

**T.C.
ULUDAĞ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

TURBOMAKİNELERİN AKIŞ KARAKTERİSTİKLERİNİN SAYISAL İNCELENMESİ

Mehmet Nazım TOMAÇ

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
MAKİNE MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI**

BURSA 2005

T.C.
ULUDAĞ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

TURBOMAKİNELERİN AKIŞ KARAKTERİSTİKLERİNİN SAYISAL İNCELENMESİ

Mehmet Nazım TOMAÇ

YÜKSEK LİSANS TEZİ
MAKİNE MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

Bu tez 13-09-2005 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oybirliği / oy çokluğu ile kabul edilmiştir.

.....
Prof.Dr. İrfan KARAGÖZ
(Danışman)

.....
Prof .Dr. Habib UMUR
(Jüri Üyesi)

.....
Prof. Dr. Erdoğan DİLAVEROĞLU
(Jüri Üyesi)

ÖZET

Bu çalışmada, günümüzde yaygın olarak kullanılan santrifüj pompaların akış alanı ve performans analizi ele alınmıştır. Örnek bir pompa için akış karakteristikleri incelenmiştir.

Nominal debide ve nominal debinin çeşitli katları şeklinde olan kısmi debilerde kanatsız difüzörüyle birlikte analiz edilen pompanın CFD çözümünde $k-\epsilon$ türbülans modeli kullanılırken duvar fonksiyonu içinse ölçeklendirilebilir duvar fonksiyonları kullanılmıştır. Pompanın bütününün CFD analizi hesap zamanını çok arttıracığından sadece bir pasaj geometrisi alınarak diğer pasajlarla birleştiği noktalarda periyodik sınır şartları tanımlanmıştır. Ayrıca rotorun hareketli, difüzöründe hareketsiz olması nedeniyle bu iki yüzeyin birleşme noktalarında akışkan-akışkan bağlantının özel bir şekli olan MFR (Multiple Frame of Reference) tanımlanmıştır.

Nominal debi değeri için eldeki deney dataları ile CFD çözümü karşılaştırılmıştır. Kısmi debi değerleri için girişte ve difüzör kısmındaki sirkülasyon bölgeleri araştırılmış, debi değerinin değişimine bağlı olarak çeşitli basınç ve hız grafikleri elde edilmiştir. Oluşan sirkülasyonlar ve lokasyonları değişkenlik göstermiştir.

ANAHTAR KELİMELER: Hesaplamalı Akışkanlar Dinamiği, Turbomakineler, Santrifüj Pompa, Performans Analizi, Kanatsız Difüzör

ABSTRACT

In this study, the flow field and performance analysis of centrifugal pumps which are widely used were investigated. The flow characteristics of a sample pump were examined.

In order to obtain the CFD solution of the centrifugal pump with vaneless diffuser, the k- ϵ turbulence model with scalable wall functions was used. To gain from computation time one passage of the pump was modelled and periodic boundary conditions were implemented on the conjunction surfaces. Since the rotor is rotating and the diffuser is fixed special type of fluid-fluid connection called as MFR was used to combine these two surfaces.

For nominal flow rate, the results were compared with test results available in literature. At partial flow rates, circulations in the inlet region and diffuser circulations were investigated. The pressure and velocity fields were obtained for different flow rates. Variations in circulation zones and their locations were also examined.

KEY WORDS: Computational Fluid Dynamics, Turbomachinery, Centrifugal Pump, Performance Analysis, Vaneless Diffuser

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
İÇİNDEKİLER.....	iii
SİMGELER.....	v
ŞEKİLLER.....	viii
ÇİZELGELER.....	x
1. GİRİŞ.....	1
1.1. Tezin Amacı.....	1
2. KAYNAK ARAŞTIRMASI.....	2
3. MATERYAL VE YÖNTEM.....	5
3.1. Pompalar.....	5
3.1.1. Pompaların Sınıflandırılması.....	6
3.1.2. Pompalarla İlgili Genel Tanımlar.....	7
3.2. Santrifüj Pompalar.....	8
3.2.1. Santrifüj Pompaların Genel Yapısı.....	9
3.2.2. Santrifüj Pompaların Basitleştirilmiş Teorisi.....	11
3.2.3. Özgül Hız Tanımları ve Santrifüj Pompaların Sınıflandırılması.....	21
3.3. Korunum Denklemleri.....	23
3.4. Türbülans Modelleri ve Duvar Modellemesi.....	24
3.4.1. $k-\epsilon$ Türbülans Modeli.....	28
3.4.2. Cidara Yakın Akışın Modellenmesi.....	29
3.4.3. Rotasyonel Kuvvetler ve Değişimli Dönme Modeli.....	32
3.5. Hesaplamalı Akışkanlar Dinamiği.....	33
3.5.1. CFD ile Akış Çözüm Aşamaları.....	34
3.6. Ayırıklaştırma, Çözüm Teorisi ve Hatalar.....	35
3.7. Sınır Şartları, GGI, MFR ve Değişken Tanımlamaları.....	53
3.7.1. Sınır Şartları.....	53
3.7.2. GGI ve MFR Teorisi.....	57

3.7.3. Değişken Tanımlamaları.....	60
4. SANTRİFÜJ POMPANIN CFD ANALİZİ VE SONUÇLARI.....	63
4.1. Pompanın Genel Boyutları ve Oluşturulan Geometri.....	63
4.2. Sayısal Çözüm Ağının Oluşturulması.....	66
4.3. Nominal ve Kısmi Debilerde Pompanın CFD Analizi.....	68
4.4. Nominal Debi için Çözümün Deney Sonuçlarıyla Karşılaştırılması...	87
4.5. Nominal Debide ve Kısmi Debilerde Sonuçların Karşılaştırılması.....	92
5. ARAŞTIRMA SONUÇLARI ve TARTIŞMA.....	101
KAYNAKLAR	
EK	
TEŞEKKÜR	
ÖZGEÇMİŞ	

SİMGELER

a	İvme, (m/s^2)
A	Alan, (m^2)
C	Mutlak hız, (m/s)
c	Ses hızı, (m/s)
c_u	Mutlak hızın teğetsel bileşeni, (m/s)
c_m	Eksenel hız bileşeni, (m/s)
c_v	Sabit hacimdeki özgül ısı, (J/kg K)
c_p	Sabit basınçtaki özgül ısı, (J/kg K)
F	Kuvvet, (N)
g	Yerçekimi ivmesi, (m/s^2)
h	Entalpi, (J/kg)
H_m	Manometrik basma yüksekliği, (m)
H_0	Geometrik yükseklik, (m)
k	Birim kütle için türbülans kinetik enerji, (m^2/s^2)
m	Kütle, (kg)
$\dot{m}$	Kütlesel debi, (kg/s)
M	Moment, (N m)
n	Devir sayısı, (dev / dk)
n_s	Mil gücüne göre hesaplanmış özgül hız, (dev / dk)
n_q	Debiye göre hesaplanmış özgül hız, (dev / dk)
P	Basınç, (Pa)
p'	Modifiye basınç, (Pa)
P_{rt}	Türbülans Prandtl sayısı, $c_p \cdot \mu_t / \lambda_t$
Q	Debi, (m^3/s)
Q_n	Nominal debi, (m^3/s)
r	Yarıçap, (m)
R	Çap, (m)

Re	Reynolds sayısı, $u.d / \nu$
t	Zaman, (s)
T	Sıcaklık, (K)
$\bar{U}$	Türbülanslı akışta dalgalanma hız bileşeni, (m / s)
u, v, w	Kartezyen koordinatlarda hızlar, (m / s)
U	Hız, (m / s)
V	Hacim, (m^3)
W	Bağıl hız, (m / s)
x, y, z	Kartezyen koordinatlar, (m)
Y	Özgül enerji, $Y = g.H_m$ (m^2/s^2)
α	Akış açısı
β	Kanat açısı
ε	Türbülans dissipasyonu, (m^2/s^3)
ζ	Bulk viskozitesi, (kg / m s)
η_g	Genel verim
θ	Theta açısı
κ	Von Karman sabiti, 0.41
λ	İkinci viskozite terimi, (kg / m s)
μ	Dinamik viskozite, (kg / m s)
μ_t	Türbülans viskozitesi, (kg / m s)
μ_{eff}	Efektif viskozite, (kg / m s)
ρ	Yoğunluk, (kg/m^3)
σ_ε	k- ε türbülans modeli sabiti, 1.3
τ	Kayma gerilmesi veya moleküler gerilme tensörü, ($kg\ m/s^2$)
ω	Açısal hız, (rad / s)
Γ	Difüzivite, (kg / m s)
Γ_A	A bileşeninin moleküler difüzyon katsayısı, (kg / m s)
Γ_t	Türbülans difüzivitesi, (kg / m s)
I	Türbülans yoğunluğu, $I = \frac{\sqrt{2/3} k}{\nu}$

ϕ Genel skaler bir değişken

KISALTMALAR

CFD	Computational Fluid Dynamics
DNS	Direct Numerical Simulation
GGI	General Grid Interface
ILU	Incomplete Lower Upper
LDV	Laser Doppler Velocimeter
MFR	Multiple Frame of Reference
MG	Multigrid
RANS	Reynolds Averaged Navier-Stokes Equations

İNDİSLER

abs	Absolute
advect	Advection
diffus	Diffusion
eff	Effective
ip	Integral Point
ref	Reference
spec	Specific
stat	Static
stn	Stationary
tot	Total

ŞEKİLLER

Şekil 3.1. Bir santrifüj pompanın ana elemanları.....	10
Şekil 3.2. Bir santrifüj pompada akışkan partikülüne etki eden faktörler.....	11
Şekil 3.3. (a) Dönme hareketi yapan bir akışkan partikülü (b) Kanatlar arası akış hacmi.....	13
Şekil 3.4. Bir santrifüj pompa rotorundaki giriş ve çıkış hız üçgenleri.....	14
Şekil 3.5. Debiye göre manometrik basma yüksekliğinin değişimi.....	15
Şekil 3.6. Sonlu sayıda kanat halinde oluşan hız dağılımı ve sirkülasyon.....	19
Şekil 3.7. Sonlu sayıda kanat halindeki teorik ve gerçek hız üçgenleri.....	20
Şekil 3.8. Teorik basma yüksekliği ve bunu azaltan kayıpların gösterimi.....	20
Şekil 3.9. Bir CFD probleminin çözümündeki işlem adımları	34
Şekil 3.10. CFD analizlerinde kullanılan hacim elemanı tipleri.....	35
Şekil 3.11. Bir ağ elemanının bileşenleri.....	36
Şekil 3.12. Bir ağ elemanındaki integral noktaları ve eleman yüzey merkezi.....	37
Şekil 3.13. Bir hexa eleman üzerindeki düğüm noktaları.....	40
Şekil 3.14. Multigrid yaklaşımında oluşturulan sanal ağ yapıları.....	48
Şekil 3.15. Sayısal difüzyon açısından iki ağın karşılaştırılması.....	49
Şekil 3.16. Giriş sınır şartı olarak ağa uyumsuz step fonksiyonu verildiğindeki sayısal difüzyon.....	50
Şekil 3.17. Sayısal difüzyon açısından tetra ağ yapılarının karşılaştırılması.....	50
Şekil 3.18. Ağa uyumsuz step fonksiyonu verildiğindeki sayısal dispersiyon.....	51
Şekil 4.1. Kanadın taslağı ve ölçüleri.....	63
Şekil 4.2. Pompa çarkının difüzör ile birlikte tam geometrisi.....	64
Şekil 4.3. Tek bir kanadın arka yüzey (shroud) üstündeki konumu.....	64
Şekil 4.4. Bir pompa pasajının CFD analizine uygun hale getirilmiş geometrisi....	65
Şekil 4.5. Çarkın hexa ağının genel görünümü.....	66
Şekil 4.6. Kanat ön ucu ve arka ucu etrafındaki ağın üst yüzey (hub) üzerindeki ağ elemanları.....	66
Şekil 4.7. Difüzör hexa ağının genel görünümü.....	67
Şekil 4.8. Kanat üzerindeki quad ağ yapısı.....	67
Şekil 4.9. Hexa elemanların ‘skew’ kalite değerleri.....	68
Şekil 4.10. Çözüm modeli üzerinde sınır şartlarının gösterimi.....	70
Şekil 4.11. Nominal debi için yakınsama grafiği.....	71

Şekil 4.12. Çeşitli debilerde span 0.5 (orta yüzey) için statik basınç konturları.....	72
Şekil 4.13. Çeşitli debilerde span 0.5 (orta yüzey) için bağıl hız konturları.....	74
Şekil 4.14. Çeşitli debilerde span 0.5 (orta yüzey) için hız vektörleri.....	75
Şekil 4.15. Çeşitli debilerde kanadın basınç tarafındaki statik basınç konturları....	76
Şekil 4.16. Çeşitli debilerde kanadın emme tarafındaki statik basınç konturları.....	78
Şekil 4.17. Girişe yakın kısımlarda periyodik yüzey üzerindeki hız vektörleri.....	79
Şekil 4.18. Girişteki toplam basınç konturları.....	80
Şekil 4.19. Çıkıştaki toplam basınç konturları.....	81
Şekil 4.20. $r = 0.1636$ m. için türbülans kinetik enerjisi konturları.....	83
Şekil 4.21. $0.4 Q_n$ için girişe yakın oluşan sirkülasyon.....	83
Şekil 4.22. $0.4 Q_n$ için difüzörde oluşan sirkülasyon bölgeleri.....	84
Şekil 4.23. $0.4 Q_n$ için difüzörde oluşan sirkülasyonların yakından görünüşü.....	84
Şekil 4.24. $0.6 Q_n$ için girişe yakın oluşan sirkülasyon bölgesi ve Combes'in (1992) deneysel sonuçlarına göre $0.6 Q_n$ için girişe yakın oluşan sirkülasyon.....	85
Şekil 4.25. $0.6 Q_n$ için difüzörde elde edilen sirkülasyon bölgeleri ve deney sonuçlarında bulunan sirkülasyon bölgeleri (Combes 1992)...	85
Şekil 4.26. $0.6 Q_n$ 'de difüzörde oluşan sirkülasyon bölgelerinin yakından görünüşü.....	86
Şekil 4.27. $0.8 Q_n$ için difüzör hubında (üst yüzeyinde) elde edilen sirkülasyon bölgesi ve deney sonuçlarında bulunan sirkülasyon bölgesi (Combes 1992).....	86
Şekil 4.28. $1.2 Q_n$ için çıkışa yakın oluşan sirkülasyon bölgesi.....	87
Şekil 4.29. Numaralarına göre noktaların kanadın her iki yüzeyindeki lokasyonları.....	88
Şekil 4.30. 1-2-3 noktaları için statik basınç değerlerinin karşılaştırılması.....	89
Şekil 4.31. 4-5-6 noktaları için statik basınç değerlerinin karşılaştırılması.....	89
Şekil 4.32. 7-8-9 noktaları için statik basınç değerlerinin karşılaştırılması.....	90
Şekil 4.33. 10-11-12 noktaları için statik basınç değerlerinin karşılaştırılması.....	90
Şekil 4.34. $r = 0.1957$ m. için ortalama radyal hızların karşılaştırılması.....	91
Şekil 4.35. $r = 0.1957$ m. için ortalama teğetsel hızların karşılaştırılması.....	92
Şekil 4.36. 1-2-3 noktalarında çeşitli debi değerleri için statik basınçların karşılaştırılması.....	93
Şekil 4.37. 4-5-6 noktalarında çeşitli debi değerleri için	

statik basınçların karşılaştırılması.....	93
Şekil 4.38. 7-8-9 noktalarında çeşitli debi değerleri için statik basınçların karşılaştırılması.....	94
Şekil 4.39. 10-11-12 noktalarında çeşitli debi değerleri için statik basınçların karşılaştırılması.....	94
Şekil 4.40. Kanat etrafında değerlerin hesaplandığı çizgiler.....	95
Şekil 4.41. MFR yüzeyinde ve periyodik yüzeylerde değerlerin hesaplandığı çizgiler.....	95
Şekil 4.42. Span 0.5'te (orta yüzey) çeşitli debilerde kanadın basınç tarafındaki statik basınç değerleri.....	96
Şekil 4.43. Span 0.5'te (orta yüzey)çeşitli debilerde kanadın emme tarafındaki statik basınç değerleri.....	96
Şekil 4.44. Çeşitli debiler için MFR yüzeyi üzerindeki statik basınç değerleri.....	97
Şekil 4.45. Çeşitli debiler için rotorun periyodik yüzeyi üzerindeki statik basınç değerleri.....	98
Şekil 4.46. Çeşitli debiler için difüzörün periyodik yüzeyi üzerindeki statik basınç değerleri.....	98
Şekil 4.47. Çeşitli debiler için MFR yüzeyi üzerindeki türbülans kinetik enerjisi değerleri.....	99
Şekil 4.48. Analiz yapılan debiler için pompanın basma yüksekliği-debi grafiği.....	99

ÇİZELGELER

Çizelge 3.1. Kodun Çözüm Algoritması.....	45
Çizelge 4.1. Statik basınç değerlerinin karşılaştırıldığı noktaların koordinatları.....	88

1. GİRİŞ

İçerisinden geçen akışkandan enerji alan veya enerji veren makinelere “akım makineleri” denilmektedir. Makineden geçen akışkan gaz veya sıvı olabilir. Bu bağlamda en basit tanımıyla pompa; içinden geçen akışkana enerji kazandıran bir akım makinesidir. Fakat pompa tabiri sadece sıkıştırılamayan bir akışkan (sıvı, çamur, hamur vb.) söz konusu olduğunda geçerli olmaktadır.

Bu enerji kimi zaman akışkana belli yükseklik kazandırılmasında kimi zaman akışkanın artan basıncından faydalanılmasında kullanılmıştır. Akışkana enerji aktarması nedeniyle pompalar enerji dönüştürücü makinelerdir. Mekanik enerjiyi belli bir verimle hidrolik enerjiye dönüştürürler.

İlk bilinen pompa, M.Ö. 300 yılında Archimedes tarafından yapılan Archimedes Vidası’dır (Archimed’s Screw). Pompalar yüzyıllardır kullanılmakta olup asıl gelişimlerini akışkanlar mekaniği bilimindeki büyük gelişmelere paralel olarak 17. yüzyıldan sonra göstermişlerdir. Günümüzde bilgisayarlardan uzay araçlarına, ısıtma-havalandırma sistemlerinden enerji santrallerine kadar çok değişik alanlarda kullanılmaktadırlar. Çok geniş güç aralığında yaygın kullanım alanı olan bu makineler çok değişik tip ve yapıda olabilmektedirler. Bu bakımdan verimlerinin iyileştirilmesi ve performanslarının artırılması için çalışmalar devam etmektedir.

1.1 Tezin Amacı

Bu çalışmada temel amaç bir santrifüj pompanın çark ve difüzöründe hız ve basınç alanlarını sayısal olarak elde etmek, oluşan girdap bölgelerini ve bunların pompanın performansı ile ilişkilerini incelemektir.

Bu amaçla nominal debi için ana karakteristikleri belli olan bir santrifüj pompa modellenerek, çarkındaki ve difüzöründeki akış sayısal olarak incelenmiştir. Çözümde ticari bir CFD kodu kullanılmış olup, sonuçlar varolan deney verileriyle karşılaştırılarak CFD (Hesaplamalı Akışkanlar Dinamiği) simülasyonu ile gerçek ölçümlerin tutarlılığı incelenmiştir.

Kısmi debilerde (nominal debinin 0.4, 0.6, 0.8, 1.2 katları için) oluşan giriş ve çıkış sirkülasyonlarını yakalamak amacıyla CFD simülasyonlarına devam edilmiştir. Bulunan sirkülasyon bölgeleri literatürde varolan çalışmalarla karşılaştırılmış ve pompa performansına etkileri incelenmiştir.

2. KAYNAK ARAŞTIRMASI

Yüzyıllardır insanoğlunun hizmetinde olan, sıvıların bir yerden bir yere nakillerini veya hidrolik enerji seviyelerinin değişmesini sağlayan pompaların gerçek gelişimi akışkanlar mekaniği bilimindeki ilerlemelerle birlikte 17. yüzyıldan itibaren gerçekleşmiştir. 21. yüzyılda artan akışkanlar mekaniği bilgisi, bilgisayar teknolojisindeki gelişmeler, güçlenen sayısal çözüm yöntemleri ve çok çeşitli ölçüm yöntemleri sayesinde pompalar daha verimli ve daha performanslı olarak üretilmektedirler. Bu etkiler pompaların en yaygın kullanıma sahip olan çeşidi santrifüj pompalar üzerinde de görülmektedir. Nitekim bu çalışmada böyle bir santrifüj pompanın performansının ve akışın karakteristiğinin belirlenmesi amacına yöneliktir. Özellikle son yirmi sene içerisinde bilgisayar çözümleriyle desteklenen çalışmalar tasarımcılara yeni ufuklar açmış, performansları ve verimleri yüksek pompalar dizayn etmede önemli olan akış karakterlerinin anlaşılmasında yol göstermiştir.

Üzerinde çalışma yapılan santrifüj pompa, gerçekte, kısmi debilerde giriş ve çıkıştaki sirkülasyonların tespiti amacıyla “ Société Hydrotechnique de France (SHF) ” tarafından, endüstriyel bir benzeri baz alınarak tasarlanmıştır. Bu pompa ve benzeri varyasyonları ile ilgili Avrupa’da çeşitli laboratuvar ve üniversitelerde çalışmalar yapılmıştır. Fransa Lyon’daki INSA, İsviçre Lozan’daki EPF, İtalya Milan’daki HYDROART ve Fransa Lille’deki ENSAM laboratuvarlarında bu çalışmalar yürütülmüş olup Barrand ve arkadaşları (1984 ve 1985), Bois ve Rieutord (1990), Caignaert ve arkadaşları (1985 ve 1989) tarafından yayımlanmıştır. Fakat bu dataların alındığı modellerin geometrileri, kullanılan akışkanlar (hava veya su) ve deney teknikleri kısacası test şartları çok çeşitli olduğundan dataların birçoğunun kullanımı mümkün olamamıştır. Bu çalışmalar sonucundaki ortak noktalar aşağıdaki gibi sıralanmıştır:

- Her test çalışmasında giriş sirkülasyonları açısından kritik debi aralığı $0.64 Q_n$ ile $0.69 Q_n$ arasında bulunmuştur. Ayrıca bu kritik akış debisi Fraser (1982) tarafından da çok iyi tahmin edilmiştir.
- Çıkışta ise kritik akış debisi; su veya hava kullanımı, dönüş hızı, difüzör geometrisi, deneysel yöntem gibi test şartlarına daha çok bağımlı çıkmıştır. Çıkış sirkülasyonları $0.63 Q_n - 0.84 Q_n$ aralığında değişim göstermiştir.

Sayısal çözümlerin yeterliliklerinin denenmesi amacıyla üniversiteler ve bazı kuruluşlar nominal ve kısmi debiler için kendi kodlarını çalıştırmışlardır. Quasi-3D, Euler 3D (Combes 1985), 3D Boundary Layer (Ubaldi 1985) bu kodlardan bazıları olup sonuçların bir kısmı ise 1985'te Philibert ve Verry, 1986'da Ubaldi ve arkadaşları tarafından yayımlanmıştır.

Çeşitli sürtünmesiz akış analiz çalışmaları, çıkış akış açısını ve düşüyü çok yakın tahmin etmelerine rağmen $0.7 Q_n$ altında çıkış sirkülasyonları nedeniyle aynı başarıyı gösterememişlerdir. Sürtünmesiz analizlerin hiçbiri giriş ve çıkış sirkülasyonlarını tahmin edememiştir. Bu sonuçlar kullanılarak nominal ve kısmi debilerde akış karakteri hakkında daha doğru bilgilere sahip olmak ancak sınır tabaka ve ikincil akışların hesaplanması ile mümkün olmuştur. Difüzördeki akışın karakterinin tahmini hakkında Senoo (1984) tarafından çeşitli debilerde difüzörde oluşan ayrılmaları gösteren başarılı bir model geliştirilmiştir.

Türbülanslı akış analizi için Martelli ve Michelassi (1989) Baldwin-Lomax modelini, Combes (1991) ise sonlu elemanlar tabanlı bir 3D k- ϵ türbülans modelini kullanarak nominal debi için çeşitli sonuçlara ulaşmışlardır. Bois (1992) ise tek boyutludan üç boyutluya santrifüj pompalarda akışın tahmini ile ilgili modellerin bir karşılaştırmasını yapmıştır.

Turbomakine uygulamalarında kullanılan CFD tekniklerinin kapsamlı bir incelemesi Lakshminarayana (1991) tarafından yapılmıştır. Yayımlanan çoğu türbülanslı akış hesaplamaları kompresörlerdeki veya türbinlerdeki sıkıştırılabilir akış üzerine olmuştur. Pompalardaki sıkıştırılamaz akış hesapları için Moore'un (1990) basınç düzeltme tekniği ve Goto'nun (1990) Pseudo-compressible tekniği çok faydalı olmuştur.

Güleren ve Pınarbaşı (2004) standart k- ϵ türbülans modelini kullanarak difüzörü de kanatlı olan bir santrifüj pompadaki akışı modellemişlerdir. Bu çalışmada sirkülasyonlar ve stall olayı üzerinde durulmuştur. Difüzörü kanat içermeyen bir pompa sistemindeki akış ise Tsurusaki ve Kinoshita (2001) tarafından incelenmiştir. Düşey milli çok kademeli bir pompanın performans değerlerinin ticari bir CFD yazılımı ile hesaplanıp deney sonuçlarıyla karşılaştırıldığı diğer bir çalışmada Gelişli ve arkadaşları (2004) tarafından yapılmıştır. Çok kademeli pompalar için performans ve verim değerlerinin tespiti amacıyla benzer bir çalışma Konuralp ve arkadaşları (2004)

tarafından gerçekleştirilmiştir. Hesaplamalı akışkanlar dinamiğinin pompa tasarımında kullanımına dair bir çalışma da Başeşme (2004) tarafından yapılmıştır.

Çark difüzör etkileşimi nedeniyle oluşan basınç dalgalanmaları hakkında bir çalışmada Shi ve Tsukamoto (2001) tarafından yapılmıştır. Cheng ve arkadaşları (1999) bir vakum pompasındaki akışı sayısal olarak modelleyerek çözmüşler ve belirli çalışma basınçlarının üstünde şıkıştırma oranının 1'in altına düştüğünü gözlemlemişlerdir. Küresel yüzeyli bir pompa statorundaki akışın RNG $k-\epsilon$ türbülans modeli ile çözümü Plutecki ve Skrzypacz (2003) tarafından gerçekleştirilerek LDV sonuçlarıyla karşılaştırılmıştır.

Yu ve arkadaşları (2000) ise sayısal ve deneysel verilerin karşılaştırılması çalışmasını santrifüj bir kalp pompası üzerinde gerçekleştirmişlerdir. Santrifüj kalp pompalarının dizayn aşamalarında CFD kullanımı ile ilgili başka bir çalışma da Miyazoe ve arkadaşları (1998) tarafından gerçekleştirilmiştir.

Suda dönen parçalarda akış ölçümleriyle ilgili çok fazla yayın bulunmamakla birlikte Adler ve Levy (1979) tek bileşenli bir LDV ile, Kannemans (1980) tamamen transparan bir radyal pompa çarkından LDV ile çeşitli ölçümler yapmışlardır. Grison (1984) bir endüstriyel pompa türbin modeli için Quasi-3D hesaplarıyla LDV ölçüm sonuçlarını karşılaştırmıştır. Çark etrafında hızların ölçümü amacıyla Hamkins ve Flack (1987) ve Miner (1989) bir laboratuvar santrifüj pompası üzerinde çalışmışlardır.

3. MATERYAL VE YÖNTEM

3.1 Pompalar

Akım makineleri arasında pompalar (tulumbalar), vantilatörler (fanlar) ve kompresörler akışkanlara enerji kazandıran makinelerdir. Bu makineler dış bir kaynaktan (motordan) aldıkları enerjiyi akışkana belli bir verim ile aktaran makinelerdir. Pompa tanımı sıkıştırılamayan akışkanlar (sıvı, çamur, hamur, vb.) için kullanılır. Akışkan sıkıştırılabilir (gaz) ise fakat akışkanın sıkıştırılabilirliği ihmal edilebiliyorsa bu tür makinelere vantilatör denmektedir. Vantilatörlerde kullanılan akışkan gaz olmakla beraber hızlar ve sıkıştırma oranı küçük olduğundan akışkan yoğunluğu sabit alınabilmektedir. Sıkıştırılabilir akışkan kullanan kompresörlerde ise sıkıştırma oranı yüksek olup yoğunluk değişir ve bu işlem genel olarak politropik sıkıştırma olayıdır.

M.Ö. III. asırda Yunanistan'da gerçekleştirilen Archimedes vidasının en eski pompalardan birisi olduğu sanılmaktadır. Alet silindirik bir kılıf içersinde dönen helisel bir vida olup, o tarihlerde, dışarıdan bir kol vasıtasıyla insan gücüyle döndürülmekteydi. Günümüzde, aynı alet veya değişik varyasyonları motorla tahrikli biçimde değişik yerlerde kullanılmaktadır.

Ne insan ne de hayvan kullanmaksızın çalışan ilk pompa, tarihi gelişim içerisinde, Çin'de yapılmıştır. Bu aletin prensibi bir su tankerinin göle daldırılmış hortumla su almasını andırmaktadır.

Çinliler ilk defa su çarkını bulmuşlardır. Çark milinin ortası delik olup, suya dalan alt kısmına bambu bitkisinden ucu kıvrık borular konulmuştur. Su çarkı dönerken, ucu dönme yönüne açık borulardan su içeriye girerek mil içinde yükselip depoya akmaktadır. Depoda su seviyesi yükseldikçe, su çarkının devir sayısına da bağlı olarak, su debisi azalmaktadır. Arazi sulamalarında bu sistem, sürekli olarak kullanılmaktaydı ve bu sisteme "noria" denilmekteydi. (Yalçın 1998)

İleriki yıllarda noria üzerinde bir değişiklik yapılmıştır. Döner bir çark çevresine oynak geçmeli çubuklar ve bu çubuklara da kovalar bağlanarak günümüzde lunaparklarda gördüğümüz dönme dolaplar benzeri bir sistem gerçekleştirilmiştir.

Akışkana enerji veren bu makineler günümüzde bilgisayarlardan uzay araçlarına, ısıtma -havalandırma sistemlerinden enerji santrallerine kadar çok değişik alanlarda kullanılmaktadır. Çok geniş bir güç aralığında yaygın kullanım alanı olan pompalar çok değişik tip ve yapıda olabilmektedir. Bunların imalat ve tasarımında göz önünde bulundurulacak en temel iki faktör ise istenen karakteristiklerde olmasını sağlamak ve özellikle yüksek güçlü makineler için verimin yüksek olmasını sağlamaktır.

3.1.1 Pompaların Sınıflandırılması

Değişik şekillerde sınıflandırılmakla beraber çalışma veya enerji verme şekline göre akışkanlara enerji veren makineleri iki ana grupta toplamak mümkündür.

- **Türbo (Rotadinamik) makineler:** Bu makinelerde sürekli olarak dönen ve üzerinde bulunan belli sayıda kanat vasıtası ile akışkana enerji aktaran bir rotor (çark) vardır. Hız vektörünün hem büyüklüğünde hem de yönünde bir değişim yaratarak enerji alış veriş sağlanır. Bunlarda enerji alışverişi sürekli, atalet kuvvetleri düşük ve devir sayıları genelde daha yüksektir. Bu tür makineler üç ana gruba ayrılabilir.

1. Radyal
2. Yarı eksenel
3. Eksenel (aksiyal)

- **Hacimsel (Pozitif deplasmanlı) makineler:** Bu tip makinelerde enerji aktarılması belli bir hacme alınan akışkanın sıkıştırılması veya nakledilmesi esasına dayanır. Bunlarda bir veya belli sayıda hücre mevcut olup bu hücreler akışkan basma esnasında dolup boşalacaklarından makinenin giriş (emme) kısmı ile çıkış (basma) kısmı arasında bağlantı da daimi değildir. Dolayısıyla bu makinelerde enerji alış veriş kesintili olup genelde atalet kuvvetleri daha yüksek ve devir sayıları daha düşüktür. Türbo pompalara göre bu tür pompalarda genel olarak debi daha düşük buna karşılık basma basıncı daha yüksektir. Hacimsel pompaların teorisi ve hesabı daha kolay iken imalat hassasiyeti daha yüksek olmak durumundadır. Bu özelliklerinden dolayı sabit debi gereken yerlerde, hidrolik kumanda devrelerinde yaygın olarak kullanılırlar. Ancak darbeli basınç veya debinin zarar verebileceği yerlerde dikkat edilmeli veya bu darbeleri

elimine etme yoluna gidilmelidir. Hacimsel makineler gidip gelme hareketli ve dönel (rotatif) olmak üzere iki ana gruba ayrılır.

3.1.2 Pompalarla İlgili Genel Tanımlar

Pompalar için kullanılan temel parametreler devir sayısı(n), debi(Q , $\dot{m}$), basma basıncı veya manometrik basma yüksekliği ile güç ve verimdir. Bir kısmını açıklarsak:

Manometrik basma yüksekliği (H_m): Makinenin, basılan birim ağırlıktaki akışkana kazandırdığı toplam enerjiye (potansiyel ve kinetik enerjiler toplamı) manometrik basma yüksekliği veya daha kısa olarak, manometrik yükseklik denir. Bu tanıma göre manometrik basma yüksekliği makine çıkışı ve girişi arasındaki enerjiler farkı olarak

$$H_m = \left(z + \frac{p}{\rho \cdot g} + \frac{U^2}{2 \cdot g} \right)_{\text{basma}} - \left(z + \frac{p}{\rho \cdot g} + \frac{U^2}{2 \cdot g} \right)_{\text{emme}} \quad (3.1)$$

şeklinde metre akışkan sütunu birimi cinsinden yazılabilir. Manometrik basma yüksekliği, makinenin basma ve emme tarafındaki değerlerin deneysel ölçülüp yukarıdaki denklemde kullanılarak bulunması gereken bir büyüklüktür. Manometrik basma yüksekliğinin yerçekimi ivmesi ile çarpılmış haline özgül enerji de denilmektedir. Buna göre özgül enerji,

$$Y = g \cdot H_m \quad (3.2)$$

olarak ifade edilir. Daha ziyade pompalar için kullanılan manometrik basma yüksekliği yerine vantilatörlerde genelde toplam basınç farkı büyüklüğü kullanılır. Yoğunluğun sabit alınması halinde toplam basınç farkı, ağırlık kuvvetleri ihmal edilebileceğinden,

$$\Delta p_t = \rho \cdot g \cdot H_m = \rho \cdot Y \quad (3.3)$$

şeklinde ifade edilebilir. Burada, toplam basınç ile statik ve dinamik basınçların toplamı kastedilmektedir.

Mil gücü (Efektif güç) (N_e): Akım makinesine dış kaynaktan (motor) verilen güç efektif güç veya mil gücü olarak adlandırılır. Pompanın motordan aldığı bu gücün tamamının akışkana aktarılamayacağı açıktır. Zira makine içindeki mekanik sürtünmeler, akışkan sürtünmeleri, kaçak debi gibi nedenlerle oluşan enerji kayıpları söz konusudur.

Bu kayıp enerjilerin toplamı mümkün mertebe küçük olacak şekilde tasarım ve imalat yapılması makinenin verimli olmasını sağlar.

Net güç (N_o): Mil gücünden bütün kayıplara harcanan güç çıktıktan sonra geriye kalan miktar akışkana aktarılan güç olup buna net güç veya teorik güç adı verilir. Bu güç, manometrik basma yüksekliğinin birim zamanda geçen akışkanın ağırlığı ile çarpımından bulunabilir:

$$N_o = \rho \cdot g \cdot Q \cdot H_m = \rho \cdot Y \cdot Q$$

$$= \Delta p_t \cdot Q = m \cdot \Delta p_t / \rho \quad (3.4)$$

Genel Verim (η_g): Bilindiği gibi makinenin performansını belirlemek, dış kaynaktan aldığı gücü, amacına uygun olarak ne ölçüde iyi kullandığının, kısaca, ne kadar ekonomik çalıştığını tespit için genel verim tanımı yapılır ve net gücün mil gücüne oranı olarak

$$\eta_g = \frac{N_o}{N_e} = \frac{\rho \cdot g \cdot Q \cdot H_m}{N_e} = \frac{Q \cdot \Delta p_t}{N_e} \quad (3.5)$$

şeklinde tanımlanır. Genel verim içerisinde mekanik sürtünmelerden, akışkan akışı esnasındaki sürtünme gibi tersinmezliklerden ve kaçaklardan dolayı oluşan kayıplar söz konusudur.

Türbinlerde olduğu gibi genel verim üç ayrı verimden oluşur. Bunlar mekanik sürtünmeleri ifade eden mekanik verim, kaçakları ifade eden kaçak verim (volümetrik verim) ve akışkan sürtünmelerini ifade eden hidrolik verim olarak sıralanabilir.

3.2. Santrifüj Pompalar

Rotadinamik pompalardan önemli bir kısmı özgül hızı düşük olan radyal tipte çarklara sahiptir. Bunların hesabı ve imalatı nispeten basit olduğu için yaygın olarak kullanılırlar.

Santrifüj pompa ile ilgili ilk bilimsel yaklaşımı, İtalya'da, Leonardo Da Vinci (1452-1519) yapmıştır. Bu maksatla, silindirik bir kap içerisinde bulunan bir sıvının, kap eksenini etrafında dönerken, cidar üzerinde yükselip çevreye doğru

taşmasını, yani cebri vorteks hareketini esas almıştır. Cidarlara doğru bu hareket eğilimi basınç artışına neden olmaktadır.

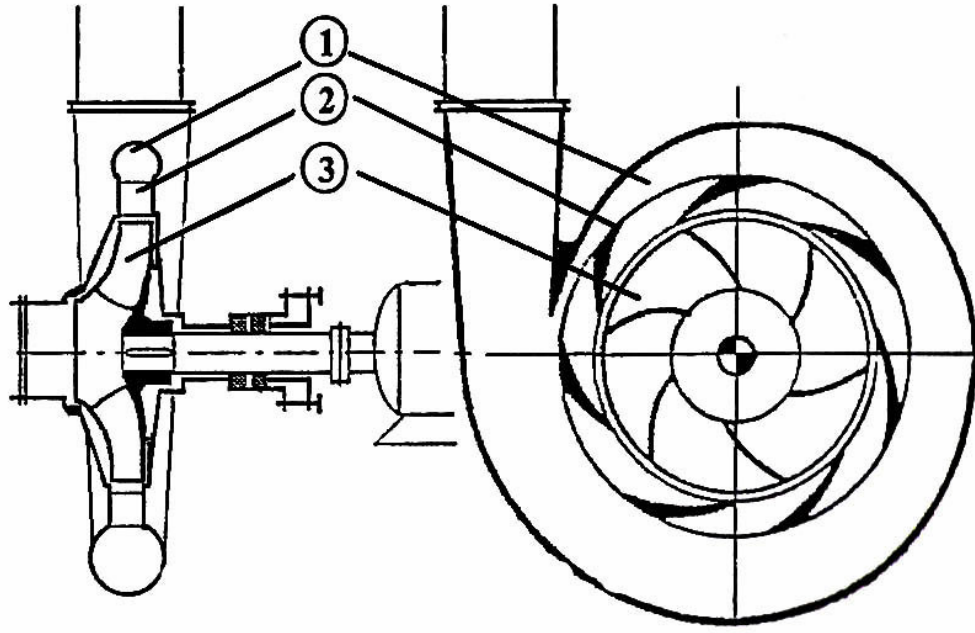
Santrifüj pompayı hayal eden, teorisini yapıp ilk uygulayan Denis Papin (1647-1714) olmuştur. Bu sahada yapmış olduğu bilimsel ve deneysel çalışmalar günümüzde de aynen geçerlidir. Papin'den sonra bu sahada yapılan çalışmalar, önceki çalışmaları doğrulamış, fakat bir yenilik ilavesi yapamamıştır.

İsviçre'de Leonhard Euler (1707-1783) ve Daniel Bernoulli (1707-1783) hidrolik bilimi üzerinde önemli teoriler geliştirmişlerdir; bu teorileri akım makineleri (santrifüj pompalar ve buhar veya gaz türbinleri) üzerine de uygulamışlardır. Bu yeni yaklaşımlar da Denis Papin'in çalışmalarına kayda değer ilaveler yapamamıştır.

Papin'in geliştirdiği seviyede santrifüj pompaların hidrolik verimleri düşük çıkmakta idi. 1818 yılında Amerika'da Massachusetts pompa fabrikası, santrifüj pompaları seri halde imal etmeye başladı. 1850 yılında, İngiliz fizikçisi, J. Thomson pompa verimini, dağıtıcı kanatlar (difüzör) kullanarak yükseltmeyi başardı. Üzerinde yapılan çeşitli deneysel çalışmalarla, santrifüj pompalar, uygulamada büyük bir kullanım alanına yayıldı. 1900 yılları başında, ancak 40 bar basınçlara kadar kullanılabilirken, günümüzde 400 bar basınç sağlayan santrifüj pompalar yapılabilmektedir.

3.2.1 Santrifüj Pompaların Genel Yapısı

Bir santrifüj pompa temel olarak dönen çark ve aksamı, sabit gövde ve kanallar ile sızdırmazlık elemanlarından oluşur. Şekilde tek kademeli bir santrifüj pompanın genel yapısı ve temel elemanları görülmektedir. Bir motorla tahrik edilen pompa çarkı emme borusundan emilen akışkanın enerjisini arttırarak basma borusuna salyangoz vasıtasıyla gönderir. Pompanın normal çalışabilmesi için çarkın akışkana verdiği enerji, bağlı olduğu boru sistemindeki kayıpları yenip akışkanı istenen yüksekliğe çıkartacak mertebede olmalıdır.



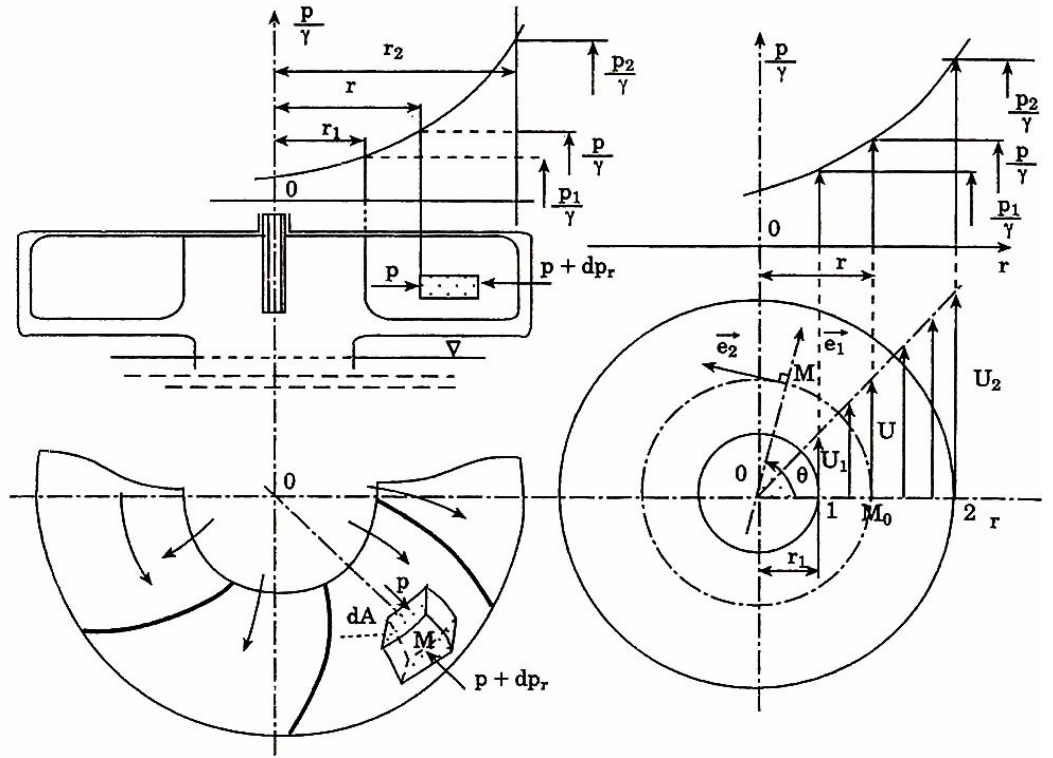
Şekil 3. 1. Bir santrifüj pompanın ana elemanları

- 1- **Salyangoz:** Pompanın dış muhafazası ve gövdesi konumunda olan salyangoz spiral bir yapıya sahiptir. Ana görevi çark ve difüzörden kaçan akışkanı toplayıp çıkış borusuna göndermektir.
- 2- **Difüzör:** Bazı pompalarda çıkış hızı fazla olup bu yüksek hız sürtünmelerin artmasına neden olmaktadır. Bunu engellemek üzere çarktan çıkan akışkan difüzör deneni elemandan geçirilerek akışkanın kinetik enerjisinin bir kısmı basınç enerjisine dönüştürülerek hız azaltılır. Difüzör şeklindeki gibi kanatlı veya bazı pompalarda olduğu gibi kanatsız da olabilir.
- 3- **Çark:** Enerji alışverişini sağlayan ana eleman olan çark üzerinde belli sayıda kanat vardır. Akışkan çarka merkezden aksel yönde girerken radyal yönde çıkmaktadır. Çark dönerken oluşan santrifüj kuvvetler çark içindeki akışkanı dışarıya doğru iter. Bu esnada akışkan hızının hem büyüklüğü hem de doğrultusu değişerek enerji transferi gerçekleşmektedir. Çarkın bir kama ile üzerine sabitlendiği mil hareketini genelde bir kavrama ile doğrudan bağlı olduğu motordan alırken mil de bir yatak içerisinde dönmektedir. Genel olarak, bronz, teflon gibi özel malzemelerden yapılmış yataklar kullanıldığı gibi, rulmanlı yataklar da kullanılır.

Pompa hesaplarında genellikle iki problemle karşılaşmaktadır. Bunlardan birisi mevcut bir sistem veya tesisatta kullanılacak en uygun (verim ve işletme masrafları bakımından) pompanın piyasada mevcut pompalardan seçimidir. İkincisi ise istenen özellikleri sağlayacak bir pompanın projelendirilmesi ve imali problemidir. Pompaların projelendirilmesi hem teorik hem deneysel bilgilere dayanır. Bu bilgiler de genelde özgül hıza bağlı olarak verilir. Bilindiği gibi özgül hız çarkın en azından genel yapısını ortaya koyan karakteristik bir büyüklüktür.

Projelendirmeye esas olan karakteristik değerler pompanın maksimum verimle çalışması durumundaki değerlerdir. Pompa dizayn noktası dışında çalıştırılırsa verimde karakteristik pompa eğrisine göre belli bir azalma olacaktır.

3.2.2 Santrifüj Pompaların Basitleştirilmiş Teorisi



Şekil 3. 2. Bir santrifüj pompada akışkan partikülüne etki eden faktörler

Çark kanatları arasında dönme merkezine göre $OM = r$ uzaklığında bir akışkan partikülü düşünölsün. Partikölün hacmi dV , özgül kütlesi ρ iken kütlesi $dm = \rho.dV$ olur. Çark dışarıya kapalı olduğunda Newton hareket yasasına uygun olarak, çark dönerken,

partikül $d\vec{F} = dm.\vec{a}$ kuvvetinin etkisinde kalır. Burada $\vec{a}$ partikülün dönme hareketi sırasındaki ivme vektörü, $d\vec{F}$ dönme hareketi nedeniyle partiküle etki eden kuvvettir. Çark dışarıya kapalı iken, benzer her partikül, O noktasında şekil düzlemindeki eksen etrafında dairesel dönme hareketi yapar. Partikülün yarı kutupsal koordinat sisteminde ivme vektörü $(\vec{e}_1, \vec{e}_2)$ düzleminde:

$$\vec{a} = (r'' - r.\theta^2).\vec{e}_1 + (2r' + r.\theta').\vec{e}_2 \quad (3.6)$$

olur. Partiküllerin hareketi daireseldir ve buna ek olarak çark sabit devir sayısında da döndürülürken $r' = 0$ ve $\theta' = \text{sabit} \Rightarrow \theta'' = 0$ yazılınca, göz önüne alınan taneciğin ivme vektörü:

$$\vec{a} = -r.\theta^2.\vec{e}_1 \quad (3.7)$$

halini alır. Buradan partiküle etki eden kuvvet:

$$d\vec{F} = dm.\vec{a} \Rightarrow d\vec{F} = -dm.r.\theta^2.\vec{e}_1, \text{ santrifüj kuvvet } d\vec{F}_c = dm.r.\theta^2.\vec{e}_1 \text{ olur.}$$

Hareket sırasında, partikülün radyal doğrultuda iki yüzeyi göz önüne alınırsa:

$$d\vec{p}_r = p.dA.\vec{e}_1 - (p - dp_r).dA.\vec{e}_1 = -dp_r.dA.\vec{e}_1 \quad (3.8)$$

taneciğe etki eden bileşke basınç kuvveti olup radyal kuvvet nedeniyle oluşmaktadır. Gerekli ara işlemler yapılırsa:

$$p_2 - p_1 = \frac{1}{2}.\rho.\omega^2.(r_2^2 - r_1^2) \Rightarrow p - p_1 = \frac{1}{2}.\rho.\omega^2.(r^2 - r_1^2) \quad (3.9)$$

bulunur. Hareket dairesel olduğundan $u = \omega.r$ yazıldığında $\gamma = \rho.g$ özgül ağırlığı ile,

$$\frac{p - p_1}{\gamma} = \frac{u^2 - u_1^2}{2g} \quad (3.10)$$

formülü elde edilir. Santrifüj pompalarda akışı anlayabilmek için bu formül değerlendirirken aşağıdaki hususlar göz önünde bulundurulmalıdır:

1- Çark üzerinde $M(r)$ konumunda bir partikül düşünölsün, skaler hızı $u = \omega.r$ olup şekil 3.2’de çizildiği gibi, noktadan noktaya bu hız lineer değişmektedir. 3.9 denkleminde göre $M(r)$ noktasındaki basınç:

$$p = p_1 + \frac{\gamma}{2g}.u^2 - \frac{\gamma}{2g}.u_1^2 \Rightarrow p = A + B.u^2 \text{ ve } u = \frac{\pi.n.r}{30} \text{ alınırsa,}$$

$$p = A + C.n^2.r^2 \quad (3.11)$$

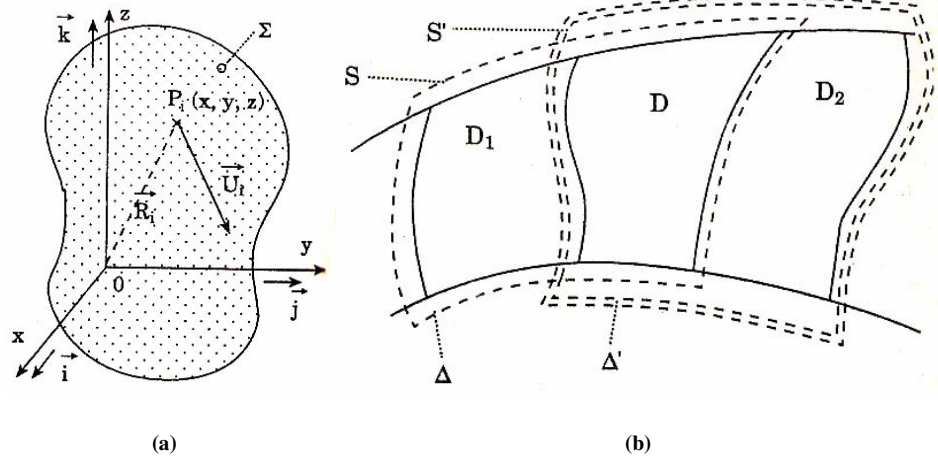
elde edilir. Bu bağıntıya göre, dönme merkezinden itibaren radyal doğrultuda statik basınç, yarıçapla parabolik olarak değişir. Bir noktada basınç, devir sayısının karesiyle orantılı değişir.

2- $p_2 = A + C.n^2.r_2^2$ çarkı sınırlayan cidar üzerine sıvı partiküllerinin uyguladığı basınçtır. Cidar üzerine delikler açıldığında, sıvı tanecikleri bu basıncın etkisi altında dışarıya fışkırır. Dışarıya sıvı atılırken, kap içinde basınç düşer, bu yüzden sıvı emme borusu üzerinden kaba girerken, giren sıvı yeniden dışarı atılır. Emme ve basma olayları sürekli olur ve bu haliyle sistem bir santrifüj pompadır.

3- $\frac{p_2}{\gamma}$ 'nın yüksek olabilmesi için $\frac{u_2^2}{2g}$ 'nin yüksek olması gerekir. Yani çarkın yarıçapı ve tahrik motorunun devir sayısı yüksek olmalıdır. Pompa p_0 basıncında bir ortama sıvı basacak ise $p_2 > p_0$ olmalıdır. Santrifüj pompanın basacağı debi karşı dirence önemle bağlıdır.

4- Cebri vorteks hareketini göz önüne alarak, santrifüj pompanın özellikleri üzerinde yaklaşımlarda bulunulmuştur. Gerçek bir santrifüj pompada, çark merkezinden çevresine doğru sıvı partikülleri akış halindedir. Çarktan çıkışa doğru akış olduğunda artık bu denklemler geçerliliğini yitirmektedir ve akış Euler Teoremi yardımıyla incelenmelidir.

Euler Teoremi



Şekil 3.3. (a) Dönme hareketi yapan bir akışkan partikülü (b) Kanatlar arası akış hacmi

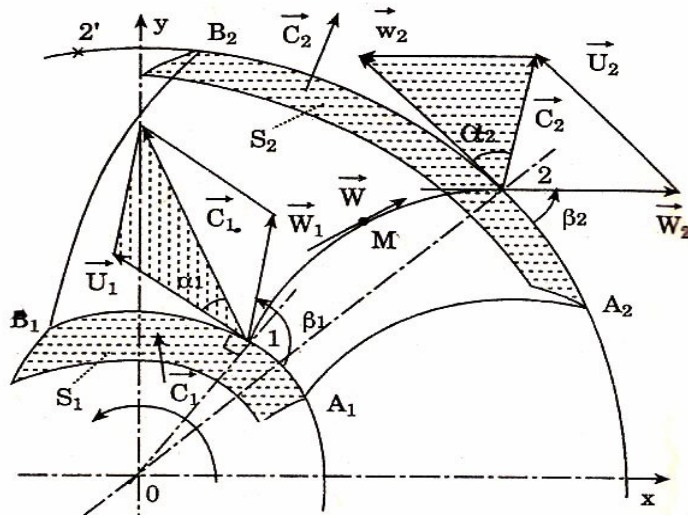
Oxyz referans sistemine göre hareket eden bir P maddesel noktası düşünölsün. t anında P(x,y,z) noktasından $\bar{U}$ vektörel hızıyla geçmekte olsun. Bu durumda,

$$\int_1 \vec{f} dt = m.(\vec{u}_1 - \vec{u}) \quad (3.12)$$

yazılabilir. Bir maddesel nokta eğri bir yörünge üzerinde sabit skaler hızla hareket etse bile, yörünge üzerinde noktadan noktaya vektörel hızı değişeceğinden momentumu değişir yani çark kanatları arasında sıvı partiküllerinin momentumu, akış sırasında değişmektedir. Partiküllerin hızları skaler olarak ve vektörel olarak değişir. Şu halde, çark girişindeki sıvının çark çıkışına geçebilmesi için, çarkın sıvıya bir kuvvet uygulaması gerekir. Şekilde 3.3'te görüldüğü gibi, t anında S dış yüzeyi ile sınırlı bir akışkan bölgesi düşünülüp uygun bir Δt seçimiyle, Δ ve Δ' bölgeleri D ortak bölgesine sahip olurlar. Buradan hareketle gerekli yaklaşımlar ve ara işlemler yapıldığında daimi (D bölgesi içersinde hareket miktarı değişimi olmayacak) bir akış için D bölgesine etki eden dış kuvvetlerin bileşkesi aşağıdaki şekilde yazılabilir:

$$\vec{R} = \iint_{S_0} \rho.(\vec{U}.\vec{n}).\vec{U}.dA \quad (3.13)$$

Euler Teoreminden Hareketle Santrifüj Pompalarda Hidrolik Moment, Güç ve Verim



Şekil 3.4. Bir santrifüj pompa rotorundaki giriş ve çıkış hız üçgenleri

Bir sıvı partikülünün kanatlar arasında hareketi incelenilsin. Partikül t anında M noktasından geçmekte ise çark üzerindeki yörüngesi 1~M~2 eğrisi olur. Çark 0 noktasında şekil düzlemindeki 0z eksenini etrafında dönmekte iken M noktasında dönme

hızı $u = r.\omega$ olarak yazılabilir. Partikül M noktasında iken, $dF = dm.r.\omega^2$ santrifüj kuvvetiyle radyal doğrultuda hareket eder. Böylece çark üzerinde bir partikül, bir yandan çarkla birlikte döndürülürken, bir yandan da santrifüj kuvvet etkisiyle radyal yönde ilerler.

Çarkın saat ibresinin tersi yönde dönmekte olduğu düşünülürse M partikülü çarka göre, 1~M~2 yörüngesi üzerinde hareket eder ve (2) noktasında çarkı terk eder. Partikül t anında, çarkın (1) noktasından çarka giriyorsa çarkı $t + \Delta t$ anında terk ederken çarkın (2) noktasına gelir. Oxy sabit eksen takımına göre Δt zaman sonra çarkın (2) noktası (2') ne gelmiş olur ve burada partikül çarkı terk eder.

Bu tanımlamaya göre, sıvı partikülü, çark üzerinde çarka göre, çark nedeniyle de sabit Oxy referans sistemine göre hareket etmektedir. Çark üzerinde çizdiği yörüngeye bağlı yörünge, Oxy referans sistemine göre çizdiği (1-2') yörüngeye de mutlak yörünge denilmektedir.

Partiküllerin çark üzerindeki hareketi Oxy referans sistemine göre birleşik bir hareket olup, katı cisimler dinamiğine uygun olarak, bir partikülünün (1),(M),(2) noktalarından geçerken hız vektörleri şöyle ifade edilebilir:

$$(M) : \vec{C} = \vec{U} + \vec{W} \quad (3.14)$$

$\vec{U}$: sürüklenme hız vektörü. Sıvı partikülü t anında, çarka ait M noktasından geçerken, bu noktanın Oxy sabit referans sistemine göre hızıdır.

$\vec{W}$: bağıl hız. M partikülünün çarka göre yaptığı hareketindeki hız vektörü olup, şekilde görüldüğü gibi, bağıl yörüngeye t anında teğettir.

$\vec{C}$: mutlak hız. Partikülün, Oxy sabit referans sisteminde hareketine ait hız vektörü olup, t anında mutlak yörüngeye teğettir.

$(\vec{U}, \vec{W})$ vektörleri bilindiğinde $\vec{C}$ vektörü de bulunabilir. Şekil 3.4'te (1) ve (2) noktalarında $(\vec{C}_1, \vec{C}_2)$ vektörleri bu şekilde bulunmuş olup, noktalarla taranmış üçgenlere giriş-çıkış hız üçgenleri denilir.

Partiküllerin, $\vec{C}_1$ mutlak hızıyla $A_1 \sim B_1$ kesiti üzerinden çarka girdikleri ve $\vec{C}_2$ mutlak hızıyla $A_2 \sim B_2$ kesiti üzerinden çarkı terk ettikleri düşünüldüğünde giriş-çıkış arası sıvı akımı nedeniyle doğacak hidrolik momenti, bir başka deyişle çarkın sıvıya,

girişte uygulayacağı moment hesaplanabilir. Akış daimi olduğundan Euler teoreminden elde edilen denklem çark girişine ve çark çıkışına uygulanabilir:

$$\bar{R}_1 = \iint_1 \rho.(\bar{U}.\bar{n}).\bar{U}.dA \quad (3.15)$$

$\bar{U}$ bu genel formülde bir sıvı partikülünün mutlak hızı yani $\bar{U} = \bar{C}_1$, $\bar{n} = \bar{e}_1$ dir. Böylece

$$\bar{R} = \iint_{S_1} \rho.(\bar{C}_1.\bar{e}_1).\bar{C}_1.dA \quad (3.16)$$

yazılır ve de $\bar{C}_1 = C_1.\cos\alpha_1.\bar{e}_2 + C_1.\sin\alpha_1.\bar{e}_1 \Rightarrow C_1.\bar{e}_1 = C_1.\sin\alpha_1$ eklenirse,

$$\bar{R}_1 = \iint_{S_1} \rho.C_1.\sin\alpha_1.\bar{C}_1.dA \quad (3.17)$$

elde edilir. Akış $S_1 \sim S_2$ kesitleri arası tek boyutlu-daimi akış kurallarına uyması durumunda,

$$\bar{R}_1 = \rho.C_1.\sin\alpha_1.S_1.\bar{C}_1 \quad (3.18)$$

olurken bu hidrolik kuvvetin 0 merkezine göre momentini yazıldığında, $\bar{e}_3$ ü dönme eksenini üzerindeki birim vektör olmak üzere,

$$\overline{OM}_1 \wedge \bar{R}_1, \overline{OM}_1 = r_1.\bar{e}_1 \quad (3.19)$$

ve

$$Q = C_1.\sin\alpha_1.S_1 \rightarrow \overline{OM}_1 \wedge \bar{R}_1 = \rho.Q.r_1.C_1.\cos\alpha_1.\bar{e}_3 \quad (3.20)$$

yazılır. Çark çıkışı hidrolik kuvvet $\bar{R}_2$, hidrolik moment $\overline{OM}_2 \wedge \bar{R}_2$ olup, aynı işlemler uygulandığında, çark çıkış kesiti S_2 olmak üzere, Q aynı kalacağından,

$$\overline{OM}_2 \wedge \bar{R}_2 = \rho.Q.r_2.C_2.\cos\alpha_2.\bar{e}_3 \quad (3.21)$$

bulunur. Euler teoremine uygun olarak, çarkın bütünü göz önüne alarak, çark içi debi Q olduğuna göre toplam hidrolik moment yazılabilir,

$$\overline{0M}_h = \overline{OM}_2 \wedge \bar{R}_2 - \overline{OM}_1 \wedge \bar{R}_1 \rightarrow \bar{M}_h = \rho.Q.(r_2.C_2.\cos\alpha_2 - r_1.C_1.\cos\alpha_1).\bar{e}_3 \quad (3.22)$$

Hidrolik güç ise $\bar{N}_h = \bar{M}_h.\omega$ tanımından,

$$\bar{N}_h = \rho.Q.(\omega.r_2.C_2.\cos\alpha_2 - \omega.r_1.C_1.\cos\alpha_1) \rightarrow u = \omega.r \text{ yerine yazılırsa,}$$

$$\bar{N}_h = \rho.Q.(u_2.C_2.\cos\alpha_2 - u_1.C_1.\cos\alpha_1) \quad (3.23)$$

olarak elde edilebilir. Hidrolik güç çarkın kanatları arasından geçmekte olan sıvıya sağlayacağı güçtür. Akış nedeni ile sürtünme kayıpları ve lokal kayıplarda meydana gelir. Bu sebeple çarkın hesaplanandan daha fazlasını sıvıya vermesi gerekir. Bulunan değer ise kayıpsız değer olan $N'_0 = N_h \cdot \eta_h$ dır.

$$N'_0 = \gamma \cdot Q \cdot H_m = \eta_h \cdot \rho \cdot Q \cdot (u_2 \cdot C_2 \cdot \cos \alpha_2 - u_1 \cdot C_1 \cdot \cos \alpha_1) \rightarrow$$

$$\eta_h = \frac{g \cdot H_m}{u_2 \cdot C_2 \cdot \cos \alpha_2 - u_1 \cdot C_1 \cdot \cos \alpha_1} \quad (3.24)$$

olur. Bu formülle çarkın giriş ve çıkış koşullarına bağlı olarak hidrolik verimi elde edilmiş olur. Ancak, hesapladığımız bu hidrolik verim, çark içi akışın tek boyutlu akış kurallarına uyması halinde geçerlidir. Gerçekte çark içindeki akış karmaşık bir akıştır. Bu nedenle çarkın gerçek hidrolik verimi deneylerle belirlenebilir. Aynı denklem yardımıyla çarkın sıvıya sağlayacağı manometrik basma yüksekliği de yazılırsa,

$$H_m = \frac{u_2 \cdot C_2 \cdot \cos \alpha_2 - u_1 \cdot C_1 \cdot \cos \alpha_1}{g} \cdot \eta_h \quad (3.25)$$

şeklinde bir eşitlik elde edilir.

Santrifüj pompaların teorisi incelenirken sonsuz kanat olması hali (akışın tek boyutluymuş gibi kabul edilmesini sağlar) ve sonlu sayıda kanat olması hali incelenmelidir.

1- Sonsuz Sayıda Kanat Olması Hali

Kanat sayısının sonsuz olduğunu (kanat kalınlıkları sonsuz ince) ve pompa içinde kayıp olmadığını kabul ederek Bu şartlar altında pompanın manometrik basma yüksekliğini debi cinsinden bulmaya çalışılsın. Çark girişinde suyun mutlak hızının teğetsel bileşeninin olmadığı kolaylıkla varsayılabilir. Buna göre giriş hız üçgeni dik üçgen olur.

Çıkış üçgeninde ise sonsuz kanat halinde, yani kanatlar arasındaki kanalların sonsuz dar olması halinde su kanada tam teğet olarak çıkacaktır. Dolayısıyla $\overline{W}_2$ hızı da kanadın çıkıştaki yönüne aynen uyacak, β_2 kanat açısı aynı zamanda hız üçgeninde $\overline{W}_2$ ile $\overline{U}_2$ arasındaki açıya eşit olacaktır. Buna göre de çıkış hız üçgeni yukarıdaki şekilde olmaktadır. Hidrolik verim bağıntısı ele alınır ve $\eta_h = 1$ alınırsa,

$$H_{m_{te}} = \frac{u_2 \cdot C_2 \cdot \cos \alpha_2 - u_1 \cdot C_1 \cdot \cos \alpha_1}{g} \quad (3.26)$$

olur. Girişte teğetsel hız bileşeni sıfır olduğundan ($C_1 \cdot \cos \alpha_1 = 0$),

$$H_{m_k} = \frac{u_2 \cdot C_2 \cdot \cos \alpha_2}{g} \quad (3.27)$$

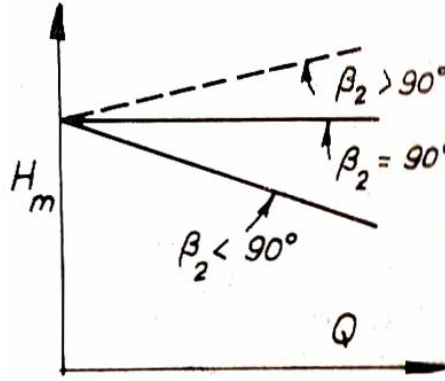
yazılabilir ve $C_2 \cdot \cos \alpha_2 = u_2 - W_2 \cdot \cos \beta_2$ yerine yazılırsa,

$$H_{m_k} = \frac{u_2 \cdot (u_2 - W_2 \cdot \cos \beta_2)}{g} = \frac{u_2^2}{g} - u_2 \cdot W_2 \cdot \cos \beta_2 \cdot \frac{1}{g} \quad (3.28)$$

olur. Diğer taraftan çıkışta çark genişliği b_2 olmak üzere debi $Q = C_{m2} \cdot \pi \cdot D_2 \cdot b_2$ yazılabilir ve $C_{m2} = W_2 \cdot \sin \beta_2$ olduğundan bu bağıntılar H_{m_k} bağıntısına yazılırsa,

$$H_{m_k} = \frac{u_2^2}{g} - \frac{u_2 \cdot Q}{\pi \cdot D_2 \cdot b_2 \cdot g \cdot \tan \beta_2} \quad (3.29)$$

elde edilir. Bu sonucu ifade geometrik boyutları ve devir sayısı belirli bir çarkta debiye göre manometrik basma yükseklik değerini ve değişimini vermektedir. Çark ve devir sayısı sabit ise bu fonksiyon $H_m = A - B \cdot Q$ şeklinde lineerdir.

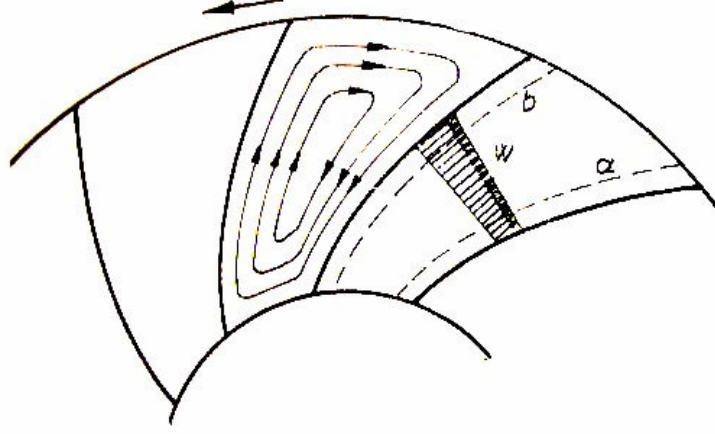


Şekil 3. 5. Debiye göre manometrik basma yüksekliğinin değişimi

Başka bir deyişle $H_m = f(Q)$ karakteristiği ideal şartlar altında doğrusaldır. β_2 açısının değerine göre teorik manometrik basma yüksekliği yukarıdaki grafikte görüldüğü gibi alçalan veya yükselen bir durum gösterir.

2- Sonlu Sayıda Kanat Olması Hali

Gerçekte kanat sayısı sonlu olup iki kanat arasında oldukça geniş, ıraksak bir kanal vardır. Bunun etkileri aşağıdaki şekille birlikte incelenecek olursa:

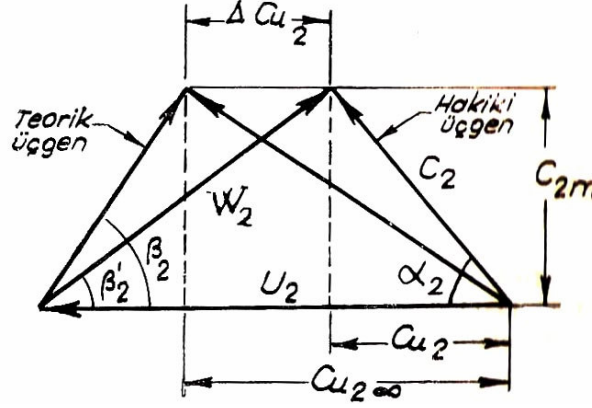


Şekil 3. 6. Sonlu sayıda kanat halinde oluşan hız dağılımı ve sirkülasyon

Çark kanallarından birinin giriş ve çıkışı şekildeki gibi kapatılsın. Çark eksenini etrafındaki hareketine devam ederken, bir an için sürtünmeleri ihmal edilirse her sıvı partikülü kendi eksenini korumak isteyecektir. Halbuki kapalı bölge çark eksenini etrafında bir dönme hareketi yaptığından partiküller zorunlu olarak sürükleneceler ve kendi ataletlerinden dolayı kapalı bölge içinde bağıl olarak (dönüşün aksi yönünde) bir dönme hareketi (sirkülasyon) sebep olacaklardır. Şekil 3.6'da bu sirkülasyon ve doğurduğu bağıl hızlar gösterilmiştir. Bir sonraki adımda giriş ve çıkış arasındaki engelleri kaldırıp normal akışa müsaade edilse dönme hareketi de esas akışla süperpoze edilecektir. Sonuç olarak kanal içindeki akışta hızlar üniform olmayacak ve kanadın arka yüzünde hız artacak, ön yüzünde ise azalacaktır. Ayrıca sirkülasyon bağıl hızın u_2 ile yaptığı açığı küçültecektir. Yani gerçek hız üçgeninde β_2 açısından küçük bir değerde olacaktır.

Bu açının sonlu kanat halinde küçüleceği gerçeğine başka bir görüş ile de ulaşmak mümkündür. Bir hidrolik moment tatbik edildiğine göre kanatların ön ve arka yüzlerine gelen basınçlar farklıdır. Bir kanadın ön yüzündeki basınç arka yüzündekinden fazla olacağı rahatlıkla görülebilmektedir. Bağıl harekette ön yüze yakın bir ipçik (Şekil 3.6'da (a) ipçiği) ile arka yüze yakın bir ipçik (Şekil 3.6'da (b) ipçiği) arasında aynı yarıçaptaki noktalardaki basınçlar aynı şekilde farklı olacaktır. Bağıl akışı

sürtünmesiz ve potansiyel olarak kabul edersek her iki ipçik için de bağıl harekette Bernoulli teoreminin sabitleri eşit olacağından basıncı fazla olan (a) ipçığının hızı az, basıncı düşük olan (b) ipçığının hızı çok olacaktır. Bu da şekildeki gibi bağıl hızlar bakımından üniform olmayan bir hız dağılımını verirken sonuçta sirkülasyonlar oluşacaktır.

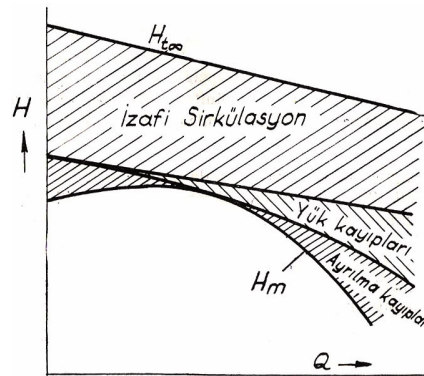


Şekil 3.7. Sonlu sayıda kanat halindeki teorik ve gerçek hız üçgenleri

Çıkış hız üçgeni sonlu kanat halinde anlatılan nedenler yüzünden değişecektir. Şekil 3.7'de teorik hız üçgeni ile gerçek hız üçgeni arasındaki fark gösterilmiştir. Görüldüğü gibi gerçek üçgende bağıl hızın açısının küçülmesi α_2 açısının büyümesine neden olmuştur. Bunun neticesi olarak mutlak hızın teğetsel bileşeni olan C_{u2} küçülmüştür. Bu nedenle manometrik basma yüksekliği de aynı oranda küçülmüştür. Yani

$$\frac{H_m}{H_{t\infty}} = \frac{C_{u2}}{C_{u2\infty}} \quad (3.30)$$

olur.



Şekil 3.8. Teorik basma yüksekliği ve bunu azaltan kayıpların gösterimi

Bu yüzden çark içinde hiçbir kayıp olmasa dahi manometrik basma yüksekliği $H_{m_{te}}$ değerini koruyamayacaktır. O halde sonlu kanat halinde sirkülasyon yüzünden Şekil 3.8’de görüldüğü gibi karakteristik daha aşağıya (yine doğrusal olarak) kayar. Bundan sonra karakteristik, kayıplar yüzünden tekrar değişime uğrar. Normal hidrolik sürtünme kayıpları, yani yük kaybı, debinin karesi ile orantılı olduğundan şekildeki gibi karakteristik aşağıya bükülür. Diğer taraftan optimum çalışma durumundan sapılınca yani debi nominal değerinden daha büyük veya daha küçük olunca kanat giriş ve çıkışlarında ilave olarak çarpma (kanat girişinde cidardan ayrılmalar) doğmaktadır. Bu kayıplar sapma ile daha fazla arttığından sonuç olarak $H_m = f(Q)$ karakteristiği şekilde gösterilen formu almaktadır.

3.2.3 Özgül Hız Tanımları ve Santrifüj Pompaların Sınıflandırılması

Türbo makinelerde çok değişik ve çeşitli özgül hız tanımlamaları yapılmaktadır. En genel kullanım mil gücüne göre hesaplanan n_s özgül hızıdır. Bu özgül hız tanımlaması,

$$n_s = \frac{n}{H_o} \cdot \sqrt{\frac{N_e}{H_o}} \quad [d/dak] \quad \begin{cases} n : d/dak \\ H_o : m \\ N_e : BG \end{cases} \quad (3.31)$$

şeklinde yapılabilmektedir. Ayrıca pompalar için sıklıkla kullanılan özgül hız tanımı debiye göre yapılan n_q tanımlaması olup,

$$n_q = \frac{n}{\sqrt{H_o}} \cdot \sqrt{\frac{Q}{\sqrt{H_o}}} \quad [d/dak] \quad \begin{cases} n : d/dak \\ H_o : m \\ Q : m^3/s \end{cases} \quad (3.32)$$

şeklinde ifade edilebilir.

Santrifüj pompalar ise çok değişik şekilde sınıflandırılabilirler. Çeviren motorun cinsine göre motopomp veya elektropomp olarak sınıflandırılırken eksen durumuna göre yatay veya düşey eksenli, kademe sayısına göre tek veya çok kademeli olarak sınıflandırılırlar. Ancak en anlamlı sınıflandırma yukarıda tanımlamaları yapılan özgül hızlara göre yapılan sınıflandırmadır. Bu sınıflandırma:

Tam Santrifüj(tam radyal)Pompalar..... $n_s = 60 \sim 150$ dev/dak

Heliko Santrifüj(Yarı Eksenel)Pompalar..... $n_s=150\sim400$ dev/dak

Eksenel Santrifüj Pompalar..... $n_s=400\sim700$ dev/dak

şeklinde yapılabilir.

EK.1’de ise pompa debisinin artmasıyla birlikte çark şeklinin radyal halden eksenel hale dönüştüğü görülmektedir.

3.3. Korunum Denklemleri

Bu bölümde anlatılan denklemler ve yaklaşımlar kullanılan ticari kodun çözdüğü denklemler ve kullandığı yaklaşımları anlatmaktadır. Öncelikle her CFD kodunda ortak olduğu gibi çözülen (zamana bağlı Navier-Stokes Denklemleri) korunum denklemlerinin genel halleri kısaca,

Süreklilik denklemi

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \bullet (\rho \mathbf{U}) = 0 \quad (3.33)$$

Momentum denklemleri

$$\frac{\partial \rho \mathbf{U}}{\partial t} + \nabla \bullet (\rho \mathbf{U} \otimes \mathbf{U}) = \nabla \bullet (-p \delta + \mu (\nabla \mathbf{U} + (\nabla \mathbf{U})^T)) + S_M \quad (3.34)$$

Enerji denklemi

$$\frac{\partial \rho h_{tot}}{\partial t} - \frac{\partial p}{\partial t} + \nabla \bullet (\rho \mathbf{U} h_{tot}) = \nabla \bullet (\lambda \nabla T) + S_E \quad (3.35)$$

şeklinde yazılabilir. Eğer viskoz iş fazlaysa bu durumda enerji denkleminde viskoz kaymaların etkisini hesaba katabilmek için sağ tarafa ek bir terim eklenmesiyle denklem,

$$\frac{\partial \rho h_{tot}}{\partial t} - \frac{\partial p}{\partial t} + \nabla \bullet (\rho \mathbf{U} h_{tot}) = \nabla \bullet (\lambda \nabla T) + \nabla \bullet \left(\mu \nabla \mathbf{U} + \nabla \mathbf{U}^T - \frac{2}{3} \nabla \bullet \mathbf{U} \delta \mathbf{U} \right) + S_E \quad (3.36)$$

halini almaktadır. Eğer kinetik enerjinin toplam enerjiye etkisi ihmal edilebiliyorsa bu durumda denklem aşağıdaki gibi olur,

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} + \nabla \bullet (\rho \mathbf{U} h) = \nabla \bullet (\lambda \nabla T) + S_E \quad (3.37)$$

Bu denklemlerde S kaynak terimlerini ifade etmektedir. Ayrıca denklemlerde bulunan yedi tane bilinmeyene (u, v, w, p, T, h, ρ) karşılık beş denklem bulunmaktadır. Bilinmeyenlerin tamamını bulabilmek için gerekli diğer iki denklem ise Durum Denklemi ve Yapısal Denklemdir.

Bu çalışmada yapılan sayısal çözümler için süreklilik söz konusu olduğundan denklemlerdeki zamana bağlı terimler ihmal edilmiş ve ayrıca akışkan sıkıştırılmaz olduğundan yoğunluk, operatörün veya integralin dışına alınabilmektedir. Bu sadeleştirmeler yapıldığında korunum denklemleri:

$$\nabla \cdot \mathbf{U} = 0 \quad (3.38)$$

$$\rho \nabla \cdot (\mathbf{U} \otimes \mathbf{U}) = \nabla \cdot (-p\delta + \mu(\nabla \mathbf{U} + (\nabla \mathbf{U})^T)) + \mathbf{S}_M \quad (3.39)$$

$$\rho \nabla \cdot (\mathbf{U}h) = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + \mathbf{S}_E \quad (3.40)$$

halini almaktadırlar. Korunum denklemleri bu halleriyle sürekli ve sıkıştırılamaz akışı karakterize etmektedirler.

3.4. Türbülans Modelleri ve Duvar Modellemesi

Türbülans kavramı akış hacminde herhangi bir zamandaki ve yerdeki dalgalanmaları anlatmak için kullanılmaktadır. Üç boyutlu, zamana bağlı ve birçok ölçeği içermesi nedeniyle çok kompleks bir olaydır. Türbülansın akış üzerinde çok önemli etkileri olabilmektedir. Türbülans atalet kuvvetlerinin viskoz kuvvetlere oranla daha etkin olduğu durumlarda ortaya çıkmaktadır ve yüksek Reynolds sayılarıyla karakterize edilmektedir.

Teoride Navier-Stokes denklemleri herhangi bir ek bilgiye ihtiyaç duymadan hem laminar hem de türbülanslı akışları tanımlamaktadırlar. Fakat yüksek Reynolds sayılarındaki türbülanslı akışlar sayısal çözüm için oluşturulan sonlu hacim ağından çok daha küçük ölçüler gerektirmekte ayrıca çok geniş bir türbülans uzunluğu ve zaman skalasında değişim göstermektedirler. Bu şekildeki bir çözüm için direkt sayısal simülasyon (DNS) yöntemlerinin ihtiyacı olan hesaplama gücü, günümüz bilgisayarlarının kat ve kat üstünde bir güç gerektirmektedir.

Bugün CFD kodlarında türbülansın akış üzerindeki etkilerinin hesaplanabilmesi amacıyla çeşitli türbülans modelleri geliştirilmiştir. Ve türbülansın bu etkilerinin sayısal hesabın ağ yapısı ve DNS yöntemlerine bağımlılıktan kurtarılması üzerine yoğunlaşmıştır. Hemen hemen bütün türbülans modelleri istatistiksel modeller olmakla birlikte Large Eddy Simülasyon Teorisi ve Detached Eddy Simülasyon Teorisi bu modellerden ayrı bir platformda değerlendirilmesi gereken modellerdir. Türbülans modellerini teorilerine göre iki sınıfa ayırmak mümkündür:

- RANS (Reynolds Ortalamalı Navier-Stokes Denklemleri) Türbülans Modelleri
- Eddy Viskoziteli Türbülans Modelleri

RANS Türbülans Modelleri

Türbülans modelleri transport denklemlerini ortalama ve dalgalanmalı değerlerle modifiye ederek bir çözüm ararlar. Mesela hız U ortalama bileşen ve zaman değişkeni bileşenine ayrılarak,

$$U = \bar{U} + u \quad (3.41)$$

şeklinde yazılabilir. Burada ortalama bileşen,

$$\bar{U} = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} U dt \quad (3.42)$$

olarak tarif edilir. Δt türbülans dalgalanmalarına bağımlılığı fazla iken denklemlerin çözüldüğü zaman skalasına ise az bağımlıdır.

Ortalama değerlerin transport denklemlerine yerleştirilmeleriyle,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U) = 0 \quad (3.43)$$

$$\frac{\partial \rho U}{\partial t} + \nabla \cdot \{\rho U \otimes U\} = \nabla \cdot \{\tau - \rho \overline{u \otimes u}\} + S_M \quad (3.44)$$

$$\frac{\partial \rho \phi}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U \phi) = \nabla \cdot (\Gamma \nabla \phi - \rho \overline{u \phi}) + S_E \quad (3.45)$$

denklemleri elde edilir. Burada τ moleküler gerilme tensörüdür. Görüldüğü üzere kütle korunumu denkleminde bir değişiklik söz konusu değil iken momentum ve skaler transport denklemleri moleküler difüzyon akısına ek olarak türbülans akısı terimlerini de içermektedirler. Bunlar ($\rho \overline{u \otimes u}$) Reynolds Gerilimi ve ($\rho \overline{u \phi}$) Reynolds akısı değerleridir. Bu değerler ortalamasız transport denklemlerindeki nonlinear konvektif terimlerden kaynaklanmaktadır. Türbülans hızı dalgalanmaları konvektif terim üzerinde karışıklığı çoğaltacak ve moleküler boyutta termal dalgalanmaları da arttıracaktır. Reynolds ortalama enerji denklemi,

$$\frac{\partial \rho h_{tot}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U h_{tot} + \rho \overline{u h} - \lambda \nabla T) = \frac{\partial p}{\partial t} \quad (3.46)$$

olmaktadır. Burada toplam entalpi,

$$h_{tot} = h + \frac{1}{2} U^2 + k \quad (3.47)$$

şeklinde tanımlanmaktadır. Ortalama akış kinetik enerjisine ek olarak toplam entalpi türbülans kinetik enerjisi k' yı da içerir,

$$k = \frac{1}{2} \overline{u^2} \quad (3.48)$$

Eddy Viskoziteli Türbülans Modelleri

Bu yaklaşımda türbülans, Reynolds gerilmelerinin ortalama hız gradientleriyle orantılı olarak sürekli şekillendirdiği ve dağıttığı küçük girdaplardan oluşmaktadır.

Eddy viskozitesi modeli Reynolds gerilmelerinin ortalama hız gradientleriyle ilişkili olduğunu ve gradient difüzyon hipotezi ile birlikte anolojik olarak bir bakıma Newtonian bir akıştaki gerilme ve uzama tensörleri arasındaki ilişkiye benzerliğini şu formülle gösterir,

$$-\rho \overline{u \otimes u} = -\frac{2}{3} \rho k \delta - \frac{2}{3} \mu_t \nabla \bullet U \delta + \mu_t (\nabla U + (\nabla U)^T) \quad (3.49)$$

Burada μ_t Türbülans viskozitesi veya Eddy viskozitesidir. Eddy vizkozite hipotezine benzer olarak eddy difüzyon hipotezi skaler bir Reynolds akısının ortalama skaler gradientle lineer değiştiği yani,

$$-\rho \overline{u \phi} = \Gamma_t \nabla \phi \quad (3.50)$$

şeklinde olduğunu göstermektedir. Γ_t burada Eddy Diffusivity (geçirgenliği) olup

$$\Gamma_t = \frac{\mu_t}{Pr_t} \quad (3.51)$$

şeklinde tanımlanmaktadır. Ayrıca Pr_t türbülans Prandtl sayısıdır.

Bu denklemler μ_t türbülans viskozitesi biliniyorsa ortalama değişken fonksiyonların türbülans dalgalanma terimlerini ifade eder. k - ϵ ve k - ω türbülans modelleri işte bu değişkeni sağlarlar.

Bu hipotez ışığında Reynolds ortalama momentum ve skaler transport denklemleri,

$$\frac{\partial \rho U}{\partial t} + \nabla \bullet (\rho U \otimes U) = B - \nabla p' + \nabla \bullet (\mu_{eff} (\nabla U + (\nabla U)^T)) \quad (3.52)$$

$$\frac{\partial \rho \phi}{\partial t} + \nabla \bullet (\rho U \phi - \Gamma_{eff} \nabla \phi) = S \quad (3.53)$$

haline gelir. Burada B cisim kuvvetleri, μ_{eff} efektif viskoziteyi, Γ_{eff} ise efektif geçirgenliği ifade etmekte olup,

$$\mu_{eff} = \mu + \mu_t \quad \Gamma_{eff} = \Gamma + \Gamma_t \quad (3.54)$$

şeklinde yazılabilirler. Ayrıca p' modifiye edilmiş basınç ise,

$$p' = p + \frac{2}{3}\rho k + \nabla \cdot U \left(\frac{2}{3}\mu_{eff} - \zeta \right) \quad (3.55)$$

olarak yazılabilir. Reynolds ortalamalı enerji denklemi ise şu şekli alır,

$$\frac{\partial(\rho h_{tot})}{\partial t} - \frac{\partial P}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U h_{tot}) = \nabla \cdot \left(\lambda \nabla T + \frac{\mu_t}{Pr_t} \nabla h \right) + S_E \quad (3.56)$$

Burada moleküler difüzyon terimi kesin olmamakla birlikte türbülans difüzyonu bu terime oranla çok büyük olduğundan ihmal edilebilir.

Eddy viskoziteli modeller eddy viskozitesini ve eddy geçirgenliğini kullanmalarıyla ayırt edilebilirler.

Türbülans Modellerinin Sınıflandırılması

- Eddy Viskoziteli Türbülans Modelleri
 - Zero-Equation
 - k- ϵ
 - k- ω
 - Shear Stress Transport (SST)
 - RNG k- ϵ
 - $(k - \epsilon)_{1E}$ Eddy Viskozite Modeli
- Reynolds Gerilme Modelleri
 - BSL (Baseline k- ω Modeli)
 - SSG Reynolds Gerilme Modeli
 - LLR Reynolds Gerilme Modeli
 - QI Reynolds Gerilme Modeli
 - ω Reynolds Gerilme Modeli

3.4.1. k-ε Türbülans Modeli

İki denklemlili türbülans modellerinden biri olan k-ε türbülans modelinde hız ve uzunluk skalası ayrı iki denklem olarak çözülür. k türbülans kinetik enerjisi (hızdaki dalgalanmaların değişimi) olup birimi ($L^2 T^{-2}$), ε ise türbülans girdap dağılımı olup (hız dalgalanmalarının dağılım oranı) birimi ($L^2 T^{-3}$) dir.

k-ε türbülans modeli, denklem sistemine iki yeni değişken getirmektedir. Böylece kütle korunumu ve momentum denklemleri,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U}) = 0 \quad (3.57)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{U}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U} \otimes \mathbf{U}) - \nabla \cdot (\mu_{eff} \nabla \mathbf{U}) = \nabla p' + \nabla \cdot (\mu_{eff} \nabla \mathbf{U})^T + \mathbf{B} \quad (3.58)$$

şeklini alır. Burada B cisim kuvvetleri, μ_{eff} efektif viskoziteyi göstermektedir. p' modifiye edilmiş basınç olmak üzere her tür akış için,

$$p' = p + \frac{2}{3} \rho k \quad (3.59)$$

olarak tanımlanır. k-ε türbülans modeli de eddy viskozitesi tabanlı olduğundan

$$\mu_{eff} = \mu + \mu_t \quad (3.60)$$

şeklinde yazılır. k-ε türbülans modelinde türbülans viskozitesi, türbülans kinetik enerjisi ve dissipasyonuyla

$$\mu_t = C_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3.61)$$

formülüyle ilişkilendirilir. C_μ sabit bir değer olup değeri 0.09 dur. Türbülans kinetik enerji ve türbülans dissipasyon oranı için gerekli k ve ε değerleri direkt olarak kısmi transport denklemlerinden gelmektedir,

$$\frac{\partial (\rho k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U} k) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \nabla k \right] + P_k - \rho \varepsilon \quad (3.62)$$

$$\frac{\partial (\rho \varepsilon)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U} \varepsilon) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \nabla \varepsilon \right] + \frac{\varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 1} P_k - C_{\varepsilon 2} \rho \varepsilon) \quad (3.63)$$

Buradaki bazı değerler sabitler olup değerleri ise,

$$C_{\varepsilon 1} = 1.44 \quad C_{\varepsilon 2} = 1.92 \quad \sigma_k = 1.00 \quad \sigma_\varepsilon = 1.3$$

şeklinde verilmektedir. P_k viskoz kuvvetlerin ve kaldırma kuvvetlerinin ürettiği türbülans olmak üzere aşağıdaki şekilde yazılır,

$$P_k = \mu_t \nabla U \cdot (\nabla U + \nabla U^T) - \frac{2}{3} \nabla \cdot U (3\mu_t \nabla \cdot U + \rho k) + P_{kb} \quad (3.64)$$

Bu çalışmadaki gibi sıkıştırılamaz akışkanlar için $\nabla \cdot U$ değeri çok küçüktür ve sağ taraftaki ikinci terimin türbülans üretimine katkısı çok çok azdır. Sıkıştırılabilir akışlarda ise $\nabla \cdot U$ değeri şok gibi yüksek hız diverjanslarının bulunduğu yerlerde büyüktür.

$3\mu_t$ terimi “Frozen Stress” (Donmuş Gerilim) yaklaşımından kaynaklanmaktadır. Bu yaklaşımla şoklarda k ve ε değerlerinin çok büyük değerler alması önlenmiş olur. Kullanılan ticari kodda direkt olarak μ_t önündeki faktöre müdahale edilmesi mümkündür.

3.4.2. Cidara Yakın Akışın Modellenmesi

Matematiksel Teorisi

Duvar fonksiyon yaklaşımında viskozite etkisindeki alt tabakada yakın cidar sınır şartlarında, ortalama hızı ve türbülans transport denklemlerini sağlamak için çeşitli ampirik formüller uygulanmaktadır. Bu formüller duvar şartlarıyla cidara yakın düğüm noktalarındaki (sınır tabaka içersindeki tam türbülanslı bölgedeki) bağımlı değişkenleri ilişkilendirmektedir.

CFX’ te duvar fonksiyonu yaklaşımı Launder ve Spalding (1974) tarafından geliştirilen metodun bir uzantısı şeklindedir. Log-law bölgesinde cidara yakın teğetsel hız duvar kayma gerilmesi ile logaritmik bir ilişki içindedir.

Duvara yakın boyutsuz hız için geometrik bağıntı,

$$u^+ = \frac{U_t}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + C \quad (3.65)$$

olarak verilmekte olup burada boyutsuz mesafe

$$y^+ = \frac{\rho \Delta y u_\tau}{\mu} \quad (3.66)$$

$$u_{\tau} = \left(\frac{\tau_{\omega}}{\rho} \right)^{1/2} \quad (3.67)$$

olmaktadır. u^+ yakın duvar hızı, u_{τ} sürtünme hızı, U_t hızın cidardan Δy (Δy tanımı çeşitli duvar fonksiyonları yaklaşımları için değişik şekillerde yapılmaktadır) uzaklıktaki teğetsel bileşeni, y^+ cidardan olan boyutsuz uzaklık, τ_{ω} duvar kayma gerilmesi, κ von Karman sabiti ve C ise cidar pürüzlülüğüne bağlı olan logaritmik tabaka sabitidir.

Ölçeklendirilebilir Duvar Fonksiyonu Yaklaşımı (Scalable Wall Function)

3.65 genel formülünde yakın cidar hızı, U_t , sıfıra yaklaşırken ayrılma noktalarında tekillikler oluşturmaktadır. Bu nedenle logaritmik bölgede alternatif bir hız skalası u^* , u^+ nın yerine kullanılabilir,

$$u^* = C_{\mu}^{1/4} k^{1/2} \quad (3.68)$$

Bu skalanın en önemli faydası yakın cidar hızı, U_t , sıfıra yaklaşırsa bile bu değerin sıfıra gitmemesidir yani türbülanslı akışta k değeri hiçbir zaman tamamen sıfır olmamaktadır. Bu tanımlardan şu açık formüle ulaşılabilir,

$$u_{\tau} = \frac{U_t}{\frac{1}{\kappa} \ln(y^*) + C} \quad (3.69)$$

τ_{ω} duvar kayma gerilmesinin mutlak değeri ise,

$$\tau_{\omega} = \rho u^* u_{\tau} \quad (3.70)$$

burada,

$$y^* = (\rho u^* \Delta y) / \mu \quad (3.71)$$

şeklinde tanımlanmakta olup u^* ise daha önce tanımlandığı gibidir.

Duvar fonksiyonu yaklaşımının en temel dezavantajı ise ilk düğüm noktasının cidardan uzaklığına ve cidara yakın ağ yapısına çok duyarlı olmasıdır. Grotjans ve Menter (1998) çalışmalarında ağ yapısının iyileştirilmesinin sonucun doğruluğuna çok etki etmediğini gözlemlemiştir. Bu tutarsızlıklar ise CFX tarafından geliştirilen Ölçeklendirilebilir Duvar Fonksiyonu yaklaşımı ile giderilmiştir. Bu yaklaşım istenilen

iyi bir ağ yapısına Reynolds sayısına bağlı olarak tutarlı ağ iyileştirmelerinden bağımsız olarak uygulanabilmektedir.

Ölçeklendirilebilir Duvar Fonksiyonu yaklaşımının altında yatan temel fikir logaritmik formülasyonda kullanılan y^* değerini $\tilde{y}^* = \max(y^*, 11.06)$ gibi daha düşük bir değerle sınırlamaktır. Burada 11.06 değeri logaritmik duvar profili ve lineer yakın duvar profillerinin kesişimleri ile elde edilmiştir. Ve hesaplanan $\tilde{y}^*$ değerinin bu limitin altına düşmesine izin verilmez. Böylece bütün ağ noktaları viskoz alt tabakanın dışında kalarak tutarsızlık giderilmiş olur. Bu olay şu açılardan önemlidir:

- Sınır tabakayı tamamen çözebilmek için bu tabakada en az 10 düğüm bulunması gerekmektedir.
- Gerekmedikçe Standart Duvar Fonksiyonları kullanılmamalıdır.
- y^+ değerinin üst limiti Reynolds sayısının bir fonksiyonu şeklindedir.

Mesela bir gemi için Reynolds sayısı 10^9 olabilir ve y^+ değeride bu durumda 1000 olabilir. Ama daha düşük Reynolds sayılarında (küçük bir pompada olduğu gibi) bütün sınır tabaka $y^+ = 300$ değerine kadar uzanabilir. Bu durumda da daha küçük aralıklarla duvara yakın bir ağ yapısı gerekir.

Eğer sonuçlarda büyük sapmalar görülüyorsa bu durumda yakın duvar ağ yapısının modifiye edilmesi faydalı olacaktır.

y^+ ve Çözücü y^+ Değerleri

Çözücü çıktısında yakın duvar y^+ aralıkları için iki değer mevcuttur. y^+ nın genel CFD kullanımındaki standart tanımı,

$$y^+ = \frac{\sqrt{\tau_w / \rho} \cdot \Delta n}{\nu} \quad (3.72)$$

şeklindedir. Burada Δn duvardan sonraki birinci ve ikinci düğümler arasındaki uzaklık olarak tanımlanmıştır. CFX'te buna ek olarak Çözücü y^+ (Solver y^+) denilen kavram çözücü tarafından logaritmik profili bulmakta kullanılan y^+ değeridir. Tecrübe edilmiş değerler ise şu şekilde önerilmektedir,

- Standart Duvar Fonksiyonu ($\Delta y = \Delta n/4$)
- Ölçeklendirilebilir Duvar Fonksiyonu ($\Delta y = \Delta n/4$)
- Otomatik Duvar İyileştirmesi ($\Delta y = \Delta n$)

Ölçeklendirilebilir Duvar Fonksiyonunda y^+ değeri,

$$\bar{y}^* = \max(y^*, 11.06) \quad y^* = \frac{u^* \Delta n / 4}{v} \quad (3.73)$$

ile ifade edilmiştir.

3.4.3. Rotasyonel Kuvvetler ve Değişimli Dönme Modeli

Rotasyonel Kuvvetler

Bir referans eksenine göre sabit açısal bir hızla dönme hareketinin olduğu akışlarda (pompa içindeki akış gibi) Coriolis kuvvetinin ve santrifüj kuvvetlerin hesaba katılabilmesi için ek bir momentum kaynağı yazılmalıdır.

$$S_{M, rot} = S_{Cor} + S_{cfg} \quad (3.74)$$

olur ve burada

$$\begin{aligned} S_{Cor} &= -2\rho\omega \times U \\ S_{cfg} &= -\rho\omega \times (\omega \times r) \end{aligned} \quad (3.75)$$

olmaktadır. Formüllerde r yer vektörü iken U ise bağıl eksen hızıdır. Enerji denkleminde ise toplam entalpi, rotalpinin (dönme entalpisi- I) adveksiyonuyla aşağıda gösterildiği gibi yer değiştirir.

$$I = h_{stat} + \frac{1}{2}U^2 - \frac{1}{2}\omega^2 R^2 \quad (3.76)$$

Rotasyon enerjisi, enerji denklemindeki transient terimde olmadığından transient çözümlerde açısal hız sabit olduğunda bu dönme entalpisi korunmaktadır.

Değişimli Dönme Modeli

Momentum denklemindeki adveksiyon terimindeki bağıl hız normalde,

$$\frac{\partial \rho U}{\partial t} + \nabla \bullet (\rho U \otimes U) = \nabla \bullet (-p\delta + \mu(\nabla U + (\nabla U)^T)) - 2\rho\omega \times U - \rho\omega \times (\omega \times r) \quad (3.77)$$

verilmektedir. Kullanılan ticari kodda bulunan değişimli dönme modelinde ise bağıl eksen hızı yerine mutlak eksen hızı kullanılmaktadır. Bu adveksiyon terimindeki değişkenin değiştirilmesi Coriolis teriminde de modifikasyon yapılmasını gerektirmektedir. Denklemin son şekli ise aşağıdaki gibi olur,

$$\frac{\partial \rho \mathbf{U}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U} \otimes \mathbf{U}_{\text{abs}}) = \nabla \cdot (-p \delta + \mu (\nabla \mathbf{U} + (\nabla \mathbf{U})^T)) - \rho \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{U} - \rho \boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}) \quad (3.78)$$

3.5. Hesaplamalı Akışkanlar Dinamiği (CFD)

Hesaplamalı Akışkanlar Dinamiği (CFD) akışkan akışı, ısı transferi ve diğer ilgili fiziksel olayların bilgisayarlar yardımıyla simüle edilmesini sağlayan bilim dalı olarak tanımlanabilmektedir. Verilen sınır şartları altında ilgili hacimde korunum denklemlerini çözerek simülasyon gerçekleştirilir.

Bilgisayarlar akış problemlerinin çözümünde uzun yıllardır kullanılmaktadırlar. Özgün problemleri veya özgün problem sınıfları çözmek için birçok program yazılmıştır. Özellikle 1970'lerin ortalarından itibaren kompleks matematik denklemleri, algoritmaların anlaşılabilmesi için genel CFD çözümleri geliştirilmeye başlanmıştır. Bunun etkisi ise özellikle bilgisayarların çok güçlenmeye başladığı 1980'li yıllarda kendini göstermiştir. CFD ilk başlarda sadece araştırmalarda kullanılan bir araçtı. Bilgisayar teknolojisindeki gelişmeler, güçlü grafikler ve 3D sanal manipülasyonlardaki gelişmeler, laboratuvar çalışmalarına göre CFD modelleme ve çözümündeki zamanı ve dolayısı ile maliyetleri azaltmıştır. Günümüzün güçlü CFD kodları akış problemlerinin makul bir süre içerisinde çözümüne olanak tanımışlardır.

Bu faktörler sonucunda CFD bugün endüstriyel bir tasarım aracı olarak da kullanılmaktadır. CFD ölçek model testlerinin ve çok çeşitli simülasyonların hızlı biçimde, düşük maliyetle yapılabilmesine olanak sağlamaktadır. CFD, bilim adamları ve mühendisler tarafından kimya endüstrisinden tıp bilimine kadar çok geniş alanlarda kullanılmaktadır.

Momentum, ısı ve kütle transferini tanımlayan Navier-Stokes denklemleri 19. yüzyılda elde edilmiş olup analitik olarak bilinen bir çözümleri mevcut değildir ve sayısal olarak çözülmektedirler. Yanma gibi diğer işlemleri ihtiva eden denklemler

Navier-Stokes denklemleriyle ortak çözülmektedir. Sıklıkla bu ek denklemler türbülans modellerinde olduğu gibi bir yaklaşım kullanılarak denklem sistemine dahil olurlar.

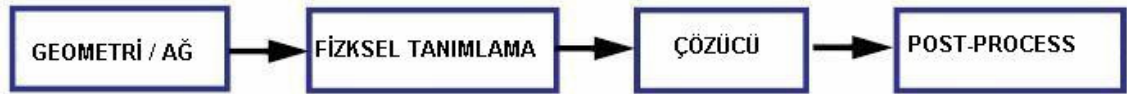
CFD kodlarında kullanılan birçok çözüm metodu bulunmaktadır. Bu metodlardan en çok kullanılanı ise sonlu hacim tekniğidir. Bu teknikte ilgilenilen alan kontrol hacmi denen ufak alt hacimlere ayrılır. Denklemler her kontrol hacmi için ayrıştırılarak iteratif olarak çözülür. Sonuç olarak her değişkenin yaklaşık değeri hacim içersindeki özel noktalarda hesaplanmış olur.

3.5.1. CFD ile Akış Çözüm Aşamaları

CFD dizayn aşamasında bir sistemin performansını elde etmede veya varolan bir sistemin geliştirilmesinde kullanılabilir. Örnek olarak bir akış sistemindeki basınç düşüşünü hesaplamak için yapılacak ilk iş ilgilenilecek alanın belirlenmesidir. Böylelikle ilgilenilecek geometride belirlenmiş olur ve ilgili hacim için ağ üretilir. Bu ağ CFD kodunun pre-processor kısmına alınarak simülasyon için gerekli sınır şartları, akışkan özellikleri gibi değişkenler tanımlanır.

Akış çözücüsü hız, basınç ve diğer değişkenlerin değişimlerini hesaplamak üzere çalıştırılır. Sonuçlar bir post-processor ortam yardımıyla görsel hale getirilir.

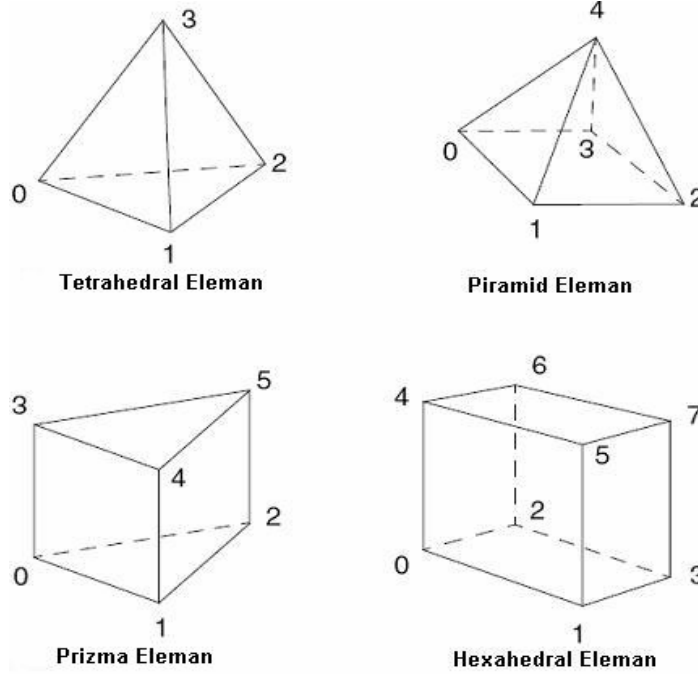
Bu sayede geometri değişikliği yapılarak dizayn modifikasyonlarının tasarımı etkisi incelenebilir. Anlatımdan anlaşılacağı üzere bir CFD simülasyonun gerçekleşmesi dört temel adımın yapılması ile,



Şekil 3. 9. Bir CFD probleminin çözümündeki işlem adımları

olmaktadır.

Ağ üretiminde kullanılabilecek 4 temel hacim ağ tipi vardır:



Şekil 3.10. CFD analizlerinde kullanılan hacim elemanı tipleri

Bu eleman tiplerinden kullanımı en yaygın ve üretilmesi en basit olan tetra elemandır. Özellikle kompleks geometrilerde hexa başta olmak üzere diğer elemanlardan üretilmesi çok zaman alıcı ve zor olduğundan tetra kullanılmaktadır. Fakat bu çalışmada olduğu gibi türbomakinelerde yapılan analizlerde (sınır tabaka etkilerinin önemli olduğu problemlerde, ayrılma noktası tespiti için yapılan analizlerde vb.) hexa kullanımı daha doğru ve hassas sonuçlar için kaçınılmaz olmaktadır. Hexanın en büyük avantajlarından birisi eleman kalitesi çok bozulmadan sınır tabakada istenilen sayıda düğüm oluşturulmasına izin vermesidir. Bu sayede sınır tabakadaki akış daha iyi bir biçimde analiz edilebilmektedir.

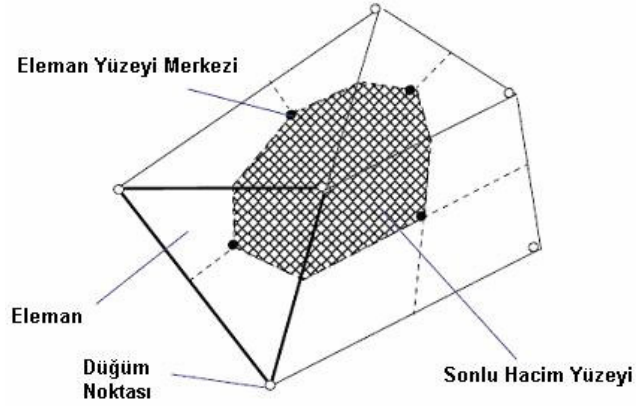
3.6. Ayrıklaştırma, Çözüm Teorisi ve Hatalar

Korunum Denklemlerinin Ayrıklaştırılması

Navier-Stokes denklemlerinin analitik çözümleri sadece basit akışlar için mümkün olabilmektedir. Gerçek ve karmaşık akışlara çözümler elde edebilmek içinse bu denklemler cebrik yaklaşımlarla sayısal bir metod kullanılarak çözülebilecek şekle getirilebilmektedirler.

Bu yaklaşım uzaysal akış alanını bir ağ kullanarak sonlu kontrol hacmi yaklaşımıyla çözmeyi içermektedir. Korunum denklemlerinin her kontrol hacminde integralleri alınarak her denklem ayrıklaştırılır.

Aşağıdaki şekil birim derinlikte (2D) tipik bir ağ elemanını göstermektedir. Taralı bölge ile kontrol hacminin bir yüzeyi temsil edilmektedir.



Şekil 3.11. Bir ağ elemanının bileşenleri

Şekil 3.11’de görüldüğü üzere her node (düğüm) noktası kontrol hacmini oluşturan yüzeylerle çevrilmiştir. Bütün çözüm değişkenleri ve akışkan özellikleri bu eleman düğümlerinde depolanmaktadır.

Kütle korunumu, momentum korunumu ve pasif bir skalerin adi formunu kartezyen koordinatlarda düşünelim,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho U_j) = 0 \quad (3.79)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho U_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho U_j U_i) = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu_{eff} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \right) \quad (3.80)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \phi) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho U_j \phi) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_{eff} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right) \right) + S_\phi \quad (3.81)$$

Bu denklemler bir kontrol hacmi üzerinden integre edilir ve hacim integrallerinin yüzey integrallerine dönüşümü Gauss Diverjans Teoremi ile sağlanır. Zamanla deforme olmayan bir kontrol hacmi için zaman türevleri, hacim integrallerinin dışına çıkarılabilir ve denklemler,

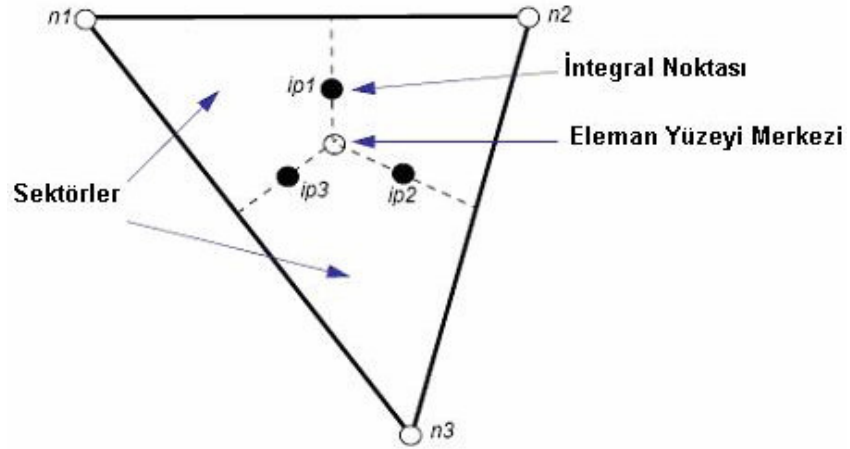
$$\frac{d}{dt} \int_V \rho dV + \int_s \rho U_j dn_j = 0 \quad (3.82)$$

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho U_i dV + \int_s \rho U_j U_i dn_j = - \int_s P dn_j + \int_s \mu_{eff} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) dn_j + \int_V S_{U_i} dV \quad (3.83)$$

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho \phi dV + \int_s \rho U_j \phi dn_j = \int_s \Gamma_{eff} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right) dn_j + \int_V S_\phi dV \quad (3.84)$$

şeklinde elde edilebilir. Burada V ve s sırasıyla hacim ve yüzey integral bölgelerini ve dn_j normal yüzey vektörünün diferansiyel kartezyen bileşenidir. Yüzey integralleri akıların integre edilmesinden oluşurken, hacim integralleri ise kaynak terimlerini veya biriktirme terimlerini temsil etmektedirler. Kontrol hacminin deforme olması nedeniyle bu denklemlerde oluşan değişiklikler aşağıdaki gibi açıklanabilir.

Şekil 3.12'deki gibi izole olmuş bir ağ elemanı düşünelim,



Şekil 3. 12. Bir ağ elemanındaki integral noktaları ve eleman yüzey merkezi

Süreklilik denkleminin ayrık forma dönüştürülmesinde yüzey akıları, integrasyon noktalarında ayrık bir şekilde temsil edilmelidirler. İntegrasyon noktaları 3D boyutlu elemanı çevreleyen bütün yüzey parçalarının merkezlerinde olmaktadır. İntegral denklemlerinin ayrık formları ip integral noktası olmak üzere,

$$V \left(\frac{\rho - \rho^0}{\Delta t} \right) + \sum_{ip} (\rho U_j \Delta n_j)_{ip} = 0 \quad (3.85)$$

$$\begin{aligned}
V \left(\frac{\rho U_i - \rho^o U_i^o}{\Delta t} \right) + \sum_{ip} \dot{m}_{ip} (U_i)_{ip} &= \sum_{ip} (P \Delta n_i)_{ip} + \\
&\sum_{ip} \left(\mu_{eff} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \Delta n_j \right)_{ip} + \overline{S_{U_i}} V \\
V \left(\frac{\rho \phi - \rho^o \phi^o}{\Delta t} \right) + \sum_{ip} \dot{m}_{ip} \phi_{ip} &= \sum_{ip} \left(\Gamma_{eff} \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \Delta n_j \right)_{ip} + \overline{S_{\phi}} V
\end{aligned} \tag{3.86}$$

yazılabilir. Burada V kontrol hacmini, toplam sembolü sonlu hacimdeki bütün integral noktalarının toplamını, Δn_j dışarıya doğru olan ayrık yüzey vektörünü, Δt ise zaman adımını göstermektedir. o ise bir önceki zaman adımını simgelemektedir. Ayrıca burada Birinci Dereceden Geriye Euler kullanılmışsa da ikinci dereceden bir yöntem, ileriki paragraflarda anlatılacağı üzere, kullanılabilir. Sonlu hacmin bir yüzeyinden olan kütle akışı ayrık formda yazılırsa,

$$\dot{m}_{ip} = (\rho U_j \Delta n_j)_{ip}^o \tag{3.87}$$

olur.

Basınç-Hız Birleşimi (Coupling)

Basınç ve/veya hızın birleşik çözümünde tek hücreli, aşamasız, sıralı ağ yapısı kullanılmaktadır. Kütle korunumunun tek boyutlu temsili,

$$\left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)_i + \frac{\Delta x^3 A}{4\dot{m}} \left(\frac{\partial^4 p}{\partial x^4} \right)_i = 0 \tag{3.88}$$

şeklinde yazılabilirken burada,

$$\dot{m} = \rho U_j \Delta n_j \tag{3.89}$$

şeklinde ifade edilmektedir. Süreklilik denklemi hızda birinci dereceden türev, basınçta dördüncü dereceden türev ikinci dereceden merkezi fark yaklaşımı kullanmakta olup basınç etkisini yayacak şekilde davranmaktadır. Bu değişkenler sıralanırken oluşan sınır kontrol osilasyonlarını gidermektedir.

Ağ yapısı iyileştirildikçe, denklemdeki ikinci terimin şiddeti, hız türevine göre Δx^3 oranında sıfıra giderken süreklilik denkleminin istenilen kısmi forma daha çabuk gelmesi sağlanmaktadır.

Transient (Zamana Bağlı) Terim

Yapılan çalışma transient olmadığından sadece denklemler verilecektir. Birinci derece geriye Euler için yazılırsa,

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\int_V \rho \phi dv \right) = \rho V \left(\frac{\phi - \phi^o}{\Delta t} \right) \quad (3.90)$$

olur. İkinci derece geriye Euler için yazılırsa,

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\int_V \rho \phi dv \right) = \frac{\rho V}{\Delta t} \left(\frac{3}{2} \phi - 2\phi^o + \frac{1}{2} \phi^{oo} \right) \quad (3.91)$$

olmaktadır.

Şekil Fonksiyonları

Çözüm alanları ağ düğüm noktalarında depolanmaktadır. Fakat denklemlerdeki değişken terimler integral noktalarında değerlendirilen çözümler veya çözüm gradientleri gerektirmektedirler. Bu nedenle çözüm değişimlerini eleman içerisinde hesaplayan bir yola ihtiyaç duyarız. Bu yolda sonlu eleman şekil fonksiyonlarıdır.

Bir ϕ değişkeni eleman içinde

$$\phi = \sum_{i=1}^{N_{node}} N_i \phi_i \quad (3.92)$$

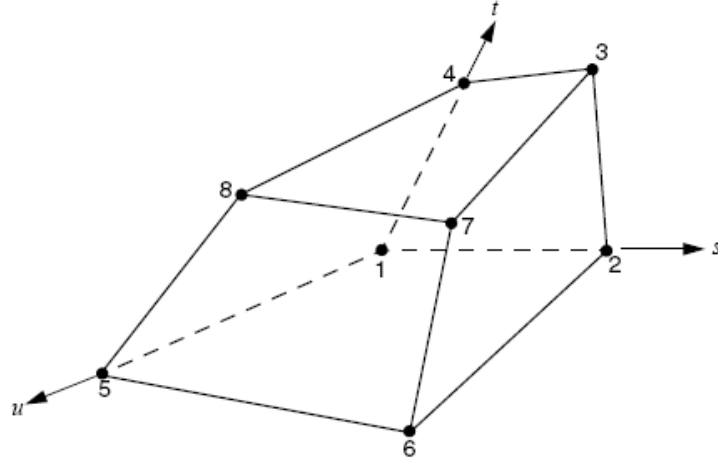
şeklinde değişsin. Burada N_i i. düğüm için şekil fonksiyonu, ϕ_i ise i. düğümdeki ϕ değeridir. Bu toplam elemanın bütün düğümlerini içermektedir. Şekil fonksiyonlarının anahtar özellikleri,

$$\sum_{i=1}^{N_{node}} N_i = 1 \quad (3.93)$$

ve j Düğüm noktasında,

$$N_i = \begin{cases} 1 & i = j \\ 0 & i \neq j \end{cases} \quad (3.94)$$

olur. Burada şekil fonksiyonları parametrik koordinatların lineer halidir. Bunu basit bir hexa ağ elemanında inceleyelim,



Şekil 3. 13. Bir hexa eleman üzerindeki düğüm noktaları

Burada her düğüm için şekil fonksiyonları yazılırsa aşağıdaki gibi olur,

$$N_1(s, t, u) = (1 - s)(1 - t)(1 - u)$$

$$N_2(s, t, u) = s(1 - t)(1 - u)$$

$$N_3(s, t, u) = st(1 - u)$$

$$N_4(s, t, u) = (1 - s)t(1 - u)$$

$$N_5(s, t, u) = (1 - s)(1 - t)u$$

$$N_6(s, t, u) = s(1 - t)u$$

$$N_7(s, t, u) = stu$$

$$N_8(s, t, u) = (1 - s)tu$$

(3.95)

Şekil fonksiyonları ayrıca çok çeşitli geometrik değerleri hesaplamada da kullanılır,(integral noktasının koordinatları, yüzey alan vektörü vb.). Bu mümkündür, çünkü denklem 3.92 şu koordinat bilgilerini de içermektedir,

$$x = \sum_{i=1}^{N_{node}} N_i x_i \quad y = \sum_{i=1}^{N_{node}} N_i y_i \quad z = \sum_{i=1}^{N_{node}} N_i z_i \quad (3.96)$$

Difüzyon Terimi

Standart sonlu eleman yaklaşımından hareketle şekil fonksiyonları bütün difüzyon terimlerinin türevlerini değerlendirmede kullanılır. Mesela x yönünde ip integral noktasındaki türev,

$$\left. \frac{\partial \phi}{\partial x} \right|_{ip} = \sum_n \left. \frac{\partial N_n}{\partial x} \right|_{ip} \phi_n \quad (3.97)$$

olur ve eleman için bütün şekil fonksiyonlarının toplamıdır. Şekil fonksiyonlarının kartezyen türevleri Jacobian transformasyon matrisi aracılığıyla terimlerinin yerel türevleri şeklinde ifade edilebilir,

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial N}{\partial x} \\ \frac{\partial N}{\partial y} \\ \frac{\partial N}{\partial z} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial x}{\partial s} & \frac{\partial y}{\partial s} & \frac{\partial z}{\partial s} \\ \frac{\partial x}{\partial t} & \frac{\partial y}{\partial t} & \frac{\partial z}{\partial t} \\ \frac{\partial x}{\partial u} & \frac{\partial y}{\partial u} & \frac{\partial z}{\partial u} \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} \frac{\partial N}{\partial s} \\ \frac{\partial N}{\partial t} \\ \frac{\partial N}{\partial u} \end{bmatrix} \quad (3.98)$$

Şekil fonksiyonu gradientleri her integral noktasının gerçek yerinde (gerçek üçlü-lineer interpolasyon) veya her integral noktası yüzeyinin eleman kenarıyla kesiştiği yerlerde (lineer-lineer interpolasyon) değerlendirilebilir.

Basınç Gradienti Terimi

Basınç gradientinin momentum denklemlerindeki yüzey integralleri şu ifadenin değerlendirilmesi ile mümkündür,

$$(P \Delta n_{ip})_{ip} \quad (3.99)$$

P_{ip} değeri şekil fonksiyonlarından,

$$P_{ip} = \sum_n N_n(s_{ip}, t_{ip}, u_{ip}) P_n \quad (3.100)$$

şeklinde bulunur. Difüzyon teriminde olduğu gibi P değerini interpolate eden şekil fonksiyonu gradientleri her integral noktasının gerçek yerinde (gerçek üçlü-lineer interpolasyon) veya her integral noktası yüzeyinin eleman kenarıyla kesiştiği yerlerde (lineer-lineer interpolasyon) değerlendirilebilir.

Adveksiyon Terimi

Adveksiyon teriminin ayrıklaştırılmasını tamamlayabilmek için ϕ_{ip} değişkeni ϕ nin düğüm değerleriyle ilişkilendirilmelidir. Adveksiyon şu formda verilebilir,

$$\phi_{ip} = \phi_{up} + \beta \nabla \phi \cdot \Delta \vec{r} \quad (3.101)$$

Burada ϕ_{up} ilerideki düğümdeki değer, ∇_{ϕ} ϕ nin gradienti ve $\Delta\phi$ ise ileriki düğümünden integral noktasına doğru olan vektördür. β seçimi ise değişik yöntemleri karşımıza çıkarmaktadır.

Birinci dereceden ileri farklar yöntemi

Bu yöntem $\beta = 0$ değerine denk gelmektedir. CFD’de kullanılan birçok fark yöntemleri sürekli fonksiyonların Taylor serisi gibi serilerle açılmasıyla geliştirilmiştir. Ne kadar fazla terim bırakılırsa doğru yaklaşım yapılma ihtimalide o kadar artacaktır. (Tabi buda hesap yükünün artmasına sebep olacaktır) Yöntemlerin dereceleri serideki en büyük terimin derecesi tarafından belirlenmektedir.

Birinci dereceden ileri farklar yöntemi (UDS-Upwind Difference Scheme) sayısal olarak dengeli olup fiziksel olarak mantıksız kökleri de ayırmaktadır. Fakat sayısal difüzyon veya gradient lekisi denen ilerleyen bölümlerde bahsedilecek olgudan çok çabuk etkilenmektedir.

Sayısal adveksiyon düzeltme yöntemi (β nın istenilen değerde seçimi)

β için 0 ile 1 arasında seçilerek UDS’nin difüzyif etkileri azaltılabilir. $\beta \nabla \phi \cdot \Delta\phi$ değeri sayısal adveksiyon düzeltme değeri olup ileri süpürme yöntemine eklenmiş anti difüzyif bir akı olarak düşünülebilir. $\beta = 1$ seçimi ikinci derecen çözümün doğruluğunu verebilmektedir. Fakat bu yöntem UDS’den daha sağlam olmayıp sayısal difüzyona sebep olabilmektedirler.

Yüksek çözünürlüklü yöntem (High Resolution Scheme)

Bu yöntemde β değeri yerel olarak mümkün olduğunca 1’e yakın değerlerde otomatik olarak hesaplanmaktadır. Yöntem temelde Barth ve Jespersen’in yaklaşımlarından faydalanmıştır. Yüksek çözünürlüklü yöntemde hem sağlam bir yakınsama hem de sınırlara uyum mevcuttur. Vektör değerleri için bileşenler 0 ile 1 arasındaki değerlerde sınırlandırılmışlardır. Bu nedenle bir vektör değerinde β şiddeti $\sqrt{3}$ kadar büyük olabilmektedir.

Merkezi fark yöntemi

Bu yöntemde ise ϕ_{ip} 'in değeri üçlü-lineer şekil fonksiyonlarını kullanılarak bulunur,

$$\phi_{ip} = \sum_n N_n(s_{ip}, t_{ip}, u_{ip}) \phi_n \quad (3.102)$$

İkinci dereceden sağlam bir yakınsama karakterine sahiptir olsa sadece LES simülasyonları için uygun bir yöntemdir.

Birleşik Denklem Sistemleri (Coupled)

Akış alanındaki tüm elemanlara sonlu hacimler yönteminin uygulanmasıyla ortaya çıkan denklemler ayrık korunum denklemleridir. Oluşan denklemler sistemi,

$$\sum_{nb_i} a_i^{nb} \phi_i = b_i \quad (3.103)$$

formunda yazılabilir. Burada ϕ çözümü, b sağ tarafı, a denklemlerin katsayılarını, i sonlu hacim yada düğüm tanım indisini göstermektedir ve nb ise komşu anlamına gelip ayrıca i . yerdeki çözümle çarpılan merkezi katsayıyı içermektedir. Düğüm noktası herhangi bir sayıda komşuya sahip olabilir ki böylece bu yöntem hem yapısal olan hem de yapısal olmayan ağ yapılarına uygulanabilir. Ve bütün sonlu hacimler lineer denklem sistemini oluşturmuş olur. Skaler denklemler için (entalpi, türbülans kinetik enerjisi vb.) her a_i^{nb} , ϕ_{nb} ve b_i tek bir sayıdır. Birleşik çözücü için kütle ve momentum denklemleri 4*4 matris veya 4*1 vektör şeklinde kurulurlar ve şöyle ifade edilebilirler,

$$a_i^{nb} = \begin{bmatrix} a_{uu} & a_{uv} & a_{uw} & a_{up} \\ a_{vu} & a_{vv} & a_{vw} & a_{vp} \\ a_{wu} & a_{wv} & a_{ww} & a_{wp} \\ a_{pu} & a_{pv} & a_{pw} & a_{pp} \end{bmatrix}_i^{nb} \quad (3.104)$$

ve

$$\phi_i = \begin{bmatrix} u \\ v \\ w \\ p \end{bmatrix}_i$$

$$b_i = \begin{bmatrix} b_u \\ b_v \\ b_w \\ b_p \end{bmatrix}_i \quad (3.105)$$

Birleşik olmayan veya parçalı (segregated) yaklaşımlara göre birleşik çözümün avantajları; sağlamlık, verimlilik, genellenebilirlik ve basitliktir. Buna karşı en büyük dezavantajı ise bütün katsayılar için yüksek depolama kapasitesine ihtiyaç duymasıdır.

Birleşik Çözücü Stratejisi(Coupled Solver Strategy)

Parçalı (segregated) çözücüler tahmini bir basınç ve bu basınçtan elde edilen bir basınç düzeltme denklemi olarak ilk olarak momentum denklemlerini çözerler. Bahsedilen “tahmin et ve düzelt” yaklaşımı nedeniyle lineer sistemlerin doğası gereği çok fazla iterasyon ve değişkenler için rölaksasyon parametrelerinin hassas seçimi gerekmektedir.

Kullanılan CFD kodu ise hidrodinamik denklemleri(u,v,w ve p için) tek bir sistem gibi çözen birleşik bir çözücüye sahiptir. Çözücü denklemleri verilen zaman adımı için tamamen kapalı (implicit) ayrıklaştırma ile çözer. Zamana bağlı olmayan çözümlerde ise hızlandırıcı bir parametre gibi davranır ve sürekli durumun yaklaşık çözümünü fiziksel bir tabana oturtmuş olur. Bu sürekli bir akış alanının çözümündeki iterasyon sayısını azaltır veya transient analizlerde her zaman adımı için çözümleri bulur.

Genel Çözüm

Çözücüde her denklem sistemi sayısal olarak iki yoğun operasyondan geçer:

1- Non-linear denklemlerin lineerleştirilmesi (katsayı iterasyonu) ve çözüm matrisinin oluşturulması

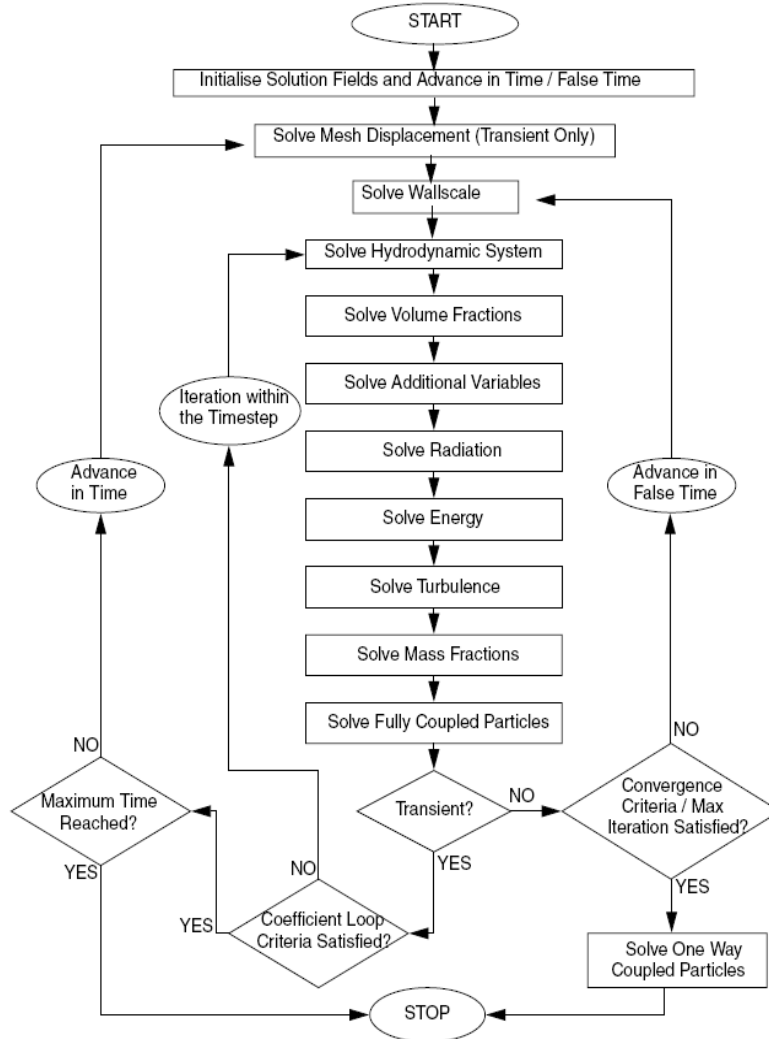
2- Algebraic Multigrid Yöntemi ile lineer denklemlerin (denklemler çözüm iterasyonu) çözümü

Zamana bağlı olmayan analizlerde zaman adımı iterasyonları ya fiziksel zaman adımıyla global olarak yada yerel bir zaman adımı faktörüyle local olarak kontrol edilirler.

Transient analizlerde ise zaman adımı ve katsayı iterasyonlarının kontrolü açık olarak kullanıcıya bağlıdır.

Aşağıdaki akış şeması kullanılan genel çözüm prosedürünü vermektedir.

Çizelge 3.1. Kodun Çözüm Algoritması (CFX 5.7.1 User's Manual, 2005)



Lineer Denklem Çözümü

Kullanılan kod lineerleştirilmiş denklemlerin çözümünde Multigridle Hızlandırılmış Tamamlanmamış Alçak ve Yüksek Faktörizasyon tekniğini (Multigrid 'MG' accelerated Incomplete Lower Upper 'ILU' factorisation technique) kullanmaktadır. Bu iteratif bir çözücü olup denklemlerin kesin çözümlerine bir iterasyon dizisi sonunda yaklaşılmaktadır.

Ayrık denklemlerin lineerleştirilmiş sistemleri genel matris formunda,

$$[A][\phi] = [b] \quad (3.106)$$

şeklinde tanımlanabilir. Burada $[A]$ katsayılar matrisi, $[\phi]$ çözüm vektörü ve $[b]$ ise sağ tarafı oluşturmaktadır.

Yukarıdaki denklem iteratif olarak yaklaşık bir çözümle, f^n , başlanarak çözülebilir ve çözüm ϕ' gibi bir düzeltme faktörü ile iyileştirilerek daha iyi bir çözüm olan f^{n+1} hesaplanmış olur.

$$\phi^{n+1} = \phi^n + \phi' \quad (3.107)$$

Burada ϕ' ,

$$A\phi' = r^n \quad (3.108)$$

çözümü olup, r^n , kalanı ise,

$$r^n = b - A\phi^n \quad (3.109)$$

den elde edilmektedir.

Bu hesaplamaların tekrarlanması ile sonuçta istenen çözümler elde edilmiş olur.

ILU gibi iteratif çözücülerin yapısı gereği eleman sayısı arttıkça performansta bir düşüş olur. Eğer eleman aspect oranları büyükse bu durumda da performansta şiddetli bir düşüş gözlenir. Bahsedilen performans düşüşleri 'Multigrid' tekniği uygulanarak büyük ölçüde iyileştirilir.

Algebraic Multigrid

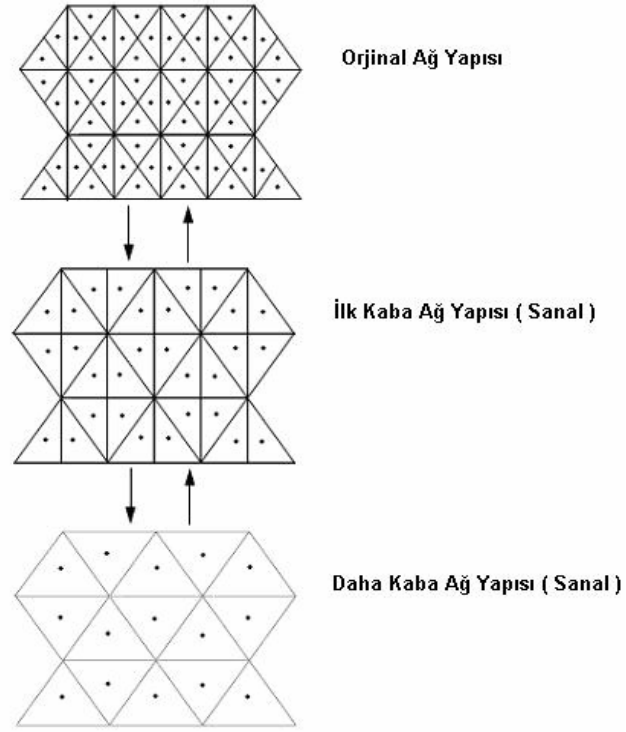
Matris çözüm tekniklerinin yakınsama davranışları 'Multigrid' denen bir yöntem kullanarak iyileştirilebilir. Multigrid işlemi iyi ağ üzerinde yapılmış iterasyon

değerlerini alarak sanal daha kaba bir ağ üzerinde iterasyonları devam ettirmesinden ibarettir. Ve daha sonrasında sonuçlar gerçek ağa transfer edilmektedir.

Sayısal açıdan multigrid yaklaşımı bir çok avantaj sunmaktadır. Verilen bir ağ için iteratif çözücüler sadece ağ aralıklarının dalga boyları mertebesinde hatayı azaltabilmektedirler. Böylece kısa dalga uzunluklu hatalar çabuk kaybolurken uzun dalga boylarında ise ağ büyüklüğüne bağlı olarak hataların kaybolması çok zaman almaktadır. Multigrid ise uzun dalga boylarının oluşmasına izin vermeyecek şekilde sanal kaba bir ağ yapısı oluşturmaktadır. Sonlu hacimlere ayrılacak geometrideki ağın aralıklarının belirli değerlerde kalma zorunluluğunda kurtulabilmek amacıyla CFX, Algebraic Multigrid kullanmaktadır.

Algebraic Multigrid iyi ağ denklem değerlerini toplayarak kaba bir ağ için ayrık denklemler sistemini oluşturur. Ağ aralıklarının sanal kabalaştırılmasıyla elde edilen sonuçlar gerçek ağ yapısına aktarılır. Bu teknik yakınsama oranlarının büyük iyileşme göstermesini sağlar. Algebraic Multigrid diğer multigrid yöntemlerine göre non-lineer denklemlerin ayrıklaştırılması sadece gerçek ağ için yapıldığından daha az yük getirmektedir.

Kullanılan CFD kodu, Algebraic Multigrid'in özel bir biçimi olan Additive Correction'ı (Katkı Düzeltmesi) kullanmaktadır. Ayrık denklemlerin bir sonlu hacimdeki korunmuş değerlerin dengesini temsil ediyor olması gerçeğinin getirdiği avantajı kullanmaktadır. Kaba ağ denklemleri orijinal sonlu hacimlerin daha büyük elemanlar oluşturacak şekilde birleştirilmesiyle sağlanabilir. Korunum gereklilikleri daha büyük hacim için sağlanacağından uzun dalga boylarının sebep olduğu hata bileşenleri artık bulunmayacaktır. Şekil 3.14'de birleştirilmiş kaba bir sonlu hacim ağının oluşumunu göstermektedir. Her ne kadar burada düzenliymiş gibi gösterilse de gerçekte elemanlar çok düzensiz şekiller almaktadırlar.



Şekil 3. 14. Multigrid yaklaşımında oluşturulan sanal ağ yapıları

Kalanların Normalize Edilmesi Prosedürü

İşlenmemiş kalan olan $[r]$ ayrık denklemin lineer sistemdeki dengesizliği olarak tarif edilmektedir. Daha sonrasında bu bilgi çözüm izleme ve yakınsama kriterinin sağlanıp sağlanmadığını gözleyebilmek için normalize edilir. Normalizasyon prosedürü şu şekilde olmaktadır.

Her çözüm değişkeni ϕ için normalize edilmiş kalan genel olarak

$$[\tilde{r}_\phi] = \frac{[r_\phi]}{a_p \Delta\phi} \quad (3.109)$$

şeklindedir. Burada r_ϕ işlenmemiş kalanın kontrol hacmi dengesizliğini, a_p kontrol hacmi katsayısını ve $\Delta\phi$ ise akış hacmindeki değişkenin değişim aralığını temsil etmektedir. Ayrıca aşağıda sıralanan hususların bilinmesi de faydalı olacaktır:

- 1- Normalize edilmiş kalanlar zaman adımı seçiminden bağımsızdır.
- 2- Normalize edilmiş kalanlar başlangıç tahminlerinden bağımsızdır.
- 3- Çok fazlı akışlarda hacim bölünmesi (Volume fraction) yaklaşımı nedeniyle kalanların büyük değerler almasını önlemektedirler.

Ayrıklaştırma Hataları

Her sayısal yaklaşımın bir hata mertebesi vardır. Bazı hatalar seri açılımlarındaki bir kısım terimlerin atılmasından kaynaklanır. Diğerleri ise kullanılan yöntemin bir sonucu olarak ortaya çıkar.

Bu etkilerin çoğu, neden kaynaklandıklarını ve sonucu ne zaman etkilediklerini tespit edilerek azaltılabilir.

Sayısal Difüzyon

Sayısal difüzyonla genellikle adveksiyon teriminin çözümündeki fark denklemlerinde tekil dereceli bir yöntem (mesela UDS-Upwind Difference Scheme) kullanıldığında ortaya çıkmaktadır.

Üç boyutlu kartezyen bir koordinat sistemi düşünelim. Dörtgensel bir elemanlarda akış yönü her elemanın yüzeyine dik şekilde olabilir. Bu durumda bir elemandan diğerine olan akış ağın sınırlarını çok iyi bir şekilde temsil edebilir.

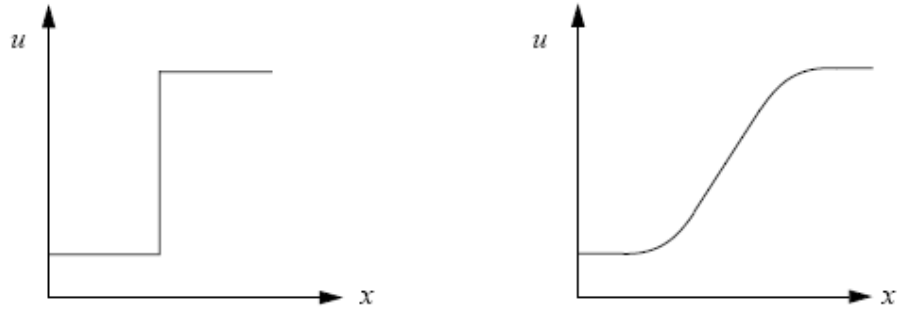
Akışın eleman yüzeylerine dik olmadığı, bir sirkülasyon bölgesi gibi, bir durumda ise bir elemandan olan akış birden fazla eleman üzerinde etkili olmaktadır. Çoğunlukla akışın bir bölümü şekilde görüldüğü gibi bitişik elemanlara doğru olacaktır.

Aşağıdaki şekilde ilk ağ yapısı daha doğru bir yapı olarak nitelendirilebilir.



Şekil 3. 15. Sayısal difüzyon açısından iki ağ karşılaştırılması (İlk ağ daha doğrudur)

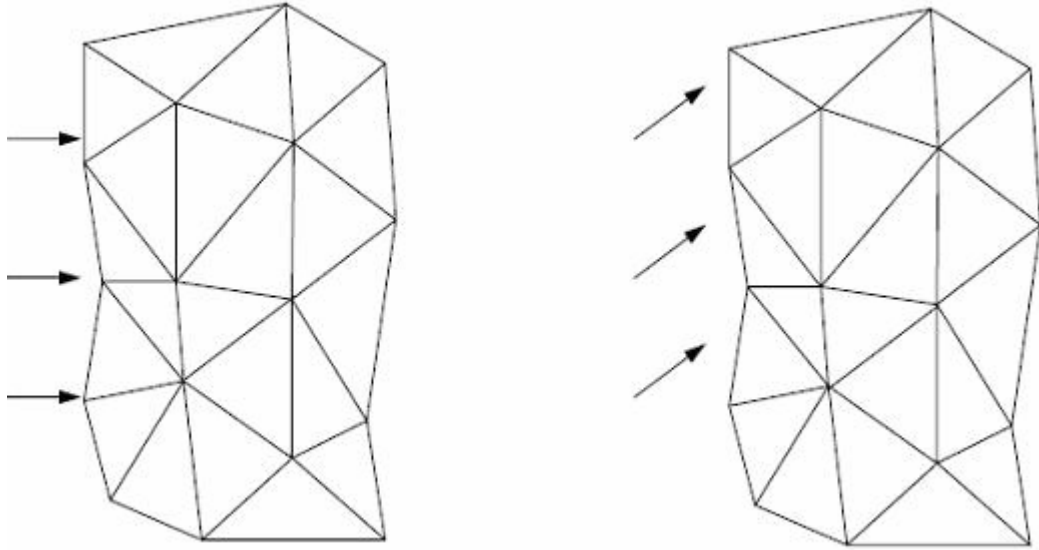
Bu etkiyi aşağıdaki diyagram eşliğinde anlatacak olursak; giriş sınır şartı olarak ağ ile örtüşmeyen bir step fonksiyonu verilmiş olsun. Bu akışta adım fonksiyonu özelliklerini şekildeki gibi kaybedecektir. Bu olgu kimi zaman ‘Gradient Smearing’ diye de anılmaktadır.



Şekil 3. 16. Giriş sınır şartı olarak ağa uyumsuz step fonksiyonu verildiğindeki sayısal difüzyon

Bu etki ağın akış yönüyle örtüşme derecesine bağlı olarak değişik şekillerde olacaktır. Basit akışlarda (bir kanal içinde akış gibi) sonuç çok etkilenmemekle birlikte ağla örtüşmeyen akış yönünün olduğu kompleks akışlarda bu durumun sonuca etkisi büyüktür.

Tamamen yapısal olmayan tetrahedral elemanlardan oluşan bir ağda sayısal difüzyon açısından avantajlı bir akış yönü yoktur. Bu nedenle tetrahedral elemanlarda akış yönüyle örtüşen hexahedral elemanlardan daha fazla sayısal difüzyon görülür. Buna rağmen tetrahedral elemanlarda difüzyon hataları sürekli ve aynı derecedir. Gerçek akışlar açısından tetrahedral elemanlar türbülans bölgelerinde olduğu gibi tek bir akış yönünün olmadığı alanlarda ağla akış yönünün uyuşma ihtimali daha yüksek olmaktadır.



Şekil 3. 17. Sayısal difüzyon açısından tetra ağ yapılarının karşılaştırılması (İki ağ da doğrudur)

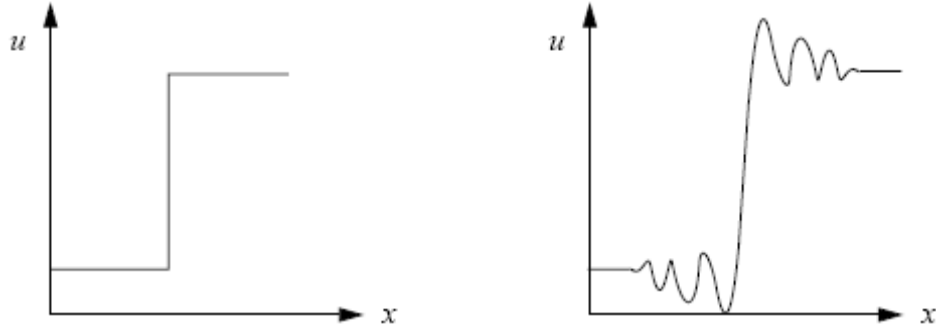
Şekil 3.17’de görülen iki ağ yapısı da doğru ağ yapılarıdır.

Gerçekte UDS' nin tetrahedral elemanlarla kullanımı düzgün bir hexahedral ağ yapısına göre daha büyük dereceden sayısal difüzyona sebep olacaktır. Fakat bu durum adveksiyon ayrıklaştırılmasının ikinci dereceden yapılmasıyla ve ağdan bağımsız çözümler bulunmasıyla nispeten giderilecektir. Bu nedenlerden ötürü analizlere UDS ve ağ düzgünleştiricisi kullanarak başlanması ve takip eden aşamalarda ikinci dereceden ayrıklaştırma kullanılması faydalı olacaktır.

Sayısal Dispersiyon

Sayısal dispersiyon genellikle adveksiyon teriminin ayrıklaştırma denklemlerinin çift dereceli bir yöntemle çözülmesi sonucu ortaya çıkmaktadır. Daha öncede bahsedildiği üzere sayısal adveksiyon düzeltme $\beta = 1$ alındığında yöntem ikinci dereceden oluyordu. Bu bazı durumlarda sayısal dispersiyona sebep olmaktadır.

Dispersiyon özellikle aşırı akış gradientlerinin olduğu yerlerde(şok olan bölgelerde) sonuçlarda osilasyonlara neden olur. Şekil 3.18'de sayısal dispersiyonun etkisi yine adım fonksiyonu kullanılarak gösterilmiştir.



Şekil 3. 18. Ağa uyumsuz step fonksiyonu verildiğindeki sayısal dispersiyon

Rhie-Chow Ayrıklaştırma Hataları

CFX basınç ve hız alanlarını ağda aynı düğüm noktasında konumlandırabilmek için Rhie-Chow interpolasyonunu kullanmaktadır. Rhie-Chow terimi veya eşiti olan dördüncü derece basınç düzgünleştiricisi uzun yıllardır aynı düğümde fiziksel olarak mantıklı hesaplara izin veren bir faktördür. Bu terim basınç bölgesinde düzgün sonuçlar sağlarken kütle taşıyan hızları da minimum etkilemektedir.

Kütle taşıyan hızlar(mass carrying velocities) basıncın yüksek türevleriyle çarpım şeklinde üçüncü dereceden sıfır terimi olarak ortaya çıkarlar. Bazı analitik akış

alanlarında, kaba ağılarda, Rhie-Chow terimiyle ifade edilen ve hız alanlarını ihmal edilemeyecek derecede etkileyen bir hata oluşmaktadır.

En bilinen iki örnekten birisi katı cisim dönmesi (radyal basınç gradientinin rotasyonel akışı dengelediği) ve diğeri hareketsiz bir hacimde tanımlanmış bir momentum kaynağı terimiyle dengelenen basınç gradientidir.

Daha önce bahsedilen kütle taşıyan hızlar(sıfır olmaları gerekirken) ve basıncın yüksek türevleri bu iki örnekte sıfır değildir. Kesin hızlar sıfır iken hesaplanmış hız alanıyla ölçeklendirildiklerinde bozulmalar belirginleşmektedirler. Buna rağmen sıfır olmayan sonuç hız değerleriyle karşılaştırıldıklarında çok küçük oldukları görülmektedir.

Bu hata üniform bir ağ iyileştirildikçe üçüncü dereceden azalmaktadır. Mesela eleman boyutları iki kat azaltılırsa hatanın azalma faktörü sekiz olacaktır.

Özetle, bazı durumlarda her ne kadar sonuçları etkilese de çoğu genel akışta (hız skalası sıfır olmayan) bir problem teşkil etmemektedirler.

3.7. Sınır Şartları, GGI, MFR ve Değişken Tanımlamaları

3.7.1. Sınır Şartları

Sınır şartları başlığı altında sadece çalışmada kullanılan sınır şartları kısaca tanımlanmıştır.

a) Giriş Sınır Şartları

Normal hız: Giriş hızının şiddeti verilir ve uygulama yönü ise sınıra dik şekildedir. Bu yön kısıtlaması akış yönünün sınır girişte her eleman yüzeyinde hesaplanan yüzey normaline paralel olmasını gerektirmektedir.

Kartezyen hız bileşenleri

$$\mathbf{U}_{Inlet} = U_{spec}\mathbf{i} + V_{spec}\mathbf{j} + W_{spec}\mathbf{k} \quad (3.110)$$

şeklinde tanımlanmaktadır.

Kütlesel debi: Kütlesel debi değeri bir yön bileşeni ile birlikte tanımlanmaktadır. Kütlesel akı,

$$\rho U = \frac{\dot{m}}{\int_S dA} \quad (3.111)$$

ile hesaplanırken payda, verilen ağ çözünürlüğünde giriş yüzey alanının integrasyonu ile elde edilen değerdir. Alanın ağ çözünürlüğü ile değişmesi giriş yüzeyinin ne kadar iyi karakterize edildiğinin bir göstergesidir. ρU değeri ise bütün giriş yüzeyi boyunca sabit kalmaktadır.

Türbülans: k- ϵ türbülans modeli için k ve ϵ değerleri ya direkt olarak verilebilir yada giriş türbülans şiddeti (I) dağılım skalasına göre tanımlanmış ifadelerden hesaplatılabilir.

$$I = \frac{u}{U} \quad (3.112)$$

Giriş akışında k ve ϵ değerleri adveksiyon ve difüzyonu içerirler,

$$\begin{aligned}
Q_{Inlet}^k &= Q_{advect}^k + Q_{diffus}^k \\
Q_{Inlet}^\varepsilon &= Q_{advect}^\varepsilon + Q_{diffus}^\varepsilon
\end{aligned}
\tag{3.113}$$

Adveksiyon akışları k ve ε 'nın hesaplanan giriş değerlerinden bulunurlar,

$$\begin{aligned}
Q_{advect}^k &= \dot{m} k_{spec} \\
Q_{advect}^\varepsilon &= \dot{m} \varepsilon_{spec}
\end{aligned}
\tag{3.114}$$

Difüzyon akışları ise adveksiyonun yanında ihmal edilebilecek kadar küçük olup sıfır kabul edilirler. Çalışma çözümlerinde kabul edilen 'Default intensity and Autocompute length scale' hesap mantığı ise şöyledir:

Önceden ayarlı (default) giriş türbülans şiddeti seçildiğinde değer,

$$I = \frac{u}{U} = 0.037 \tag{3.115}$$

alınmaktadır ki bu değer boru içinden akıştaki değere yakın bir değerdir. Giriş türbülans enerjisi ise,

$$k_{Inlet} = \frac{3}{2} I^2 U^2 \tag{3.116}$$

ile hesaplanır. Türbülans dissipasyonu ise,

$$\varepsilon_{Inlet} = \rho C_\mu \frac{k^2}{\mu_t} \tag{3.117}$$

ile hesaplanırken burada türbülans viskozitesi aşağıdaki gibi alınmaktadır.

$$\mu_t = 1000 I \mu \tag{3.118}$$

b) Çıkış Sınır Şartları

Statik Basınç: Çıkışta bağıl statik basınç şu şekilde tanımlanmaktadır:

$$P_{stat, Outlet} = P_{spec} \tag{3.119}$$

Ortalama Statik Basınç: Çıkış bağıl statik basıncı ortalama bir değer tanımlandığında formülasyon,

$$\bar{p}_{spec} = \frac{1}{A} \int_S p_n dA \quad (3.120)$$

olurken burada integral tüm çıkış yüzeyinde toplam almaktadır. Bu şartı sağlamak için her sınır integrasyon noktasında basınç,

$$p_{ip} = \bar{p}_{spec} + (p_{node} - \bar{p}_{node}) \quad (3.121)$$

olarak ayarlanır. Bu durumda integrasyon noktası basıncı, tanımlanmış değere, yerel düğüm değeri ile ortalama çıkış sınır basıncı arasındaki farkın eklenmesiyle bulunur. Böylece çıkış sınır şartı basınç profili bu değer dışına çıkabilirken ortalama değer tanımlanmış değerle kısıtlanmıştır.

Türbülans: Skaler değerler için hesaplarda çıkışta sabit gradient kısıtı kullanılmaktadır.

c) Açık Çıkış Sınır Şartları

Açık sınır şartı akışkana sınır boyunca her iki yönde de hareket edebilme izni vermektedir. Mesela açık sınırdaki akışkanın hepsi kontrol hacminden çıkıyor olabilir, giriyor olabilir veya bu ikisinin karışımı bir akış olabilir. Açık sınır şartı akışkanın her iki yönde de hareket ettiğinin bilindiği durumlarda kullanılması en uygun yöntemdir.

Basınç ve Yön: Açık bir sınır şartı bir bağıl basınç değeriyle de tanımlanabilir:

$$p_{Opening} = p_{spec} \quad (3.122)$$

Bu değer giren akışlar için bağıl toplam basınç değeriye çıkarılan akışlar için bağıl statik basınçtır. Ayrıca yön bileşenleri ya tanımlanmalı ya da çıkış yüzeyine dik alınmalıdır. Bu sayede hız şiddeti çözümün bir parçası haline gelmiş olur.

İsteğe bağlı olarak açık sınır şartında bir hız bileşeni ile birlikte bir kayıp katsayısı da tanımlamak mümkündür,

$$f = f_{spec} \quad (3.123)$$

Basınç düşüşü ise,

$$\Delta p_{loss} = \frac{1}{2} f \rho U_n^2 \quad (3.124)$$

ile hesaplanmaktadır. Burada U_n açık sınır alanına dik olan hız bileşeninin şiddetidir.

İçeriye dönen akışlar için basınç ve hız kısıtı,

$$p_{spec} - \frac{1}{2} f \rho U_n^2 = p_{stat} + \frac{1}{2} \rho U_n^2 \quad (3.125)$$

olurken dışarıya olan akışlar içinse,

$$p_{spec} + \frac{1}{2} f \rho U_n^2 = p_{stat} \quad (3.126)$$

olmaktadır.

d) Duvar Sınır Şartı

Kaymanın Olmadığı Durum: Duvarlarda akışkanın hızı sıfır olarak verilmektedir ve hız için sınır şartı şu şekilde olmaktadır,

$$U_{Wall} = 0 \quad (3.127)$$

e) Periyodik Ara Yüzey Şartı

Pratikte birçok durumda akış özelliklerini eş yüzeylerde tekrarlamaktadır. Rotasyonel bir makinede mesela tek bir türbin veya pompa kanatçığının etrafındaki akış bu duruma örnek olarak gösterilebilir. Bu tür problemler bütün bir biçimde modellenebileceği gibi tek bir kanatçık alınarak etrafında periyodik sınır şartının tanımlanması daha mantıklı bir yol olacaktır.

Burada diğer bir hususta ağ birleşme noktalarındaki durumdur. Bu bölgelerde iki durum söz konusu olabilir:

- 1- Birebir Bağlantı: Adından da anlaşılacağı gibi birleşme yüzeyinin iki tarafındaki ağında eş olduğu ve düğümlerin birebir oturduğu durum.
- 2- GGI Bağlantı: Daha önce bahsedildiği gibi bu bağlantı ara yüzeyde düğüm düğüme örtüşmeyen ağları bağlamaktadır.

Periyodik ara yüzeyler için iki kısıt vardır. Bunlar:

- 1- Bir periyodik yüzey akışkan hacmi ile katı hacmini birleştirmekte kullanılamaz. Bu durumda bağlantı Akışkan – Katı bağlantısı şeklinde tanımlanmalıdır.

2- Eğer iki periyodik yüzey aynı düğümleri paylaşıyorsa, farklı periyodik transformasyonlar kullanıyorlarsa ikisine birden birebir bağlantı yapılması mümkün değildir. Bu durumda GGI bağlantısı kullanılmalıdır.

Periyodik ara yüzeylerle ilgili diğer konu ise periyodikliğin hangi türde olduğudur. Periyodiklik türleri şunlardır:

1- Geçiş (Translational) Periyodik Türü: Bu durumda ara yüzeyin iki yüzü de paralel olmalıdır. Bu tür mesela türbin kanatçıklarında lineer bir kaskatın analizinde kullanılabilir.

2- Dönel (Rotational) Periyodik Türü: Bu türde ise yüzeyler döner bir eksen üzerinde döndürüldüklerinde yüzeylerinin birbirine tam oturduğu yerlerde kullanılır. Bu en çok tek bir kanat pasajının analizinde kullanılmaktadır.

3.7.2. Genel Ağ Ara Yüzeyi ve Çoklu Referans Eksen Teorisi (GGI ve MFR)

General Grid Interface ve Multiple Frame of Reference diye isimlendirilen bu yaklaşımlardan ilki farklı hesap ağlarının ara yüzeylerindeki geçiş işlemlerini tanımlarken ikincisi bir hesap ağının diğerine göre bağıl bir hareketi (difüzör ve pompa arasındaki bağıl hareket gibi) olduğunda kullanılmaktadır.

Kontrol yüzeyi yaklaşımı GGI ile ağların veyahut periyodik yüzeylerin ilişkilendirilmesinde ağ ve fiziksel modellerin değiştirilmesine mücade eden genel bir kesişim yüzeyi algoritmasıdır. Bu algoritma, yüzeyler fiziksel olarak tam kesişmese bile yüzey budama ve benzeri fonksiyonlarıyla değen ilgili yüzeyler arasında bir hesap ara yüzeyi oluşturmaktadır.

MFR yaklaşımı ise özellikle rotor-stator etkileşimlerinde Donmuş Rotor Eksen Değişimi Modeli kullanarak (Frozen Rotor Frame Change Model) birbirine göre izafi hareket eden hesap ağlarındaki çözümleri yapmasıdır. MFR yaklaşımı temelde GGI yaklaşımından oluşmuştur.

Ara Yüzey (Interface) Karakterleri

Kontrol yüzeyi (GGI) uygulamalarındaki temel sayısal algoritmalar ara yüzey üzerinde yapılan hesapların geçerliliğini ve sağlamlığını korumak üzere

oluşturulmuşlardır. Burada ara yüzey boyunca korunum denklemleri ve ara yüzey akıları tamamen implicit (kapalı) olarak çözülmektedir. Bu da bize multigrid çözücü kullanabilme imkanı vermektedir. Çeşitli tipteki GGI'lar aşağıdaki ortak özellikleri göstermektedir:

- 1- Ara yüzey boyunca akılarda ve denklemlerde sıkı bir korunum sağlanması
- 2- Tamamen kapalı çözüm sayesinde yakınsamayı etkilememesi
- 3- Sıkıştırılamaz, subsonik, transsonik, süpersonik durumlara ve bütün modellere uygulanabilme (türbülans modelleri, çok fazlı modeller, karışım modelleri vb.)
- 4- Adım değişimi etkilerini (pitch change) otomatik olarak hesaplama
- 5- Herhangi bir hesap ağında istenilen veya gereken kadar GGI türü ara yüzeylere izin vermesi

Ara yüzeyin iki yüzeyindeki akılar düğümden bağımlı değişkenler olarak ve kontrol yüzeyi denklemlerinden ve de değişkenlerinden bağımlı olarak ayrıştırılırlar.

GGI'nin Sayısal Yaklaşımı

GGI'da ara yüzeyin her iki tarafındaki yüzey akışı standart akı ayrıştırılması kullanılarak çözümlenir. Bu çözülen denklemlere kontrol hacmi denklemlerinden farklı olarak kontrol yüzeyi denklemleri denilmektedir. Bu denklemler yüzeyin iki tarafında da dengenin sağlanacak biçimde çözümün devamını sağlamaktadırlar.

Daha detaylı değinilecek olursa GGI aşağıdaki biçimde uygulanır,

1- Ara yüzeyde kontrol yüzeyi denklemlerinin dengeleneceği bölgeler belirlenir. Her kontrol yüzeyinde yeni bağımlı değişkenler tanımlanır. Bunlara arayüzey değişkenleri denir. Mesela bir türbomakinede Stage ara yüzeyinde denge dönüş yönünde sağlanırken diğer tüm ara yüzey modellerinde ise ara yüzey ağ yapısı çözünürlüğünde denge sağlanır.

2- Ara yüzeyin her iki yüzeyindeki akış hacimlerindeki hesap değerleri incelenerek her yüzeydeki değerler kontrol edilir. Yüzey akışlarının standart yaklaşımla incelenmesi sırasında adveksiyon, difüzyon, momentumdaki basınç ve kütle akışı değerlendirilmektedir. Mesela adveksiyon için eğer akış ara yüzeye doğruysa bu durumda ara yüzey değişkeni adveksiyon değerine eşit olacaktır. Aşağıda bir ara yüzeydeki bütün ortak akı ayrıştırılmaları verilmiştir,

Adveksiyon: Ara yüzeyden dışarıya doğru olan kütle akışları için düğüm değerleri kullanılırken arayüzeye doğru olan akışlar için kontrol yüzeyi değerleri kullanılır.

Difüzyon: Bir difüzyon gradienti düzenli şekil fonksiyonu tabanlı gradient katsayılarından elde edilir. Fakat bu gradient değeri ara yüzey üzerindeki ağ noktalarından arayüzey değerine doğru değişim göstermiştir.

Momentumdaki basınç: Yerel ağ noktası ve kontrol yüzeyi basınçlarıyla şekil fonksiyonu interpolasyonlarıyla değerlendirilir.

Kütle dağılımında yerel basınç gradientleri: Bu değerlendirmede aynen difüzyondaki gibi olmaktadır. Fakat farklı olan burada yerel basınç gradientlerinin kullanılmasıdır.

3- Eğer bir yüzey birden fazla kontrol yüzeyi denge denklemiyle bağlantılı ise her integrasyon noktasında genel ara yüzey bilinmeyenleriyle akıların ayrıklaştırılması, akının N kere(N, yüzeye kontaklı yüzeylerin sayısı) ve her defada farklı kontrol yüzeyi değişkeni ağırlık faktörüyle değerlendirilmesi sonucu elde edilir. Her kısmi akış çözümü, kontrol hacmi ve kontrol yüzeyi çözümüyle elde edilir.

4- Her yüzey akışının değerlendirilmesi iki faktör içerir; ara yüzey kontrol hacim denklemi ve bitişik kontrol yüzeyi denklemi. Bütün ara yüzeyler hesaplandıktan sonra sonuç denklemi aşağıdaki şekilde kurulur:

- Bütün ara yüzey kontrol hacmi denklemleri tamdır. Bütün denklemlerin komşu ağ noktasına göre ve ara yüzey değişkenlerine göre olan katsayıları vardır.

- Bütün ara yüzey kontrol yüzey denklemleri tamdır. Bütün denklemlerin komşu ağ noktasına göre ve ara yüzey değişkenlerine göre olan katsayıları vardır.

5- Bütün ağ noktalarındaki ve ara yüzeydeki değişkenler için lineer denklemler çözülür.

Akışkan-Akışkan Bağlantı Şartı (Fluid-fluid Connection)

Akışkan akışkan bağlantı, akışkanın başka koşulların geçerli olduğu bir kontrol hacmine girdiğinde veya tek bir geometrinin ayrı ağlardan oluşturulup bu ağların ilişkilendirilmesinde kullanılmaktadır. Bu çalışmada akışkan başka koşullara geçtiğinden 'Frame Change' modeli ve onun alt kolu olan 'Frozen Rotor' bağlantısı kullanılmıştır.

Bu kavramlardan ‘Frame Change’ın izafi hareketler olması durumunda söz konusu olur. Bir taraf duruyor (mesela stator), diğer tarafta dönüyorsa (mesela rotor) veya birbirlerine göre olan hızları farklıysa bu durumda bu bağlantı kullanılmalıdır.

‘Frozen Rotor’ kavramında ise ‘Frame of Reference’ değişmekte fakat ara yüzey boyunca bileşenlerin bağıl yönlendirilmeleri sabit kalmaktadır. Böyle iki frame birbirlerine göre sabit bağıl pozisyonları olacak şekilde birleştirilebilirler ama ara yüzey boyunca yaklaşık bir taslak transformasyonu oluşmaktadır. Bu model **MFR** (MULTIPLE FRAME of REFERENCE) problemlerine sürekli rejimde sonuçlar sağlamaktadır. Frozen Rotor analizleri en çok akışın merkezkaç varyasyonları, bileşen adımlarına (pitch) göre büyük olduğunda faydalıdır. Bu modelin en büyük dezavantajı transient etkilerin modellenmesine izin vermemesidir. Bu modelde döner yüzeyler tamamen oturmalıdır.

3.7.3. Değişken Tanımlamaları

Referans Basıncı: Referans basıncı (p_{ref}), diğer basınç değerlerin bu basınca göre alındığı mutlak basınç değeridir. Bütün bağıl basınç tanımlamaları bu basınç değerine göre yapılmaktadır.

Statik Basınç: Bağıl statik (termodinamik) basınç (p_{stat}), mutlak basınç p_{abs} ’la alakalı olarak şu şekilde hesaplanmaktadır:

$$p_{abs} = p_{stat} + p_{ref} \quad (3.128)$$

Modifiye Basınç: k-ε türbülans modeli kullanıldığında dalgalanan hız bileşenleri ek basınç teriminde bir yükselme meydana getirirler. k türbülans kinetik enerjisi olmak üzere,

$$p' = p_{stat} + \frac{2\rho k}{3} \quad (3.129)$$

Bu durumda kod modifiye basınç değerlerini çözmektedir. Bu değişken kullanılan kodda ‘Basınç (Pressure)’ adı altında yer almaktadır.

Toplam Basınç: Toplam basınç (p_{tot}), akışkanın statik basıncı ile dinamik enerjisinin kayıpsız bir şekilde basınca dönüştürülerek toplanmasıyla elde edilen basınç değeridir. Bu değer sıkıştırılamaz ($\rho=\text{sabit}$) akışkan içeren(düşük hızda hareket eden gazlar, sıvılar vb.) akışlarda Bernoulli denklemiyle şu şekilde tanımlanır,

$$P_{tot} = P_{stat} + \frac{1}{2}\rho(U \cdot U) \quad (3.130)$$

Kayma Uzama Oranı: Uzama oranı tensörü aşağıdaki şekilde verilebilir,

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.131)$$

Bu tensör değişmeyen üç adet skalere sahiptir. Bunlardan bir tanesi kayma uzama oranı diye adlandırılmakta olup,

$$sstrnr = \left[2 \frac{\partial U_i}{\partial x_j} S_{ij} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.132)$$

diye tanımlanır. Hız bileşenleri (U_x, U_y, U_z) olmak üzere ifade açılırsa,

$$sstrnr = \left[2 \left\{ \left(\frac{\partial U_x}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial U_y}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial U_z}{\partial z} \right)^2 \right\} + \left(\frac{\partial U_x}{\partial y} + \frac{\partial U_y}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial U_x}{\partial z} + \frac{\partial U_z}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial U_y}{\partial z} + \frac{\partial U_z}{\partial y} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.133)$$

olur. Non-Newtonian akışkanların viskozitesi kayma uzama oranının bir fonksiyonu olarak ifade edilir.

Açısal Dönme Nedeniyle Tanımlanan Değişkenler

Sabit bir eksene göre dönen bir akış alanındaki hız,

$$\mathbf{U}_r = \mathbf{U}_s - \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{R} \quad (3.134)$$

olurken burada $\boldsymbol{\omega}$ açısal hız, $\mathbf{R}$ yerel yarıçap vektörü, $\mathbf{U}_s$ ise sabit akış alanındaki hızdır.

P_{stat} statik basınç olmak üzere sıkıştırılamaz akışkanlar için dönen akış alanı toplam basıncı(Rotating Frame Total Pressure),

$$p_{tot} = p_{stat} + \frac{1}{2}\rho(\mathbf{U}_r \cdot \mathbf{U}_r - (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{R} \cdot \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{R})) \quad (3.135)$$

olarak tanımlanırken sabit akış alanı toplam basıncı (Stationary Frame Total Pressure),

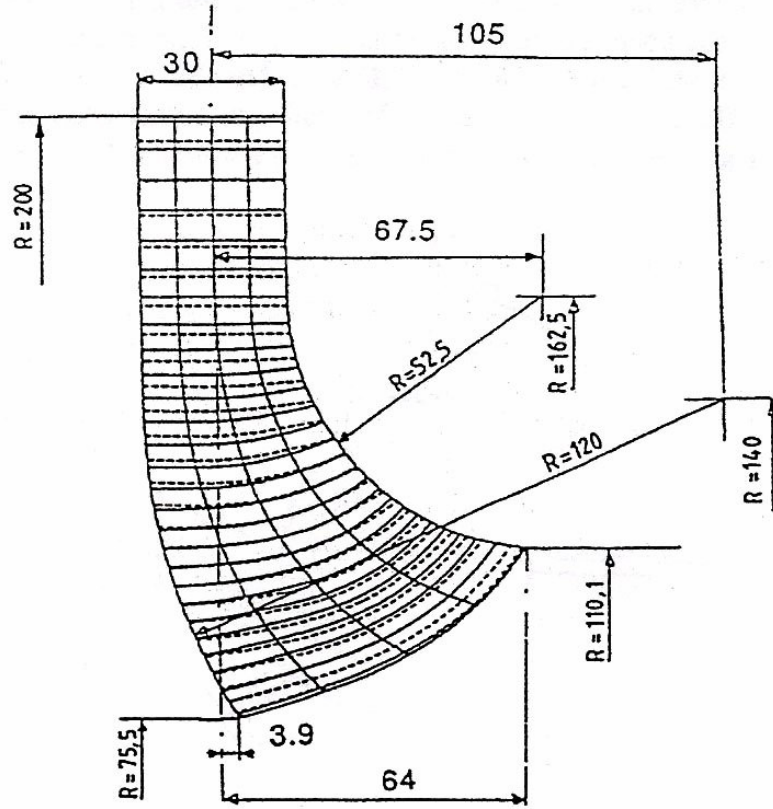
$$p_{tot,s} = p_{stat} + \frac{1}{2}\rho(\mathbf{U}_s \cdot \mathbf{U}_s) \quad (3.136)$$

olarak tanımlanmaktadır.

4. SANTRİFÜJ POMPANIN CFD ANALİZİ VE SONUÇLARI

4.1. Pompanın Genel Boyutları ve Oluşturulan Geometri

Analizi yapılacak pompanın bir kanadının taslağı ve ölçüleri şekil 4.1’de verilmiştir.



Şekil 4.1. Kanadın taslağı ve ölçüleri

Pompanın temel karakteristikleri ise şu şekildedir:

Kanat Sayısı:7

Giriş Çapı: 220 mm.

Çıkış Çapı: 400 mm.

Çıkış Kanat Açısı: 22.5°

Açısal Hız(Dönme Hızı): 1200 dev/dak

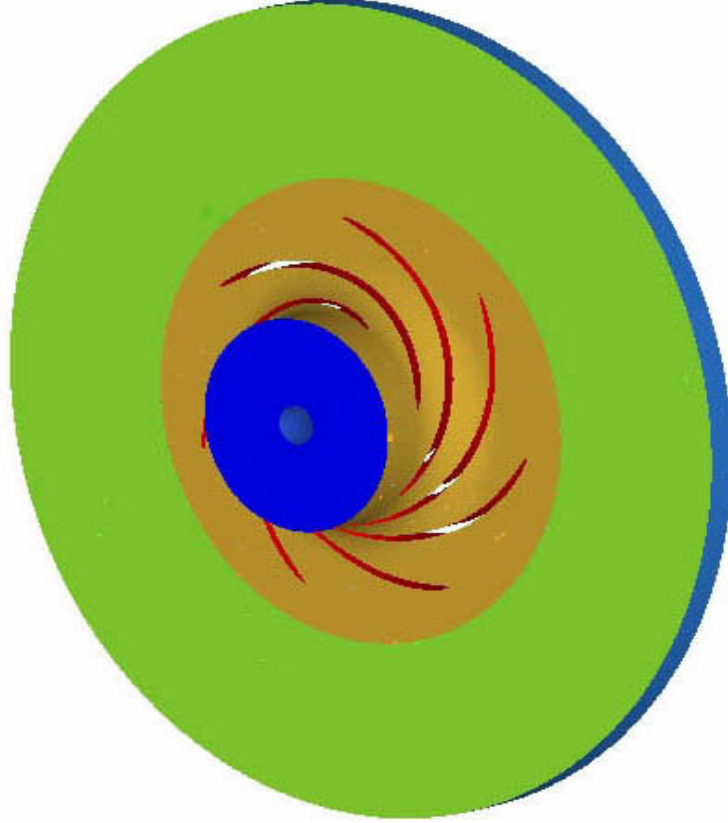
Nominal Debi: 0.1118 m³/s

Nominal Basma Yüksekliği: 31 m.

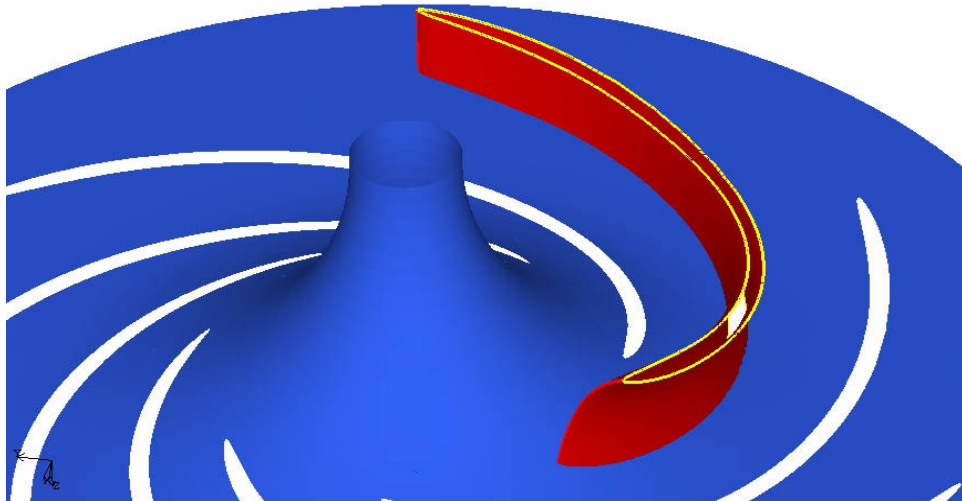
Difüzör Tipi: Kanatsız difüzör

Model Geometrisi ve Ağ Üretimine Uygun Hale Getirilmesi

Modelleme ve ağ oluşturma işlemleri için ICEM CFD yazılımı kullanılmıştır. Elde edilen tam pompa modelinden ara yüzeyler alınarak 7 kanattan biri yani bir pasaj modellenmiştir.

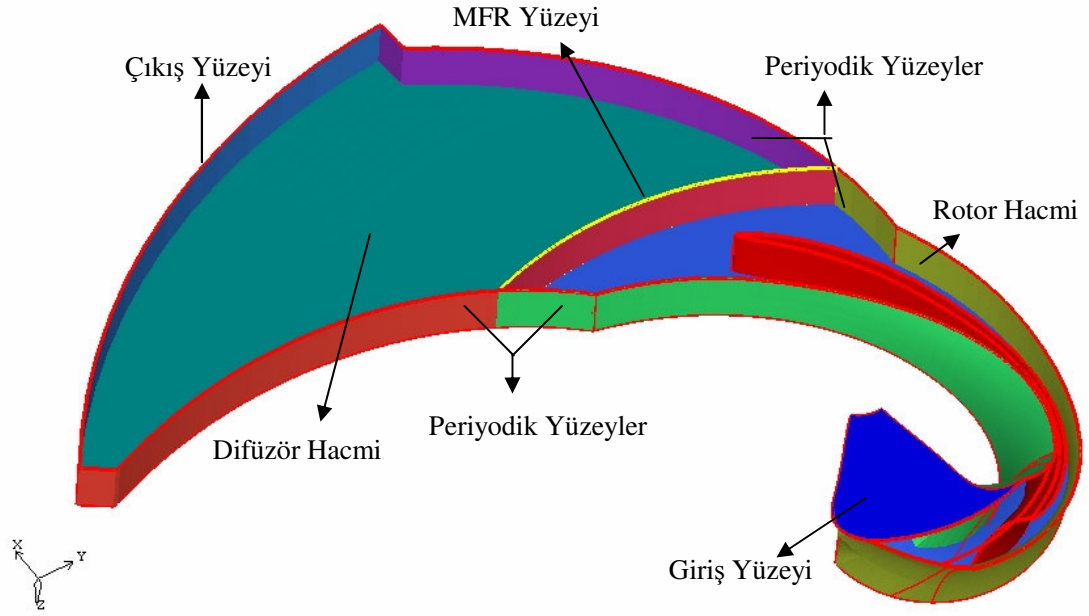


Şekil 4.2. Pompa çarkının difüzör ile birlikte tam geometrisi



Şekil 4.3. Tek bir kanadın arka yüzey (shroud) üstündeki konumu

Bir sonraki aşamada tam pompa modelinden bir pasaj elde edilmek üzere tamamen eş iki yüzey oluşturulmuştur. Bu yüzeyler periyodik sınır şartı ile tanımlanacak olup bu sayede bütün pompanın analiz edilmesine gerek kalmayacaktır. Böylece ağdaki eleman sayısı çok çok azaltılmış olmaktadır veya tek bir pasaja daha sık ve düzgün bir ağ atabilmek için eleman sayısını arttırmak mümkün olmaktadır. Nitekim şekil 4.4'te tek bir pasaj alındıktan sonra geometrideki değişimler ve sınır şartları ayrıntılı biçimde gösterilmiştir.

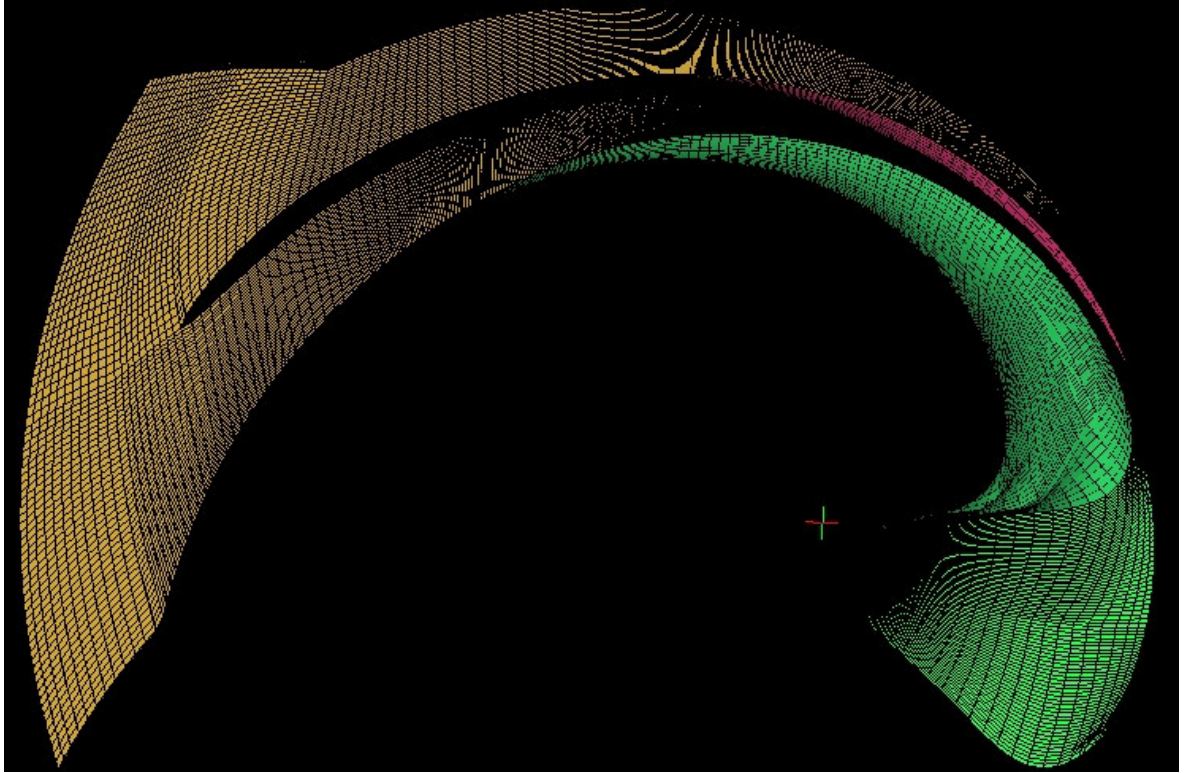


Şekil 4.4. Bir pompa pasajının CFD analizine uygun hale getirilmiş geometrisi

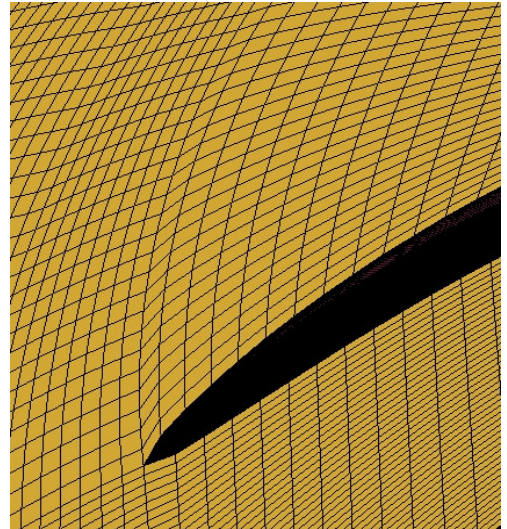
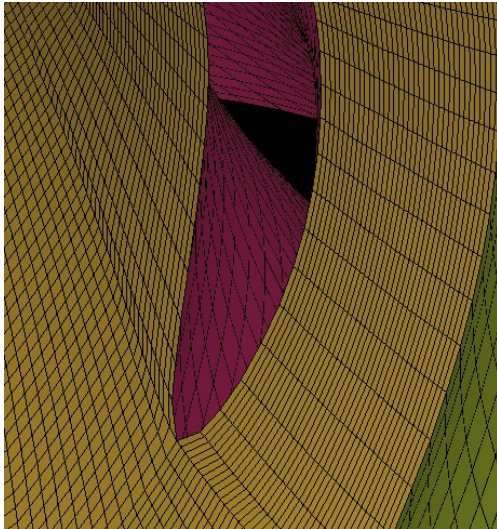
Geometrinin oluşturulması veya hazır geometrinin temizlenmesi ve ağ üretimi işlemleri herhangi bir bilgisayar destekli mühendislik analizinde en çok vakit ve emek harcayan, düzgünlükleri sonuçları direkt olarak etkileyen aşamalar olarak karşımıza çıkmaktadır. Yukarıdaki işlemler sonucunda ilk aşama olan geometrinin CFD analizi için gerekli olan ağın oluşturulmasına uygun hale getirilmesi tamamlanmış olup ağ üretimi işlemine geçilmiştir.

4.2. Sayısal Çözüm Ağının Oluşturulması

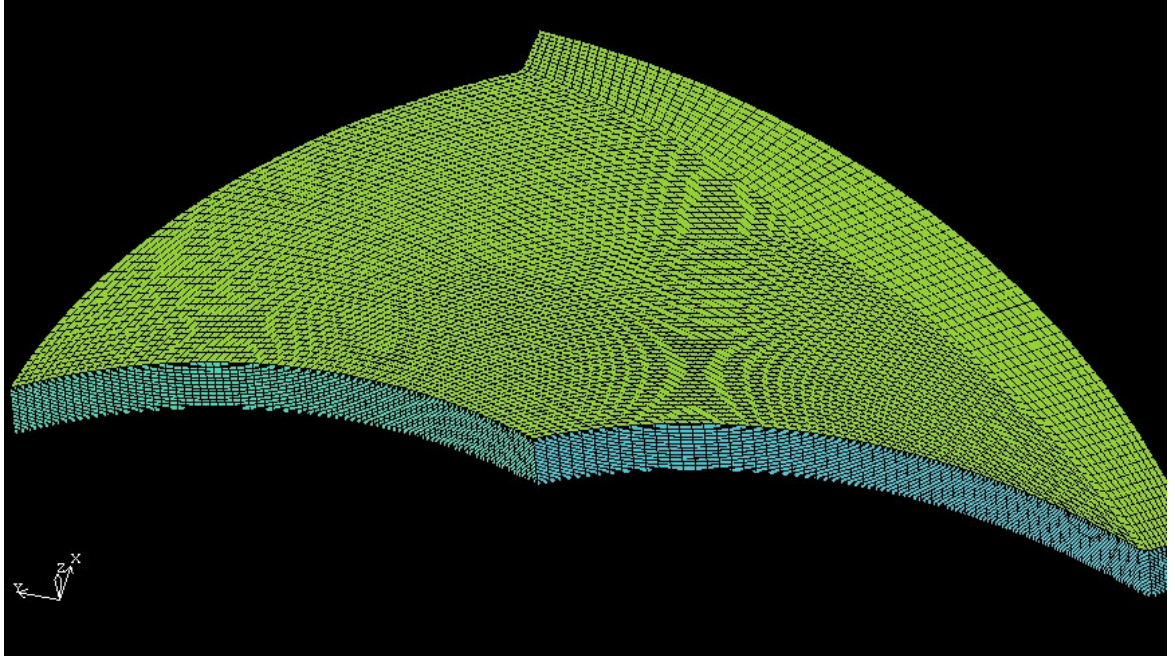
Oluşturulan hexa ağın genel görünüşleri ve detaylı görünüşleri takip eden şekillerde gösterilmiştir.



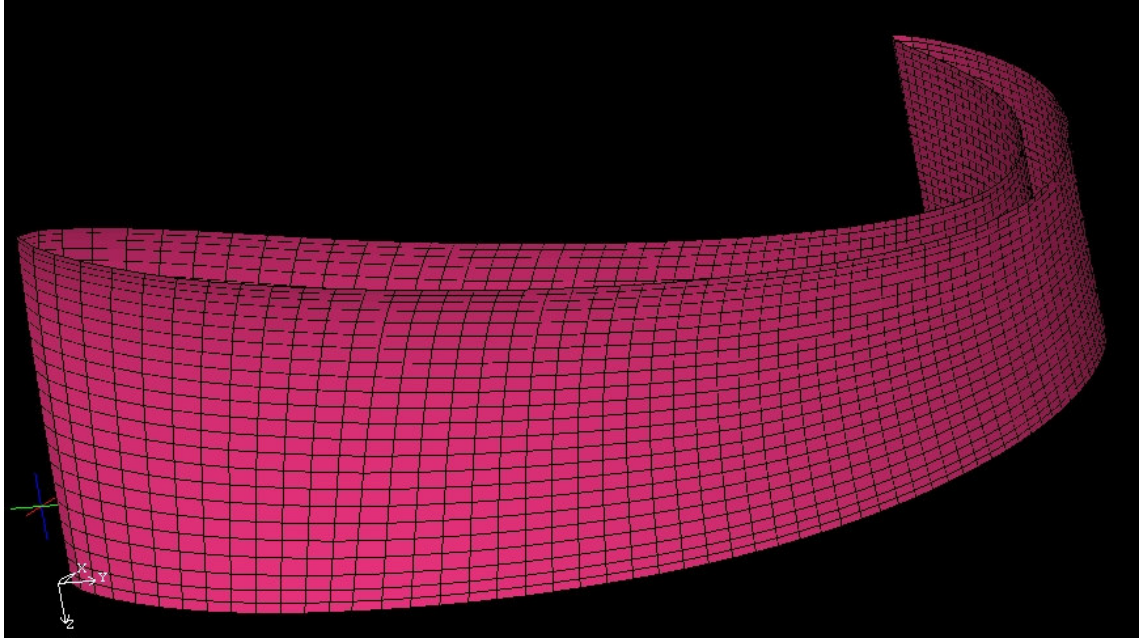
Şekil 4.5. Çarkın hexa ağının genel görünümü



Şekil 4.6. Kanat ön ucu ve arka ucu etrafındaki ağı üst yüzey (hub) üzerindeki ağ elemanları



Şekil 4.7. Difüzör hexa ağının genel görünümü



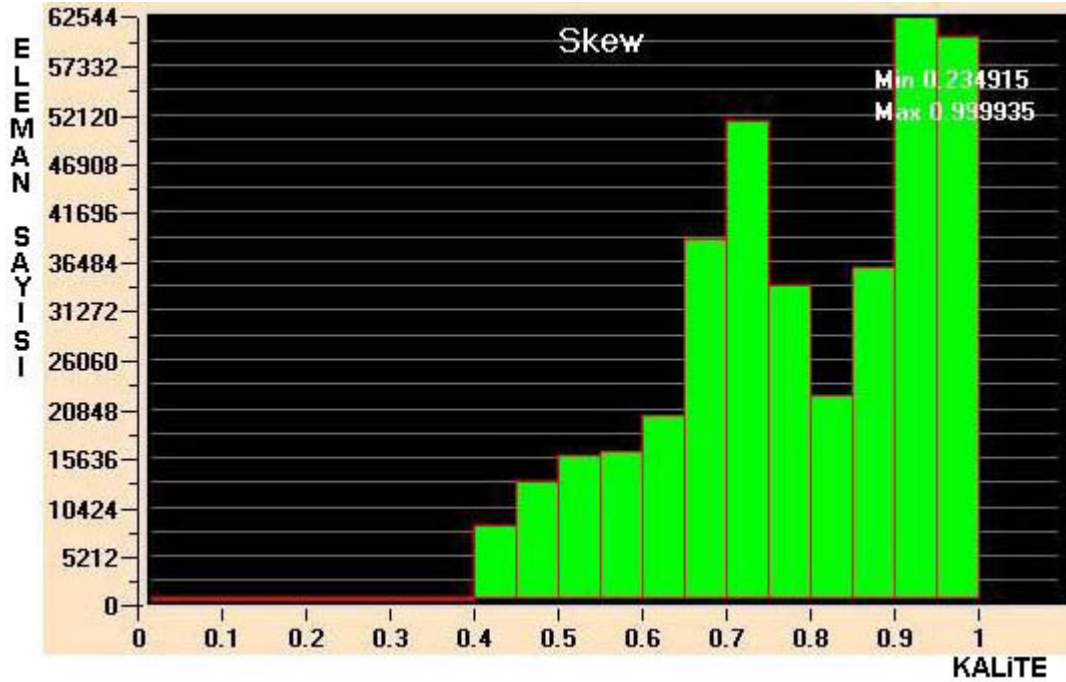
Şekil 4.8. Kanat üzerindeki quad ağ yapısı

Oluşturulan ağ 379753 hexa hacim elemanı, 51859'u quad (dörtgen) yüzey ağ elemanı içermektedir. Dörtgen elemanlar cidarlardaki hexa hacim elemanlarının yüzeylerinden ibarettir. Ağdaki düğüm sayısı ise 407064 adettir.

Ağ kalitesinin incelenmesi (negatif hacim var mıdır, min ve maksimum açılar istenen sınırlar içinde midir vb.) kalite grafikleriyle yapılabilir. Çeşitli grafikler

yardımıyla bu kontrollerin yapılması mümkün olup şekil 4.9’da üretilen ağın hexa hacim elemanlarının (skew) kalite değerleri verilmektedir. Bu grafik, her bir elemanın hesaplanan kalite değerinin 0 ile 1 arasındaki değerlere atanmasıyla oluşturulmaktadır. Skew kavramının hacim elemanları (hexa) ve yüzey elemanları (quad) için tarifi farklı olmaktadır. Hacim elemanı (hexa) için, bitişik yüzeyler alınarak normalleri hesaplanır. 1 tamamen paralel yüzeyleri ifade ederken 0 ise dik yüzeyleri ifade etmektedir. Yüzey elemanları (quad) içinse yüzeyin iki köşegeninin oranıyla belirlenir. 0 mükemmel dörtgeni ifade ederken 1 ise en çarpık elemanı ifade etmektedir.

Bir CFD probleminde ağın her zaman çok kaliteli olması istenirken geometrik kısıtlar yüzünden çoğu model de bu sağlanamamaktadır. Bu durumda bir ağ yapısının minimum kalite değerlerini sağlaması istenmektedir. Skew değeri için bu değer çoğu zaman 0.12’nin üzerinde olması yapılacak analiz için yeterli olmaktadır.



Şekil 4.9. Hexa elemanların ‘skew’ kalite değerleri

4.3. Nominal ve Kısmi Debilerde Pompanın CFD Analizi

Bir CFD analizindeki ilk iki aşama olan geometri oluşturma ve ağ üretme işlemleri tamamlandıktan sonra eldeki sınır şartları probleme uygulanarak çözüm elde edilmektedir. Bu çalışmada deneysel verilerle karşılaştırabilmek için öncelikle nominal debi değeri için çözüm elde edilmiştir.

Yapılan bütün analizlerde akışkan özellikleri aynı olup şu şekildedir:

- Akışkan Özellikleri:

Akışkan: Su

Akışkanın Yoğunluğu: 1000 [kg/m³]

Akışkanın Viskozitesi: 0.000658 [kg/ms]

Elde edilen ağ yapısı ile analiz için akışkan özellikleri belirlenmiş olduğundan sınır şartlarının belirlenmesi gerekmektedir. Giriş hızı dışındaki diğer tüm sınır şartları bütün analizlerde ortak alınmıştır.

- Nominal debi ve kısmi debiler için sınır şartları:

Nominal Debi için (Q_n) Giriş Hızı: 3.04 [m/s]

0.4 Q_n için Giriş Hızı: 1.216 [m/s]

0.6 Q_n için Giriş Hızı: 1.824 [m/s]

0.8 Q_n için Giriş Hızı: 2.432 [m/s]

1.2 Q_n için Giriş Hızı: 3.648 [m/s]

Çıkış Statik Basıncı: 290 kPa (Sınır Tipi: Outlet)

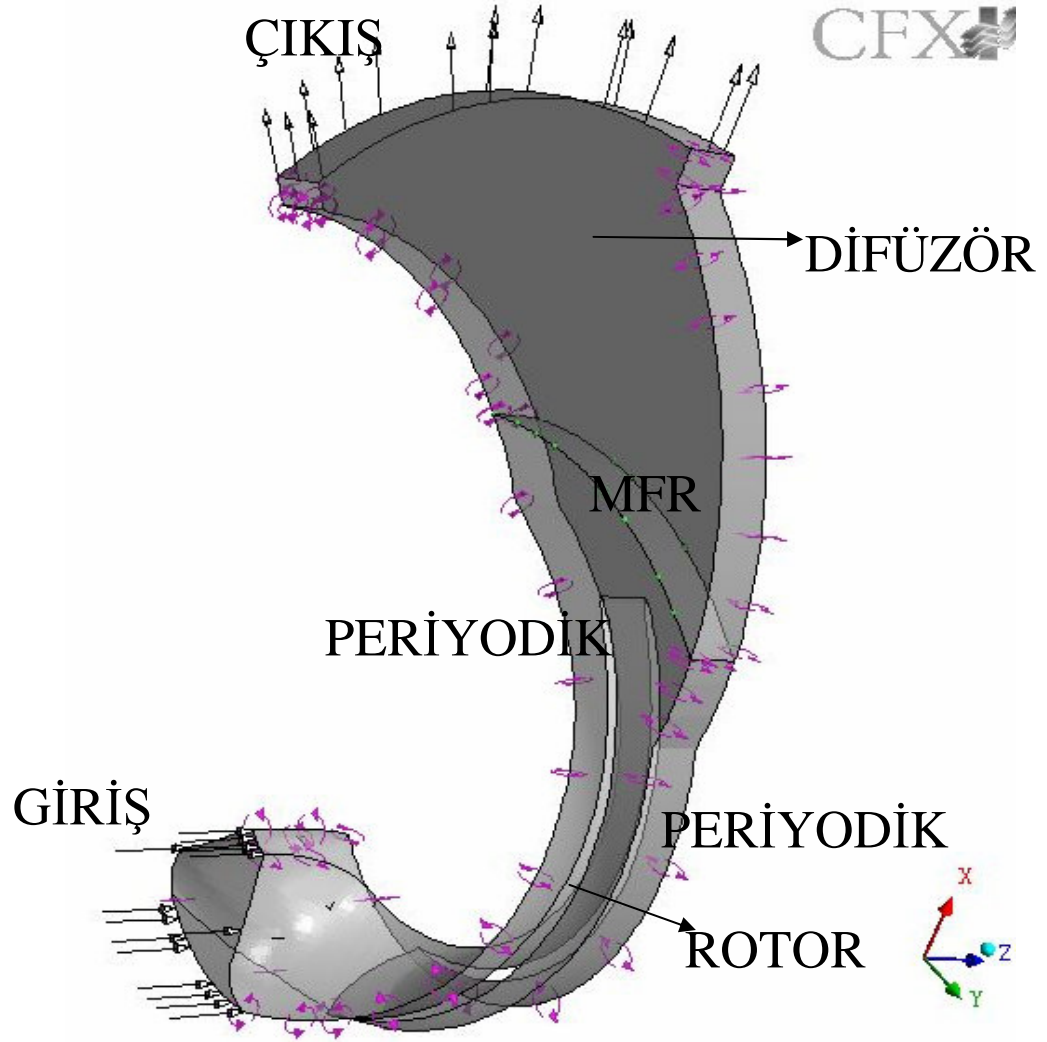
Giriş Türbüans Şiddeti(I): % 5

Rotasyonel Hız: 1200 [dev/dak]

Dönme Eksen: Global Z

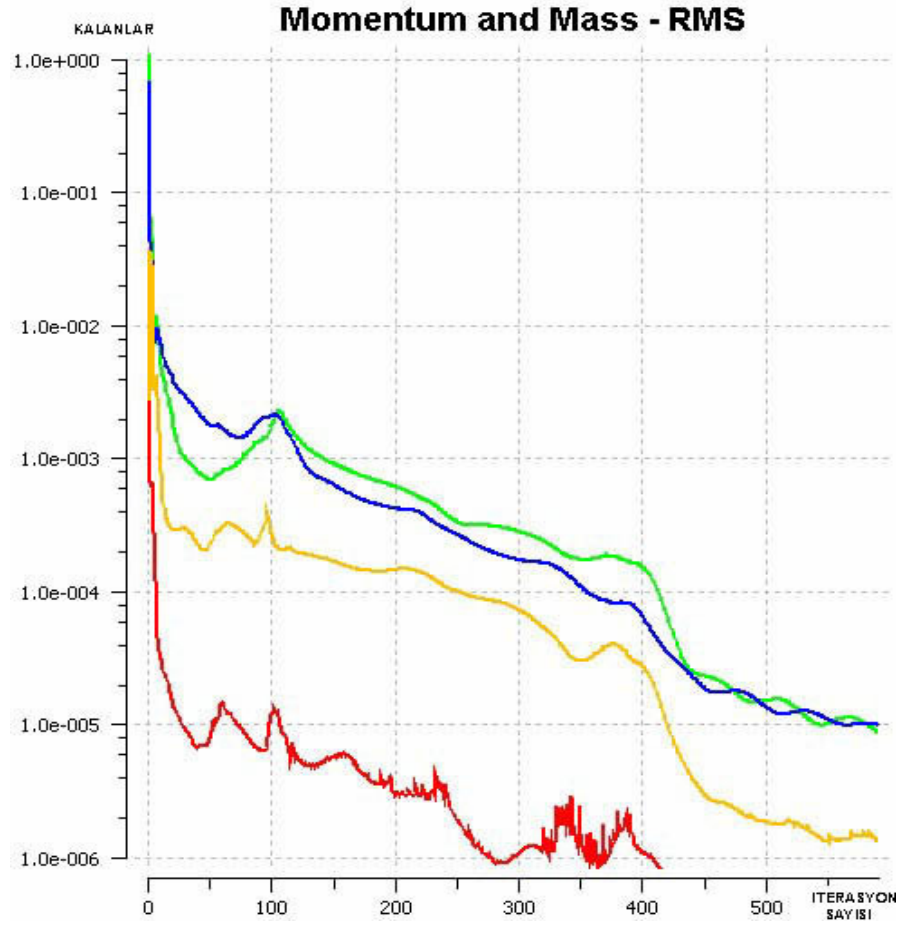
Periyodik yüzeyler ve MFR ara yüzeyi dışındaki tüm yüzeyler kayma olmayan adyabatik duvar olarak kabul edilmişlerdir. Difüzör sabit, rotor dönmekte olduğundan MFR arayüzeyi 'Fluid-Fluid Interface' olarak tanımlanmıştır.

Sınır şartları ve ilgili lokasyonlar şekilde görülmektedir.



Şekil 4.10. Çözüm modeli üzerinde sınır şartlarının gösterimi

Tanımlanan akışkan özellikleri ve sınır şartlarından sonra çözücüde problem kurulumu sayısal olarak çözülmektedir. Nominal debi için modelin çözümü 10^{-5} yakınsama kriteri için 591 iterasyon sonucu gerçekleşmiş olup Pentium 4- 2.8 GHz, 1 Gb RAM'li bir bilgisayarda 11 saatte yakınsama sağlamıştır. Şekil 4.11'de sağlanan yakınsamanın grafiği verilmektedir. Burada kalanlar RMS (Root Mean Square) olup normalize edilmiş kalanlardır. Kırmızı eğri süreklilik denkleminde elde edilen değerler, sarı z yönündeki momentum, yeşil x yönündeki momentum iken mavi ise y yönündeki momentum denkleminde elde edilen değerlerdir.



Şekil 4.11. Nominal debi için yakınsama grafiği

Pompanın nominal debide genel karakteristiği ve CFD sonuçları ise:

Nominal Debi: $0.1118 \text{ m}^3/\text{s}$ (tek bir pasaj için= 15.97 kg/s)

Nominal Basma Yüksekliği: 31 m.

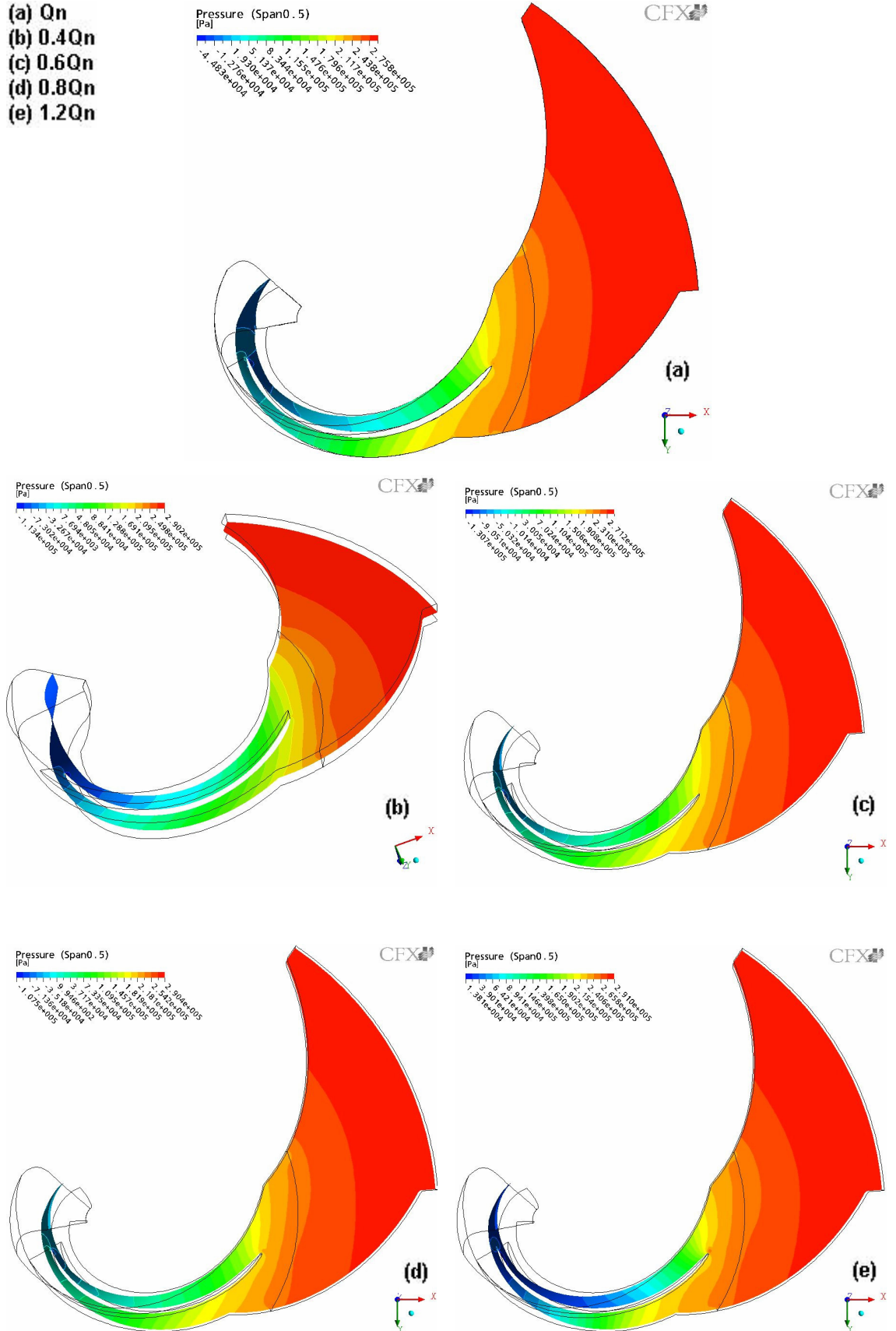
Analiz Sonucu Bulunan Debi: 15.96 kg/s

Analiz Sonucu Bulunan Düşü: 30.96 m.

Basma yüksekliği hesabı yapılırken daha önce tanımlanan ‘Total Pressure in Stn Frame’ değişkeninin kullanılması gerekmektedir. Giriş ve MFR ara yüzeyindeki bahsedilen basınçların farkı pompanın basma yüksekliğini vermektedir. Giriş ve çıkış arasında bu basınç farkına bakıldığında ise difüzördeki kayıplar nedeniyle basma yüksekliği 29.96 m. olmaktadır.

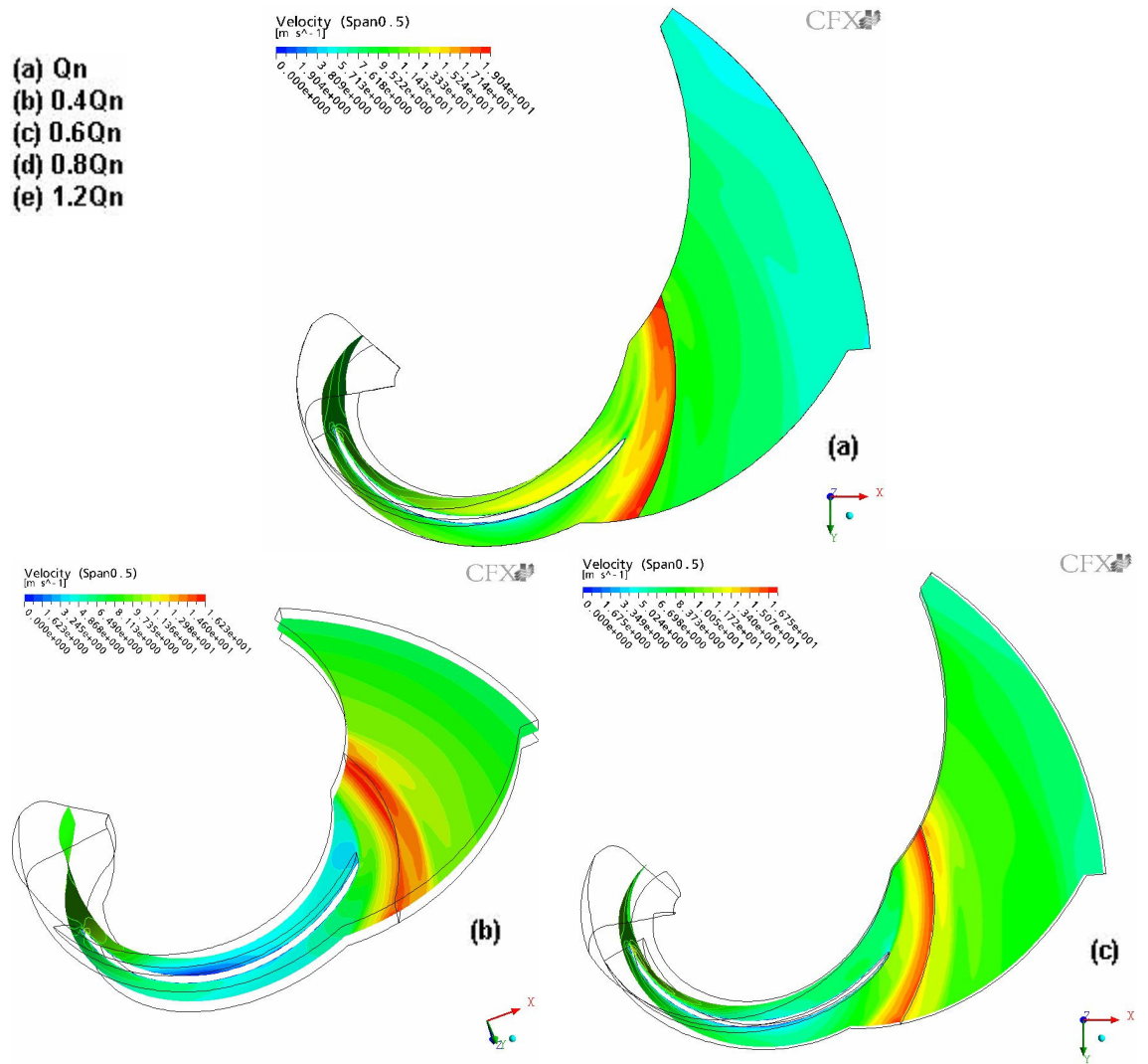
Takip eden şekil ve grafiklerde nominal debi ve kısmi debilerde bulunan sonuçlar incelenmiştir.

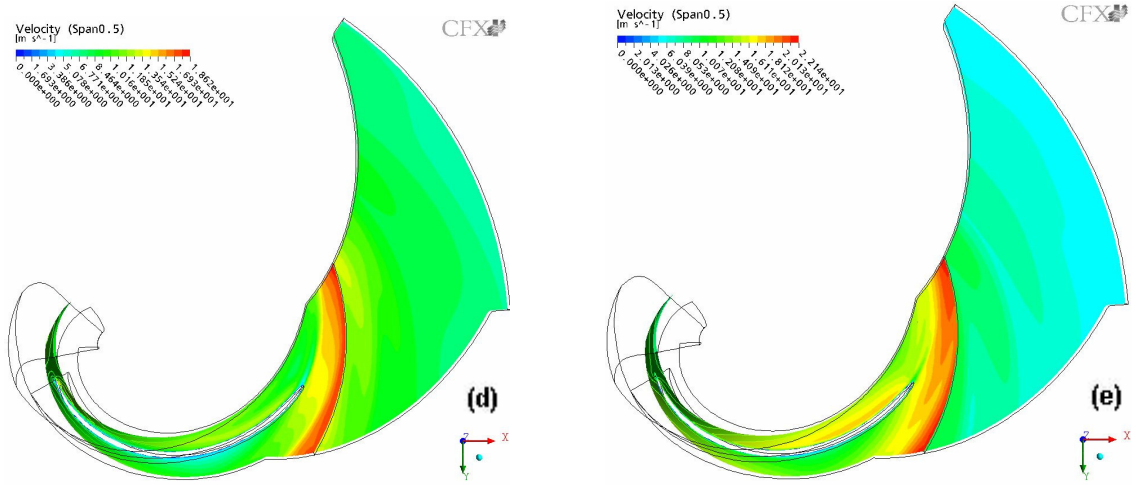
- (a) Q_n
 (b) $0.4Q_n$
 (c) $0.6Q_n$
 (d) $0.8Q_n$
 (e) $1.2Q_n$



Şekil 4.12. Çeşitli debilerde span 0.5 (orta yüzey) için statik basınç konturları

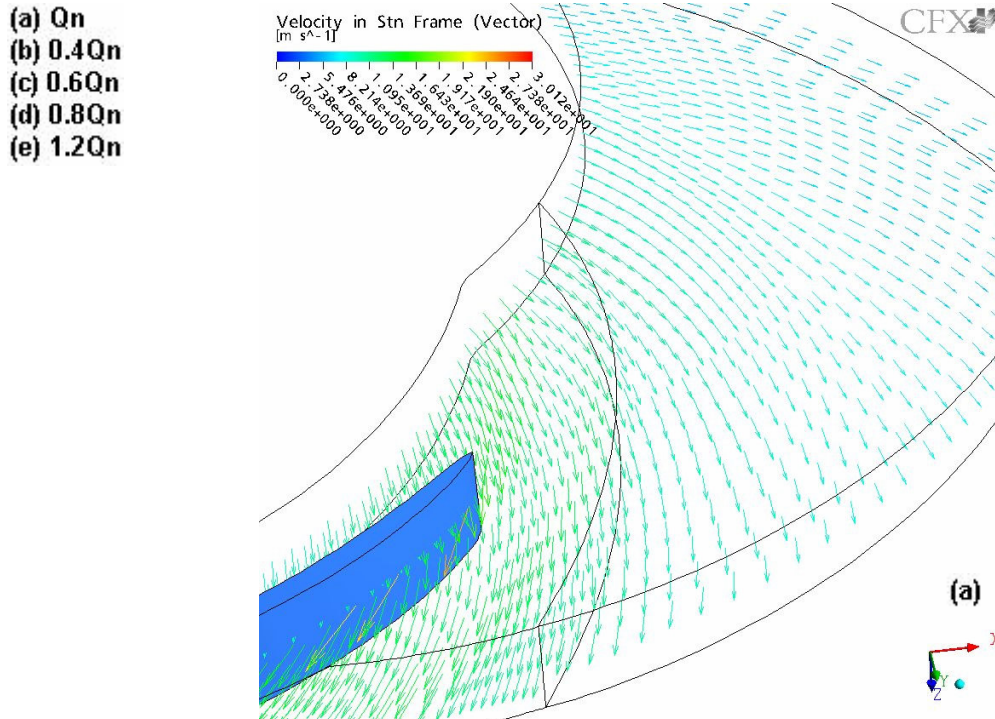
Şekil 4.12’de basıncın pompa çıkışına doğru kademe kademe artışı görülmektedir. Ayrıca kanat etrafında basıncın yüksek olduğu basınç tarafı (pressure side) ve basıncın düşük olduğu emme tarafı (suction side) görülmektedir. Çeşitli debi değerlerinde basınç konturlarında büyük değişimler olmasa da debi arttıkça basınç değerleri artmaktadır.

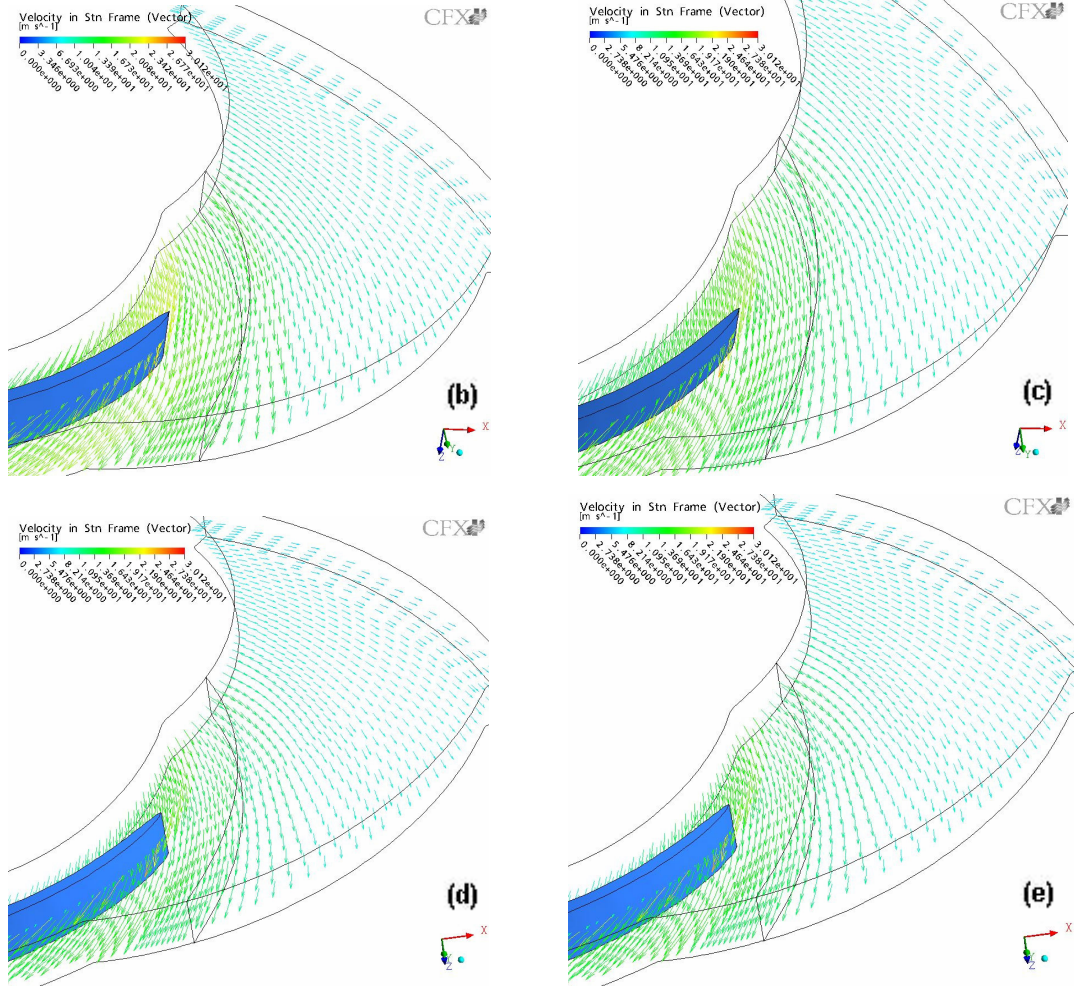




Şekil 4.13. Çeşitli debilerde span 0.5 (orta yüzey) için bağıl hız konturları

Şekil 4.13'te çeşitli debilerdeki bağıl hızlar görülmektedir. Burada rotordan difüzöre yani dönen bir parçadan duran bir parçaya geçiş olduğundan rotor hacminin uç kısımlarında hız yüksektir. Diğer bir hususta giriş sirkülasyonlarının olduğu ve difüzörde büyük sirkülasyon bölgelerinin görüldüğü 0.4 Q_n ve 0.6 Q_n debilerinde rotorun uç kısmında oluşan yüksek hız konturlarının (kırmızı bölgeler) difüzöre doğru genişlemesidir. Buralardaki yüksek hızlarda bu iki debide oluşan büyük sirkülasyon bölgelerinin sebebi olabilir.

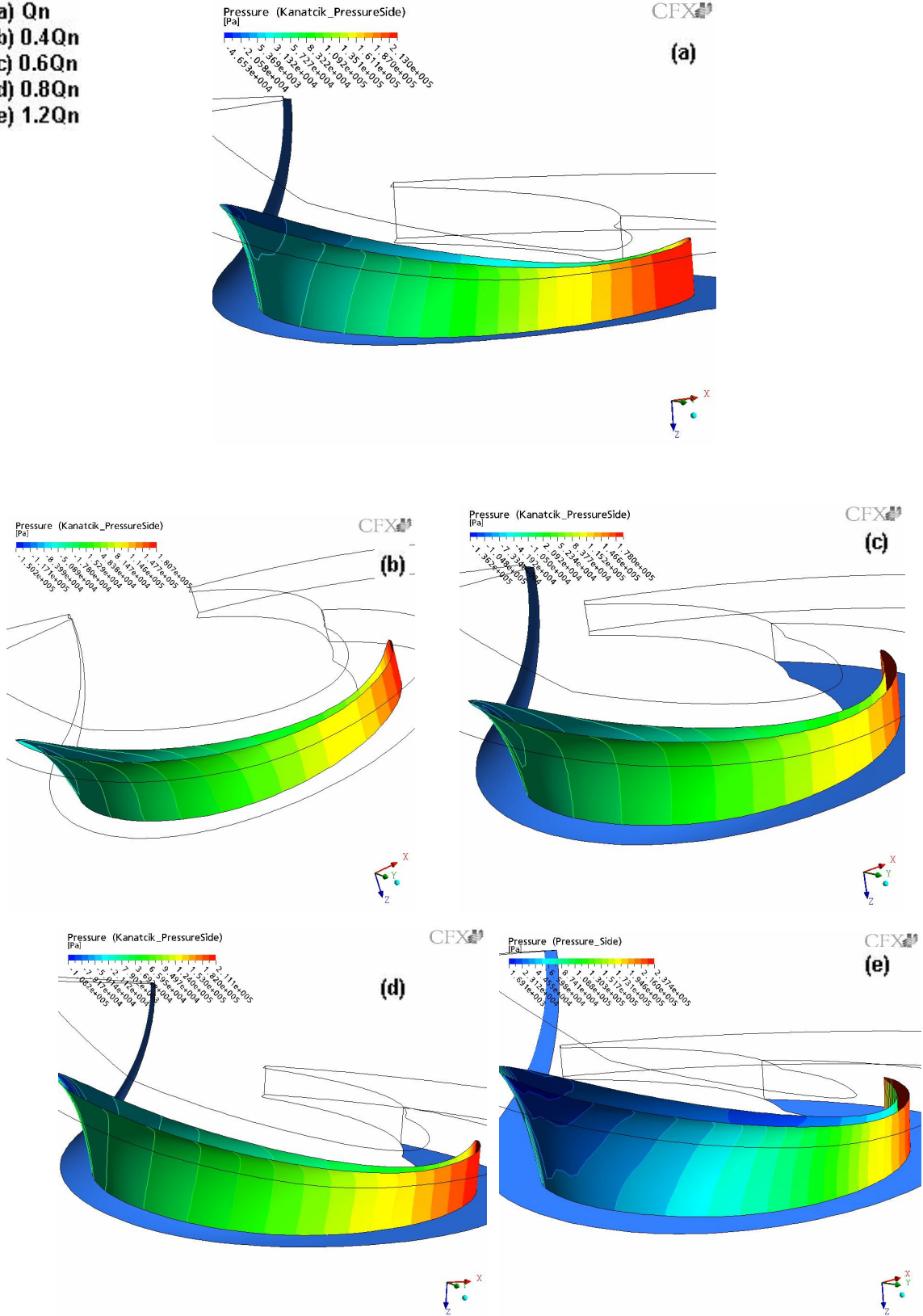




Şekil 4.14. Çeşitli debilerde span 0.5 (orta yüzey) için hız vektörleri

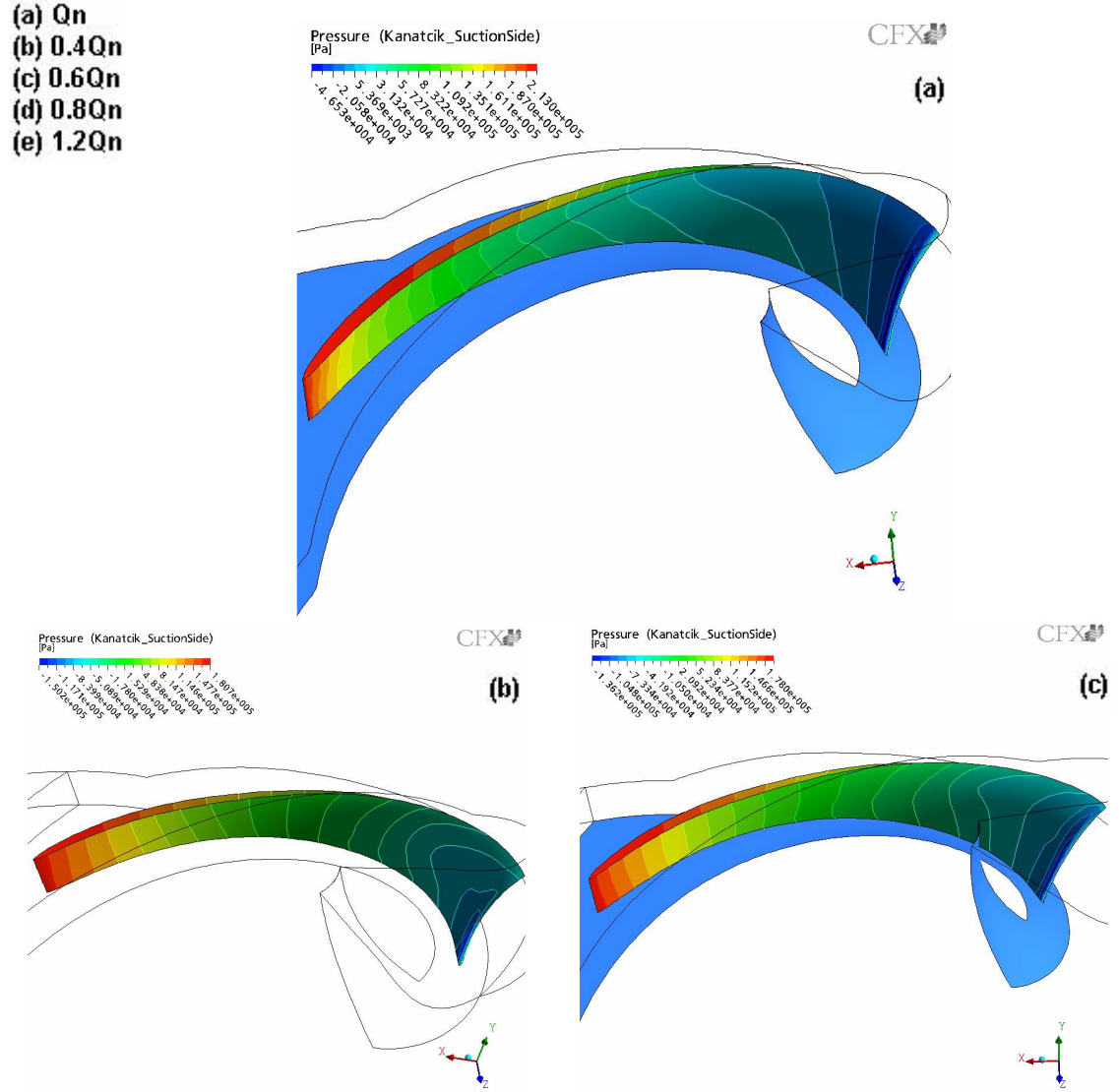
Şekil 4.14'te mutlak hız vektörleri görülmektedir. Vektörler akışkanın rotorun dönüş yönü boyunca difüzörden salyangoza hareket ettiğini göstermektedir. Ayrıca vektörlerin çizdirildiği span 0.5 yüzeyinde (orta yüzey) herhangi bir sirkülasyon olmadığı görülmektedir.

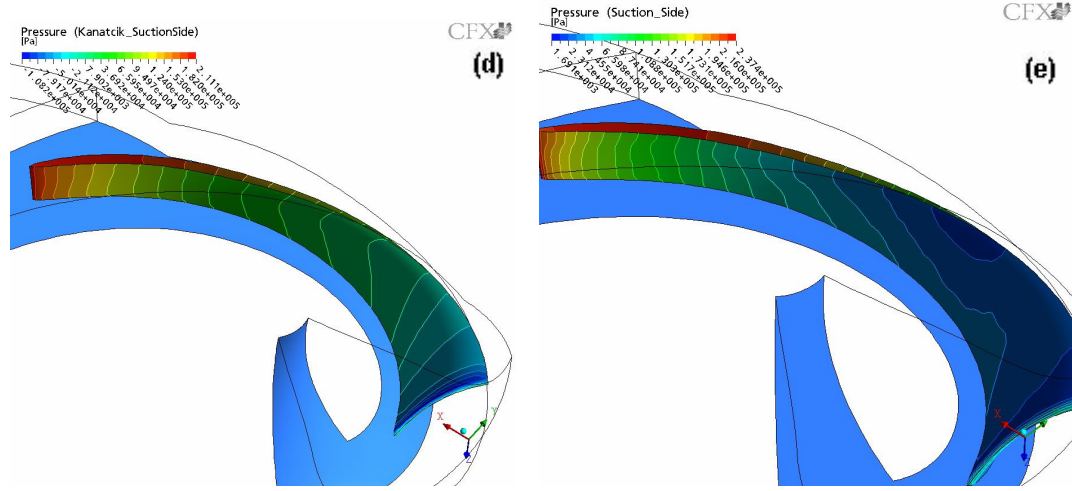
- (a) Q_n
 (b) $0.4Q_n$
 (c) $0.6Q_n$
 (d) $0.8Q_n$
 (e) $1.2Q_n$



Şekil 4.15. Çeşitli debilerde kanadın basınç tarafındaki statik basınç konturları

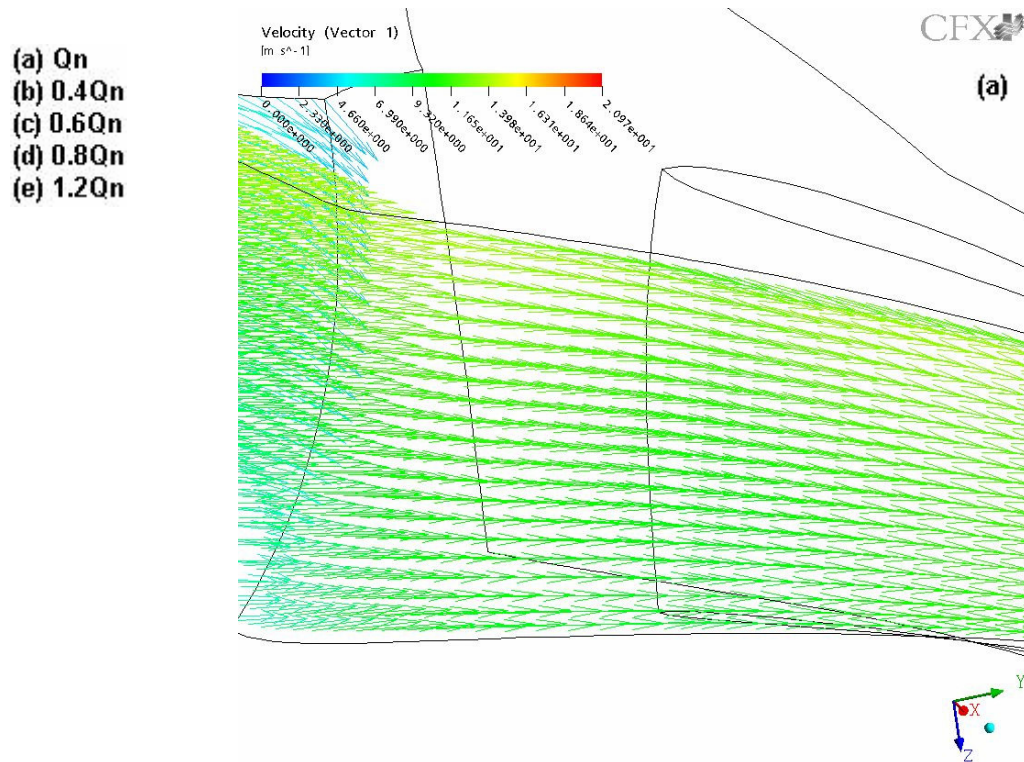
Şekil 4.15'te kanadın basınç tarafındaki statik basınç konturları görülmektedir. Basınç kanat ön ucundan arka ucuna doğru kademe kademe artmaktadır. Fakat akışkanın kanatla ilk çarpıştığı nokta olması sebebiyle kanat ön ucundaki basınç konturları arka uçtaki gibi düzenli değildir.

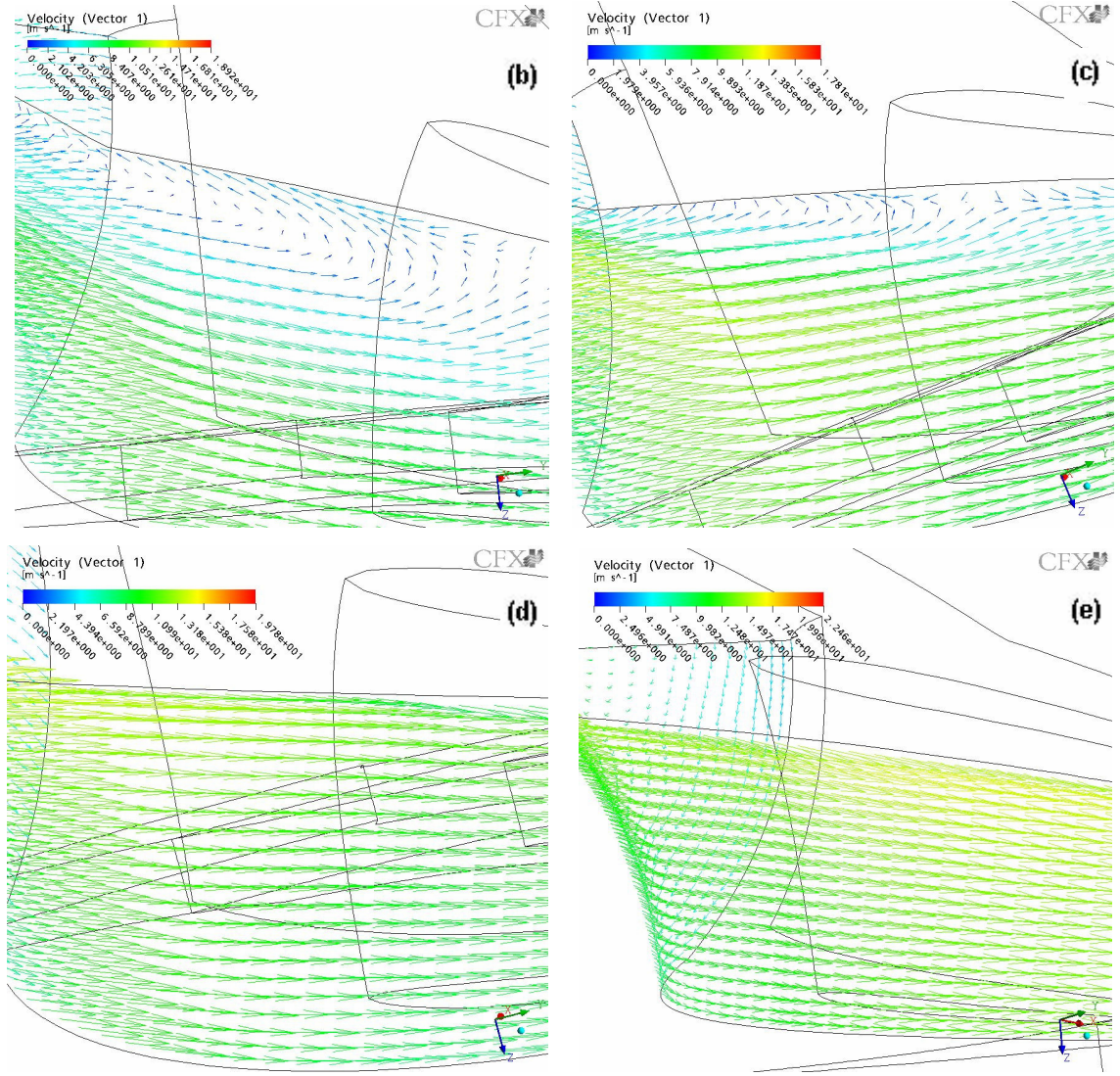




Şekil 4.16. Çeşitli debilerde kanadın emme tarafındaki statik basınç konturları

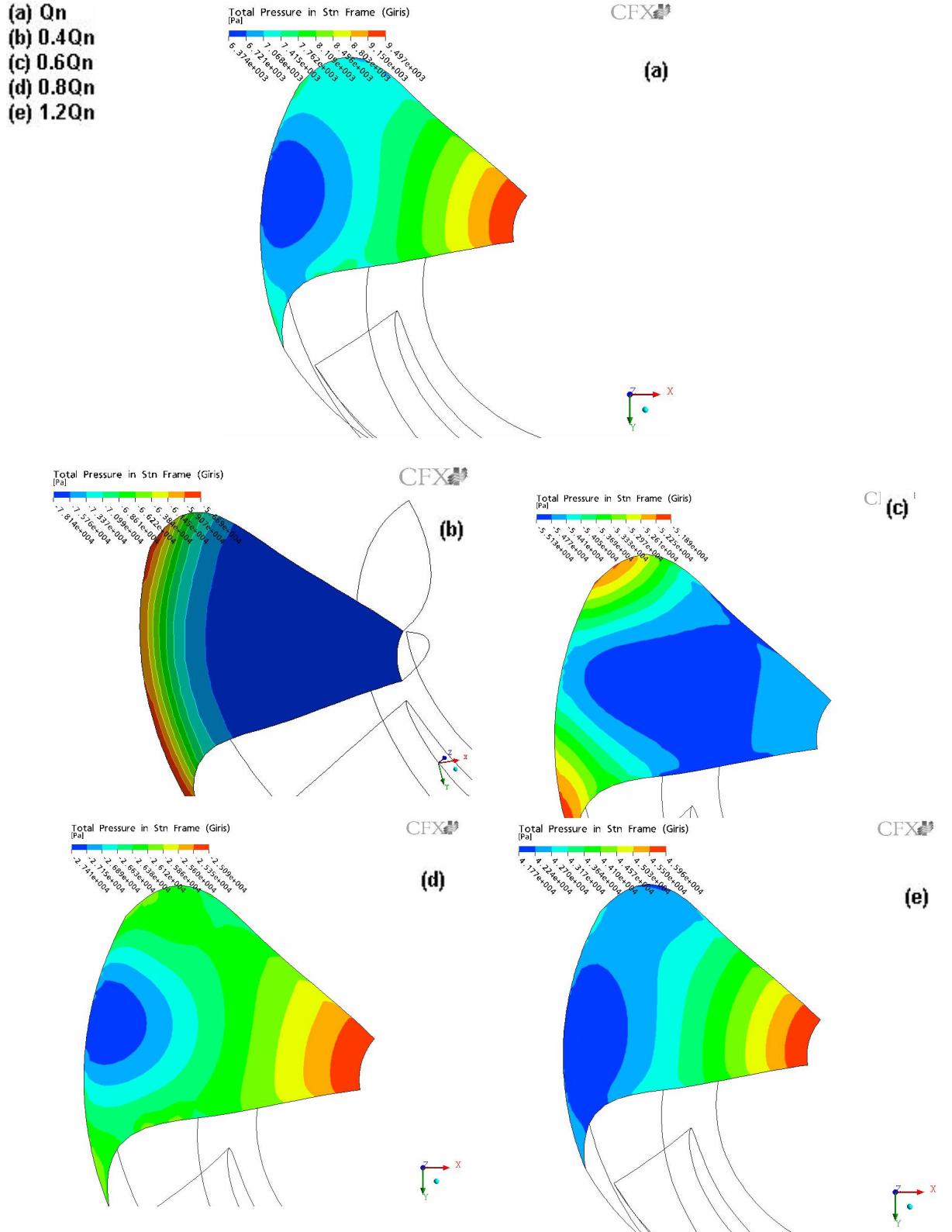
Şekil 4.16’da kanadın emme tarafındaki statik basınç konturları görülmektedir. Basınç tarafında olduğu gibi akışkanın kanatla ilk temas ettiği ön uçta basınç konturlarında bir düzensizlik bulunurken arka uca doğru konturlardaki değişimler daha düzenli hale gelmiştir.





Şekil 4.17. Girişe yakın kısımlarda periyodik yüzey üzerindeki hız vektörleri

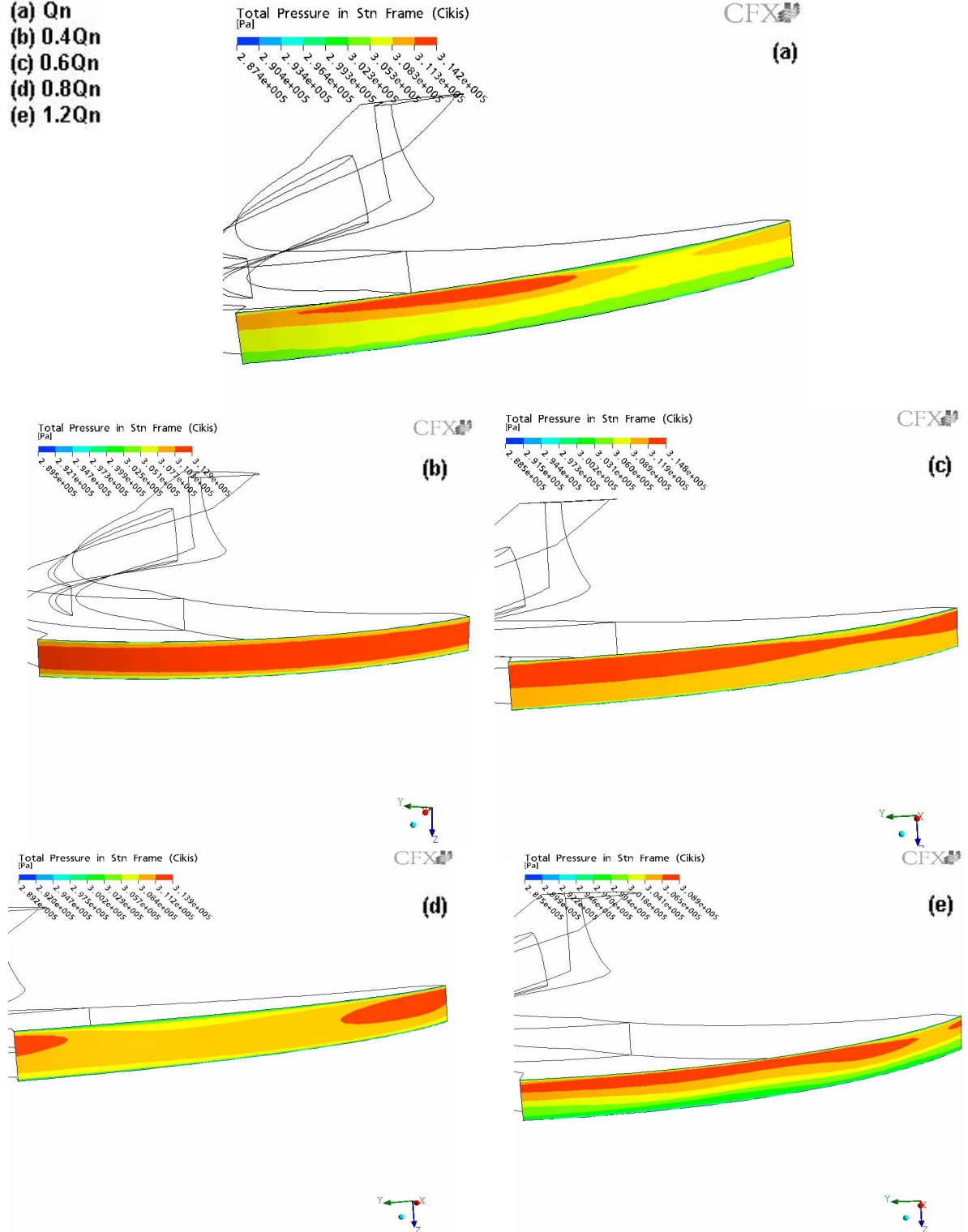
Şekil 4.17’de çeşitli debi değerleri için girişe yakın bölgelerdeki hız vektörleri gösterilmiştir. Burada $0.8 Q_n$, Q_n ve $1.2 Q_n$ için girişte herhangi bir sirkülasyon bölgesi mevcut değilken $0.4 Q_n$ ve $0.6 Q_n$ için sirkülasyonlar tespit edilmiştir. Ayrıca debi düştükçe girişe yakın oluşan bu sirkülasyon bölgelerinin büyüdüğü gözlemlenmiştir.



Şekil 4.18. Girişteki toplam basınç konturları

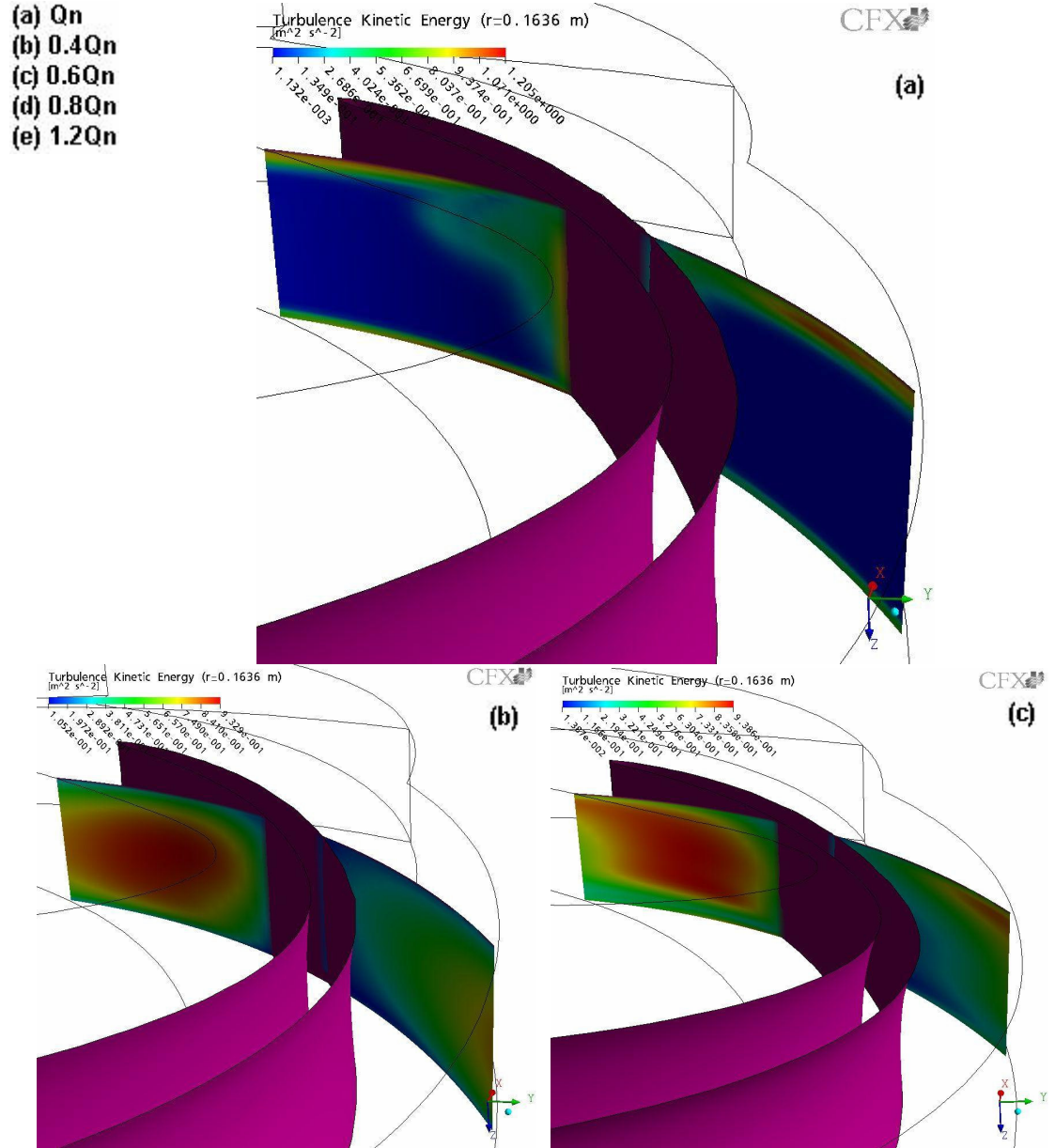
Şekil 4.18’de girişteki toplam basınç konturları görülmektedir. Girişe yakın sirkülasyonun olduğu $0.4 Q_n$ ve $0.6 Q_n$ için düşük basınç bölgesi (koyu mavi alanlar)

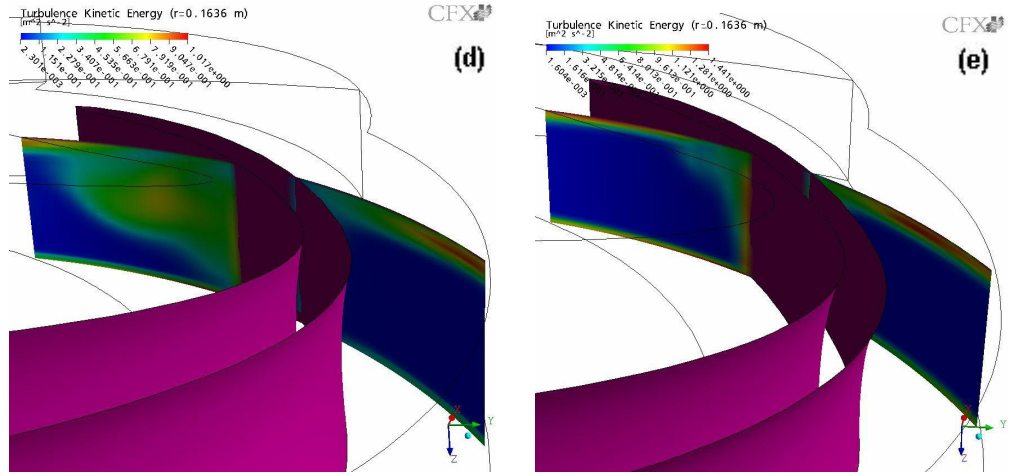
mile (dönme merkezine) yakın iken girişte sirkülasyonun kalktığı $0.8 Q_n$ ve üzerindeki debilerde ise yüksek basınç bölgesi mile doğru, düşük debilerde huba ($0.4 Q_n$ ve $0.6 Q_n$) yaklaşmıştır. Nitekim huba (üst yüzeye) doğru giden bu düşük basınç bölgesine, akışkanın yüksek basınç bölgesinden hareketi sonucu sirkülasyonlar oluşmuştur.



Şekil 4.19. Çıkıştaki toplam basınç konturları

Şekil 4.19'da çıkıştaki toplam basınç konturları görülmektedir. Burada 0.4 Qn için çıkış basınç konturlarında yüksek basınç baskın iken debi arttıkça yüksek basınç konturları shrouda (arka yüzeye) doğru hareket etmektedirler.

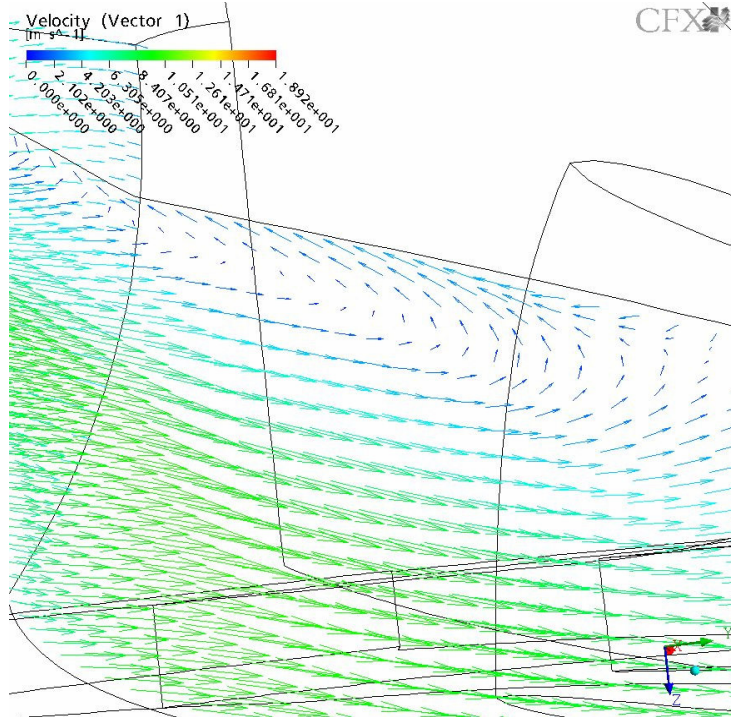




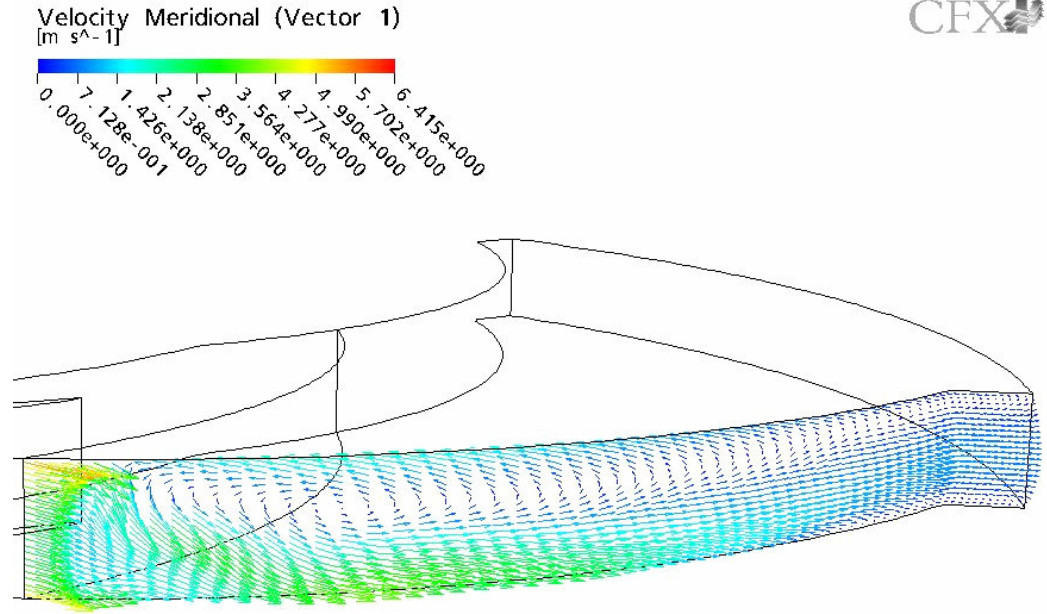
Şekil 4.20. $r = 0.1636$ m. için türbülans kinetik enerjisi konturları

Şekil 4.20’de çeşitli debi değerleri için $r=0.1636$ m’de türbülans kinetik enerjileri verilmiştir. Burada girişte ve çıkışta sirkülasyon bölgelerinin oluştuğu $0.4 Q_n$ ve $0.6 Q_n$ debi değerleri için özellikle emme tarafında yüksek bir türbülans kinetik enerjisi görülmektedir. Nitekim bu debilerdeki akışın türbülansa ve sirkülasyona daha yatkın olduğu gözlemlenmiştir.

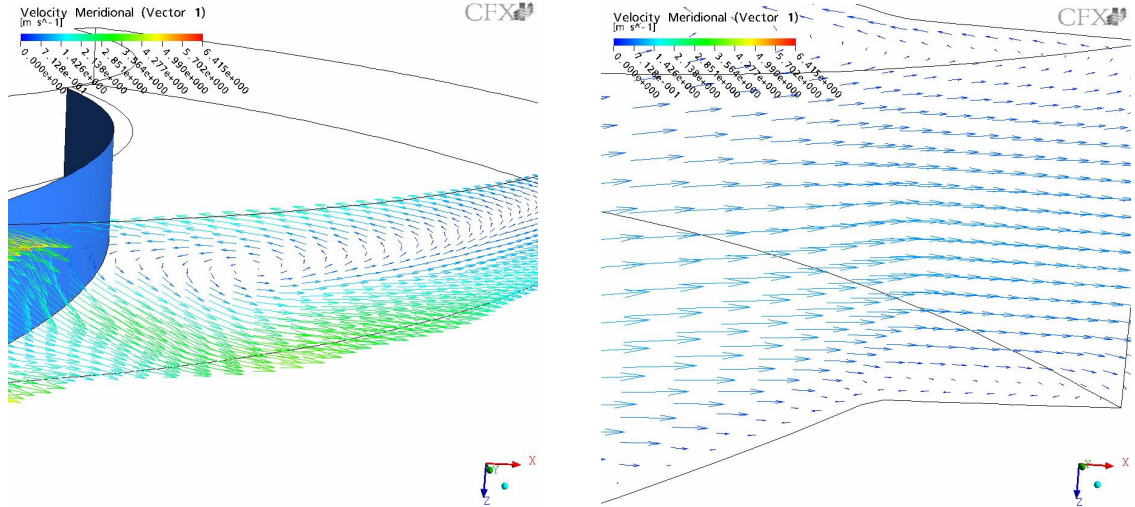
Oluşan Sirkülasyon Bölgeleri



Şekil 4.21. $0.4 Q_n$ için girişte yakın oluşan sirkülasyon

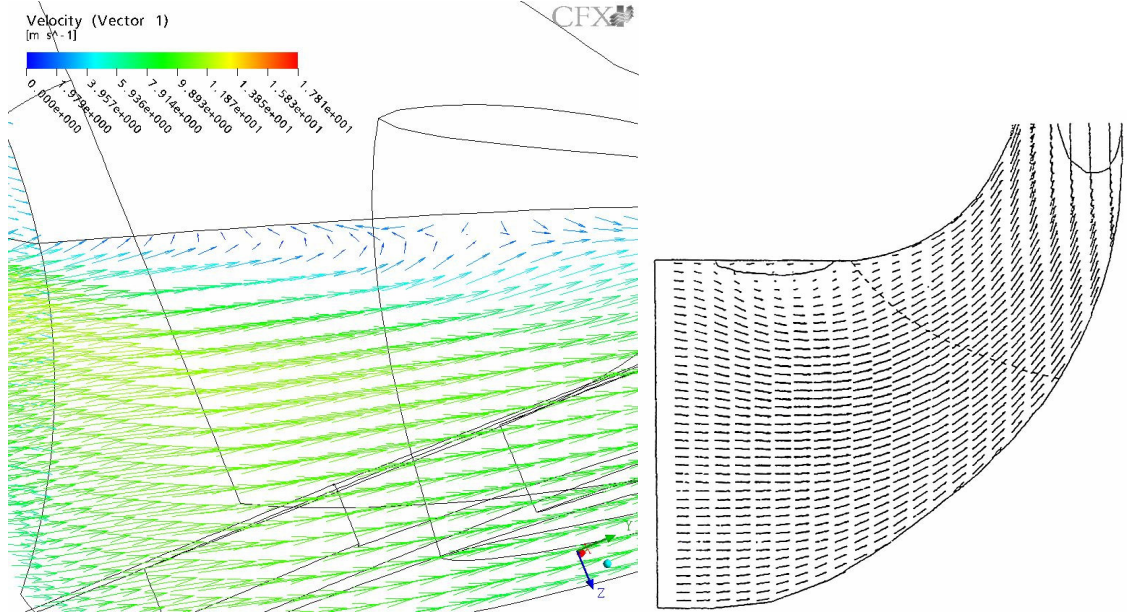


Şekil 4.22. 0.4 Qn için difüzörde oluşan sirkülasyon bölgeleri

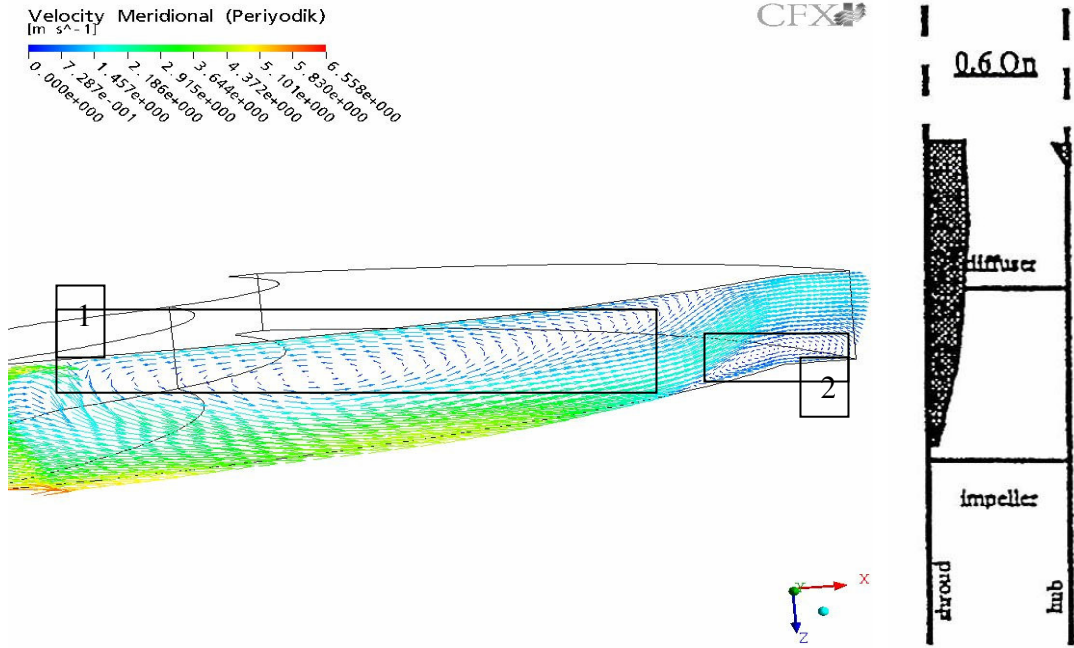


Şekil 4.23. 0.4 Qn için difüzörde oluşan sirkülasyonların yakından görünüşü

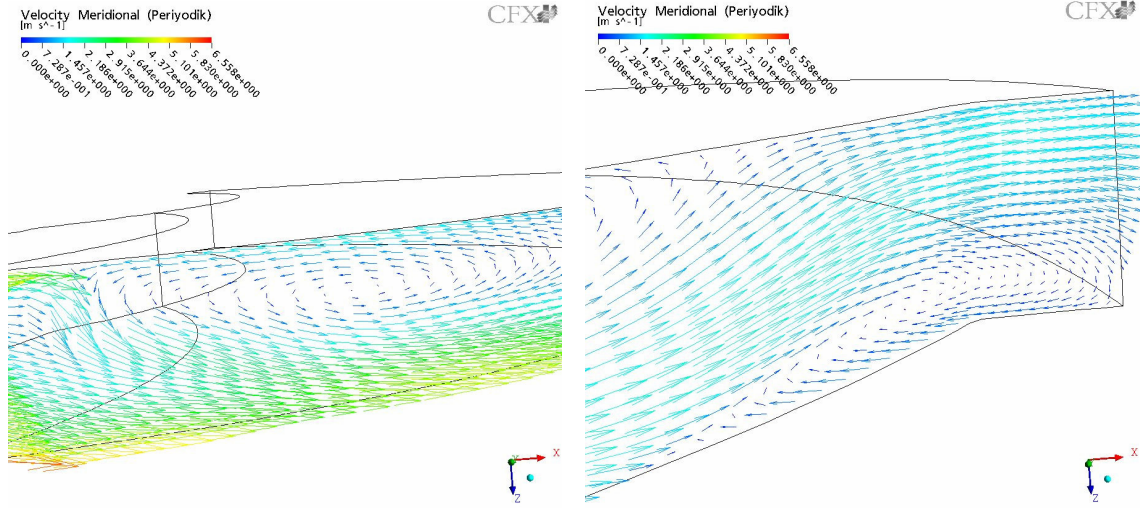
0.4 Qn debi değeri için herhangi bir çalışma bulunmamakla birlikte bu debi değerinde 0.6 Qn değerine kıyasla girişe yakın oluşan sirkülasyon bölgesinin büyüdüğü, difüzörde hem hubta (üst yüzeyde) hem de shroudta (arka yüzeyde) oluşan sirkülasyon bölgelerinin büyüdüğü gözlemlenmiştir.



Şekil 4.24. $0.6Q_n$ için girişe yakın oluşan sirkülasyon bölgesi ve Combes'in (1992) deneysel sonuçlarına göre $0.6 Q_n$ için girişe yakın oluşan sirkülasyon

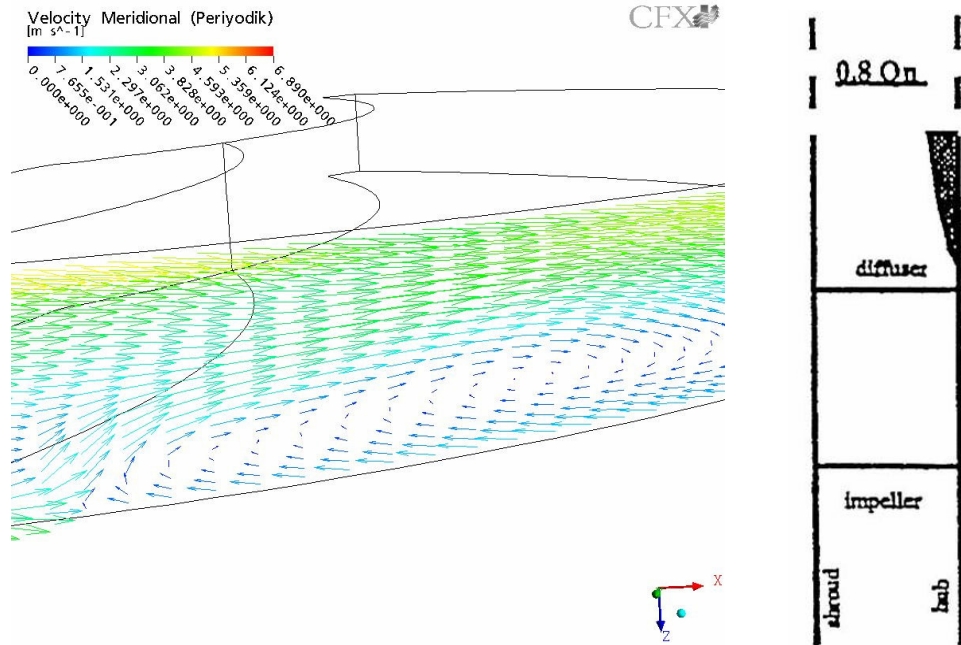


Şekil 4.25. $0.6 Q_n$ için difüzörde elde edilen sirkülasyon bölgeleri ve deney sonuçlarında bulunan sirkülasyon bölgeleri (Combes 1992)



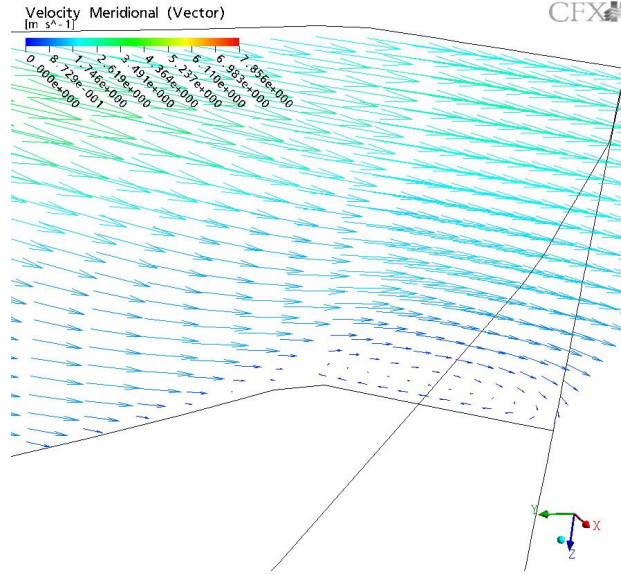
Şekil 4.26. 0.6 Qn'de difüzörde oluşan sirkülasyon bölgelerinin yakından görünüşü

0.6 Qn için girişe yakın bölgede ve difüzörde oluşan sirkülasyon bölgeleri şekil 4.24, 4.25 ve 4.26'da verilmiştir. Burada sayısal çözüm sonucu elde edilen sirkülasyon bölgeleri literatürdeki çalışma (Combes 1992) ile uyum göstermiştir. Ayrıca sirkülasyon bölgelerinin 0.4 Qn debi değerine göre küçüldüğü gözlemlenmiştir.



Şekil 4.27. 0.8 Qn için difüzör hubında (üst yüzeyinde) elde edilen sirkülasyon bölgesi ve deney sonuçlarında bulunan sirkülasyon bölgesi (Combes 1992)

0.8 Qn için difüzör hubında (üst yüzeyinde) oluşan sirkülasyon bölgesi şekil 4.27’de verilmiştir. Burada sayısal çözüm sonucu elde edilen sirkülasyon bölgesi literatürdeki çalışma ile (Combes 1992) 0.6 Qn değerinde olduğu gibi uyum göstermiştir. Ayrıca yine literatürdeki çalışmayla (Combes 1992) paralel olarak girişe yakın herhangi bir sirkülasyon bölgesine rastlanılmamıştır.(Bkz. Şekil 4.17)



Şekil 4.28. 1.2 Qn için çıkışa yakın oluşan sirkülasyon bölgesi

1.2 Qn için difüzör hubında (üst yüzeyinde) oluşan küçük sirkülasyon bölgesi şekil 4.28’de verilmiştir. Bu debi değeri için herhangi bir çalışma bulunmamakla birlikte difüzör hubındaki ufak sirkülasyon bölgesi dışında girişte de herhangi bir sirkülasyona rastlanılmamıştır.(Bkz. Şekil 4.17)

4.4. Nominal Debi İçin Çözümün Deney Sonuçları ile Karşılaştırılması

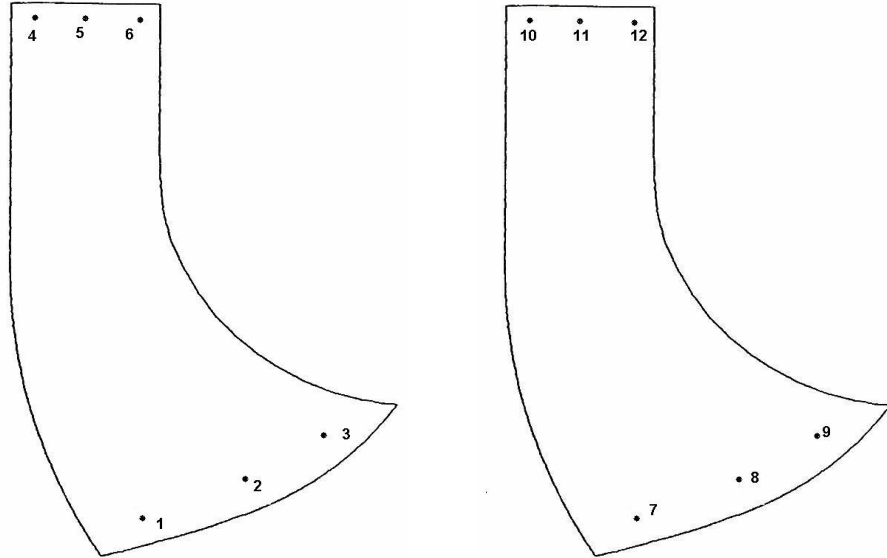
Karşılaştırma yapılacak değerlerden radyal ve teğetsel hız değerleri Fransa Lyon’daki INSA laboratuvarındaki LDV ölçüm değerleri olup basınç değerleri ise Fransa Lille’deki ENSAM laboratuvarı ölçüm değerleridir. Bu değerler sadece nominal debi için elde edilmiş değerlerdir ve eldeki deneysel datalar yeterli miktarda bulunmamaktadır.

Radyal ve teğetsel hızların karşılaştırılması amacıyla yarıçap 0.1957 m. için çeşitli z koordinatlarında çizilen yayların her biri üzerindeki onaltı noktadaki radyal ve

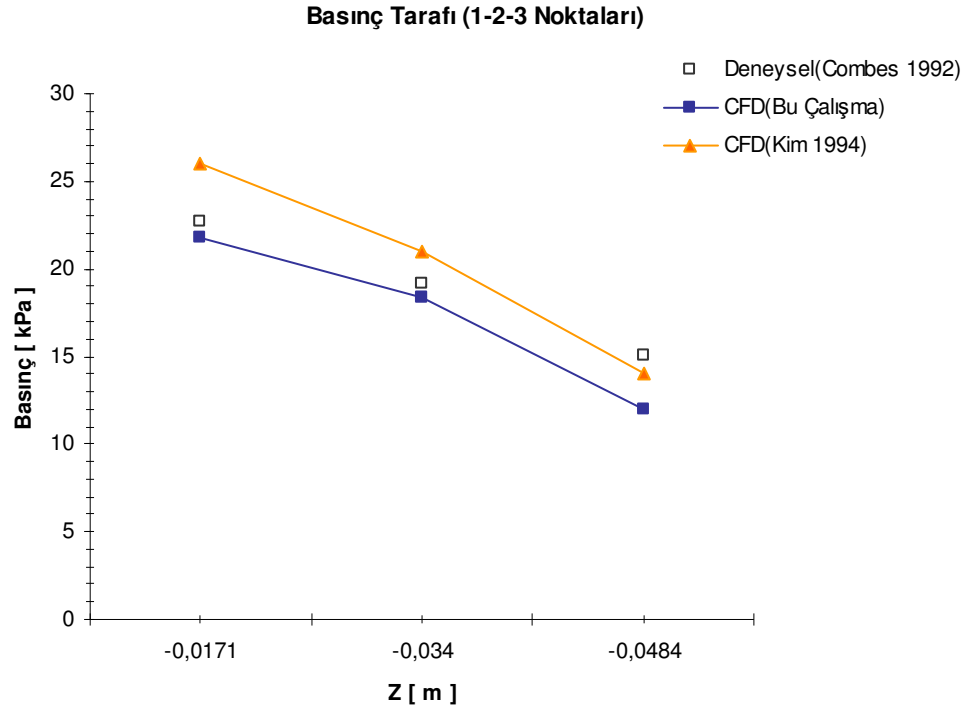
teğetsel hızların ortalamaları hesaplanmıştır. Basınç ölçümleri ise ilk altısı basınç tarafında (pressure side), son altısı da emme tarafında (suction side) olmak üzere toplam on iki noktada gerçekleştirilmiştir. Basınç ölçümlerinin yapıldığı noktaların koordinatları ve şekil üzerinde gösterimleri çizelge 4.1 ve şekil 4.29'deki gibidir.

Çizelge 4.1. Statik basınç değerlerinin karşılaştırıldığı noktaların koordinatları

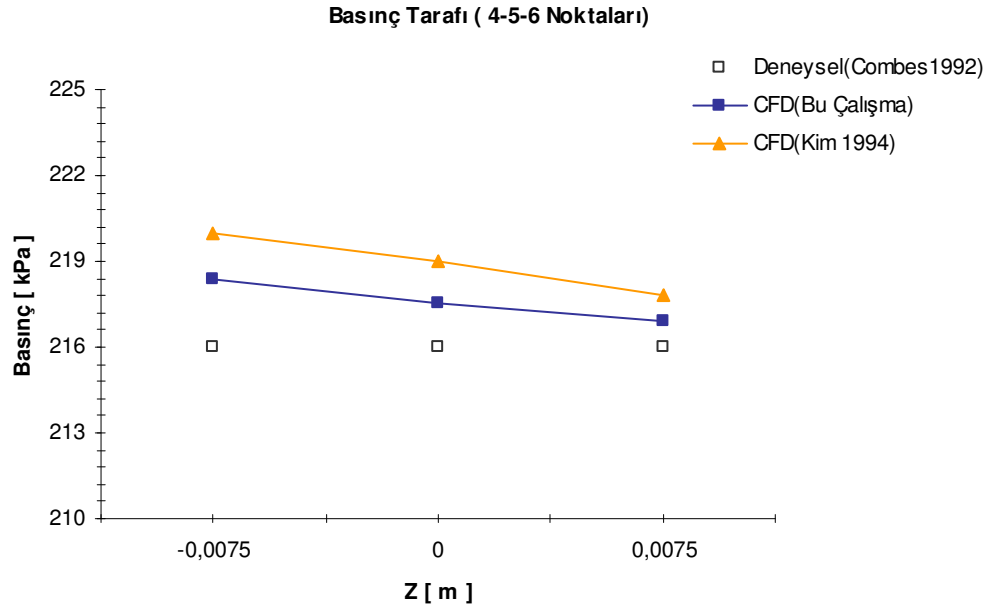
Koordinatlar	X [m]	Y[m]	Z[m]
1	-0.0703	0.04771	-0.0171
2	-0.0756	0.05092	-0.034
3	-0.0829	0.05565	-0.0484
4	0.18918	0.05958	0.0075
5	0.18908	0.05975	0
6	0.18906	0.05975	-0.0075
7	-0.0665	0.0456	-0.018
8	-0.0717	0.0502	-0.0356
9	-0.0792	0.05746	-0.0514
10	0.1901	0.05322	0.0075
11	0.18999	0.05335	0
12	0.19005	0.05332	-0.0075



Şekil 4.29. Numaralarına göre noktaların kanadın her iki yüzeyindeki lokasyonları

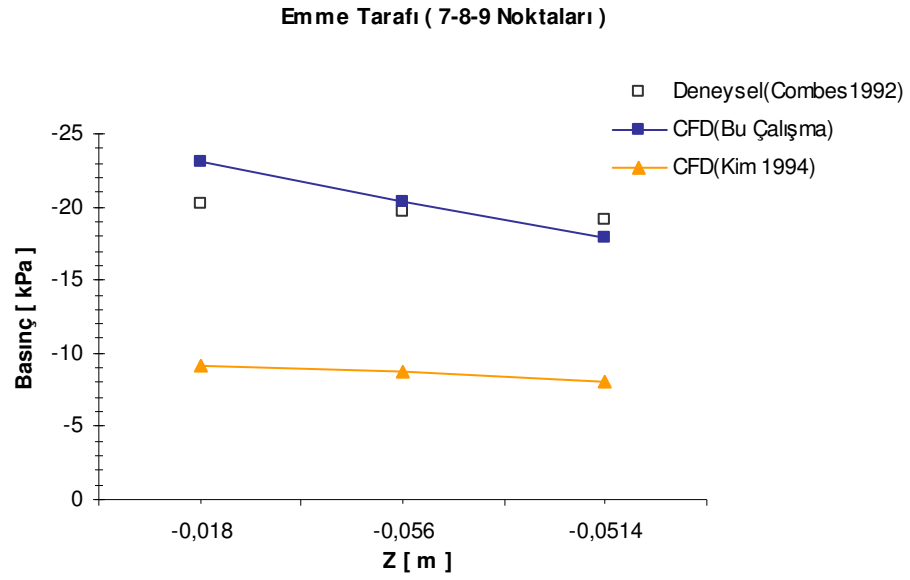


Şekil 4.30. 1-2-3 noktaları için statik basınç değerlerinin karşılaştırılması

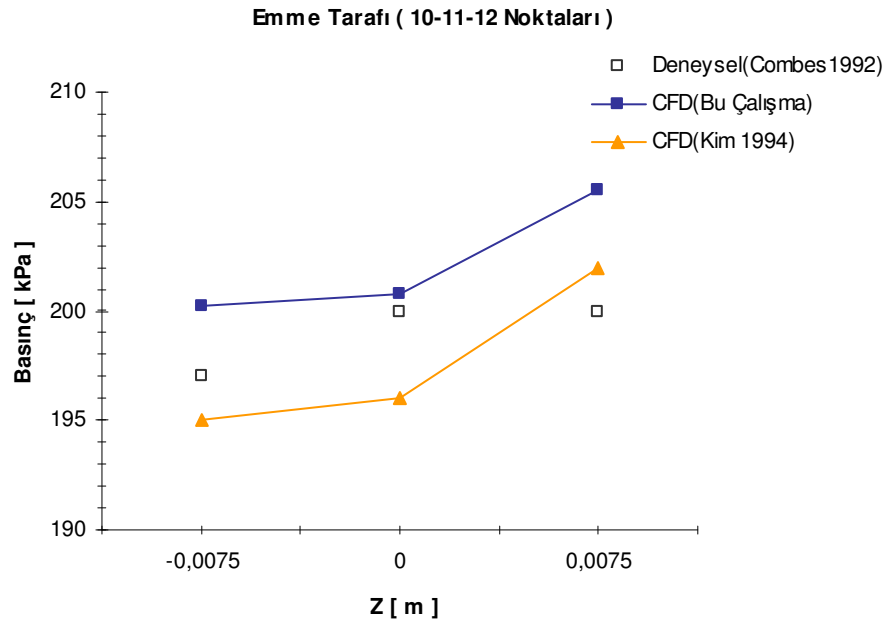


Şekil 4.31. 4-5-6 noktaları için statik basınç değerlerinin karşılaştırılması

Şekil 4.30 ve 4.31’de ilk altı nokta için statik basınç değerleri karşılaştırılmıştır. Kanadın basınç tarafındaki ilk üç nokta (1-2-3) kanat ön ucuna yakın konumda iken diğer üç nokta (4-5-6) kanat arka ucuna yakındır. Bu grafiklerde deney sonuçlarıyla farklılığın muhtemel sebebi ön veya arka ucun akışkanın kanada çarptığı ve kanadı terk ettiği noktalar olmasıdır. Bu nedenle uç bölgelerinde basınç değişimleri fazla olmaktadır.

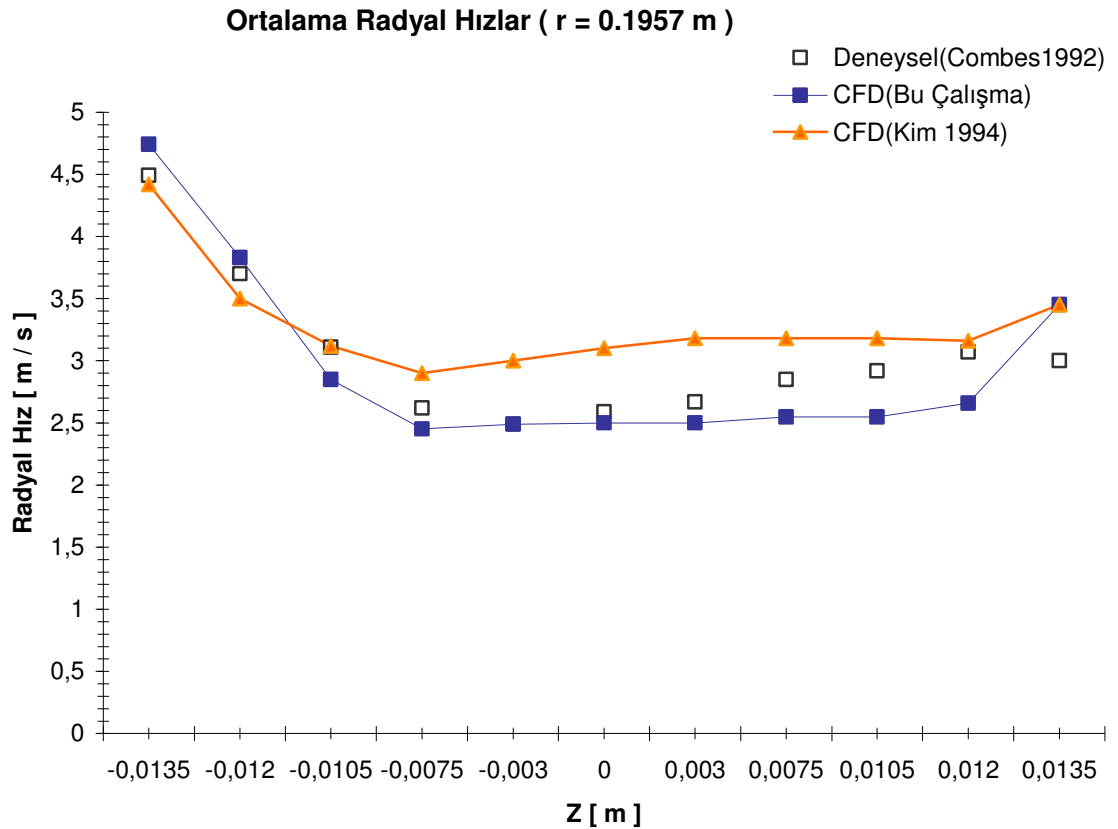


Şekil 4.32. 7-8-9 noktaları için statik basınç değerlerinin karşılaştırılması



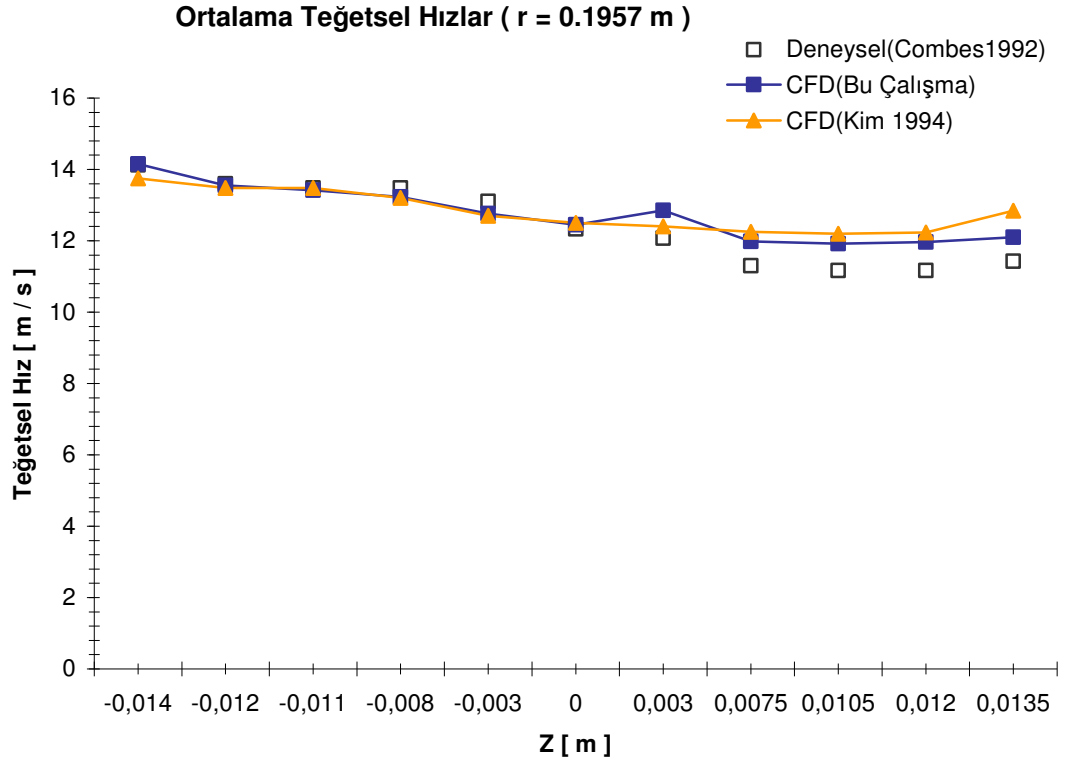
Şekil 4.33. 10-11-12 noktaları için statik basınç değerlerinin karşılaştırılması

Şekil 4.32 ve 4.33'te son altı nokta için statik basınç değerleri karşılaştırılmıştır. Burada dikkat çeken husus 10 nolu nokta için ($z=0.0075$) deney sonuçlarıyla CFD sonuçlarının zıt değişim göstermesidir. Zıt değişim lokal bir kötü ağ elemanından kaynaklanabileceği gibi kullanılan türbülans modeli veya duvar fonksiyonu ile ilgili de olabilir.



Şekil 4.34. $r = 0.1957$ m. için ortalama radyal hızların karşılaştırılması

Şekil 4.34'te $r=0.1957$ m. için radyal hızın, z 'ye bağlı olarak oluşan yay üzerinden hesaplanan ortalama değerlerinin karşılaştırılması görülmektedir. Grafikteki verilerin seyri benzer olsa da maksimum %18'e varan farklılıklar bulunmaktadır. Bu farklılıklar ağ yapısından, türbülans modelinden veya kullanılan duvar fonksiyonundan kaynaklanıyor olabilir. Zaten sonlu hacimler yönteminde akış hacmi sonsuz küçük parçalara bölünemediğinden yöntemin doğası gereği bir hata mevcuttur. Türbülans modeli de veyahut kullanılan duvar fonksiyonu da sonuçta birer yaklaşım olduklarından deneysel sonuçlarla CFD sonuçlarında birebir tutarlılık beklemek olanaksızdır.

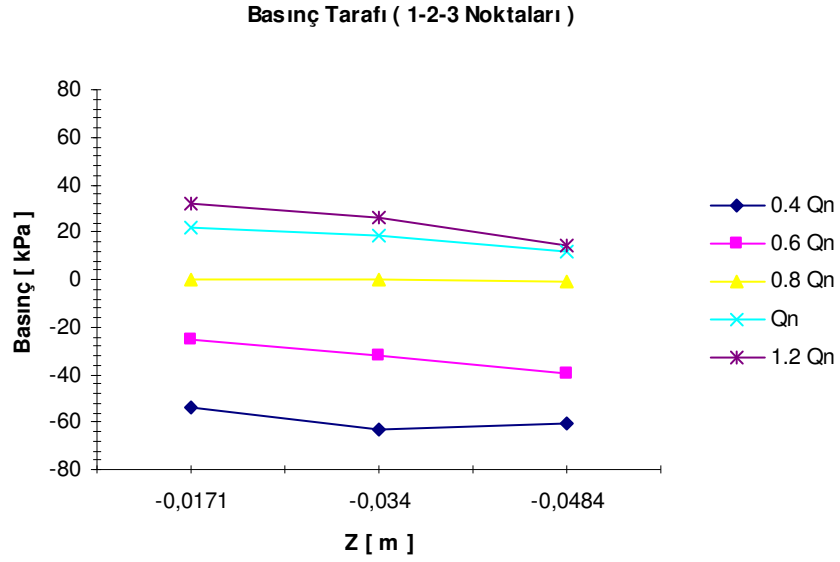


Şekil 4.35. $r = 0.1957 \text{ m}$. için ortalama teğetsel hızların karşılaştırılması

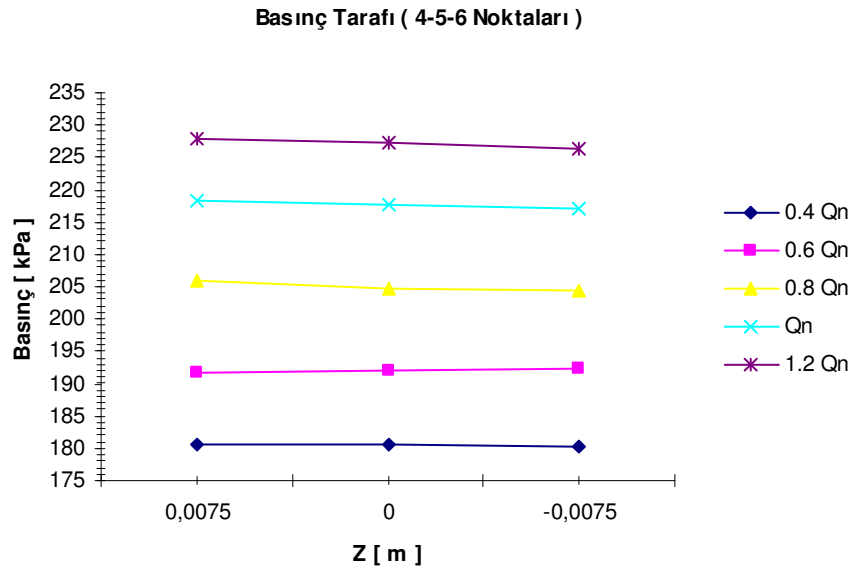
Şekil 4.35'te $r=0.1957 \text{ m}$. için teğetsel hızın, z 'ye bağlı olarak oluşan yay üzerinden hesaplanan ortalama değerlerinin karşılaştırılması görülmektedir. Burada deneysel sonuçlarla CFD sonuçları daha tutarlı bir seyir izlemiştir (maksimum fark %2). $z=0.003$ için bu çalışma sonucu ulaşılan sayısal çözüm artarken deney sonucunun azaldığı görülmektedir. Bu farklılık lokal bir ağ elemanının bozukluğundan kaynaklanmış olabilir.

4.5. Nominal Debide ve Kısmi Debilerde Sonuçların Karşılaştırılması

Öncelikle nominal debide deneysel ölçümlerin ve sayısal çözümlerin karşılaştırıldığı on iki nokta için değerler grafiklere dökülmüştür. Daha sonra ise çeşitli yüzeylerin kesişimi sonucu oluşturulan çizgiler üzerindeki değerler analiz yapılan debi değerleri için grafiklere dönüştürülmüştür.

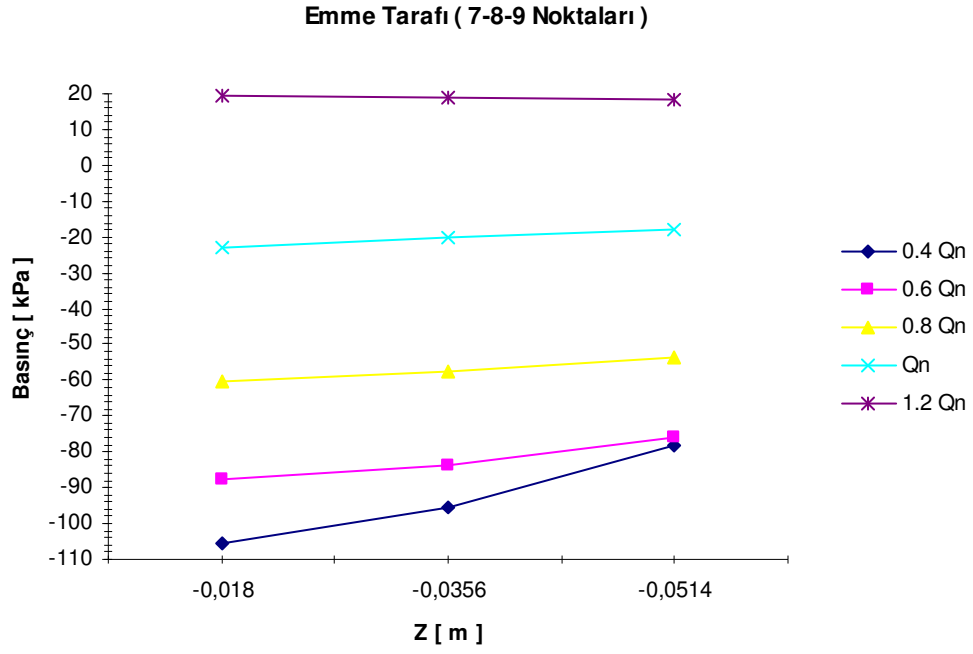


Şekil 4.36. 1-2-3 noktalarında çeşitli debi değerleri için statik basınçların karşılaştırılması

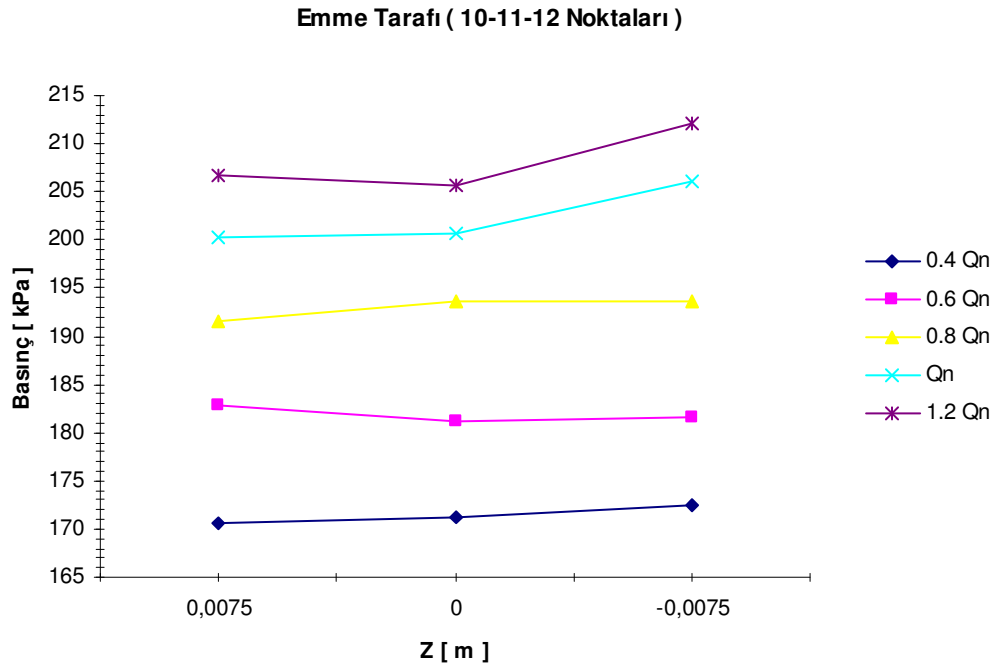


Şekil 4.37. 4-5-6 noktalarında çeşitli debi değerleri için statik basınçların karşılaştırılması

Şekil 4.36, 4.37, 4.38 ve 4.39’da kanadın basınç ve emme tarafında koordinatları çizelge 4.1’de verilen noktalardaki statik basınç değerleri verilmiştir. Grafiklerden de anlaşılabileceği üzere debi değerinin 0.4 Qn’den 1.2 Qn artışı ile birlikte kanat üzerinde ilgili 12 noktada basınç artmıştır. Fakat basınç tarafındaki basınç beklenildiği üzere emme tarafından yüksektir.

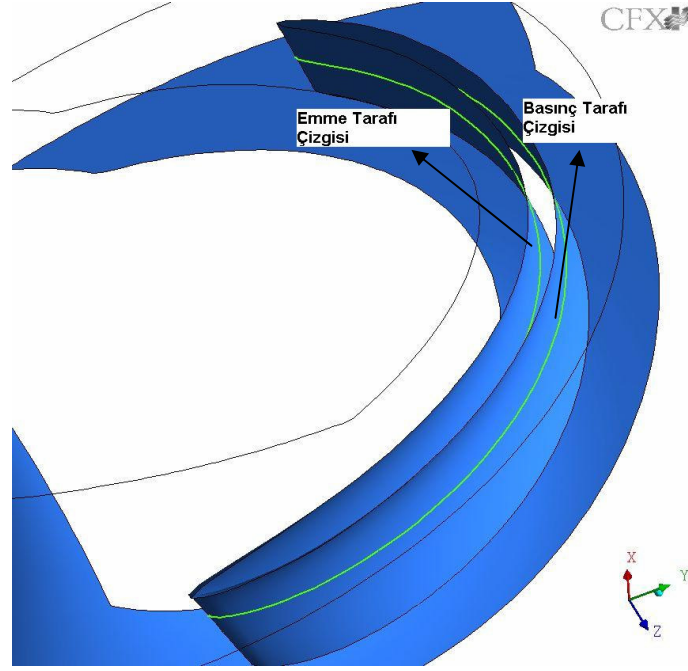


Şekil 4.38. 7-8-9 noktalarında çeşitli debi değerleri için statik basınçların karşılaştırılması

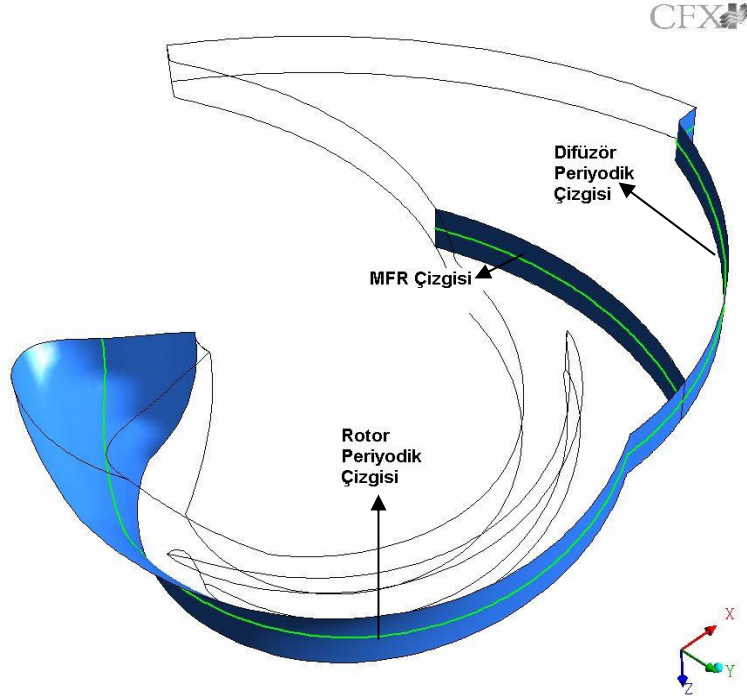


Şekil 4.39. 10-11-12 noktalarında çeşitli debi değerleri için statik basınçların karşılaştırılması

Noktalardaki sayısal çözüm değerlerinden sonra span 0.5 için çeşitli yüzeylerde (kanat yüzeyi, MFR yüzeyi, rotor periyodik yüzeyi ve difüzör periyodik yüzeyi) gösterilebilecek (hız, basınç gibi) değerler grafiklere dökülmüştür.

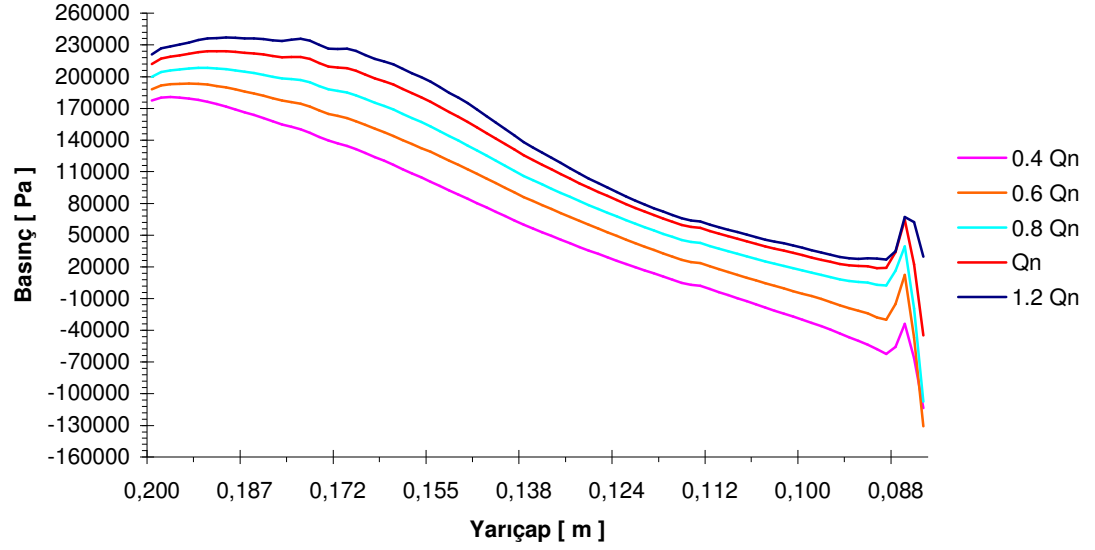


Şekil 4.40. Kanat etrafında değerlerin hesaplandığı çizgiler



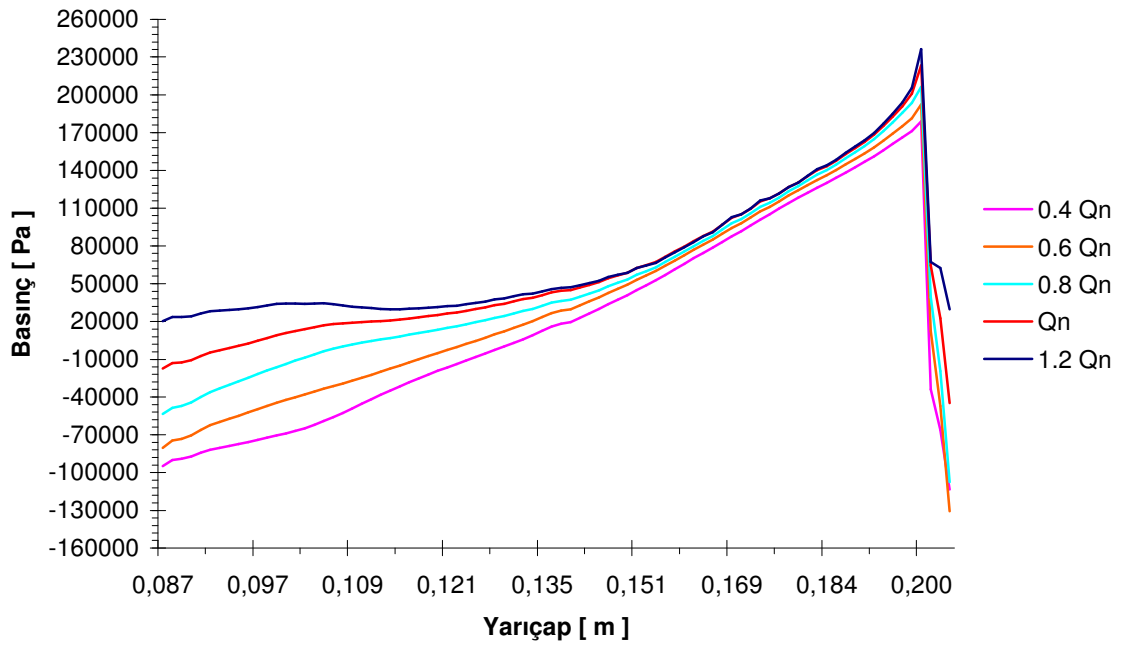
Şekil 4.41. MFR yüzeyinde ve periyodik yüzeylerde değerlerin hesaplandığı çizgiler

Kanat Etrafındaki Basınç Değerleri (Span = 0.5, Basınç Tarafı)



Şekil 4.42. Span 0.5'te (orta yüzey) çeşitli debilerde kanadın basınç tarafındaki statik basınç değerleri

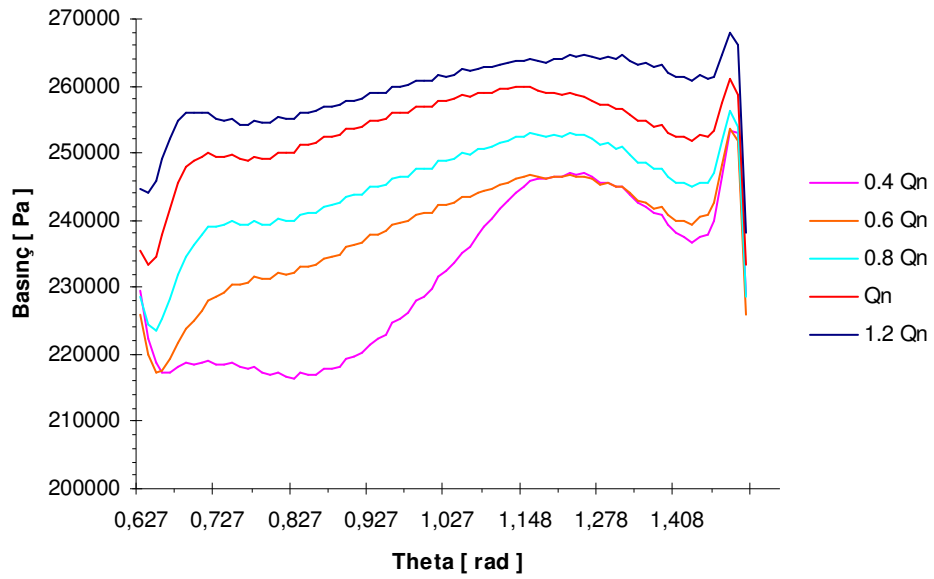
Kanat Etrafındaki Basınç Değerleri (Span = 0.5, Emme Tarafı)



Şekil 4.43. Span 0.5'te (orta yüzey) çeşitli debilerde kanadın emme tarafındaki statik basınç değerleri

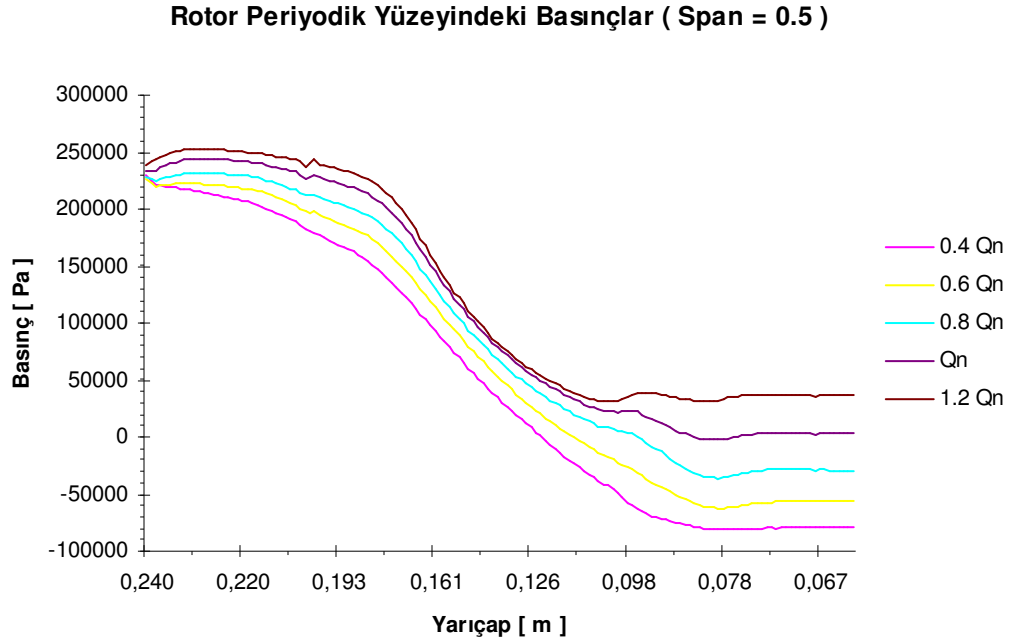
Şekil 4.42 ve 4.43'te orta yüzeyin (span 0.5) kanatla kesiştiği çizgi üzerindeki basınç değerleri verilmektedir. Debi arttıkça basınç ve emme tarafındaki basıncın arttığı görülmektedir. Grafikte görülen negatif değerler çıkış sınır şartı olarak verilen 290 kPa değerinden kaynaklanmaktadır. Nitekim bu değer analizi yapan tarafından atanır çözücü kodda bu değeri baz alarak diğer basınç değerlerini hesaplar. Bu değer referans basıncına eklenen değer yani efektif basınçtır.

MFR Yüzeyi Üzerinde Basınç Değerleri (Span = 0.5)



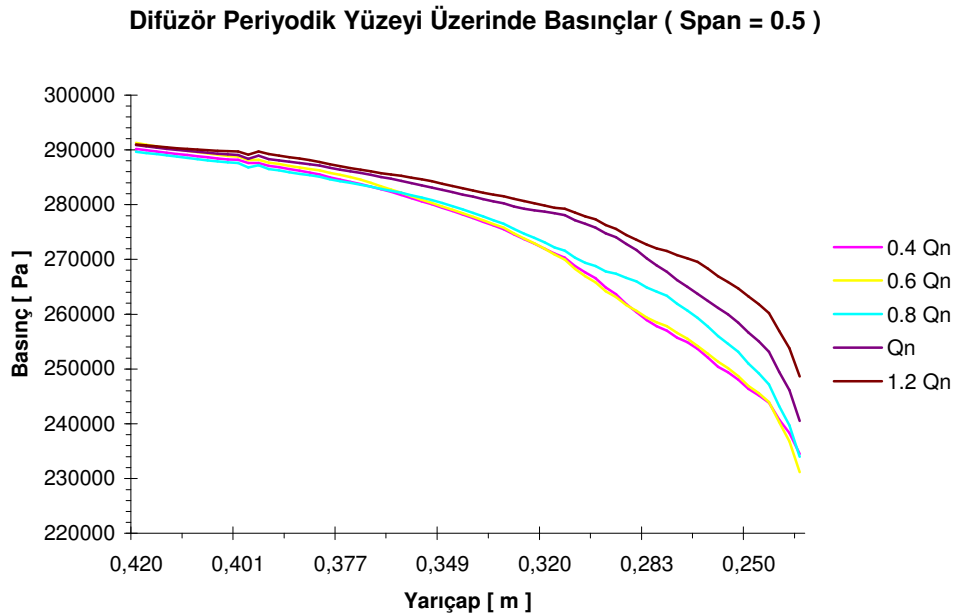
Şekil 4.44. Çeşitli debiler için MFR yüzeyi üzerindeki statik basınç değerleri

Şekil 4.44'de çeşitli debiler için MFR yüzeyi ile orta yüzeyin kesişmesi sonucu elde edilen çizgi üzerindeki basınç değerleridir. Burada ufak basınç dalgalanmaları (pikler) dikkat çekmektedir. MFR yüzeyi hareketli parçadan sabit parçaya geçiş yüzeyi olduğundan piklerin bu ani değişimden kaynaklanması muhtemeldir.



Şekil 4.45. Çeşitli debiler için rotorun periyodik yüzeyi üzerindeki statik basınç değerleri

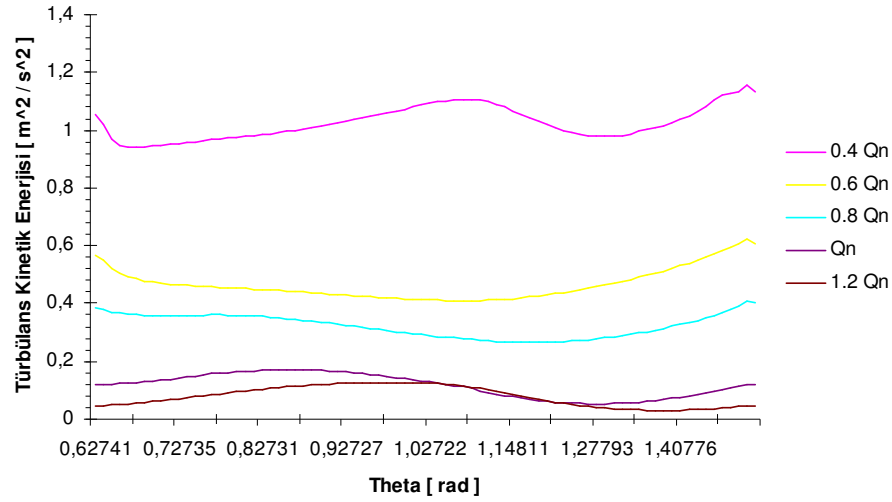
Şekil 4.45'te çeşitli debiler için rotor periyodik yüzeyi ile orta yüzeyin kesişiminden oluşan çizgi üzerindeki basınç değerleri görülmektedir. Burada kanat ön ucunun başladığı $r=0.098$ m. civarı artan bir trendde yükselmeye başlamıştır. Bu grafikteki ufak piklerin sebebi ağ yapısı veya kullanılan türbülans modeli olabilir.



Şekil 4.46. Çeşitli debiler için difüzörün periyodik yüzeyi üzerindeki statik basınç değerleri

Şekil 4.46’da difüzör boyunca çıkışa doğru artan basınç görülmektedir. Bütün debiler için çıkış sınır şartı değeri olarak 290 kPa verildiğinden $r=0.42$ m. de(çıkış yarıçapı) basınçlar kesişmiştir. Fakat $r=0.24$ m. de (difüzör giriş yarıçapı) basınç yüksekliğinin debiyle doğru orantılı olduğu görülmektedir.

MFR Yüzeyi Üzerinde Türbülans Kinetik Enerjisi (Span = 0.5)

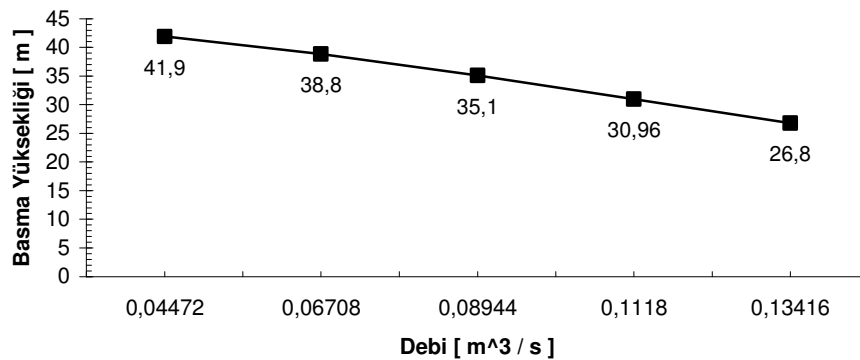


Şekil 4.47. Çeşitli debiler için MFR yüzeyi üzerindeki türbülans kinetik enerjisi değerleri

Şekil 4.47’de MFR yüzeyi ve orta yüzeyin kesişimindeki türbülans kinetik enerjisi görülmektedir. Burada sirkülasyonun fazla olduğu düşük debi değerlerinde türbülans kinetik enerjisi (türbülansa yatkınlık) yüksek çıkmıştır.

Pompanın çeşitli debilerde analizi sonucu ulaşılan basma yüksekliği-debi (H_m -Q) grafiği şekil 4.48’de verilmiştir.

Basma Yüksekliği - Debi (H_m - Q)



Şekil 4.48. Analiz yapılan debiler için pompanın basma yüksekliği-debi grafiği

Bu grafikten faydalanarak nominal debide pompanın çark şekli (çark şekilleri ek 1’de verilmiştir) ile ilgili hesapları yapacak olursak özgül hız,

$$N_e = \rho \cdot g \cdot Q \cdot H_o$$

$$N_e = 1000 \cdot 9,81 \cdot 0,1118 \cdot 31 \cong 34 \text{ kW}$$

$$n_s = \frac{n}{H_o} \cdot \sqrt{\frac{N_e}{H_o}} = \frac{1200}{31} \cdot \sqrt{\frac{34,1,36}{31}}$$

$$n_s \cong 112 \text{ d/dk}$$

olarak bulunur. Ayrıca giriş ve çıkış çapları oranını hesaplayacak olursak,

$$\frac{D_2}{D_0} = \frac{400}{220} \cong 1,82$$

bulunur. Ek 1’deki çark şekilleri incelendiğinde ikinci satırdaki çark şekli ve karakteristiğin analizi yapılan pompanın dahil olduğu sınıf olarak karşımıza çıktığı görülmektedir. ($n_s=110\sim 200$, $D_2/D_0=1,5\sim 2$)

5. ARAŞTIRMA SONUÇLARI ve TARTIŞMA

Bu çalışmada radyal bir santrifüj pompanın nominal debideki ve kısmi debilerdeki akış karakteristikleri incelenmiş olup sonuçlar aşağıdaki gibi özetlenebilir.

1- Nominal debide sayısal çözüm (CFD) ile deney dataları uyumluluk içersindedir. (Şekil 4.30 ile 4.35 arası, şekil 4.24, 4.25, 4.27)

Fakat şekil 4.34'te ortalama radyal hız verilerinin seyri benzer olsa da maksimum %18'e varan farklılıklar bulunmaktadır. Şekil 4.35'te ise ortalama teğetsel hızlardaki maksimum fark %2 civarındadır. Bu farklılıklar ağ yapısından, türbülans modelinden veya kullanılan duvar fonksiyonundan kaynaklanıyor olabilir. Zaten sonlu hacimler yönteminde akış hacmi sonsuz küçük parçalara bölünemediğinden yöntemin doğası gereği bir hata mevcuttur. Türbülans modeli, kullanılan duvar fonksiyonu da sonuçta birer yaklaşım olduklarından deneysel sonuçlarla CFD sonuçlarında birebir tutarlılık beklemek olanaksızdır.

2- Nominal debi için giriş kısmında herhangi bir sirkülasyon bölgesi bulunmamaktadır. (Şekil 4.17a)

3- Nominal debinin 0.4 katında akış, nominal debinin 0.6 katının gösterdiği karakteri göstermekte olup sirkülasyon alanları büyüme göstermiştir. Ayrıca difüzörde shroud (arka yüzey) üzerindeki sirkülasyon bölgesinin genişlediği hub üstünde çıkışa yakın sirkülasyon bölgesinin ise daraldığı gözlemlenmiştir. (Şekil 4.21, 4.22, 4.23)

4- Nominal debinin 0.6 kat olduğu durumda giriş kısmında kanatçığa yakın sirkülasyon tespit edilmiştir. Ayrıca difüzör kısmında hem hubta hem de shroudda sirkülasyon bölgelerinin oluştuğu gözlemlenmiştir. (Şekil 4.24, 4.25, 4.26)

5- Nominal debinin 0.8 katı için girişte herhangi bir sirkülasyon bölgesine rastlanmamışken difüzörde ise hub tarafında sirkülasyona rastlanmıştır. (Şekil 4.27)

6- Debi, nominal debinin altında iken manometrik basma yüksekliği artarken nominal debinin üstündeki değerde azalmıştır. (Şekil 4.48)

7- Basınç pompa çıkışına doğru kademe kademe artmaktadır. Ayrıca kanat etrafında basınç tarafında (pressure side) yüksek basınç ve emme tarafında (suction side) ise düşük basınç konturları mevcuttur. Çeşitli debi değerlerinde basınç bölgelerinde büyük değişimler olmasa da debi arttıkça basınç değerleri artmaktadır. (Şekil 4.12)

8- Bağlı hızlar en yüksek değerleri difüzör girişine yakın yerlerde almaktadırlar. Burada rotordan difüzöre yani dönen bir parçadan duran bir parçaya geçiş olduğundan rotor hacminin uç kısımlarında hız yüksektir. Diğer bir hususta giriş sirkülasyonlarının olduğu ve difüzörde büyük sirkülasyon bölgelerinin görüldüğü 0.4 Q_n ve 0.6 Q_n debilerinde rotorun uç kısmında oluşan yüksek hız konturlarının (kırmızı bölgeler) difüzöre doğru genişlemesidir. Buralardaki yüksek hızlarda bu iki debide oluşan büyük sirkülasyon bölgelerinin sebebi olabilir. (Şekil 4.13)

9- Mutlak hız vektörleri akışkanın rotorun dönüş yönü boyunca difüzörden salyangoza hareket ettiğini göstermektedir. Ayrıca vektörlerin çizdirildiği span 0.5 yüzeyinde (orta yüzey) herhangi bir sirkülasyon olmadığı görülmektedir. (Şekil 4.14)

10- Kanat üzerindeki basınç, kanat ön ucundan arka ucuna doğru kademe kademe artmaktadır. Fakat akışkanın kanatla ilk çarpıştığı nokta olması sebebiyle kanat ön ucundaki basınç konturları arka uçtaki gibi düzenli değildir. (Şekil 4.15) Basınç tarafında olduğu gibi akışkanın kanatla ilk temas ettiği ön uçta basınç konturlarında bir düzensizlik bulunurken arka uca doğru konturlardaki değişimler daha düzenli hale gelmiştir. (Şekil 4.16)

11- Girişe yakın sirkülasyonun olduğu 0.4 Q_n ve 0.6 Q_n için düşük basınç bölgesi mile (dönme merkezine) yakın iken girişte sirkülasyonun kalktığı 0.8 Q_n ve üzerindeki debilerde ise yüksek basınç bölgesi mile, düşük debilerde huba (0.4 Q_n ve 0.6 Q_n) yaklaşmıştır. Nitekim huba (üst yüzeye) doğru giden bu düşük basınç bölgesine, akışkanın yüksek basınç bölgesinden hareketi sonucu sirkülasyonlar oluşmuştur. (Şekil 4.18)

12- 0.4 Q_n için çıkış basınç konturlarında yüksek basınç baskın iken debi arttıkça yüksek basınç konturları shrouda (arka yüzeye) doğru hareket etmektedirler. (Şekil 4.19)

13- Girişte ve çıkışta sirkülasyon bölgelerinin olduğu 0.4 Q_n ve 0.6 Q_n debi değerleri için özellikle emme tarafında yüksek bir türbülans kinetik enerjisi görülmektedir. Nitekim bu debilerdeki akışın türbülansa ve sirkülasyona daha yatkın olduğu gözlemlenmiştir. (Şekil 4.20)

Farklı bir çalışma olarak birkaç çeşit ağ yapısında (eleman sayısı farklı, eleman tipi farklı vb.) ilgili debilerde pompanın incelenmesi mümkün olabilir. Ayrıca kanat üzerinde performansı arttırıcı değişiklikler yaparak bunun akışa etkisi de incelenebilir.

KAYNAKLAR

ADLER, D., and LEVY, Y., 1979. A Laser-Doppler Investigation of the Flow Inside a Backswept, Closed, Centrifugal Impeller. Journal of Mechanical Engineering Science, vol.21, pp. 1-6

BARRAND, J.P., CAIGNAERT, G., CANAVELIS, R., GUTTON, P., 1984. Experimental determination of the reverse flow onset in a centrifugal impeller. Proceedings of the 1st Int. Pump Symposium, Houston, pp. 63-71

BARRAND, J.P., CAIGNAERT, G., GRAESER, J.E., RIEUTORD, E., 1985. Synthèse de résultats d'essais en air et en eau en vue de la détection des débits critiques de recirculation à l'entrée et à la sortie de la roue d'une pompe centrifuge. La Houille Blanche n 5

BAŞEŞME, E.A., 2004. Hesaplamalı Akışkanlar Dinamiği ve Pompa-Vana İmalat Sanayiinde Kullanımı. 5. Pompa-Vana Kongresi Bildiriler Kitabı

BOIS, G., COMBES, J.R., RIEUTORD, E., 1992. An analysis of flow characteristics of the rotor of an hydraulic centrifugal pump using several CFD methods with different levels of approximation. Presented at IS-ROMAC4, Honolulu

BOIS, G., RIEUTORD, E., 1990. Etude de l'écoulement en sortie de roue de pompe centrifuge depuis le débit nominal jusqu'au débit critique de recirculation. Compte rendu de fin d'étude de contrat MRT no 88H0636

CAIGNAERT, G., BARRAND, JP., 1989. Débits critiques de recirculation: synthèse de l'ensemble des résultats expérimentaux sur les roues SHF essayées en air (ENSAM Lille) et en eau (INSA Lyon, EPF Lausanne, Hydroart Milan). 20èmes journées de l'Hydraulique SHF, Lyon, France.

CAIGNAERT, G., CANAVELIS, R., 1986. Recensement et examen critique des méthodes expérimentales de détection des recirculations dans une pompe centrifuge. Symposium IAHR, Montréal, CANADA

CAIGNAERT, G., DESMET, B., MAROUFI, S., BARRAND, J.P., 1985. Velocities and Pressure Measurements and Analysis at the Outlet of a Centrifugal Pump impeller. ASME paper 85-WA/FE-6, Miami Beach

CAUDIU, E., GRIMBERT, L, EL GHAZZANI, E.M., YERRY, A., 1988. 3D Flow Calculations - Application to a mixed-flow pump and a Francis turbine. Symposium IAHR, Trondheim, Norway

CFX 5.7.1 User's Manual, 2005. ANSYS INC.

CHABARD, J.P., METIVET, E., POT, G., THOMAS, B., 1991. An efficient finite element method for the computation of 3D turbulent incompressible flows. Appeared in Finite Element in Fluids, vol.8.

CHENG, H.P., JOU, R.Y., CHEN, F.Z., CHANG, Y.W., IWANE, M., HANAOKA, H., 1999, Flow Investigation of Siegbahn Vacuum Pump by CFD Methodology. J.Vacuum 53, pp.227-231

COMBES, J.F., 1985. Calcul de l'écoulement tridimensionnel potentiel dans une roue de pompe centrifuge à débit partiel. La Houille Blanche n 5

COMBES, J.F., 1991. Application of a 3D viscous flow FEM code to a centrifugal pump. 77th Symposium AGARD – PEP : CFD Techniques for Propulsion Applications, San Antonio, Texas

COMBES, J.F., GRIMBERT, L, RIEUTORD, E., 1991. An analysis of the viscous flow in a centrifugal pump with a finite element code. Fluid Machinery Forum, 1st ASME-JSME Fluids Engineering Conference, Portland, Oregon

COMBES, J.F., RIEUTORD, E., 1992. Numerical and experimental analysis of the flow in a centrifugal pump at nominal and partial flow rate. Direction des Etudes et Recherches 93NB00178

FRASER, W.H., 1982. Recirculation in centrifugal pumps. World Pumps, 1982-188, pp.227-235

GELİŞLİ, M.Ö., AÇIKGÖZ, A., ERTÜRK, E., 2004. Çok Kademeli Bir Pompanın Performans ve Verim Değerlerinin Hesaplanmalı Akışkanlar Dinamiği Yöntemleri Kullanılarak Belirlenmesi. 5. Pompa-Vana Kongresi Bildiriler Kitabı

GOTO, A., 1990. Study of Internal Flows in a Mixed-Flow Pump Impeller at various Tip Clearances Using 3D Viscous Flow Computations. ASME paper 90-GT-36

GRISON, P., VERRY, A., VILLARD, D., 1984. Theoretical and Experimental Analysis of the 3D Flow in a Pump Turbine. Symposium IAHR, Stirling.UK

GROTJANS, H. and MENTER, F.R., 1998. Wall functions for general application CFD codes. In K.D.Papailiou et al., editor, ECCOMAS 98 Proceedings of the Fourth European Computational Fluid Dynamics Conference, pp. 1112-1117. John Wiley & Sons

GULEREN, K.M., PINARBASI, A., 2004. Numerical simulation of the stalled flow within a vaned centrifugal pump. Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers; Apr 2004; 218, 4; ProQuest Science Journals, pp. 425

HAMKINS, C.P., and FLACK, R.D., 1987. Laser Velocimeter Measurements in Shrouded and Unshrouded Radial Flow Pump Impellers. Journal of Turbomachinery vol.109, pp.70-76

KANNEMANS, H., 1980. Radial Pump Impeller Measurements Using a Laser Doppler Velocimeter. ASME paper 80-GT-94

KARAGÖZ, İ., 2004. Hidrolik Makineler. Bursa

KIM, B., BACHE, G.E., 1994. The SHF Radial Impeller Validation Study. Advanced Computing Corp. Report no. 94-1

KONURALP, O., ÖZKELEMCİ, H., ALBAYRAK, K., AÇIKGÖZ, A., 2004. Düşey Milli Çok Kademeli Bir Pompanın Performans Değerlerinin Hesaplamalı Akışkanlar Dinamiği Yardımı ile Belirlenmesi ve Deney Sonuçları ile Karşılaştırılması. 5. Pompa-Vana Kongresi Bildiriler Kitabı

LAKSHMINARAYANA, B., 1991. An Assessment of Computational Fluid Dynamic Techniques in the Analysis and Design of Turbomachinery. The 1990 Freeman Scholar Lecture , Journal of Fluids Engineering, vol.113, pp.315-352

LAUNDER, B.E. and SPALDING, D.B., 1974. The numerical computation of turbulent flows. Comp Meth Appl Mech Eng, 3:269-289

MAROUFI, S., 1986. Contribution à l'étude de l'apparition des recirculations en sortie de roue dans une pompe centrifuge fonctionnant à débits partiels. Thèse de 3ème cycle, Université de Lille

MARTELLI, F., MICHELASSI, V., 1989. Pump design by viscous calculations. 20ème journées de l'Hydraulique SHF, Lyon, France

MINER, S.M., BEAUDOIN, R.J., FLACK, R.D., 1989. Laser Velocimeter Measurements in a Centrifugal Flow Pump. Journal of Turbomachinery, vol.111, pp. 205-212

MIYAZOE, Y., SAWAIRI, T., ITO, K., KONISHI Y., YAMANE, T., NISHIDA, M., MASUZAWA, T., TAKIURA, K., TAENAKA Y., 1998. Computational Fluid Dynamics Analyses to Establish Design Process of Centrifugal Blood Pumps. J. Artificial Organs 22(5), pp.381-385

MOORE, J., LE FUR, T., MOORE, J.G., 1990. Computational Study of 3D Turbulent Air Flow in a Helical Rocket Pump Inducer. AIAA paper 90-2123.

ÖZGÜR, C., 1977. Su Makinaları. İTÜ

PHILIBERT, R., VERRY, A., 1985. Flow calculation in SHF impeller at 100% and 80% of design flow rate. La Houille Blanche n 5

PLUTECKI, J., SKRZYPACZ, J., 2003. CFD Simulations of 3D Flow in a Pump Stator with a Spherical Surface. World Pumps August-2003, pp.28-31

SCHIAVELLO, B., SEN, M., 1980. On the prediction of the reverse flow onset at the centrifugal pump inlet. 22nd Fluids Eng. Conf. ASME, New Orleans

SENOO, Y., 1984. Vaneless diffusers. Von Karman Institute for Fluid Dynamics, LS 1984-07: Flow in centrifugal compressors

SHI, F., TSUKAMOTO, H., 2001. Numerical Study of Pressure Fluctuations Caused by Impeller-Diffuser Interaction in a Diffuser Pump Stage. J. Fluids Eng. 2001-123, pp.466-474

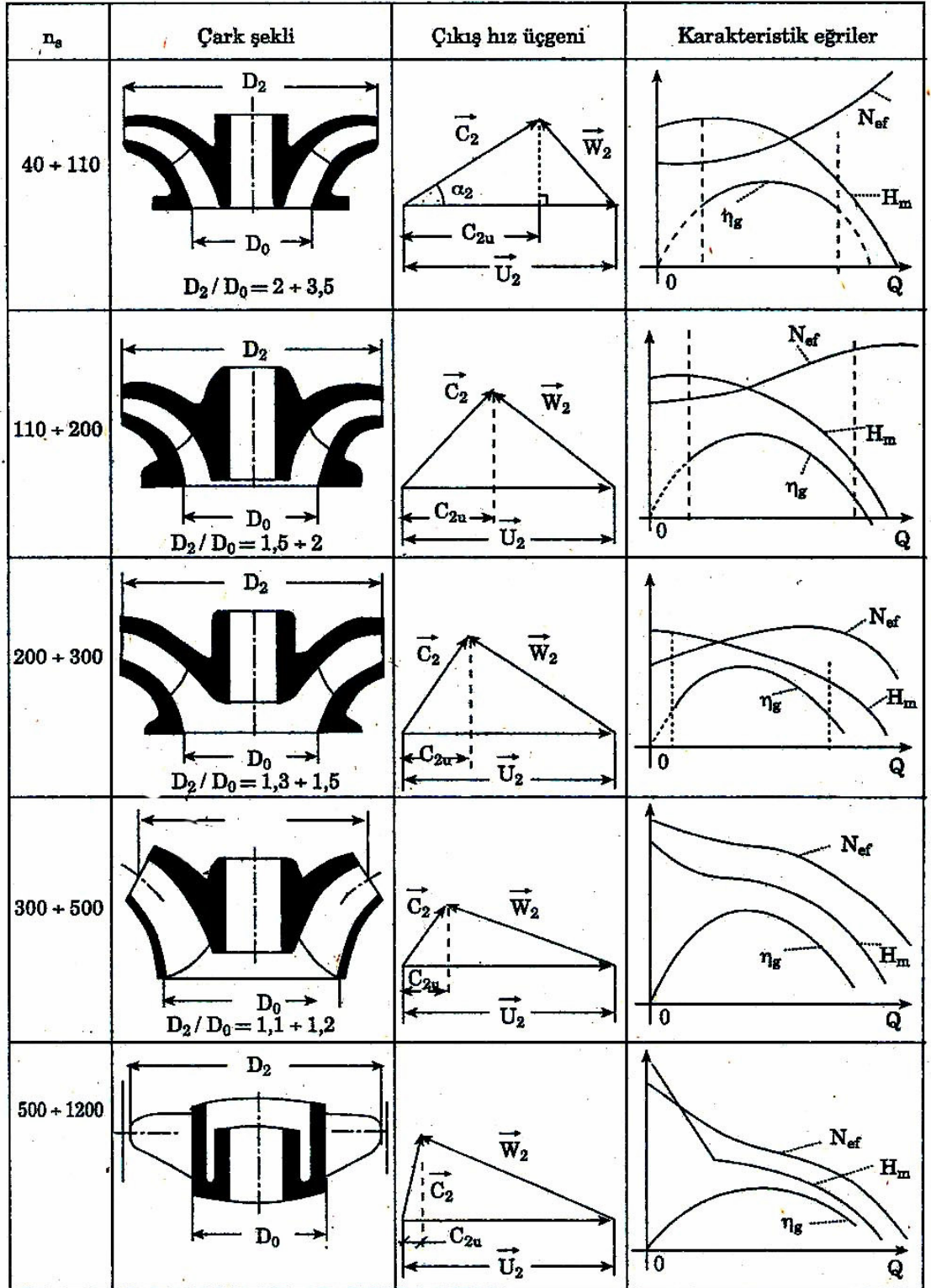
TSURUSAKI, H., KINOSHITA, T., 2001. Flow control of rotating stall in a radial vaneless diffuser. J. Fluids Eng. 2001-123, pp.281-286

UBALDI, M., 1985. Calcul de l'écoulement visqueux dans un canal de pompe centrifuge. La Houille Blanche n 5

UBALDI, M., PHILIBERT, R., VERRY, A., 1986. Examen des possibilités et limites d'utilisation des calculs d'écoulement pour la prévision des débits de recirculation d'une roue de pompe centrifuge. Symposium IAHR, Montréal, CANADA

YALÇIN, K., 1998. Hacimsel ve Santrifüj Pompalar. Çağlayan Kitabevi, İstanbul

YU, S.C.M., BERNARD, T.H., CHAN, W.K., CHUA, L.P., 2000. The Flow Patterns Within the Impeller Passages of a Centrifugal Blood Pump Model. J. Medical Eng. and Physics vol.22, pp.381-393



EK 1. Santrifüj pompalarda özgül hıza bağlı olarak çark şeklinin değişimi

TEŞEKKÜR

Öncelikle bu çalışmaya ışık tutan ve yön veren, ilmi kişiliği ve karakteriyle örnek alınabilecek nadir insanlardan olan hocam Prof. Dr. İrfan KARAGÖZ'e, değerli hocalarımıza ve Araştırma Görevlisi arkadaşlara teşekkür ederim.

Programların kullanımında büyük kolaylıklar gösteren FİGES A.Ş. Genel Müdürü Dr. Tarık ÖĞÜT'e, FİGES'te çalışan değerli mühendis arkadaşlarıma ve çalışma hakkındaki geometrinin, dökümanların temininde büyük yardımları olan ANSYS CFX Almanya'dan John STOKES'a teşekkürü bir borç bilirim.

Hayatın bu kıymetli insanlara daima güzellikler getirmesini dilerim .

ÖZGEÇMİŞ

1980 Bursa doğumludur. 2003 yılında Uludağ Üniversitesi Mühendislik Mimarlık Fakültesi Makine Mühendisliği Bölümü'nden mezun olmuştur. Ara vermeden yüksek lisansa başlayarak hemen akabinde de FİGES A.Ş.'de Hesaplamalı Akışkanlar Dinamiği (CFD) Proje ve Teknik Destek Mühendisi olarak bir sene boyunca çalışmıştır.

2005 başında Uludağ Üniversitesi Mühendislik Mimarlık Fakültesi Makine Mühendisliği Bölümü'nde Araştırma Görevlisi olarak çalışmaya başlayarak 2005'in ilk yarısında Anadolu Üniversitesi AÖF İşletme Bölümü'nden mezun olmuştur.