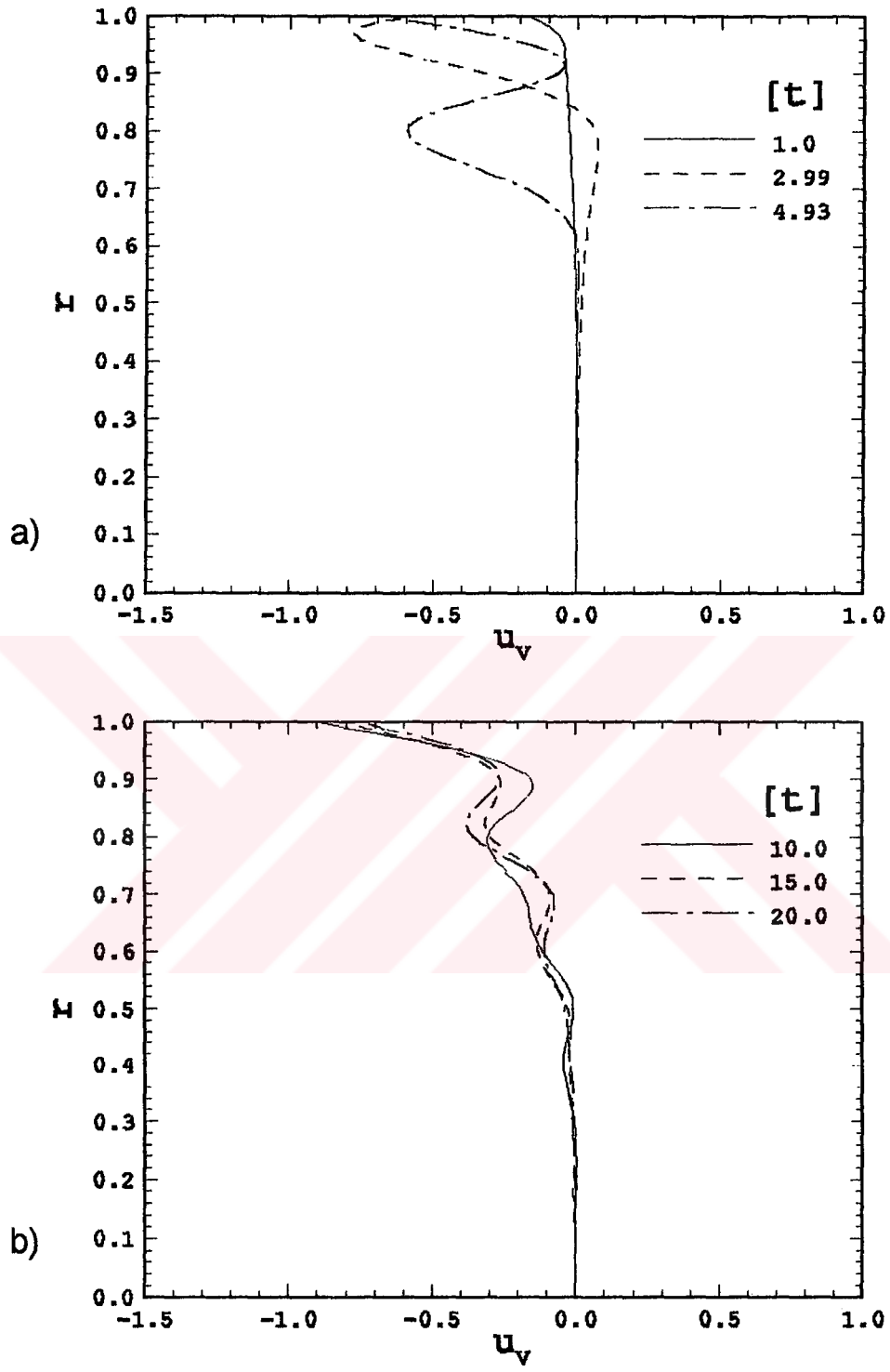
- c) Boyutsuz zamanın 25.0, 30.0 ve 35.0 değerleri için
 d) 40.0, 45.0 ve 50.0 değerleri için



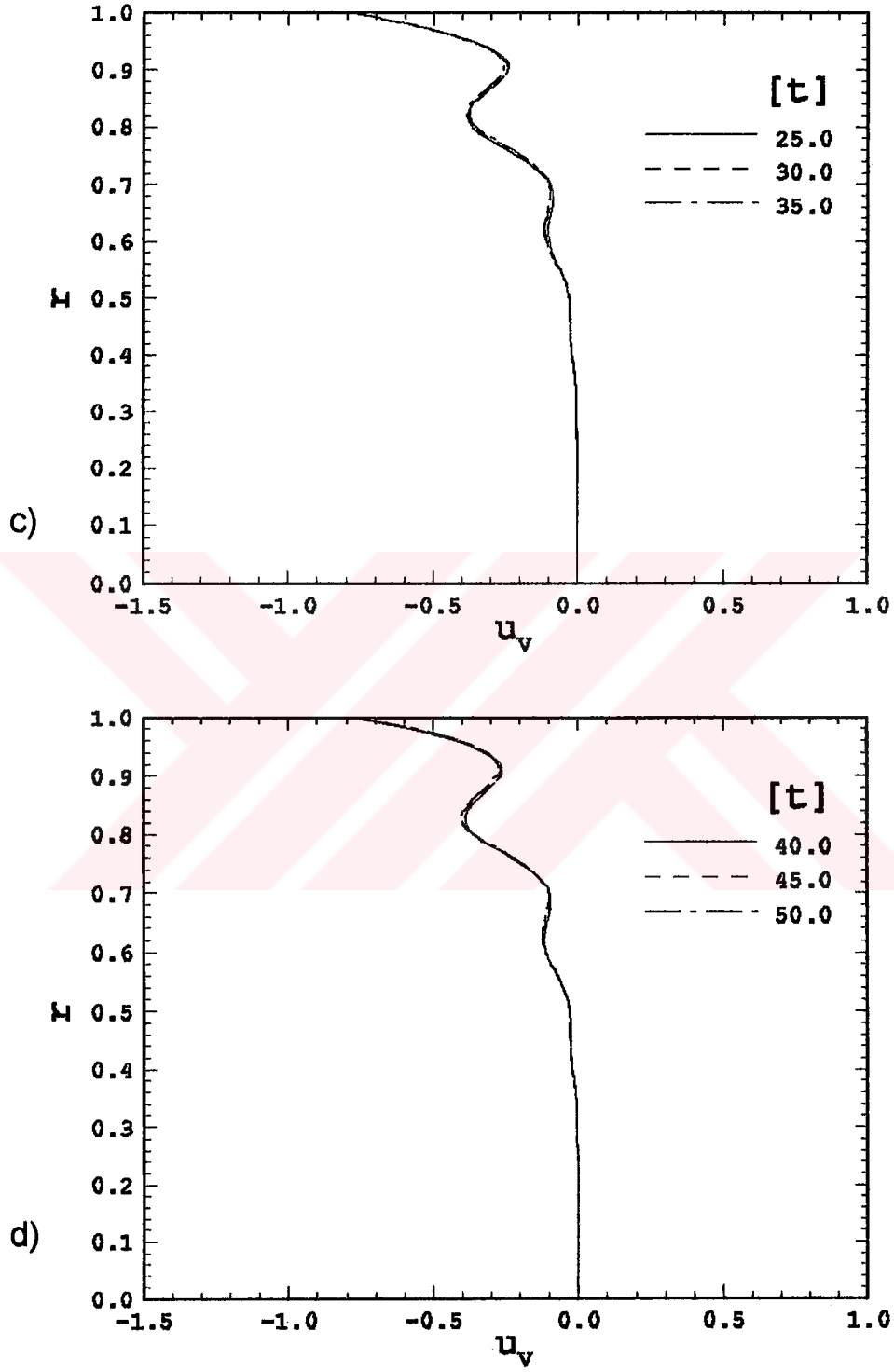
Şekil A.28 (önceki sayfadan devam)

e) Boyutsuz zamanın 45.0, 50.0 ve 60.0 değerleri için

f) 60.0, 70.0 ve 80.0 değerleri için



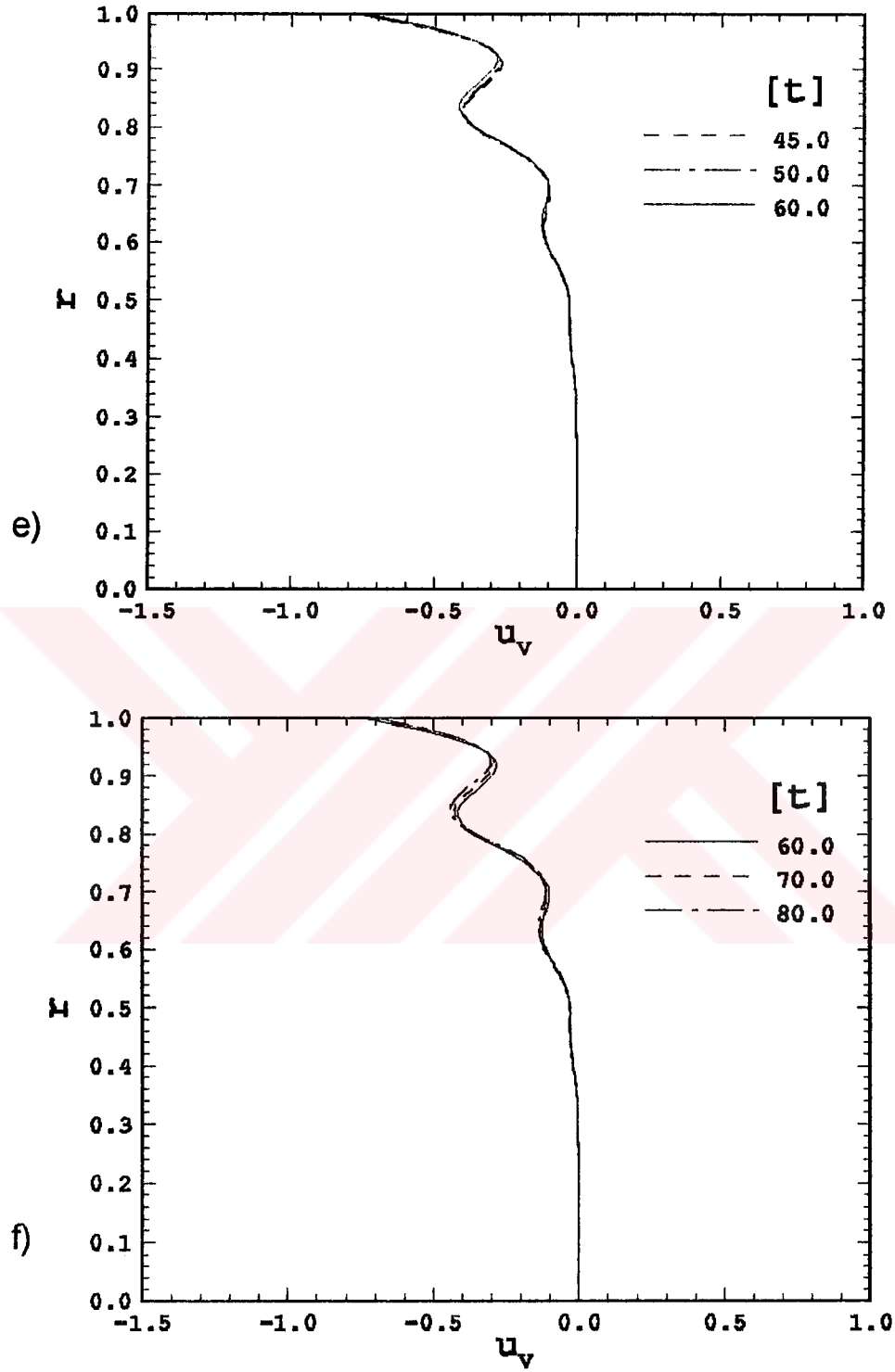
Şekil A.29 $M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega=2.5$, $n=1$ için hesaplanan eksenel hızın anlık dönümlü bileşeninin değerinin radyal dağılımı
a) Boyutsuz zamanın 1.0, 2.99 ve 4.93 değerleri için
b) 10.0, 15.0 ve 20.0 değerleri için



Şekil A.29 (önceki sayfadan devam)

c) Boyutsuz zamanın 25.0, 30.0 ve 35.0 değerleri için

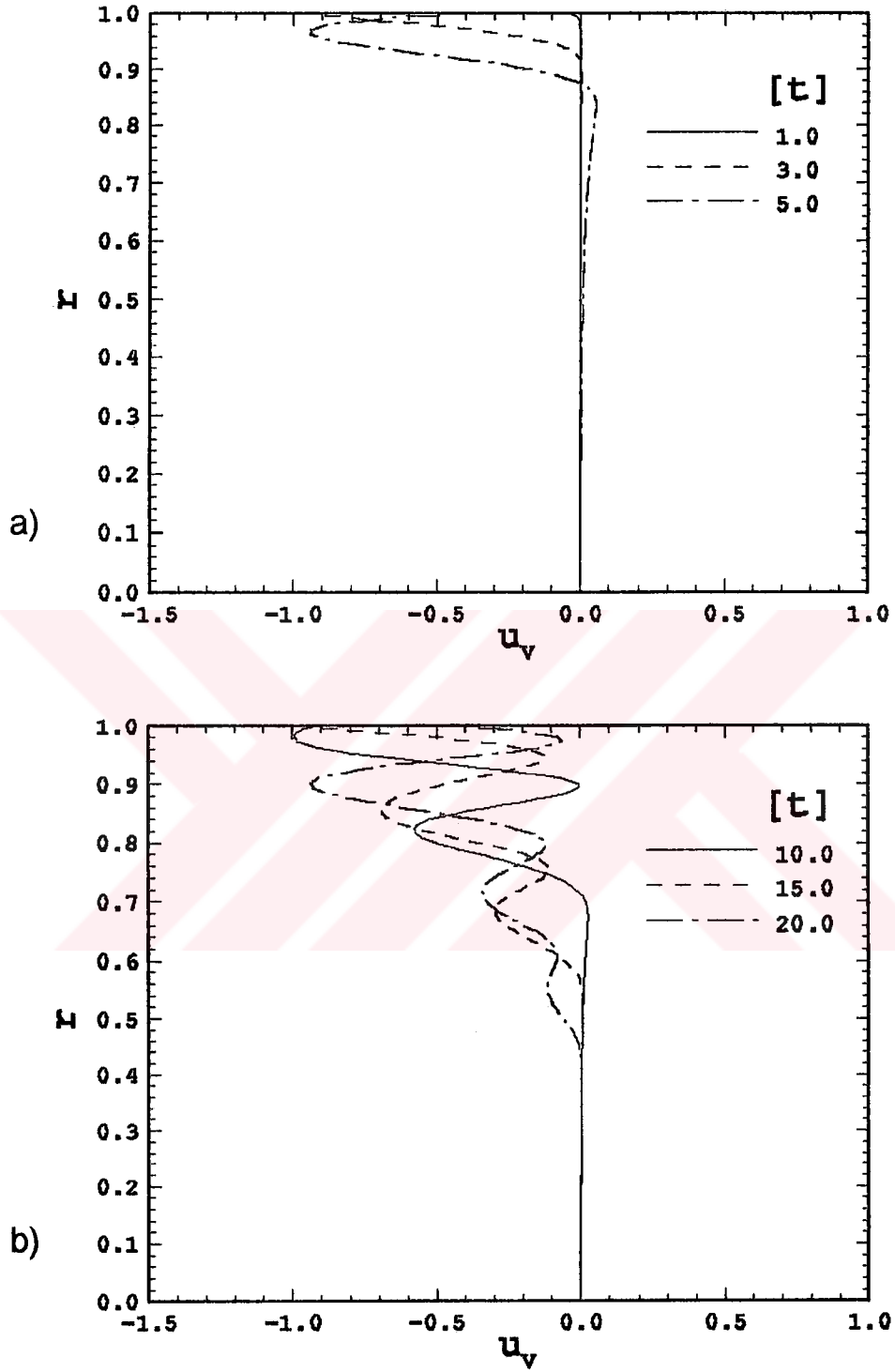
d) 40.0, 45.0 ve 50.0 değerleri için



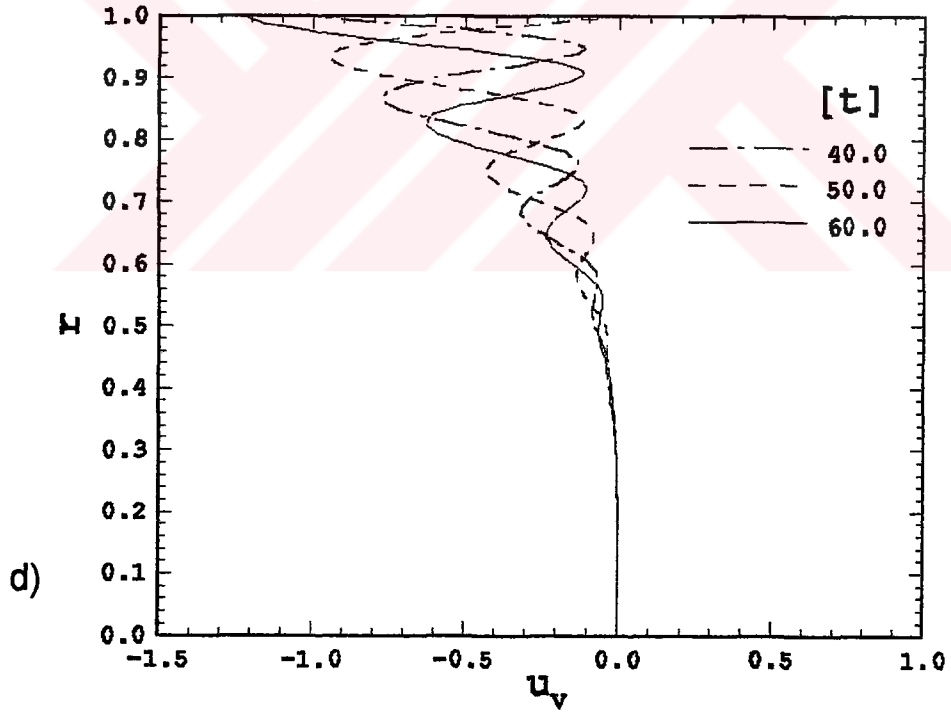
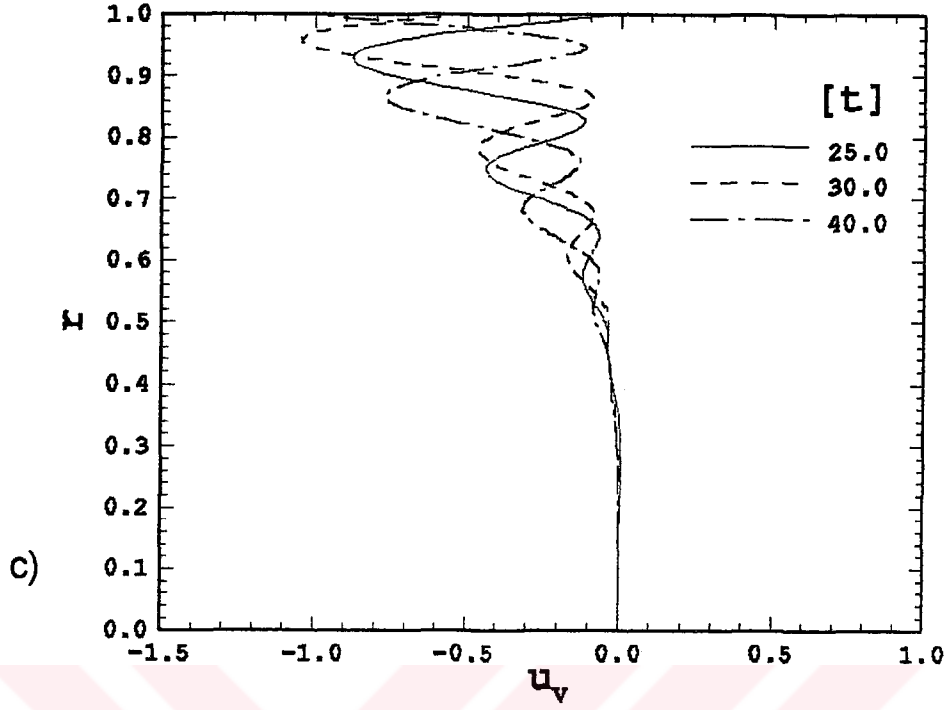
Şekil A.29 (önceki sayfadan devam)

e) Boyutsuz zamanın 45.0, 50.0 ve 60.0 değerleri için

f) 60.0, 70.0 ve 80.0 değerleri için



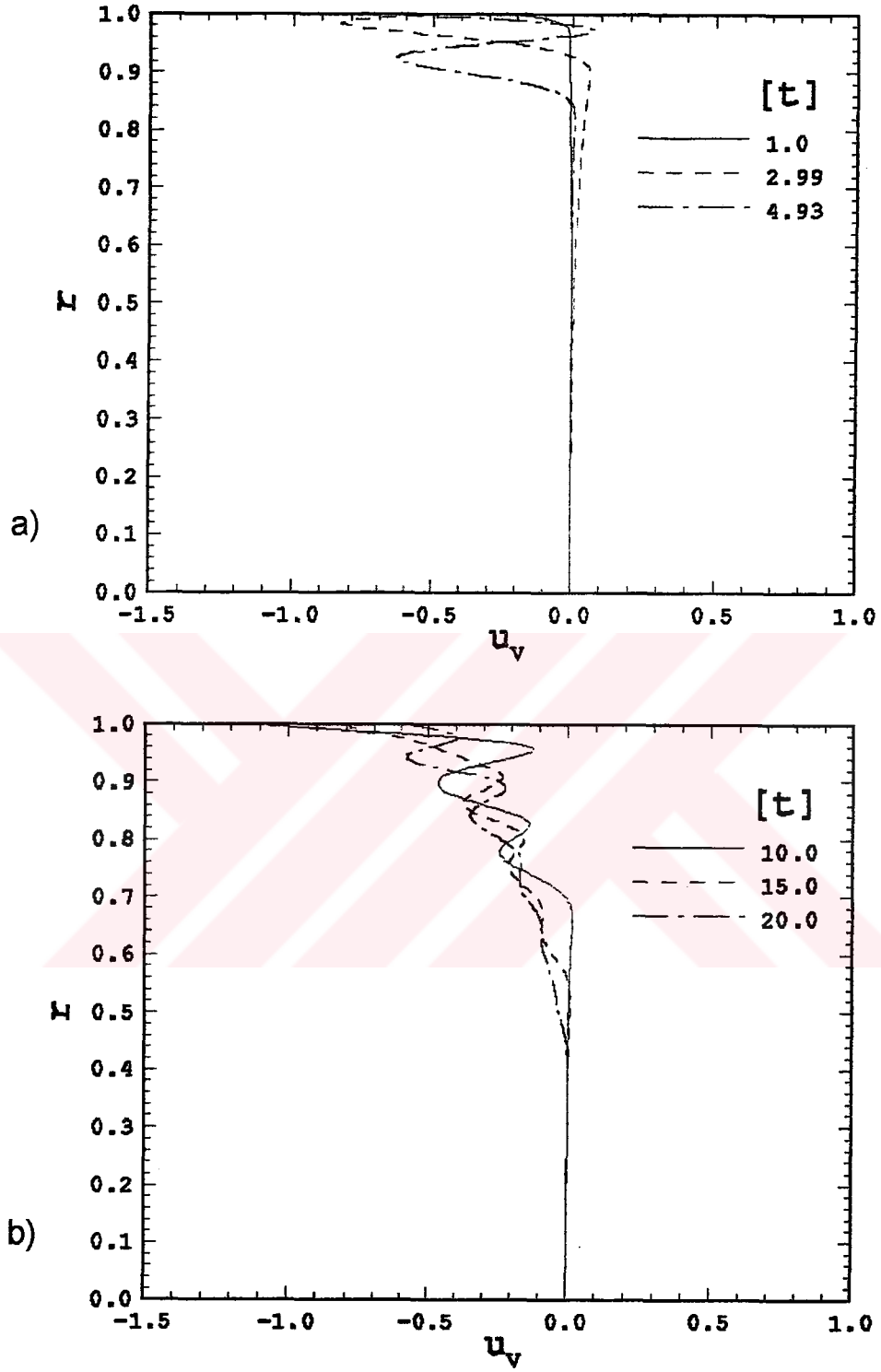
Şekil A.30 $M=0.02$, $Re=10^5$, $\omega=1.0$, $n=1$ için hesaplanan eksenel hızın anlık dönümlü bileşeninin değerinin radyal dağılımı
a) Boyutsuz zamanın 1.0, 3.0 ve 5.0 değerleri için,
b) 10.0, 15.0 ve 20.0 değerleri için



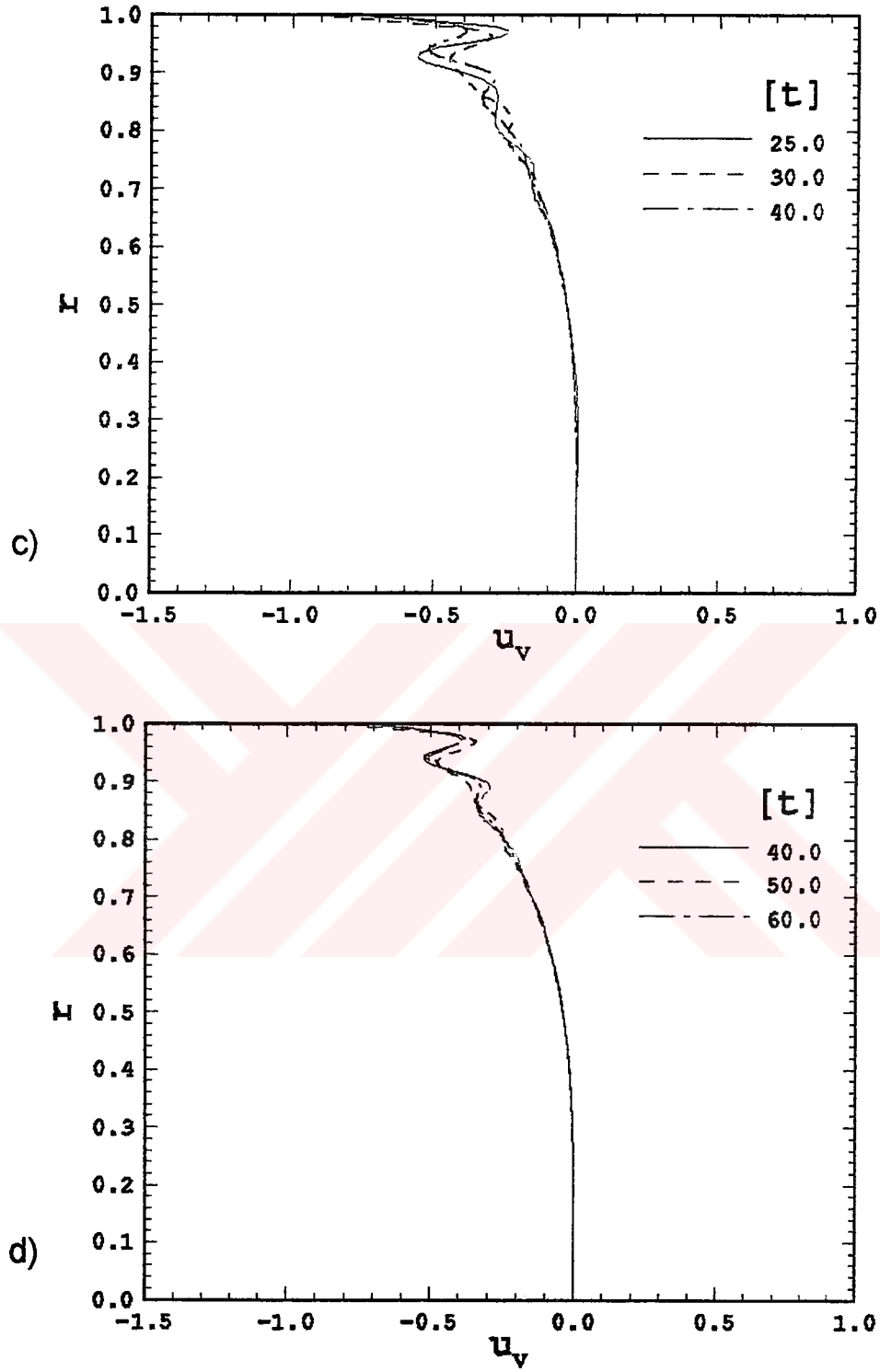
Şekil A.30 (önceki sayfadan devam)

c) Boyutsuz zamanın 25.0, 30.0 ve 40.0 değerleri için

d) 40.0, 50.0 ve 60.0 değerleri için



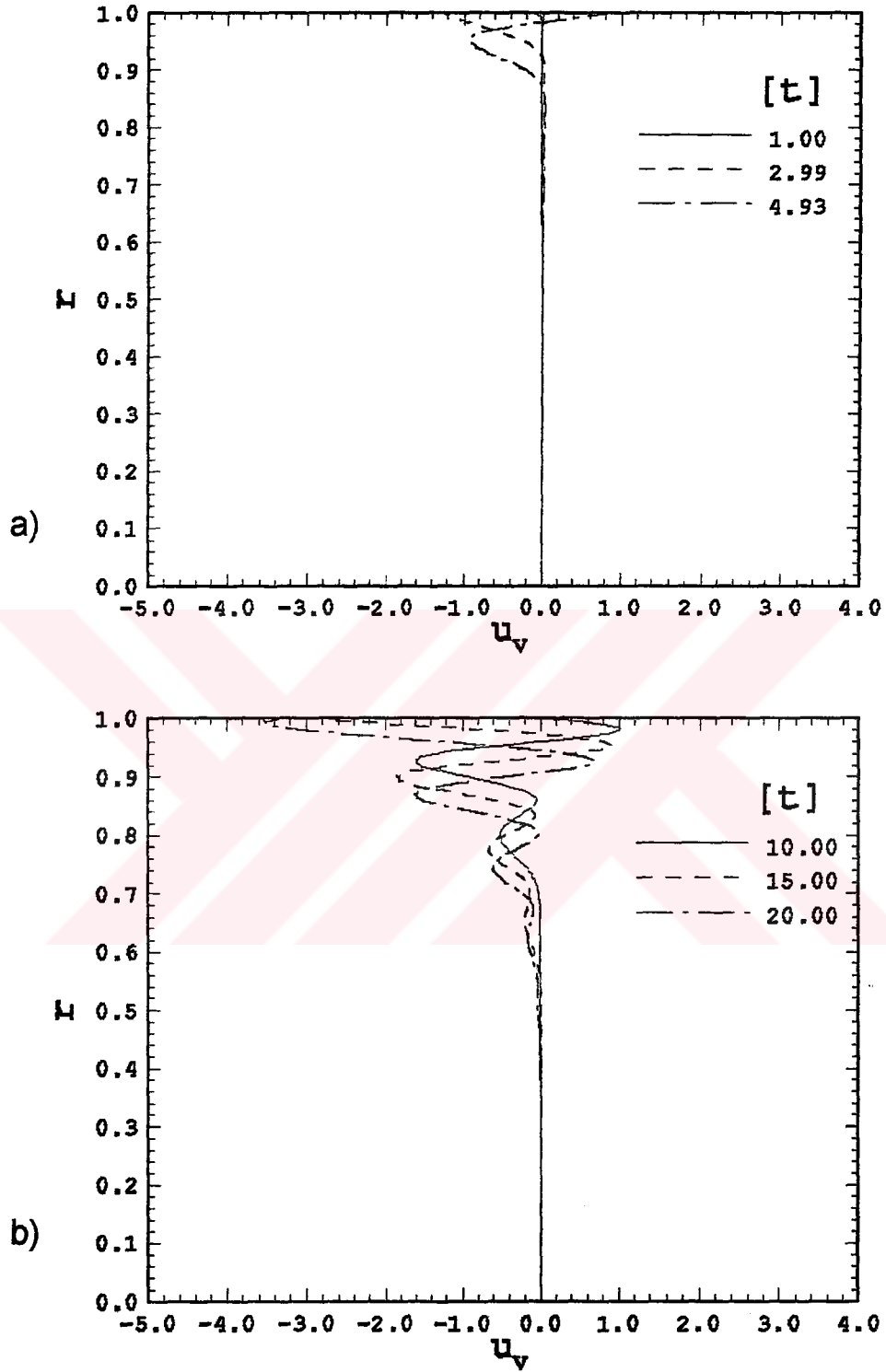
Şekil A.31 $M=0.02$, $Re=10^5$, $\omega=2.5$, $n=1$ için hesaplanan eksenel hızın anlık dönümlü bileşeninin değerinin radyal dağılımı
a) Boyutsuz zamanın 1.0, 2.99 ve 4.93 değerleri için,
b) 10.0, 15.0 ve 20.0 değerleri için.



Şekil A.31 (önceki sayfadan devam)

c) Boyutsuz zamanın 25.0, 30.0 ve 40.0 değerleri için

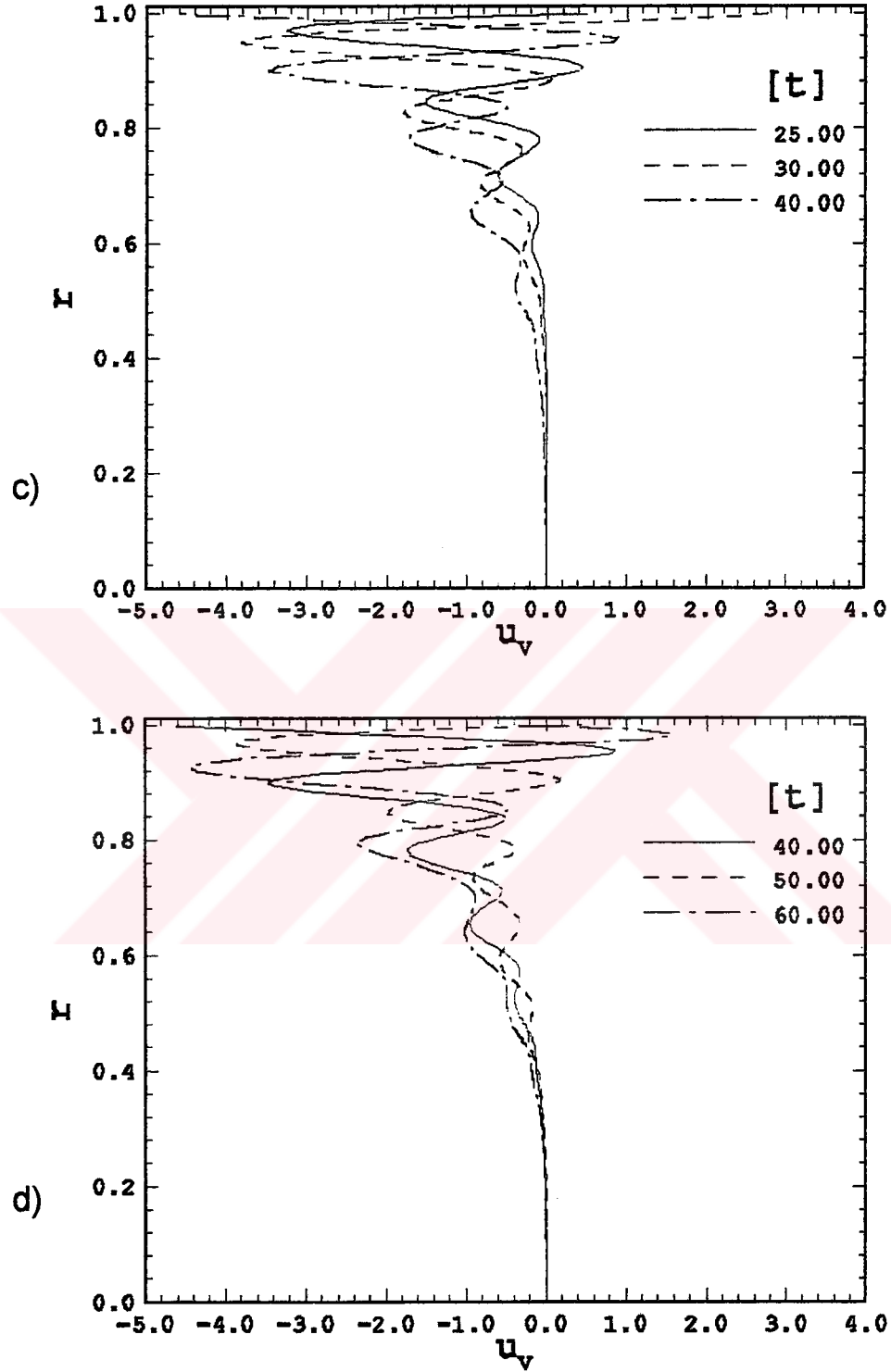
d) 40.0, 50.0 ve 60.0 değerleri için



Şekil A.32 $M=0.02$, $Re=10^5$, $\omega=1.5$, $n=1$ için hesaplanan eksenel hızın anlık dönümlü bileşeninin değerinin radyal dağılımı.

a) Boyutsuz zamanın 1.0, 2.99 ve 4.93 değerleri için,

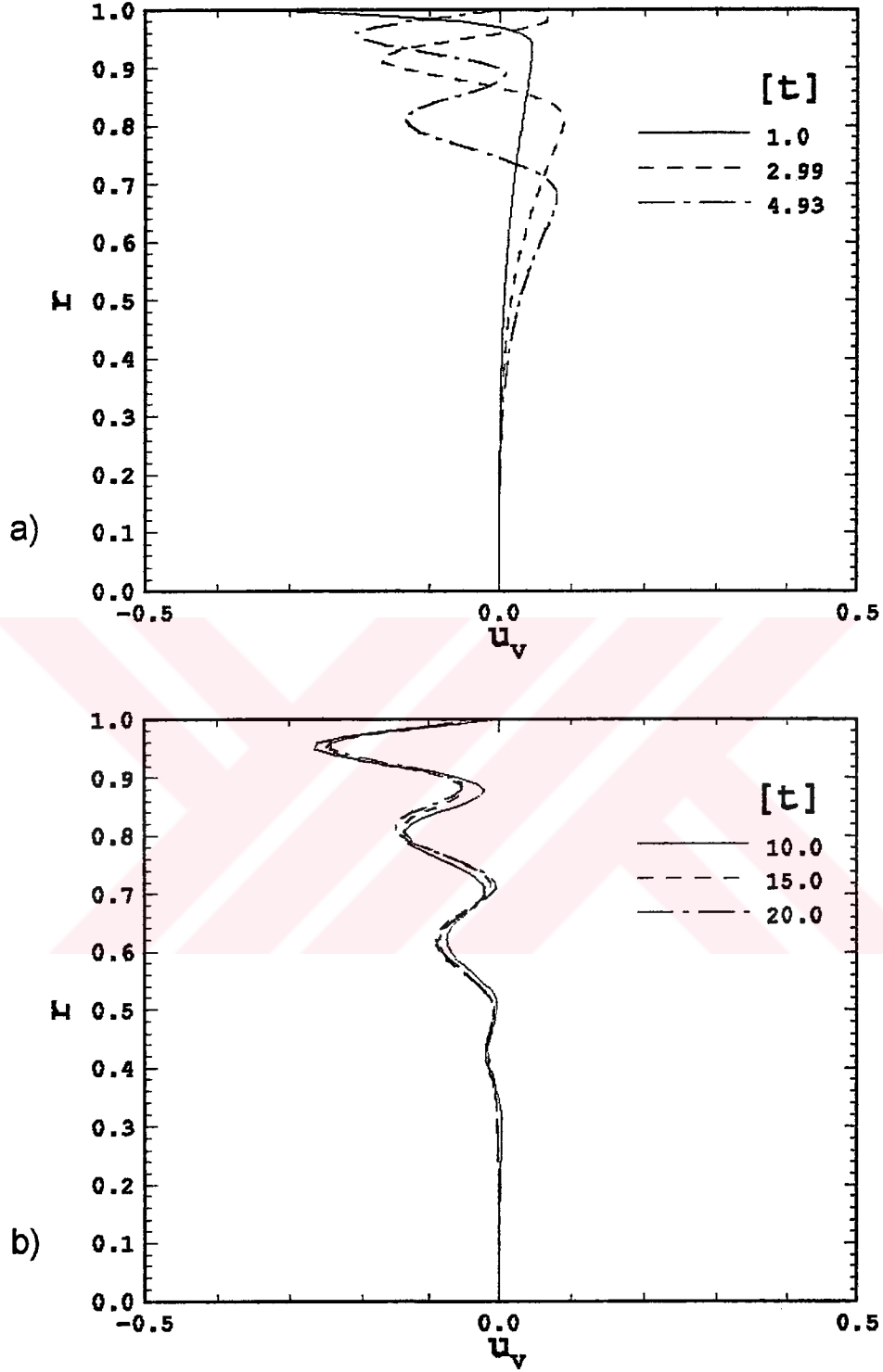
b) 10.0, 15.0 ve 20.0 değerleri için.



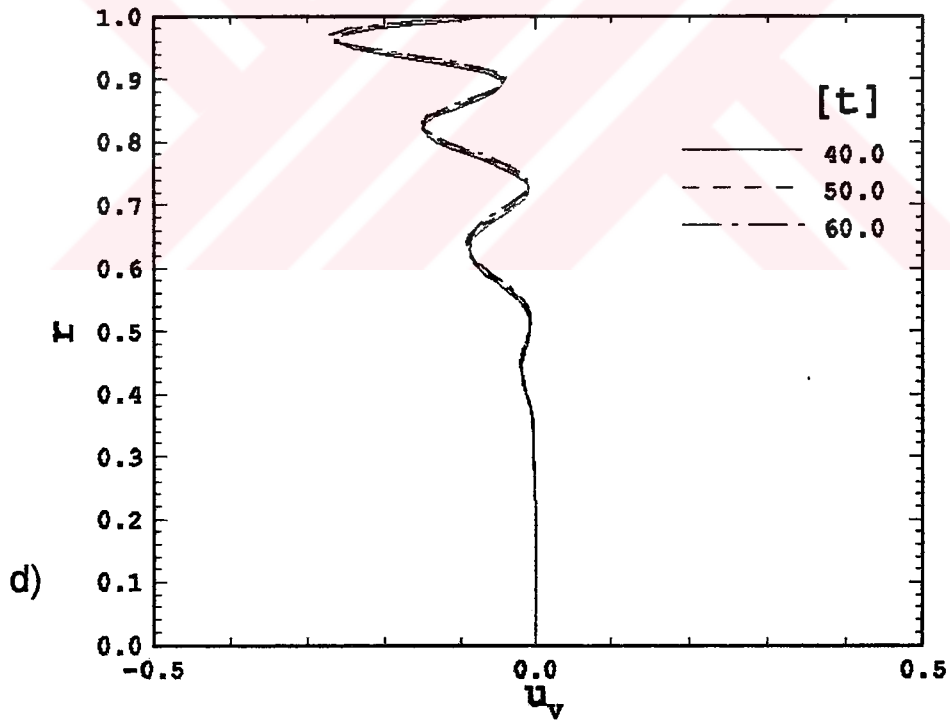
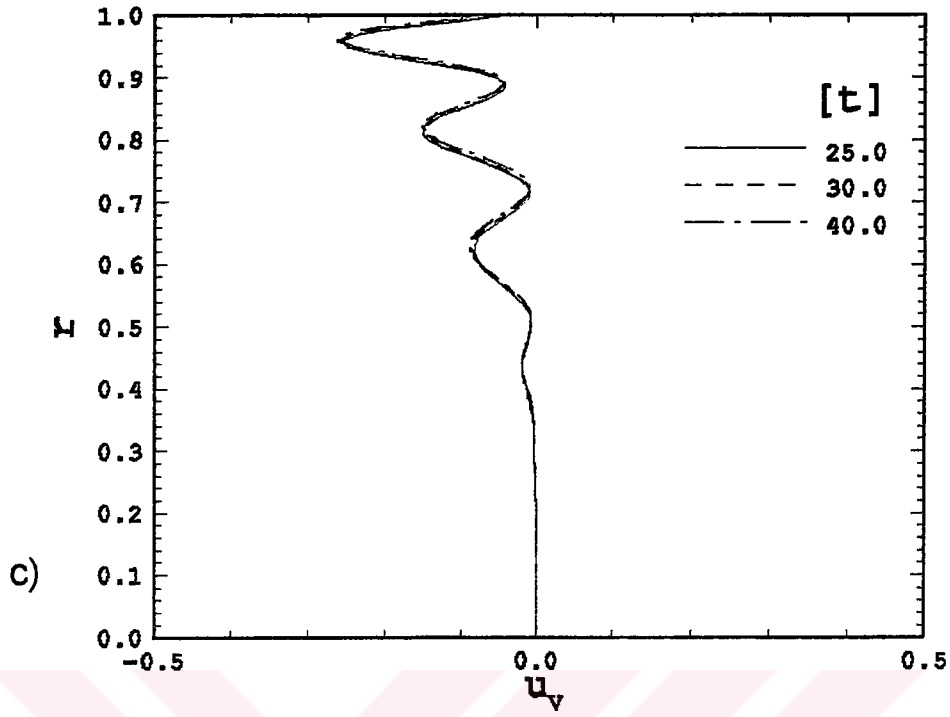
Şekil A.32 (önceki sayfadan devam)

c) Boyutsuz zamanın 25.0, 30.0 ve 40.0 değerleri için

d) 40.0, 50.0 ve 60.0 değerleri için



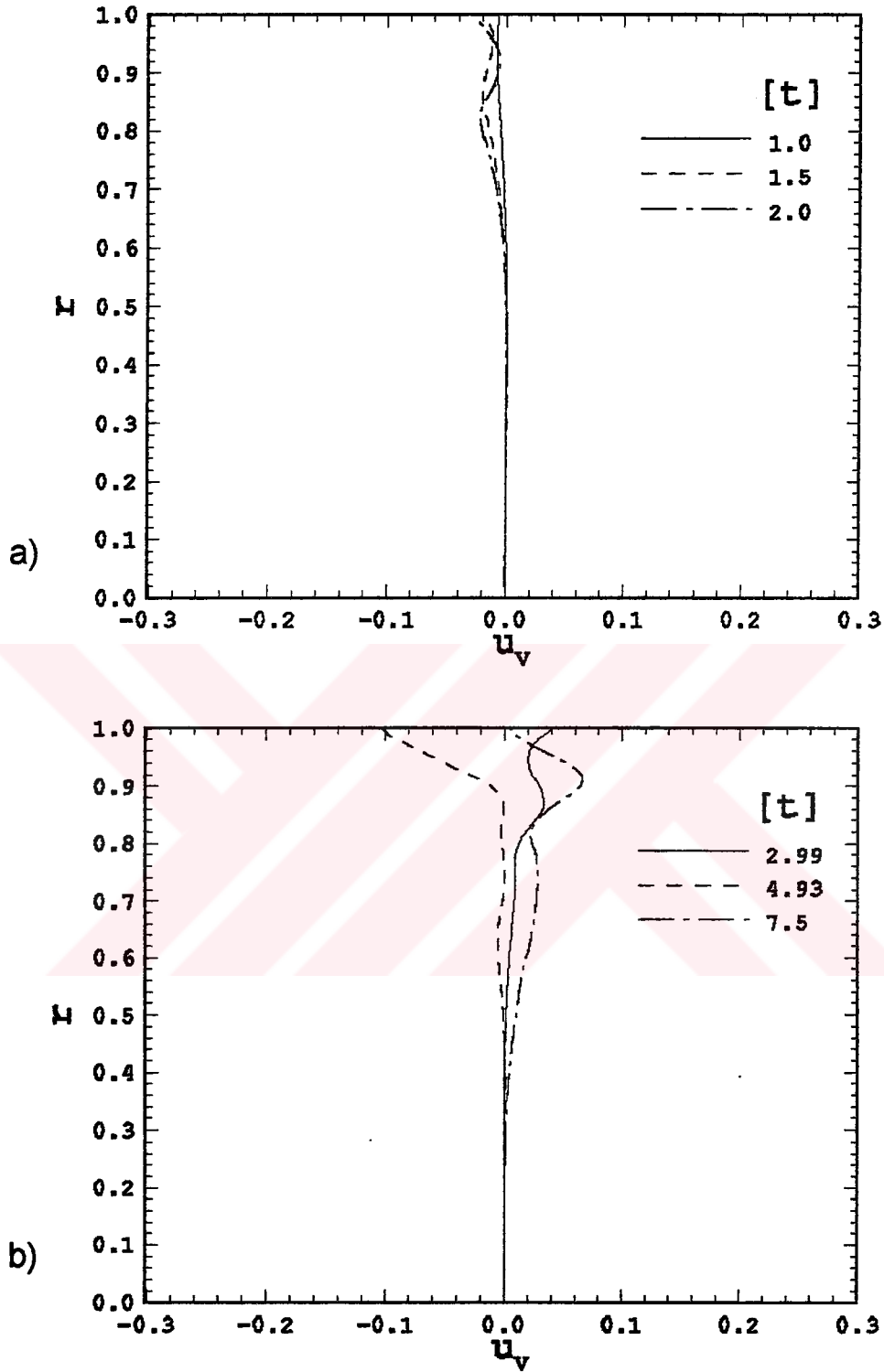
Şekil A.33 $M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega=2.5$, $n=3$ için hesaplanan eksenel hızın anlık dönümlü bileşeninin değerinin radyal dağılımları:
a) Boyutsuz zamanın 1.0, 2.99 ve 4.93 değerleri için,
b) 10.0, 15.0 ve 20.0 değerleri için



Şekil A.33 (önceki sayfadan devam)

c) Boyutsuz zamanın 25.0, 30.0 ve 40.0 değerleri için,

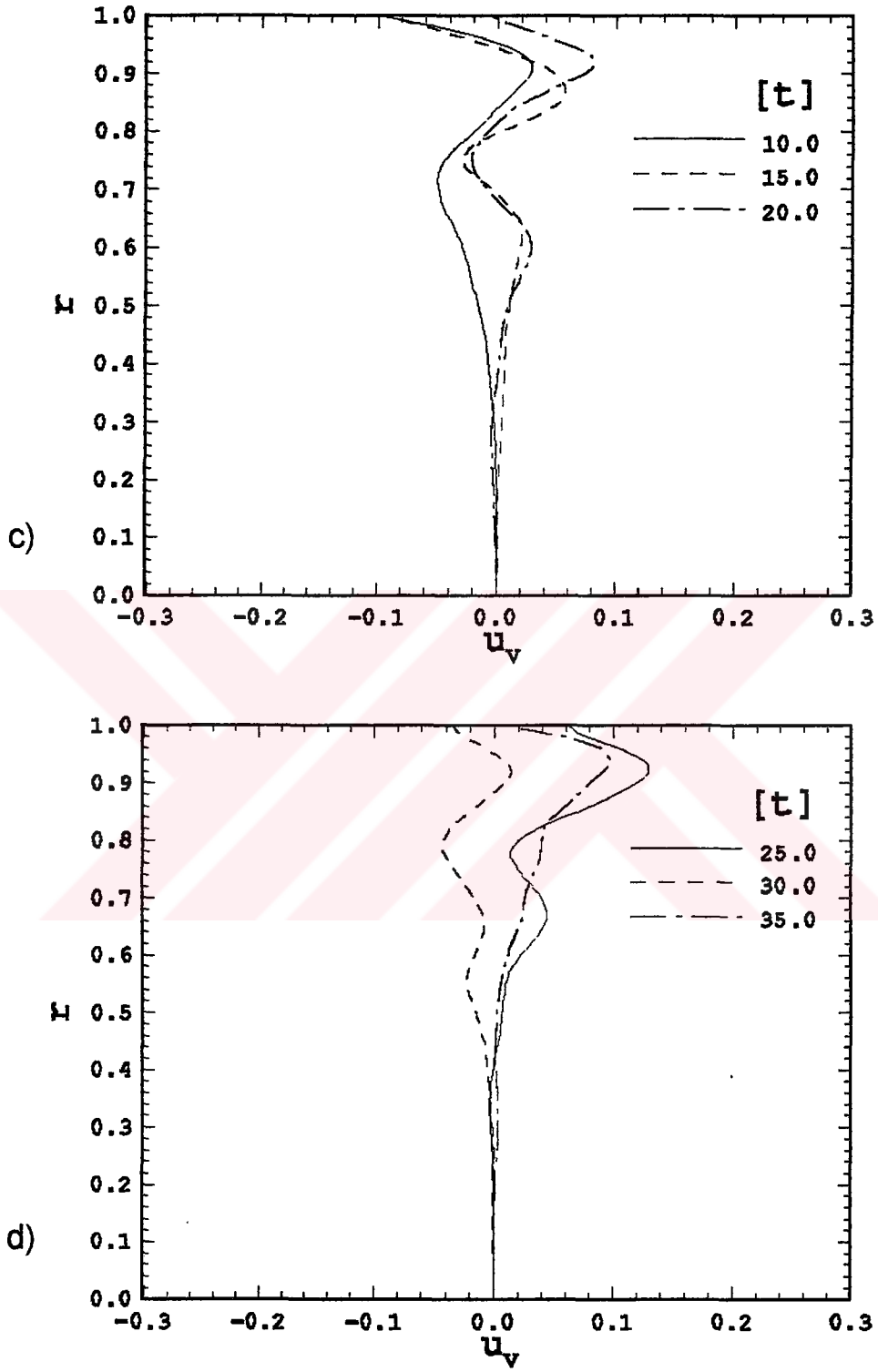
d) 40.0, 50.0 ve 60.0 değerleri için.



Şekil A.34 $M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega_1=1.0$, $\omega_2=1.2$, $\omega_3=2.0$, $\omega_4=2.5$, $\omega_5=1.8$, $n=25$ için hesaplanan eksenel hızın anlık dönümlü bileşeninin değerinin radyal dağılımı

a) Boyutsuz zamanın 1.0, 1.5 ve 2.0 değerleri için

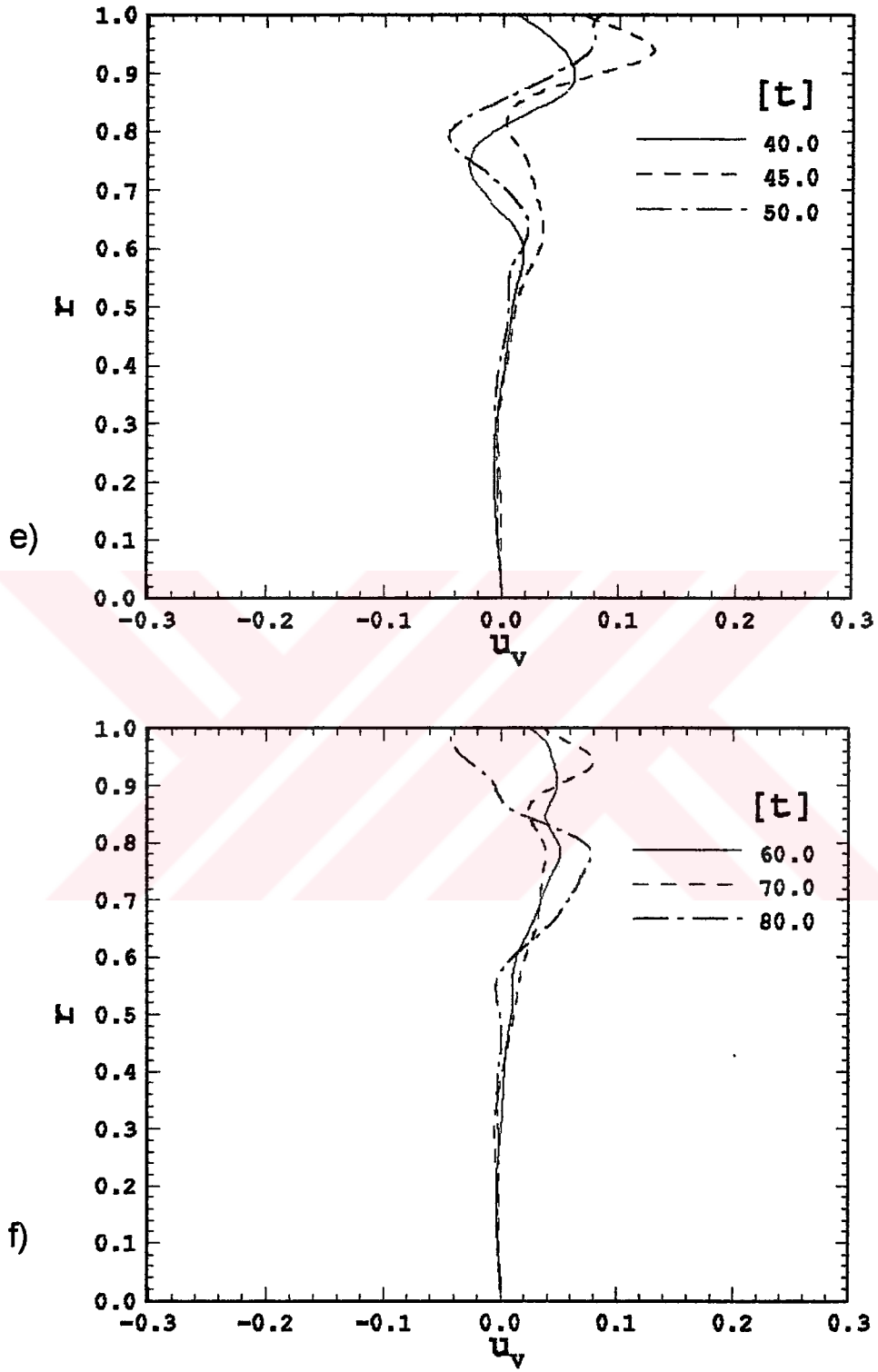
b) 2.99, 4.93 ve 7.5 değerleri için



Şekil A.34 (önceki sayfadan devam)

c) Boyutsuz zamanın 10.0, 15.0 ve 20.0 değerleri için

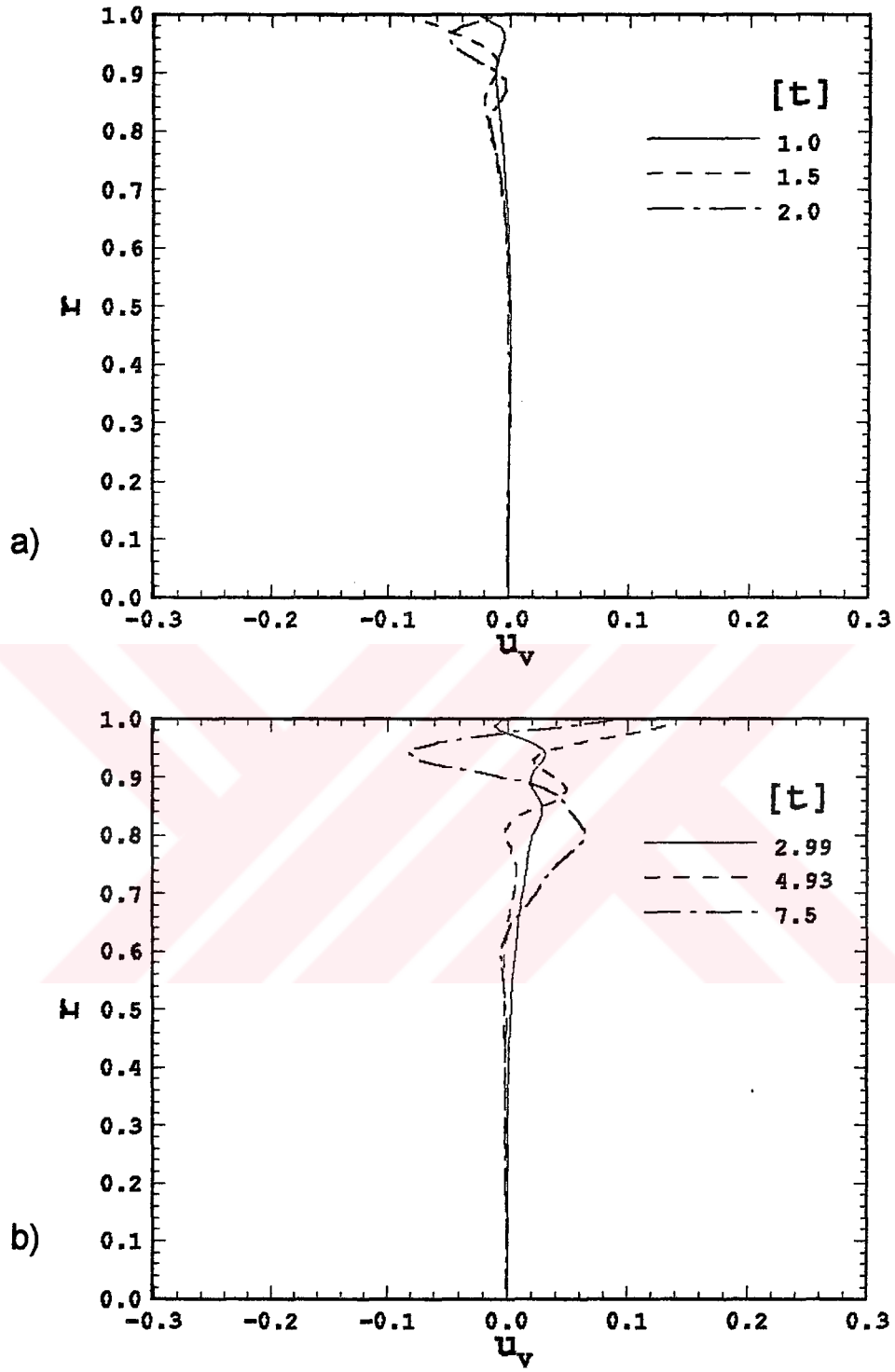
d) 25.0, 30.0 ve 35.0 değerleri için.



Şekil A.34 (önceki sayfadan devam)

e) Boyutsuz zamanın 40.0, 45.0 ve 50.0 değerleri için,

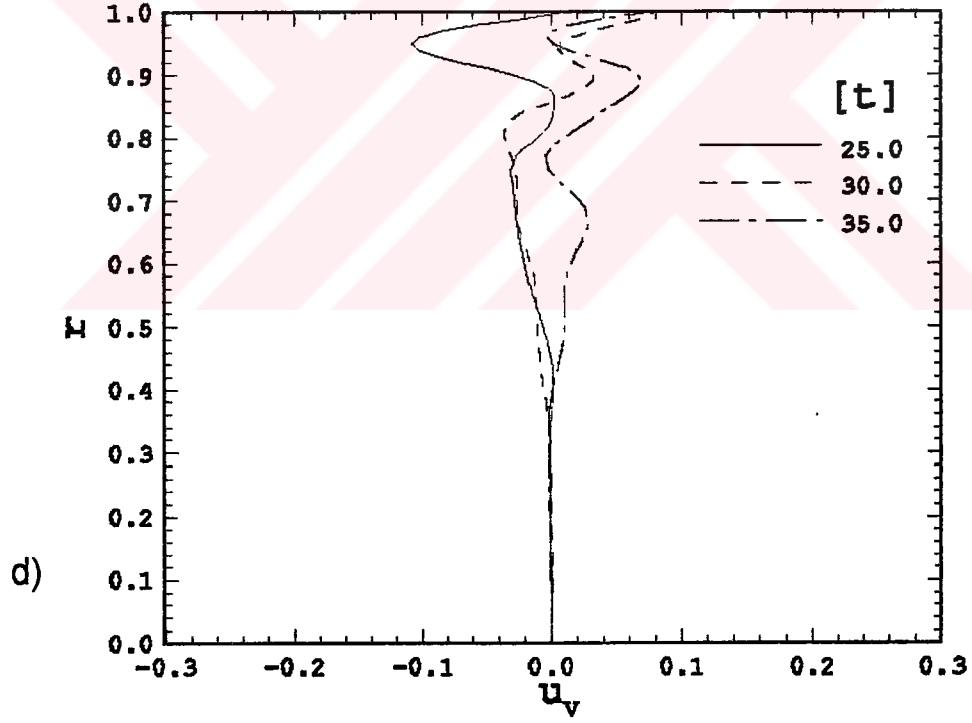
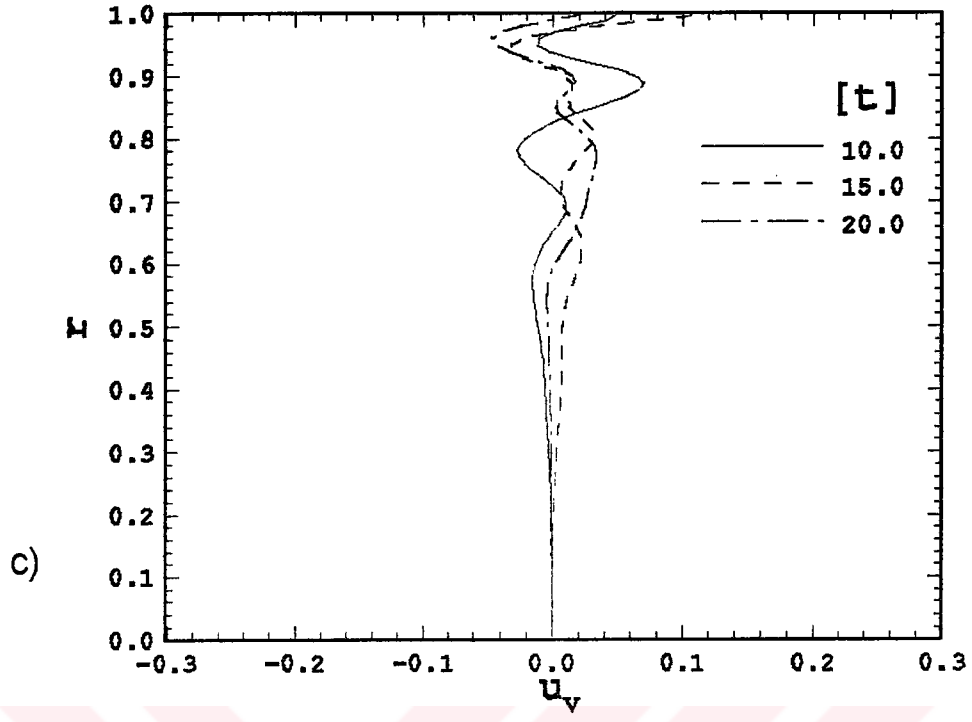
f) 60.0, 70.0 ve 80.0 değerleri için.



Şekil A.35 $M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega_1=1.8$, $\omega_2=1.0$, $\omega_3=2.5$, $\omega_4=5.0$, $\omega_5=4.0$, $n=25$ için hesaplanan eksenel hızın anlık dönümlü bileşeninin değerinin radyal dağılımı

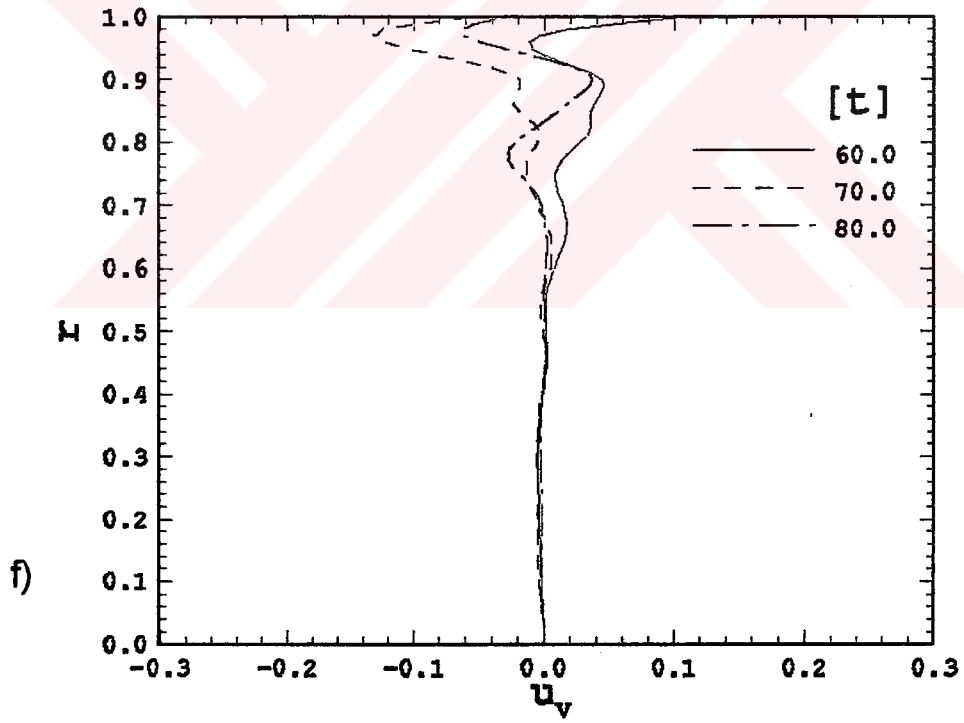
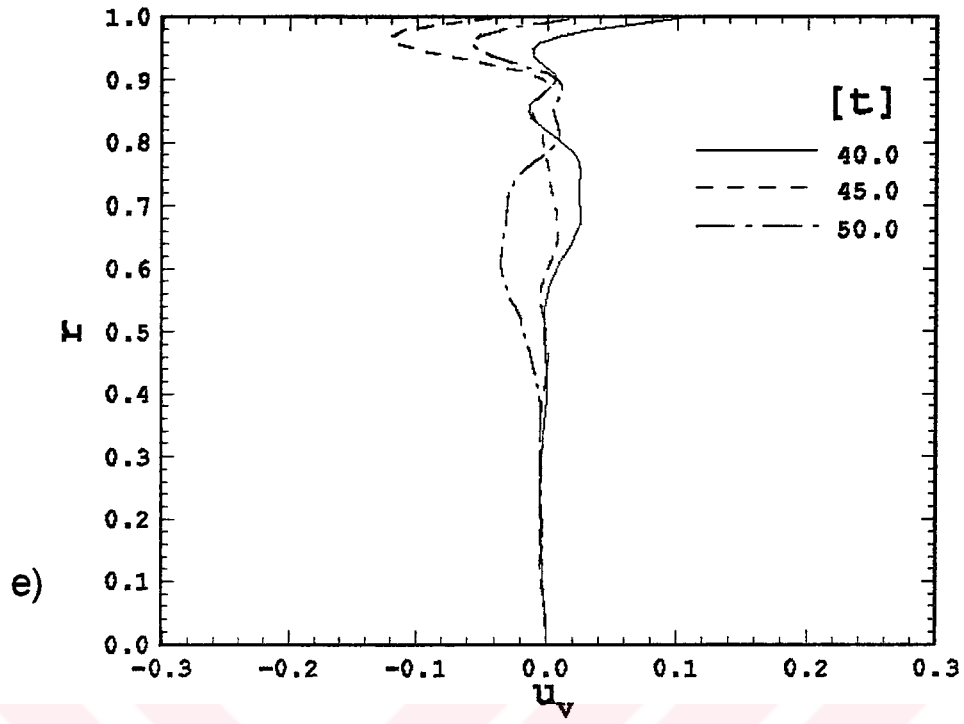
a) Boyutsuz zamanın 1.0, 1.5 ve 2.0 değerleri için,

b) 2.99, 4.93 ve 7.5 değerleri için



Şekil A.35 (önceki sayfadan devam)

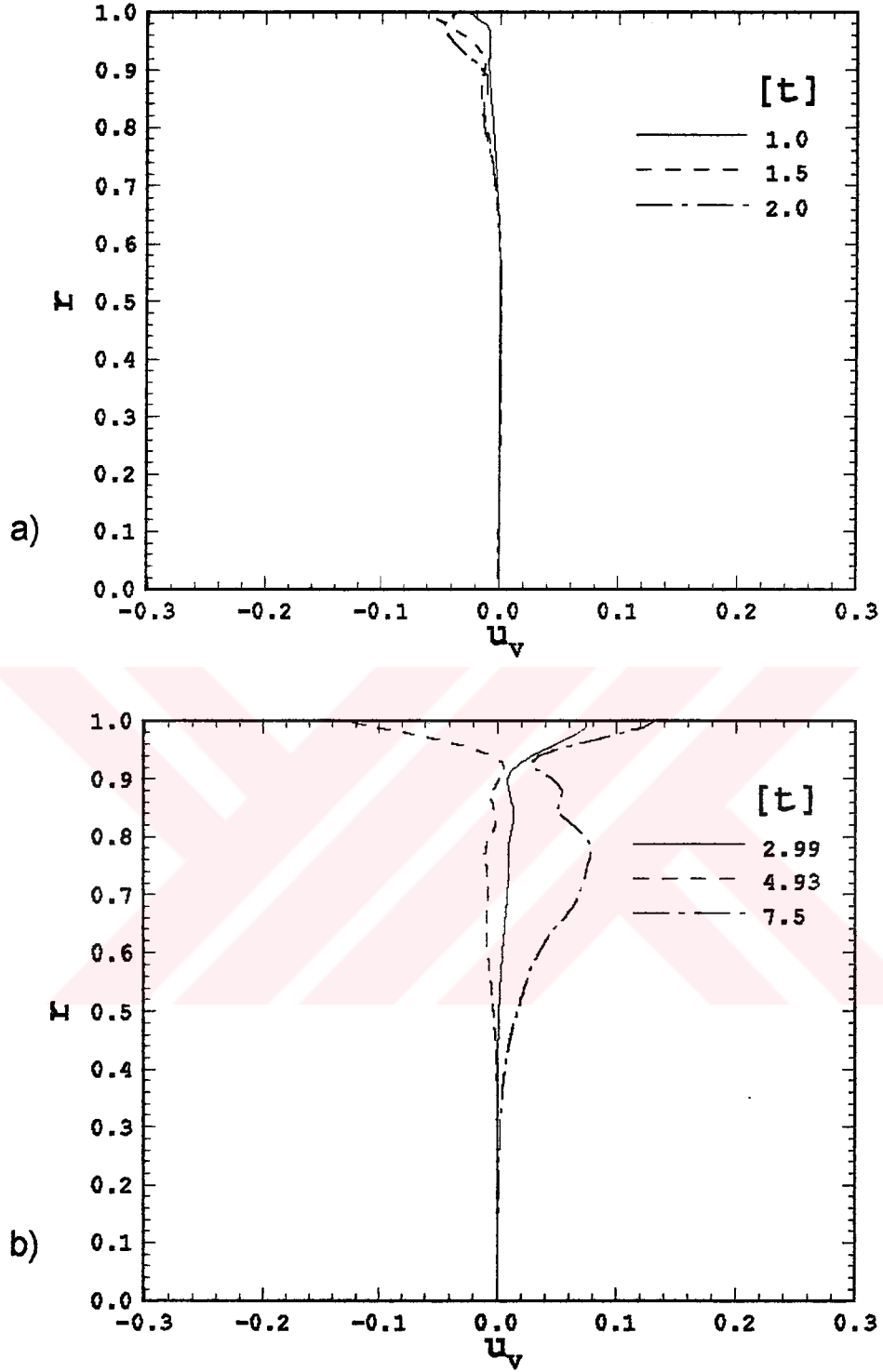
c) Boyutsuz zamanın 10.0, 15.0 ve 20.0 değerleri için,
 d) 25.0, 30.0 ve 35.0 değerleri için



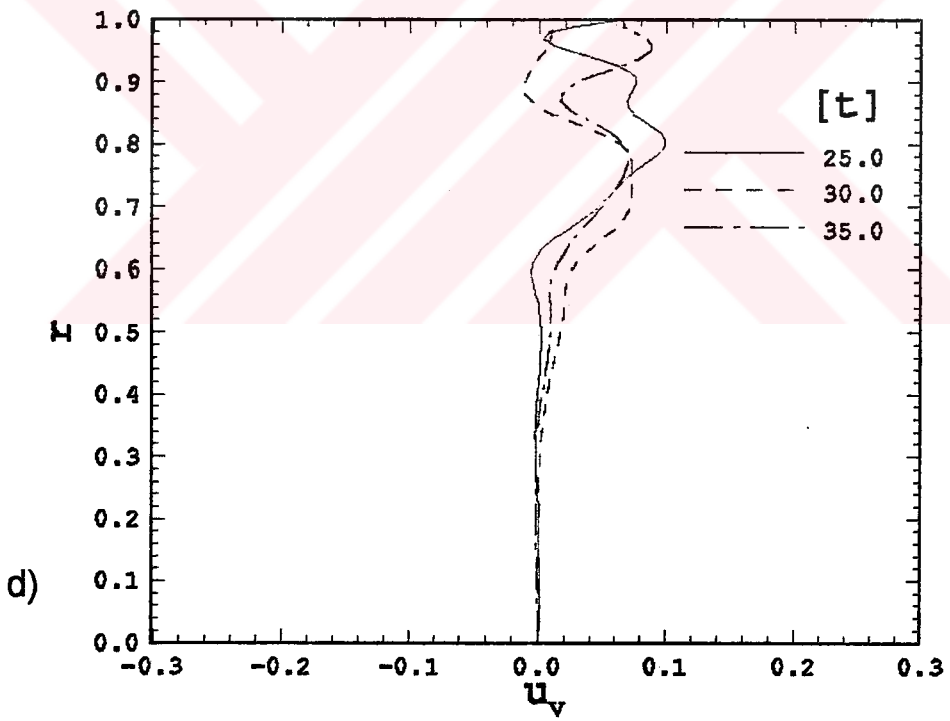
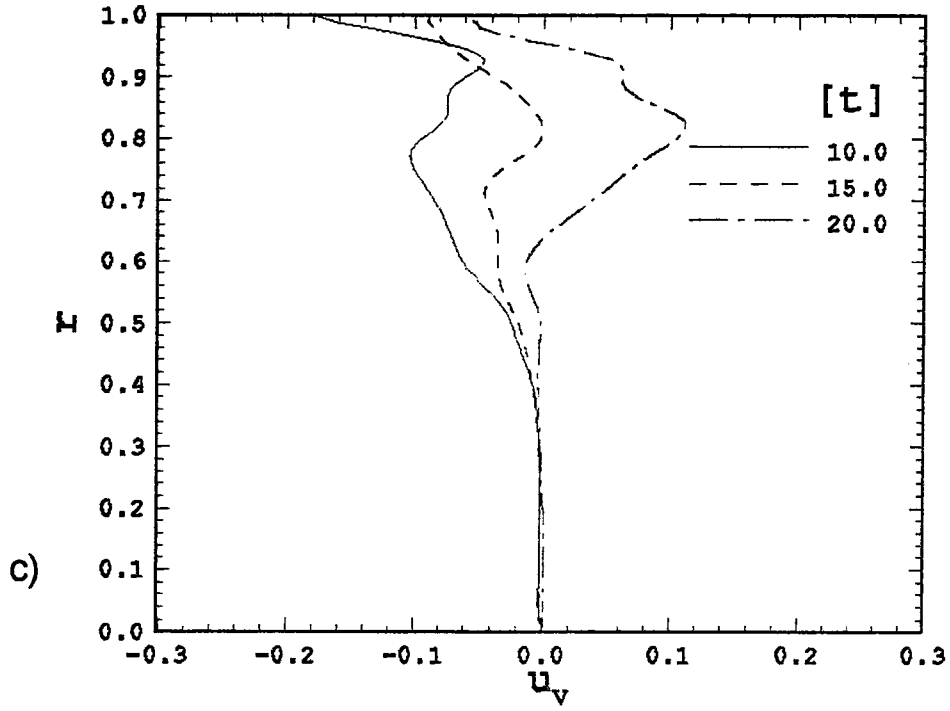
Şekil A.35 (önceki sayfadan devam)

e) Boyutsuz zamanın 40.0, 45.0 ve 50.0 değerleri için,

f) 60.0, 70.0 ve 80.0 değerleri için



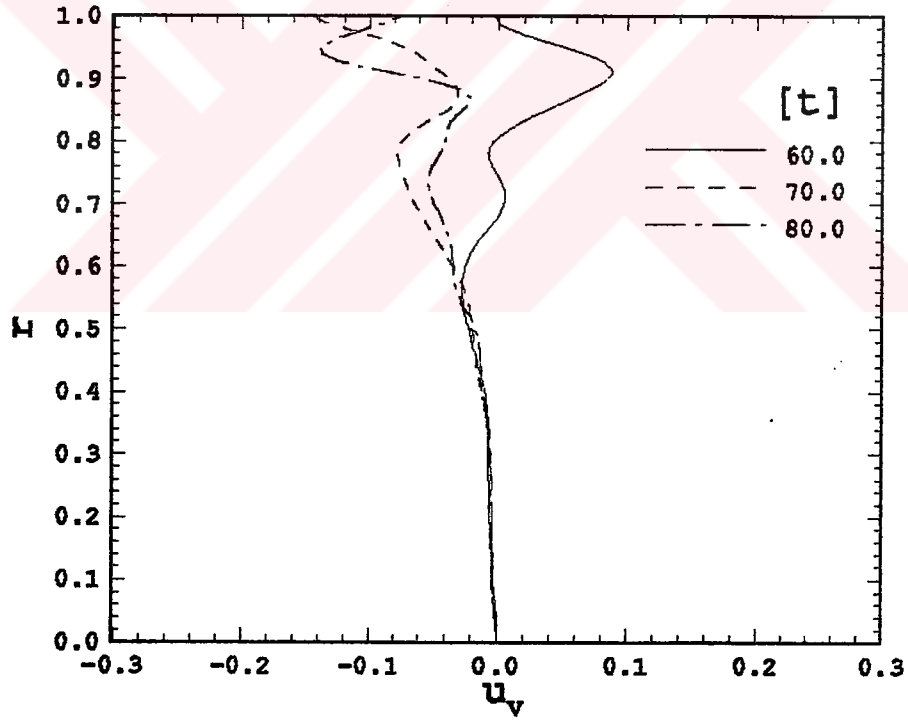
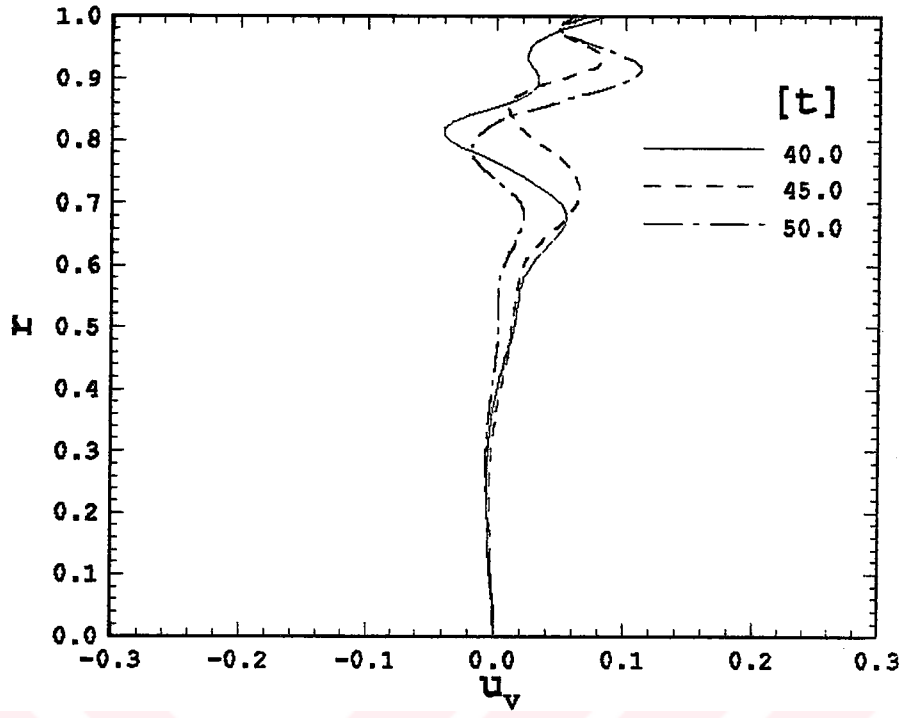
Şekil A.36 $M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega_1=4.25$, $\omega_2=1.35$, $\omega_3=2.0$, $\omega_4=3.8$, $\omega_5=2.75$, $n=25$ için hesaplanan eksenel hızın anlık dönümlü bileşeninin değerinin radyal dağılımı
a) Boyutsuz zamanın 1.0, 1.5 ve 2.0 değerleri için,
b) 2.99, 4.93 ve 7.5 değerleri için



Şekil A.36 (önceki sayfadan devam)

c) Boyutsuz zamanın 10.0, 15.0 ve 20.0 değerleri için,

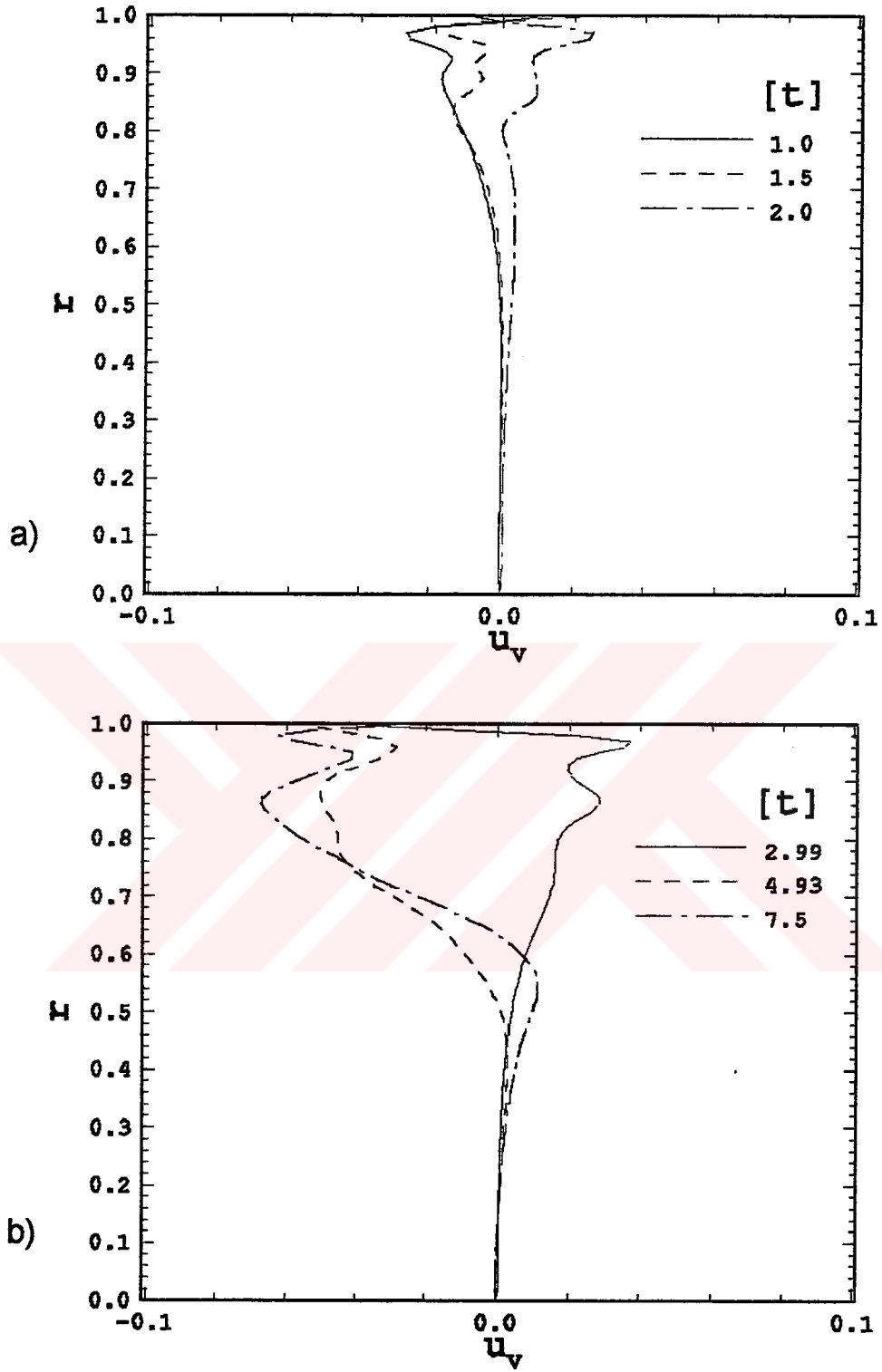
d) 25.0, 30.0 ve 35.0 değerleri için



Şekil A.36 (önceki sayfadan devam)

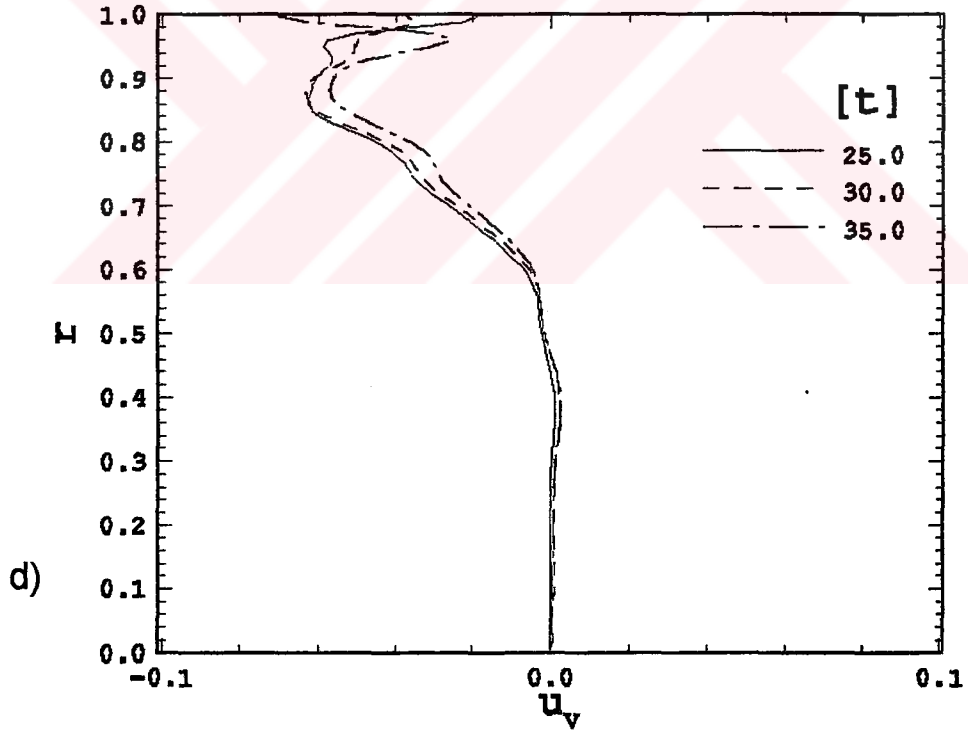
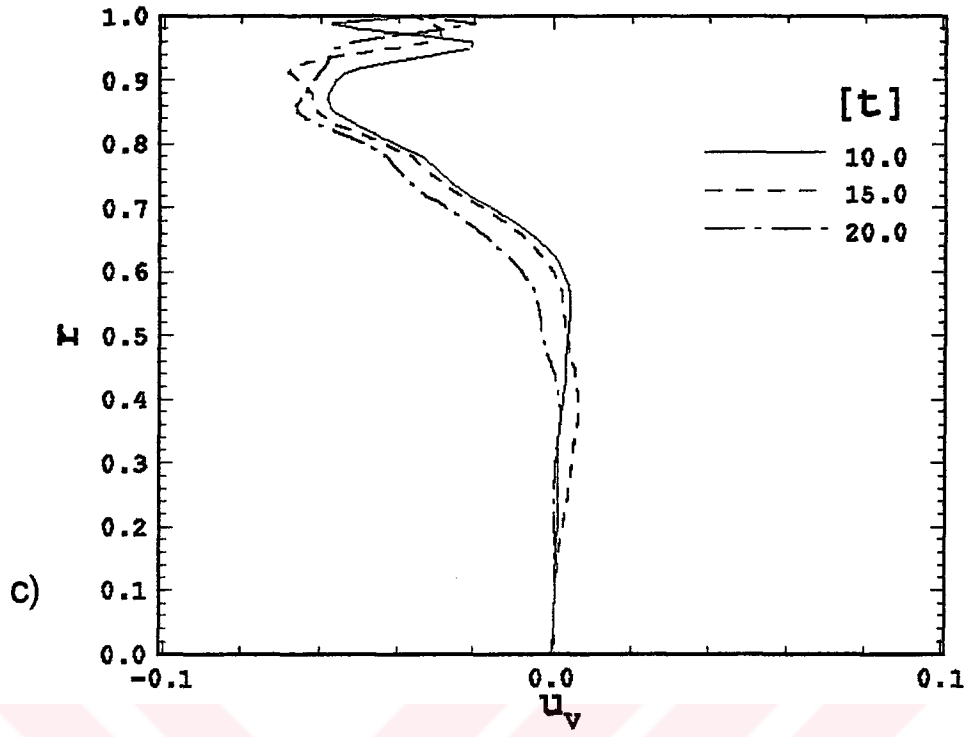
e) Boyutsuz zamanın 40.0, 45.0 ve 50.0 değerleri için,

f) 60.0, 70.0 ve 80.0 değerleri için



Şekil A.37 $M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega_1=6.25$, $\omega_2=2.5$, $\omega_3=7.3$, $\omega_4=11.75$, $\omega_5=10.25$, $n=25$ için hesaplanan aksel hız anlık dönümlü bileşeninin değerinin radyal dağılımı

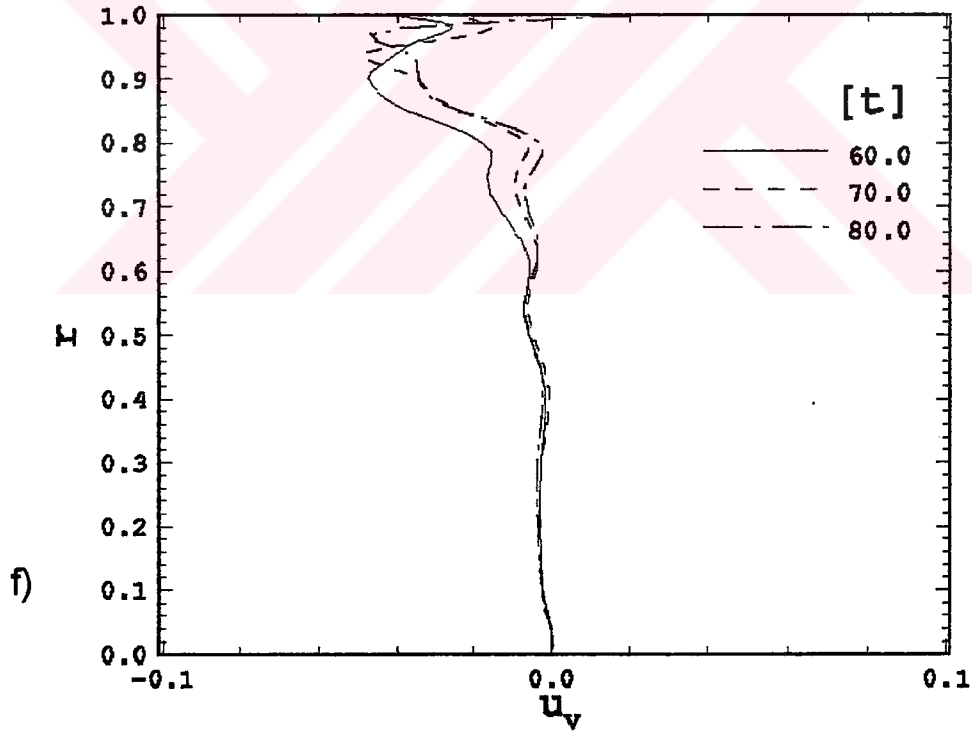
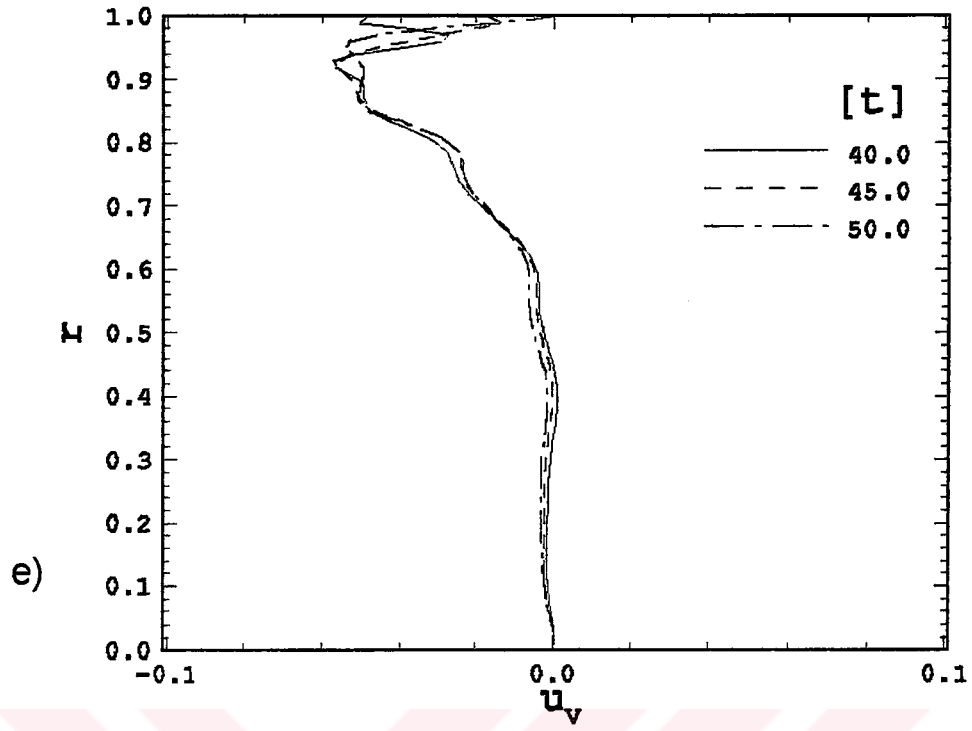
- a) Boyutsuz zamanın 1.0, 1.5 ve 2.0 değerleri için,
 b) 2.99, 4.93 ve 7.5 değerleri için



Şekil A.37 (önceki sayfadan devam)

c) Boyutsuz zamanın 10.0, 15.0 ve 20.0 değerleri için,

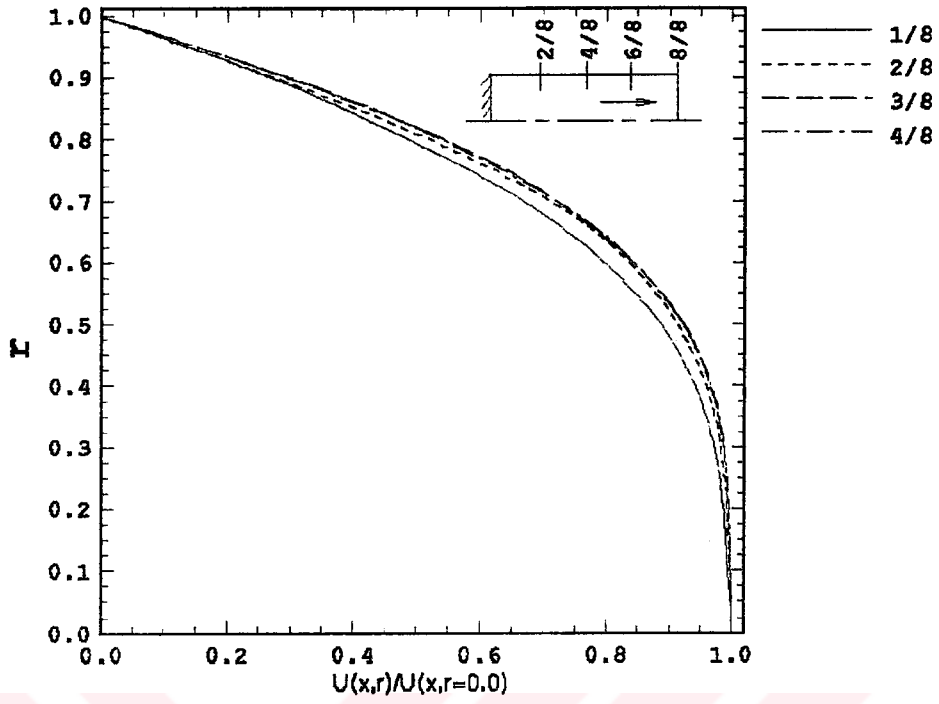
d) 25.0, 30.0 ve 35.0 değerleri için



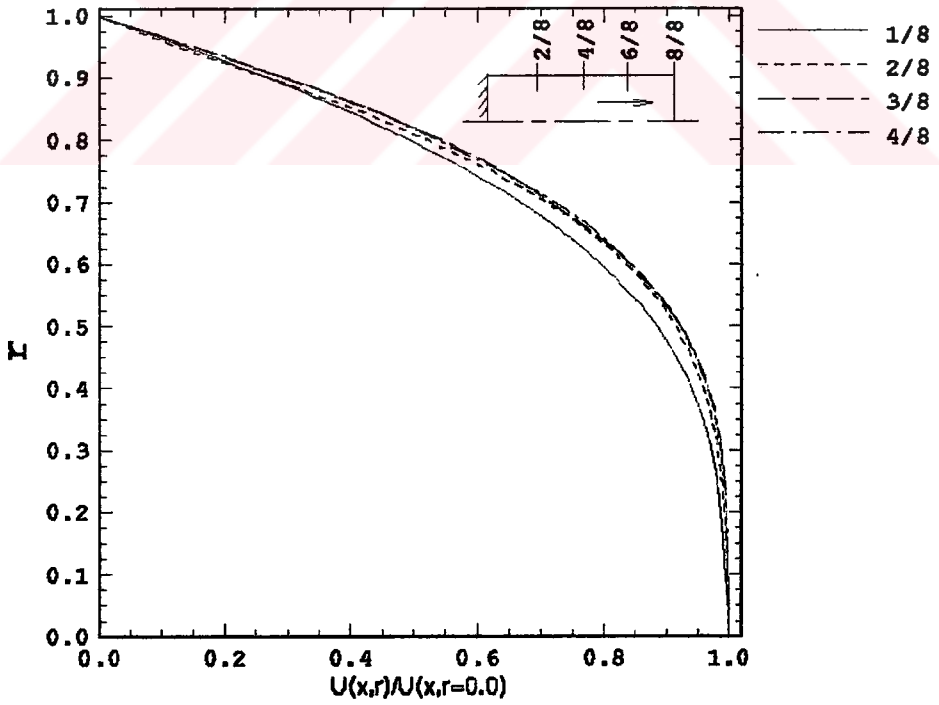
Şekil A.37 (önceki sayfadan devam)

e) Boyutsuz zamanın 40.0, 45.0 ve 50.0 değerleri için,

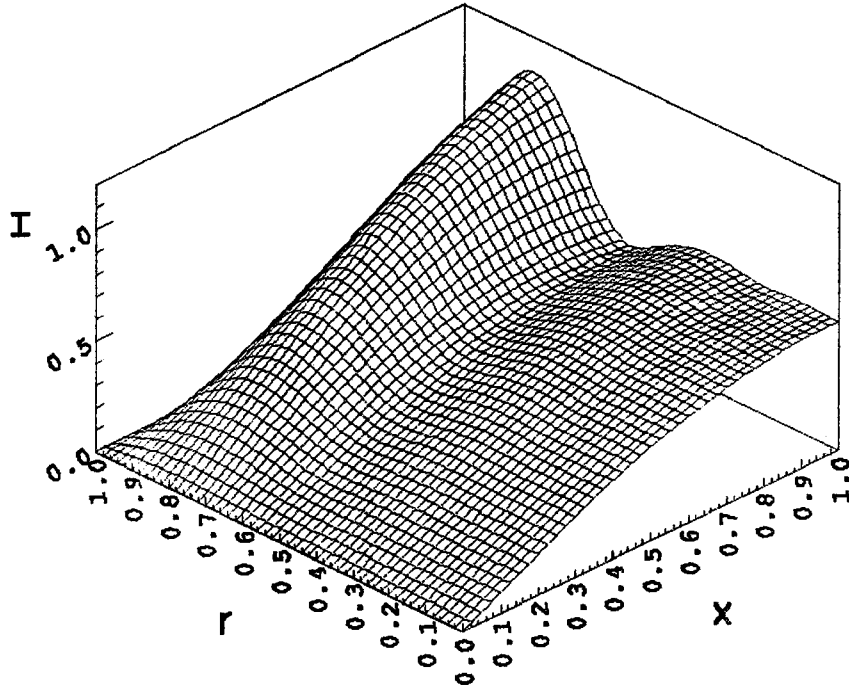
f) 60.0, 70.0 ve 80.0 değerleri için.



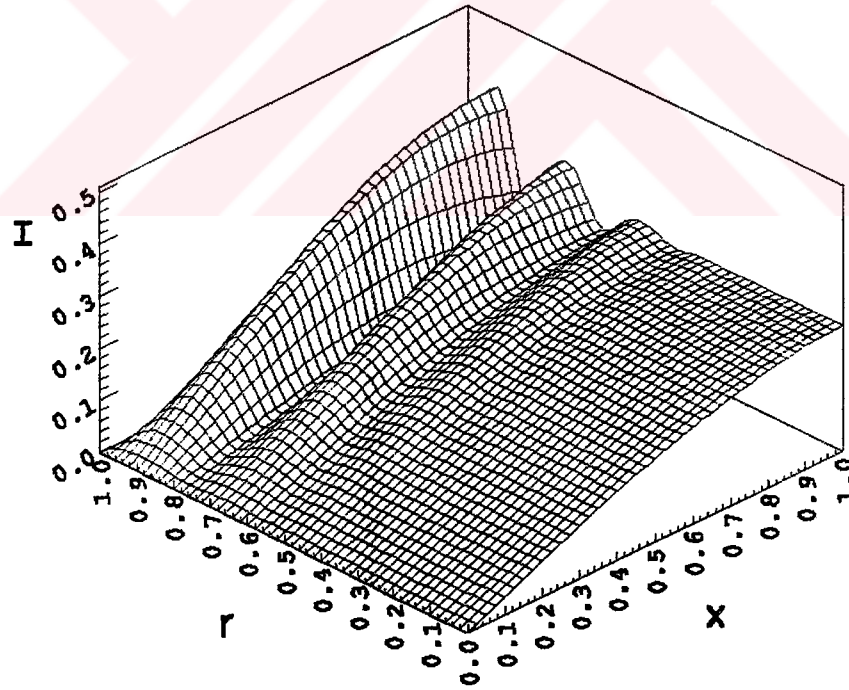
Şekil A.38 $M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega_1=1.8$, $\omega_2=1.0$, $\omega_3=2.5$, $\omega_4=5.0$, $\omega_5=4.0$, $n=25$ için hesaplanan normalize edilmiş eksenel ortalama hız değerlerinin çeşitli kesitlerdeki radyal dağılımı



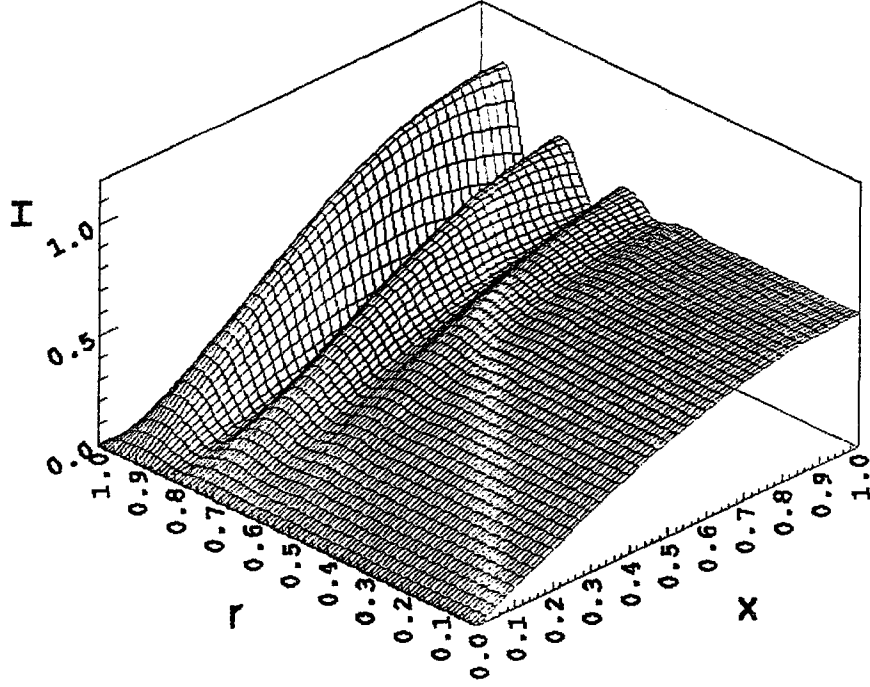
Şekil A.39 $M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega_1=4.25$, $\omega_2=1.35$, $\omega_3=2.0$, $\omega_4=3.8$, $\omega_5=2.75$, $n=25$ için hesaplanan normalize edilmiş eksenel ortalama hız değerlerinin çeşitli kesitlerdeki radyal dağılımı



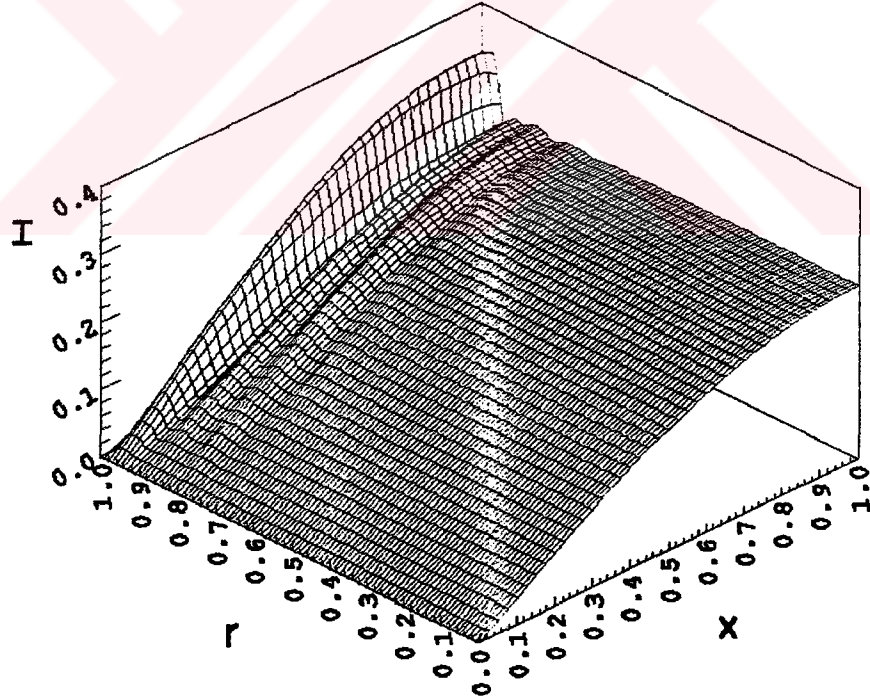
Şekil A.40 $M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega=1.0$, $n=1$ için hesaplanan eksenel hızdaki çalkantı şiddetinin (I) eksenel simetrik geometrideki dağılımı



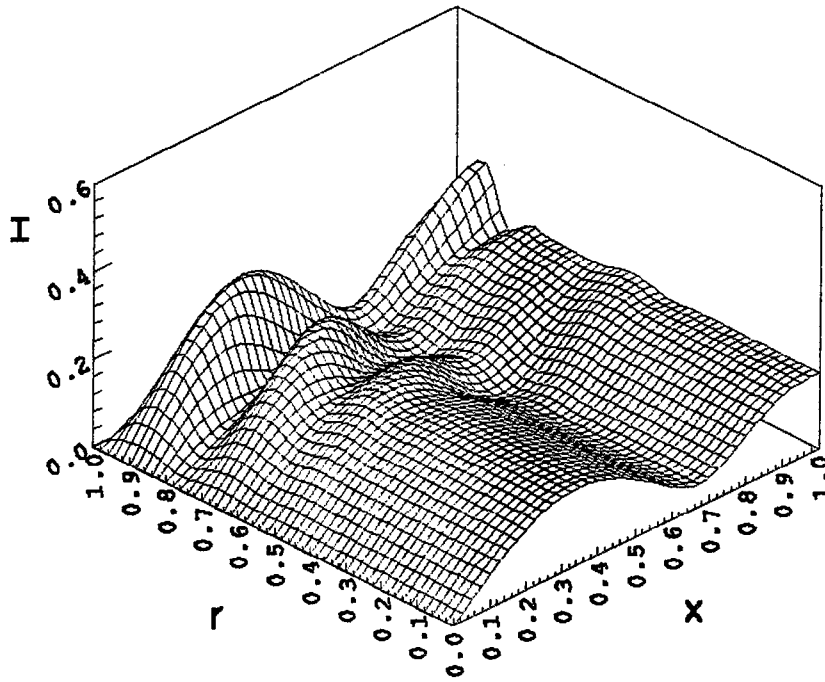
Şekil A.41 $M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega=2.5$, $n=1$ için hesaplanan eksenel hızdaki çalkantı şiddetinin (I) eksenel simetrik geometrideki dağılımı



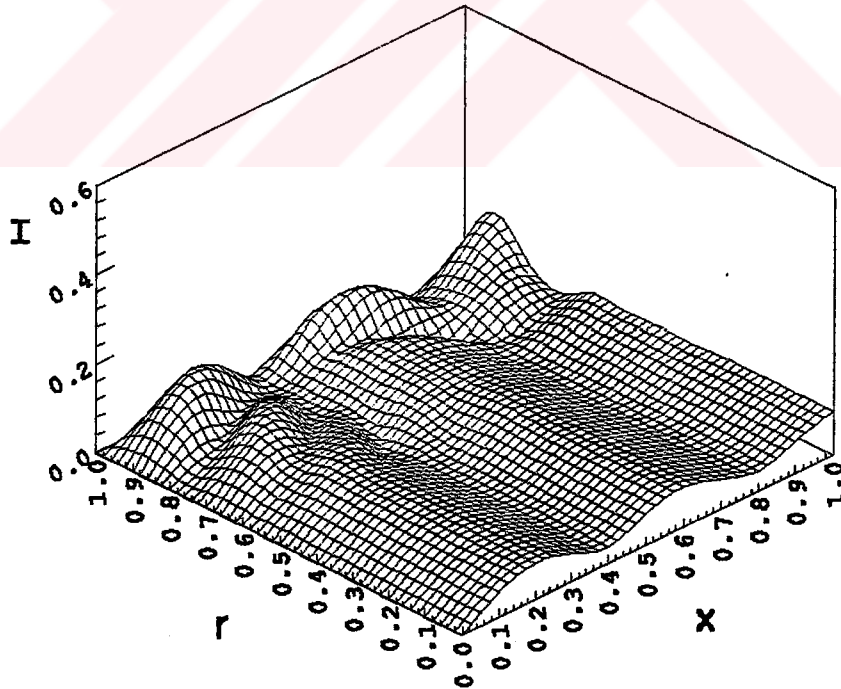
Şekil A.42 $M=0.02$, $Re=10^5$, $\omega=1.0$, $n=1$ için hesaplanan eksenel hızdaki çalkantı şiddetinin (I) eksenel simetrik geometrideki dağılımı



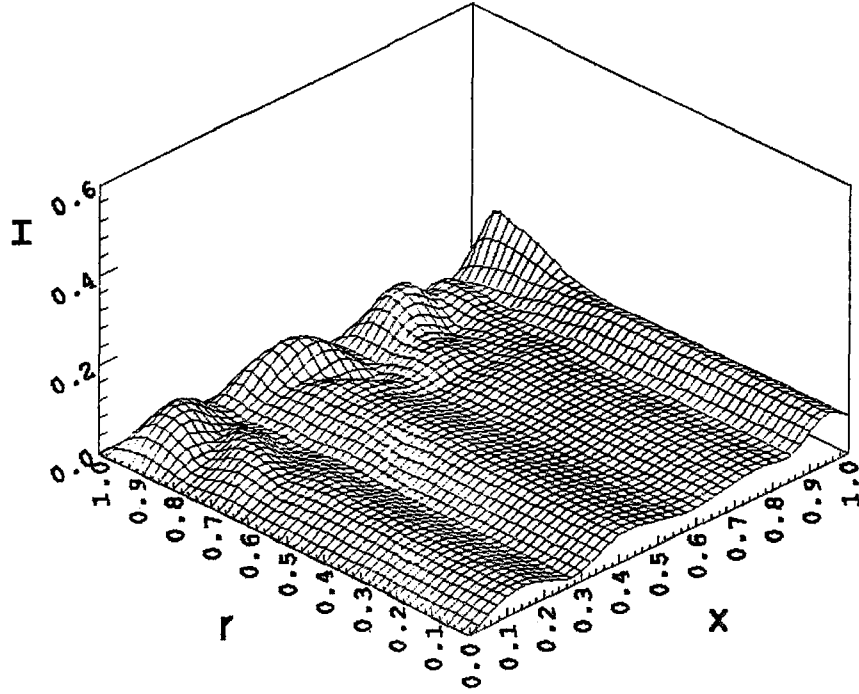
Şekil A.43 $M=0.02$, $Re=10^5$, $\omega=2.5$, $n=1$ için hesaplanan eksenel hızdaki çalkantı şiddetinin (I) eksenel simetrik geometrideki dağılımı



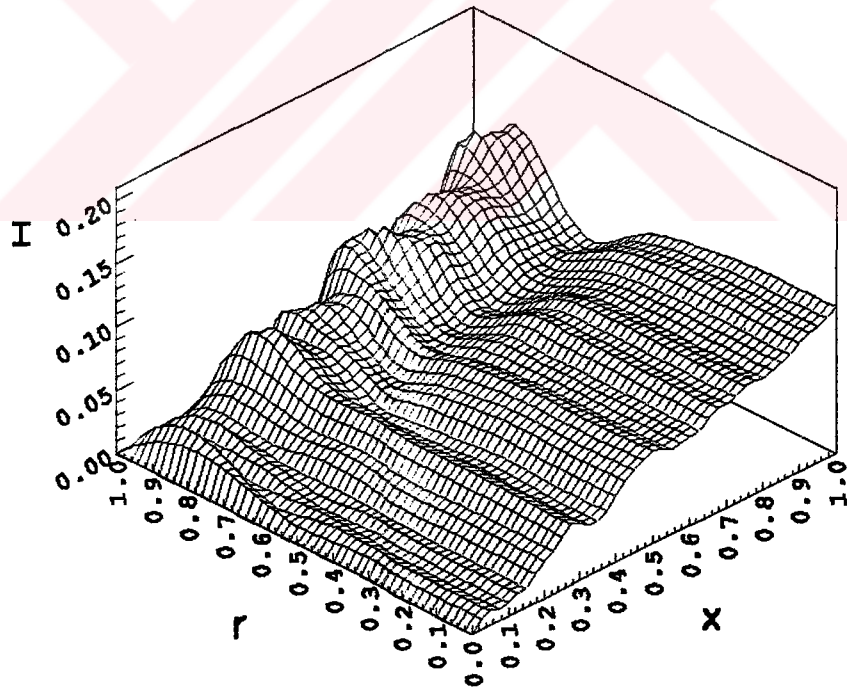
Şekil A.44 $M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega=2.5$, $n=3$ için hesaplanan eksenel hızdaki çalkantı şiddetinin (I) eksenel simetrik geometrideki dağılımı



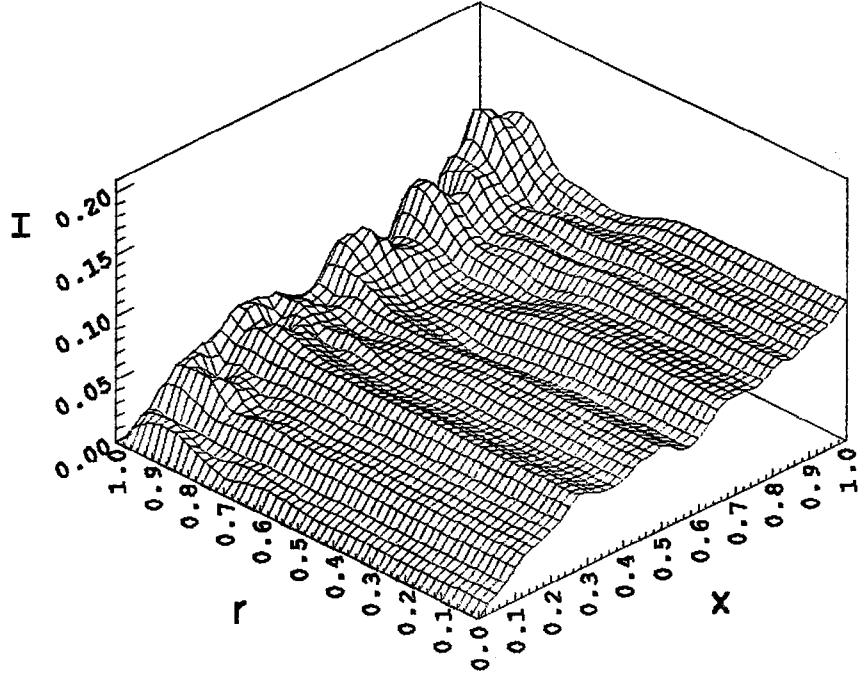
Şekil A.45 $M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega=2.5$, $n=5$ için hesaplanan eksenel hızdaki çalkantı şiddetinin (I) eksenel simetrik geometrideki dağılımı



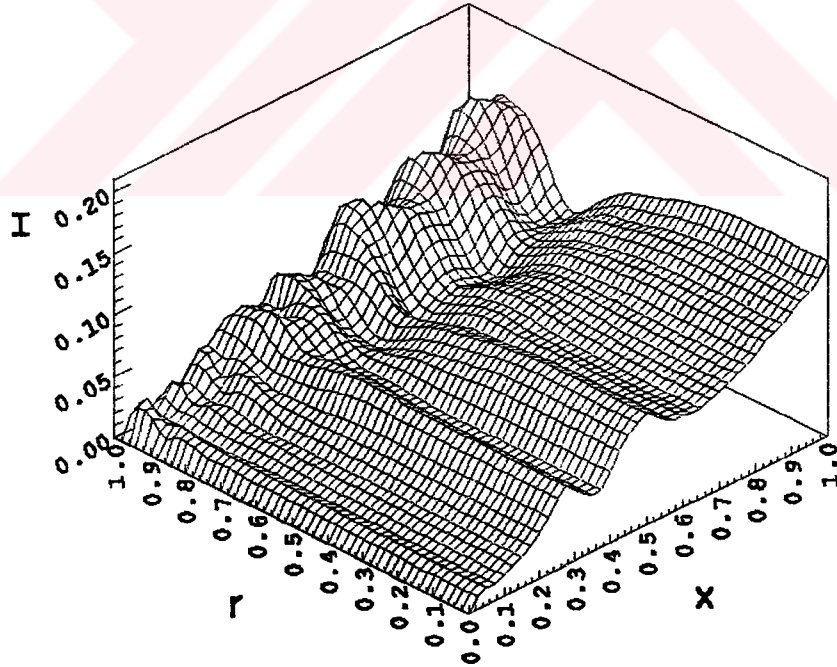
Şekil A.46 $M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega=2.5$, $n=7$ için hesaplanan eksenel hızdaki çalkantı şiddetinin (I) eksenel simetrik geometrideki dağılımı



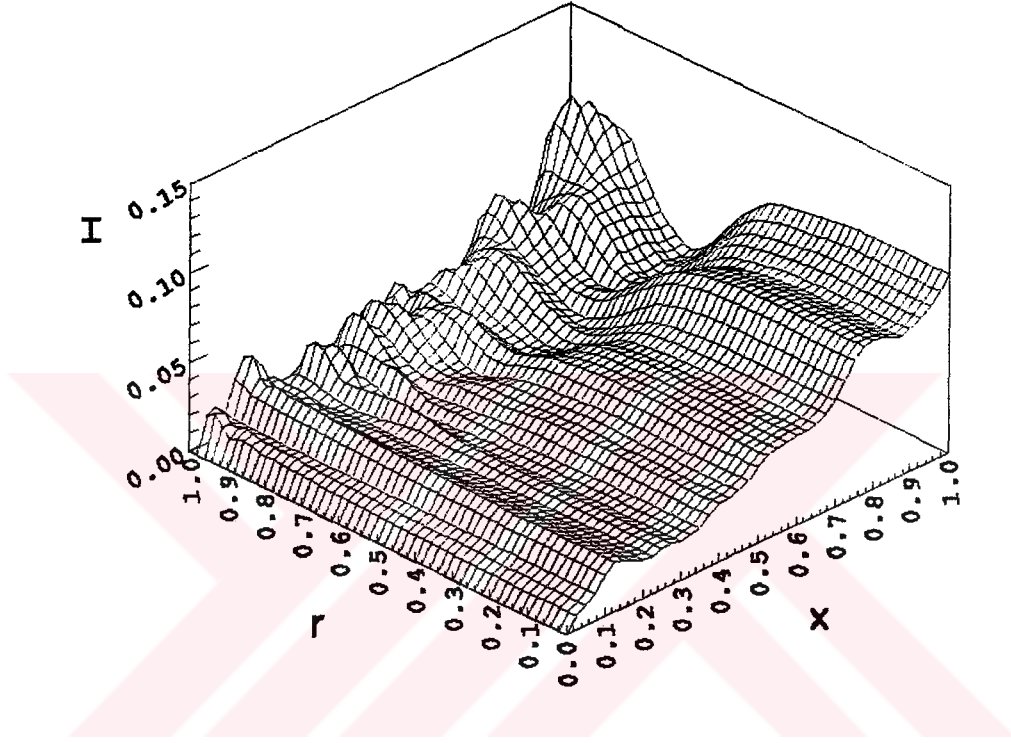
Şekil A.47 $M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega_1=1.0$, $\omega_2=1.2$, $\omega_3=2.0$, $\omega_4=2.5$, $\omega_5=1.8$, $n=25$ için hesaplanan eksenel hızdaki çalkantı şiddetinin (I) eksenel simetrik geometrideki dağılımı



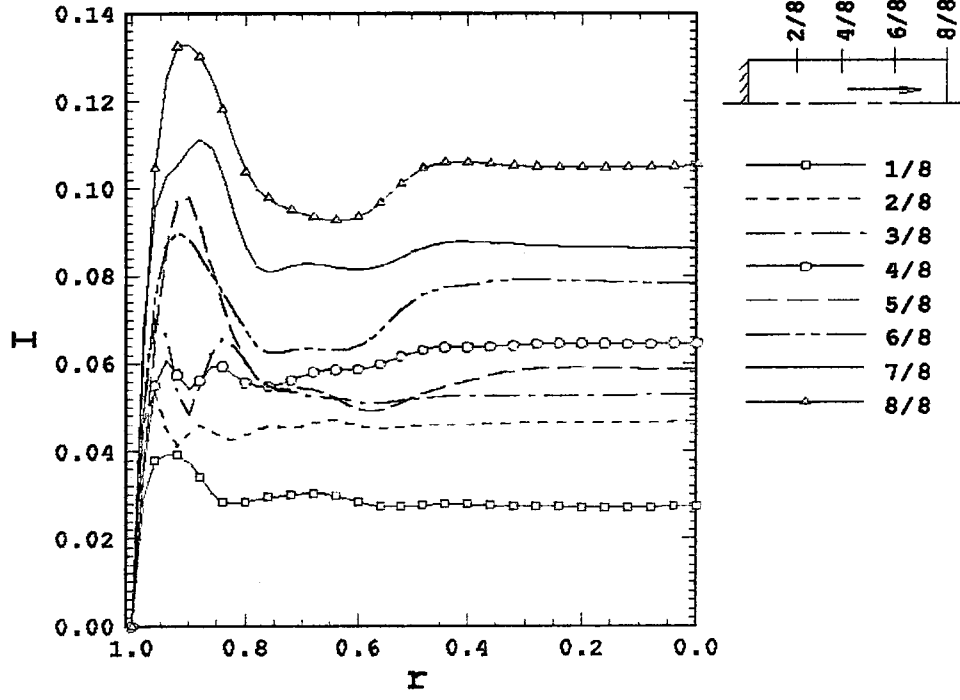
Şekil A.48 $M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega_1=1.8$, $\omega_2=1.0$, $\omega_3=2.5$, $\omega_4=5.0$, $\omega_5=4.0$, $n=25$ için hesaplanan eksenel hızdaki çalkantı şiddetinin (I) eksenel simetrik geometrideki dağılımı



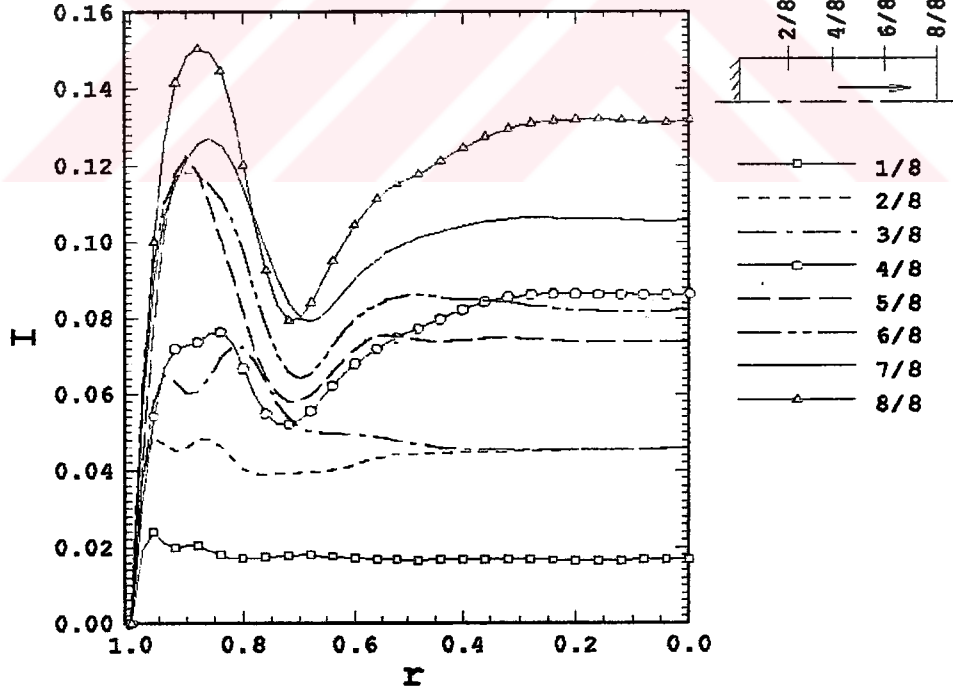
Şekil A.49 $M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega_1=4.25$, $\omega_2=1.35$, $\omega_3=2.0$, $\omega_4=3.8$, $\omega_5=2.75$, $n=25$ için hesaplanan eksenel hızdaki çalkantı şiddetinin (I) eksenel simetrik geometrideki dağılımı



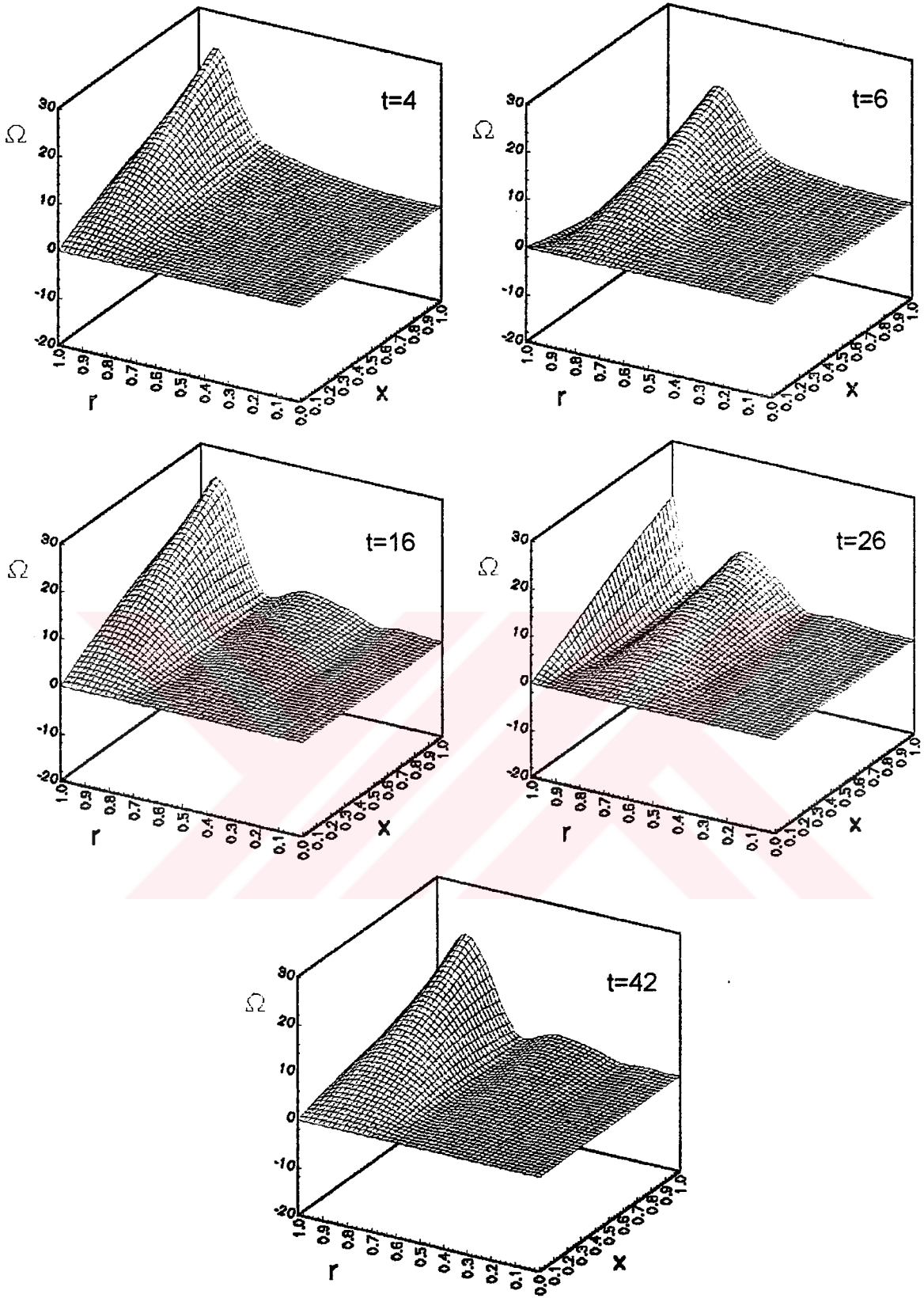
Şekil A.50 $M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega_1=6.25$, $\omega_2=2.5$, $\omega_3=7.3$, $\omega_4=11.75$, $\omega_5=10.25$, $n=25$ için hesaplanan eksenel hızdaki çalkantı şiddetinin (I) eksenel simetrik geometrideki dağılımı



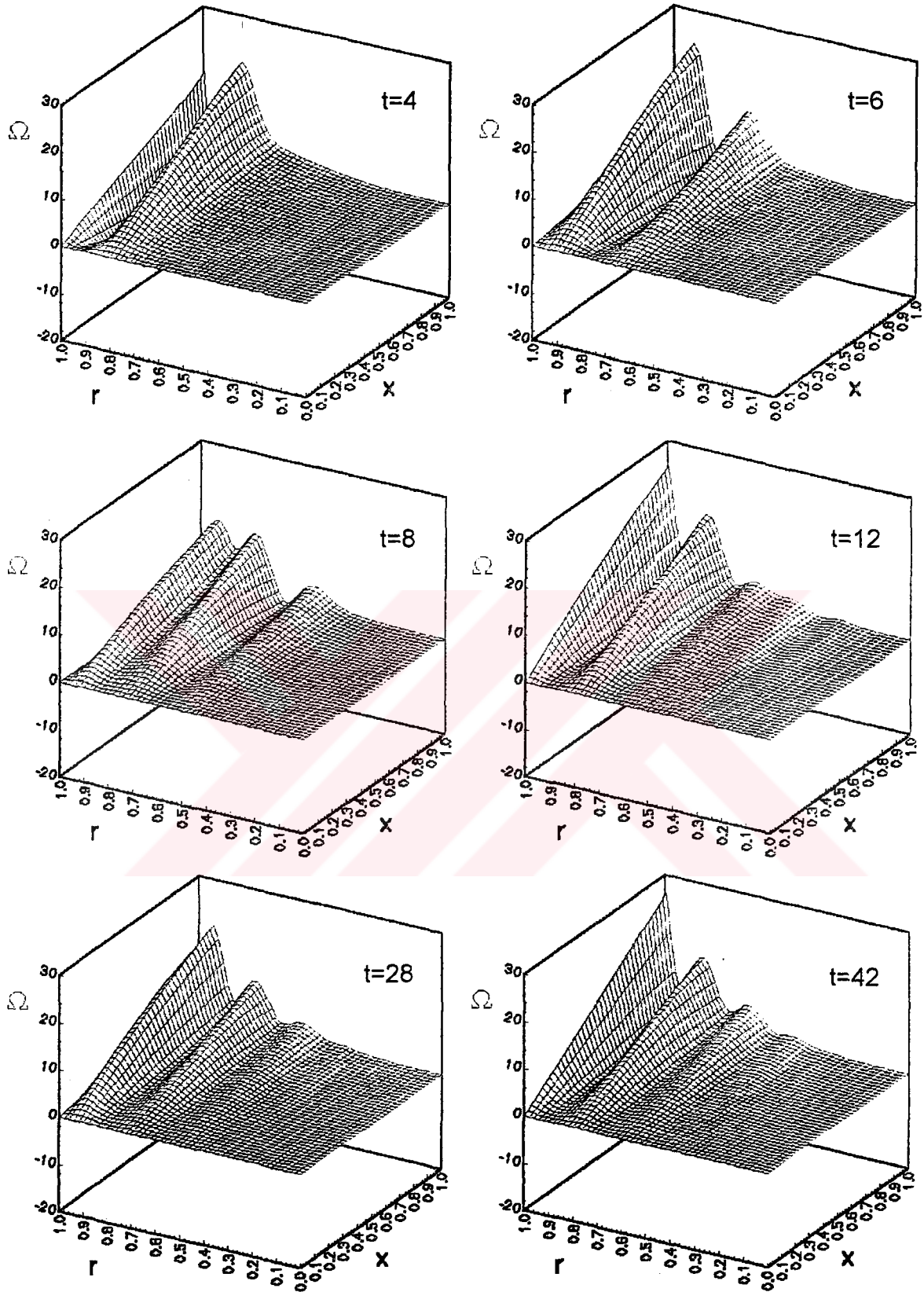
Şekil A.51 $M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega_1=1.8$, $\omega_2=1.0$, $\omega_3=2.5$, $\omega_4=5.0$, $\omega_5=4.0$, $n=25$ için Şekil A.48’ de elde edilen RMS değerlerinin radyal dağılımının eşit aralıklı kesitlerde gösterimi



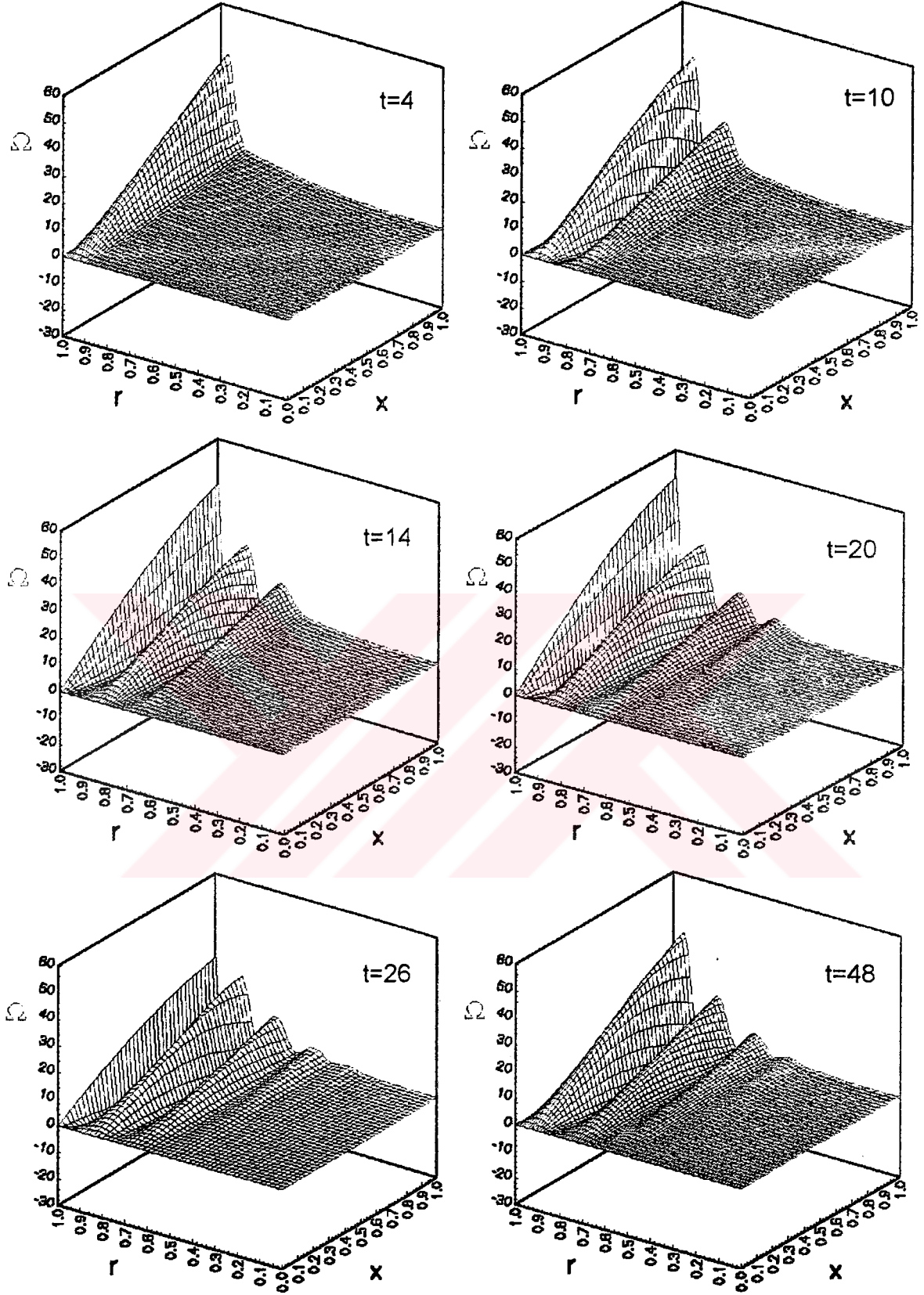
Şekil A.52 $M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega_1=4.25$, $\omega_2=1.35$, $\omega_3=2.0$, $\omega_4=3.8$, $\omega_5=2.75$, $n=25$ için Şekil A.49’ de elde edilen RMS değerlerinin radyal dağılımının eşit aralıklı kesitlerde gösterimi



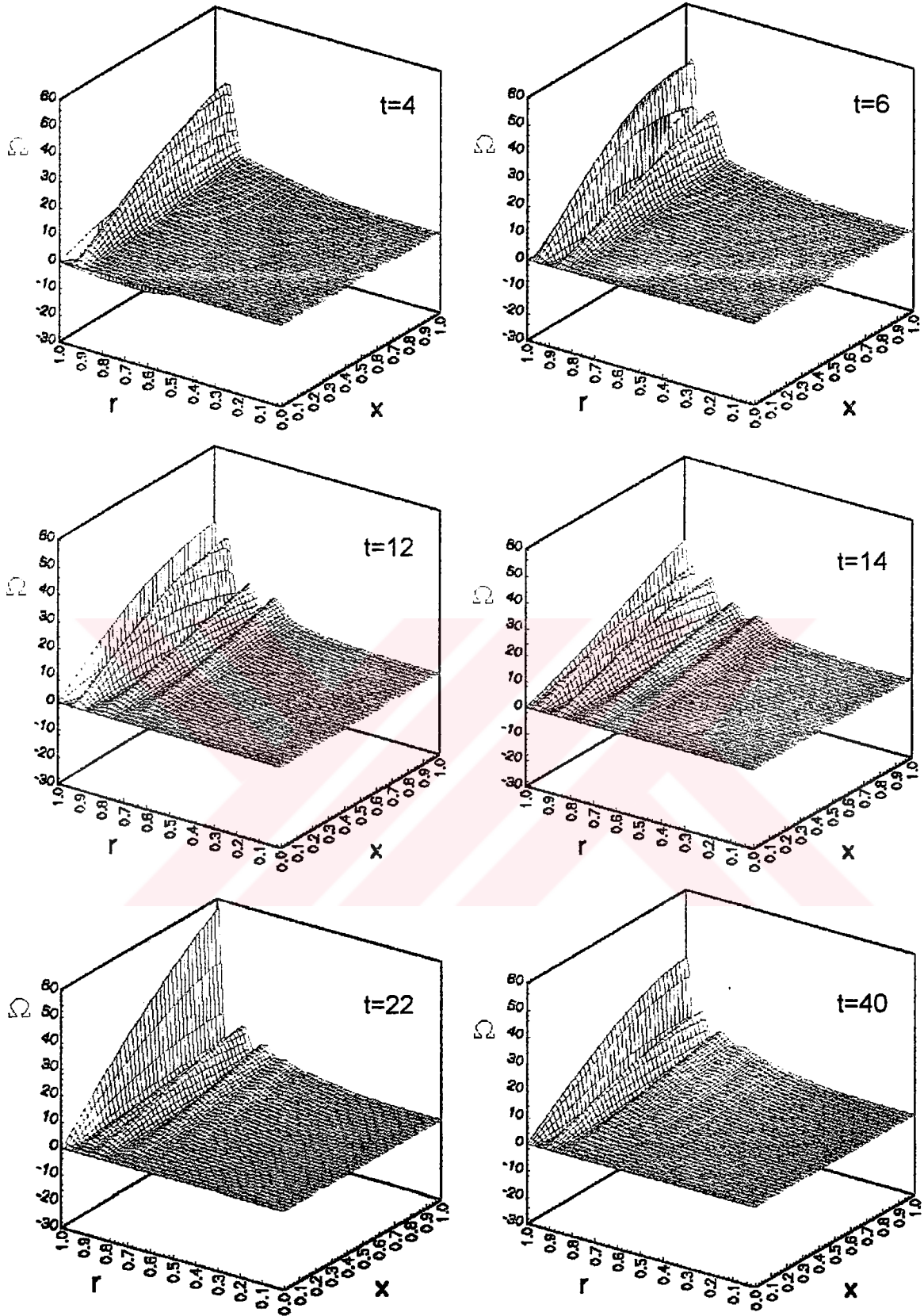
Şekil A.53 $M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega=1.0$, $n=1$ için çeşitli zaman adımlarında hesaplanan anlık girdap alanı şiddetinin (Ω) eksenel simetrik geometrideki dağılımları



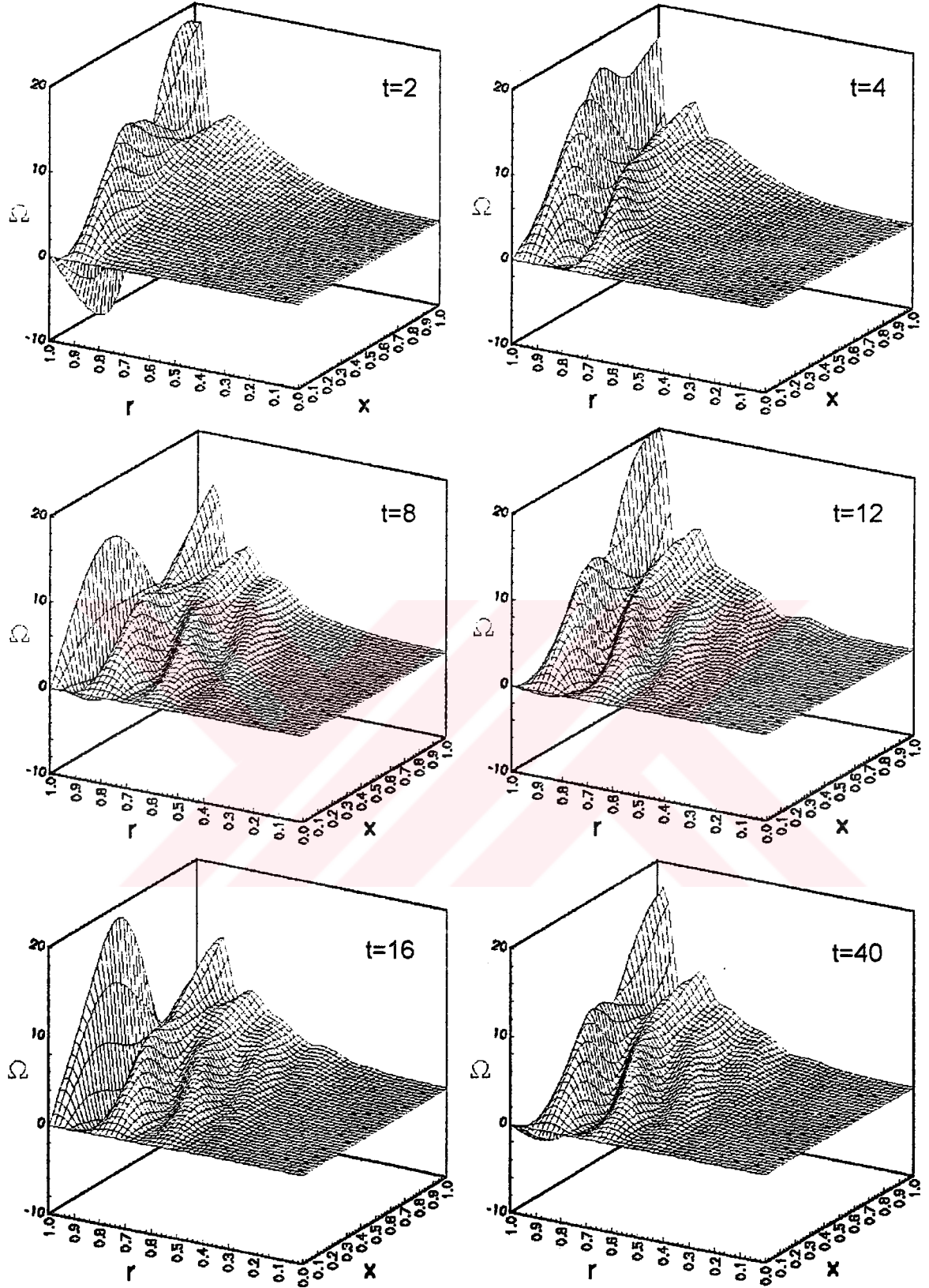
Şekil A.54 $M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega=2.5$, $n=1$ için çeşitli zaman adımlarında hesaplanan anlık girdap alanı şiddetinin (Ω) eksenel simetrik geometrideki dağılımları



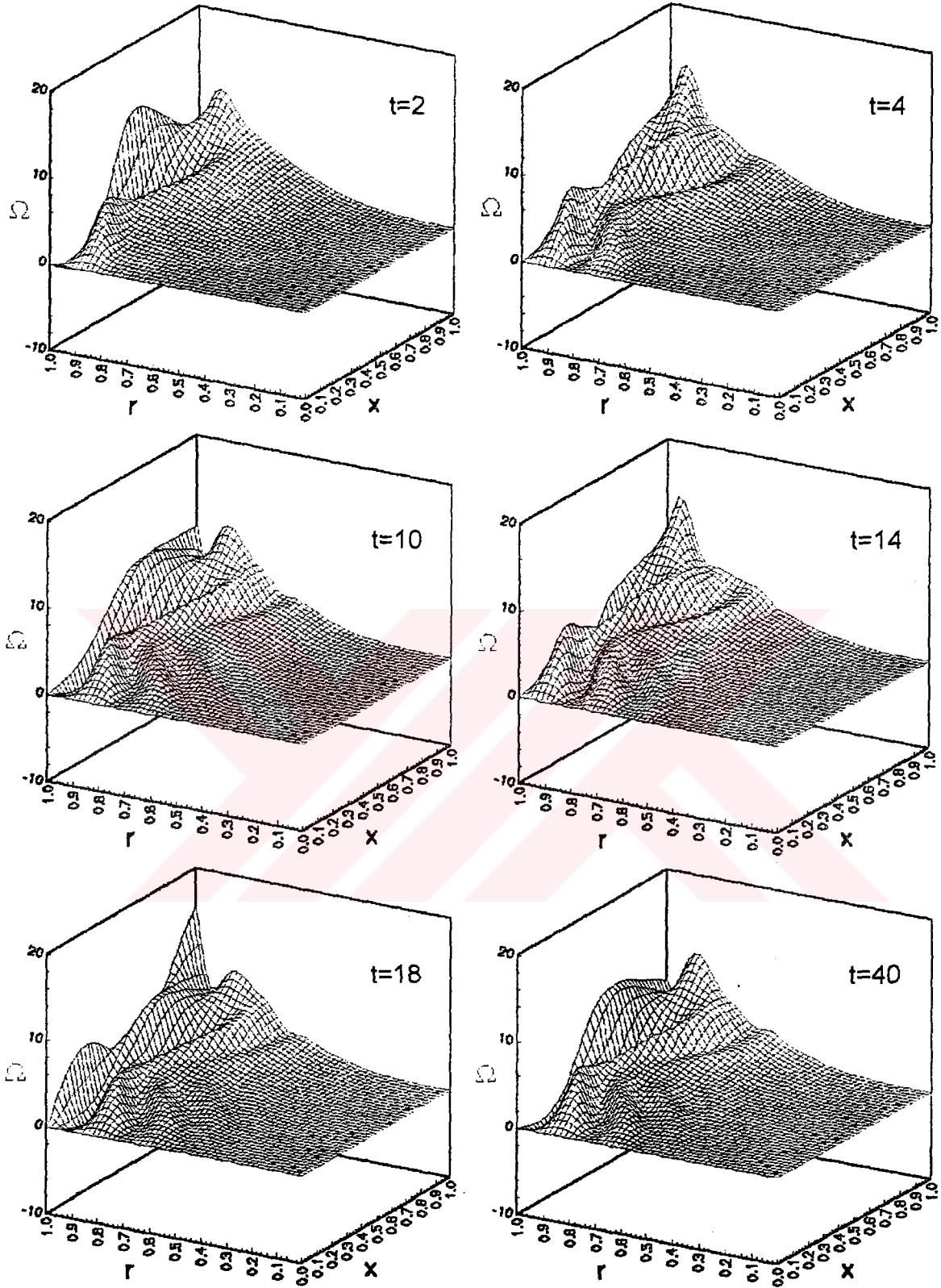
Şekil A.55 $M=0.02$, $Re=10^5$, $\omega=1.0$, $n=1$ için çeşitli zaman adımlarında hesaplanan anlık girdap alanı şiddetinin (Ω) eksenel simetrik geometrideki dağılımları



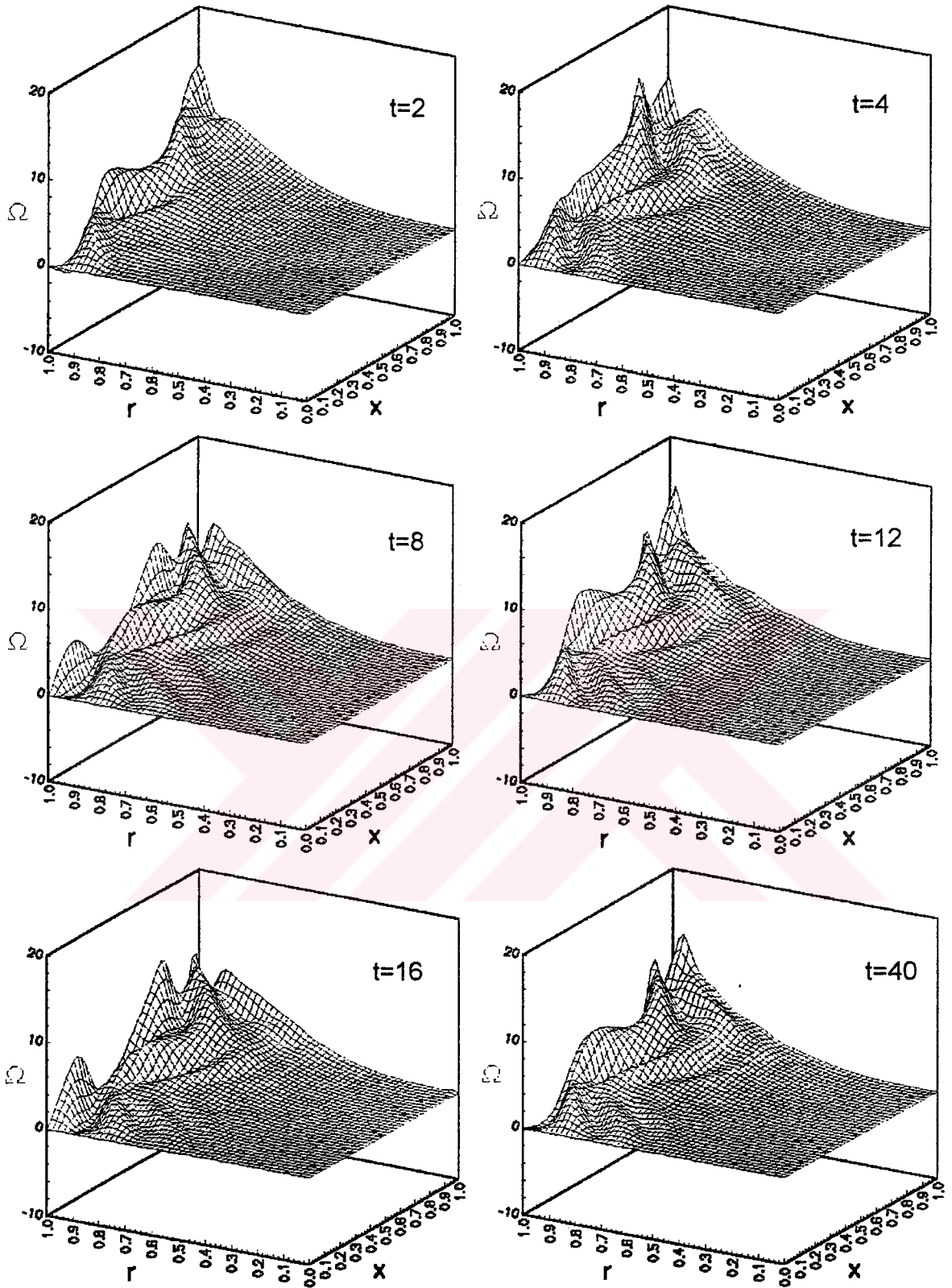
Şekil A.56 $M=0.02$, $Re=10^5$, $\omega=2.5$, $n=1$ için çeşitli zaman adımlarında hesaplanan anlık girdap alanı şiddetinin (Ω) eksenel simetrik geometrideki dağılımları



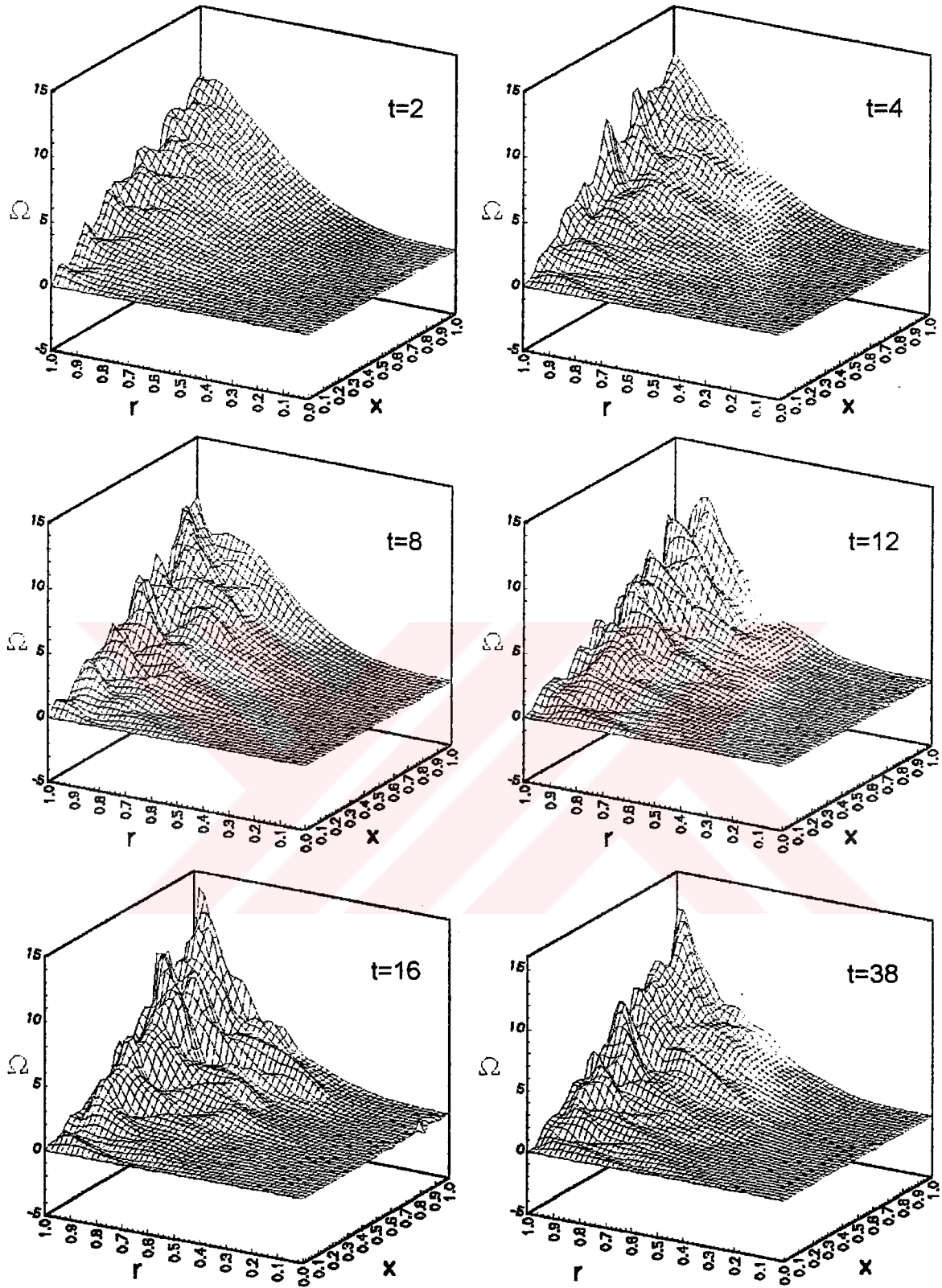
Şekil A.57 $M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega=2.5$, $n=3$ için çeşitli zaman adımlarında hesaplanan anlık girdap alanı şiddetinin (Ω) eksenel simetrik geometrideki dağılımları



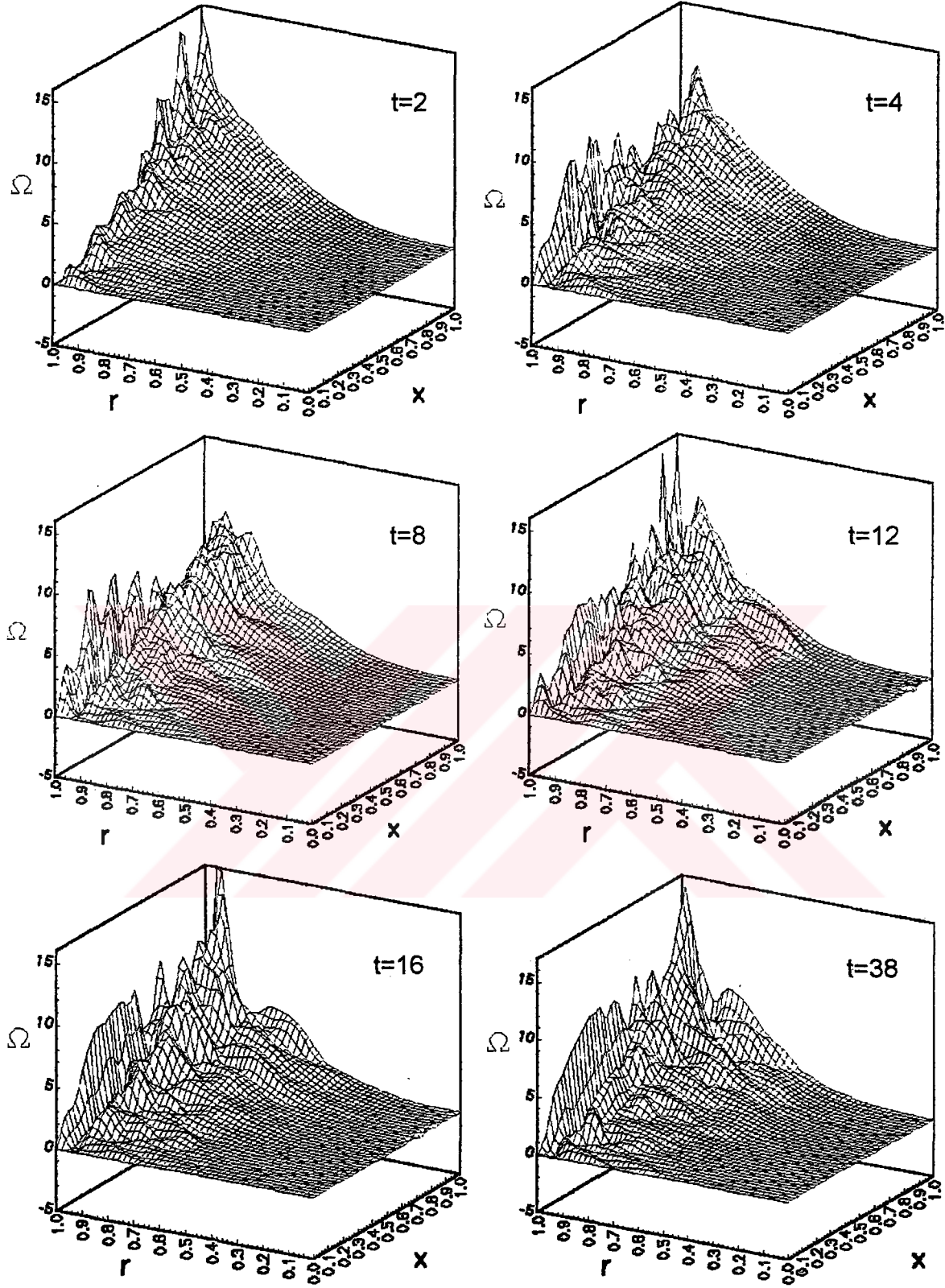
Şekil A.58 $M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega=2.5$, $n=5$ için çeşitli zaman adımlarında hesaplanan anlık girdap şiddetinin (Ω) aksel simetrik geometrideki dağılımları



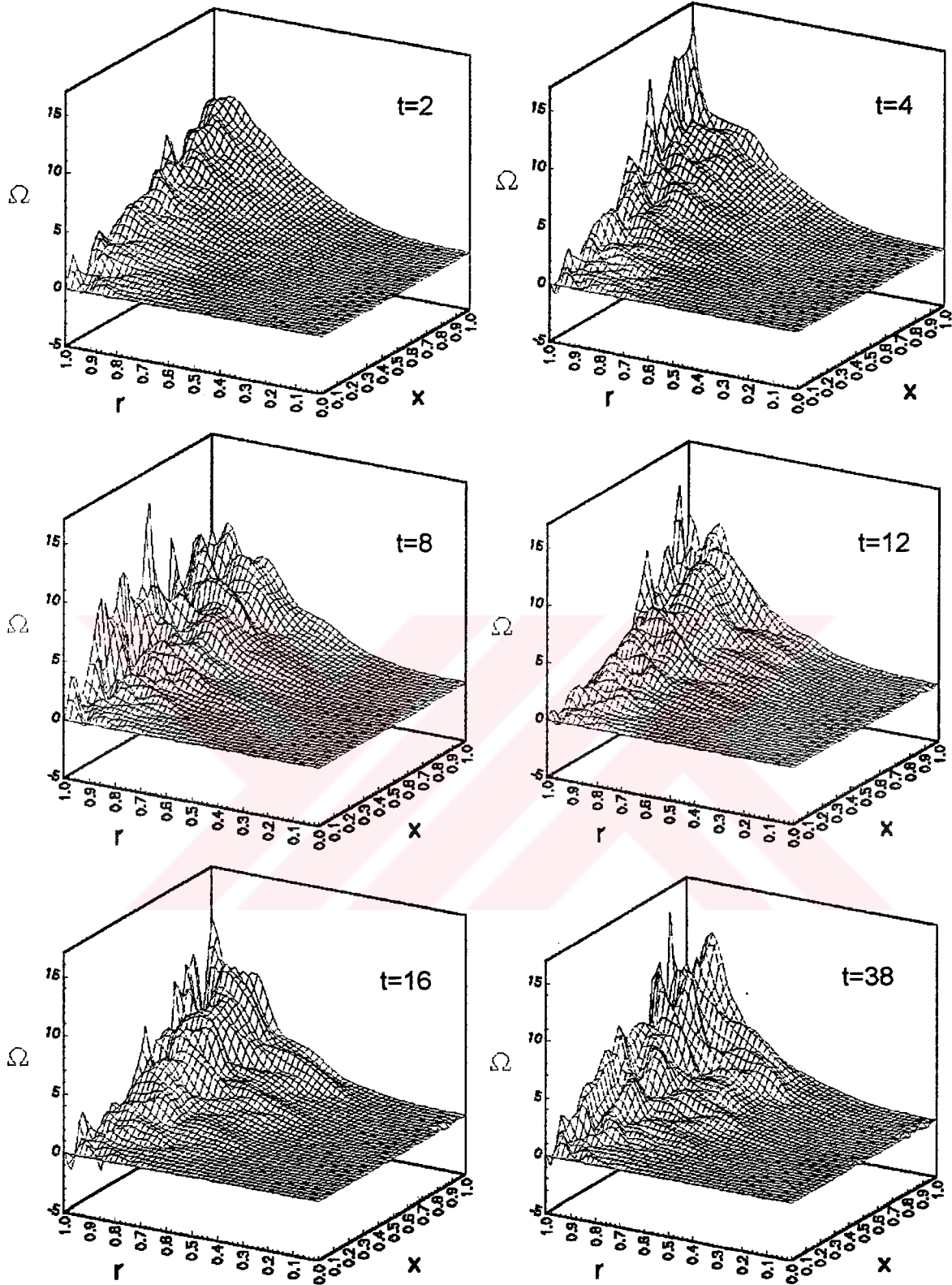
Şekil A.59 $M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega=2.5$, $n=7$ için çeşitli zaman adımlarında hesaplanan anlık girdap alanı şiddetinin (Ω) eksenel simetrik geometrideki dağılımları



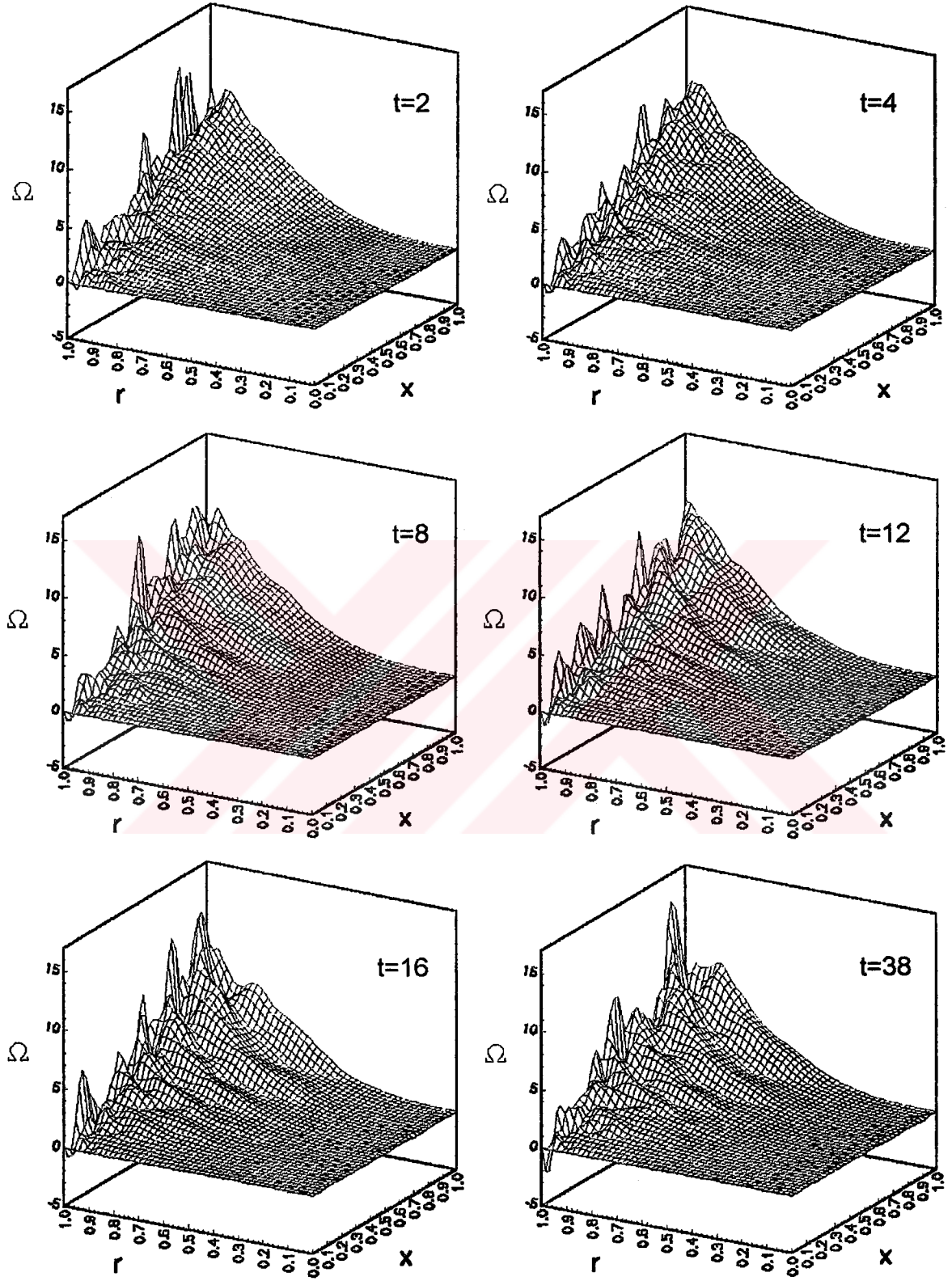
Şekil A.60 $M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega_1=1.0$, $\omega_2=1.2$, $\omega_3=2.0$, $\omega_4=2.5$, $\omega_5=1.8$, $n=5$ için çeşitli zaman adımlarında hesaplanan anlık girdap alanı şiddetinin (Ω) eksenel simetrik geometrideki dağılımları



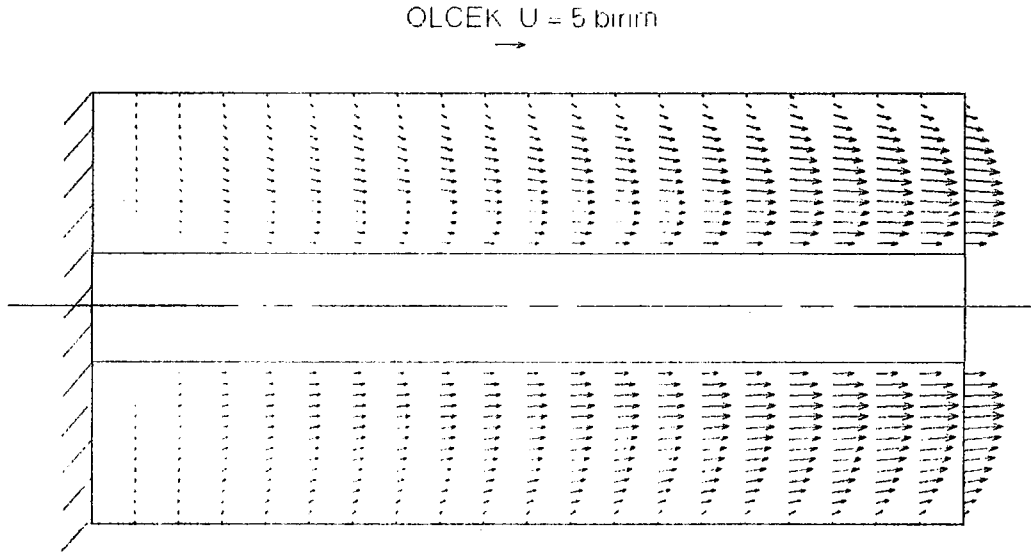
Şekil A.61 $M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega_1=1.8$, $\omega_2=1.0$, $\omega_3=2.5$, $\omega_4=5.0$, $\omega_5=4.0$, $n=25$ için çeşitli zaman adımlarında hesaplanan anlık girdap alanı şiddetinin (Ω) eksenel simetrik geometrideki dağılımları



Şekil A.62 $M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega_1=4.25$, $\omega_2=1.35$, $\omega_3=2.0$, $\omega_4=3.8$, $\omega_5=2.75$, $n=25$ için çeşitli zaman adımlarında hesaplanan anlık girdap alanı şiddetinin (Ω) eksenel simetrik geometrideki dağılımları



Şekil A.63 $M=0.06$, $Re=10^5$, $\omega_1=6.25$, $\omega_2=2.5$, $\omega_3=7.3$, $\omega_4=11.75$, $\omega_5=10.25$, $n=25$ için çeşitli zaman adımlarında hesaplanan anlık girdap alanı şiddetinin (Ω) eksenel simetrik geometrideki dağılımları



Şekil A.64 $M=0.06$, $Re=10^5$, $n=1$ için üç boyutlu olarak hesaplanan toplam hız alanının radyal kesiti.

ÖZGEÇMİŞ

Uğur Melih GÜVEN, 1972 yılında Ankara’ da doğdu. 1983 yılında İstanbul Galatasaray Lisesi’ ne girerek, 1991 yılında mezun oldu. Aynı yıl, İTÜ Makina Fakültesi, Makina Bölümü’ nde makina mühendisliği eğitime başladı. Eylül 1995’ de Enerji Bölümü’ nden mezun oldu. Aynı yılın Ekim ayında, İTÜ Fen Bilimleri Enstitüsü Makina Mühendisliği Ana Bilim Dalı Enerji programında yüksek lisans öğrenimine başladı. Bu program süresi içinde, 1996 yılı yazında NATO-AGARD bursu kazanarak üç ay süre ile Belçika’ da bulunan von Karman Akışkanlar Mekanği Enstitüsü’ nde staj yaptı. Kasım 1995’ den Ağustos 1997’ ye kadar İTÜ Makina Fakültesi Hidromekanik ve Hidrolik Makinalar Ana Bilim Dalı’ nda araştırma görevlisi olarak çalıştı. Son olarak, yine NATO-AGARD bursu ile von Karman Enstitüsü’ nde dokuz ay süreli Diploma Kursu (VKI-DC) Programına katılmaya hak kazandı. Uğur Melih GÜVEN, iyi düzeyde Fransızca ve İngilizce, orta düzeyde Almanca bilmektedir.