

**DAİRESEL OSİLASYONLU ÇARPAN JET AKIŞ VE ISI
TRANSFERİ KARAKTERİSTİKLERİNİN SAYISAL OLARAK
İNCELENMESİ**

MitraKAHROBA

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
MAKİNE MÜHENDİSLİĞİ**

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

TEMMUZ 2012

ANKARA

Mitra KAHROBA tarafından hazırlanan “DAİRESEL OSİLYASYONLU ÇARPAN JET AKIŞ VE ISI TRANSFERİ KARAKTERİSTİKLERİNİN SAYISAL OLARAK İNCELENMESİ” adlı bu tezin Yüksek Lisans Tezi olarak uygun olduğunu onaylarım.

Prof. Dr. Haşmet TÜRKOĞLU

.....

Tez Danışmanı, Makine Mühendisliği Anabilim Dalı

Bu çalışma jürimiz tarafından oy birliği / oy çokluğu ile Makine Mühendisliği Ana Bilim Dalında Yüksek Lisans Tezi olarak kabul edilmiştir.

Prof. Dr. Nuri YÜCEL

.....

Makine Mühendisliği Anabilim Dalı, G.Ü.

Prof. Dr. Haşmet TÜRKOĞLU

.....

Makine Mühendisliği Anabilim Dalı, G.Ü.

Doç. Dr. Cemil YAMALI

.....

Makine Mühendisliği Anabilim Dalı, ODTÜ

Tarih: 30/07/2012

Bu tez ile G.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu Yüksek Lisans derecesini onamıştır.

Prof. Dr. Şeref SAĞIROĞLU

.....

Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

TEZ BİLDİRİMİ

Tez içindeki bütün bilgilerin etik davranış ve akademik kurallar çerçevesinde elde edilerek sunulduğunu, ayrıca tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlanan bu çalışmada bana ait olmayan her türlü ifade ve bilginin kaynağına eksiksiz atıf yapıldığını bildiririm.

Mitra KAHROBA

**DAİRESEL OSİLASYONLU ÇARPAN JET AKIŞ VE ISI TRANSFERİ
KARAKTERİSTİKLERİNİN SAYISAL OLARAK İNCELENMESİ
(Yüksek Lisans Tezi)**

Mitra KAHROBA

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FENBİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
Temmuz 2012**

ÖZET

Bu çalışmanın amacı, dairesel bir lüleden çıkıp pürüzsüz bir yüzeye çarpan salınımlı hava jetinin, akış ve ısı transferi karakteristiklerinin, Reynolds sayısı, salınım genliği ve salınım frekansı gibi parametrelerden nasıl etkilendiğini sayısal olarak incelemektir. Bu sayısal çalışmayı yapmak için, kontrol hacmi formülasyonu ve SIMPLE algoritmasına dayanan bir bilgisayar programı geliştirilmiştir. Simülasyonlar, Reynolds sayısı 300, 500 ve 700, salınım genliği $0,0v_0 \sim 0,8v_0$ aralığındaki değerler, ve salınım frekansı 1~6 Hz için yapılmıştır. Bütün simülasyonlarda lüle çıkışında hız $v_{in} = v_0 + Av_0\delta(t)$ basamak fonksiyonuna uygun, ve periyodik olarak değiştirilmiştir. Simülasyonlar sonunda elde edilen sıcaklık dağılımı kullanılarak, hedef yüzey üzerindeki anlık yerel Nusselt sayısı, anlık durma noktası Nusselt sayısı ve periyot boyunca zaman ortalama durma noktası Nusselt sayısı hesaplanmıştır. Elde edilen sonuçlar, Reynolds sayısı arttıkça Nusselt sayısının arttığını göstermiştir. İncelenen parametre değerleri aralığında, salınım genliği ve frekansının, düşük Reynolds sayılarında, nusselt sayısı üzerine olan etkisinin belirgin bir trendi gözlenememiştir. Reynolds sayısı 700 için yapılan simülasyonlar, Reynolds sayısının bu değerinde salınım genliği ve frekansının, Nusselt sayısını artırdığı gözlenmiştir.

Bilim Kodu : 914.1.065

Anahtar Kelimeler : Çarpan jet, Osilasyon, Laminer akış, Sayısal çözüm

Sayfa Adadi : 94

Tez Yöneticisi : Prof. Dr. Haşmet TÜRKOĞLU

NUMERICAL INVESTIGATION OF FLOW AND HEAT TRANSFER CHARACTERISTICS OF CIRCULAR PULSATED IMPINGING JET

(M.Sc. Thesis)

Mitra KAHROBA

**GAZI UNIVERSITY
INSTITUTE OF SCIENCE AND TECHNOLOGY**

July 2012

ABSTRACT

The objective of this work is to numerically investigate the influence of Reynolds number, alternation amplitude and frequency on flow and heat transfer characteristics of a fluctuating circular air jet, impinging on a smooth and flat disc. Using control volume method and SIMPLE algorithm, a computer program has been developed for this investigation. Simulations are done for Reynolds number 300, 500 and 700 and oscillation amplitude and frequency are assumed to range $0.0V_0 \sim 0.8V_0$ (m/s) and 1~6 (Hz), respectively where the mean velocity of the jet is function of the Reynolds number. The velocity at the nozzle exit varies periodically as function $v_{in} = v_0 + Av_0\delta(t)$. Using the temperature distribution obtained as simulation results, the local Nusselt number, stagnation point Nusselt number and time-averaged stagnation point Nusselt number on the target plate are calculated. It's concluded that the Nusselt number rises with increasing Reynolds number. Any certain trend of frequency and amplitude effects on Nusselt number values has not been achieved for low Reynolds numbers. Increase of frequency and amplitude leads to a Nusselt number enhancement in the case of Reynolds number 700.

Science Code : 914.1.065

Key Words : Impinging jet, Oscillation, Laminar flow, Numerical solution

Page Number : 95

Adviser : Prof. Dr. Haşmet TÜRKOĞLU

TEŞEKKÜR

Bu tez, doğrudan veya dolaylı birçok kişinin emeğinin bir sonucudur. En başta, çalışmalarım boyunca, her konuda değerli yardım ve katkılarıyla beni yönlendiren, desteğini hiç bir zaman esirgemeyen tez yöneticim Sayın Prof. Dr. Haşmet TÜRKOĞLU'na sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Aynı zamanda, sayısal ısı transfer labratuarımızdaki bilgisayarlardan faydalanmamı sağlayan saygıdeğer hocam Sayın Yrd. Doç. Dr. Oğuz TURGUT'a teşekkürü bir borç bilirim.

Ayrıca çalışmalarımın esnasında, değerli yardımlarından dolayı, Sayın Tolga DEMİRCAN'a , hayatım boyunca her türlü maddi ve manevi imkanı bana sunarak beni hiçbir zaman yalnız bırakmayan annem Mina MADADI, kendi olmasa bile hatırasıyla her zaman yanımda olup bana moral veren rahmetli babam Changiz KAHROBA, ve çok değerli yardımlarıyla bana destek olan sevgili arkadaşlarım Ali MAMİZADEH, Erfan SHAFEI ve Parinaz ASHRAFI'ye en içten sevgilerim ve teşekkürlerimi sunarım.

İÇİNDEKİLER

Sayfa

ÖZET	iv
ABSTRACT.....	vi
TEŞEKKÜR.....	viiviii
ÇİZELGELERİN LİSTESİ.....	xii
ŞEKİLLERİN LİSTESİ	xiii
1. GİRİŞ.....	1
2. LİTERATÜR ARAŞTIRMASI	5
3. PROBLEMİN TANIMI VE MATEMATİKSEL FORMULASYON.....	10
3.1 Problemin Temel Denklemleri.....	12
3.1.1 Süreklilik denklemi	12
3.1.2 Momentum denklemleri	12
3.1.3 Enerji denklemi	13
3.2 Sınır Şartları	13
3.3 Genel Taşınım Denklemi	15
3.4 Nusselt Sayısının Hesaplaması	16

3.5 Reynolds Sayısının Hesaplanması	18
---	----

Sayfa

4. SAYISAL ÇÖZÜM YÖNTEMİ	19
4.1 Çözüm Sistemi	20
4.2 Diferansiyel Denklemlerin Cebirsel Denklemlere Dönüştürülmesi	20
4.2.1 Genel taşınım denkleminin cebirsel hale dönüştürülmesi	22
4.2.2 Momentum denklemlerinin cebirsel hale dönüştürülmesi	30
4.3 SIMPLE Algoritması	32
4.4 Cebirsel Denklemlerin Çözümü	34
4.4.1 SIMPLE algoritması ve işlem sırası	34
4.5 Optimum Çözüm Ağı Ve Zaman Adımının Belirlenmesi	35
5. BULGULAR VE TARTIŞMALAR	38
5.1 Kararlı Rejim İçin Çözümler	38
5.2. Osilasyonlu Jetler	44
5.2.1 Reynolds sayısı 300 durumunda osilasyonlu jet	44
5.2.2. Reynolds sayısı 500 durumunda osilasyonlu jet	62

5.2.3. Reynolds sayısı 700 durumunda osilasyonlu jet	77
6. SONUÇLAR	90
7. ÖNERİLER	91
	Sayfa
KAYNAKLAR	92
ÖZGEÇMİŞ	95

ÇİZELGELERİN LİSTESİ

Çizelge	Sayfa
Çizelge 3.1. Genel taşınım denklemi için, değişkenler ve bunlara karşılık gelen difüzyon katsayıları ve kaynak terimleri.....	16
Çizelge 4.1. Farklı metotlar için $A(\mathbf{P})$ fonksiyonu.....	28

ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil	Sayfa
Şekil 1.1. Tek bir jetinin yüzeye çarpması ile oluşan akışın yapısının şematik görünümü.....	2
Şekil 3.1. Problemin geometrisi ve koordinat sistemi.....	10
Şekil 3.2. Bir periyot boyunca lüle çıkışındaki hızın zamanla değişimi.....	11
Şekil 3.3. Problemin sınır şartlarının şematik gösterimi.....	14
Şekil 4.1. İki boyutlu akış için kontrol hacmi sistemi.....	21
Şekil 4.2. Kaydırılmış kontrol hacmi sistemi.....	22
Şekil 4.3. P düğüm noktası için kontrol hacmi ve boyutları.....	24
Şekil 4.4. Değişik ayırıklaştırma yöntemlerinin kıyaslaması.....	30
Şekil 4.5. r-yönü momentum denklemi için kaydırılmış kontrol hücresi şeması.....	31
Şekil 4.6. z-yönü momentum denklemi için kaydırılmış kontrol hücresi şeması.....	32
Şekil 4.7. Sayısal çözüm Ağı.....	37
Şekil 5.1. Kararlı rejimde, Reynolds sayısı 300 için hız vektör dağılımı.....	39
Şekil 5.2. Kararlı rejimde, Reynolds sayısı 500 için hız vektör dağılımı.....	39
Şekil 5.3. Kararlı rejimde, Reynolds sayısı 700 için hız vektör dağılımı.....	39
Şekil 5.4. Kararlı rejimde, Reynolds sayısı 300 için eş sıcaklık çizgileri.....	40
Şekil 5.5. Kararlı rejimde, Reynolds sayısı 500 için eş sıcaklık çizgileri.....	41
Şekil 5.6. Kararlı rejimde, Reynolds sayısı 700 için eş sıcaklık çizgileri.....	41
Şekil 5.7. Kararlı rejimde yerel Nusselt sayısının, levha boyunca değişimi.....	42
Şekil 5.8. $Re=250$ için anlık yerel Nusselt sayısının alt levha üzerinde değişimi...	43
Şekil 5.9. Kararlı rejimde durma noktası Nusselt sayısının, Reynolds sayısı	

ile değişimi.....	44
-------------------	----

şekil	Sayfa
şekil 5.10. Jet ıkış hızının bir periyot boyunca değişimi.....	45
şekil 5.11. $Re=300$, $A=0,4v_0$ ve $f=1$ Hz için salınım periyodunun dört farklı anındaki hız vektör dağılımı.....	47
şekil 5.12. $Re=300$, $A=0,6v_0$ ve $f=6$ Hz için salınım periyodunun dört farklı anındaki hız vektör dağılımı.....	48
şekil 5.13. $Re=300$, $A=0,4v_0$ ve $f=1$ Hz için salınım periyodunun dört farklı anındaki eş sıcaklık eğrileri.....	49
şekil 5.14. $Re=300$, $A=0,6v_0$ ve $f=6$ Hz için salınım periyodunun dört farklı Anındaki eş sıcaklık eğrileri.....	50
şekil 5.15. $Re=300$, $A=0,4v_0$ ve $f=1$ Hz için, anlık yerel Nusselt sayısının alt levha boyunca değişimi.....	51
şekil 5.16 $Re=300$, $A=0,6v_0$ ve $f=6$ Hz için, anlık yerel Nusselt sayısının alt levha boyunca değişimi.....	52
şekil 5.17. $Re=300$, $A=0,4v_0$ ve $f=2$ Hz için, anlık yerel Nusselt sayısının alt levha boyunca değişimi.....	53
şekil 5.18. $Re=300$, $A=0,4v_0$ ve $f=4$ Hz için, anlık yerel Nusselt sayısının alt levha boyunca değişimi.....	53
şekil 5.19. $Re=300$, $A=0,4v_0$ ve $f=6$ Hz için, anlık yerel Nusselt sayısının alt levha boyunca değişimi.....	54
şekil 5.20. $Re=300$, $A=0,6v_0$ ve $f=1$ Hz için, anlık yerel Nusselt sayısının alt levha boyunca değişimi.....	54
şekil 5.21. $Re=300$, $A=0,6v_0$ ve $f=2$ Hz için, anlık yerel Nusselt sayısının alt levha boyunca değişimi.....	55
şekil 5.22. $Re=300$, $A=0,6v_0$ ve $f=4$ Hz için, anlık yerel Nusselt sayısının alt levha boyunca değişimi.....	55
şekil 5.23. $Re=300$, $A=0,4v_0$ ve $f=1$ Hz için salınım periyodunun dört farklı anındaki anlık yerel Nusselt sayısının alt levha boyunca değişimi.....	57
şekil 5.24. $Re=300$, $A=0,6v_0$ ve $f=6$ Hz için salınım periyodunun dört farklı	

anındaki anlık yerel Nusselt sayısının alt levha boyunca değişimi.....	58
--	----

Şekil	Sayfa
Şekil 5.25. $Re=300$, $A=0,2v_0$ için, farklı frekanslarda, periyot boyunca zaman ortalama durma noktası Nusselt sayısı'nın değişimi.....	60
Şekil 5.26. $Re=300$, $A=0,4v_0$ için, farklı frekanslarda, periyot boyunca zaman ortalama durma noktası Nusselt sayısı'nın değişimi.....	61
Şekil 5.27. $Re=300$, $A=0,6v_0$ için, farklı frekanslarda, periyot boyunca zaman ortalama durma noktası Nusselt sayısı'nın değişimi.....	61
Şekil 5.28. $Re=300$, $A=0,8v_0$ için, farklı frekanslarda, periyot boyunca zaman ortalama durma noktası Nusselt sayısı'nın değişimi.....	62
Şekil 5.29. $Re=500$, $A=0,2v_0$ ve $f=1$ Hz salınım periyodunun dört farklı anındaki hız vektör dağılımı.....	64
Şekil 5.30. $Re=500$, $A=0,2v_0$ ve $f=3$ Hz salınım periyodunun dört farklı anındaki hız vektör dağılımı.....	65
Şekil 5.31. $Re=500$, $A=0,2v_0$ ve $f=1$ Hz için için salınım periyodunun dört farklı anındaki anındaki eş sıcaklık eğrileri.....	67
Şekil 5.32. $Re=500$, $A=0,2v_0$ ve $f=3$ Hz için için salınım periyodunun dört farklı anındaki anındaki eş sıcaklık eğrileri.....	68
Şekil 5.33. $Re=500$, $A=0,2v_0$ ve $f=1$ Hz için, anlık yerel Nusselt sayısının alt levha boyunca değişimi.....	69
Şekil 5.34. $Re=500$, $A=0,2v_0$ ve $f=3$ Hz için, anlık yerel Nusselt sayısının alt levha boyunca değişimi.....	70
Şekil 5.35. $Re=500$, $A=0,6v_0$ ve $f=2$ Hz için, anlık yerel Nusselt sayısının alt levha boyunca değişimi.....	71
Şekil 5.36. $Re=500$, $A=0,6v_0$ ve $f=4$ Hz için, anlık yerel Nusselt sayısının alt levha boyunca değişimi.....	71
Şekil 5.37. $Re=500$, $A=0,6v_0$ ve $f=6$ Hz için, anlık yerel Nusselt sayısının alt levha boyunca değişimi.....	72
Şekil 5.38. $Re=500$, $A=0,4v_0$ ve $f=2$ Hz için, anlık yerel Nusselt sayısının alt levha boyunca değişimi.....	73
Şekil 5.39. $Re=500$, $A=0,4v_0$ ve $f=4$ Hz için, anlık yerel Nusselt sayısının alt	

	levha boyunca değişimi.....	73
Şekil		Sayfa
Şekil 5.40.	Re=500, A=0,4v ₀ ve f=6 Hz için, anlık yerel Nusselt sayısının alt levha boyunca değişimi.....	74
Şekil 5.41.	Re=500, A=0,2v ₀ için, farklı frekanslarda, periyot boyunca zaman ortalama durma noktası Nusselt sayısı'nın değişimi.....	75
Şekil 5.42.	Re=500, A=0,4v ₀ için, farklı frekanslarda, periyot boyunca zaman ortalama durma noktası Nusselt sayısı'nın değişimi.....	76
Şekil 5.43.	Re=500, A=0,6v ₀ için, farklı frekanslarda, periyot boyunca zaman ortalama durma noktası Nusselt sayısı'nın değişimi.....	76
Şekil 5.44.	Re=500, A=0,8v ₀ için, farklı frekanslarda, periyot boyunca zaman ortalama durma noktası Nusselt sayısı'nın değişimi.....	77
Şekil 5.45.	Re=700, A=0,4v ₀ ve f=2 Hz için salınım periyodunun dört farklı anındaki hız dağılımı.....	79
Şekil 5.46.	Re=700, A=0,6v ₀ ve f=5 Hz için salınım periyodunun dört farklı anındaki hız vektör dağılımı.....	80
Şekil 5.47.	Re=700, A=0,4v ₀ ve f=2 Hz için salınım periyodunun dört farklı anındaki anındaki eş sıcaklık eğrileri.....	82
Şekil 5.48.	Re=700, A=0,6v ₀ ve f=5 Hz için salınım periyodunun dört farklı anındaki anındaki eş sıcaklık eğrileri.....	83
Şekil 5.49.	Re=700, A=0,4v ₀ ve f=2 Hz için, anlık yerel Nusselt sayısının alt levha boyunca değişimi.....	84
Şekil 5.50.	Re=700, A=0,6v ₀ ve f=5 Hz için, anlık yerel Nusselt sayısının alt levha boyunca değişimi.....	85
Şekil 5.51.	Re=700, A=0,6v ₀ ve f=2 Hz için, anlık yerel Nusselt sayısının alt levha boyunca değişimi.....	86
Şekil 5.52.	Re=700, A=0,6v ₀ ve f=4 Hz için, anlık yerel Nusselt sayısının alt levha boyunca değişimi.....	86
Şekil 5.53.	Re=700, A=0,6v ₀ ve f=6 Hz için, anlık yerel Nusselt sayısının alt levha boyunca değişimi.....	87
Şekil 5.54.	Re=700, A=0,2v ₀ için, farklı frekanslarda, periyot boyunca	

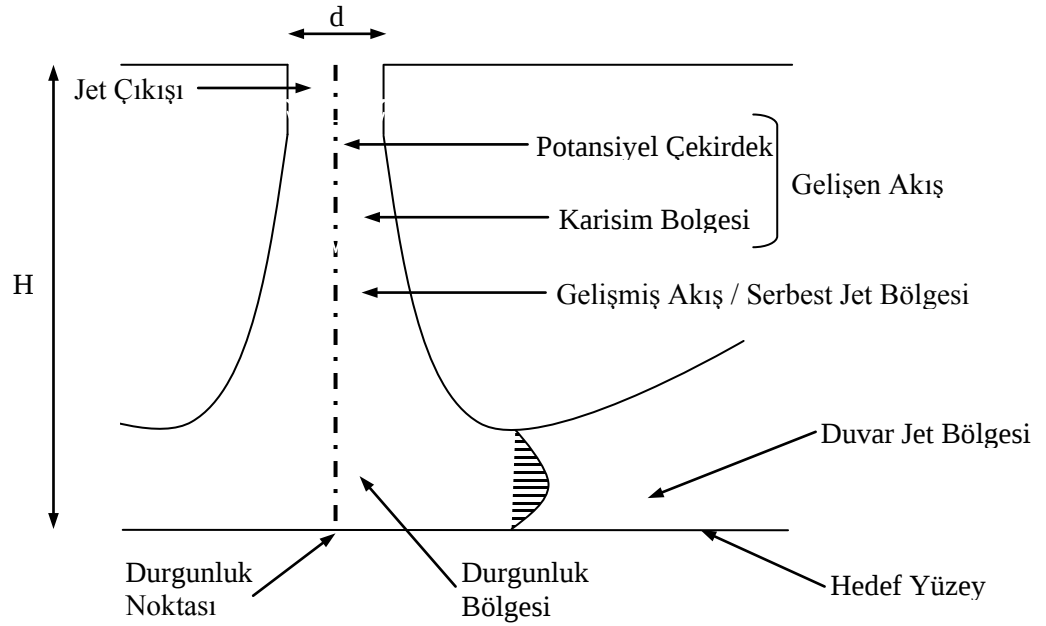
	zaman ortalama durma noktası Nusselt sayısı'nın değişimi.....	88
şekil		Sayfa
şekil 5.55.	Re=700, A=0,4v ₀ için, farklı frekanslarda, periyot boyunca zaman ortalama durma noktası Nusselt sayısı'nın değişimi.....	88
şekil 5.56.	Re=700, A=0,6v ₀ için, farklı frekanslarda, periyot boyunca zaman ortalama durma noktası Nusselt sayısı'nın değişimi.....	89
şekil 5.57.	Re=700, A=0,8v ₀ için, farklı frekanslarda, periyot boyunca zaman ortalama durma noktası Nusselt sayısı'nın değişimi.....	89

1. GİRİŞ

Çarpan jet, dairesel veya dikdörtgen kesitli bir lüledenakışkan püskürtülerek hedef bir yüzeye çarptırılması ile elde edilir. Çarpan jet yöntemi, tek fazlı ve nispeten küçük yüzey alanlarında, yüksek yerel ısı ve kütle transferi sağlayarak diğer sistemlere göre üstün performans gösterdiğinden dolayı, bir çok endüstriyel prosesinde yoğunlukla kullanılmaktadır. Bu endüstriyel uygulamalar, mikro ölçekli elektronik elemanların soğutmasından, cam temperleme, metal tavlama, uçak sistemlerinde buzlanmayı giderme, kimyasal buhar biriktirme (CVD), türbin kanatlarını soğutma, kağıt ve tekstil kurutma sanayiine kadar yayılır. Çarpan jetler, kullanımyerlerine göre değişik şartlarda, mesela tek veya çok sayıda dizilmiş şekilde, farklı çarpma açılarında, yüksek veya düşük hızlarda, büyük veya küçük çarpma mesafelerinde ve sürekli ya da osilasyonlu şekilde kullanılabilir. Genelde noktasal soğutma işlemlerinde tek bir jet kullanılırken, endüstriyel kurutma gibi bölgesel soğutma gerektiren uygulamalarda, çok sayıda dizili jetler kullanılır. Dizili jetlerin birbirlerine yakın olmaları ve jet-hedef yüzey arası mesafenin geniş olması durumunda birbirlerini etkileme olasılığı artmaktadır. Dolayısıyla ele alınması gereken çok sayıdaki değişken nedeniyle dizi jetlerin incelenmesi daha zordur. Çarpan jetlerin etkinliğini artırmak amaçlı uygulanan metotlardan bir tanesi, akışkanı kesintili şekilde ya da salınımlı olarak hedef yüzeye püskürtmektir. Kararlı çarpan jetler ile karşılaştırıldığında, osilasyonlu çarpan jetler içinde oluşan girdapların, daha büyük ve jet çıkışına daha yakın bir yerde gelişiyor olması, dolayısıyla da durgunluk noktasının etrafındaki ısı transfer bölgesinin genişlenmesine sebep olaması gözlenmiştir.

Çarpan jetler genel olarak D çapında dairesel veya W genişliğinde dikdörtgen kesitli bir lüleden püskürtülürler. Lüle çıkışında, akışkan üniformdur. Jetler, çarptıkları yüzeydeki sınır tabakayı kaldırmak veya inceltmek suretiyle taşınım ısı ve kütle transferini artırır. Jet, dik veya değişik açılarla plakaya çarptırılabilir. Dik açı ile çarpan jetlerde, jetin eksen çizgisi ile plakanın kesiştiği noktaya geometrik çarpma

noktası denir ve durma noktası ile çakışmaktadır. Bu noktada maksimum ısı transferi meydana gelir. Eğik açılı jetlerde ise geometrik çarpma noktası ile durma noktası çakışmamaktadır. Şekil 1.1’de görüldüğü üzere, düzlemsel bir hedef yüzeye çarpan jet akışının yapısı üç karakteristik bölgede özetlenebilir. Görüldüğü gibi bu üç bölge, serbest jet bölgesi, durgunluk bölgesi ve duvar jeti bölgesidir.



Şekil 1.1. Tek bir jetinin yüzeye çarpması ile oluşan akışın yapısının şematik görünümü

Serbest jet bölgesi

Serbest jet bölgesi jet çıkışında oluşur ve jet yarıçapının fonksiyonu olarak tanımlanan, belirgin bir hız dağılımına sahiptir. Lüle çıkışından başlayarak uzaklık arttıkça, jet ile çevre arasındaki momentum aktarımı, jetin serbest sınırının genişlemesine ve sabit hız çekirdeğinin daralmasına yol açar. Çekirdeğin aşağısında, hız profili tüm jet kesiti boyunca sabit değildir ve en yüksek hız, lüle çıkışından uzaklık arttıkça azalır. Bu bölge boyunca kosullar çarpma yüzeyinden etkilenmez.

Durgunluk bölgesi

Bu bölgede jetin çarpması ve sapması neticesinde meydana gelip, hedef yüzeyden etkilenmektedir, bundan dolayı, hız dikey (z) yönde yavaşlar ve yatay (r) yönde hızlanır. Bununla beraber, akış, momentumu sıfır olan akışkanı çevreden çekmeye devam ettiği için, yatay hızlanma süresiz olarak devam edemez ve durma bölgesinde ivmelenen akış, duvar jeti bölgesinde yavaşlar. Bundan ötürü, r arttıkça yüzeye paralel hız bileşeni, sıfırdan maksimum değerine ulaşır ve yeniden yavaşlar. Çarpma yüzeyi boyunca oluşan ısı transferi jet çıkışı-hedef yüzey arasındaki mesafeye bağlıdır. Dik çarpan jetlerde bu nokta durgunluk noktasıyla çakışık ve maksimum ısı transferi bu noktada meydana gelir ve çapraz yönlerde giderek azalır.

Duvar jeti bölgesi

Çarpma bölgesini terk eden akışkanın, çevre akışkanın momentumunun sıfır olmasından dolayı yatay ivmelenmesi sürekli olmaz ve yavaşlayarak yüzeye paralel akar, buna duvar jeti denir. Akışkanın yatay hızı çarpma noktasından uzaklaştıkça, sıfırdan itibaren maksimum değerine ulaşır ve yeniden azalır. Düz bir levha üzerindeki akımın karakteristiklerini yansıtır. Durma noktasından itibaren yüzeyden uzaklaştıkça, hız sınır tabaka kalınlığı artar. Isı transferinin büyük bir kısmı durgunluk bölgesi yakınında meydana gelir, fakat duvar jetinin önemli bir kısmı da ısı değişiminde katkıda bulunabilir.

Çalışmanın Amacı

Yapılan bu numerik çalışmada, birbirine paralel olan iki yatay disk arasında püskürtülen bir jet ele alınmıştır. Alttaki disk sabit sıcaklıkta tutulmuş, üstteki yüzey ise yalıtılmıştır. Üst levhanın ortasındaki bir daire kesitli lüleden çıkan ve hızı zamanla basamaklı olarak değişen hava jeti, sıcak alt levhaya dik olarak çarpılmıştır. Reynolds sayısının, salınım genliğinin ve salınım frekansının, akış ve ısı transferine etkileri parametric olarak incelenmiştir. Sonuçlar, anlık yerel Nusselt sayısı (Nu_r), anlık durma noktası Nusselt sayısı (Nu_{max}) ve periyot boyunca zaman ortalama durma noktası Nusselt sayısı ($\overline{Nu}_{max}$) cinsinden yorumlanmıştır.

Problemi sayısal olarak çözmek için, kontrol hacmi formülasyonu ve SIMPLE algoritması kullanılarak, FORTRAN programlama dilinde bir bilgisayar programı geliştirilmiştir. Bu program yardımıyla problemin denklemleri, çözüm alanı içerisindeki hız ve sıcaklık dağılımını belirlemek için, problemin sınır şartları ile birlikte çözülmüştür. Konveksiyon terimlerinin ayrıklaştırılması için Hybrid metot kullanılmıştır. Zamana bağımlı terimler tam implicit metot kullanılarak diskritize edilmiştir. Cebirsel denklemlerin çözümü için Gauss-Seidel iterasyon tekniği kullanılmıştır.

2. LİTERATÜR ARAŞTIRMASI

Son zamanlarda laminar ve Reynolds sayıları nispeten küçük olan akışlar üzerinde bir takım inceleme yapılmıştır. Beitelmal ve ark.[1] çarpan iki boyutlu hava jetinin eğiminin, uniform şekilde ısınan düz bir levhadan yapılan ısı transferi üzerinde olan etkilerini araştırmışlardır. Deneyler jet eğim açısının 90° ile 40° , çarpma mesafesi-jet genişliği oranının 4 ile 12 ve Reynolds sayısının 4000 ile 12000 aralığında yapılmıştır.

Lin ve ark. [2] deneysel bir çalışmada sınırlı bir alan içinde meydana gelen çarpan jetin akışı ve ısı geçişi özelliklerini inceleyip, Reynolds sayısı ve çarpma mesafesi-jet genişliği oranının yüzey ısı transfer düzeylerini nasıl etkilediğini gözlemlemişler. Bu araştırmaya göre Nusselt sayısı önemli ölçüde Reynolds sayısından etkilendiği halde, jet mesafe etkileri daha az önem taşıyor. Choo ve ark. [3] tarafından yapılan çalışmada, Reynolds sayısı aralığı 150-5000, çarpma mesafesi-jet genişliği ise 0,5 ile 10 aralığında değişen, düz yüzeye çarpan mikro ölçülü jetler ele alınmıştır. Durma noktası ve alan ortalama Nusselt sayıları ile Reynolds sayısı ve çarpma mesafesi-jet genişliği parametreleri arasında deneysel bir korelasyon bulunmuştur. Bu sonuçlara göre, mikro ölçekli çarpan jetlerin ısı transfer karakteristikleri, Reynolds sayısına bağlı olan makro ölçülü jetlerden tamamen farklıdır.

Cho [4] dar bir kanal içinde düz bir plakaya çarpan laminar jetin kararsız davranışını sayısal olarak inceleyip aralıklı ve sürekli çarpma hareketleri 130 ve 160 arasındaki Reynolds sayılarında analiz etmiştir. Lee ve ark. [5] kapalı bir çarpan kararsız, iki-boyutlu akışı ve ısı transferini, 50 ile 500 arasındaki Reynolds sayıları ve 2 ile 5 arasındaki çarpma mesafesi-jet genişliği oranı için sayısal olarak araştırmışlar. Fujimoto ve ark. [6] ise, dairesel serbest jetler ile sıcak bir katının geçici soğutmasının sayısal yaklaşımını elde etmişler. Chatterjee ve ark. [7, 8] sayısal sonuçları, Reynolds sayısı, Prandtl sayısı ve çarpma mesafesine bağlı olan, tepedurma noktası Nusselt sayısının değişimini Newtonien akışkanların analizi için kullanmışlar.

Demircan ve Turkoglu [9] başka bir sayısal çalışmada, dikdörtgen salınlı çarpan jetlerin, akış ve yüzey ısı transferi özellikleri üzerine olan etkisini araştırmışlar. Bu araştırma kapsamında, Reynolds sayısı, salınım genliği ve salınım frekansı etkilerinin incelenmesi sonucunda, salınlı jetlerde kararlı durumla karşılaştırıldığında, Nusselt sayısının, arttığı görülmüştür.

Chung ve Lou [10] kapalı çarpan bir jetten kaynaklanan zamana bağlı ısı transferini ele almışlardır. Sayısal simülasyonları, 300, 500 ve 1000 Reynolds sayılarında, 4 ile 10 aralığında olan çarpma mesafesi-jet genişliği oranları için yapılmıştır. Kararsız, sıkıştırılmaz, Navier-Stokes denklemleri, yüksek mertebeden sonlu farklar yöntemi kullanılarak çözülmüştür. Bu çalışmada çarpan jetin ısı transferinin çok kararsız olduğu, bu kararsızlığın nedeni ise sınır tabakasının istikrarsızlığından kaynaklanan birincil girdaplardır. Bu birincil girdaplar duvara yaklaştığında çarpan jet akışını etkiliyor. Anlık akış ve sıcaklık alanlarının detaylı analizi, durma noktası Nusselt sayısının birincil girdapların konumundan önemli ölçüde etkilendiğini göstermiştir.

Hee Joo Poh ve ark. [11] pulsasyonlu bir akışın, laminar çarpan jet altında olan zaman-ortalama Nusselt sayısı üzerinde oluşturan etkiyi incelemek için, 100-1000 aralığındaki Reynolds sayıları, 1~20 Hz aralığındaki frekanslar ve 4~9 aralığında olan çarpma mesafesi-jet genişlikleri için, sayısal bir çalışma yapmışlar. İlginç bir şekilde bu salınlı çarpan jetin duvar jet bölgesinde başlayan ayrılmanın, osilasyon periyodu boyunca durma noktası Nusselt sayısı ile ilişkili olduğu bulunmuştur. Bir salınım sırasında ise, minimum hız durumunda mevcut olan büyük girdapların, akışın hızlanıp maksimum hız değerine ulaştığında iki küçük girdaba bölünmesi, sonra akışın geri yavaşladığında tekrar birleşip büyük girdaba dönüştüğü görülmüştür.

Zhao ve Cheng [12] titreşimli akışlarda, hızlanma aşamasında akışın laminar duruma yakın olmasını, oysa yavaşlama aşamasında türbülansın oluşabileceğini, bu ise çalışma koşulları kritik Reynolds sayılara yakın olduğu takdirde, akışın periyodik olarak laminardan türbülanslı rejime geçişine (ve tersine) yol açabilmesini ortaya koymuşlar.

Mladin ve Zumbrunnen [13] düzlemsel bir salınımlı çarpan jetin bir salınım periyodundaki alan-ortalama Nusselt sayısı miktarındaki en yüksek dalgalanmanın, jet genişliğinin yaklaşık beş katına eşit olan orta düzlemde ortaya çıktığını belirtip, jet genişliğinin bir katına karşı gelen mesafede meydana gelen alan-ortalama Nusselt sayısı değerindeki en küçük dalgalanmayı, akışın ivmelenmesi sonucunda yayılmak üzere olan türbülansa atfetmişler.

Bazı araştırmacılar salınımlı jetlerin marjinal bir pozitif etki sağladığından bahsetmiş iken başka bir grup bu tür jetlerin, ya sınır tabakası ile büyük ölçekli yapıların etkileşiminden (salınımdan dolayı hedef yüzeydeki sınır tabakasındaki girdap yapıların periyodik oluşumundan), ya da ikincil girdap yapılarından dolayı, ısı transferinde önemli artışa neden olabileceğini iddia etmektedir [14, 15].

Peng Xu ve ark. [16] salınımlı türbülanslı çarpan bir jetin altından gerçekleşen ısı transferi üzerinde etkisini incelemek için, sayısal bir çalışma yapmışlardır. Jet hızı aralıklı (açma-kapatma) şekilde değiştirilmiştir. Bu çalışmada zaman-ortalama Reynolds sayısı, Jet akışı ve çarpışan yüzey arasındaki sıcaklık farkı ve çarpma mesafesinin, ısı ve kütle transferi üzerinde olan etkileri de frekansın yanı sıra incelenmiştir. Sayısal sonuçlar, bu tür jet akışlarının geniş bir koşul yelpazesinde, hem soğutma ve hem ısıtma durumları için, ısı transferi üzerinde önemli gelişme sağladığını göstermiştir. Akış ve sıcaklık alanların simülasyonu ise, hedef yüzeyi üzerindeki ani ısı transferi oranının, hidrodinamik ve termik sınır tabakalarının zamanla gelişme hızına son derece bağımlı olduğunu ortaya çıkarmıştır.

Köseoğlu'nun yapmış olduğu doktora tezi çalışmasında [17], ilk olarak jet ile çarpma plakası arasındaki sıcaklık farkının yerel ve ortalama ısı transferine etkisi $Re=250\sim10000$, jet plaka mesafesi $H/D=2\sim12$ aralığında deneysel ve sayısal olarak incelenmiştir. Küçük jet hızlarında, akışkan ile yüzeyarasındaki sıcaklık farkının, ortalama ısı transferi üzerinde %35'e varan oranlarda etkili olduğu ve kaldırma kuvveti etkisiyle oluşan akışın yerel ısı transferini çarpma plakasının değişik bölgelerinde arttırdığı veya azalttığı gözlemlenmiştir. Jet çıkışından başlayıp plaka sonuna kadar elde edilen hız ve türbülans verilerinin, maksimum ısı transferi

konumunun belirlenmesine yönelik $Re=100\sim10000$ ve $H/D=2\sim12$ aralığında gerçekleştirilen parametrik sayısal çalışma sonuçlarıyla birlikte incelenmesi sonucunda, elde edilen ısı transferinin plaka üzerinde jetin ivmelenmesi ve jet içerisindeki türbülans yoğunluğu ile ilgisi olduğu belirlenmiştir. Düşük Re sayılı k - ϵ türbülans modeli dairesel, eliptik ve dikdörtgen kesitli türbülanslı jetlerin modellemesinde kullanılmıştır. Sonuç olarak modelin ısı transferini çarpma plakası üzerinde her noktada belirlemede yetersiz kaldığı ancak durma noktasından itibaren genel değişimi yakalayabildiği görülmüştür.

Demircan'ın yaptığı olan yüksek lisans tezinde [18] iki yatay sonsuz levha arasına püskürtülen bir osilasyonlu hava jeti dikkate alınıp, Reynolds sayısı $100\sim700$ aralığı, salınım genliği, jetin çıkış hızının $0,1\sim0,5$ aralığı ve salınım frekansı $1\sim10$ Hz aralığı için yapılan numerik çalışmaların sonucunda, Reynolds sayısının artışı ile levha üzerindeki her noktada, ısı transferinin arttığı gözlenmiştir. Ayrıca salınım frekansı ve genliğinin artırılması ile, durma noktası Nusselt sayısının arttığı görülmüştür.

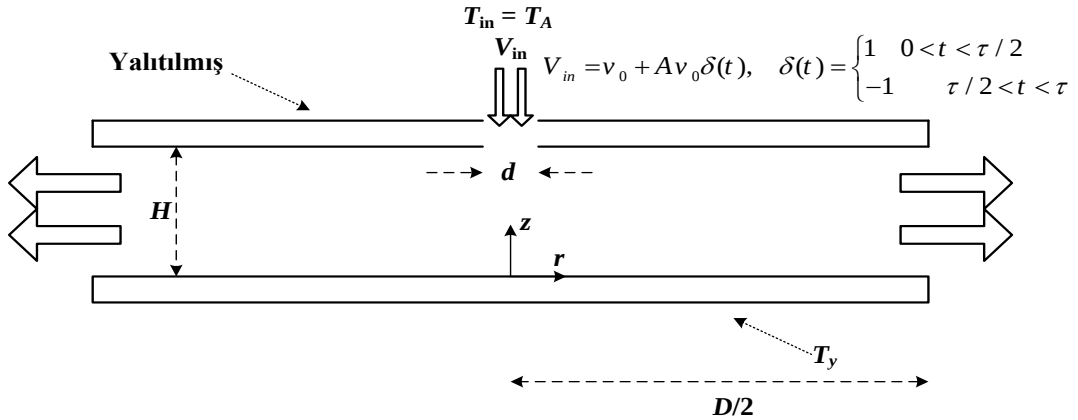
Gordon ve Akfırat [19] hava jetlerini deneysel olarak inceleyerek, sadece hız ve mesafeye bağlı sınır tabakası kalınlığıyla, ısı transfer karakteristiklerinin belirlenmeyeceğini, jetteki türbülansında önemli olduğunu göstermişlerdir. Wang ve ark. [20] ise çarpan jetin durma bölgesindeki ısı transferini analitik olarak incelemişlerdir. Sonuçta radyal yönde değişen ısı akısı ve plaka sıcaklığının, durma noktasındaki ısı transferini etkilediğini belirlemişlerdir.

Dielektriksızı jetleriyle yaptıkları deneysel çalışmada Garimella ve Rice [21] yerel taşınım ısı transferi katsayılarının, Re sayısı, H/D oranı ve lüle çapıyla değişimini incelemişlerdir. Aynı Re sayısı ve H/D oranı için, daha küçük çaplı lülelerinde daha yüksek taşınım ısı transferi katsayısı değerleri gösterdiği, durma noktasındaki taşınım ısı transferi katsayısının $\leq 5 H/D$ değerleri için fazla değişmediği, daha büyük mesafelerde ise azaldığını gözlemlemişlerdir. Busonuçlardan deneylerindeki sabit hız çekirdeği mesafesinin $\propto H/D$ civarında olduğu sonucunu çıkarmışlar bunlara ek olarak H/D değerlerindeki durma noktasına ek olarak ısı transferinde ikincil maksimum

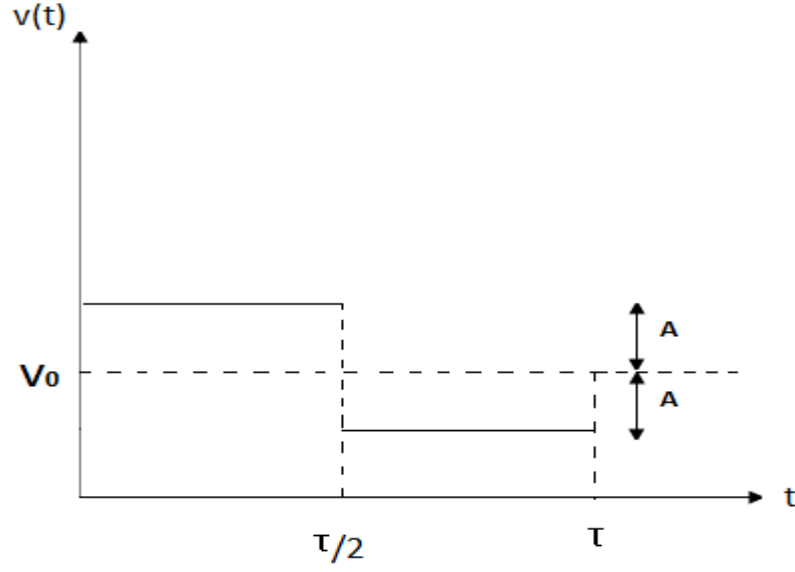
değerler gözlemlenmişler ve bu değerlerin H/D nin azalmasıyla daha belirgin olduğunu belirtmişlerdir.

3. PROBLEMİN TANIMI VE MATEMATİKSEL FORMULASYON

Şekil 3.1’de görüldüğü gibi bu çalışmada birbirine paralel iki sonsuz, düzlemsel, yatay disk kullanılmıştır. Üst disk yalıtılmıştır, alt disk ise jet çıkış sıcaklığına göre daha yüksek olan sabit bir sıcaklıkta tutulmuştur. Salınlımlı hava jeti, üst disk ortasında olan, $d=1$ cm çaplı dairesel bir yarıktan, alt disk üzerine püskürtülmektedir. İki diskin arasındaki mesafe sabit alındığından, jet genişliği-çarpma mesafesi oranı sabit değer almaktadır. Akışkan sıcaklığı sabit T_A , alt disk sıcaklığı ise sabit T_y olarak tanımlanmıştır. Akışan, jet çıkışında yuniformal şekilde, zamana bağımlı olarak $v_{in} = v_0 + A v_0 \delta(t)$, $\delta(t) = \begin{cases} 1 & 0 < t \leq \tau/2 \\ -1 & \tau/2 < t \leq \tau \end{cases}$ fonksyonu yardımıyla bulunmaktadır. Burada v_0 jetin ortalama hızı, A ise salınım genişliğidir ve değeri 0~0,8 aralığında değişmektedir. Reynolds sayısının 300, 500 ve 700 değerleri, lüle çıkış hızı frekansının ise 1~6 aralığındaki değerleri için simülasyon yapılmıştır.



Şekil 3.1. Problemin geometrisi ve koordinat sistemi



Şekil 3.2. Bir periyot boyunca lüle çıkışındaki hızın zamanla değişimi

Problem, akışın θ yönünden bağımsız kabul edilerek, iki boyutlu (r,z) olarak incelenmiştir. Ayrıca enjekte edilen akışkanın hızı osilasyonlu olduğundan dolayı, akış zamana bağımlı olarak ele alınmıştır. Jet hızı ve disklerin sıcaklık farklılıkları göz önünde bulundurulduğunda, akışın lüle eksenine göre simetrik ve laminar olduğu kabul edilebilir. Akış boyunca sıcaklık değişiminin küçük değerlerde gerçekleşmesinden dolayı, akışkanın yoğunluğu, viskozitesi ve ısıl iletkenliğinin değişimi ihmal edilmiştir.

Problemimizin akış ve ısı transfer karakteristiklerini sayısal olarak incelenebilmesi için süreklilik, momentum ve enerji denklemlerinin uygun sınır şartlar ile çözülmesi gerekmektedir. Bu denklemlerin çözülmesi ile problemin sıcaklık, hız ve basınç dağılımı elde edilebilir. Yukarıda yapılan kabullere göre, problemimizin denklemleri aşağıdaki gibi yazılabilir.

3.1 Problemin Temel Denklemleri

3.1.1 Süreklilik denklemi

Silindirik koordinatlarda sıkıştırılamaz akış için süreklilik denklemi aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho r v_r) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z) = 0. \quad (3.1)$$

Burada, v_r hızın r-yönündeki (radyal) bileşeni, v_z ise hızın z-yönündeki (düşey) bileşenidir.

3.1.2 Momentum denklemleri

Silindirik koordinatlarda kararsız ve sıkıştırılamaz akış için, momentum denkleminin radyal ve eksenel bileşenleri aşağıdaki gibi yazılabilir:

r-yönü momentum denklemi

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_r v_r) + \frac{\partial}{\partial z} (v_z v_r) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \nu \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial v_r}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 v_r}{\partial z^2} - \frac{v_r}{r^2} \right] \quad (3.2)$$

z-yönü momentum denklemi

$$\frac{\partial v_z}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_r v_z) + \frac{\partial}{\partial z} (v_z v_z) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} \right] \quad (3.3)$$

Burada p ve ν sırasıyla, basınç ve kinematik viskoziteyi temsil etmektedir.

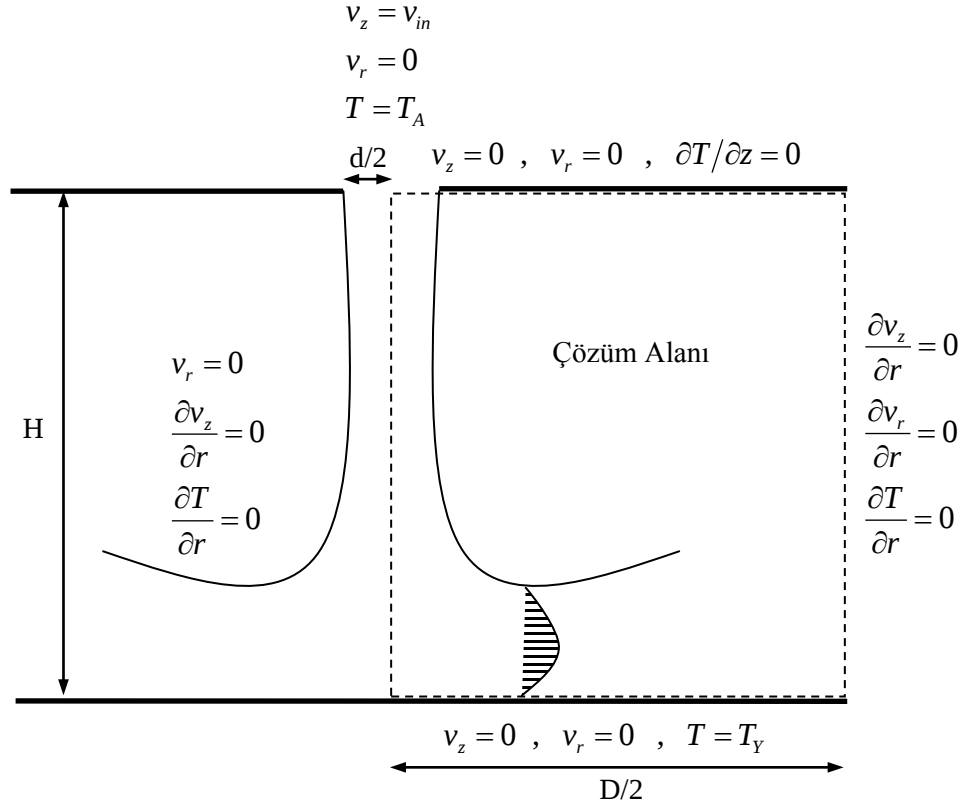
3.1.3 Enerji denklemi

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_r T) + \frac{\partial}{\partial z} (v_z T) = \alpha \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right] \quad (3.4)$$

Burada T sıcaklığı, α ısı yayılım katsayısını, r ve z ise sırasıyla yatay ve düşey yönleri ifade etmektedir. Isı yayılım katsayısı $\alpha = \frac{k}{\rho C_p}$ formülünden hesaplanmaktadır. Bu formülde, ρ akışkan yoğunluğu, k ısı iletim katsayısı, C_p ise sabit basınçta özgül ısıdır.

3.2 Sınır Şartları

Problemin temel denklemlerinin çözülmesi için, tüm çözüm alanının sınırlarında sınır ve başlangıç değerlerinin bilinmesi gerekmektedir. Problemin geometrisine göre, alt disk sabit sıcaklıkta tutulmaktadır, üst disk ise yalıtılmıştır. Akışın lüle eksenine göre simetrik olduğu kabul edildiğinden, eksen boyunca simetri koşulları sağlanır. Ayrıca akışın çıktığı yan yüzeyde değişimleri, ihmal edilebilecek kadar küçük kabul edilmiştir. Jet çıkışındaki tüm değişkenlerin değerleri verilmektedir. Akışkan jet çıkışında sabit sıcaklıktadır ve hızın eksenel bileşeni $v_{in} = v_0 + A v_0 \delta(t)$, $\delta(t) = \begin{cases} 1 & 0 < t \leq \tau/2 \\ -1 & \tau/2 < t \leq \tau \end{cases}$ formülü ile belirlenir. Akışkan hızının yatay bileşeni ise sıfırdır ($v_r = 0, 0$). Tüm bu şartlara göre, problemimizin sınır şartları Şekil 3.3'deki gibidir.



Şekil 3.3. Problemin sınır şartlarının şematik gösterimi

Üst Yüzeyde ($z = H$)

$$0.0 \leq r \leq d/2, \quad v_z = v_{in}, \quad v_r = 0.0, \quad T = T_A$$

$$d/2 \leq r \leq D/2, \quad v_z = 0.0, \quad v_r = 0.0, \quad \frac{dT}{dz} = 0.0$$

Alt Yüzeyde ($z = 0.0$)

$$0.0 \leq r \leq D/2, \quad v_z = 0.0, \quad v_r = 0.0, \quad T = T_y$$

Yan Yüzeyde ($r = D/2$)

$$0.0 \leq z \leq H, \quad \frac{dv_z}{dr} = 0.0, \quad \frac{dv_r}{dr} = 0.0, \quad \frac{dT}{dr} = 0.0$$

Simetri Ekseninde ($r = 0.0$)

$$0.0 \leq z \leq H, \quad \frac{dv_z}{dr} = 0.0, \quad v_r = 0.0, \quad \frac{dT}{dr} = 0.0$$

Başlangıç Şartı ($t = 0.0$)

$$v_z = 0.0, \quad v_r = 0.0, \quad T = T_A$$

3.3 Genel Taşınım Denklemi

Problemimizin süreklilik, enerji ve momentum denklemlerini incelediğimiz zaman, hepsinin benzer yapıda olduğunu gözlemledik. Bundan dolayı bir genel değişken ϕ kullanarak, tüm denklemler genel bir formda yazılabilir. Genel Bir ϕ değişkeni için iki boyutlu silindirik koordinatlarda Eş. 3.5'deki şekilde yazılabilir. Genel taşınım denklemi için, değişkenler ve bunlara karşılık gelen difüzyon katsayıları ve kaynak terimleri Çizelge 3.1'de verilmiştir.

$$\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho r v_r \phi) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z \phi) = \Gamma_\phi \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} \right] + S_\phi \quad (3.5)$$

Bu eşitlikte ϕ genel bir değişkeni, Γ_ϕ genel difüzyon katsayısını, S_ϕ ise kaynak terimini temsil etmektedir.

Çizelge 3.1. Genel taşınım denklemi için, değişkenler ve bunlara karşılık gelen difüzyon katsayıları ve kaynak terimleri

Denklem	ϕ	Γ_ϕ	S_ϕ
Süreklilik	1	0	0
r-yönü Momentum	v_r	μ	$-\frac{\partial P}{\partial r} - v \frac{v_r}{r^2}$
z-yönü Momentum	v_z	μ	$-\frac{\partial P}{\partial z}$
Enerji	T	$\frac{k}{C_p}$	0

3.4 Nusselt Sayısının Hesaplaması

Sıcak olan alt diskten, akışkana geçen ısı transferi karakterize etmek için Nusselt sayısı ile karakterize edilebilir. Nusselt sayısının genel formülü aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$Nu = \frac{hL_c}{k} \quad (3.6)$$

Burada kullanılan h , k ve L_c sırasıyla, alt yüzeydeki ısı taşınım katsayısı, akışkanın ısı iletim katsayısı ve karakteristik uzunluğudur. Burada lülenin çapı karakteristik uzunluk olarak tanımlanmıştır, yani lülenin hidrplik çapı D_h lülenin kendi çapına eşittir.

$$L_c = d \quad (3.7)$$

Enerji denklemlerinin numerik çözümünden elde edilen sıcaklık dağılımı, sıcak alt disk boyunca Nusselt sayısını hesaplamak için kullanılmıştır. Sıcak alt levhadan akışkana olan ısı akısı şu şekilde yazılabilir;

$$q'' = h(T_y - T_A) = -k \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0}. \quad (3.8)$$

Eş. 3.8'den ısı taşınım katsayısı (h) çekilir ise Eş. 3.9 elde edilebilir.

$$h = - \frac{k}{(T_y - T_A)} \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0}. \quad (3.9)$$

Bulunan bu denklem Nusselt sayısının genel formülünde yerine yazılırsa, anlık yerel Nusselt sayısını elde ederiz.

$$Nu_r = - \frac{d}{(T_y - T_A)} \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0}. \quad (3.10)$$

Yukarıdaki ifade sıcak alt disk üzerindeki anlık yerel Nusselt sayısının değişimini göstermektedir. Problemimizin sıcak alt yüzeyindeki anlık alan ortalama Nusselt sayısını elde etmek için, alan boyunca yerel Nusselt sayısı değişiminin integralini alır ve toplam yüzey alanına bölersek Eş. 3.11'i elde ederiz.

$$\overline{Nu_A} = \frac{1}{A} \int_A Nu_r \, dA \quad (3.11)$$

Burada A diskin toplam yüzey alanıdır.

Periyot boyunca alan ve zaman ortalama Nusselt sayısı ise, salınım periyodu boyunca ortalama alındıktan sonra, aşağıdaki gibi elde edilir.

$$\overline{Nu} = \frac{1}{\tau} \int_{\tau} \frac{1}{A} \int_A Nu_r \, dA \, dt \quad (3.12)$$

Burada τ bir periyodu temsil etmektedir.

Anlık durma noktası Nusselt sayısı (Nu_{max}) olarak tanımlanmıştır.

$$Nu_{max} = Nu_r|_{\substack{r=0 \\ z=0}} \quad (3.13)$$

Periyot boyunca zaman ortalama durma noktası Nusselt sayısı ($\overline{Nu}_{max}$) ise, anlık durma noktası Nusselt sayısının periyot boyunca ortalaması alınarak aşağıdaki gibi hesaplanır.

$$\overline{Nu}_{max} = \frac{1}{\tau} \int_{\tau} Nu_{max} dt \quad (3.14)$$

3.5 Reynolds Sayısının Hesaplanması

Reynolds sayısı, lüle çapı ve jet çıkış hızının, periyot boyunca ortalaması kullanılarak hesaplanmıştır. Bunun neticesinde aşağıdaki eşitlik elde edilir.

$$Re = \frac{v_0 d}{\nu} \quad (3.15)$$

4. SAYISAL ÇÖZÜM YÖNTEMİ

Bir problemin çözümündeki amaç, problemin bağımlı değişkenlerinin, çözüm alanının içindeki dağılımlarının elde edilmesi ve sistemin çevresi ile olan etkileşiminin belirlenmesidir. İncelediğimiz problemin matematiksel olarak modellenmesi sonucunda elde edilen süreklilik, momentum ve enerji denklemleri birbirine bağımlı olduğu için aynı anda çözülmesi gerekir. Bu yüzden problemimizin çözümünde, analitik ve deneysel metotların yerine, sayısal çözüm metodu kullanılmıştır. Sayısal metot ile çözüm yapılırken, problemin çözüm alanında sonlu sayıda noktadan oluşan bir ağ oluşturulur ve bağımlı değişkenlerin (v_r, v_z, p ve T) değerleri tüm bu noktalar için elde edilir. Fiziksel bir problemin sayısal metot ile çözümü üç adımda gerçekleşir.

1. Fiziksel problemin diferansiyel denklemler ile ifade edilmesi ve sınır şartlarının belirlenmesi (formülasyon).
2. Diferansiyel denklemlerin düğüm noktalarında ayrıklaştırılarak cebirsel denklem sistemlerine dönüştürülmesi.
3. Elde edilen cebirsel denklem sistemlerinin uygun yöntemlerle çözülmesi.

Bunun için, ilk olarak problemin geometrisi sonlu sayıda kontrol hacmine bölünerek, Eş. 3.1, Eş. 3.2, Eş. 3.3 ve Eş. 3.4 bu kontrol hacimlerinde integre edilmiştir ve cebirsel denklemlere dönüştürülmüştür. Konveksiyon terimlerinin diskritizasyonu için Hybrid metot kullanılmıştır. Zamana bağımlı terimler tam implicit metot kullanılarak diskritize edilmiştir. Cebirsel denklemlerin çözümü için ise Gauss-Seidel iterasyon tekniği kullanılmıştır. SIMPLE algoritması kullanılarak, FORTRAN programlama dilinde bir bilgisayar programı geliştirilmiştir. Bu program yardımıyla, problemimizin denklemleri, alanı içerisindeki hız ve sıcaklık dağılımını belirlemek için, problemin sınır şartları ile birlikte çözülmüştür.

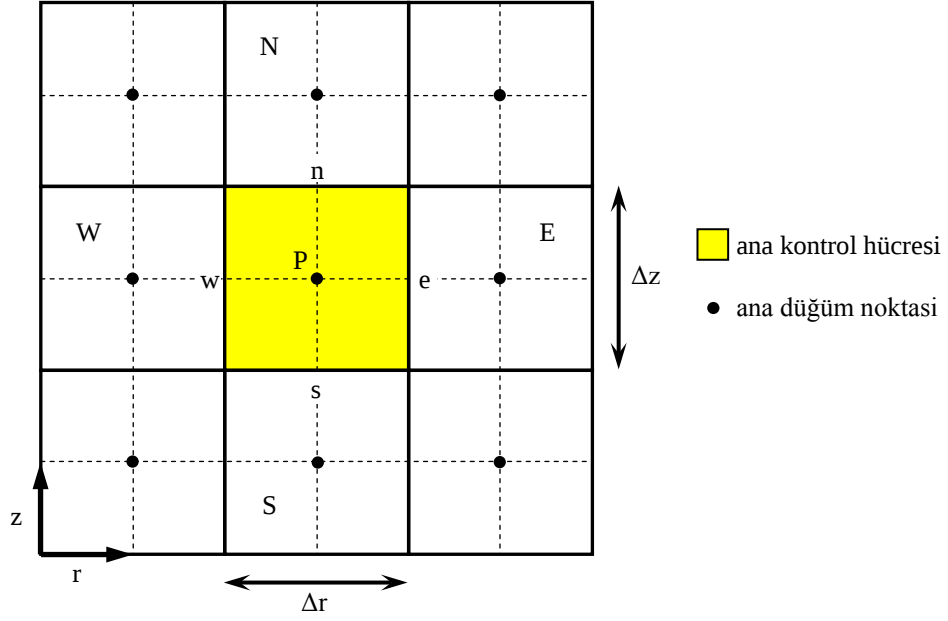
4.1 Çözüm Sistemi

Problemimizin diferansiyel denklemlerinin sayısal olarak çözülebilmesi için, öncelikle problemin çözüm alanının sonlu sayıda kontrol hacmine bölünmesi gerekmektedir. Problemin geometrisinin her noktası için cebirsel denklem oluşturulabilir ve bu denklemler çözülebilir. Fakat bu sonsuz sayıda nokta ve sonsuz sayıda çözüm demektir. Bu yüzden problemin çözüm alanı içinde yeterli sayıda nokta belirlenir ve bu noktalar için çözüm yapılır. Çözüm sonucunda bağımlı değişkenlerin değerleri bu noktalar için elde edilir. Bu noktalara düğüm ve bu düğüm noktalarının oluşturduğu sisteme de çözüm sistemi denir. Kullanılan düğüm sayısı arttıkça çözüm hassasiyeti artar, fakat bu sırada yapılacak işlem sayısı da artar. Bu yüzden problemin çözümünde optimum düğüm sayısı kullanılmalıdır.

4.2 Diferansiyel Denklemlerin Cebirsel Denklemlere Dönüştürülmesi

Problemin diferansiyel denklemlerinin ayrıklaştırmasında “Kontrol Hacmi Formülasyonu” kullanılmıştır. Bu metotta problem alanı sonlu hacimlere (control hacimlerine) bölünerek, diferansiyel denklemler bu control hacimlerinde integre edilerek cebirsel denklemlere dönüştürülürler. Bu yöntemde iki kontrol hacminin bitişik yüzeylerinden geçen akı eşit olmalıdır. Cebirsel denklemlerin tüm katsayıları pozitif değerde olmalıdır. Kaynak terimi lineerize edildiğinde $S_p \leq 0$ olmalıdır. Ayrıca $a_p = \sum a_{nb}$ olmalıdır.

Problemimizin control hacmi sistemi aşağıdaki gibidir. Burada P control hacminin merkezinin olduğu düğüm noktasını, w control hacminin batı yüzeyini, e doğu yüzeyini, n kuzey yüzeyini, s ise güney yüzeyini belirtmektedir. Ayrıca W batı yönündeki, E doğu yönündeki, N kuzey yönündeki, S ise güney yönündeki komşu control hacminin merkezini göstermektedir.



Şekil 4.1. İki boyutlu akış için control hacmi sistemişeması

Momentun denklemleri çözülürken, denklemlerin içerisinde bulunan basınç dağılımının bilinmesi gerekmektedir. Problemimizin temel denklemlerinin içinde basınç dağılımını çözebildiğimiz bir denklem yoktur. Bu yüzden momentum denklemlerinin çözülebilmesi için, süreklilik denklemi, basınç dağılımını çözmek için kullanılır. Bundan dolayı bu uygulamada, kaydırılmış control hacimlerin kullanılması gerekmektedir. Dolayısıyla r-yönü momentum denklemini çözmek için, ağ sistemi ana ağ sistemine (ana kontrol hacmine) göre doğuya kaydırılır. Aynı şekilde z-yönü momentum denklemini çözmek için, ağ sistemi ana ağ sistemine (ana control hacmine) göre kuzeye kaydırılır. Daha sonra ilgili denklemler bu yeni ağ sistemine göre çözülür.

Bu denklem, difüzyo terimlerini de sol tarafa alarak, şöyle yazılabilir

$$r \frac{\partial(\rho\varphi)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r} \left(\rho r v_r \varphi - r \Gamma_\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho r v_z \varphi - r \Gamma_\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right) = r S_\varphi \quad (4.3)$$

r ve z yönler için konveksiyon ve difüzyondan oluşan toplam akılar yazılırsa Eş.4.4 ve Eş.4.5 elde edilir.

$$J_r = \rho r v_r \varphi - r \Gamma_\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial r} \quad (4.4)$$

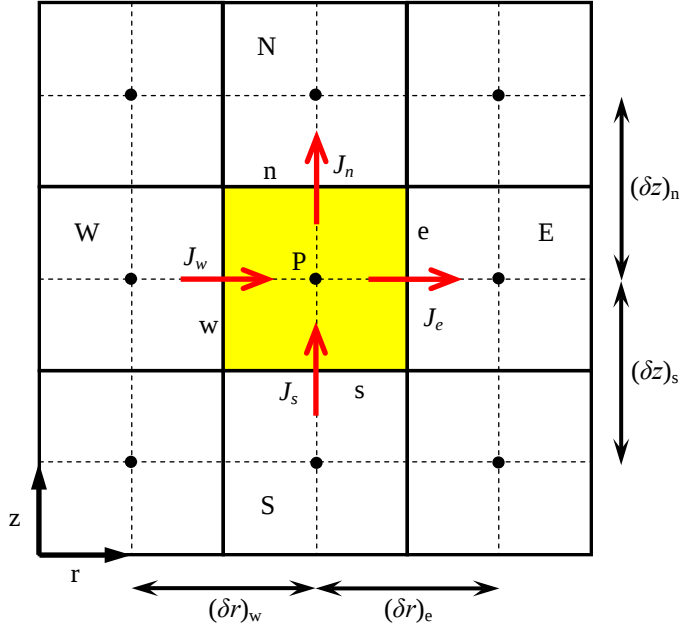
$$J_z = \rho r v_z \varphi - r \Gamma_\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial z} \quad (4.5)$$

Eş. 4.4 ve Eş. 4.5, Eş. 4.3'de yerlerine konulursa genel diferansiyel denklem aşağıdaki gibi olur.

$$r \frac{\partial(\rho\varphi)}{\partial t} + \frac{\partial J_r}{\partial r} + \frac{\partial J_z}{\partial z} = r S_\varphi \quad (4.6)$$

Eş. 4.6 şekil 4.3'de gösterilen control hacminde integre edilirse:

$$\int_t^{t+\Delta t} \int_w^e \int_s^n \left[r \frac{\partial(\rho\varphi)}{\partial t} + \frac{\partial J_r}{\partial r} + \frac{\partial J_z}{\partial z} \right] dz dr dt = \int_t^{t+\Delta t} \int_w^e \int_s^n [r S_\varphi] dz dr dt \quad (4.7)$$



Şekil 4.3. P düğüm noktası için kontrol hacmi ve boyutları

Zamana bağımlı terim için ımplicit metot kullanılarak integral tamamlanırsa, Eş. 4.8 elde edilir.

$$\frac{(\rho\phi r)_P - (\rho^0\phi^0 r)_P}{\Delta t} \Delta r \Delta z + J_e - J_w + J_n - J_s = (S_C + S_P\phi_P)\Delta r \Delta z \quad (4.8)$$

Cebirsel denklemlerin lineer olması istendiği için, kaynak terimlerinde bu şartı sağlaması gerekir, dolayısıyla kaynak terimi lineerize edilir. Bundan dolayı kaynak terimi genel olarak $S = S_C + S_P\phi_P$ şeklinde ifade edilmiştir. Burada, S_C sabit bir değer, S_P ise bir katsayıdır.

Eşitlik 4.8’de verilen J_e , J_w , J_n ve J_s terimleri, kontrol hacminin yan yüzeylerindeki toplam konveksiyon-difüzyon akısını temsil etmektedir ve aşağıdaki şekilde tanımlanmışlardır.

$$J_e = \int_e J_r dz \quad (4.9a)$$

$$J_w = \int_w J_r dz \quad (4.9b)$$

$$J_n = \int_n J_z dr \quad (4.9c)$$

$$J_s = \int_s J_z dr \quad (4.9d)$$

Aynı şekilde benzer işlemleri, süreklilik denkleminde de uygulayalım. Silindrik koordinatlarda kararsız akış için süreklilik denklemi aşağıdaki gibi yazılır.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho r v_r) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z) = 0. \quad (4.10)$$

Eş. 4.10, P düğüm noktasının kontrol hacminde integre edilirse Eş. 4.11 elde edilir.

$$\int_t^{t+\Delta t} \int_w^e \int_s^n \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho r v_r) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z) = 0 \right] dz dr dt \quad (4.11)$$

Eşitlik 4.11'in her iki tarafını da r ile çarparsak Eş. 4.12'i elde ederiz.

$$\int_t^{t+\Delta t} \int_w^e \int_s^n \left[\frac{\partial(r\rho)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r} (\rho r v_r) + \frac{\partial}{\partial z} (r\rho v_z) = 0 \right] dz dr dt \quad (4.12)$$

Yukarıdaki integraller tamamlanırsa Eş. 4.12 elde edilir.

$$\frac{(r_P \rho_P - r_{P0} \rho_{P0})}{\Delta t} \Delta r \Delta z + F_e - F_w + F_n - F_s = 0. \quad (4.13)$$

Burada F_e , F_w , F_n ve F_s kontrol hacminin yüzeylerindeki kütleli debileri temsil etmektedir ve aşağıdaki şekilde ifade edilebilir.

$$F_e = (\rho r v_r)_e \Delta z \quad (4.14a)$$

$$F_w = (\rho r v_r)_w \Delta z \quad (4.14b)$$

$$F_n = (\rho r v_z)_n \Delta r \quad (4.14c)$$

$$F_s = (\rho r v_z)_s \Delta r \quad (4.14d)$$

Eş. 4.13'ü φ_P ile çarpar, Eş. 4.8'den çıkarır ve düzenlersek aşağıdaki eşitliği elde ederiz.

$$\frac{(\varphi_P - \varphi_P^0) \rho_P^0 r_P}{\Delta t} \Delta r \Delta z + (J_e - \varphi_P F_e) - (J_w - \varphi_P F_w) + (J_n - \varphi_P F_n) - (S - \varphi_P F_s) = (S_c + S_P \varphi_P) \Delta r \Delta z \quad (4.15)$$

Bu denklemin terimleri aşağıdaki gibi ifade edilebilir.

$$J_e - \varphi_P F_e = a_E (\varphi_P - \varphi_E) \quad (4.16)$$

$$J_w - \varphi_P F_w = a_W (\varphi_W - \varphi_P) \quad (4.17)$$

$$J_n - \varphi_P F_n = a_N (\varphi_P - \varphi_N) \quad (4.18)$$

$$J_s - \varphi_P F_s = a_S (\varphi_S - \varphi_P) \quad (4.19)$$

Yukarıdaki ifadeler, Eş. 4.15'de yerlerine yazılırsa,

$$\frac{(\varphi_P - \varphi_P^0) \rho_P^0 r_P}{\Delta t} \Delta r \Delta z + a_E (\varphi_P - \varphi_E) - a_W (\varphi_W - \varphi_P) + a_N (\varphi_P - \varphi_N) - a_S (\varphi_S - \varphi_P) = (S_c + \varphi_P S_P) \Delta r \Delta z \quad (4.20)$$

elde edilir. Bu denklemi düzenlersek Eş. 4.21'i elde ederiz.

$$a_P \varphi_P = a_E \varphi_E + a_W \varphi_W + a_N \varphi_N + a_S \varphi_S + b \quad (4.21)$$

Bu elde edilen cebirsel denklemde bulunan a_E , a_W , a_N ve a_S denklemin katsayılarıdır ve aşağıdaki gibi ifade edilmiştir.

$$a_E = D_e(|P_e|) + \|-F_e, 0\| \quad (4.22a)$$

$$a_W = D_w A(|P_w|) + \|F_w, 0\| \quad (4.22b)$$

$$a_N = D_n A(|P_n|) + \|-F_n, 0\| \quad (4.22c)$$

$$a_S = D_s A(|P_s|) + \|F_s, 0\| \quad (4.22d)$$

$$a_P^0 = \frac{r_P \rho_P^0}{\Delta t} \Delta r \Delta z \quad (4.22e)$$

$$b = a_P^0 \varphi_P^0 + S_c \Delta r \Delta z \quad (4.22f)$$

$$a_P = a_E + a_W + a_N + a_S + a_P^0 - S_p \Delta r \Delta z \quad (4.22g)$$

Bu tanımlanan katsayıların içerisinde bulunan D , kontrol hacminin yüzeylerindeki difüzyon katsayısını, P ise kontrol hacminin yüzeylerindeki Peclet sayısını temsil etmektedir. Difüzyon katsayısı aşağıdaki şekilde ifade edilebilir.

$$D_e = \frac{\Gamma_e r_e}{(\delta r)_e} \Delta z \quad (4.23a)$$

$$D_w = \frac{\Gamma_w r_w}{(\delta r)_w} \Delta z \quad (4.23b)$$

$$D_n = \frac{\Gamma_n r_n}{(\delta z)_n} \Delta r \quad (4.23c)$$

$$D_s = \frac{\Gamma_s r_s}{(\delta z)_s} \Delta r \quad (4.23d)$$

Peclet sayısı kütleli debinin difüzyon terimine bölümü olarak ifade edilir ve aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$P_e = \frac{F_e}{D_e} \quad (4.24a)$$

$$P_w = \frac{F_w}{D_w} \quad (4.24b)$$

$$P_n = \frac{F_n}{D_n} \quad (4.24c)$$

$$P_s = \frac{F_s}{D_s} \quad (4.24d)$$

Yukarıdaki ifadeler içindeki $A(|P|)$, Peclet sayısına bağlı bir fonksiyondur ve kullanılacak olan metoda göre değişir. Değişik metotlar için $A(|P|)$ 'nin alacağı değerler aşağıdaki çizelgede belirtilmiştir.

Çizelge 4.1. Farklı metotlar için $A(|P|)$ fonksiyonu

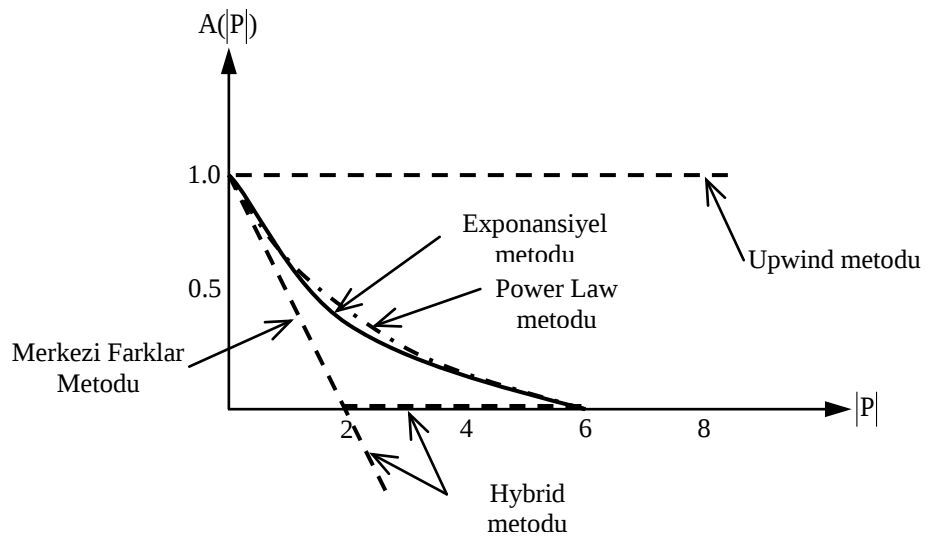
Metot	$A(P)$ Değeri
Merkezi Farklar	$1 - 0.5 P $
Upwind Metodu	1
Hybrid Metodu	$\ 0, (1 - 0.5 P)\ $
Power Law metodu	$\ 0, (1 - 0.5 P)^5\ $
Exponansiyel Metot	$ P /[\exp(P) - 1]$

Verilen bir problem için, Çizelge 4.1'de verilen metotlar arasından en uygun olanı akışkanın hızına bağlı olarak seçilir. Bu metotlar tek tek incelenirse, merkezi farklar metodunun düşük hızlar için iyi sonuç verirken, hızlar yükseldikçe doğruluktan uzaklaştığı görülmektedir. Bu metot katsayıların pozitif olma metodunu her zaman sağlamamaktadır. Peclet sayısının küçük değerleri için bu şart sağlanırken, büyük değerler için sağlanmamaktadır. Bu sorunu gidermek için Upwind metodu geliştirilmiştir. Bu yöntemde cebirsel denklemlerin katsayılarının pozitif olma şartı her zaman sağlanır. Bu yüzden, fiziksel olarak bu metot her zaman doğru sonuç verir, fakat değişkenlerin değişiminin lineer kabul edilmesinden dolayı, hassas

olmayan sonuçların ortaya çıkmasına sebep olur. Kısacası Upwind metodu yüksek Peclet sayıları için konveksiyonu iyi temsil eder fakat sayısal difüzyona neden olur.

Exponansiyel metotta ise, diferansiyel denklem cebirsel hale getirilirken, analitik çözümle elde edilen bir ifade, düğümler arasındaki değişkenlerin değişimini ifade etmek için kullanılır. Bundan dolayı sayısal olarak elde edilen çözüm, analitik çözüme çok yakındır. Analitik çözüm sadece bir boyutlu problemler için elde edildiğinden dolayı, bu metot direk olarak iki ve üç boyutlu problemler için uygulanamamaktadır.

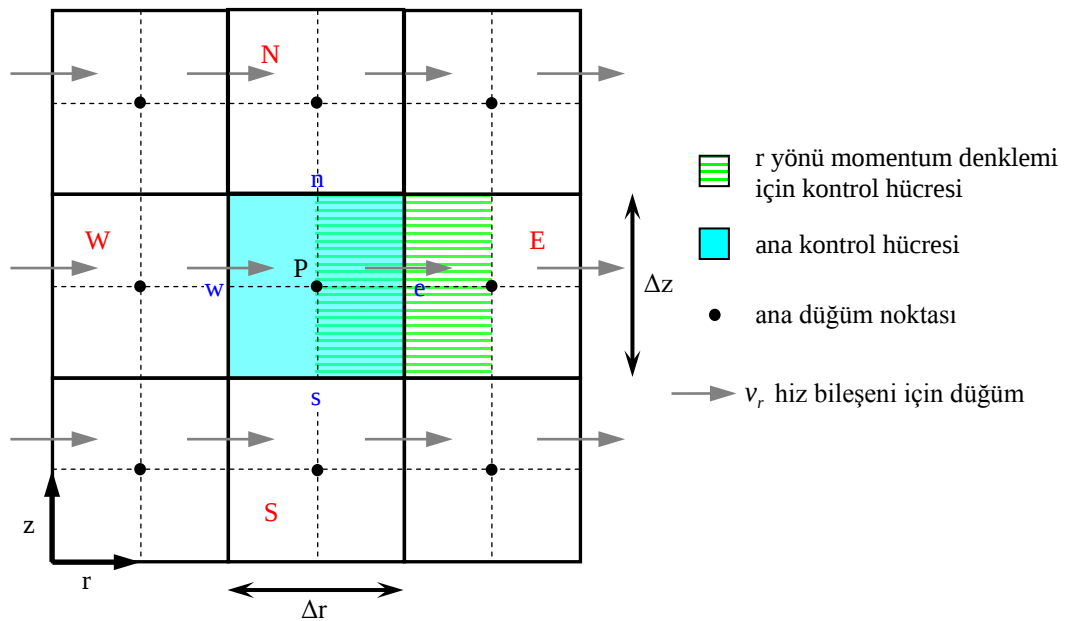
Hybrid metot ise, Merkezi farklar ve upwind metotlarının iyi tarafları alınarak geliştirilmiştir. Bu metot, küçük Peclet sayılarında Merkezi farklar metodu, büyük Peclet sayılarında ise Upwind metodu gibi davranır. Peclet sayısı $-2 \leq P \leq 2$ aralığında, Merkezi farklar metoduna, bu aralığın dışında ise Upwind metoduna eşdeğerdir. Upwind metot Peclet sayısının -2 ve +2 değerleri için analitik çözümden oldukça uzaklaşmaktadır. Bu durumu ortadan kaldırmak için Power law metodu geliştirilmiştir. Power law metodunda, analitik çözüme daha iyi yaklaşmak için, katsayıların hesabında Peclet sayısının değerine göre, dört değişik ifade kullanılmıştır. Bu metotların kıyaslaması Şekil 4.4'te görülmektedir.



Şekil 4.4. değişik ayrıklaştırma yöntemlerinin kıyaslaması

4.2.2 Momentum denklemlerinin cebirsel hale dönüştürülmesi

Daha önce de belirtildiği gibi, momentum denklemleri çözülürken, denklemlerin içerisinde bulunan basınç dağılımının bilinmesi gerekmektedir. Eğer basınç dağılımı bilinse idi, momentum denkleminin çözümü genel taşınım denkleminin çözümü gibi yapılabilirdi. Momentum denkleminin basınç terimi içermesi ve basınç için ayrı bir diferansiyel denkleminin olmaması, momentum denklemini için özel yaklaşımlar gerektirmiştir. Bu yaklaşımlar SIPLE, SIMPLER, SIMPLEST, SIMPLEC ve benzerleridir [22]. Biz problemimizin momentum denklemleri çözümünde SIMPLE algoritmasını kullanacağız. Genel diferansiyel denklemin cebirsel denklemlere dönüştürülmesi sırasında ana kontrol hücresi kullanılmıştır. Momentum denklemlerini cebirsel denklemlere dönüştürmek için, aynı kontrol hücresinin kullanımı çeşitli sorunlara neden olmaktadır. Bu sorunları gidermek için, momentum denklemleri cebirsel denklemlere dönüştürülürken, kaydırılmış kontrol hücreleri kullanılır. Dolayısıyla r-yönlü momentum denklemini çözmek için, ağ sistemi ana ağ sistemine göre doğruya kaydırılır. Aynı şekilde z-yönü momentum denklemini çözmek için ağ sistemi ana ağ sistemine göre kuzeye kaydırılır. Şekil 4.5 ve Şekil 4.6'da kaydırılmış ağ sistemleri görülmektedir.



Eş. 4.25 ve Eş. 4.26’da bulunan a_n , v_{rnb} ve v_{znb} terimleri, tüm komşu noktalardaki değişkenler ve katsayıları temsil etmektedir. A_e kontrol hacminin doğu yönünün alanını, A_n ise kontrol hacminin kuzey yönünün alanını temsil etmektedir.

4.3 SIMPLE Algoritması

Daha önceden de belirtildiği gibi momentum denklemlerin çözülmesi için basınç dağılımının bilinmesi gerekmektedir. Fakat bu denklemlerde doğru basınç değerlerinin bilinmediği için, tahmini bir basınç değeri P^* belirlenir, bu tahmini değer için çözülen hız bileşenleri v_r^* ve v_z^* gösterilirse, denklemler aşağıdaki şekli alır.

$$a_e v_r^* = \sum a_{nb} v_{r\,nb}^* + b + A_e(P_P^* - P_E^*) \quad (4.27)$$

$$a_n v_z^* = \sum a_{nb} v_{z\,nb}^* + b + A_n(P_P^* - P_N^*) \quad (4.28)$$

Bulunmuş olan bu hızlar, tahmini basınç dağılımında elde edilen tahmini hızlardır. Bu yüzden basınç ve hızların düzeltilmesi gerekmektedir, yani gerçek değerlerine olabildiğince yaklaştırılması gerekmektedir. Doğru basınç değerine P , basınç düzeltmesine ise P' denirse, bu basınç düzeltmesine karşılık hızlardaki düzelme v_r' ve v_z' olur. Ayrıca doğru hız değerleri de v_r ve v_z olarak belirlenir. Buna göre doğru basınç ve hız bileşenleri şu şekilde ifade edilir:

$$P = P^* + P' \quad (4.29)$$

$$v_r = v_r^* + v_r' \quad (4.30)$$

$$v_z = v_z^* + v_z' \quad (4.31)$$

Eşitlik 4.27, Eş. 4.25'den ve Eş. 4.28, Eş. 4.26'den taraf tarafa çıkılırsa aşağıdaki denklemler elde edilir. Burada $\sum a_{nb} v_{r\,nb}'$ ve $\sum a_{nb} v_{z\,nb}'$ terimleri ihmal edilmiştir. Bunun amacı düzeltilmiş hız değerleri için daha basit bir ifade elde etmektir.

$$a_e v_{r\,e}' = A_e(P_P' - P_E') \quad (4.32)$$

$$a_n v_{z'_n} = A_n (P'_P - P'_N) \quad (4.33)$$

Yukarıdaki denklemlerden hızlardaki düzeltme $v_{r'}$ ve $v_{z'}$ çekilirse, Eş. 4.34 ve Eş. 4.35 elde edilir.

$$v_{r'_e} = d_e (P'_P - P'_E) \quad (4.34)$$

$$v_{z'_n} = d_n (P'_P - P'_N) \quad (4.35)$$

Bu denklemlerde, $d_e = \frac{A_e}{a_e}$ ve $d_n = \frac{A_n}{a_n}$ olarak temsil edilmiştir. Hızlardaki düzeltme $v_{r'_e}$ ve $v_{z'_n}$ Eş. 4.30 ve Eş. 4.31'de yerlerine konulursa doğru hız dağılımlarını veren ifadeler bulunur.

$$v_{r_e} = v_{r_e}^* + d_e (P'_P - P'_E) \quad (4.36)$$

$$v_{z_n} = v_{z_n}^* + d_n (P'_P - P'_N) \quad (4.37)$$

Basınç düzeltme denklemini elde etmek için, öncelikle süreklilik denkleminin ana kontrol hacminde integre edilmesi gerekmektedir. Daha önceden, süreklilik denklemi integre edilmiş Eş. 4.13 elde edilmişti. Yukarıda elde edilen doğru hız bileşenleri Eş. 4.13'de yerlerine yazılırsa, aşağıdaki basınç basınç düzeltme denklemini elde ederiz.

$$a_P P'_P = a_E P'_E + a_W P'_W + a_N P'_N + a_S P'_S + b \quad (4.38)$$

Bu denklemlerdeki katsayılar aşağıda verilmiştir.

$$a_E = \rho_e d_e r \Delta z \quad (4.39a)$$

$$a_W = \rho_w d_w r \Delta g \quad (4.39b)$$

$$a_N = \rho_n d_n r \Delta r \quad (4.39c)$$

$$a_S = \rho_s d_s r \Delta r \quad (4.39d)$$

$$a_P = a_E + a_W + a_N + a_S \quad (4.39e)$$

$$b = \frac{(\rho_P^0 - \rho_P)}{\Delta t} r \Delta r \Delta z + [(\rho v_r^*)_w - (\rho v_r^*)_e] \Delta z + [(\rho v_z^*)_s - (\rho v_z^*)_n] \Delta r \quad (4.39f)$$

Yukarıdaki denklemdeki b , kaynak terimini temsil etmektedir. Aynı zamanda integre edilmiş süreklilik denklemi ile aynıdır. Bu kaynak terimi sıfır olduğu zaman, süreklilik denklemi sağlanmış olur, dolayısıyla doğru hız ve basınç dağılımları bulunmuş olur.

4.4 Cebirsel Denklemlerin Çözümü

Problemimizin temel denklemlerinin ayrıklaştırması ile elde edilen cebirsel denklem sistemlerini sayısal olarak çözmek için Gauss Siedel iterasyon tekniği kullanılmıştır. Bu çözüm metodunda her eşitlikten bir bilinmeyen sanki değerleri biliniyormuş gibi çözülür. Bundan dolayı bilinmeyenler için ilk iterasyonda bir başlangıç değeri kabul edilir ve daha sonraki iterasyonlarda mevcut olan en son değer kullanılarak, aynı işlemler tekrarlanıp çözüme adım adım ulaşılır. Bu tür iteratif metotlarda yakınsama kriterine ihtiyaç duyulur. Bu kriter birbirini takip eden iki iterasyondaki bütün değişken değerlerindeki değişimin yeteri kadar küçük olup olmadığını kontrol eder ve bu değişimin istenilen değere ulaştığına kadar, iterasyonun tekrarlanmasını sağlar.

4.4.1 SIMPLE algoritması ve işlem sırası

SIMPLE algoritmasında, momentum denklemleri çözülürken tahmini bir basınç dağılımı kullanılarak hız bileşimleri çözülür. Basınç düzeltme denkleminin çözülmesi ile basınç düzeltme değerleri bulunur. Bu düzeltmeler yardımıyla gerçek basınç ve hız değerleri belirlenir. Kısacası, tahmini bir basınç dağılımı kullanılarak,

yapılan iterasyonlar sonucunda gerçek hız ve basınç dağılımları bulunur. SIMPLE algoritmasının işlem sırası aşağıda kısaca verilmiştir.

1.
tahmini bir basınç dağılımı P^* belirlenir.
2.
tahmini basınç dağılımı kullanılarak, Eş. 4.27 ve Eş. 4.28'den tahmini hızlar v_r^* ve v_z^* bulunur.
3.
basınç düzeltme denkleminde p' çözülür.
4.
 $P^* + P'$ eşitliği kullanılarak basınç düzeltilir.
5.
Eş. 4.36 ve Eş. 4.37 aracılığıyla hız bileşenleri düzeltilir.
6.
Bulunan bu hızların süreklilik denklemini sağlayıp sağlamadığı kontrol edilir. Eğer sağlamıyorsa 4. Adımda bulunmuş olan P , P^* olarak kullanılır ve 2. Adımdan itibaren işlemler, süreklilik denklemini sağlanana kadar tekrarlanır.

4.5 Optimum Çözüm Ağı Ve Zaman Adımının Belirlenmesi

Problemin ağ sistemi ve çözüm sırasında kullanılan zaman adımı, sayısal çözümlerin sonuçlarını etkilemekte ve hataya neden olmaktadır. Bundan dolayı sonuçların çözüm ağından ve zaman adımından bağımsız olması gerekmektedir. Örneğin daha hassas çözümler için, düğümlerin arasındaki mesafenin küçültülmesi ve zaman adımının azaltılması gerekmektedir. Fakat düğümlerin arasındaki mesafenin küçültülmesiyle düğüm noktası sayısı, dolayısıyla da işlem sayısı artar. Yine aynı şekilde zaman adımının çok küçültülmesi işlem sayısını artırmaktadır. İşlem sayısının artması ise yuvarlatma hatasının artmasına sebep olur. Özellikle iteratif çözüm gerektiren uygulamalarda, bu çok önemli bir sorun oluşturabilir. Bundan

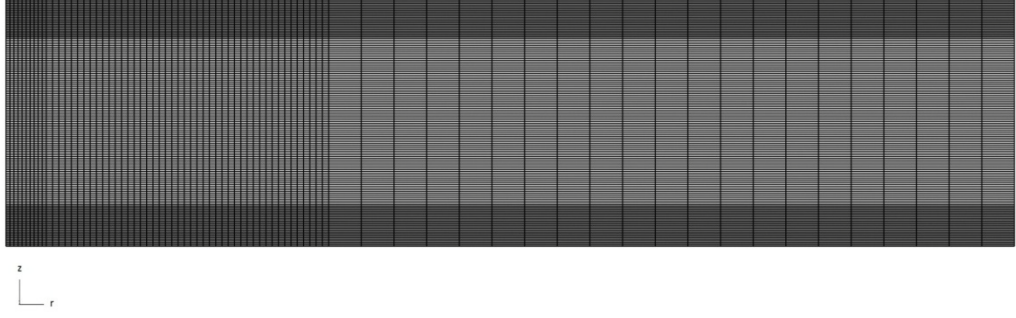
dolayı kullanılan zaman adımı ve çözüm ağındaki düğüm sayısı için, optimum değerler kullanılmalıdır. Bu optimum değerleri belirlemek için analitik bir formül yoktur, dolayısıyla deneme yanılma yaklaşımı ile belirlenir.

Optimum çözüm ağı sistemini belirlemek için, aynı problem farklı sayıda düğüm noktasına sahip ağ sistemleri için çözülür ve sonuçlar birbiriyle karşılaştırılır. Düğüm noktası sayısının sonuçları etkilemediği ağ sistemi seçilir. Yine aynı şekilde optimum zaman adımını belirlemek için, aynı problem farklı zaman adımlarıyla çözülür ve sonuçlar karşılaştırılır. Kullanılan zaman adımlarından, sonuçları etkilemeyen zaman adımı optimum olarak seçilir.

Problemin simülasyonunda kullanılan ağ sistemi şekil 4.7’de verilmiştir. Çözüm alanı içinde değişken gradyanlarının fazla olduğu, eksen çevresinde ve levhalara yakın bölgelerde, hız ve sıcaklık değişimleri diğer bölgelere göre daha yüksektir. Bu bölgelerde sayısal hataları azaltmak ve bilgisayarın çözüm zamanını daha uygun kullanmak için, daha sık düğüm yerleştirilmesi yararlı olacaktır. Bu yüzden ağ sistemi dikey yönde alt ve üst yüzeylere doğru daha sık, yatay yönde ise, eksen çizgisine yakın bölgelerde sık ve çıkış bölgesine doğru seyrekleşen bir yapıdan oluşmaktadır.

Hesaplamalarda kullanılan düğüm noktalarının sayısından bağımsız sonuçlar elde etmek için, problemin simülasyonu diğer tüm parametreler sabit tutularak, değişik boyutlardaki ağ sistemleri için tekrar edilmiştir. Problem Reynolds sayısı 500 için kararlı rejimde, (56×86) , (56×120) , (56×150) ve (76×150) boyutlarındaki ağ sistemleri için tekrar edilmiştir. Bu sonuçlar periyot boyunca ortalama Nusselt sayısı ve periyot boyunca durma noktası Nusselt sayısı baz alınarak değerlendirilmiştir. Aynı şekilde kararsız rejimde, zaman adımından bağımsız sonuçlar elde etmek için, problemin simülasyonu diğer tüm parametreler sabit tutularak, $\Delta t = 5 \times 10^{-3} \tau$, $\Delta t = 1 \times 10^{-3} \tau$ ve $\Delta t = 5 \times 10^{-4} \tau$ olmak üzere üç farklı zaman adımında hesaplamalar yapılmıştır. Tüm bu simülasyon sonuçları değerlendirildiğinde optimum ağ boyutu (76×150) , zaman adımı ise $\Delta t = 1 \times 10^{-3} \tau$ olarak

belirlenmiştir. Bu nedenle, çalışmadaki tüm hesaplamalar için (76×150) ağ boyutu ve salınım periyodunun binde biri zaman adımı kullanılmıştır.



Şekil 4.7. Sayısal çözüm Ağı

5. BULGULAR VE TARTIŞMALAR

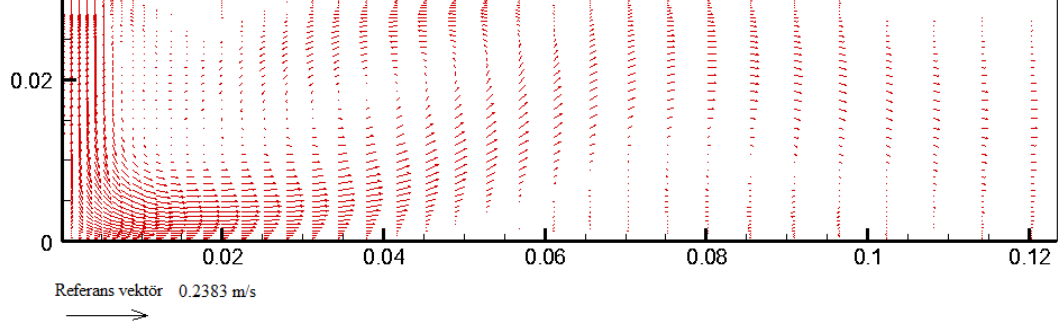
Bu çalışmada, lüleden çıkış hızı periyodik olarak değişen ve bir yüzeye dik olarak çarpan jetin, akış ve ısı transferi karakteristikleri sayısal olarak incelenmiştir. Problem Reynolds sayısı 300, 500 ve 700 için, sabit geometride $H/d=3$ ve $D/d=8,33$ için sayısal olarak çözülmüştür. Problem önce bu Reynolds sayılarında, jet hız genliği $0,0v_0$ alınarak, sabit jet hızı için çözülmüştür. Ayrıca hesaplamalar, tüm bu Reynolds sayılarında, sırasıyla $0,2v_0$, $0,4v_0$, $0,6v_0$ ve $0,8v_0$ jet çıkış hız genliklerinin her biri için, $f=1$ Hz, $f=2$ Hz, $f=3$ Hz, $f=4$ Hz, $f=5$ Hz ve $f=6$ Hz salınım frekanslarında tekrarlanmıştır. Tüm bu değişik parametreler için toplam 72 adet sayısal çözüm yapılmıştır.

5.1 Kararlı Rejim İçin Çözümler

Bu bölümde problemimiz, sırasıyla Reynolds sayısı 300, 500 ve 700 değerlerinde, sabit jet hızı için çözülmüştür. Jetin kararlı hızı $v_{in} = v_0 + Av_0\delta(t)$, $\delta(t) = \begin{cases} 1 & 0 < t \leq \tau/2 \\ -1 & \tau/2 < t < \tau \end{cases}$ formülünde A değeri sıfır alınarak elde edilmiştir ve sırasıyla Reynolds sayısı 300, 500 ve 700 değerleri için 0,2384 m/s, 0,3972 m/s ve 0,5562 m/s değerlerini almıştır.

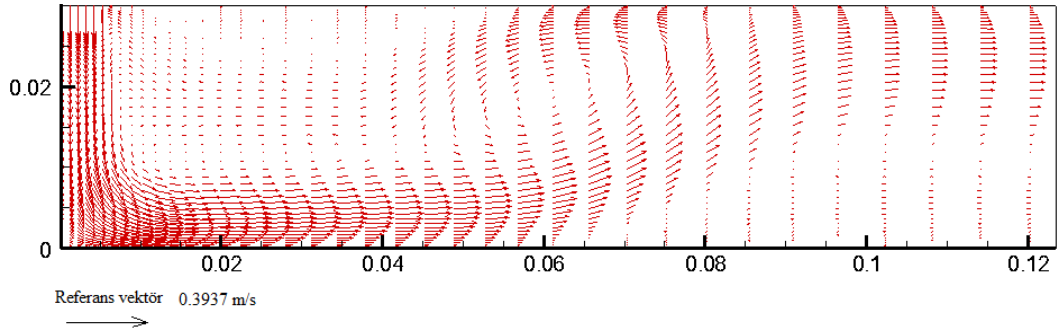
Şekil 5.1, Şekil 5.2 ve Şekil 5.3'te kararlı rejimde Reynolds sayısı 300, 500 ve 700 için hız vektör dağılımları verilmiştir. Bu şekiller incelenirse tüm Reynolds sayıları için, akışın benzer bir yapıya sahip olduğu görülür. Lüle çıkışında, akış yuniformal bir yapıya sahiptir, dikey yönde devam ettikçe hız profili değişmektedir ve en yüksek hız, jetin ekseninde oluşmaktadır. Akışkan, dik doğrultuda, alt levhaya çarpılmaktadır ve akışkanın levhaya çarptığı noktada hız sıfır değerine düşmektedir. Daha sonra yatay yönde hızlanma görülmektedir ve akışkan levha üzerinde, yüzeye paralel olarak akmakta ve duvar jeti oluşmaktadır. Esas olarak tüm Reynolds sayılarında

standart bir çarpan jetin, serbest jet, durma veya çarpma ve duvar jeti bölgelerinin hepsi gözlemlenmiştir.

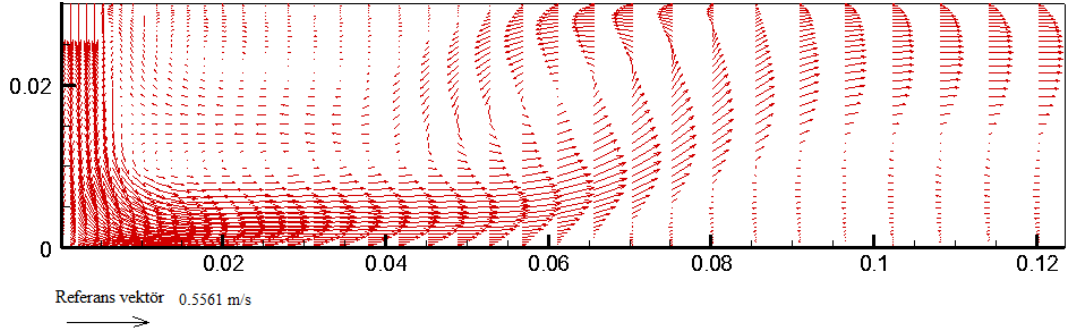


Şekil 5.1. Kararlı rejimde, Reynolds sayısı 300 için hız vektör dağılımı

Şekil 5.2 ve 5.3'te görüldüğü gibi, duvar jet bölgesi daha belirgindir. Reynolds sayısı arttıkça, hız vektörlerinin büyüklüğü artmaktadır. Çıkışa doğru akışkanın hız profili tam gelişmiş şartlara yönelik değişmektedir. Bu durum Reynolds sayısı 700 için daha da net görülmektedir.



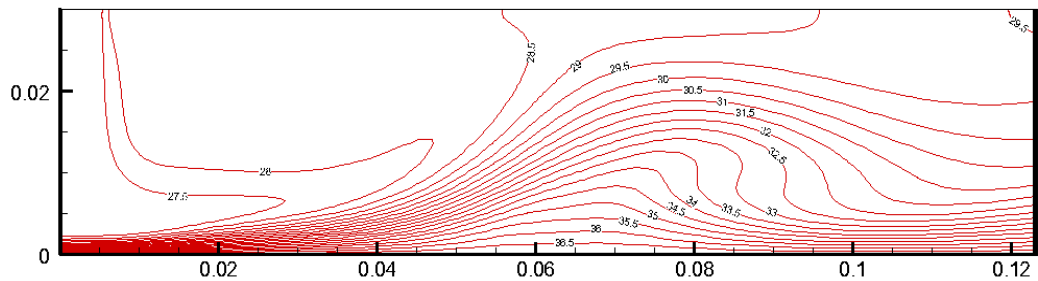
Şekil 5.2. Kararlı rejimde, Reynolds sayısı 500 için hız vektör dağılımı



Şekil 5.3. Kararlı rejimde, Reynolds sayısı 700 için hız vektör dağılımı

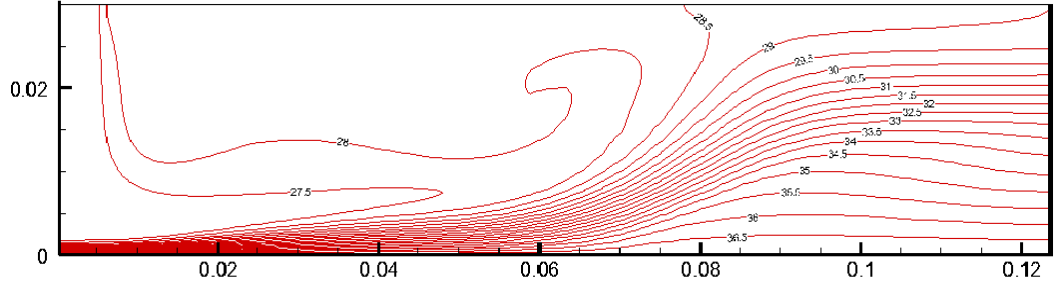
Kararlı rejim durumunda, Reynolds sayısı 300, 500 ve 700 için, eş sıcaklık çizgileri Şekil 5.4, Şekil 5.5 ve Şekil 5.6’da verilmiştir. Şekiller incelendiğinde, lüleden enjekte edilen akışkan hızlarının farklı olmasından dolayı, Reynolds sayısı değiştikçe, sıcaklık dağılımlarının birbirinden farklı olduğu görülmektedir. Genel olarak dikey doğrultuda aşağı doğru uygulanmakta olan soğuk jet, sıcak alt levhaya çarpıp yön değiştirmekte ve sıcak levhadan ısı transferi gerçekleşmektedir.

Reynolds sayısı 300 olduğu durumda, akışkan ile sıcak levha arasındaki ısı transferi, çarpma bölgesinde oluşmakta, fakat çıkışa doğru etkisini kaybetmektedir. Şekil 5.1’i göz önünde bulundurarak, yüzeyle temas eden hız vektörlerinin küçük olduğu yerlerde, levhayla akışkan arasında olan ısı transferinin çok az değerde olduğunu görebiliriz. Akış alanının büyük bir kısmında farklı eş sıcaklık bölgeleri oluşmaktadır.



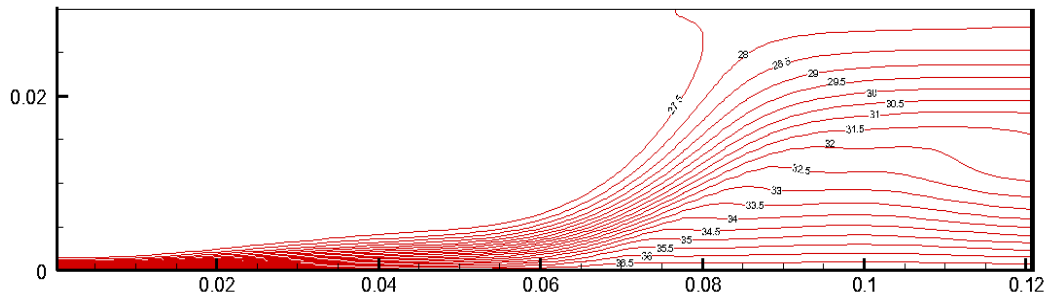
Şekil 5.4. Kararlı rejimde, Reynolds sayısı 300 için eş sıcaklık çizgileri

Şekil 5.5'te, Reynolds sayısı 500 için, eş sıcaklık çizgilerini görebiliriz. Burada artan jet hızı, sıcak levha üzerinde gerçekleşen ısı transferini artırmaktadır. Soğuk jetin etkisiyle, hem çarpma bölgesinde hem de duvar jet bölgesinde, levhadan olan ısı transferi artış göstermektedir.



Şekil 5.5. Kararlı rejimde, Reynolds sayısı 500 için eş sıcaklık çizgileri

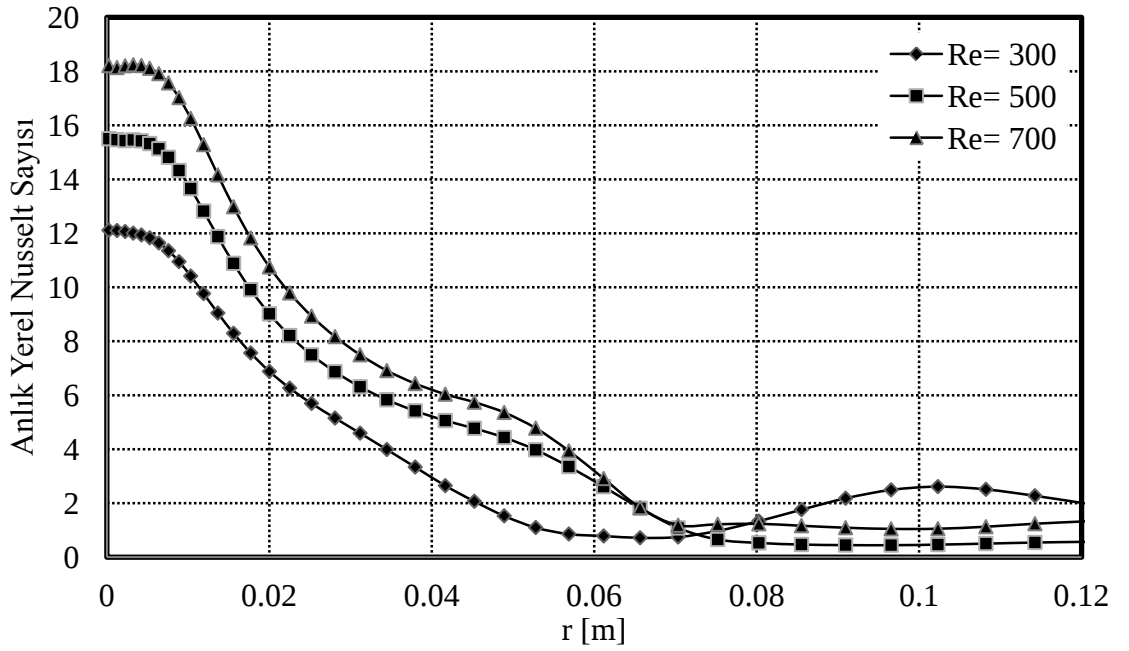
Reynolds sayısı 700 için olan durumda ise, jet hızının yükselmesiyle, sıcaklık gradyanı, dolayısıyla da zorlanmış konveksiyon artış göstermiş ve soğuk akışkan, akış alanının daha büyük bir kısmında etkisini göstermiştir. Genel olarak, akışkan ile sıcak levha arasında oluşan ısı transferinin maksimum değerinin, jetin çarpma bölgesinde gerçekleştiği, ve levha boyunca akış yönünde azaldığı gözlemlenmiştir.



Şekil 5.6. Kararlı rejimde, Reynolds sayısı 700 için eş sıcaklık çizgileri

Şekil 5.7'de, yerel Nusselt sayısının, farklı Reynolds sayılarında levha boyunca değişimi verilmiştir. Şekilde de görüldüğü gibi, tüm Reynolds sayılarında, maksimum Nusselt sayısı durma noktasında gerçekleşmektedir. Reynolds sayısının artışı ile yerel Nusselt sayısı artmaktadır ve bu, levhanın ortalarına kadar olan her noktadaki Nusselt sayısı için geçerlidir. Levhanın sonlarına doğru, Reynolds sayısı

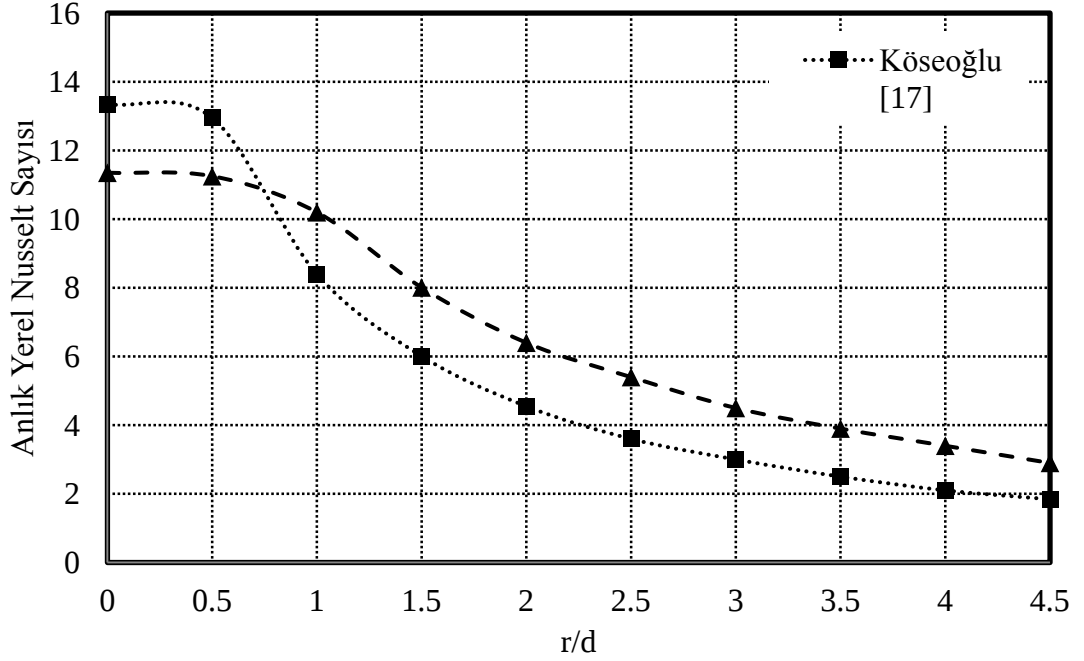
300 için, yerel Nusselt sayısı değerinde ikinci bir artış ortaya çıkmaktadır. Bu artışın, önceden gördüğümüz, hız vektörlerini gösteren Şekil 5.1'deki, levhanın sonuna doğru oluşan sirkulasyondan kaynaklandığı söylenebilir. Bu tartışmaların sonucunda, kararlı rejimde Reynolds sayısının artışı ile, sıcak levhadan akışkana olan ısı transferinde bir artış olduğu söylenebilir. Bu durum, jet hızının artmasıyla, zorlanmış konveksiyonun artması ile açıklanabilir.



Şekil 5.7. Kararlı rejimde yerel Nusselt sayısının, levha boyunca değişimi

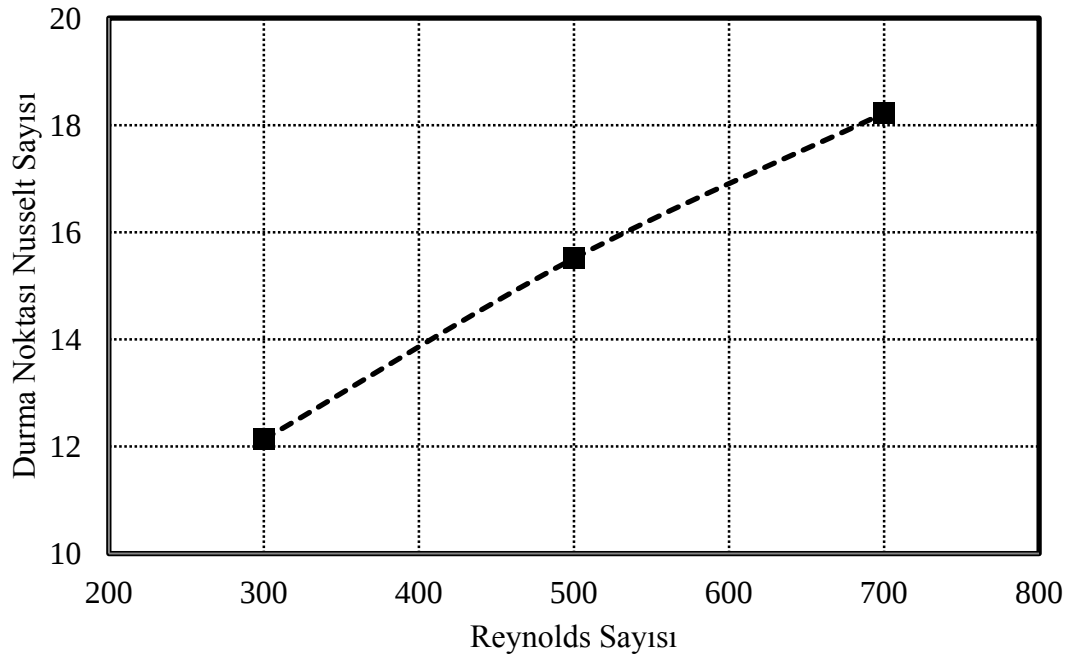
Köseoğlu [17] tarafından yapılmış olan çalışmada, aynı Reynolds sayısı ve çarpma mesafeleri için, anlık yerel Nusselt sayısı değişimi, bu çalışmada elde edilen sonuçlarla Şekil 5.8'te karşılaştırılmıştır. Her iki çalışmada da, levhala uzunluğu-jet çıkış genişliği oranı aynı tutulmuştur. Görüldüğü gibi iki çalışmanın sonuçları birbirine yakındır. Kıyaslama sonucunda, her iki çalışmada da maksimum Nusselt sayısının, durma noktasında gerçekleştiği görülmektedir. Bizim çalışmalarımızın sonucunda, maksimum Nusselt sayısı 11,35 bulunurken, Köseoğlu tarafından yapılan çalışmada bu değer yaklaşık 13,50'dir. Bu iki sonuç arasında, sayısal hataların sonucunda oluşmuş olabilen, yaklaşık %19 değerinde bir sapma meydana gelmiştir. Dolayısıyla sonuçlar uyumlu sayılabilir. Buradan yola çıkarak, bu çalışmada kullanılan

formulasyonun, sayısal metodunun ve geliştirilen bilgisayar programının da doğru sonuç verdiği söylenebilir.



Şekil 5.8. $Re=250$ için anlık yerel Nusselt sayısının alt levha üzerinde değişimi

Şekil 5.9’da ise, durma noktası Nusselt sayısının, Reynolds sayısı ile değişimi verilmektedir. Şekil incelendiği zaman, bu değişimin yaklaşık olarak lineer arttığı söylenebilir. Durma noktası Nusselt sayısı, Reynolds sayısı 300, 500 ve 700 için sırasıyla 12,1344, 15,5124 ve 18,225 değerlerini almıştır. Görüldüğü gibi jetin Reynolds sayısı 300 değerinden 700 değerine yükseldiği zaman, ortalama durma noktası Nusselt sayısının değeri yaklaşık 1,5 katına çıkmıştır. Çarpan jetler, etkin soğutma gerektiren uygulamalarda kullanıldığından dolayı, ısı transferindeki bu artış çok önemlidir.



Şekil 5.9. Kararlı rejimde durma noktası Nusselt sayısının, Reynolds sayısı ile değişimi

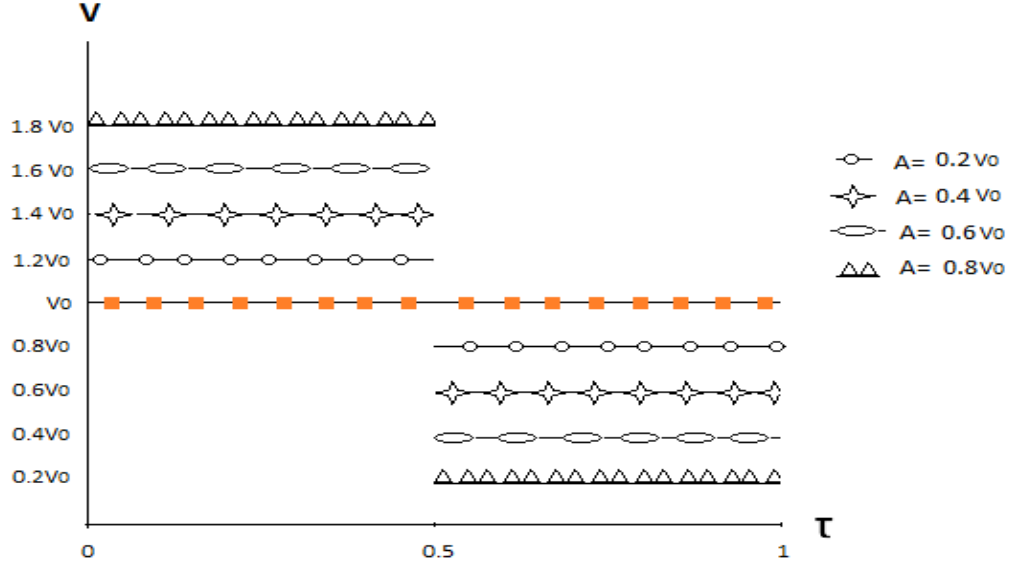
5.2. Osilasyonlu Jetler

Önümüzdeki bölümde problem, Reynolds sayıları 300, 500 ve 700 için incelenmiştir. Her Reynolds sayısı ise, salınım genliği $0,2v_0$, $0,4v_0$, $0,6v_0$ ve $0,8v_0$ ve salınım frekansı $f=1$ Hz, $f=2$ Hz, $f=3$ Hz, $f=4$ Hz, $f=5$ Hz ve $f=6$ Hz için çözdürülmüştür.

5.2.1 Reynolds sayısı 300 durumunda osilasyonlu jet

Bu bölümde, jet Reynolds sayısı 300 olan osilasyonlu bir jet için, geometrik boyutlar sabit tutularak ($H/d=3$ ve $D/H=8,33$) simülasyonlar farklı salınım frekansı ve genlikleri ile tekrarlanmıştır. Jet çıkış hızı genliğinin ve salınım frekansının, akış ve ısı transferine etkileri incelenmiştir. Hesaplamalar, Reynolds sayısı 300 için, osilasyon genliğinin $0,2v_0$, $0,4v_0$, $0,6v_0$ ve $0,8v_0$ ve frekansın $f=1$ Hz, $f=2$ Hz, $f=3$ Hz, $f=4$ Hz, $f=5$ Hz ve $f=6$ Hz değerleri için yapılmıştır. Jetin lüleden ortalama çıkış hızı $v_0=0,2383$ m/s olarak alınmıştır ve anlık çıkış hızı zamanla

basamak şeklinde değişmiştir. Boyutsuz jet çıkış hızının, farklı genlikler için, bir periyot boyunca değişimi Şekil 5.10’da gösterilmektedir. Şekilden de görüldüğü gibi, jetin anlık hızı tüm genlikler için, periyodun ilk yarısında ortalama jet hızına göre daha büyük, ikinci yarısında ise daha küçük değerler almaktadır.



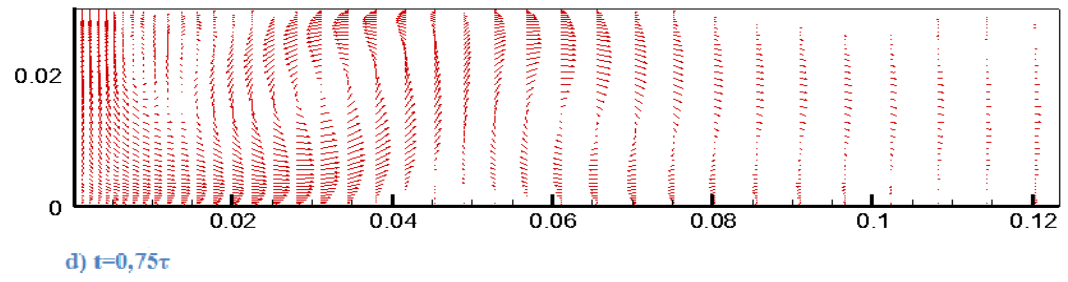
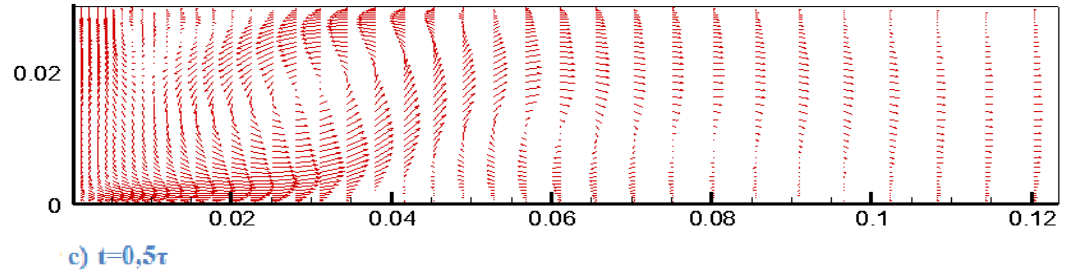
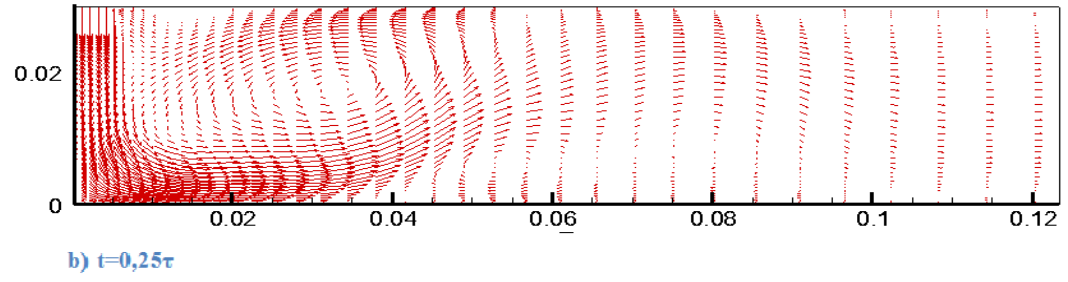
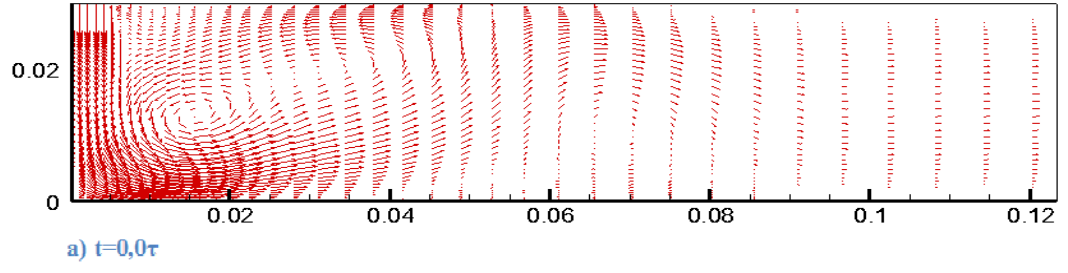
Şekil 5.10. Jet çıkış hızının bir periyot boyunca değişimi

Aşağıda, jet Reynolds sayısı 300, salınım genliği $0,4v_0$ ve salınım frekansı 1 Hz için ve Reynolds sayısı 300, salınım genliği $0,6v_0$ ve salınım frekansı 6 Hz değerlerindeki, hız ve sıcaklık dağılımları verilmiştir. Şekil 5.11 ve Şekil 5.12 sırasıyla $f=1$ Hz ve $f=6$ Hz için, salınım periyodunun $t=0,0\tau$, $t=0,25\tau$, $t=0,5\tau$ ve $t=0,75\tau$ anlarındaki hız vektör dağılımını içermektedir. Şekiller incelenirse, salınım frekansının değişimiyle akışın akım karakteristiklerinin değiştiği görülebilir.

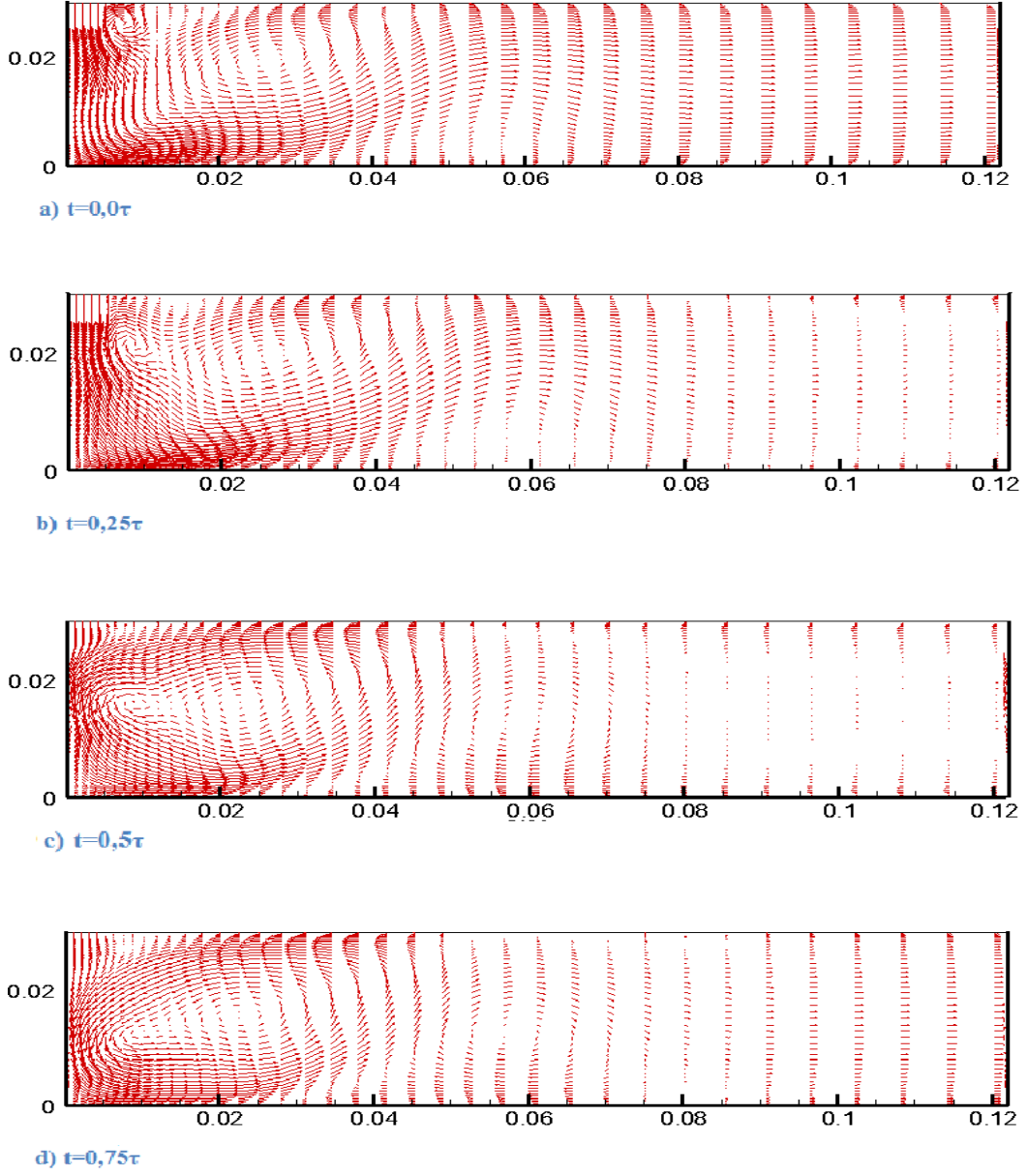
Şekil 5.11-a, salınım periyodunun başlangıcındaki durumu temsil etmektedir. Şekilde de görüldüğü üzere, hız vektörlerinin, çarpma bölgesinde, akış alanının diğer bölgelerine göre daha büyük depişiklikler olmaktadır. Daha sonra, akış tekrar ivmelenip, levha boyunca dışarı doğru akmaktadır, fakat, akış alanının bazı kısımlarında, akışkan ters yönde akıp girdaplar oluşmaktadır. Burada, görüldüğü gibi, iki tane sirkülasyon oluşmuştur. Birisi durma bölgesinin hemen ardından, diğeri ise duvar jet bölgesinde meydana gelmiştir. Bu girdaplar, ısı transferinin artmasına

sebepler olup, ikincil, hatta üçüncül yerel maksimum Nusselt sayısı değerlerini oluşturmaktadır. Oluşan maksimum noktaların yeri ise, sirkülasyonların yerine göre değişmektedir. Şekil 5.11-b, salınım periyodunun $\tau_{0,2}$ ndaki durumu göstermektedir. Bu şekilde de hemen hemen aynı durumu görebiliriz yalnız, bir önceki şekilde oluşan girdaplar, bu aşama da biraz daha yaygın hale gelmiştir. Şekil 5.11-c ve Şekil 5.11-d ise, salınım periyodunun ikinci kısmını göstermektedir. Gösterilen bu dört şekilde, çarpma bölgesine dikkat edilirse, salınım periyodunun ilk yarısında, jet hızının ikinci yarıya göre daha büyük olmasından dolayı, hız vektörlerinin daha belirgin bir şekilde görülmektedir. Girdapların oluştuğu noktanın dışında, genel olarak periyodun farklı anlarına ait olan hız alanları, aşağı yukarı aynı yapıdadır.

Şekil 5.12 ise Reynolds sayısı 300, salınım genliği $0,6v_0$ ve salınım frekansı 6 Hz durumunun dört farklı andaki hız dağılımını vermektedir. Şekil 5.12-a'ya baktığımızda yine çarpma bölgesinde, hız vektörlerinin değişimi diğer bölgelere göre daha büyük olduğunu görebiliriz. Şekilden de belli olduğu gibi, durma bölgesinin etrafında iki tane girdap oluşmuştur. Duvar jeti bölgesinde ise başka bir sirkülasyon oluşmaktadır. Akış alanının diğer kısımlarında, akış dışarı doğru akmakta, çıkışta ise tam gelişmiş şartlara ulaşmaktadır. İncelediğimiz durumlar akışın diğer anlarında da benzer bir şekilde ortaya çıkmaktadır yalnız, akış alanının ilk kısmında olan girdaplar zaman ilerledikçe birbirine yaklaşıp birleşmişler. Duvar jet bölgesindeki girdap ise biraz daha büyüyüp belirgin hale gelmiştir.



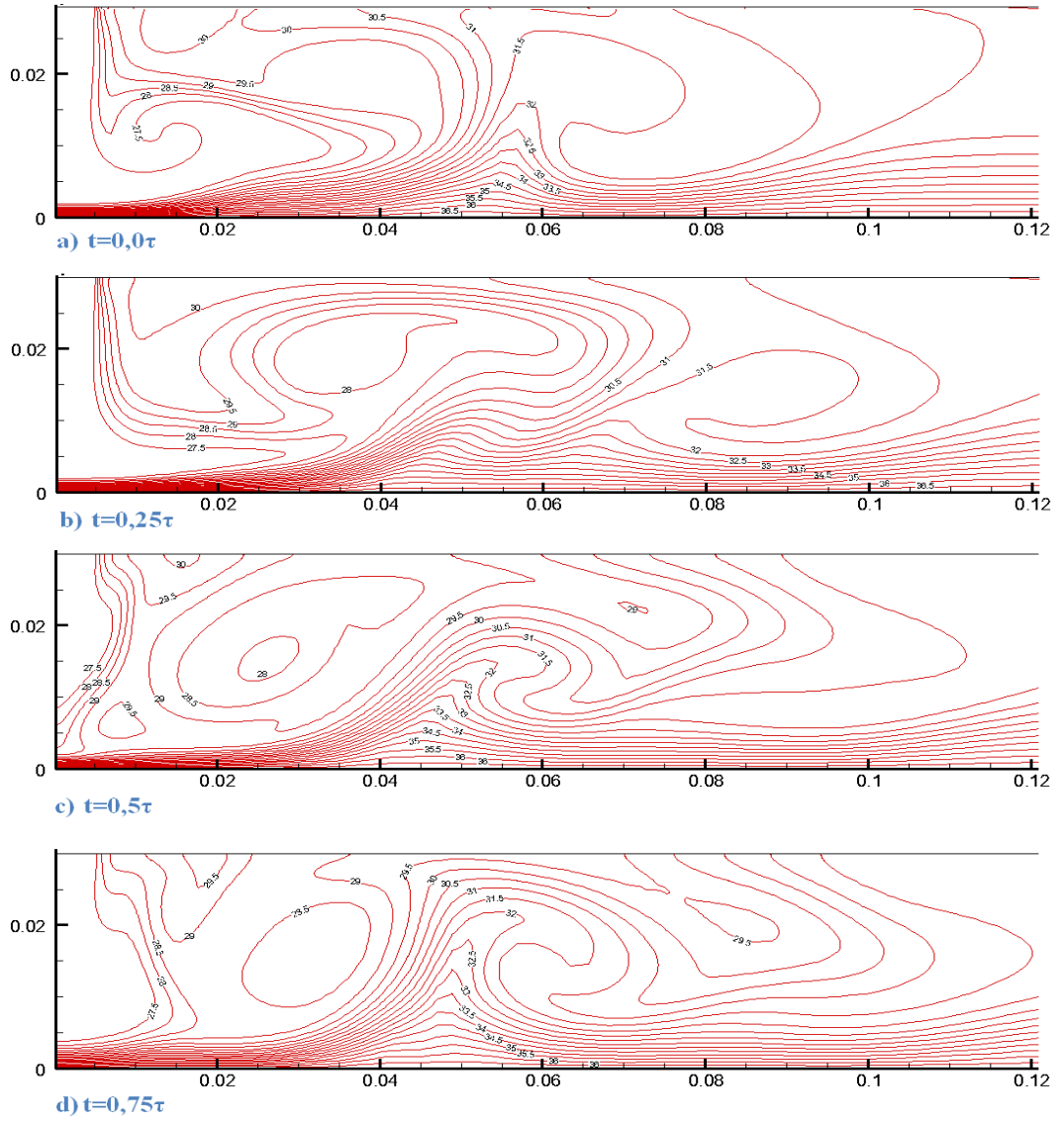
Şekil 5.11. $Re=300$, $A=0,4v_0$ ve $f=1$ Hz için salınım periyodunun dört farklı anındaki hız vektör dağılımı



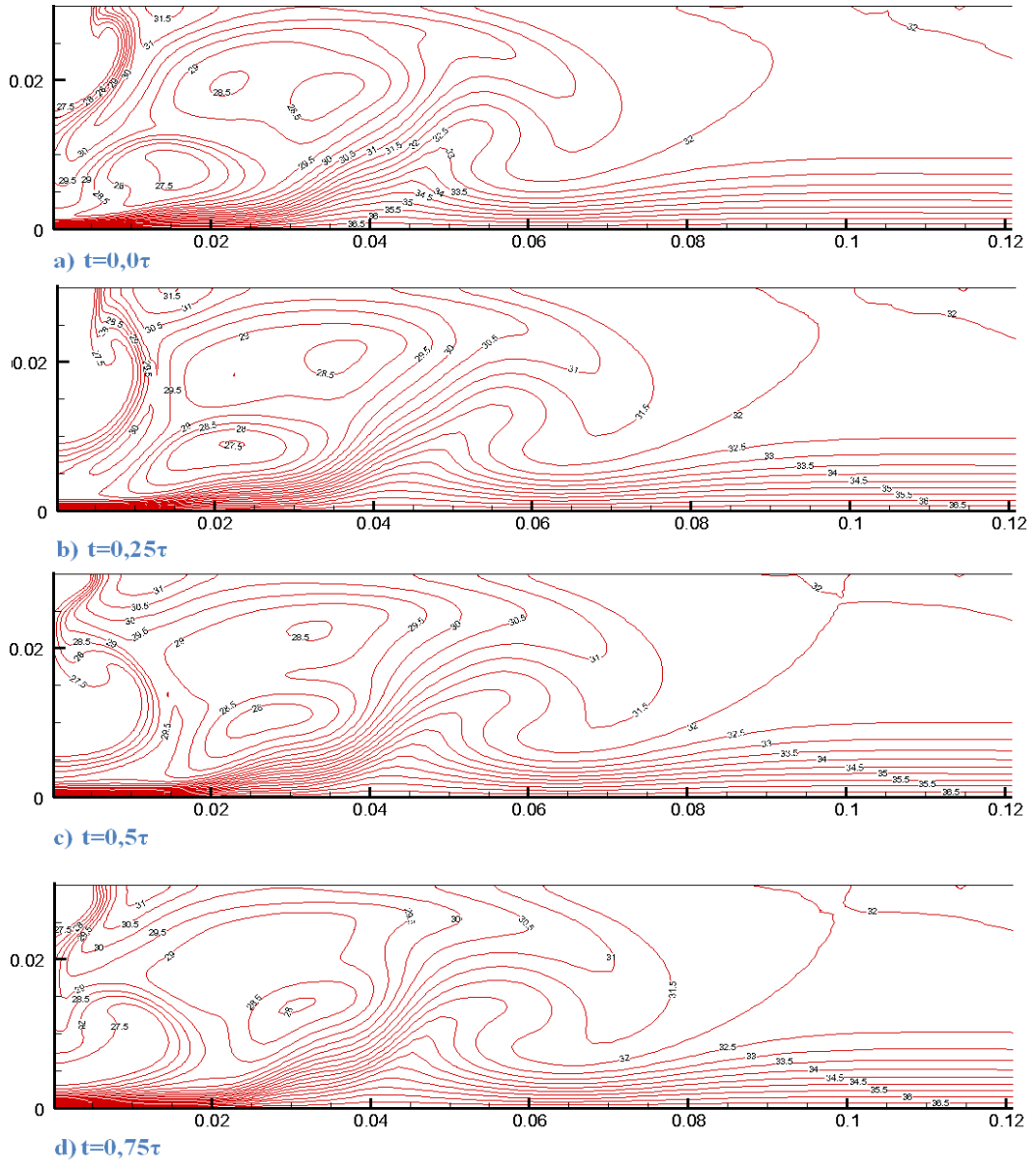
Şekil 5.12. $Re=300$, $A=0,6\mathbf{v}_0$ ve $f=6$ Hz için salınım periyodunun dört farklı anındaki hız vektör dağılımı

Şekil 5.13 ve Şekil 5.14, yukarıda bahsedilen durumların sıcaklık alanlarını temsil etmektedir. Şekil 5.13'e baktığımızda, akışın tüm anları için çizilmiş olan eş sıcaklık çizgilerinin benzer olduğunu görebiliriz. Tüm anlar için en yüksek sıcaklık gradyanı, dolayısıyla da en yüksek ısı transferi, durma noktasında gerçekleşmektedir, ki bu da, etkili bir noktasal soğutmanın göstergesidir. Daha sonra, yüzeyle temas edip, ısı transfer neticesinde ısınmış olan akışkan, levha boyunca akıp, dışarı çıkmaktadır.

Şekil 5.14, Reynolds sayısı 300, salınım genliği $0,6v_0$ ve salınım frekansı 6 Hz olan durum için, sıcaklık dağılımını vermektedir. Bu durumda da akışkanın levha boyunca davranışı, biraz önce tartıştığımız Şekil 5.13 gibidir.



Şekil 5.13. $Re=300$, $A=0,4v_0$ ve $f=1$ Hz için salınım periyodunun dört farklı anındaki eş sıcaklık eğrileri

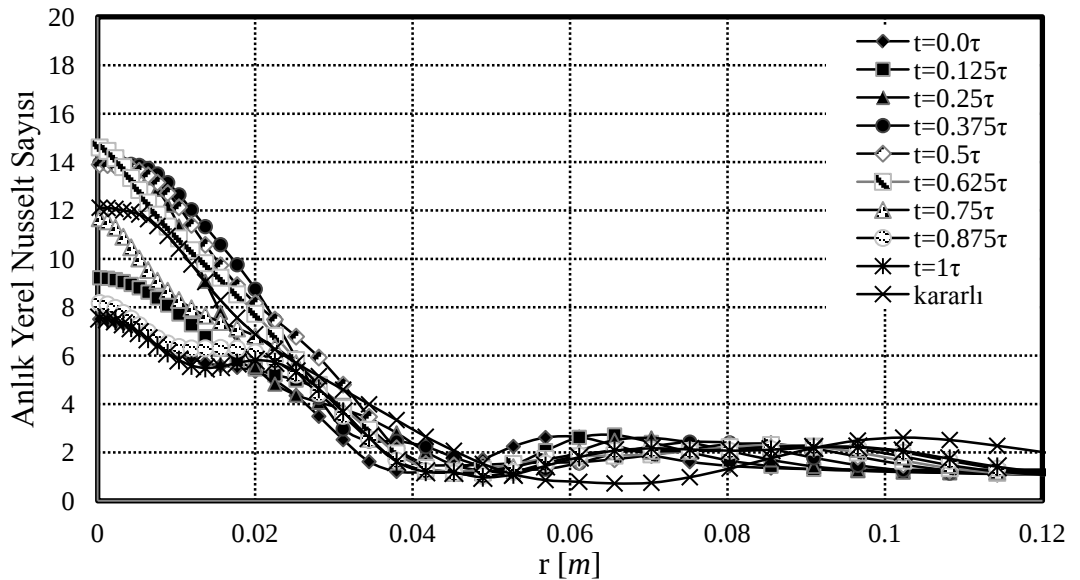


Şekil 5.14. $Re=300$, $A=0,6\mathbf{v}_0$ ve $f=6$ Hz için salınım periyodunun dört farklı anındaki eş sıcaklık eğrileri

Osilasyonlu akışın, kararlı akışa göre ne kadar etkili olup olmadığını net bir şekilde görebilmek için, akışın farklı durumları için elde edilen Nusselt sayılarının değişiminin incelenmiştir. Bu doğrultuda, Reynolds sayısı 300 olduğu durumundaki bazı genlikler ve frekansların, değişik Nusselt sayısı diyagramları aşağıda verilmiştir.

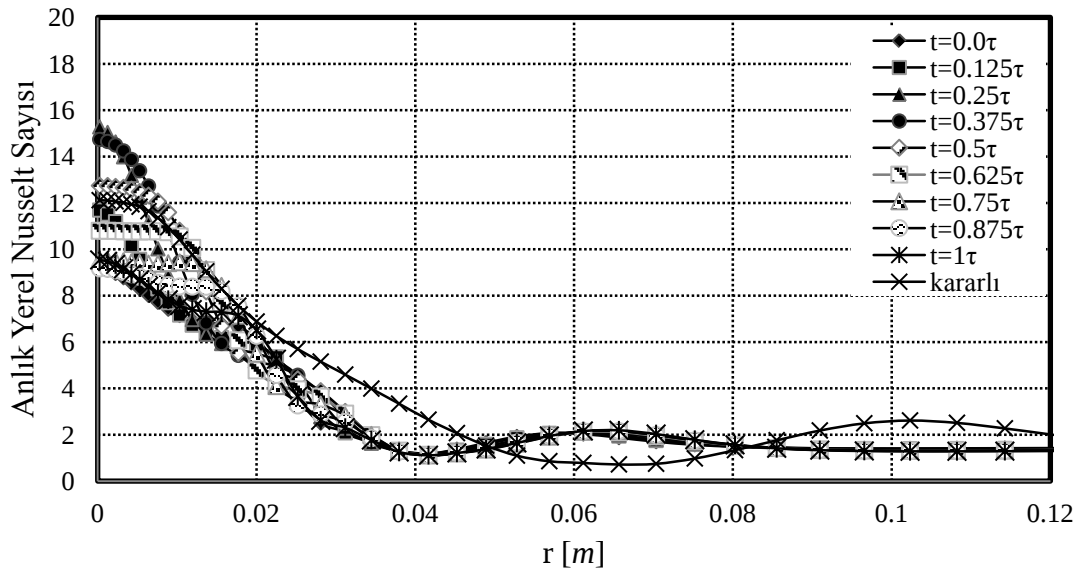
Şekil 5.11 ve 5.13'te incelenmiş olan, Reynolds sayısı 300, salınım genliği $0,4v_0$ ve salınım frekansı 1 Hz olan, osilasyonlu durum için, salınım periyodunun 9 farklı anında çizilmiş olan, levha boyunca anlık yerel Nusselt sayısı değişimi, Şekil 5.15'te verilmiştir. Şekilde de görüldüğü gibi, kararlı durum yerel Nusselt sayısı eğrisi, periyodun farklı anlarına ait olan eğrilerin arasında yer almaktadır. Akış salınımlı olduğundan dolayı, lüleden çıkan akışkanın hangi hızla yüzeye çarptığı, ciddi bir şekilde salınım frekansına ve salınım genliğine bağlıdır. Dolayısıyla, farklı salınım genlikleri ama aynı salınım frekanslarındaki durumlarda, maksimum durma noktası Nusselt sayısı hemen hemen aynı anda oluşmuştur. Bu durumu daha iyi görmek için, Şekil 5.15, Şekil 5.17, Şekil 5.18 ve Şekil 5.19'u, sırasıyla Şekil 5.20, Şekil 5.21, Şekil 5.22 ve Şekil 5.16 ile kıyaslayabiliriz.

Şekil 5.15 incelendiğinde, periyot boyunca en düşük durma noktası Nusselt sayısı değerinin akışın 0,0 anında, en yüksek değerinin ise periyodun 0,625 anında olduğu görülmektedir. Periyodun değişik anlarına ait olan eğriler levhanın sonuna doğru çakışıp birleşmektedir.



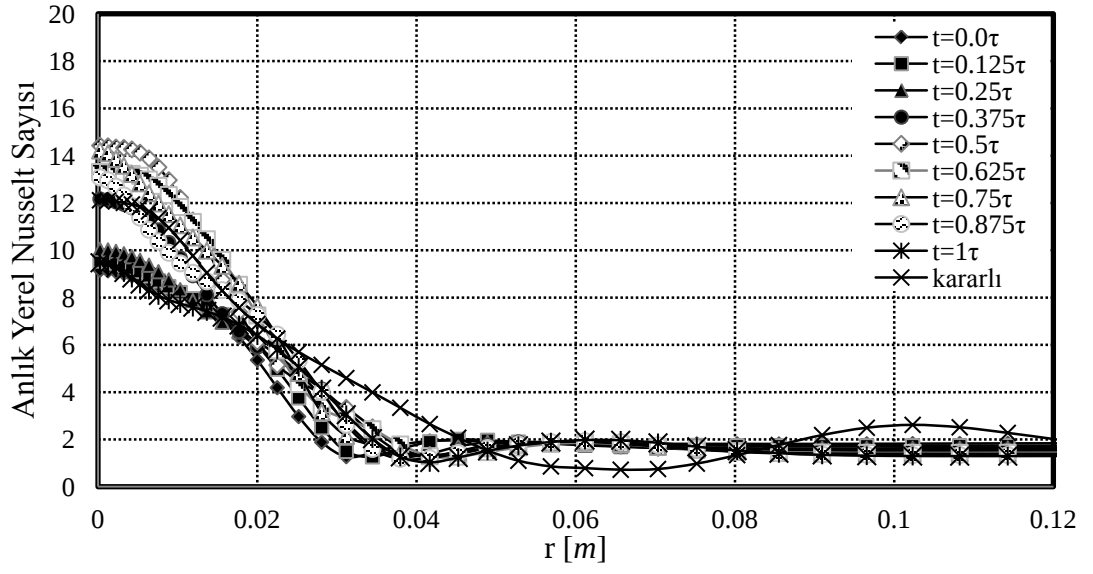
Şekil 5.15. $Re=300$, $A=0,4v_0$ ve $f=1$ Hz için, anlık yerel Nusselt sayısının alt levha boyunca değişimi

Şekil 5.16, Reynolds sayısı 300, salınım genliği $0,6v_0$ ve salınım frekansı 6 Hz durumu için, akışın farklı anlarında, alt levha boyunca anlık yerel Nusselt sayısı değişimini göstermektedir. En yüksek durma noktası Nusselt sayısı değerine bu kez akışın $0,25\tau$ anında, en düşük değere ise $0,0\tau$ anında ulaşılmıştır. Tüm anların eğrileri levhanın ortasından itibaren çakışıp birleşmektedirler. Bu arada, kararlı durum eğrisi diğer eğrilerin ortasında yer almakta ama, onların eğimine uymamaktadır.

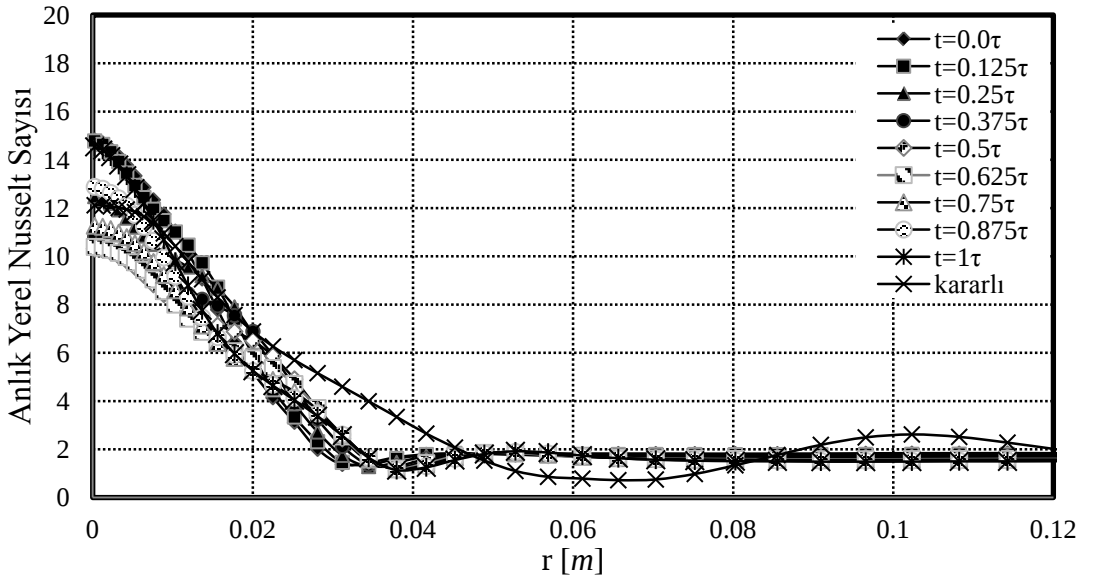


Şekil 5.16. $Re=300$, $A=0,6v_0$ ve $f=6$ Hz için, anlık yerel Nusselt sayısının alt levha boyunca değişimi

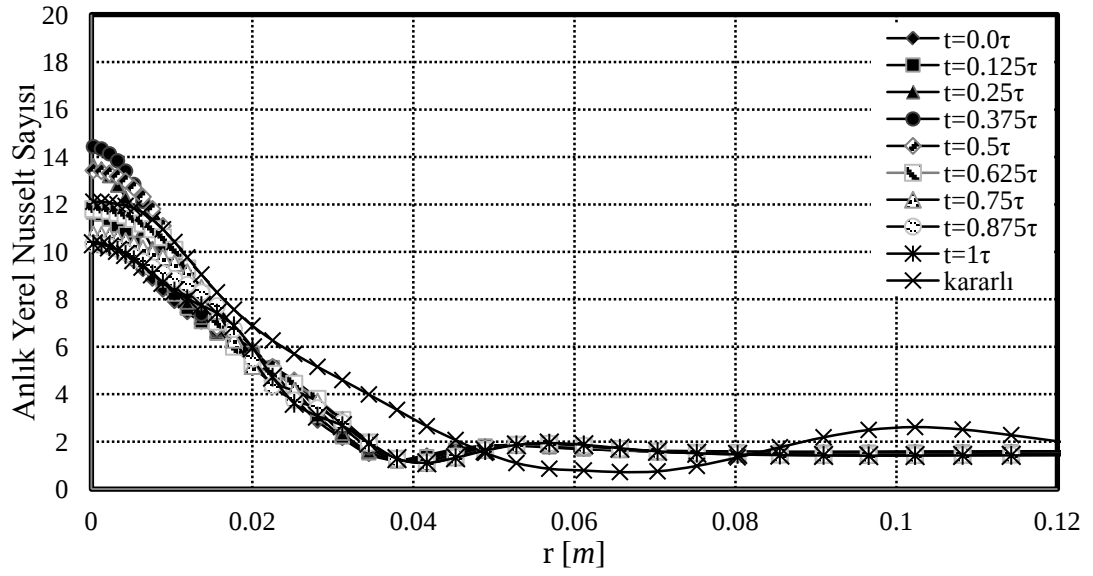
Simulasyon sonucunda, değişik genlikler ve frekanslar için elde edilen anlık yerel Nusselt sayısı değişim diyagramlarını karşılaştırdığımız zaman, frekans arttıkça, eğrilerin durma noktasına daha yakın bir mesafede birleştiği gözlenmiştir. Reynolds sayısı 300 ve salınım genliği $0,4v_0$ 'ın farklı frekanslarındaki, levha boyunca anlık yerel Nusselt sayısı değişimini veren Şekil 5.17, Şekil 5.18 ve Şekil 5.19, bu durumun daha net anlaşılabilmesine yardım edebilir. Şekil 5.15'i aşağıda verilen şekillerle karşılaştırıldığımızda, nusselt sayısı eğrilerinin $f=1$ Hz'de nasıl dağınık bir biçimde değişimini, fakat frekans artınca daha sakın bir şekilde değişip belli bir değere yakınsadığını görebiliriz.



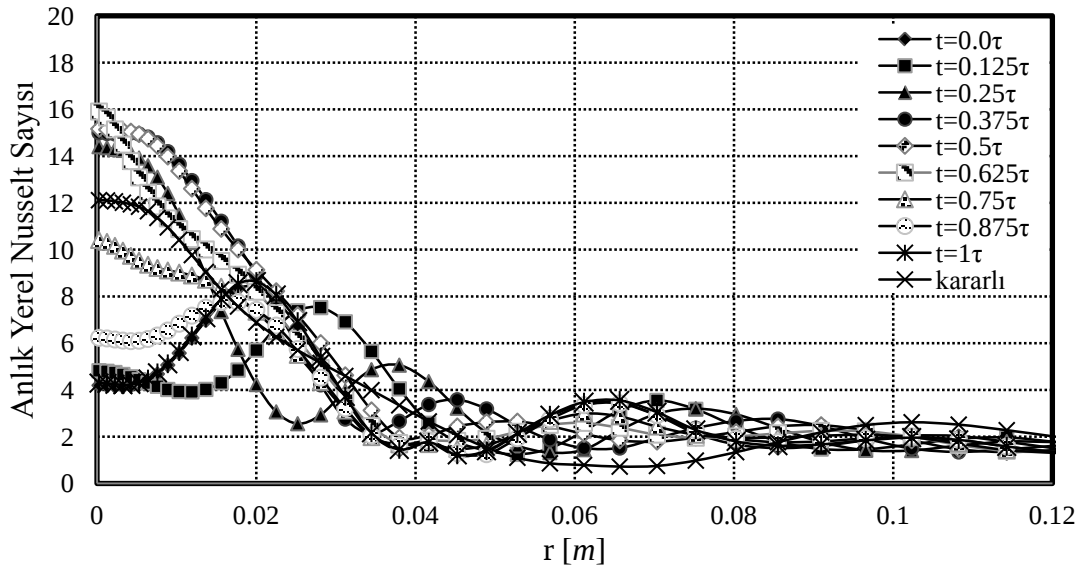
Şekil 5.17. $Re=300$, $A=0.4v_0$ ve $f=2$ Hz için, anlık yerel Nusselt sayısının alt levha boyunca değişimi



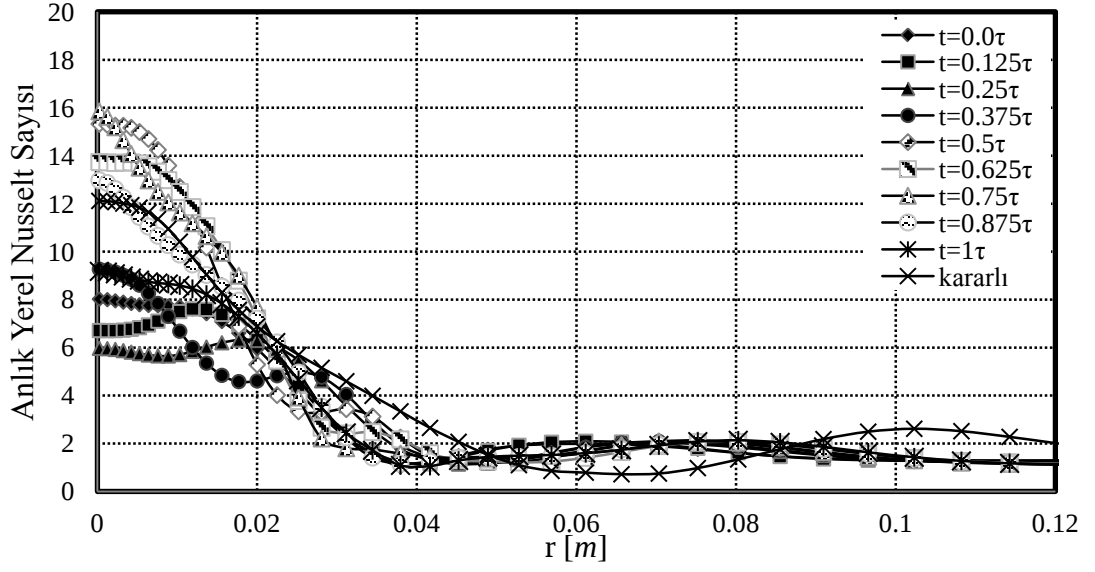
Şekil 5.18. $Re=300$, $A=0.4v_0$ ve $f=4$ Hz için, anlık yerel Nusselt sayısının alt levha boyunca değişimi



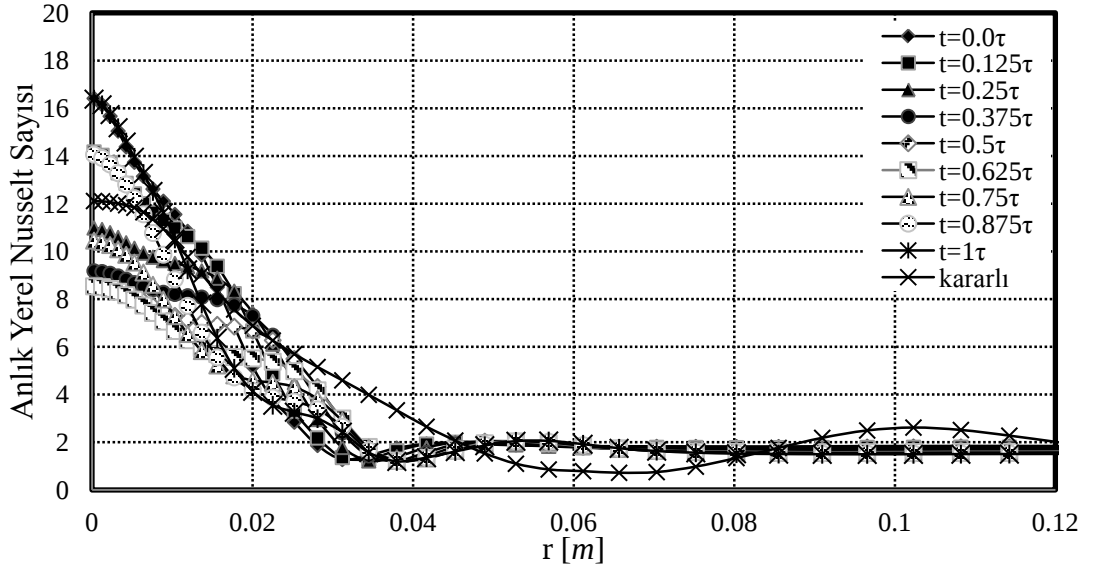
Şekil 5.19. $Re=300$, $A=0.4v_0$ ve $f=6$ Hz için, anlık yerel Nusselt sayısının alt levha boyunca değişimi



Şekil 5.20. $Re=300$, $A=0.6v_0$ ve $f=1$ Hz için, anlık yerel Nusselt sayısının alt levha boyunca değişimi



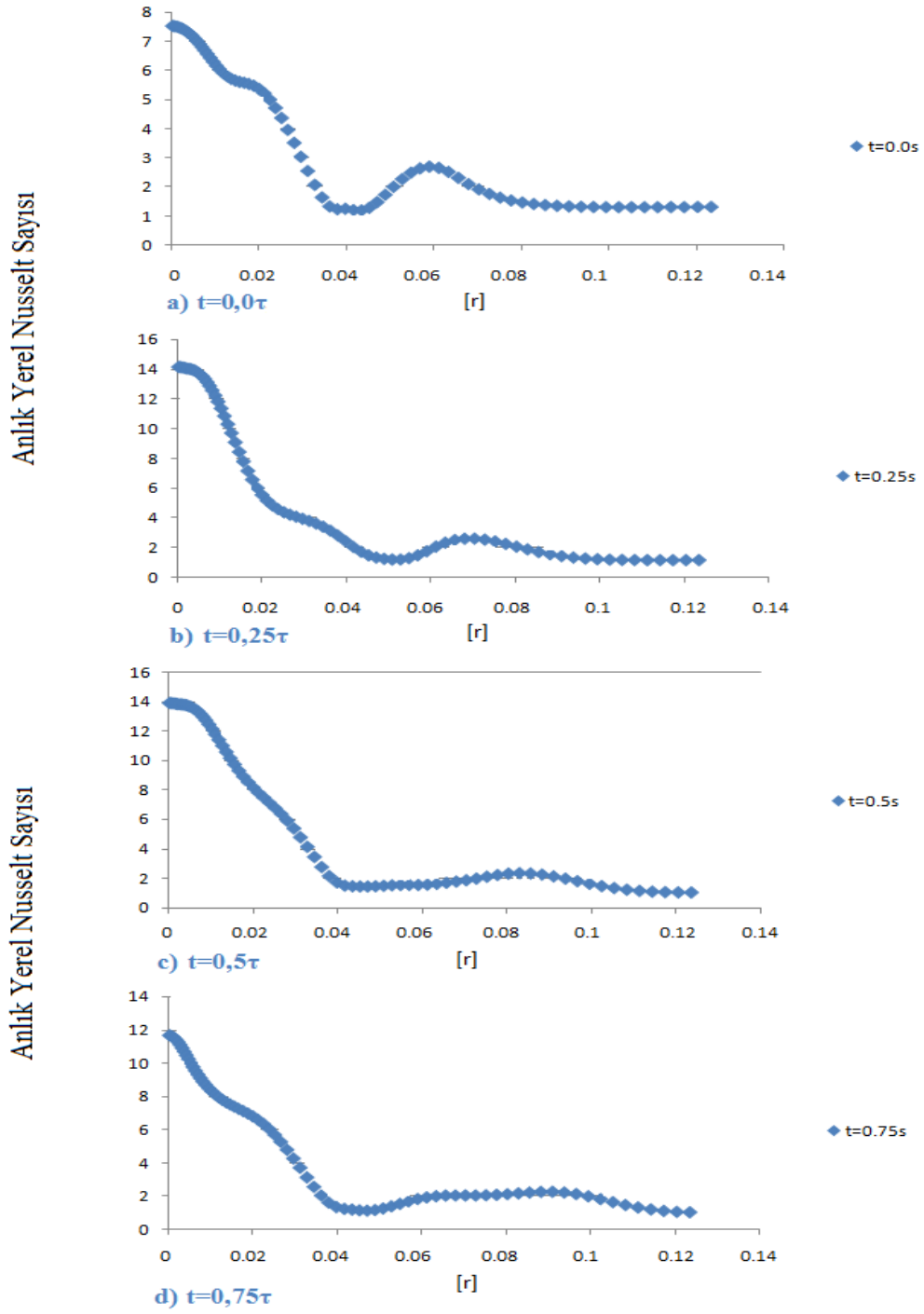
Şekil 5.21. $Re=300$, $A=0,6\mathbf{v}_0$ ve $f=2$ Hz için, anlık yerel Nusselt sayısının alt levha boyunca değişimi



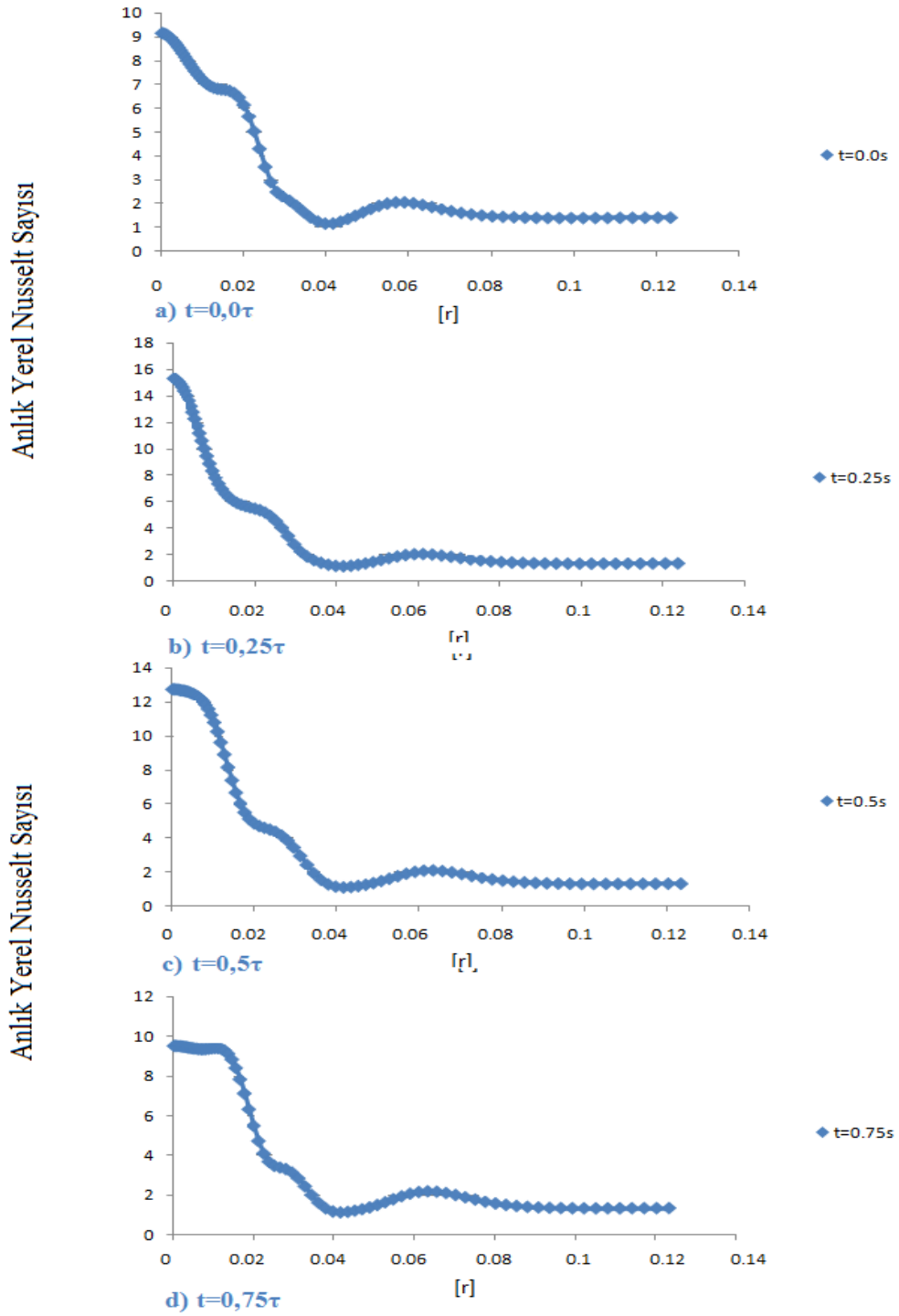
Şekil 5.22. $Re=300$, $A=0,6\mathbf{v}_0$ ve $f=4$ Hz için, anlık yerel Nusselt sayısının alt levha boyunca değişimi

Anlık yerel Nusselt sayısının, levha boyunca, akıştan nasıl etkilendiğini daha net bir şekilde görebilmek için, Şekil 5.11’de görülen hız vektör dağılımlı, ve Şekil 5.13’te görülen sıcaklık dağılımına tekabül eden anlık yerel Nusselt sayısı eğrileri Şekil 5.23’te verilmiştir. Şekil 5.11 ve Şekil 5.13, Şekil 5.23 ile karşılaştırıldığı zaman, ikincil ve üçüncül maksimum yerel Nusselt sayılarının, hemen hemen girdapların

oluştugu yerde oldukları, dolayısıyla da bu noktalarda, levhanın diğer kısımlarına göre daha çok ısı transferi meydana geldiği görülebilir. Örneğin Şekil 5.23-a'ya bakıldığında, Şekil 5.11-a'daki girdapların, anlık yerel Nusselt sayısını nasıl artırdığı, ve bu artışın ardından, Şekil 5.13-a'da, levha boyunca meydana gelen sıcaklık değişimi görülebilir. Aynı şekilde, salınım periyodunun diğer anları için de benzer karşılaştırmalar yapmak mümkündür. Şekil 5.24 ise, Şekil 5.12'deki hız vektör dağılımı, ve Şekil 5.14'teki sıcaklık dağılımına karşılık veren, salınım periyodunun 4 farklı anı için çizilmiş olan anlık yerel Nusselt sayısının, levha boyunca değişimini göstermektedir. Bu durum içinde, aynen bir önceki durum gibi, yerel maksimum Nusselt sayılarının, sirkulasyonlardan dolayı meydana gelmesi, ve noktasal şekilde ısı transferinin artmasına sebep olması söylenebilir.



Şekil 5.23. $Re=300$, $A=0,4v_0$ ve $f=1$ Hz için salınım periyodunun dört farklı anındaki anlık yerel Nusselt sayısının alt levha boyunca değişimi



Şekil 5.24. $Re=300$, $A=0,6\mathbf{v}_0$ ve $f=6$ Hz için salınım periyodunun dört farklı anındaki anlık yerel Nusselt sayısının alt levha boyunca değişimi

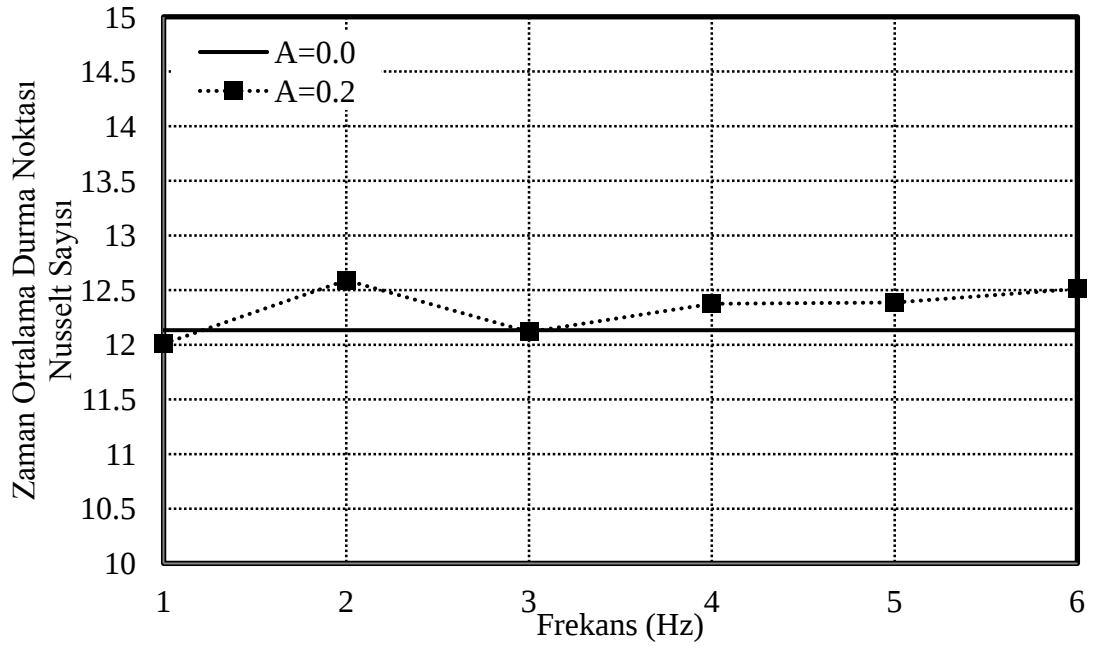
Osilasyonlu jetin, noktasal soğutma konusunda, kararlı jete göre ne kadar etkili olduğunu anlayabilmek için, kararlı rejim ($a=0.0$) zaman ortalama durma noktası

Nusselt sayısı değeri, salınlı jete ait olan, periyot boyunca zaman ortalama durma noktası Nusselt sayısı değeri ile karşılaştırılmalıdır. Salınlı jet durumunda, jetin hızının periyot boyunca değişmesi, akışkanın yüzeye çarptığı yerde oluşan sınır tabakanın kopmasına neden oluyor. Sınır tabakanın her yarı periyotta yeniden oluşması, sınır tabaka kalınlığının az olması, dolayısıyla da ısı transferi katsayısının artmasına neden oluyor. Isı transferi katsayısının artması demek, Nusselt sayısının artması demektir. Salınım frekansı arttıkça, birim zamanda, periyot süresi kısalıyor, dolayısıyla, yenilenen sınır tabaka sayısı artıyor ve ısı transferinin daha çok artmasına sebep oluyor. Fakat, önceden de gördüğümüz gibi, salınım genliği de, jet hızını etkilemektedir.

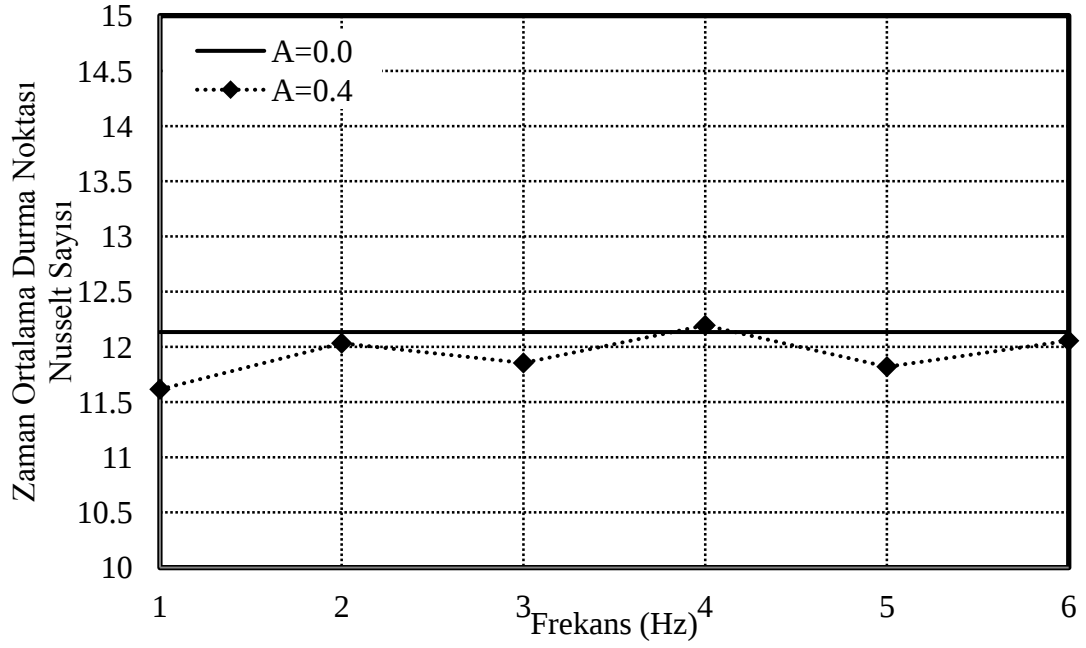
Salınım periyodunun ilk yarısında, akışkan hızının, ortalama jet çıkış hızına göre daha büyük, ikinci yarısında ise daha küçük olması, ısı transfer miktarını değiştirmektedir. Bu hız değişimi, genliğin artmasıyla daha çok büyüyüp, periyodun iki yarısının arasında olan Nusselt sayısı farkını daha da arttırıyor. Burada dikkate alınması gereken nokta, Nusselt sayısının hangi yarıda, hız değerinden daha çok etkilenmesidir. Eğer bu etkilenme periyodun ilk yarısında daha çok ise, salınlı rejim kararlı rejime göre daha iyi bir ısı transferi sağlar. Ama salınım periyodunun ikinci yarısındaki hızın, Nusselt sayısını daha çok etkilediği halde, kararlı rejim, osilasyonlu rejime göre daha üstündür demektir. Aynı zamanda, frekans ile genlik arasında da benzer bir etkileşim var. Bazen genlikten dolayı meydana gelen olumsuz etki, frekansın artmasının sonucu olan ısı transferi artışını etkisiz hale getirebilir. Bu söylenenlerin sonucunda, osilasyonlu rejimi, kararlı rejime göre, daha etkili hale getirebilmek için, frekans ve genlik için optimum bir değer bulmalıyız.

Şekil 5.25, Şekil 5.26, Şekil 5.27 ve Şekil 5.28’da, Reynolds sayısı 300 için, periyot boyunca zaman ortalama durma noktası Nusselt sayısının $(\overline{Nu})_{max}$ değerinin, frekans ile değişimi, kararlı rejim değerleri ile beraber, sırasıyla $A=0,2v_0$, $A=0,4v_0$, $A=0,6v_0$ ve $A=0,8v_0$ genlikleri için verilmiştir. Şekillerin incelenmesi sonucunda, Reynolds sayısı 300 olduğunda, osilasyonlu akış sadece salınım genliği $0,2v_0$ için, kararlı rejime göre üstünlük göstermektedir. Diğer genliklerde, salınlı rejimin

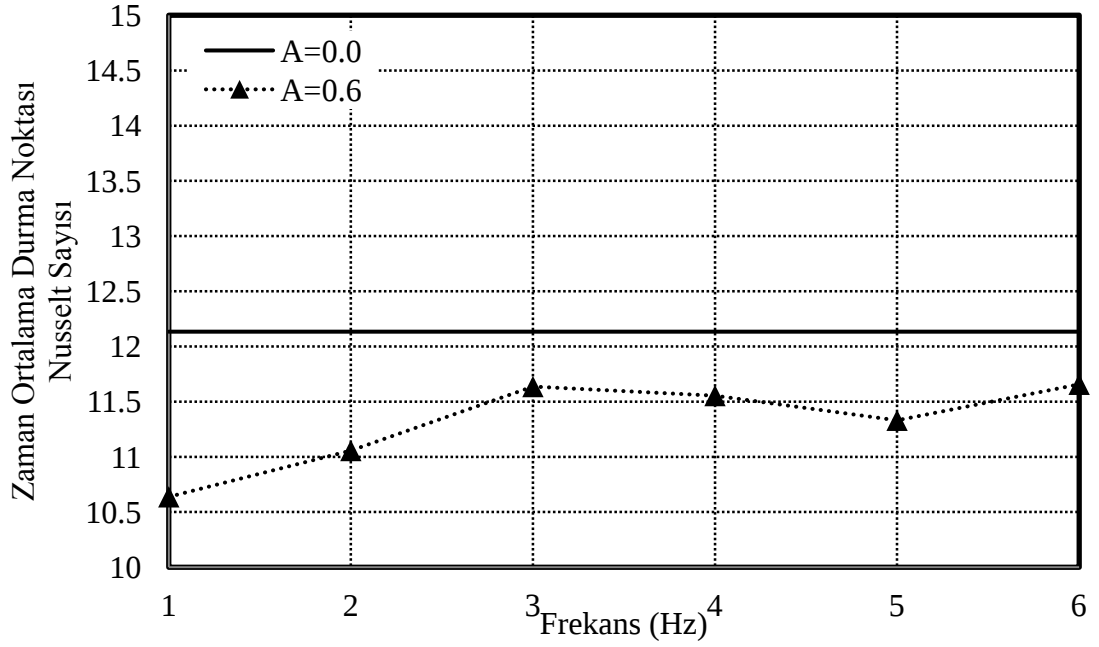
değişik frekanslarının periyot boyunca zaman ortalama durma noktası Nusselt sayılarının değeri, kararlı durum değerlerinin altına düşmekte ve genlik arttıkça kararlı durum değerlerinden daha çok uzaklaşmaktadır. Bu sonuçlara göre, Reynolds sayısı 300 durumunda, genliğin artması ısı transferini olumsuz yönde etkilemektedir. Yani, Reynolds sayısı küçük olduğunda, hızın, salınım periyodunun ikinci yarısında düşmesi, ilk yarısında artmasına göre daha etkilidir. Dolayısıyla Reynolds 300 için kararlı rejim, osilasyonlu rejime göre daha iyi sonuçlar vermektedir. Şekillerde de görüldüğü üzere, periyot boyunca zaman ortalama durma noktası Nusselt sayısı değerlerinin frekansa göre değişimi, tüm genlikler için, hemen hemen belirgin bir eğriye uymaktadır.



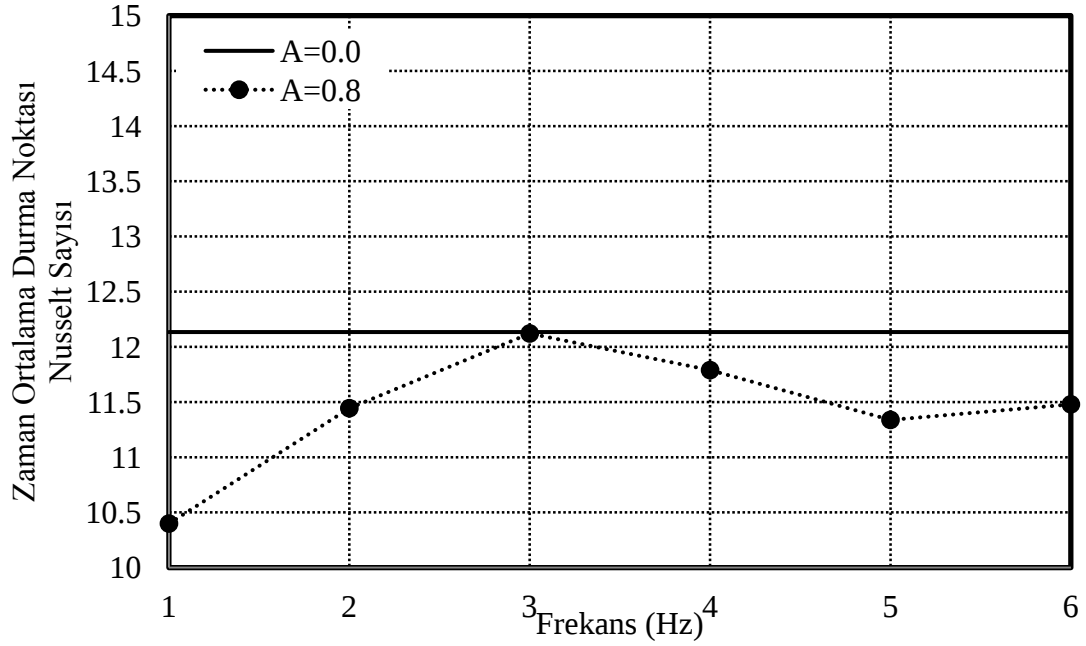
Şekil 5.25. $Re=300$, $A=0,2v_0$ için, farklı frekanslarda, periyot boyunca zaman ortalama durma noktası Nusselt sayısı'nın değişimi



Şekil 5.26. $Re=300$, $A=0,4v_0$ için, farklı frekanslarda, periyot boyunca zaman ortalama durma noktası Nusselt sayısı'nın değişimi



Şekil 5.27. $Re=300$, $A=0,6v_0$ için, farklı frekanslarda, periyot boyunca zaman ortalama durma noktası Nusselt sayısı'nın değişimi



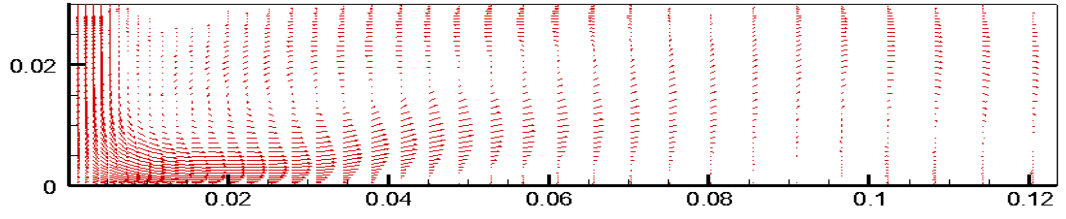
Şekil 5.28. $Re=300$, $A=0,8v_0$ için, farklı frekanslarda, periyot boyunca zaman ortalama durma noktası Nusselt sayısı'nın değişimi

5.2.2. Reynolds sayısı 500 durumunda osilasyonlu jet

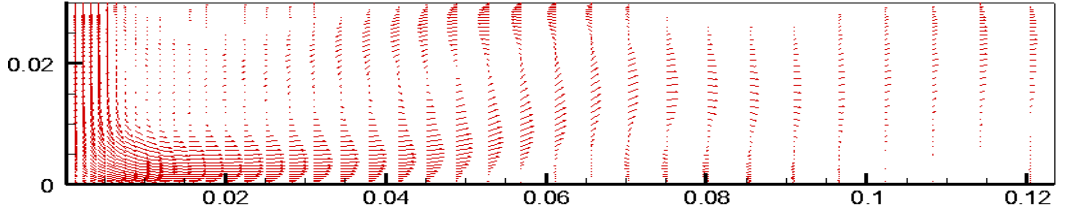
Bu bölümde, jet Reynolds sayısı 500 olan osilasyonlu bir jet için, geometrik boyutlar sabit tutularak ($H/d=3$ ve $D/H= 8,33$) simülasyonlar farklı salınım frekansı ve genlikleri ile tekrarlanmıştır. Jet çıkış hızı genliğinin ve salınım frekansının, akış ve ısı transferine etkileri incelenmiştir. Hesaplamalar, Reynolds sayısı 300 için, osilasyon genliğinin $0,2v_0$, $0,4v_0$, $0,6v_0$ ve $0,8v_0$ ve frekansın $f= 1$ Hz, $f= 2$ Hz, $f= 3$ Hz, $f= 4$ Hz, $f= 5$ Hz ve $f= 6$ Hz değerleri için yapılmıştır. Jetin lüleden ortalama çıkış hızı $v_0=0,3973$ m/s olarak alınmıştır ve anlık çıkış hızı zamanla basamak şeklinde değişmiştir.

Aşağıda, jet Reynolds sayısı 500, salınım genliği $0,2v_0$ ve salınım frekansı 1 Hz ve 3 Hz değerleri için, hız ve sıcaklık alanları verilmiştir. Şekil 5.29 ve Şekil 5.30, sırasıyla $f= 1$ Hz, $f= 3$ Hz için, salınım periyodunun $t= 0,0\tau$, $t= 0,25\tau$, $t= 0,5\tau$ ve $t= 0,75\tau$ anlarındaki hız vektörlerini içermektedir. Şekiller incelenirse, salınım frekansının değişimiyle akışın akım karakteristiklerinin değiştiği görülebilir. Şekil

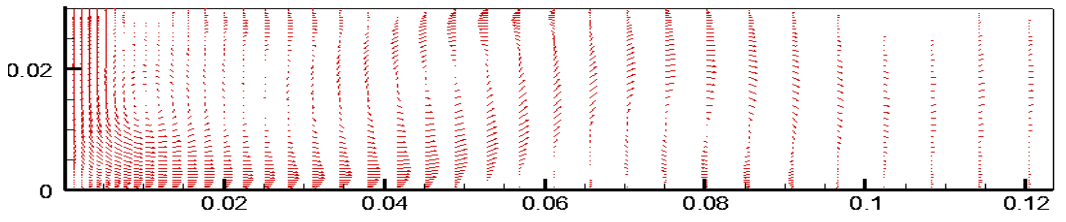
5.29-a'da salınım frekansı 1 Hz için, salınım periyodunun $t = 0,0\tau$ anındaki hız vektörleri görülmektedir. Burada, akış enjekte edilmeye yeni başlamıştır fakat, bir önceki periyodun etkileri hala görülmektedir. Isı transferi, akış alanının ilk kısmında, yaani durma bölgesinde maksimum değerini almaktadır. Şekildedeki görüldüğü gibi, bu bölgede, hız vektörleri daha sık ve daha büyüktür, bu da ısı transferi değerinin büyük olduğuna tekabül etmektedir. Levha boyunca ilerledikçe, akış hızını kaybetmekte, dolayısıyla da ısı transferi düşmektedir fakat, akışın bazı bölgelerinde oluşan sirkülasyonlar nedeniyle, ısı transferi değeri yerel olarak artmakta, ve ikincil ve üçüncül maksimum yerel Nusselt sayılarının ortaya çıkmasına neden olmaktadır. Akışkan, akış alanının sonuna doğru hızının çoğunu kaybetmekte, aynı zamanda da tam gelişmiş şartlara ulaşarak sabit bir hız profili elde etmektedir. Şekil 5.29-b'ye baktığımızda da hemen hemen aynı durumu görebiliriz. Şekil 5.29-c ve 5.29-d'de benzer durumlar fakat, hızın periyot boyunca değişiminden dolayı akış alanının içinde oluşan sirkülasyonların, dolayısıyla da yerel maksimum Nusselt sayılarının mekanı değişmektedir. Şekil 5.30 ise, akışın salınım frekansı 3 Hz için, salınım periyodunun farklı anlarındaki hız vektörlerini vermektedir. Bu şekile baktığımızda, salınım periyodunun farklı anlarının hız vektörleri arasında çok belirgin değişiklik olmadığını görüyoruz. İleride tartışılacak olan şekillerde, aynı durum için, levha boyunca yerel Nusselt sayısı değişimi diagramı incelendiğinde, akışın farklı anları için çizilen eğrilerinin, aşağı yukarı birbiriyle çakıştığı gözlemlenebilir. Ayrıca değişik salınım frekansları için yerel Nusselt sayısı diyagramlarına baktığımızda, frekansın artışıyla beraber, yerel Nusselt sayısı değişiminin, kararlı durumdaki değişime yaklaşmasını göreceğiz.



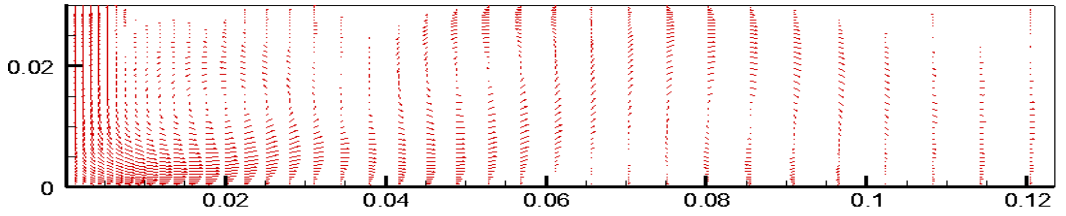
a) $t=0,0\tau$



b) $t=0,25\tau$

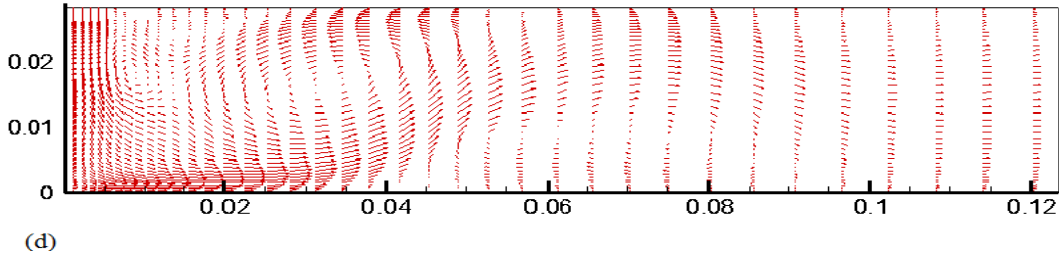
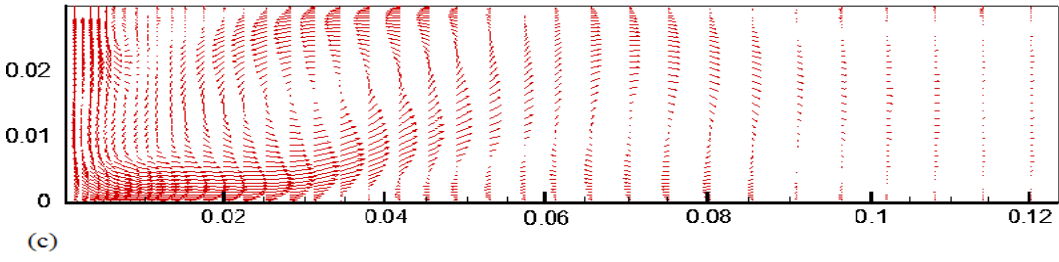
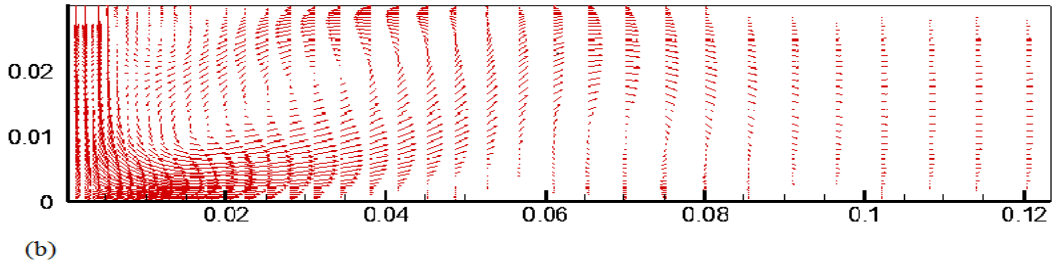
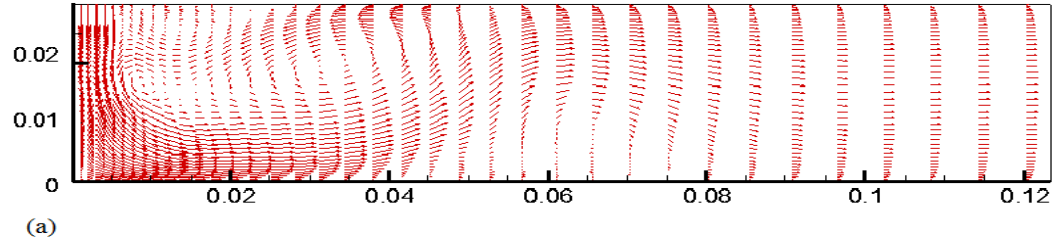


c) $t=0,5\tau$



d) $t=0,75\tau$

Şekil 5.29. $Re=500$, $A=0,2v_0$ ve $f=1$ Hz salınım periyodunun dört farklı anındaki hız vektör dağılımı

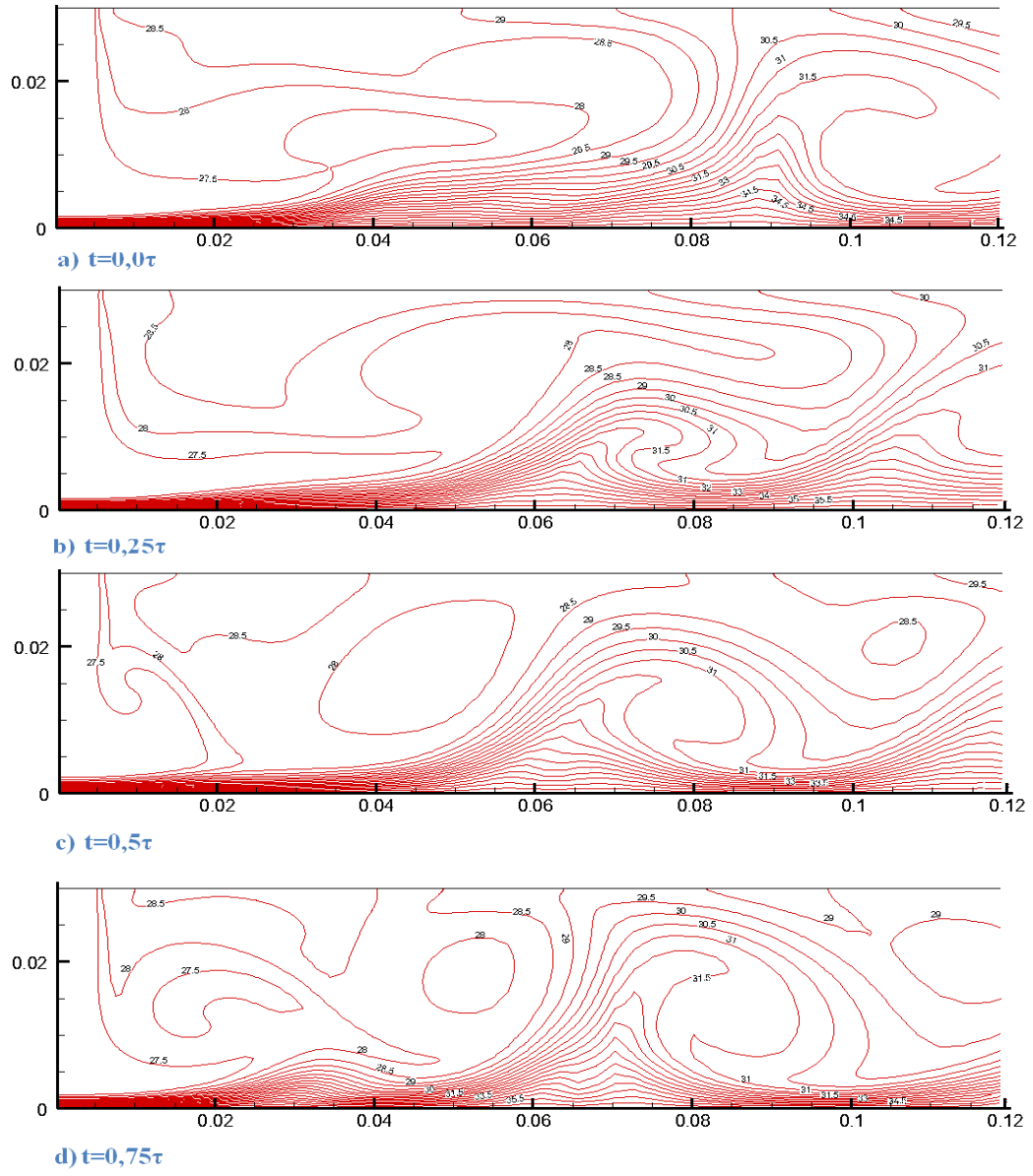


Şekil 5.30. $Re=500$, $A=0,2v_0$ ve $f=3$ Hz salınım periyodunun dört farklı anındaki hız vektör dağılımı

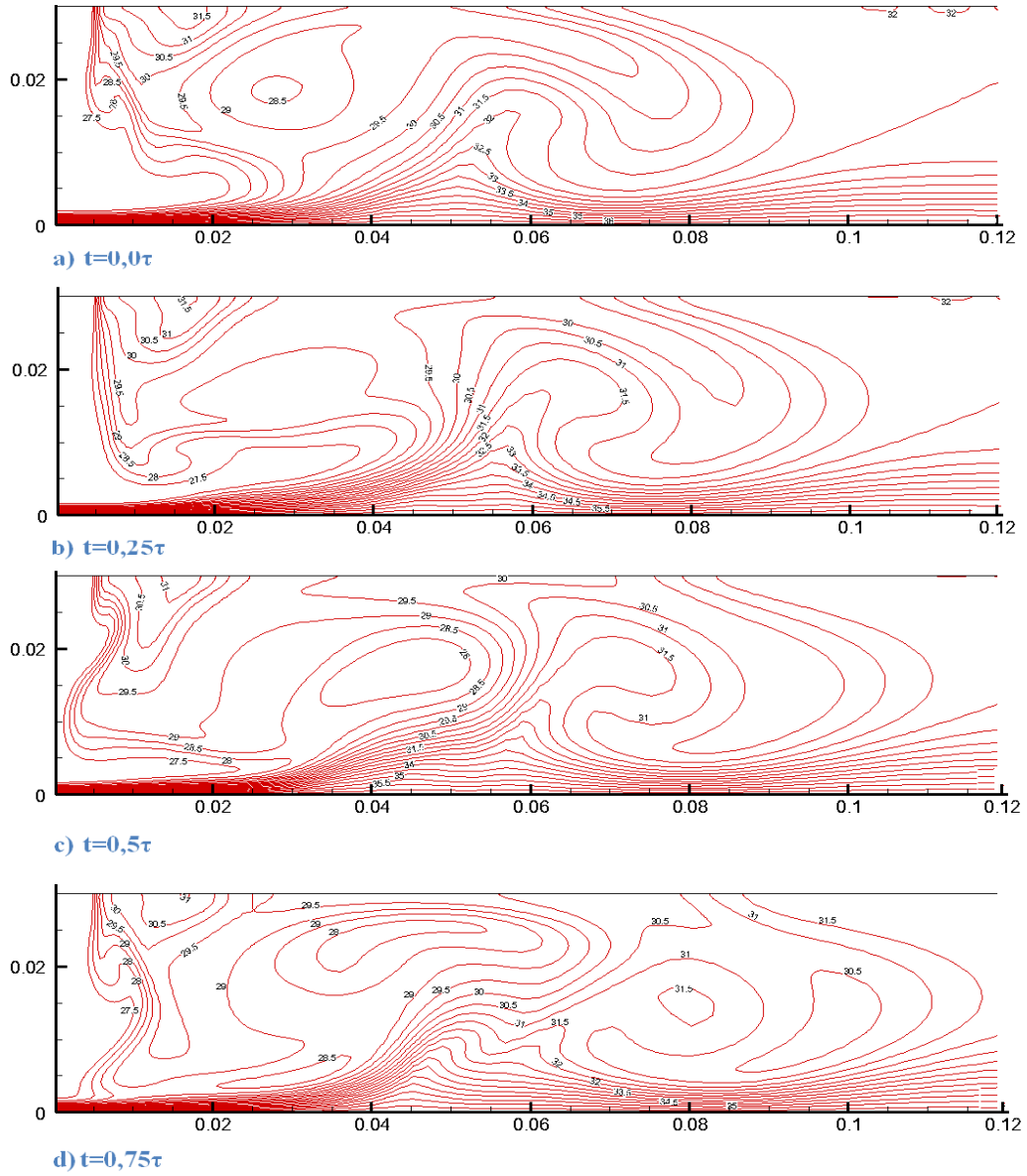
Şekil 5.31 ve 5.32 sırasıyla, Reynolds sayısı 500, salının genliği $0,2v_0$ ve salınım frekansı 1 Hz ve 3 Hz durumu için, salınım periyodunun farklı anlarında göstermektedir. Bu şekillerde olan sıcaklık dağılımını inceleyerek, en yüksek sıcaklık gradyanı, dolayısıyla da en yüksek ısı transfer miktarının çarpma bölgesinde

meydana geldiğini, ikincil ve üçüncül yerel maksimum Nusselt sayılarının ise, akış alanında oluşan sirkülasyonların neticesinde elde edildiğini söyleyebiliriz.

Reynolds sayısı 500 için, salınım frekansı değiştirilerek yapılan tüm simülasyonlarda hız ve sıcaklık alanlarının, tüm genliklerde, periyodun tüm anları için değişik yapıda gerçekleştiği görülmüştür. Aynı şekilde, salınım frekansı sabit tutulurken, genliğin değişiminin akışın şiddetini değiştirdiği, fakat genel yapısını fazla etkilemediği belirlenmiştir. Jet enjeksiyon hızının, salınım genlik ve frekansının değiştirilmesinin, levha üzerinde oluşan ısı transferinide geliştirdiği görülmüştür. Dolayısıyla Reynolds 500 için, jetteki osilasyon, akış ve ısı transfer karakteristiklerini değiştirdiği söylenebilir.



Şekil 5.31. $Re=500$, $A=0,2v_0$ ve $f=1$ Hz için için salınım periyodunun dört farklı anındaki anındaki eş sıcaklık eğrileri

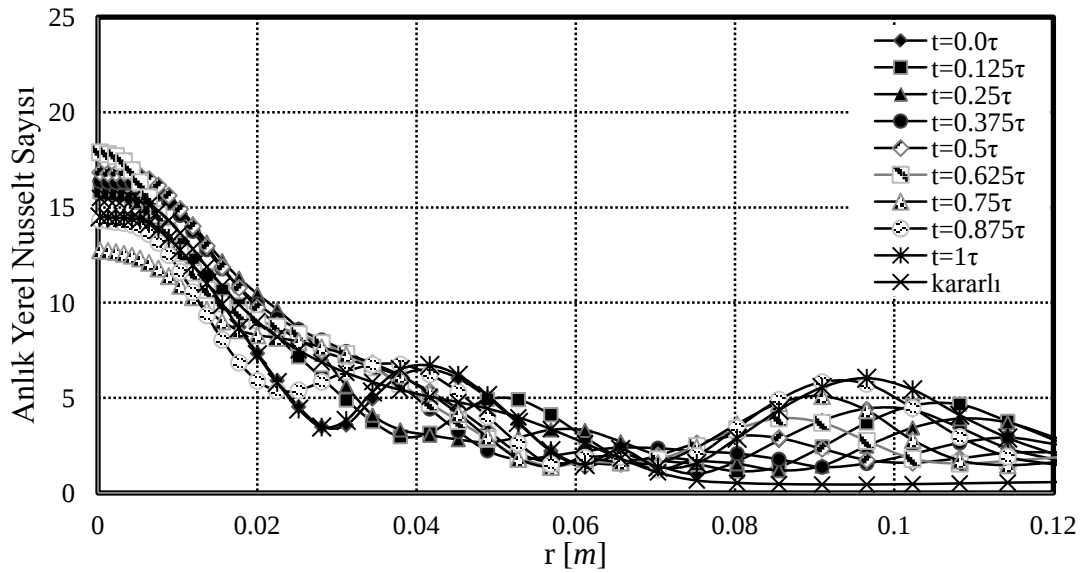


Şekil 5.32. $Re=500$, $A=0,2v_0$ ve $f=3$ Hz için için salınım periyodunun dört farklı anındaki eş sıcaklık eğrileri

Aşağıdaki şekillerde, Reynolds sayısı 500 olduğunda, genlik $0,2v_0$ için, tüm salınım frekanslarındaki anlık yerel Nusselt sayılarının (Nu_r), sıcak alt levha üzerindeki değişimi görülmektedir. Burada salınım periyodunun farklı anlardaki anlık yerel Nusselt sayılarının ve kararlı haldeki anlık yerel Nusselt sayısının, levha boyunca değişimi birlikte verilmiştir. Şekillerde de görüldüğü gibi, en yüksek Nusselt sayısı

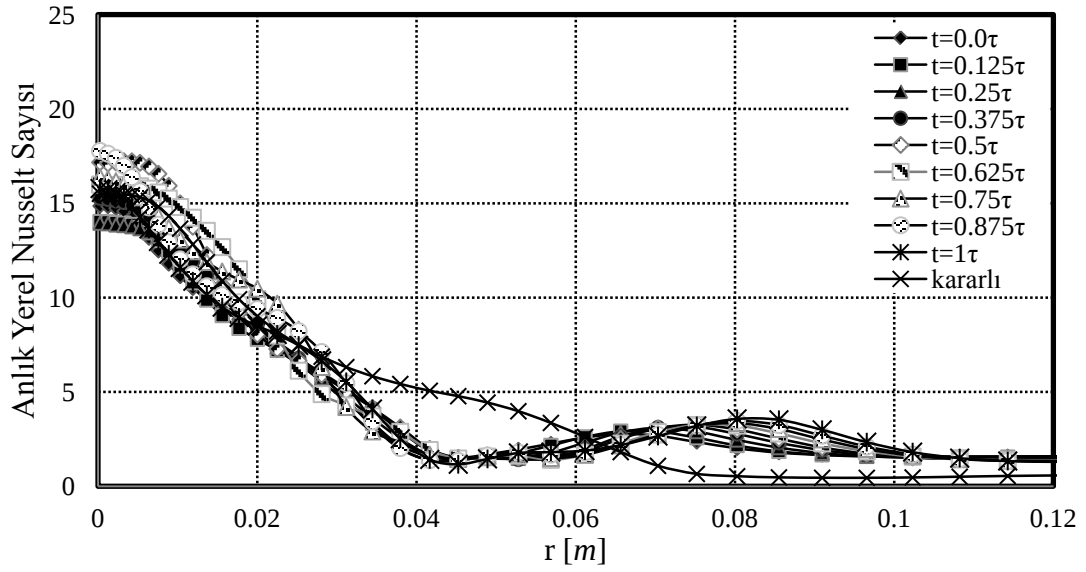
jetin alt levhaya çarptığı nokta olan durma noktasında oluşmaktadır, daha sonra levha boyunca azalmaktadır.

Şekil 5.33'te, $f=1$ Hz için verilen anlardaki eğriler birbirinden farklı değerlerde oluşmuştur. Şekilde de görüldüğü gibi, en yüksek Nusselt sayısı $t = 0,625 \tau$ anında oluşmuştur. Kararlı durum anlık yerel Nusselt sayısı eğrisi ise, salınımlı akış eğrilerinin ortasında yer almaktadır fakat, hızın değişiminin sonucunda meydana gelen ikincil ve üçüncül yerel maksimum Nusselt sayılarından dolayı, levhanın sonuna doğru ilerledikçe, salınımlı akış, kararlı akışa göre daha çok etki göstermekte, dolayısıyla ısı transferi miktarını artırmaktadır.



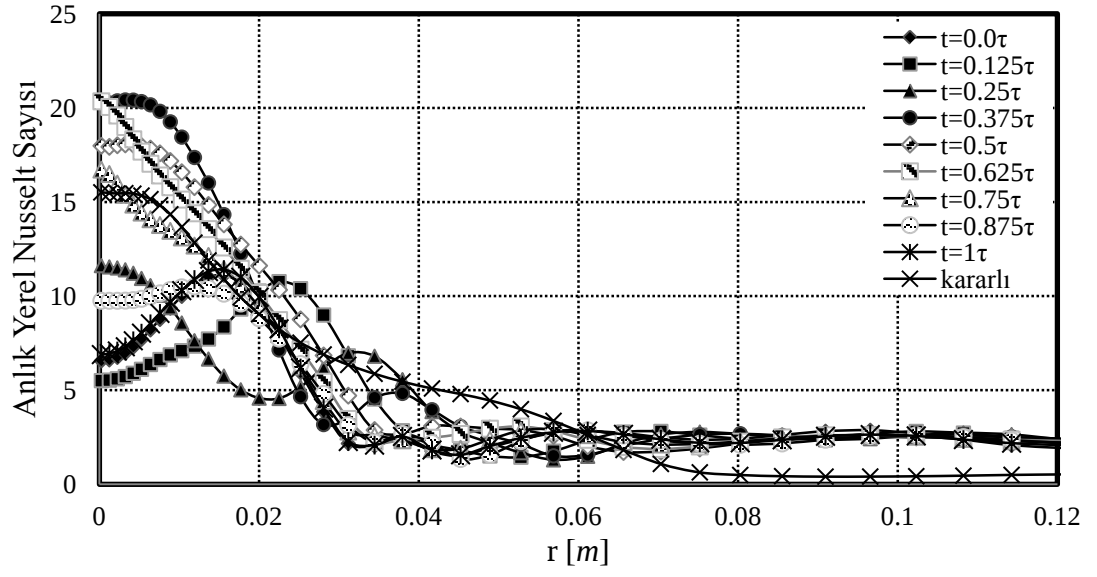
Şekil 5.33. $Re=500$, $A=0,2v_0$ ve $f=1$ Hz için, anlık yerel Nusselt sayısının alt levha boyunca değişimi

Şekil 5.34'te $Re=500$, genlik $0,2 v_0$ ve salınım frekansı 3 Hz için, anlık yerel Nusselt sayısının (Nu_r) levha boyunca değişimi, salınım periyodunun 9 farklı anı için verilmiştir. İncelenen bu durumda, salınım periyodunun tüm anları için elde edilmiş eğriler hemen hemen birbiriyle çakışmaktadır. Yani akış, periyodun tüm anlarında aşağı yukarı aynı yapıya sahiptir.

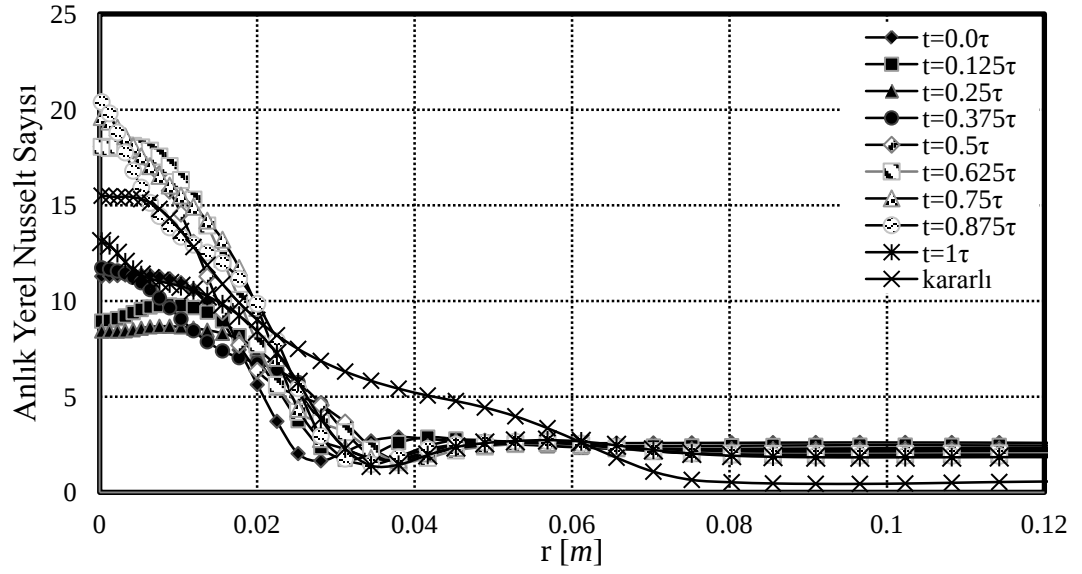


Şekil 5.34. $Re=500$, $A=0,2v_0$ ve $f=3$ Hz için, anlık yerel Nusselt sayısının alt levha boyunca değişimi

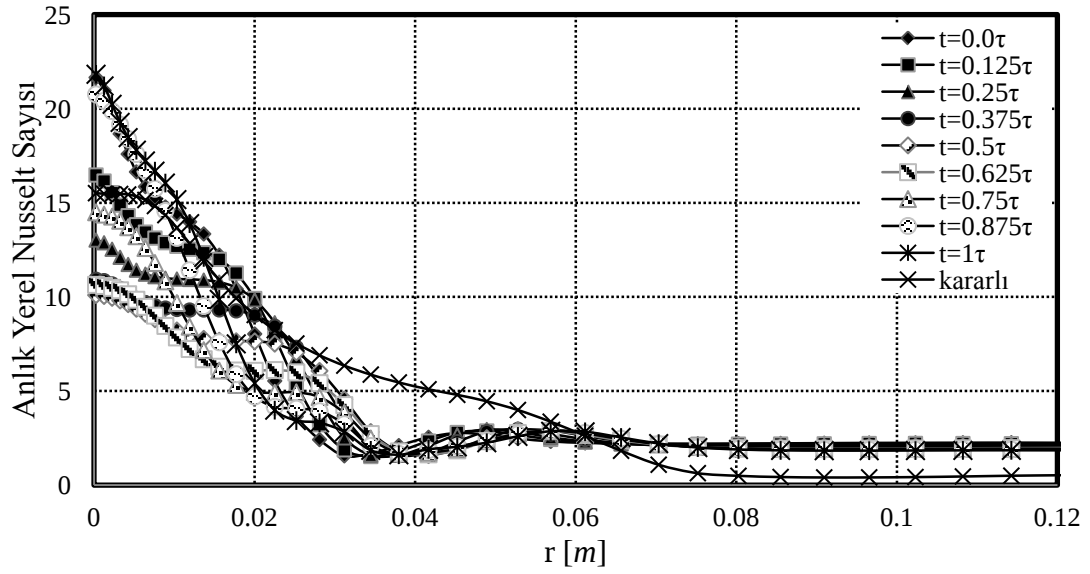
Reynolds sayısı 500 ve salınım genliği $0,2v_0$ 'ın tüm frekansları için anlık yerel Nuselt sayısının levha boyunca değişim diyagramlarını çizildiğinde, sadece $f= 1$ Hz durumu için periyodun değişik anlarındaki eğrilerinin arasında belirgin farklılık gözüküyordur. Frekans 2 Hz'den itibaren akış daha sakin bir şekilde akmaya başlar. Çarpma bölgesinde en yüksek ısı transferi gerçekleşmekte, daha sonra, levha çıkışına doğru salınım etkilerinin azalmasından dolayı, tüm eğriler yatay yönde ilerledikçe birbirine ve kararlı rejim eğrisine yaklaşıp sabit bir değer almaktalar. Ayrıca frekans arttıkça Nuselt sayısı, simetri eksenine daha yakın bir mesafede bu sabit değere ulaşmaktadır. Reynolds sayısı 500 ve salınım genliği $0,6v_0$ 'ın farklı frekanslarındaki, levha boyunca anlık yerel Nuselt sayısı değişimini veren Şekil 5.35, Şekil 5.36 ve Şekil 5.37, bu durumun daha net anlaşılabilmesine yardım edebilir.



Şekil 5.35. $Re=500$, $A=0.6\mathbf{v}_0$ ve $f=2$ Hz için, anlık yerel Nusselt sayısının alt levha boyunca değişimi

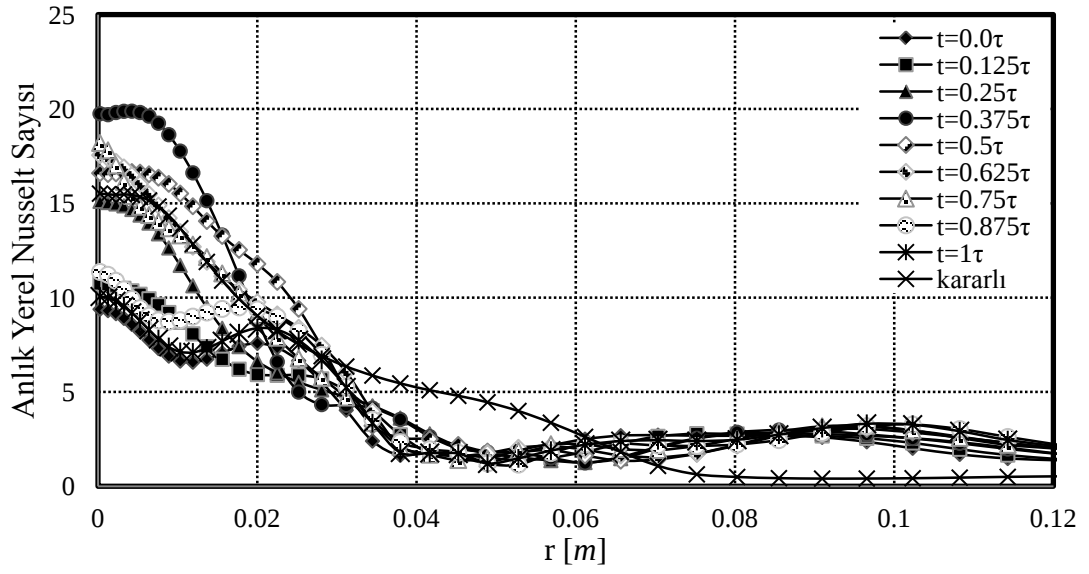


Şekil 5.36. $Re=500$, $A=0.6\mathbf{v}_0$ ve $f=4$ Hz için, anlık yerel Nusselt sayısının alt levha boyunca değişimi

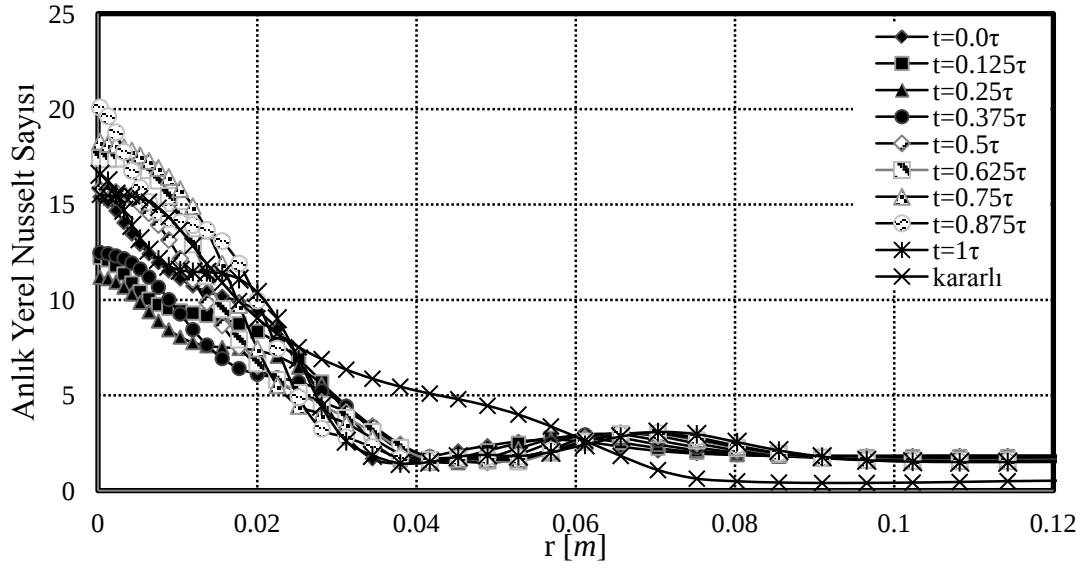


Şekil 5.37. $Re=500$, $A=0,6v_0$ ve $f=6$ Hz için, anlık yerel Nusselt sayısının alt levha boyunca değişimi

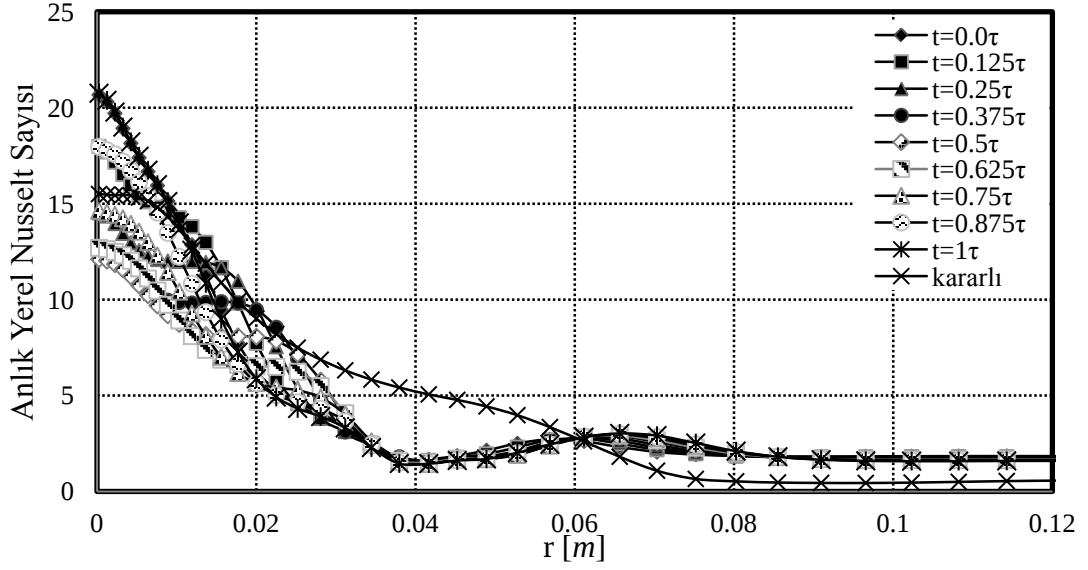
Akışın salınımlı olduğundan dolayı, akışkanın ne zaman yüzeye çarptığı, ciddi bir şekilde salınım frekansına, ve daha hafif olarak salınım genliğine bağlıdır, dolayısıyla farklı salınım genlikleri ama aynı salınım frekanslardaki durumlarda, maksimum durma noktası Nusselt sayısı hemen hemen aynı anda yakalanmıştır. Bu durumu daha iyi görmek için, Şekil 5.35, Şekil 5.36 ve Şekil 5.37'yi, Şekil 5.38, Şekil 5.39 ve Şekil 5.40 ile kıyaslayabiliriz.



Şekil 5.38. $Re=500$, $A=0.4v_0$ ve $f=2$ Hz için, anlık yerel Nusselt sayısının alt levha boyunca değişimi



Şekil 5.39. $Re=500$, $A=0.4v_0$ ve $f=4$ Hz için, anlık yerel Nusselt sayısının alt levha boyunca değişimi

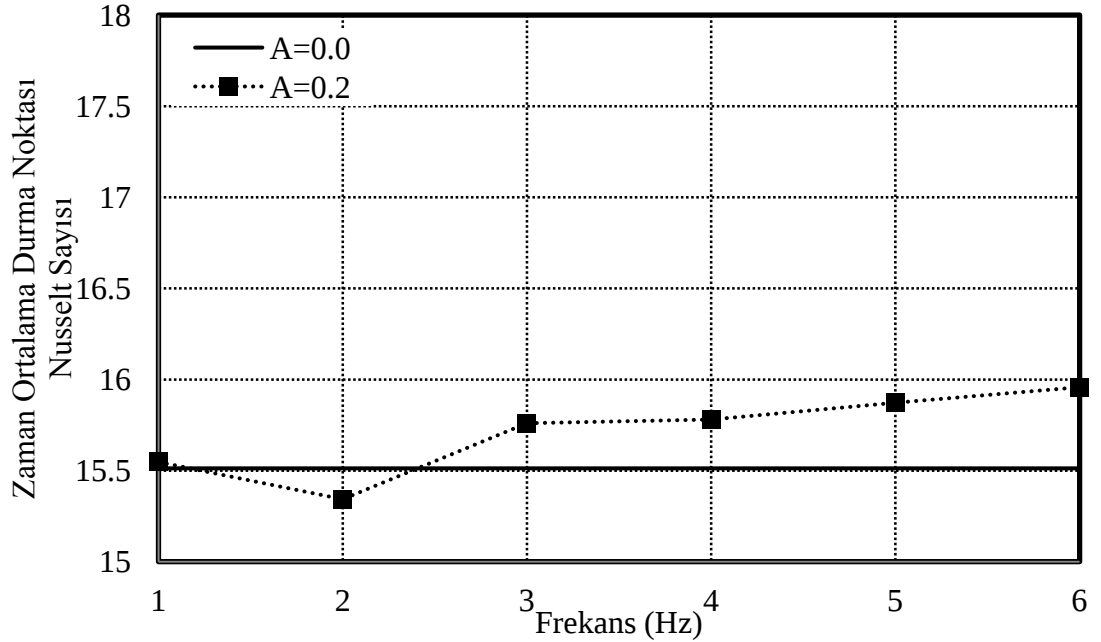


Şekil 5.40. $Re=500$, $A=0,4v_0$ ve $f=6$ Hz için, anlık yerel Nusselt sayısının alt levha boyunca değişimi

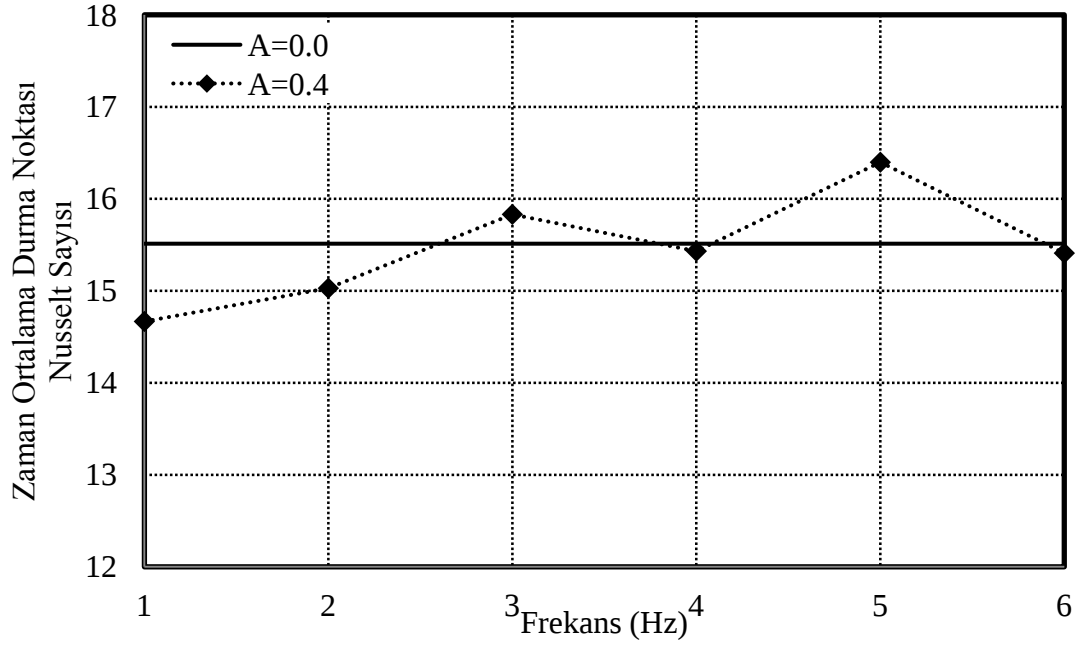
Osilasyonlu jetin, noktasal soğutma konusunda, kararlı jete göre ne kadar etkili olduğunu anlayabilmek için, kararlı rejim ($a=0$) zaman ortalama durma noktası Nusselt sayısı değerinin, salınlı jete ait olan, periyot boyunca zaman ortalama durma noktası Nusselt sayısı değerleri ile karşılaştırılması gerekiyor. Şekil 5.41’de $Re=500$ ve salınım genliği $0,2v_0$ için, periyot boyunca zaman ortalama durma noktası Nusselt sayısının frekans ile değişimi verilmektedir. Reynolds sayısı 500 için, kararlı rejim zaman ortalama durma noktası Nusselt sayısı değerini, salınlı jete ait olan, periyot boyunca zaman ortalama durma noktası Nusselt sayısı değerleri ile kıyasladığımızda, salınlı jetin kararlı jete göre daha etkili olduğunu belirgin bir şekilde görebiliriz. Ayrıca genel olarak, frekansın artışıyla, periyot boyunca zaman ortalama durma noktası Nusselt sayısı değerinin artılmasında söylenebilir.

Şekil 5.42, Şekil 5.43 ve Şekil 5.44’te, Reynolds sayısı 500 için, periyot boyunca zaman ortalama durma noktası Nusselt sayısının $((\overline{Nu})_{max})$ değerinin, frekans ile değişimi, kararlı rejim değerleri ile beraber, sırasıyla $A=0,2v_0$, $A=0,4v_0$, $A=0,6v_0$ ve $A=0,8v_0$ genlikleri için verilmiştir. Şekilleri incelediğimiz zaman, osilasyonlu durumun, salınım frekanslarının bir kısmını olumlu, diğer kısmını ise olumsuz etkilediğini görebiliriz. Şekil 5.41’te görüldüğü gibi, salınım genliği

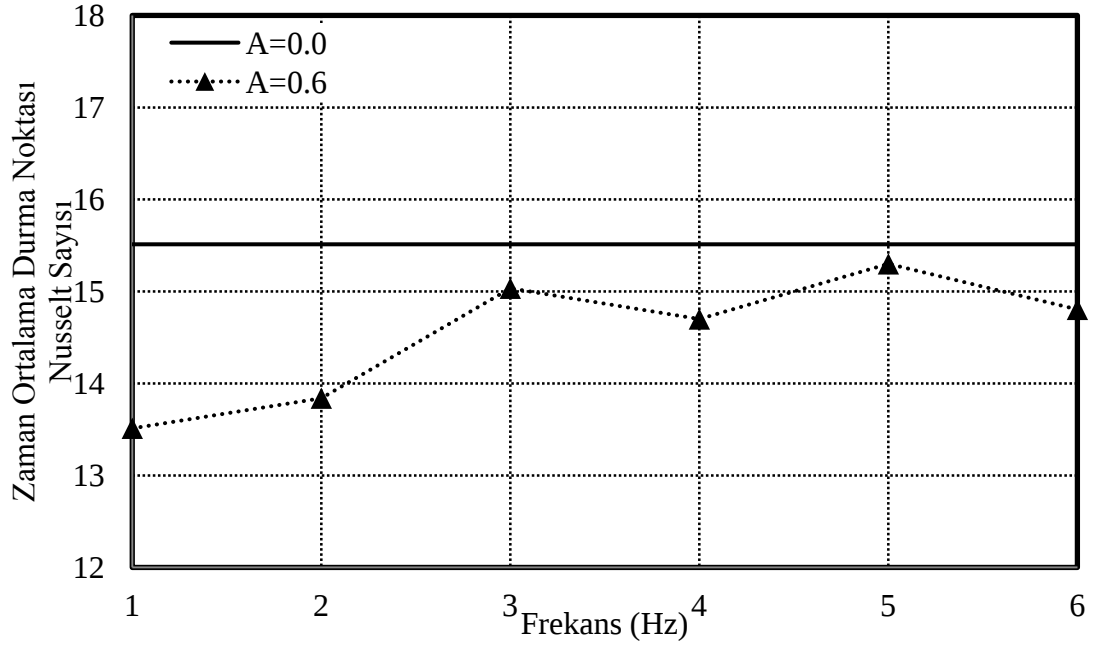
0,2 v_0 olduğunda, osilasyonlu rejim $f=1$ Hz için, kararlı durumla benzer sonuç vermiştir. Frekans 2 Hz için, kararlı rejim daha iyi sonuç verdiği halde, frekans 3 Hz’den itibaren, salınımlı rejimden elde edilen neticelerö kararlı rejime göre daha yüksektir. Şekil 5.42, salınım genliği 0,4 v_0 olduğu durumunu göstermektedir. Bu durumda, osilasyonun frekans 4 Hz ve 6 Hz için, kararlı rejime göre fazla değişiklik göstermediği halde, frekans 1 Hz ve 2 Hz için kararlı rejim, frekans 3 Hz ve 5 Hz için ise, osilasyonlu rejimden daha iyi sonuçlar elde edilmiştir. Şekil 5.43’te periyot boyunca durma noktası Nusselt sayısının frekansla değişimini, genlik 0,6 v_0 olduğunda görebiliriz. Şekilde de görüldüğü üzere genlik 0,6 v_0 için kararlı durum, tüm frekanslar için daha iyi sonuçlar vermiştir. Halbuki, salınım henliği 0,8 v_0 durumu için, salınım genliğinin artmasının olumsuz etkisi frekans 1 Hz ve 2 Hz için çok daha belirgin hale geldiği yerde, frekans 6 Hz için aniden artış göstermiştir. Genel olarak, Reynolds sayısı 500 olduğu durumda Nusselt sayısının, frekans ya da genlik ile değişimi için belli bir yaklaşım elde edilmemiştir.



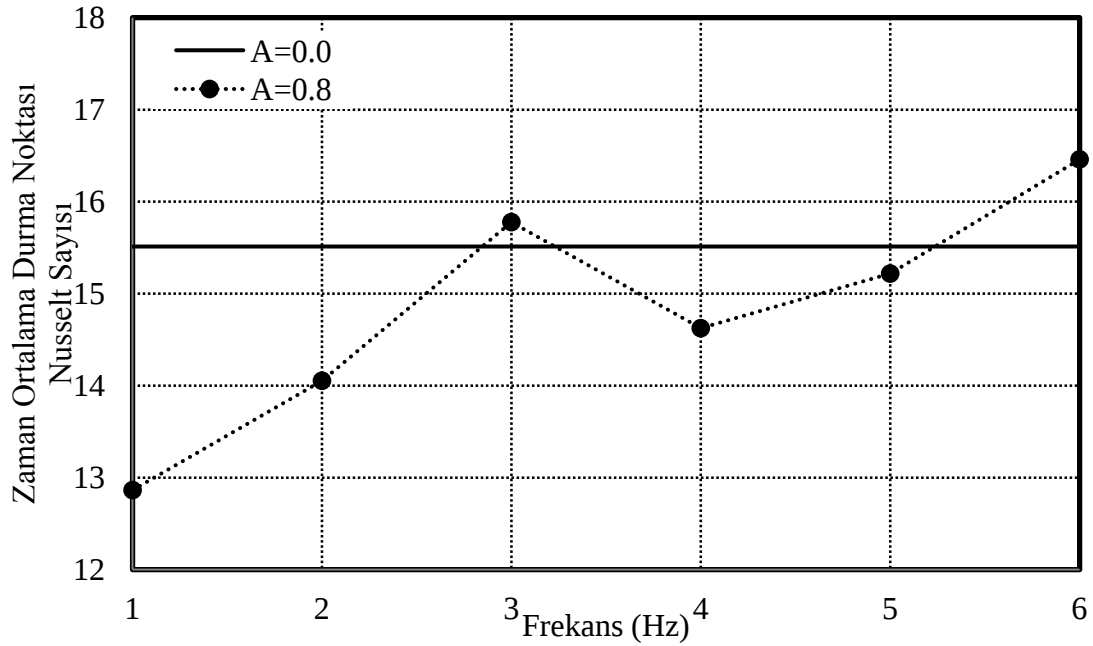
Şekil 5.41. $Re=500$, $A=0,2v_0$ için, farklı frekanslarda, periyot boyunca zaman ortalama durma noktası Nusselt sayısı'nın değişimi



Şekil 5.42. $Re=500$, $A=0,4v_0$ için, farklı frekanslarda, periyot boyunca zaman ortalama durma noktası Nusselt sayısı'nın değişimi



Şekil 5.43. $Re=500$, $A=0,6v_0$ için, farklı frekanslarda, periyot boyunca zaman ortalama durma noktası Nusselt sayısı'nın değişimi

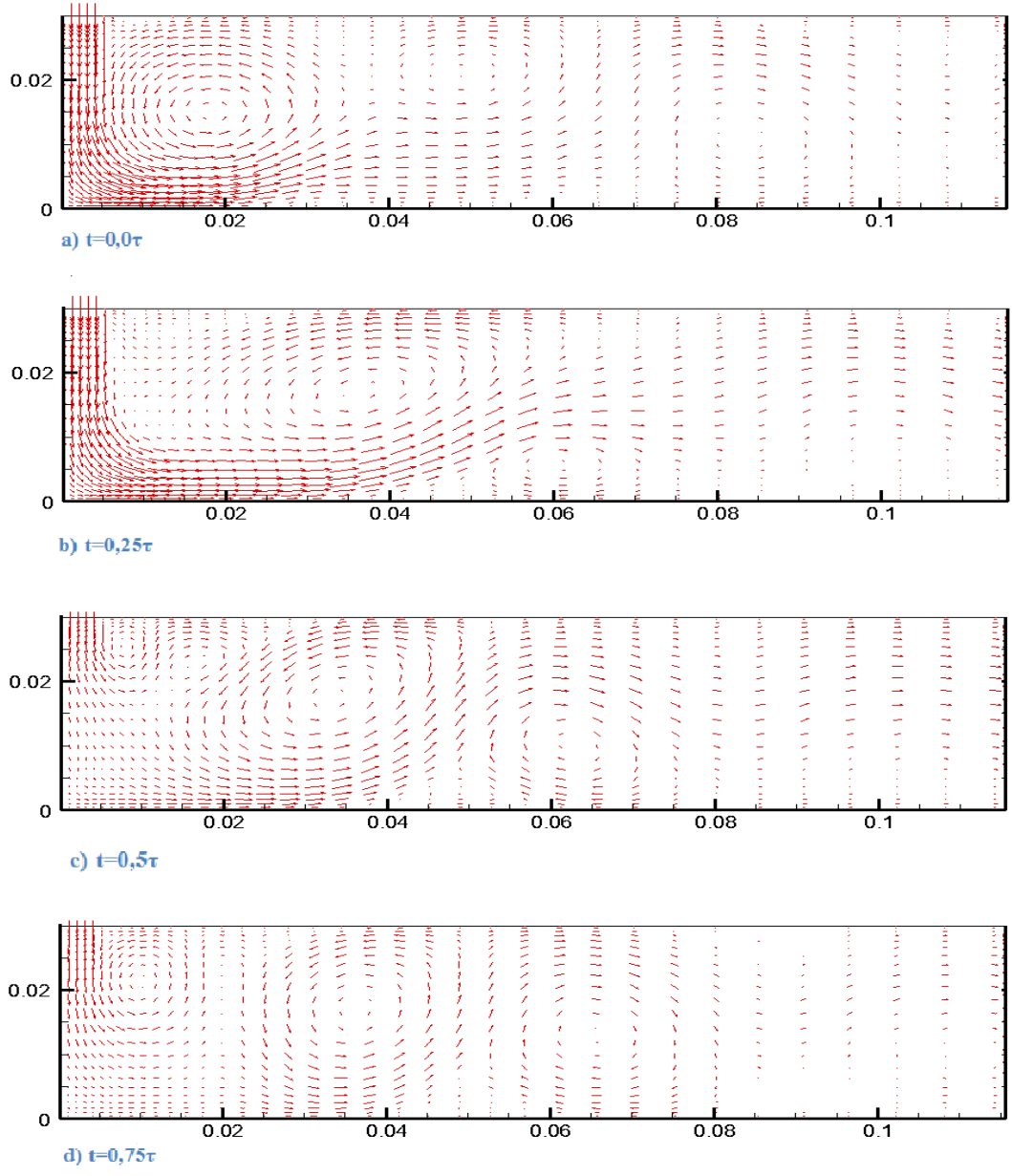


Şekil 5.44. $Re=500$, $A=0,8v_0$ için, farklı frekanslarda, periyot boyunca zaman ortalama durma noktası Nusselt sayısı'nın değişimi

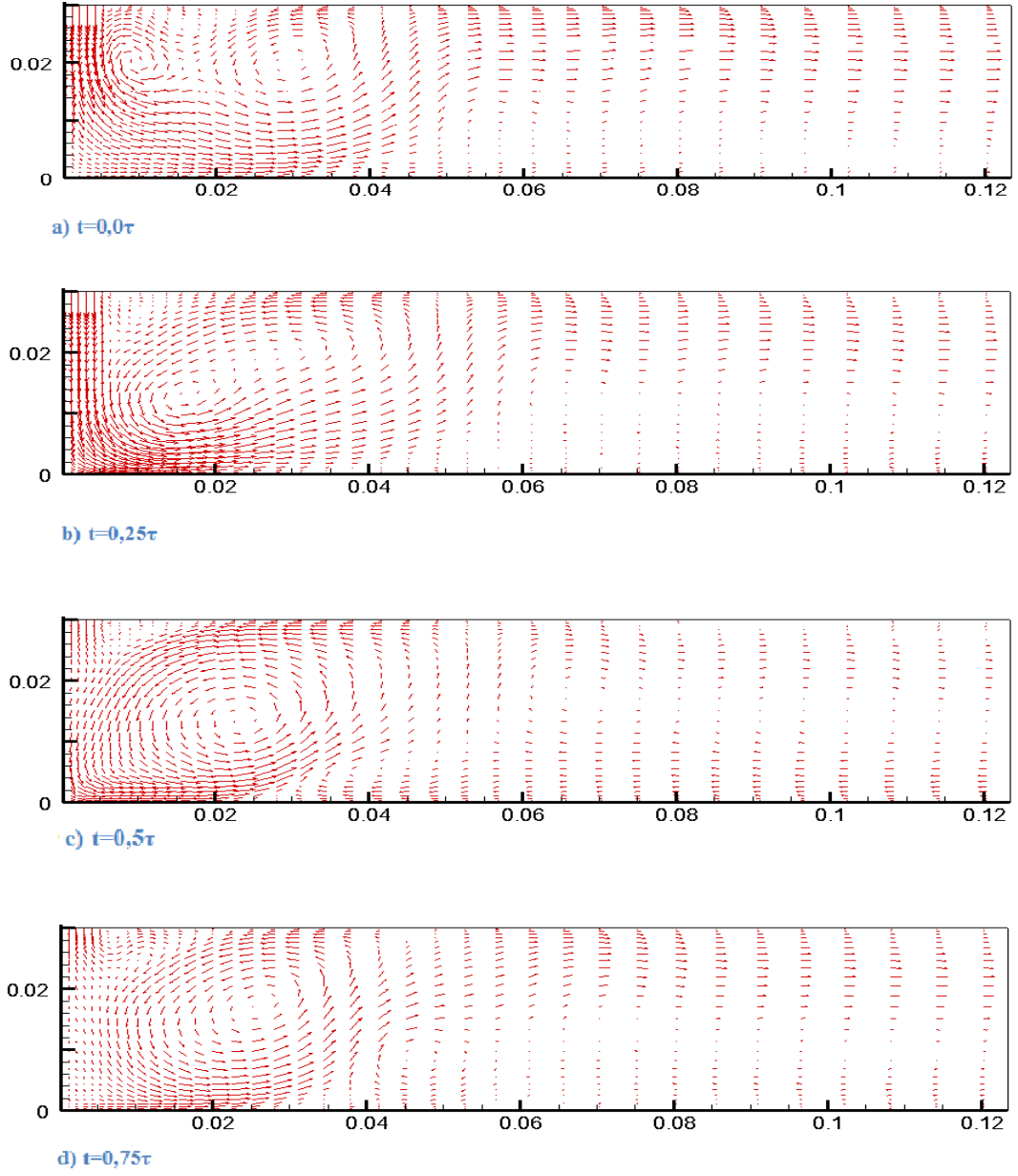
5.2.3. Reynolds sayısı 700 durumunda osilasyonlu jet

Bu bölümde, jet Reynolds sayısı 700 olan osilasyonlu bir jet için, geometrik boyutlar sabit tutularak ($H/d=3$ ve $D/H= 8,33$) simülasyonlar farklı salınım frekansı ve genlikleri ile tekrarlanmıştır. Jet çıkış hızı genliğinin ve salınım frekansının, akış ve ısı transferine etkileri incelenmiştir. Hesaplamalar, Reynolds sayısı 300 için, osilasyon genliğinin $0,2v_0$, $0,4v_0$, $0,6v_0$ ve $0,8v_0$ ve frekansın $f= 1$ Hz, $f= 2$ Hz, $f= 3$ Hz, $f= 4$ Hz, $f= 5$ Hz ve $f= 6$ Hz değerleri için yapılmıştır. Jetin lüleden ortalama çıkış hızı $v_0 = 0,5561$ m/s olarak alınmıştır ve anlık çıkış hızı zamanla basamak şeklinde değişmiştir. Aşağıda, jet Reynolds sayısı 700, salınım genliği $0,4v_0$ ve salınım frekansı 2 Hz, salınım genliği $0,6v_0$ ve salınım frekansı 5 Hz değerleri için, hız ve sıcaklık alanları verilmiştir. Şekil 5.45 ve Şekil 5.46, sırasıyla $f= 2$ Hz, $f= 5$ Hz için, salınım periyodunun $t= 0,0\tau$, $t= 0,25\tau$, $t= 0,5\tau$ ve $t= 0,75\tau$ anlarındaki hız vektörlerini içermektedir. Şekiller incelenirse, salınım frekansının değişimiyle akışın akım karakteristiklerinin değiştiği görülebilir. Şekil 5.45-a'da salınım frekansı 2 Hz için, salınım periyodunun $t= 0,0\tau$ ındaki hız vektörleri

görülmektedir. Görüldüğü gibi akış alanının içinde üç adet girdap oluşmuştur. İlk girdap çarpma bölgesinin hemen ardından, ikinci, akış alanının orta kısmında, üçüncü ise akış alanının sonuna doğru yer almaktadır. Akışın ilerlediği anlarda, yani Şekil 5.45-b’de, bu girdapların ikisi birleşip daha büyük bir sirkulasyonu oluşturmaktalar. Akışkanın sürekli değişen hareketlerinden dolayı, Şekil 5.45-a’da olan üçüncü girdap Şekil 5.45-b’de kaybolup yerini levha yüzeyine daha yakın bir yerde oluşan yeni bir girdaba vermiştir. Şekil 5.45-c’ye baktığımızda, jet girişinin yakınında oluşan küçük bir sirkulasyonu görebiliriz. Daha sonra Şekil 5.45-d’de, bahsedilen bu girdaplar büyüyüp daha etkin hale gelmekte. Elde edilen datalar incelendiğinde, genel olarak, Reynolds sayısının artışıyla beraber, oluşan girdap sayısının çoğalması ve bunuda ısı transferinin artmasına sebep olduğu söylenebilir. Şekil 5.46’yı incelediğimiz zaman da, diğer akış alanlarında da görüldüğü gibi, hıın salınım periyodunun ilk yarısında daha büyük olduğundan dolayı, ilk yarıya ait olan hız vektörlerinin diğer yarıya göre daha büyük ve yoğun olduğunu görebiliriz. Geçen Reynolds sayılarda da görüldüğü gibi, salınım frekansı arttıkça, oluşan sirkulasyon sayısı azalıyor. Aynı olay Şekil 5.45’te de gözlenmektedir, ve akış alanı boyunca sadece birtane etkin sirkulasyon oluşmuştur. Yalnız, Şekil 5.46’ya dikkat edilmesi gereken başka bir olay daha var. Akışkanın hareketinden dolayı, çözüm alanının bazı kısımlarında, levhayla temasta olan akışkan, dönüp geri getirmektedir. Anlık yerel Nusselt sayısı diyagramları incelendiğinde, bu olayında en az sirkulasyon kadar ısı transferi karakteristiklerini etkiliyor olması gözlenmiştir.



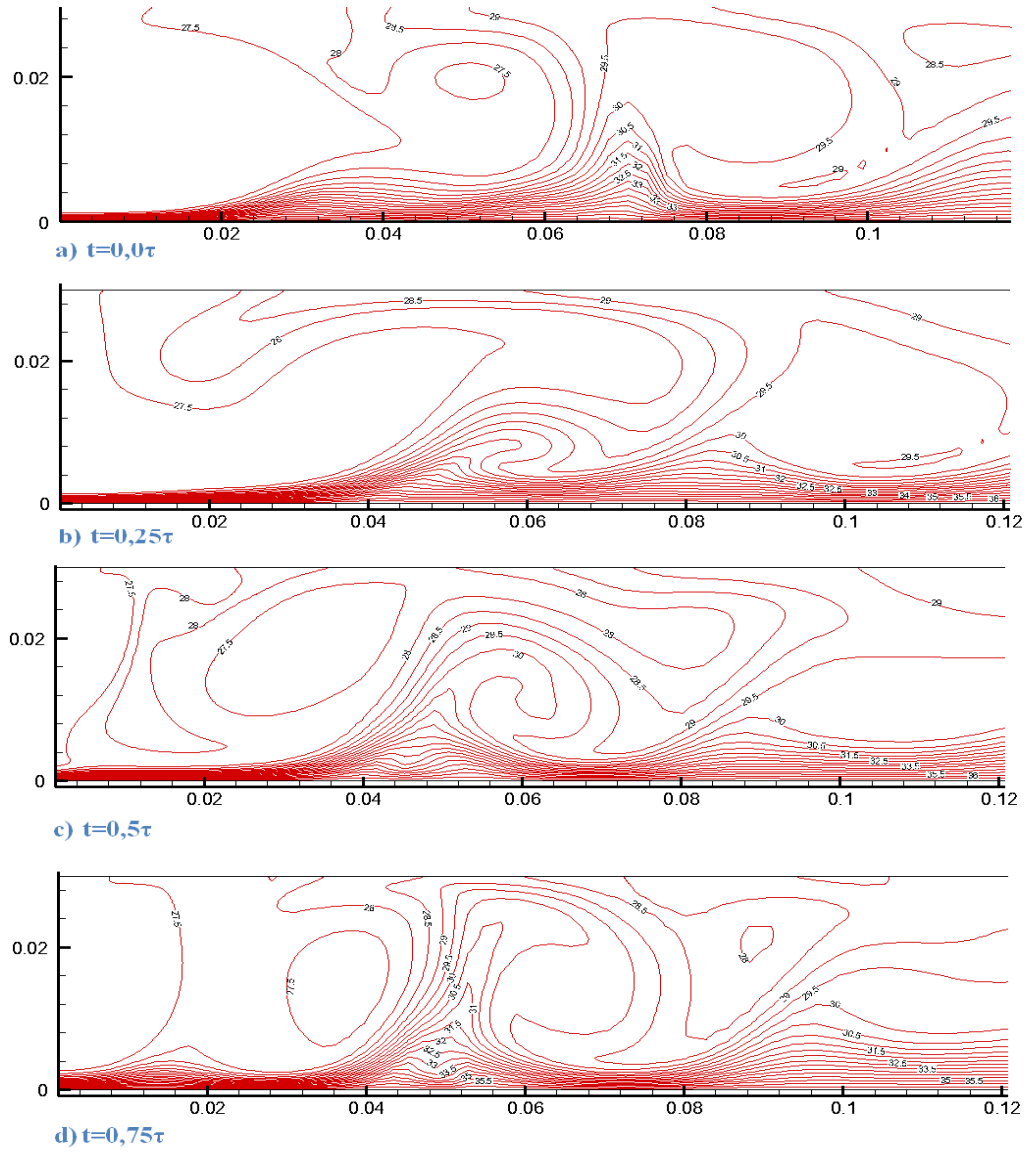
Şekil 5.45. $Re=700$, $A=0,4\mathbf{v}_0$ ve $f=2$ Hz için salınım periyodunun dört farklı anındaki hız dağılımı



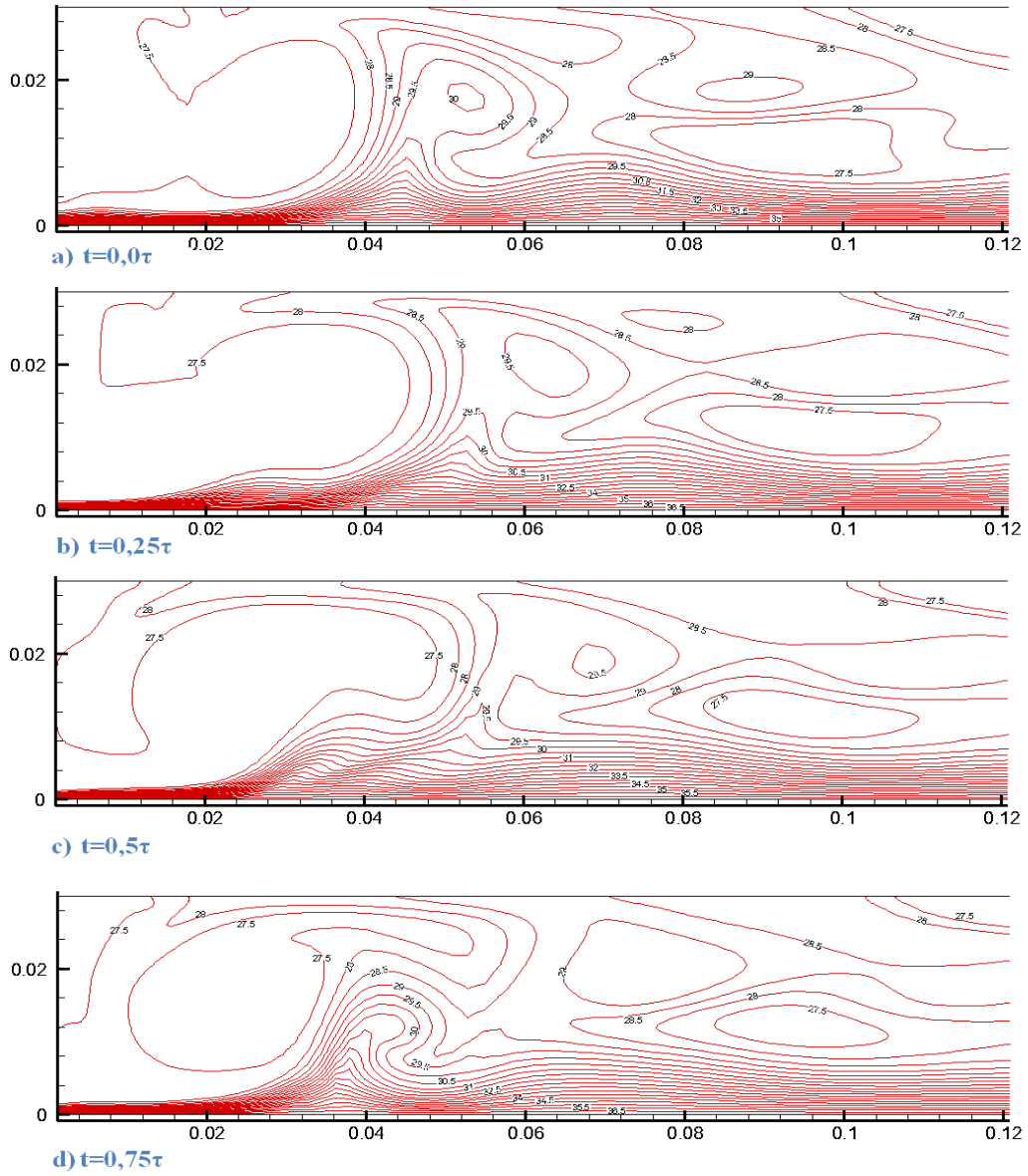
Şekil 5.46. $Re=700$, $A=0,6\mathbf{v}_0$ ve $f=5$ Hz için salınım periyodunun dört farklı anındaki hız vektör dağılımı

Şekil 5.47 ve Şekil 5.48, yukarıda bahsedilen durumların sıcaklık alanlarını temsil etmektedir. Şekil 5.47'ye baktığımızda, akışın tüm anlarındaki eş sıcaklık bölgelerinin benzer olduğunu görebiliriz. Tüm anlar için en yüksek ısı transferi, dolayısıyla da en yüksek sıcaklık gradyanı durma noktasında gerçekleşmektedir, ki bu da, etkili bir noktasal soğutmanın göstergesidir. Daha sonra, yüzeyle temas edip,

ısı transfer neticesinde ısınmış olan akışkan, levha boyunca akıp, dışarı çıkıyor. Oluşan sirkülasyonların neticesinde ise, akış alanında ikincil ve üçüncül yerel maksimum Nusselt sayıları da gözlenmiştir. Aynı şekilde, Şekil 5.48 için de benzer yorumlar yapılabilir yalnız, hız vektörlerini gösteren şekilde de gördüğümüz üzere, Reynolds sayısı 700, salınım genliği $0,6v_0$ ve salınım frekansı 5 Hz olan durum da, fazla girdap oluşmadığından dolayı, bu durum için ikincil maksimum Nusselt sayısı değerleri hemen hemen söz konusu değildir ve akışkan sakin bir şekilde levha üzerinden çözüm alanının dışına doğru akmaktadır.



Şekil 5.47. $Re=700$, $A=0,4v_0$ ve $f=2$ Hz için salınım periyodunun dört farklı anındaki anındaki eş sıcaklık eğrileri

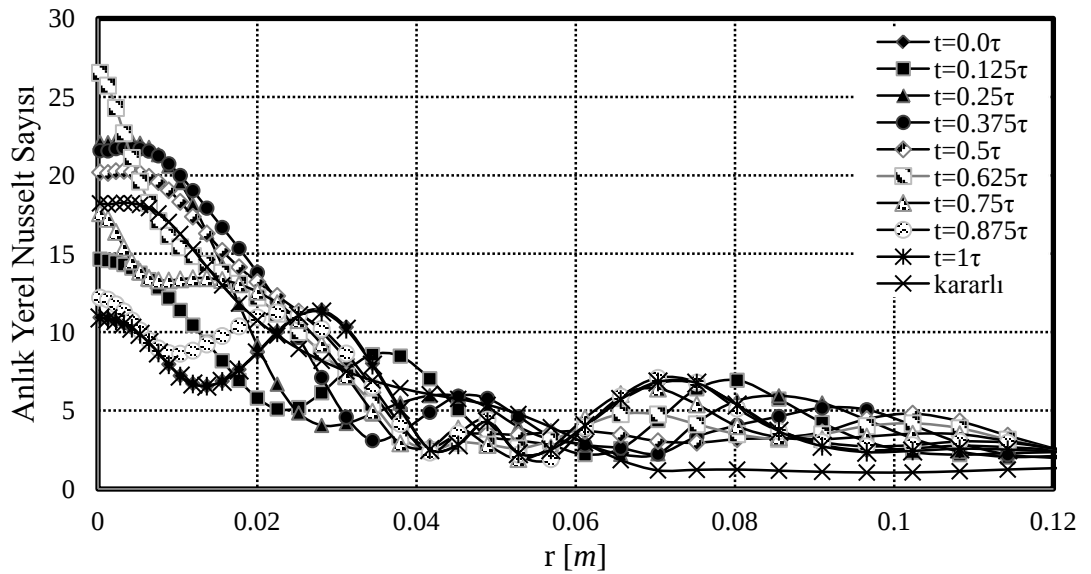


Şekil 5.48. $Re=700$, $A=0,6v_0$ ve $f= 5$ Hz için salınım periyodunun dört farklı anındaki anındaki eş sıcaklık eğrileri

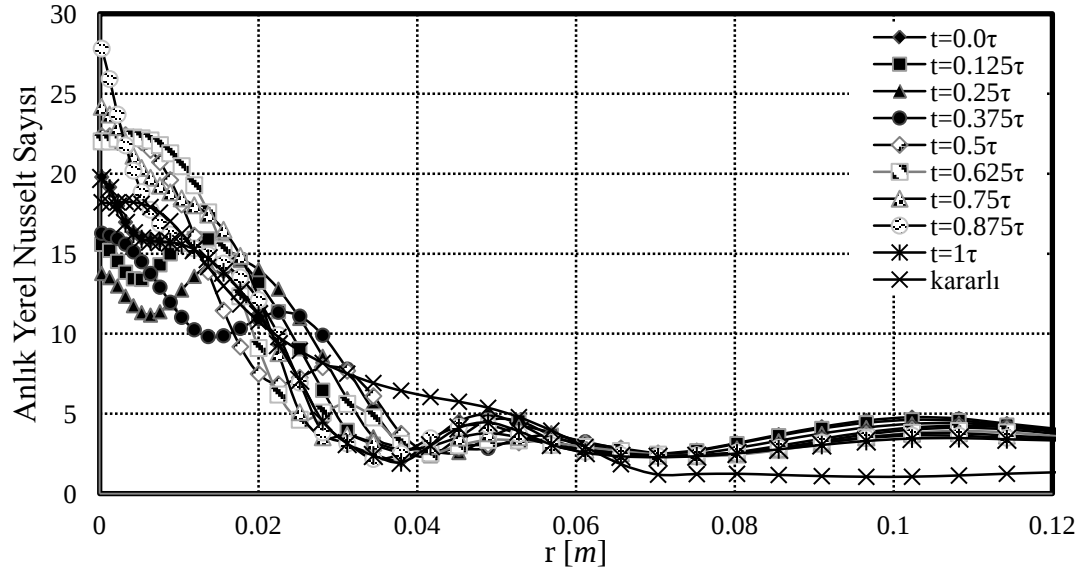
Aşağıdaki şekillerde, Reynolds sayısı 700 olduğunda, genlik $0,4v_0$ ve frekans 2 Hz ve genlik $0,6v_0$ ve frekans 5 Hz için, anlık yerel Nusselt sayılarının (Nu_r), sıcak alt levha üzerindeki değişimi görülmektedir. Burada salınım periyodunun farklı anlardaki anlık yerel Nusselt sayılarının ve kararlı haldeki anlık yerel Nusselt sayısının, levha boyunca değişimi birlikte verilmiştir. Şekillerde de görüldüğü gibi, en yüksek Nusselt sayısı jetin alt levhaya çarptığı nokta olan durma noktasında oluşmaktadır, daha sonra levha boyunca azalmaktadır. Şekil 5.49, frekansı 2 Hz olan

durumu temsil etmektedir. Bu durum için, en yüksek durma noktası Nusselt sayısı değeri salınım periyodunun $0,625\tau$ anında, en düşük değer ise ortak olarak $0,0$ ve $0,25\tau$ anlarında elde edilmiştir. Kararlı durum eğrisi ise, diğer eğrilerin ortasında yer almaktadır fakat, akış alanının sonlarına doğru, kararlı durum eğrisi salınımlı akış eğrilerinin altında kalıyor, bu da, salınımlı jetin, levhanın son kısımlarında, kararlı jete göre daha etkin olduğunu göstermektedir.

Şekil 5.50, salınım genliği $0,6v_0$ ve frekansı 5 Hz durumunun farklı anları için anlık yerel Nusselt sayısı değişimini göstermektedir. Şekilde de görüldüğü üzere, maksimum durma noktası Nusselt sayısı salınım periyodunun $0,625\tau$ anında, minimum ise $0,25\tau$ anında elde edilmiştir. Burada kararlı durum Nusselt sayısı eğrisi yine diğerlerinin ortasında, ve aynı bir önceki şekilde de olduğu gibi, levhanın sonlarına doğru ilerlediği zaman, diğer eğrilerin altında yer almaktadır. Bu durumda farklı zamanlar için çizilmiş olan eğriler, çözüm alanının sonuna doğru belli bir değere yakınsayıp, birbirleriyle çakışıyorlar. Şekil 5.50'ye bakıldığında, Nusselt sayısı eğrilerinin levha boyunca iki yerde yerel maksimum değere ulaştıkları görülebilir. Bu yerel maksimum noktaların, akışın levha üzerindeki bazı mekanlarda geriye dönmesinden kaynaklanıyor olması söylenebilir.

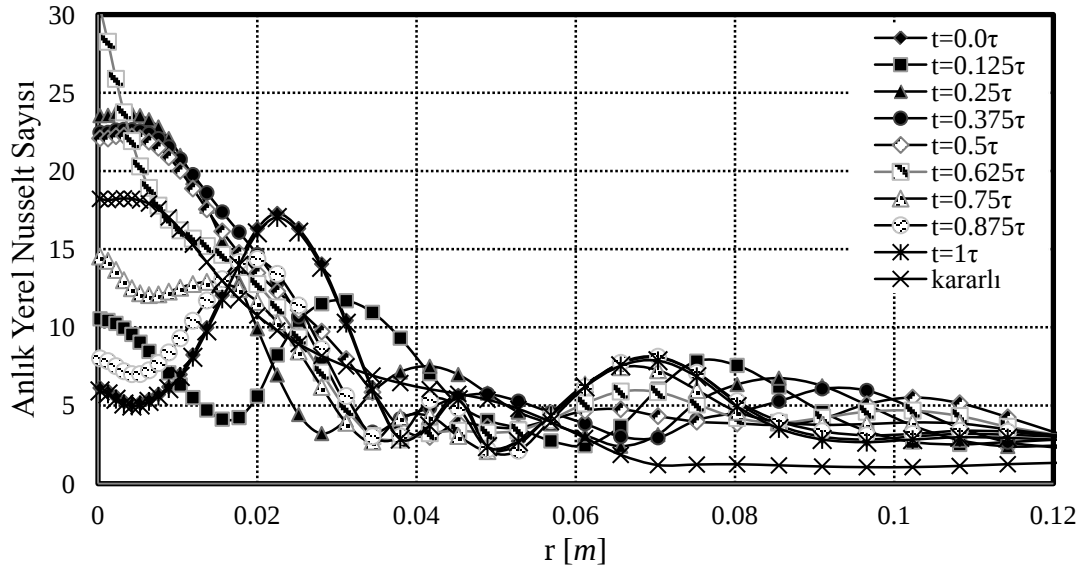


Şekil 5.49. $Re=700$, $A=0,4v_0$ ve $f=2$ Hz için, anlık yerel Nusselt sayısının alt levha boyunca değişimi

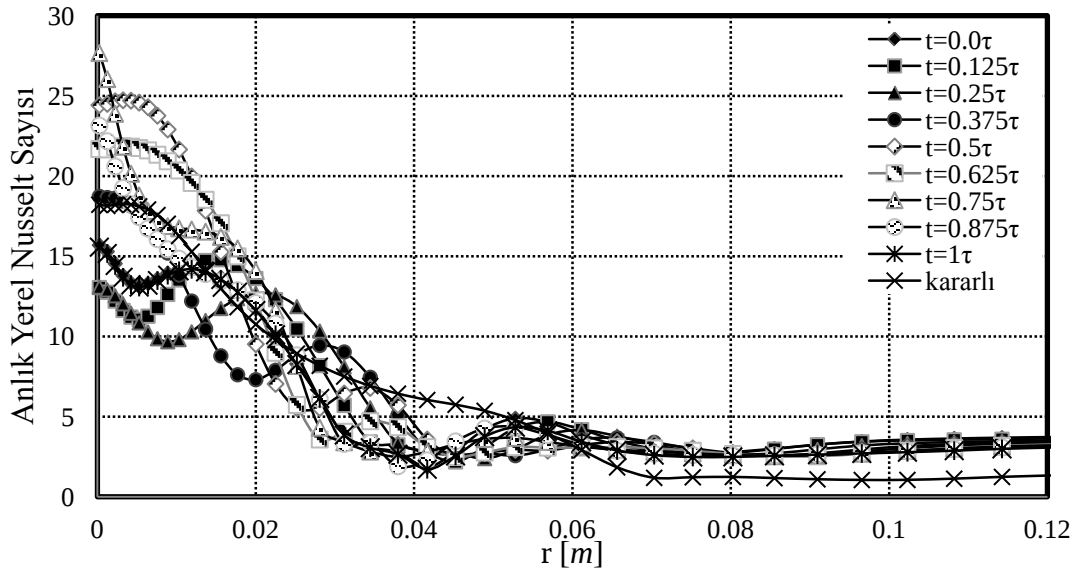


Şekil 5.50. $Re=700$, salınım genliği $0,6v_0$ ve $f=5$ Hz için, anlık yerel Nusselt sayısının alt levha boyunca değişimi

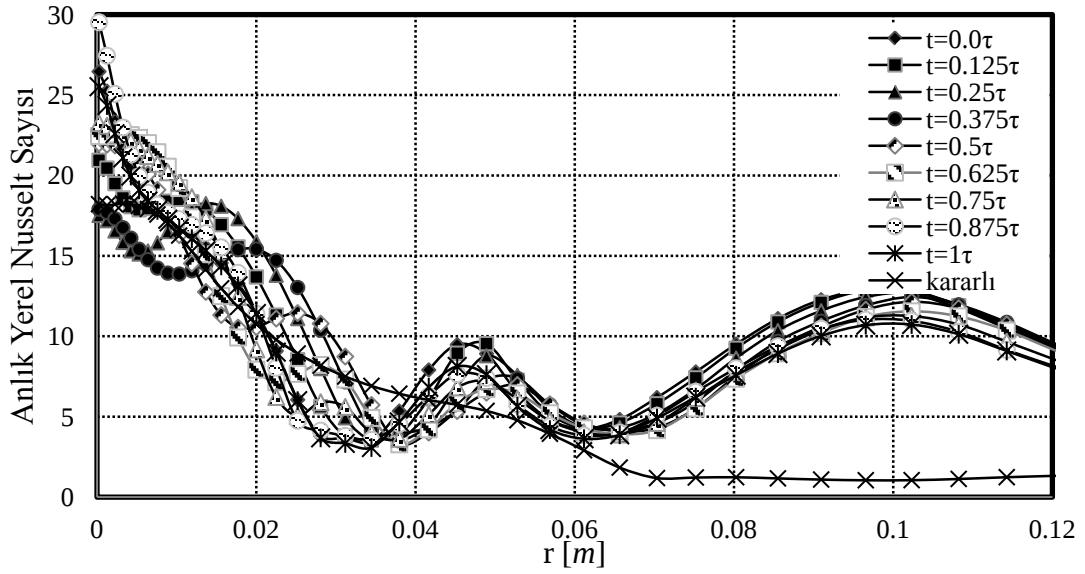
Simulasyon sonucunda, değişik genlikler ve frekanslar için elde edilen anlık yerel Nusselt sayısı değişim diyagramlarını karşılaştırdığımız zaman, frekans arttıkça, eğrilerin durma noktasına daha yakın bir mesafede birleştiği gözlenmiştir. Reynolds sayısı 300 ve salınım genliği $0,4v_0$ 'ın farklı frekanslarındaki, levha boyunca anlık yerel Nusselt sayısı değişimini veren Şekil 5.51, Şekil 5.52 ve Şekil 5.53, bu durumun daha net anlaşılabilmesine yardım edebilir.



Şekil 5.51. $Re=700$, $A=0.6\mathbf{v}_0$ ve $f=2$ Hz için, anlık yerel Nusselt sayısının alt levha boyunca değişimi

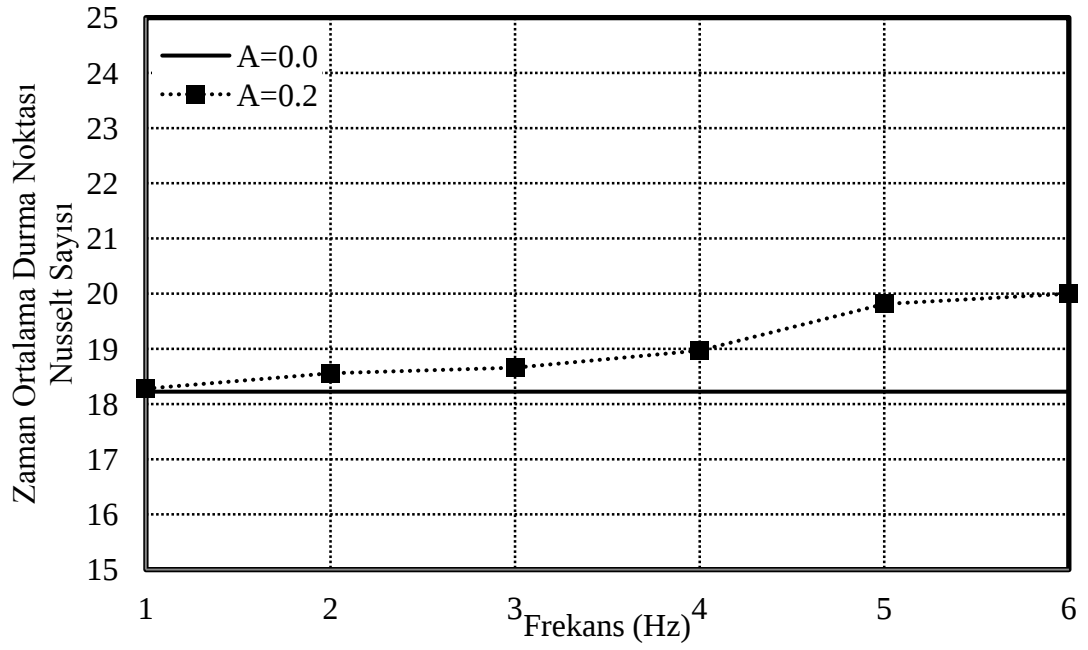


Şekil 5.52. $Re=700$, $A=0.6\mathbf{v}_0$ ve $f=4$ Hz için, anlık yerel Nusselt sayısının alt levha boyunca değişimi

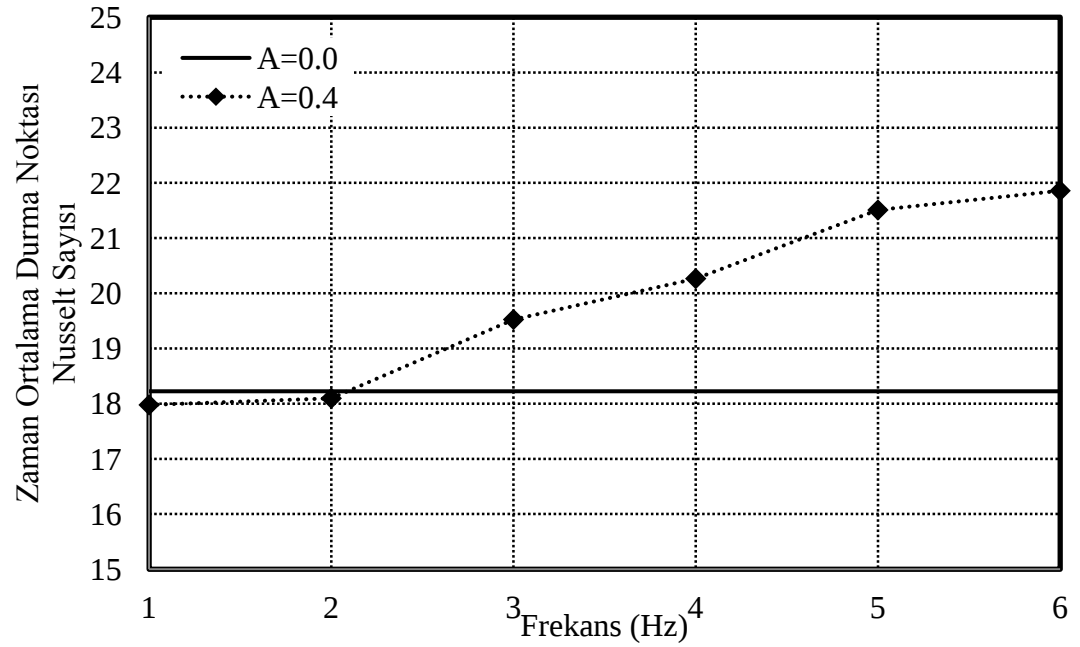


Şekil 5.53. $Re=700$, $A=0,6v_0$ ve $f=6$ Hz için, anlık yerel Nusselt sayısının alt levha boyunca değişimi

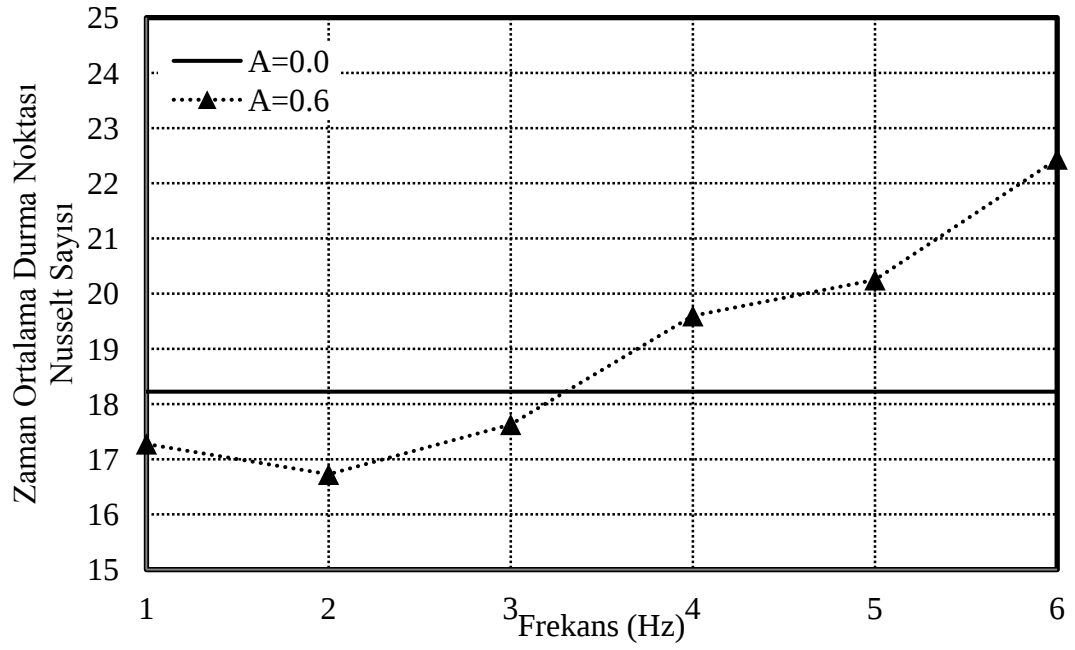
Osilasyonlu jetin, noktasal soğutma konusunda, kararlı jete göre ne kadar etkili olduğunu anlayabilmek için, kararlı rejim ($a=0$) zaman ortalama durma noktası Nusselt sayısı değerinin, salınımlı jete ait olan, periyot boyunca zaman ortalama durma noktası Nusselt sayısı değerleri ile karşılaştırılması gerekiyor. Şekil 5.54, Şekil 5.55 ve Şekil 5.56 ve Şekil 5.57’de Reynolds sayısı 500 için, periyot boyunca zaman ortalama durma noktası Nusselt sayısının $((\overline{Nu})_{max})$ değerinin, frekans ile değişimi, kararlı rejim değerleri ile beraber, sırasıyla $A=0,2v_0$, $A=0,4v_0$, $A=0,6v_0$ ve $A=0,8v_0$ genlikleri için verilmiştir. Şekillere baktığımızda, küçük frekanslar için, genliğin artışının, Nusselt sayısını olumsuz etkilediğini, büyük frekanslar için ise olumlu sonuçlar verdiğini görebiliriz.



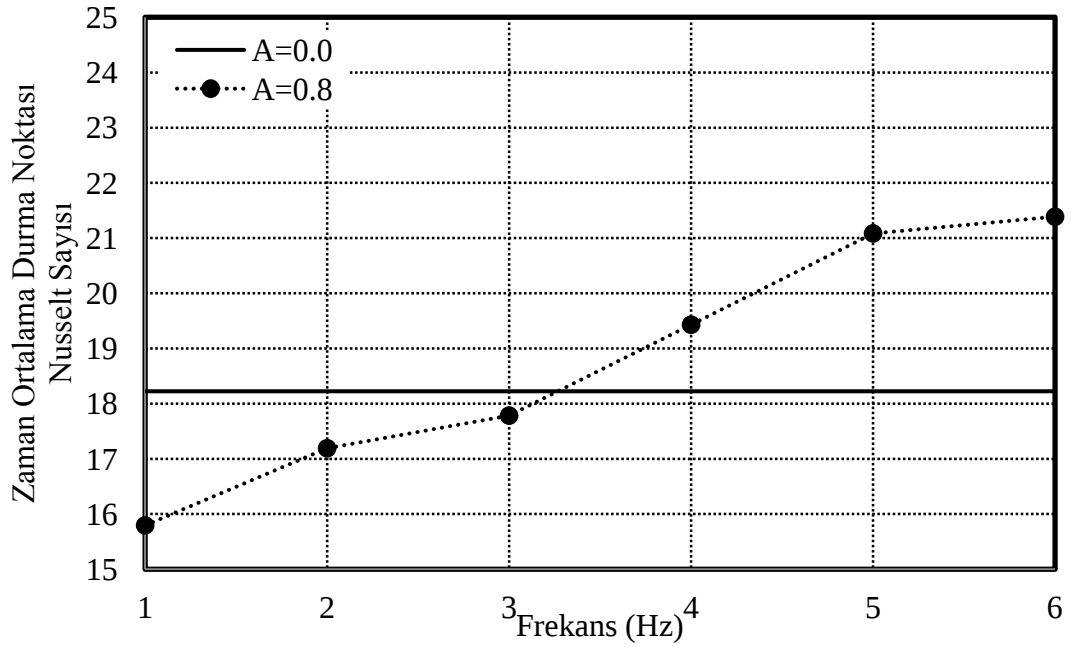
Şekil 5.54. $Re=700$, $A=0,2v_0$ için, farklı frekanslarda, periyot boyunca zaman ortalama durma noktası Nusselt sayısı'nın değişimi



Şekil 5.55. $Re=700$, $A=0,4v_0$ için, farklı frekanslarda, periyot boyunca zaman ortalama durma noktası Nusselt sayısı'nın değişimi



Şekil 5.56. $Re=700$, $A=0,6v_0$ için, farklı frekanslarda, periyot boyunca zaman ortalama durma noktası Nusselt sayısı'nın değişimi



Şekil 5.57. $Re=700$, $A=0,8v_0$ için, farklı frekanslarda, periyot boyunca zaman ortalama durma noktası Nusselt sayısı'nın değişimi

6. SONUÇLAR

Yapılan bu numerik çalışmada, birbirine paralel olan iki yatay disk arasında püskürtülen bir jet ele alınmıştır. Alttaki disk sabit sıcaklıkta tutulmuş, üstteki yüzey ise yalıtılmıştır. Üst levhanın ortasındaki bir daire kesitli lüleden çıkan ve hızı basamak şeklinde değişen bir hava jeti, sıcak alt levhaya dik olarak çarptırılmıştır. Jet hızı, zamana bağlı basamak şeklinde periyodik olarak değişmiştir. Reynolds sayısının, salınım genliğinin ve salınım frekansının , akış ve ısı transferine etkileri parametric olarak incelenmiştir. Kontrol hacmi yaklaşımına ve SIMPLE algırtmasına dayanan bir bilgisayar programı geliştirilmiştir. Analizler Reynolds sayısı 300, 500 ve 700, salınım genliği, $0,0v_0 \sim 0,8v_0$ aralığındaki değerler, ve salınım frekansı 1~6 Hz için yapılmıştır.

Yapılan simülasyonların sonucunda, maksimum ısı transferinin, çarpma bölgesinde olduğu ve levha boyunca akış yönünde değerinin azaldığı gözlenmiştir. Ayrıca jetin hızının, dolayısıyla Reynolds sayısının yükselmesi, levha yüzeyinden, ısı transferinin artışına sebep olmuştur. Levhanın sonuna doğru, dönen akış bölgeleri oluşması nedeniyle, Reynolds sayısı 300'e ait olan sonuçlar, diğer Reynoldslardan alınmış sonuçlardan daha büyük değerler almıştır.

Akışın salınım frekansı veya genliğinin değiştirilmesinin, periyot boyunca zaman ortalama durma noktası Nusselt sayısı ($\overline{Nu}_{max}$) değerini etkilediği gözlenmiştir. Genel olarak, değişik Reynolds sayıları ve genlikler için, periyot boyunca zaman ortalama Nusselt sayısı için belirgin bir trend gözlenmemiştir. Fakat, Reynolds sayısı 300 durumunda, kararlı jetin, salınımlı jete göre daha üstün olduğu tesbit edilmiştir. Daha geniş bir parameter aralığı için incelemeler yapılarak, salınım frekansı ve genliğinin etkisinin trendinin gözlenebileceği tahmin edilmektedir.

7. ÖNERİLER

Bu çalışmada, akış iki boyutlu olarak incelenmiştir, fakat pratikte akış, üç boyutlu gerçekleştiğinden dolayı, problemin çözümünün üç boyutlu olarak incelenmesi daha yararlı olacaktır.

Basamak fonksiyonu ile osilasyon, düşük Reynolds sayılarında, incelenmiştir. Bu şekilde osilasyonun ısı transferine etkileri, yüksek Reynolds sayılarında, uygun bir türbülans modeli kullanılarak, türbülanslı akış için incelenebilir.

Bu çalışmada ele alınan salınım genliği ve salınım frekansı genişlendirilerek, daha kapsamlı sonuçlar elde edilebilir.

KAYNAKLAR

1. Patel, C., Beitelmal, A., and Saad, M. "The effect of inclination on the heat transfer between a flat surface and impinging two-dimensional air jet", ***Int. J. Heat Fluid Flow***, 18: 597-605, (2008).
2. Lin, Z., Chou, Y., and Hung, Y. "Heat transfer behaviors of a confined slot jet impingement", ***Int. J. Heat Mass Transfer***, 40: 1095-1107, (1997).
3. Choo, K., Youn, Y., Kim, S., Lee, D. "Heat transfer characteristics of a microscale impinging slot jet". ***Int.J. Heat Mass Transfer***, 52 : 3169-3175, (2009).
4. Cho, J. "Numerical observations of bifurcating plane impinging jet in a confined channel". ***Visual. Soc. Jpn. J. Visual.*** 9 , 361-362, (2006).
5. Lee, H., Yoon, H., Ha, M. "A numerical investigation on the fluid flow and heat transfer in the confined impinging slot jet in the low Reynolds number region for different channel height". ***Int. J. Heat Mass Transfer*** 51 : 4055– 4068, (2008).
6. Fujimoto, H., Takuda, H., Hatta, N., Viskanta, R. "Numerical simulation of transient cooling of a hot solid by an impinging free surface jet". ***Heat Transfer, Part A: Appl.*** 36 (8) : 767–780, (1999).
7. Chatterjee, A., & Deviprasath, L. "Heat transfer in confined laminar axisymmetric impinging jets at small nozzle-plate distances: the role of upstream vorticity diffusion". ***Numer. Heat Transfer, Part A: Appl.*** 39 (8) , 777–800, (2001).
8. Chatterjee, A., Dhingra, S., Kapur, S. "Laminar impinging jet heat transfer with a purely viscous inelastic fluid". ***Numer. Heat Transfer, Part A: Appl.*** 42 (1–2) : 193–213, (2002).

9. Demircan, T., Turkoglu, H. “The numerical analysis of oscillating rectangular impinging jets”. *Numer. Heat Transfer, Part A: Appl.* 58 (2) : 146– 161, (2010).
10. Chung, Y., Luo, K. “Unsteady heat transfer analysis on an impinging jet”. *ASME Trans. J. Heat Transfer* 45 : 1237–1248, (2001).
11. Poh, H., Kumar, K., Mujumdar, A. “Heat transfer from a pulsed laminar impinging jet”. *International Communications in Heat and Mass Transfer* 32 : 1317–1324, (2005).
12. Zhao, T., & Cheng, P. *Annual Review of Heat Transfer*, vol. 9 , (1998).
13. Mladin, E., & Zumbrennen, D.. *AIAA J. Thermophys. Heat Transf.*9: 181, (1995).
14. Chaniotis, A., Poulikakos, D., Ventkos, Y. *ASME J. Heat Transfer*, 115: 575, (2003).
15. Narumanchi, S., Amon, C., Murthy, J.. *ASME J. Electron. Packag.* 125: 354, (2003).
16. Xu, P., Yu, B., Qiu, S., Poh, H., Arun. “Turbulent impinging jet heat transfer enhancement due to intermittent pulsation. *International Journal of Thermal Sciences*”,49: 1247-1252, (2010).
17. Köseoğlu, M.F., “Çarpan Akışkan Jetleri Kullanılarak Elektronik Elemanların Soğutulmasının Deneysel Ve Sayısal Olarak İncelenmesi, Doktora Tezi”. Ankara: *Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, (2007).
18. Demircan, T. “Bir yüzeye carpan osilasyonlu iki boyutlu dikdörtgen jetin sayısal olarak incelenmesi,Yüksek Lisans Tez”i. Ankara: *Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, (2005).

19. Gordon, R., Akfirat, J. "The role of turbulence in determining the heat transfer characteristics of impinging jets." *Int. J. Heat Mass Transfer*, 39 : 3695-3706, (1996).
20. Wang, X. S., Dagan, Z., Jiji, L. M. "Heat transfer between circular free impinging jet and solid surface with non-uniform wall temprature or wall heat flux" *Int. J. Heat Mass Transfer* 32 : 1351-1360,(1989).
21. Garimella, S. V., Rice, R. A. "Confined and submerged liquid jet impingement heat transfer". *Journal of Heat Transfer*, 117: 871-877, (1995).
22. Versteeg, H.K., "An Introduction to Computational Fluid Dynamics: The Finite Volume Method" ,*Longman Scientific & Technical*, England, (1995).

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler

Soyadı, adı : KAHROBA, Mitra
Uyruğu : IRAN
Doğum tarihi ve yeri : 16.09.1985 URMIA
Medeni hali : Bekar
Telefon : 0531 872 42 81
+98 914 341 57 35
e-mail : mitra_kahroba@yahoo.com

Eğitim

Derece	Eğitim Birimi	Mezuniyet tarihi
Yüksek lisans	Gazi Üniversitesi/Makina Mühendisliği Bölümü	2012
Lisans	Urmia Üniversitesi/ Makina Mühendisliği Bölümü	2007
Lise	Farzanegan- Urmia	2002

Yabancı Dil

İngilizce, Farsça, Azeri türkçe

Hobiler

Fotoğrafçılık