

**EGZOS EMİŞ AĞZI ETRAFINDAKİ AKIŞIN
SAYISAL HESABI**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
Müh. B. Murat MESTANİ
(508970004011)**

100946

100 946

**Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 7 Haziran 2000
Tezin Savunulduğu Tarih : 20 Haziran 2000**

Tez Danışmanı : Doç.Dr. Selma ERGİN

Diğer Jüri Üyeleri : Prof.Dr. O. Azmi ÖZSOYSAL

Doç.Dr. Muhittin SÖYLEMEZ

HAZİRAN 2000

ÖNSÖZ

Bu çalışmada dikdörtgen ve flanşsız bir egzoz ağzı etrafındaki akış nümerik olarak hesaplanmıştır. Çalışmanın özellikle endüstri ve gemi sektöründe kullanılan egzoz ağzlarının emiş yeterliliklerinin hesaplanması yönünde faydalı olacağı kanısındayım.

Çalışmalarım süresince bana değerli bilgileriyle katkıda bulunan, sayın hocam Doç.Dr.Selma Ergin'e, teşekkürü bir borç bilirim.

Ayrıca hiçbir konuda yardımlarını esirgemeyen sevgili arkadaşlarım Arş.Gör.D.Bülent Danışman ve U. Oral Ünal'a ve son olarak, tez çalışmam boyunca manevi desteğini bir an olsun eksik etmeyen sevgili eşim Bahar Zeytin'e teşekkürlerimi sunarım.

Haziran 2000

B.Murat MESTANİ

İÇİNDEKİLER

TABLO LİSTESİ	v
ŞEKİL LİSTESİ	vi
ŞEMBOL LİSTESİ	vii
ÖZET	viii
SUMMARY	ix
1. GİRİŞ	1
1.1 Yapılan Çalışma ve Önemi	1
1.2 Önceki Çalışmalar	2
2. YEREL EGZOS SİSTEMLERİ	6
2.1 Giriş	6
2.2 Yerel Egzos Sistemlerinin Sınıflandırılması	6
2.2.1 Yapısına göre egzoz sistemleri	6
2.2.2 Hava akışının yönüne göre	7
2.2.3 Hava akışının boyutuna göre egzoz sistemleri	8
2.2.4 Hava akış yönü ile egzoz ağzının bulunduğu yön arasındaki ilişkiye göre egzoz sistemleri	9
2.2.5 Hava akışının doğasına göre egzoz sistemleri	9
2.3 İşlevlerine Göre Egzoz Ağızı Tipleri	10
2.3.1 Kapalı egzoz ağızları	10
2.3.2 Alıcı egzoz ağızları	10
2.3.3 Yakalayıcı egzoz ağızları	11
3. MATEMATİK MODEL	16
3.1 Giriş	16
3.2 Yönetici Denklemler	16
3.3 Türbülans Modeli	20
3.3.1 k - ϵ türbülans modeli	24
3.4 Logaritmik Duvar Fonksiyonları	26
3.4.1 Hız dağılımı	27
3.4.2 k ve ϵ dağılımı	27
3.5 Çözüm Yöntemi	28
3.5.1 Ağ	28
3.5.2 Denklemlerin Ayrıklaştırılması	28
3.5.3 Basınç ile hız arasındaki ilişki	31
3.6 Sınır Şartları	32
3.6.1 Hız	33
3.6.2 Türbülans kinetik enerji	33

3.6.3	Türbülans kinetik enerjinin yayınımlı	34
3.7	Cebrik Denklem Sisteminin Çözümü (TDMA)	34
3.8	Bilgisayar programı	35
3.9	Hesaplamalar ile İlgili Detaylar	35
3.9.1	Hesaplama alanı ve eksen sistemi	35
3.9.2	Kullanılan ağ	35
3.9.3	Yakınsaklık kriteri	36
3.9.4	Under-Relaxation faktörleri	36
4.	SONUÇLAR VE TARTIŞMA	37
4.1	Giriş	37
4.2	Hız Alanları	37
4.3	Türbülans Dağılımı	43
4.4	Akım Çizgileri	49
4.5	Karşılaştırmalar	54
4.6	Tartışma ve Gelecek Çalışmalar İçin Öneriler	55
KAYNAKLAR		57
ÖZGEÇMİŞ		60

TABLO LİSTESİ

	<u>Sayfa No</u>
Tablo 3.1. Denklemlerdeki değişkenler,yayınım katsayıları ve kaynak terimler	25



ŞEKİL LİSTESİ

	Sayfa No
Şekil 2.1 : Kapalı ve açık egzoz ağızları	7
Şekil 2.2 : Yukarı doğru akışlı egzoz ağızı	7
Şekil 2.3 : Yanal akışlı egzoz ağızı	7
Şekil 2.4 : Aşağı doğru akışlı egzoz ağızı	8
Şekil 2.5 : Diagonal akışlı egzoz ağızı	8
Şekil 2.6 : İki ve üç boyutlu akışın görüldüğü egzoz sistemleri	9
Şekil 2.7 : Direkt ve dolaylı gaz yakalayan egzoz sistemleri	9
Şekil 2.8 : Çekme ve itme-çekme şeklinde çalışan egzoz sistemleri	10
Şekil 2.9 : Kapalı egzoz ağızı	10
Şekil 2.10 : Alıcı egzoz ağızı	11
Şekil 2.11 : Yakalayıcı egzoz ağızı	11
Şekil 2.12 : Değişik egzoz ağızları	12
Şekil 2.13 : Dairesel ve slot kesitli profillerin hız alanları	12
Şekil 2.14 : Flanşlı ve flanşsız egzoz ağızlarının yakalama alanları	13
Şekil 2.15 : Konik ağız	13
Şekil 2.16 : Dar aralıklı kanallardan oluşan egzoz ağızı	14
Şekil 2.17 : Çoklu slot şeklindeki egzoz ağızı	14
Şekil 3.1 : Kontrol hacminde süreklilik ifadesi	16
Şekil 3.2 : Kontrol hacminde momentumun korunumu	18
Şekil 3.3 : Hesaplama alanı ve eksen sistemi	35
Şekil 4.1 : Değişik x-y düzlemlerinde hız alanları	38
Şekil 4.2 : Değişik x-z düzlemlerinde hız alanları	41
Şekil 4.3 : Değişik x-y düzlemlerinde türbülans dağılımı	44
Şekil 4.4 : Değişik x-z düzlemlerinde türbülans dağılımı	47
Şekil 4.5 : Değişik x-y düzlemlerinde akım çizgileri	49
Şekil 4.6 : Değişik x-z düzlemlerinde akım çizgileri	52
Şekil 4.7 : Orta eksen için hız alanlarının karşılaştırılması	55

SEMBOL LİSTESİ

$\bar{\rho}$	: Zaman ortalamalı yoğunluk
$\mathbf{U}$	: Hız vektörü
$\bar{u}_i$	: Zaman ortalamalı hız
u_i'	: Türbülanslı hız
A	: Alan
t	: Zaman
V	: Hacim
u	: x yönündeki hız bileşeni
v	: y yönündeki hız bileşeni
w	: z yönündeki hız bileşeni
S	: Yüzey
$\mathbf{n}$	: Yüzey normal vektörü
$\mathbf{f}$	: Birim kütleye etkiyen bünve kuvveti
$\mathbf{P}$	: Birim alana etkiyen yüzey kuvveti
$\bar{p}$	: Zaman ortalamalı basınç
p'	: Türbülans basıncı
σ	: Gerilme bileşeni
μ	: Dinamik Viskozite
ν	: Kinematik viskozite
k	: Türbülans kinetik enerji
ε	: Türbülans kinetik enerjisi yayılım oranı
τ	: Kayma gerilmesi
L	: Uzunluk skalası
σ_k	: Türbülans Prandtl sayısı
q	: Alt grid ölçek alanında hız
Δ	: Alt griddeki en büyük girdap
Q	: Hareketli girdapların hız skalası
S_ϕ	: Kaynak terimi

EGZOS EMİŞ AĞZI ETRAFINDAKİ AKIŞIN SAYISAL HESABI

ÖZET

Bu çalışmada flanşsız dikdörtgen kesitli bir egzoz emiş ağızı etrafındaki üç boyutlu ve türbülanslı akış sayısal olarak modellenmiştir. Egzoz ağızı simetrik olduğundan ağzın dörtte birlik bir kısmı için hesaplama yapılmıştır. Ağzın sac kalınlığı 10 mm ve genişlik/boy oranı (b/a) 0.5'tir. Emişin durgun ortamdan yapıldığı kabul edilmiş, akış üç boyutlu ve türbülanslı, akışkan ise sıkıştırılmaz olarak modellenmiştir. Türbülans modeli olarak $k-\epsilon$ türbülans modeli kullanılmıştır. Elde edilen denklemler sonlu hacim metodu kullanılarak çözülmüştür. Hesaplama alanı sıklığı değişen ağ aralıklarına bölünmüş, hız ve diğer değişkenlerin büyük farklılıklar göstermediği ağ büyüklüğü deneme-yanılma yöntemiyle belirlenmiştir. Kullanılan ağ büyüklüğü x , y ve z yönlerinde sırasıyla 57x21x25' tir. Ağ sıklığı hızın ve diğer değişkenlerin büyük değişiklikler gösterdiği noktalarda fazla, diğer noktalarda buna bağlı olarak azalmaktadır. Egzoz kanalının çıkışında eksenel hız 8.5 m/sn olarak alınmış diğer iki hız bileşeni sıfır ve diğer değişkenlerin türevleri sıfır alınmıştır. Serbest akım sınırlarında sabit basınç sınır şartı kullanılmıştır. Bu sınırlarda türbülans kinetik enerji sıfırdır. Basınç Simplest algoritması kullanılarak hesaplanmıştır. Ağzın etrafındaki hesaplama alanı ağızdaki akışa etkisi olmayacak şekilde y ve z yönlerinde $6a$, x yönünde $12a$ olarak alınmıştır.

Yapılan hesaplama sonucunda egzoz emiş ağızı etrafındaki hız ve türbülans alanları bulunmuş, elde edilen sonuçlar değişik z ve y düzlemlerinde sunulmuştur. Bundan başka akım çizgileri de aynı düzlemlerde sunulmuş ve tartışılmıştır.

Hesaplanan değerler literatürde mevcut deney sonuçlarıyla karşılaştırılmış ve sonuçların deneylerle iyi bir uyum içinde olduğu görülmüştür.

NUMERICAL SIMULATION OF THE FLOW FIELD AROUND THE SUCTION HOOD

SUMMARY

The aim of this study is to calculate the velocity field of the three dimensional turbulent flow around the rectangular and unflanged suction hood. The flow field was assumed to be symmetrical with respect to the x-y and x-z planes, and thus only a quarter of the flow field was calculated. The thickness of the exhaust duct is 10 mm and the aspect ratio (b/a : width to length ratio) of the hood is 0.5 which is drawing air from still environment. The flow is three dimensional and incompressible. $k-\epsilon$ turbulence model were used to model turbulent flow. The algebraic equations were solved with finite volume method. A non-uniform grid was employed. The effect of the grid size on the accuracy of the simulations was studied by calculating the air flow field with different grid densities. The best resolution were obtained with $57 \times 25 \times 21$ nodes. The density of the grid changes depending on the variation of the pressure and velocity around the hood. The size of the calculation domain is determined in a way to avoid to effect the suction around the hood and so it was taken $12a$ in x and $6a$ in y and z direction. The exit velocity is 8.5 m/sec and a fixed pressure at the free-stream boundaries. At the symmetry planes the normal velocity component and the normal derivatives of all other variables were zero. The fixed pressure boundary condition was used, and pressure and turbulence kinetic energy were set to zero at these boundaries. Simplest algorithm were employed during the calculations.

Velocity and turbulent flow fields were obtained around the hood and results were presented in different z and y planes. Stream traces were also presented and discussed.

The accuracy of the mathematical model were compared with experimental studies in the literature and it was found to be satisfactory.

1. GİRİŞ

1.1 Yapılan Çalışma ve Önemi

Kapalı alanlarda oluşan zehirli gazların hızlı bir şekilde dışarı atılması ve çalışanların bundan en az şekilde etkilenmesi için yerel egzoz sistemlerinin kullanılması, günümüzde artık endüstriyel alanlarda ve gemilerde zorunluluk halini almıştır.

Yerel egzoz sistemlerinin iki temel amacı vardır:

- a) Çalışanların zehirli gaz karışımlarını solunum yoluyla almalarına engel olmak
- b) Zararlı gazların, ortama yayılmadan en kısa sürede toplanması veya yakalanmasını sağlamak

Endüstriyel egzoz sistemleri yerel havalandırma sistemleri olup, özellikle toz, duman, sis, elyaf gibi tanecikli kirleticilerin ortamdan uzaklaştırılmaları için kullanılırlar. Gemilerde kullanılan sistemlerin amacı ise özellikle makina dairelerinde, makina ve yardımcılarının çalışmasından dolayı oluşan sıcak havayı, gaz olarak ortama karışan yağ yakıt vs. gibi ağır ve zehirleyici olabilecek gazları dışarı atmak ve rahat çalışılabilecek bir ortam yaratmaktır. Bunun dışında yolcu gemilerinin yaşam mahallerinde ortama temiz hava girmesini sağlama, mutfaklarda, ortamda bulunan kötü kokuları dışarı atma gibi işlemlerde kullanılırlar.

Yerel havalandırma sistemlerinde, emiş ağzının etrafındaki havayı ve zehirli gazları yakalayabilmesindeki yeterliliği, ağzın etrafındaki hava akımının hesaplanması ile belirlenebilir. Bu gazların en etkin biçimde dışarı atılması ve emiş yeterliliğinin hesaplanması ise pek çok bilim adamının inceleme konusu olmuştur.

Endüstriyel uygulamalarda, pratikte farklı geometrilere sahip egzoz emiş ağızları kullanılmaktadır. Ancak teorik ve pratikte üzerinde çalışılmış modeller sınırlıdır. Ayrıca yapılan çalışmalarda türbülanslı akış değişik parametreler dikkate alınarak tam olarak incelenememiştir. Bu çalışmada amaç dikdörtgen kesitli egzoz ağzı etrafındaki türbülanslı akışı sayısal ve üç boyutlu olarak incelemektir. Bu amaçla kenar uzunlukları oranı 2:1 olan dikdörtgen kesitli ve flanşlı bir egzoz ağzı

modellenmiş, elde edilen sonuçlar literatürde mevcut deneysel sonuçlarla karşılaştırılmıştır.

Hız alanlarının çözümü yapılırken egzoz ağzının havayı durgun ortamdan emdiği, akışın sürekli, izotermal ve türbülanslı olduğu, akışkanın ise sıkıştırılamaz olduğu kabul edilmiştir. Türbülans modeli olarak k- ϵ türbülans modeli kullanılmıştır. Sınır şartı olarak egzoz kanalının çıkışında eksenel hız sabit (8.5 m/s), diğer iki hız bileşeni sıfır ve diğer değişkenlerin türevleri sıfır olarak alınmıştır. Serbest akım sınırlarında sabit basınç sınır şartı kullanılmıştır. Bu sınırlarda basınç ve türbülans kinetik enerjileri sıfır kabul edilmiştir. Simetri düzleminde, düzleme dik olan hız bileşenleri ve diğer değişkenlerin türevleri sıfır alınmıştır. Cidara yakın bölgelerdeki akış, logaritmik duvar fonksiyonları kullanılarak hesaplanmıştır. Çözümlerde zaman ortalama Navier-Stokes denklemleri kullanılmış, türbülans kinetik enerjisi ve türbülans kinetik enerjisinin yayılımını ifade eden türbülans denklemlerinin çözümünde sonlu hacim yöntemi kullanılmıştır. Basınçlar SIMPLE algoritması ile belirlenmiştir. Çözüm yöntemi Phoenix adlı bilgisayar programına uyarlanmış ve bu program denklemlerin çözümünde kullanılmıştır.

Gemilerin makina dairesinde oluşabilecek kirli ve zehirli gazların tahliyesinin önemi, bugüne kadar yapılan çalışmaların yalnızca sanayide kullanılan tiplerdeki emiş ağızları olup bunların gemilerde kullanılanlara tam benzememesi bu tezi hazırlamamda önemli bir etken olmuştur.

1.2 Önceki Çalışmalar

Cascetta (1996) yaptığı deneysel çalışmada 173 mm çapında dairesel kesitli bir baca için hız alanlarını ölçmüştür. Aynı deneyi 240 ve 480 mm çaplı flanşlarla tekrarlayarak, 240 mm lik flanş kullanılması sonucunda emiş ağzı etrafındaki hız alanlarının genişlediğini, böylece daha geniş bir alandan havanın çekilebildiğini göstermiştir. 480 mm çaplı flanş kullanılması ile hız alanında kayda değer bir artma olmamıştır. Deney 100x600 mm ebatlarında dikdörtgen kesitli emiş ağzı ve 1300x1800 mm boyutlarında flanş ile tekrarlanmıştır. Flanş kullanılması durumunda hız alanının flanşsıza göre genişlediği gözlenmiştir. Dairesel ve dikdörtgen flanşlı ağız kullanılarak yapılan deneylerde hız alanının artmasına sebep flanşın, emiş ağzının arkasında kalan bölgedeki hava akımını engellemesi, böylece istenen bölgedeki havayı yakalama kabiliyetini artırması olarak gösterilmiş, ancak bu etkinin, dairesel flanşlı ağızlarda dikdörtgen flanşlılara göre daha az olduğu belirtilmiştir.

Cascetta ve Bellia (1996) deneye dayalı olarak yaptıkları benzer çalışmalarda buldukları sonuçları, diğer araştırmacıların egzoz ağzı girişinde orta eksen hızını hesaplamak amacıyla geliştirdikleri yöntemlerle karşılaştırmışlardır. Bu yöntemler deneysel, potansiyel akış teoremi kabulü ve geometrik model kullanarak elde edilen formüllerdir.

Bellia ve diğ. (1998) dairesel ve dairesel flanşlı olarak inceledikleri egzoz ağzının değişik noktalarındaki (y) hızları, dairesel kesitin çapına göre (D) boyutsuz olarak incelemiştir. Bu mesafeler y/D'nin 0, 0.23, 0.46, 0.69, 0.92 olduğu noktalardır. Elde edilen radyal mesafelerindeki hız yüzdeleri (U/U_{Av}) egzoz ağzı boyunca (x), egzoz ağzı çapına bağlı (x/D) ve ampirik olarak elde edilmiştir. Ampirik formüller deneysel sonuçlarla karşılaştırıldığında değerler birbirine oldukça yakın çıkmaktadır.

Garrison (1983) daha önceden bu konuda çalışma yapmış literatürde mevcut araştırmacıların orta kesit hızlarını hesaplamak için geliştirdikleri ampirik formülleri vermiş, formüllerin hangi aralıkta, hangi kabullerde geçerli olduğunu belirtmiş, emme ağzına giriş alternatiflerinin (flanşlı, genişlik/boy oranı, giriş hızı) etkisini incelemiş, bunların kullanılabilirliği hakkında yorumlar getirmiştir.

Garrison ve Wang (1987), Garrison ve Park (1989), değişik emme ağzı profilleri (düz, flanşlı, kanatlı, yuvarlatılmış) için sonlu elemanlar ve grafik yaklaşım (GA) metodunu kullanarak, ayrıca sert bir yüzeyin yakınında bulunan düz profilili bir ağzın dört değişik konumu için hız alanlarını tespit etmiştir. Çözümlerde Laplace'ın iki boyutlu, sıkıştırılmaz ve irrotasyonel akışkan kabulünü kullanılarak modelleme yapılmıştır. Çalışmalarda üçüncü boyutun etkisi de göz önüne alınmıştır. Bulunan nümerik sonuçlar bu konuda yapılmış diğer çalışmalar ve deneysel sonuçlarla karşılaştırılmıştır.

Kulmala (1993), Kulmala ve Saarenrinne (1996) benzer çalışmalarda dikdörtgen ağızlı bir kesit için akış alanını incelemiştir. Yapılan kabullerde akışkanın izotermal ve sıkıştırılmaz olduğu, ağzın durgun ortamdan havayı emdiği varsayılmıştır. Çözümlemelerde zaman ortalama Navier-Stokes denklemleri, sonlu hacim metodu kullanılarak, Fluent bilgisayar programı yardımı ile çözülmüştür. Türbülanslı akış alanı kabulü yapılmış, standart k-ε türbülans modeli programa uyarlanmıştır. Türbülanslı akış olarak probleme yaklaşılmasının nedeni pek çok pratik uygulamada kullanılan emme ağızlarında potansiyel akış teoreminin akışı tam olarak tanımlayamamasıdır.

Boy/ genişlik oranı 2/1 olan dikdörtgen bir ağız (iç genişliği 0.1 m, kalınlığı 10 mm) ele alınmıştır. Çözümlemelerde üniform olmayan grid kullanılarak akışkanın xy ve xz

düzlemlerine göre simetrik olduğu, bunun için de hesaplama alanı olarak dikdörtgenin $\frac{1}{4}$ 'ünün alınmasının yeterli olduğu görülmüştür.

Elde edilen sayısal sonuçlar deneysel sonuçlarla karşılaştırıldığında iyi bir uyum görülmektedir. Akışın potansiyel olarak kabul edilmesinin sonuçları fazla etkilemediği vurgulanmaktadır. Bu da türbülans ve viskoz etkisinin emiş ağzının sınır tabakası hariç akış üzerinde çok etkili olmadığı anlamına gelmektedir.

Anastas ve Hughes (1989) yaptığı nümerik çalışmada sonlu farklar metodunu flanşlı ve flanşsız slotlar için uygulamış, problemi analitik olarak da çözerek bulduğu sonuçları birbirleriyle ve deneysel sonuçlarla karşılaştırmıştır.

Flynn ve Ellenbecker (1985) dairesel kesitli ve flanşlı bir emiş ağzının etrafındaki hız alanlarını potansiyel akış teoremi yardımıyla teorik ve üç boyutlu olarak elde etmiş, buldukları sonuçları literatürde mevcut bir araştırmanın sonuçları ile karşılaştırmışlardır.

Flynn ve Miller (1988), yapılan çalışmaların pek çoğunun Laplace denkleminin lineerleştirilmiş hali olduğunu ve çözümlerde kullanılan sınır şartlarının pratikte sağlanamadığını ayrıca emme bölgesi içinde bulunan makine, teçhizat vs. gibi hava akımını negatif yönde etkileyecek elemanların bulunması durumunun varolan denklemlerle tam olarak modellenemediğini öne sürmüştür. Kendilerinin uygulamaya koyduğu modellerin gerçeğe uygunluğunu araştırmış, elde ettiği sonuçları sonlu farklar metodunu kullanarak bulunan sonuçlarla karşılaştırmıştır.

Potansiyel akış teoreminden yararlanılarak elips şeklindeki flanşlı bir ağzın çevresindeki hız alanlarının üç boyutlu olarak elde edilmesi **Conroy ve diğ. (1988)** tarafından gerçekleştirilmiştir. Teorik olarak oluşturulan modellerle x, y ve z yönlerindeki hızlar hesaplanmış, yapılan deneysel çalışmanın sonuçları ile karşılaştırılmıştır.

Ulaşılan sonuca göre potansiyel akış teoreminden yola çıkarak dikdörtgen kesitler için modelleme yapmak oldukça güçtür. Çünkü analitik çözüme potansiyel akış kabulü ile ulaşamaz. Buradan yola çıkarak ele alınan aynı alana sahip iki elips için x, y ve z yönündeki hızlar teorik olarak (potansiyel akış teoremi) hesaplanmıştır. Emiş ağzında sabit potansiyel olduğundan yola çıkarak yaklaşık hesaplar yapılmış, ayrıca gerçeğe yakın sonuçlar verebilmesi için sabit potansiyel kabulü modifiye edilmiştir. Kullanılan teorik modeller aşağıdaki gibidir:

- 1) Elips, kesin çözüm;

- 2) Elips, yaklaşık çözüm;
- 3) Eşit alanlı diğer elips, kesin çözüm;
- 4) Eşit alanlı diğer elips, yaklaşık çözüm.

Yapılan deneysel çalışma sonunda x yönündeki hıza en yakın sonucu 1 no'lu modelin verdiği ve bunun diğer noktadaki hız alanlarının hesaplanmasında da kullanılabileceği, dairesel ağızlar için **Flynn ve Ellenbecker (1985)**'in yaptıkları çalışmanın bu genel durumun özel bir hali olduğu, ağzın yakınından geçen çapraz akışdaki emişin hesaplanmasının modele bir vektör eklemekle mümkün olabileceği sonucuna varılmıştır.

Diğer bir çalışmada **Flynn ve Miller (1989)** dikdörtgen kesitli ve flanşlı bir ağzın çevresindeki hızları üç boyutlu olarak hesaplamıştır. Hesaplamalarda BIEM (Boundary Integral Equation Method) kullanmıştır. Kullanılan modelin analitik çözümlerle yakın değerler verdiği sonucuna varılmıştır. **Flynn ve Miller (1988)**'in sonlu farklar metoduyla silindirik koordinatlarda yaptığı nümerik çalışmasına alternatif olarak BIEM metodu kullanılmıştır. Böylece üç boyutlu bir problem, BIEM ile iki boyutlu hale getirilip çözülebilmekte ve bu alanda kullanılan pek çok emiş ağız konfigürasyonlarında kullanılabilmektedir.

Braconnier (1988) emiş ağzının orta ekseninde ve bu eksenin dışındaki hızları hesaplamak için yapılan geçmiş çalışmaları incelemiş, ağız açıklığına belirli parametrelerin (şekil, boy/genişlik oranı, flanş olup olmaması, geçiş açısı) etkisini ve hız alanı içerisinde çevresel şartların (ağzın yakınında emişi engelleyecek bir nesnenin bulunup bulunmaması) durumunu dikkate almıştır. Orta eksen hızı için mevcut ampirik ve deneysel sonuçları karşılaştırmış ve bu formüller arasından çeşitli kriterlere göre seçimler yapmıştır.

Geisberger ve Sibbitt (1990) yatay ve düşey konumlarda kirli havayı emen üçlü slotu deneysel olarak incelemiş, boy-en, baca-ortalama emiş ağız hızı ve ortalama plenum hızı-ortalama emiş ağız hızı değerlerini değiştirerek farklı konfigürasyonlar oluşturmuş, bunlardaki emiş kayıplarını ve çevrelerindeki hız alanlarını her bir slota göre deneysel ve üç boyutlu olarak ölçmüş ve sonuçları yorumlamıştır.

2. YEREL EGZOS SİSTEMLERİ

2.1 Giriş

Bu bölümde fiziksel ve işlevsel özelliklerine göre egzoz sistemleri sınıflandırılmış, egzoz sistemlerinin kullanım alanları ve egzoz ağızları etrafında hız dağılımlarını düzenleyen yapılar hakkında bilgi verilmiştir.

2.2 Yerel Egzoz Sistemlerinin Sınıflandırılması

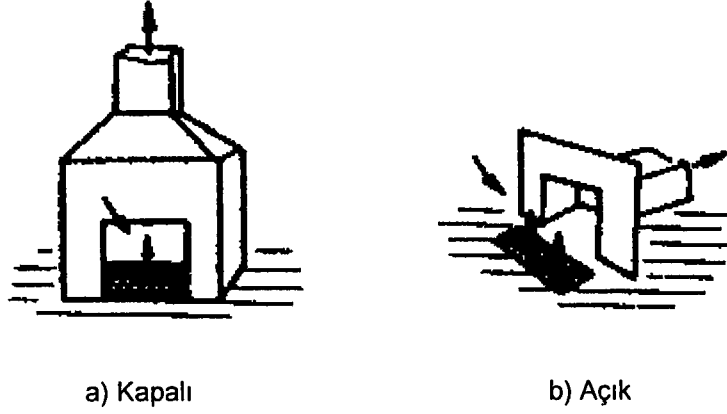
Egzoz ağızları pek çok şekillerde sınıflandırılabilirler. Genel halde sınıflandırma beşe ayrılır:

- a. Yapısına göre
- b. Hava akışının yönüne
- c. Hava akışının boyutuna
- d. Hava akış yönü ile emiş ağzının bulunduğu yön arasındaki ilişkiye
- e. Hava akışının doğasına.

Aşağıdaki bölümlerde bu sistemlerle ilgili bilgiler verilecektir.

2.2.1 Yapısına Göre Egzoz Sistemleri

Egzoz sistemleri yapılarına göre kapalı ve açık egzoz ağızları olarak ikiye ayrılabilir. Kapalı ağızların etkinliği çok daha fazladır. Açık ağızlar ise kapalının mümkün olmadığı yerlerde uygulanır.

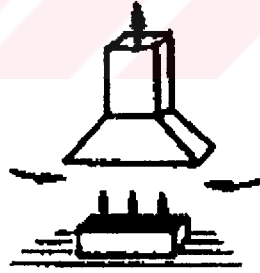


Şekil 2.1 Kapalı ve Açık Egzos Ağzları

2.2.2 Hava Akışının Yönüne Göre

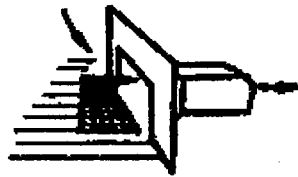
Oluşan kirli ve zehirli gazların kaynaklarından çıkış yönlerine göre de egzoz ağzları dört gruba ayrılabilir.

a) Yukarı Doğru Akışlı: Kirli ve/veya zehirli gazların ısı kaynaklı bir yerde oluşması durumunda veya oluşan gazların ortamda mevcut havadan daha hafif olması durumunda kullanılırlar. Sanayide kullanım yeri kaynak, eritme kabı, fırınlama ve sertleştirme gibi işlerdir. Şekil 2.2'de böyle bir sistem gösterilmiştir.



Şekil 2.2 Yukarı Doğru Akışlı Egzos Ağzı

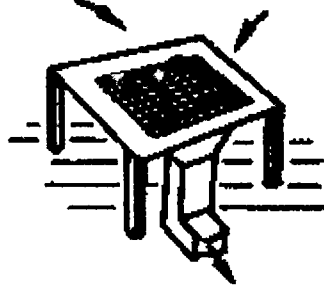
b) Yanal Akışlı: Oluşan gazların bağıl olarak havadan daha ağır olduğu durumlarda kullanılır. Şekil 2.3'te böyle bir sistem gösterilmiştir.



Şekil 2.3 Yanal Akışlı Egzos Ağzı

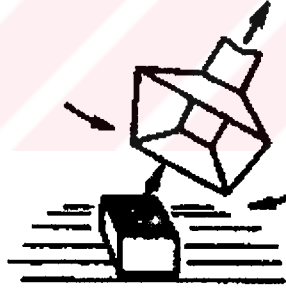
Sanayide taşlama, karıştırma bileme ve sac kaplama gibi alanlarda kullanılır.

c) Aşağı Doğru Akışlı: Kirli gazların havaya göre daha ağır olduğu durumlarda kullanılırlar. Sanayide çuval doldurma, elekleme ve boyama gibi işlemlerde kullanım alanına rastlanır. Şekil 2.4'te böyle bir sistem görülmektedir.



Şekil 2.4 Aşağı Doğru Akışlı Egzos Ağızı

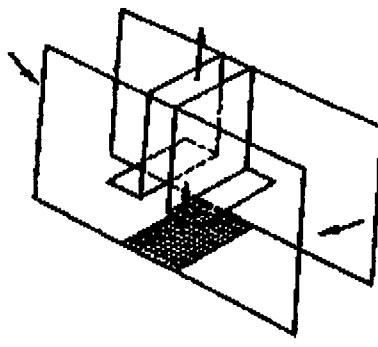
d) Diagonal Akışlı: Belili ağırlığa sahip gazların bağıl olarak havadan daha hafif olduğu durumlarda kullanılır. Sanayide cilalama, fırınlama, sertleştirme, eritme kabının havalandırılması gibi kullanım alanlarına sahiptir. Böyle bir sistem şekil 2.5'te gösterilmiştir.



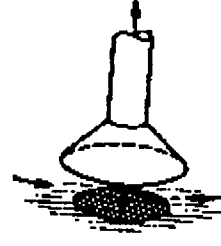
Şekil 2.5 Diagonal Akışlı Egzos Ağızı

2.2.3 Hava Akışının Boyutuna Göre Egzos Sistemleri

Egzos ağızları hava akışının iki veya üç boyutlu olmasına göre de sınıflandırılabilirler. Şekil 2.6a'da iki boyutlu ve 2.6b'de üç boyutlu akışın olduğu egzoz sistemleri gösterilmiştir.



a) İki Boyutlu Akış

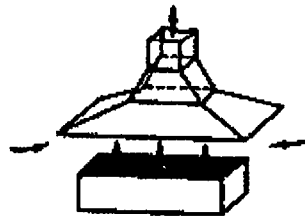


b) Üç Boyutlu Akış

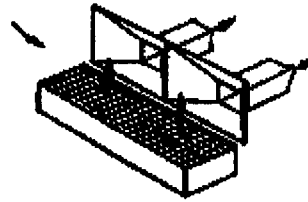
Şekil 2.6 İki ve Üç Boyutlu Akışın Görüldüğü Egzos Sistemleri

2.2.4 Hava Akış Yönü ile Egzos Ağzının Bulunduğu Yön Arasındaki İlişkiye Göre Egzos Sistemleri

Oluşan atık gazların dosdoğru egzos ağzına ulaşması veya bu gazların ağız tarafından yakalanması şeklinde de sınıflandırma yapılabilir. Birinci tip egzos ağzı, gazların ısı ile yükselerek ağza ulaşması şeklinde, ikinci tip ise oluşan atıkların ortamdan uzaklaştırarak çalışanları rahatsız etmeyecek şekilde düzenlenmiştir. Şekil 2.7a'da direkt gaz yakalayıcı, 2.7b'de ise dolaylı gaz yakalayıcı sistemler gösterilmiştir.



a) Direkt

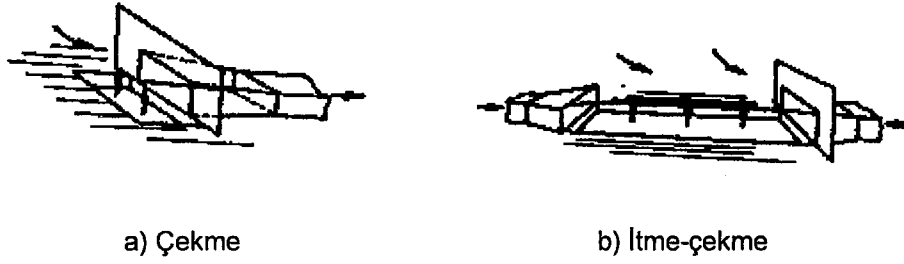


b) Dolaylı

Şekil 2.7 Direkt ve Dolaylı Gaz Yakalayan Egzos Sistemleri

2.2.5 Hava Akışının Doğasına Göre Egzos Sistemleri

Gazlar, ortamdan emilerek alınma şeklinde uzaklaştırılabileceği gibi eğer oluşan gazlar ağız emiş kapasitesinden fazla ise itme-çekme şeklinde ortamdan uzaklaştırma teknikleri kullanılabilir. Genellikle bu sistem binalarda yangın esnasında kullanılır. Basit bir anlatımla temiz hava bir taraftan yangın ortamına basılırken bir taraftan da kirli hava emilmektedir.



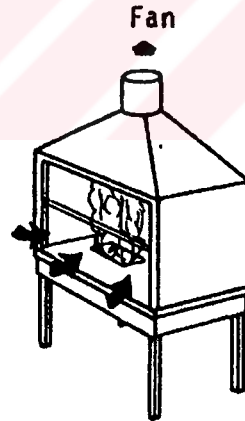
Şekil 2.8 Çekme ve İtme-çekme Şeklinde Çalışan Egzos Sistemleri

2.3 İşlevlerine Göre Egzos Ağız Tipleri

Egzos ağızları işlevlerine göre üçe ayrılırlar. Bunlar; kapalı ağızlar, alıcı ve yakalayıcı egzoz ağızlarıdır. Bu egzoz ağızları ile ilgili bilgiler aşağıdaki bölümlerde verilmiştir.

2.3.1 Kapalı Egzos Ağızları

Bu tiplerde kirlenici gazların oluştuğu bölge kapatılmıştır. Böylece atık gazlar ortam içinde tutulur. Gazların dışarı kaçmaması için bir miktar hava içeri alınır.

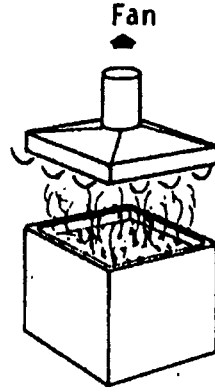


Şekil 2.9 Kapalı Egzos Ağızı

Şekil 2.9'da böyle bir egzoz ağızı görülmektedir.

2.3.2 Alıcı Egzos Ağızları

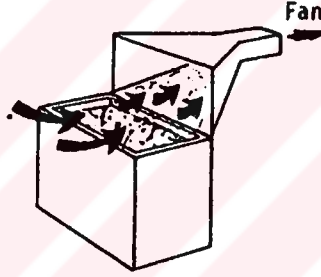
Egzoz ağızının, havadan daha hafif olan atık gazların ve küçük partiküllerin atıldığı yöne yerleştirildiği ağız tipidir. Şekil 2.10'da böyle bir egzoz ağızı görülmektedir.



Şekil 2.10 Alıcı Egzos Ağzı

2.3.3 Yakalayıcı Egzos Ağzıları

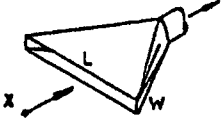
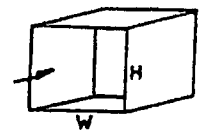
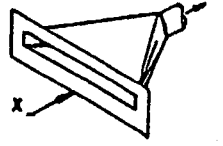
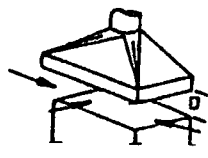
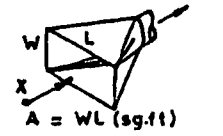
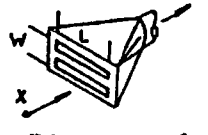
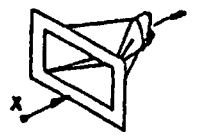
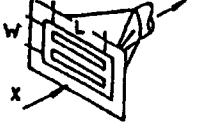
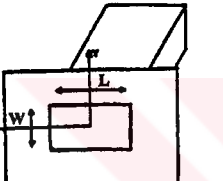
Atık zehirli gaz veya partikülleri bulundukları ortamda yakalayıp dışarı alan tipteki egzos ağzıdır. Şekil 2.11’de böyle bir egzos ağzı görülmektedir.



Şekil 2.11 Yakalayıcı Egzos Ağzı

Bu tip egzos ağzlarında havayı ağza çekmek için uygun hava debisinin belirlenmesi çok önemlidir. Bu amaçla yakalama hızı kavramı geliştirilmiştir. Egzos ağzının önünde, var olan kirli havayı yeterli bir şekilde ortamdan uzaklaştırabilmesi için egzos ağzına doğru hava akışı olmalıdır. Buna yakalama hızı adı verilir. Gerekli yakalama hızı, kirli gazların miktarına ve hareketine göre değişir. Esnek kullanılabilir olması avantajına karşı iki büyük dezavantajı vardır. Bunlardan biri gerekli yakalama hızı elde edebilmek için yüksek hacimde hava gerektirmesi diğeri de bütün yakalayıcı egzos ağzlarında etkili olduğu alanın 60 cm. civarında olmasıdır.

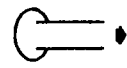
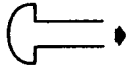
Egzos ağzlarının atık gazları ve/veya küçük partikülleri ortamdan yeterli bir şekilde uzaklaştırabilmesi için yakalama hızını şartlara ve ortama göre yönlendiren farklı egzos ağzları düzenlenmiştir. Şekil 2.12’de değişik egzos ağzları gösterilmiştir.

DAVLUMBAZ TİPİ	TANIM	DAVLUMBAZ TİPİ	TANIM
	SLOT		KANAL AĞIZ
	FLANŞLI SLOT		KANOPI
	DÜZ AÇIKLIK $A = WL \text{ (sg.ft)}$		DÜZ ÇOKLU SLOT AÇIKLIKLI 2 VEYA DAHA FAZLA YARIK
	FLANŞLI AÇIKLIK		FLANŞLI ÇOKLU SLOT AÇIKLIKLI 2 VEYA DAHA FAZLA YARIK
	FLANŞLI AÇIKLIK (DÜZ)		

Şekil 2.12 Değişik Egzos Ağzları

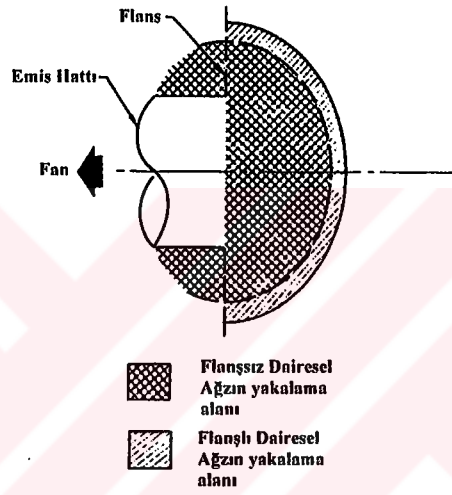
Örnek olarak düz açıklık olarak belirtilen ağız tipi sanayide genellikle kaynak işlerinde kullanılmakta, slot ağız ise elektroliz kaplamada dar ağızlı tankların yüzeylerindeki gazları toplamakta kullanılmaktadır..

Her bir egzos ağız profilinin kendine özgü yakalama hızı alanları mevcuttur. Bunlar gerek deneysel gerekse sayısal metodlarla belirlenebilirler.

AĞIZ TİPİ	HIZ ALANLARININ SEKLİ
Düz Ağız	
Flanşlı Ağız	
Slot	
Flanşlı Slot	

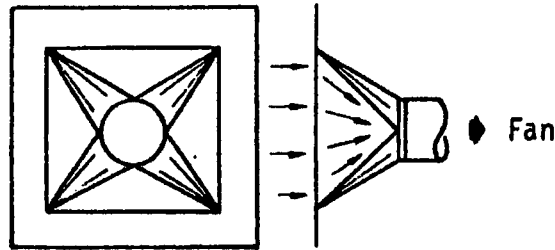
Şekil 2.13 Dairesel ve Slot Kesitli Profillerin Hız Alanları

Şekil 2.13'te düz ve slot kesitli profillerin hız alanları sembolik olarak gösterilmiştir. Görüleceği gibi her iki kesitte de flanşlı ağızların yakalama hızı alanları ileriye doğru bir artma göstermektedir. Şekil 2.14'te dairesel kesitli egzoz ağzının çevresindeki hız alanları flanşlı ve flanşsız durum için gösterilmiştir. Görüldüğü gibi ağızların çevresinde flanş kullanımı sayesinde gazların oluştuğu ortamın dışı olan emiş ağzının arka tarafından hava emilmez. Bu bölge flanşla kapalı tutulduğu için ağzın havayı emdiği aktif mesafe yaklaşık %20 artar. Buna ek olarak flanş kullanılmaması durumunda ağzın arkasından emilecek olan hava, esas gazların oluşum bölgesi olan ön taraftan alınan gazların ağıza ulaşmasına ve dışarı atılmasına engel teşkil edecektir.



Şekil 2.14 Flanşlı ve Flanşsız Egzoz Ağızlarının Yakalama Alanları

Flanş kullanımının dışında egzoz emiş ağızlarının önünde iyi hız dağılımı sağlayan ağız tiplerinden biri de konik egzoz ağızıdır. Şekil 2.15'te böyle bir sistem görülmektedir.

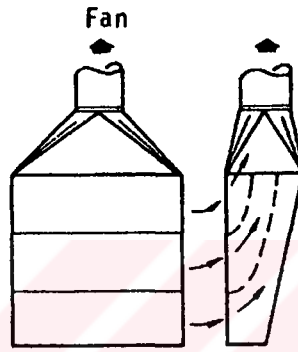


Şekil 2.15 Konik Ağız

Konik ağız, ağıza doğru yönelmiş havanın tüm ağız boyunca emilmesine olanak sağlar. Ancak 60° den fazla olan koniklik açılarında hava konik kısım tarafından iyi

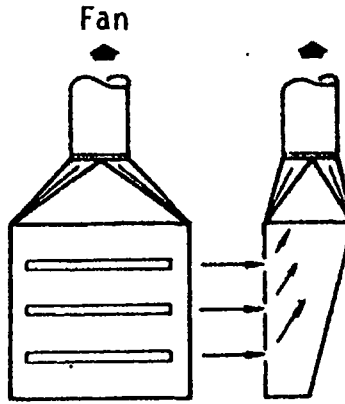
yakalanamaz. Büyük egzoz ağızlarında konik ağzın fiziksel büyüklüğü havanın üniform hız dağılımını teknik olarak mümkün kılmaz.

Havanın üniform olarak dağılmasında dar aralıklı kanallar da kullanılabilir. Şekil 2.16'da böyle bir sistem görülmektedir. Bunlar az yer kaplamalarının yanında hava akışına gösterdikleri direncin az olması ile de konik ağza göre daha avantajlıdır. Ancak korozyon, aşınma ve malzeme yapısına bağlı olarak dayanıksızlığı kullanılabilirliğini kısıtlar.



Şekil 2.16 Dar Aralıklı Kanallardan Oluşan Egzoz Ağızı

Havanın, emiş ağzının girişinde üniform dağılımı sağlamada sık kullanılan yöntemlerden biri çoklu slot kullanmaktır.



Şekil 2.17 Çoklu Slot Şeklindeki Egzoz Ağızı

Çalışmalar, genişlik/boy oranının 0.2 yi aşmadığı durumlarda hava hızının slot boyunca üniform kaldığını göstermiştir. Slot kullanmanın bir diğer avantajı da az yer kaplaması ve uzun bir yüzeyde hava dağılımını sağlamasıdır. Buna karşılık yüksek slot giriş hızına bağlı olarak türbülans kaynaklı basınç kayıpları

fazlaşmaktadır. Slot hızı 10 m/sn seçilerek bu kayıp azaltılabilir ve iyi bir hava akışı sağlanabilir.



3. MATEMATİK MODEL

3.1 Giriş

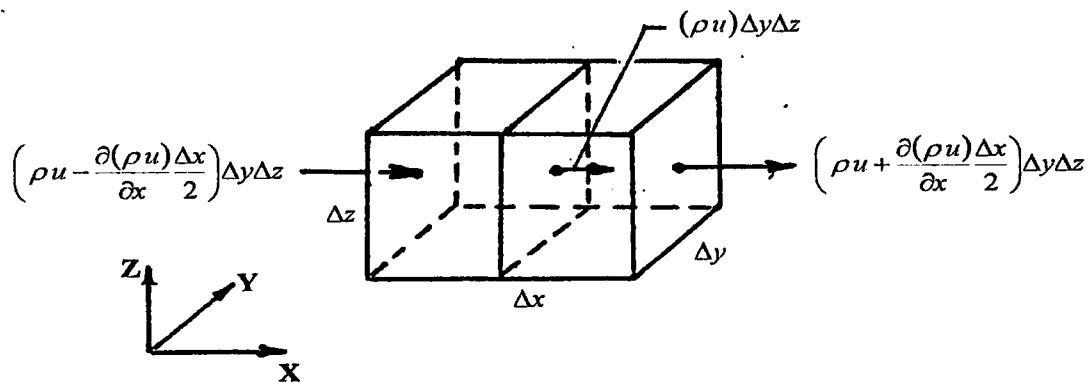
Bu bölümde matematik modelin hız ve türbülans alanlarını hesaplarken kullanılan temel denklemlerden bahsedilmiş, türbülans modellemesi, egzoz kanalı içinde duvara yakın kısımlarda yapılan kabuller, kullanılan ağ ve bu ağda hız ve basınç gibi değerlerin hesaplanmasında kullanılan sayısal metod anlatılmış ve çözüm algoritması sunulmuştur.

3.2 Yönetici Denklemler

a) Süreklilik Denklemi: Hesaplamalarda kullanılan temel bağıntılardan biri süreklilik denklemidir. Şekil 3.1'de kontrol hacmi üzerinde kütle dengesi görülmektedir. Genel anlamda süreklilik denklemi:

$$\int_{\text{kontrol hacmi alanı}} \rho \cdot U \cdot dA = - \int_{\text{kontrol hacmi}} \frac{\partial \rho}{\partial t} dV \quad (3.1)$$

şeklinde ifade edilir. Yani birim zamanda kontrol hacmine giren akışkan kütlesi, kontrol hacmi içinde birim zamandaki kütle artmasıdır. x yönünde giren ve çıkan kütleler yazılırsa;



Şekil 3.1 Kontrol Hacminde Süreklilik İfadesi

$[\rho u - \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} \frac{\Delta x}{2}] \Delta y \Delta z =$ Birim zamanda kontrol hacmine giren akışkan kütlesi,

$[\rho u + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} \frac{\Delta x}{2}] \Delta y \Delta z =$ Birim zamanda kontrol hacminden çıkan akışkan kütlesi

olarak tanımlanırsa kontrol hacminde değişen akışkan kütlesi:

$$[(\rho u + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} \frac{\Delta x}{2}) - (\rho u - \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} \frac{\Delta x}{2})] \Delta y \Delta z = \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} \Delta x \Delta y \Delta z \quad (3.2)$$

Aynı şekilde y ve z doğrultularında birim zamanda değişen akışkan kütleleri de

$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial y} \Delta x \Delta y \Delta z, \quad \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} \Delta x \Delta y \Delta z \quad (3.3)$$

olacaktır. Böylece kontrol hacminde değişen toplam kütle

$$[\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z}] \Delta x \Delta y \Delta z \quad (3.4)$$

şeklinde ifade edilebilir. Genel denklemdeki ifadeyi göz önüne alınırsa

$$[\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z}] \Delta x \Delta y \Delta z = - \frac{\partial \rho}{\partial t} \Delta x \Delta y \Delta z \quad (3.5)$$

elde edilir. Bu da bize

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = - \frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (3.6)$$

ifadesini verir. Yapılan çalışmada akışkan sıkıştırılmaz kabul edildiğinden denklem

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (3.7)$$

şeklinde sadeleşmiştir. Bu tansör notasyonu ve türbülanslı akış için;

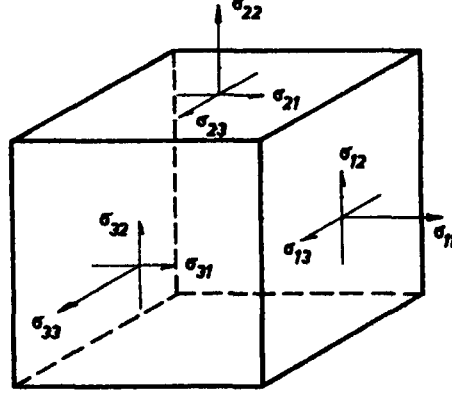
$$u_i = \bar{u}_i + u'_i, \quad \rho = \bar{\rho} + \rho', \quad p = \bar{p} + p' \quad (3.8)$$

olmak üzere

$$\frac{\partial(\bar{\rho} \bar{u}_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (3.9)$$

şeklinde yazılabilir.

b) Momentum: Momentumun korunumu kısaca; akışkan kütleindeki momentumun değişme oranının, akışkan kütleinin üzerine etkiyen net dış kuvvetlere eşitliği olarak tanımlanabilir.



Şekil 3.2 Kontrol Hacminde Momentum Korunumu

Şekil 3.2'de kontrol hacmi üzerinde momentumun korunumu gösterilmiştir. f 'in birim kütle üzerine etkiyen bünye kuvvetlerinin bileşke vektörü olduğu kabulüyle $\forall$ hacmi içerisindeki kütleye etkiyen dış bünye kuvveti

$$\int_{\forall} \rho f d\forall \quad (3.10)$$

şeklinde yazılabilir. P 'yi de birim alan üzerine etkiyen yüzey kuvvetinin bileşke vektörü kabul edersek S yüzeyine sahip $\forall$ hacmi üzerine etkiyen dış yüzey kuvveti

$$\int_S P dS \quad (3.11)$$

olacaktır. Genel momentumun korunumu denklemini yazarsak

$$\frac{D}{Dt} \int_{\forall} \rho u d\forall = \int_S P ds + \int_{\forall} \rho f d\forall \quad (3.12)$$

elde edilir. Yüzeye etkiyen kuvvet, her bir yüzeydeki birim normal vektör ve gerilme ile $P_j = \sigma_{ij} n_i$ şeklinde ifade edilebilir. Sol taraftaki birinci terimi Reynolds'un transport teoremine göre açıp, sağ tarafta elde ettiğimiz alan integralini de Gauss teoremine göre hacim integraline çevirir ve bunu tansör notasyonu şeklinde gösterirsek

$$\int_{\forall} \left[\frac{\partial(\rho u_j)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j u_k)}{\partial x_k} \right] d\forall = \int_{\forall} \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_i} d\forall + \int_{\forall} \rho f_i d\forall \quad (3.13)$$

buradan sol taraftaki birinci ve ikinci terimler açılarak

$$\rho \frac{\partial u_j}{\partial t} + u_j \frac{\partial \rho}{\partial t} + u_j \frac{\partial(\rho u_k)}{\partial x_k} + \rho u_k \frac{\partial u_j}{\partial x_k} = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_i} + \rho f_i \quad (3.14)$$

elde edilir. İkinci ve üçüncü terimler süreklilik denkleminde göre sıfır olduğundan momentumun korunumu denklemi son haliyle

$$\rho \frac{\partial u_j}{\partial t} + \rho u_k \frac{\partial u_j}{\partial x_k} = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_i} + \rho f_i \quad (3.15)$$

şeklini alır. Denklemdaki bazı terimleri açar ve denklem 3.8'i uygularsak türbülanslı akış ve sıkıştırılmaz akışkan için denklem

$$\frac{\partial(\overline{\rho u_i})}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\overline{\rho u_i u_j} + \overline{\rho u_i' u_j'}) = -\frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial \overline{\tau_{ij}}}{\partial x_j} \quad (3.16)$$

durumuna gelir.

Denklemden $\overline{\tau_{ij}}$ ortalama viskoz gerilimi tansörüdür ve

$$\overline{\tau_{ij}} = \mu \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) \quad (3.17)$$

şeklinde ifade edilir.

c) Navier-Stokes: Momentumun korunumu ve Newtonien akışkan kabulünden Navier-Stokes denklemleri elde edilir. Viskoz ve sıkıştırılabilir bir akışkan için genel Navier-Stokes denklemi x,y ve z eksenlerinde sırasıyla

$$\begin{aligned} \rho \frac{Du}{Dt} &= \rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + \mathbf{U} \cdot \nabla u \right) = \rho f_x - \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \mu \left[2 \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \mathbf{U}) \right] \right\} + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] \\ &+ \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right] \end{aligned} \quad (3.18a)$$

$$\begin{aligned} \rho \frac{Dv}{Dt} &= \rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + \mathbf{U} \cdot \nabla v \right) = \rho f_y - \frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \mu \left[2 \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \mathbf{U}) \right] \right\} + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \right] \\ &+ \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] \end{aligned} \quad (3.18b)$$

$$\begin{aligned} \rho \frac{Dw}{Dt} &= \rho \left(\frac{\partial w}{\partial t} + \mathbf{U} \cdot \nabla w \right) = \rho f_z - \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \mu \left[2 \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \mathbf{U}) \right] \right\} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right] \\ &+ \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right] \end{aligned} \quad (3.18c)$$

olarak yazılabilir veya tansör notasyonu yardımıyla D ve Θ

$$D_{ji} = \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \quad (3.19)$$

$$\Theta = \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = - \frac{1}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} \quad (\text{Kütlenin korunumundan}) \quad (3.20)$$

olmak üzere

$$\rho \frac{Du_i}{Dt} = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \mu D_{ji} - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x_i} \mu \Theta + f_i \quad (3.21)$$

şeklinde gösterilebilir. Akışkanı modelimizde olduğu gibi sıkıştırılmaz ve yoğunluğunu da sabit kabul edersek bu durumda

$$\rho \frac{Du_i}{Dt} = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \frac{\partial \mu}{\partial x_j} + f_i \quad (3.22)$$

durumuna gelir. Bu denklem türbülanslı akış için düzenlenip zaman ortalaması alınırsa

$$\rho \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) = - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \rho \overline{u_i' u_j'} \right) + \bar{f}_i \quad (3.23)$$

elde edilir.

3.3 Türbülans Modeli

Navier-Stokes denkleminde çıkan $\overline{\rho u_i' u_j'}$ terimi viskoz gerilme ve p basıncının oluşturduğu gerilmeye ek olarak akışkan üzerine fazladan gelen bir gerilmedir. Buna Reynolds gerilmesi denir.

Türbülans taşınımını modellerken, türbülansı genellikle zaman skalası (k/ϵ) veya uzunluk skalasında ($k^{3/2}/\epsilon$) belirlenmesi gerekmektedir. Modellemeler uygulanırken ϵ 'un da akış alanı üzerindeki dağılımını belirlenmesi gerekmektedir. Bu da ϵ için taşınım denklemini çözülmesiyle sağlanabilmektedir. ϵ 'u içeren tam denklem Navier-Stokes'tan çıkartılabilir ancak bu denklem bilinmeyen bağıntılardan dolayı türbülans modellerinde direkt olarak kullanılamamaktadır. Türbülans kinetik enerji yayılım oranını (ϵ) kullanılabilir hale getirebilmek için farklı türbülans modellemeleri geliştirilmiştir.

Güçlü bilgisayarların hayatımıza girmesi ile bilgisayarların, zaman ortalamalı Navier-Stokes denklemlerinin türbülanslı akışlar için sayısal çözümünü yapabileceği ümidi doğmaktadır. Ancak çok miktarda hafıza gereksinimi bunu mümkün kılmamaktadır.

Türbülansı modelleyebilmek etmek için pek çok model geliştirilmiştir. Bunlardan bazıları aşağıda verilmiştir.

a) Direkt Nümerik Simulasyon: Türbülans simulasyonu için en doğru yöntem Navier-Stokes denklemleri elde edilirken yapılan kabuller veya denklemlerin ortalaması alınmadan yapılanıdır. Buna DNS (direkt sayısal simulasyon) yöntemi denilmektedir. Dikkate alınması gereken şey pratik olarak hesaplama alanının en büyük türbülanslı girdap boyunda olması gerektiğidir. Bu, hesaplama alanı boyutlarının en az boy skalasının (L) beş misli olması demektir. Diğer yandan küçük girdaplarda oluşan enerji kaybının simulasyonu için-ki burada viskozite etkilidir- ağ sıklığının belli bir ölçekten büyük olmamaları gerekmektedir. Homojen türbülans, en basit türbülans tipidir ve üniform ağdan başka bir ağ kullanılmasına gerek görülmemektedir.

b) Filtirasyon Metodu: Bu yöntemde amaç türbülansın daha büyük ölçeklerdeki hareketini modellemek ve daha küçük olanlarının ortalamasını almaktır. Bu LES (büyük girdap simulasyonu) olarak adlandırılmaktadır. Böyle bir yöntemde yapılan kabule göre büyük girdaplar enerjinin çoğunu bünyelerinde barındırmakta ve akıştan akışa değişmektedirler. Küçük girdaplar ise daha az önemlidir ve modellemeleri daha kolaydır. RANS (Reynolds ortalamalı Navier-Stokes) durumunda olduğu gibi miktarları hassas olarak hesaplamak gerekmektedir. Bunu yapabilmek için de tüm alanda mevcut büyük skalalı elemanların hız alanlarını tanımlamak gerekmektedir. Navier-Stokes denklemleri filtre edildiğinde RANS denklemine çok yakın olan terimler elde edilebilmektedir. Reynolds gerilim tansörü burada, sabgrid skalalı Reynolds gerilimi (SGS)

$$\tau_{ij} = \overline{u_i u_j} - \overline{u_i} \overline{u_j} \quad (3.24)$$

olarak tanımlanmaktadır. SGS, LES'in en ayırt edici özelliklerinden biri olarak gösterilmektedir. Bu tipteki modeller aşağıda verilmiştir:

c) Smogorinsky Modeli: Boussinesq denklemlerinin SGS'e adaptasyonu gibi düşünülebilecek bir girdap viskozite modelidir. Yüksek Reynolds sayılarında, büyük boyutlu girdaplara enerji girişi olurken küçük boyutlu girdaplarda kayıplar oluşmaktadır. Bu durumda türbülansın enerjisinden bir şey kaybedilmemektedir. Yalnızca büyük girdaplardan küçüklere enerji transferi söz konusu olmaktadır. Navier-Stokes denklemlerinin lineer olmayan terimleri enerji transferini temsil etmektedirler. Girdap simülasyonunda büyük ölçeklerdeki girdaplar, sabitli ölçekler geriye dönüşsüz enerji vermektedirler. Bu da ε yayılım oranını

$$\varepsilon \approx \nu_T q^2 / \Delta^2 \quad (3.25a)$$

$$\nu_T = Q \Delta^{4/3} L^{-1/3} \quad (3.25b)$$

şeklinde alınmasını sağlamaktadır.

d) Büyüklük Benzerliği Modeli: Bu modelde, türbülanslı ve türbülanssız ölçekler birbirleriyle etkileşime girip, önce küçük girdaplarda daha sonra büyük girdaplarla karışmaktadırlar. Bu girdaplar filtrasyon ile ilişkili Δ 'dan biraz büyük veya küçük olabilmektedir. En büyük türbülanssız ölçeklerin ikinci kez filtrasyonu yapılırsa, en küçük ölçekler $\overline{u_i} - \overline{u_i}$ olarak tanımlanabilir. En büyük türbülanslı ölçek ise $\overline{u_i}$ olduğundan

$$\tau_{ij} = \overline{u_i u_j} - \overline{u_i} \overline{u_j} \quad (3.26)$$

elde edilebilmektedir.

e) Spektral Modeller: Türbülansın rastgele bir hareket olduğu yorumundan yola çıkarak, istatistiksel olarak hareketleri inceleme yoluna da gidilmiştir. Belli bir değerden daha büyük değerdeki dalgalara yapılan enerji transferi girdap viskozitesi olarak kabul edilebileceği 1948 yılında, atmosferdeki türbülans olayları, 1964 yılında geliştirilen bir metod ile yalnızca büyük girdapların simülasyonunun yapılabilmesi sağlanmıştır.

f) Duvar Modelleri: Yalnızca akış sınırlarındaki alanı çözmek için geliştirilmiş bir yöntemdir ve bunun için tüm akış alanını bulmaya gerek görülmemektedir. Bu konuda yapılan çalışmalar, tüm akış alanını çözmeden de iyi simülasyonlar yapılabileceğini göstermektedir. Duvar bölgesini çözmek için çok iyi ağ yapılması

gerekmektedir. Yapılan kabul, akış sınırına en yakın ağ noktasındaki anlık hızın direkt olarak sınırdaki kayma gerilmesi ile bağıntılı olduğudur.

g) RANS Modelleri: Reynolds yaklaşımı ile yapılan türbülans çözümlerinde tüm düzensiz hareketlerin ortalaması alınabilmektedir. Yani tüm düzensizlikler türbülansın bir parçası gibi görülmüştür. Navier-Stokes denklemlerinde lineer olmayan terimler, Reynolds ortalamalı Navier-Stokes denklemlerindeki Reynolds gerilimini içeren terimlerde artmaya neden olmaktadır. Bu terimlerin modellenmesi gerekir. Türbülanstaki kompleks hareketler tek bir modelin tüm türbülans hareketlerini gösterebilmesini güçleştirmektedir. Bunun için de türbülans, elde edilen katsayıların denkleme adaptasyonu ile sağlanabilmektedir (**Gatski ve diğ., 1996**).

Türbülans karışımındaki değişimleri belirlemek için ampirik bir sabit kullanma fikri ilk olarak karışım boyu modeli ile yapılmıştır. Türbülans hareketlerinin viskozitedeki artışlar olarak kabul edilebileceği 1877 yılında yapılan bir çalışma ile gösterilmiştir. Buna göre

$$\tau_{12} = \rho \nu_T \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \quad (3.27)$$

veya genel tanımı ile

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \tau_{kk} \delta_{ij} = \rho \nu_T \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.28)$$

şeklinde. Bunun dışında 1945 yılında yapılan diğer bir çalışmada girdap viskozitelerinin ortalama türbülans kinetik enerji ile bağıntılı olduğunu görülmüştür. k türbülans kinetik enerjiyi göstermek üzere:

$$\nu_T = M k^{1/2} L \quad (3.29)$$

bağıntısını bulunmuştur. Burada M sabit bir sayıyı göstermektedir. Türbülans kinetik enerji denklemi, 1972 yılında yapılan taşınım ve türbülans kinetik enerjisi yayılım oranı terimlerini içeren ek bir hipotez yardımıyla çözülebilmektedir. Bu da

$$\mu_T = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3.30)$$

bağıntısıdır. Denklemden geçen ε

$$\varepsilon = k^{3/2} / L \quad (3.31)$$

dir. Bu bağıntının kullanılması ile enerji denkleminin yanında yayılım için uygun modellenmiş ek denklemlerin olması gerektiği, böylece denkleme yeni sabitler geleceği böylece kullanılan modelin pek çok deneysel akış problemlerine çok iyi uyum gösterebileceği belirtilmiştir. Model 1972 yılında sunulmuş ve k-ε türbülans modeli adı verilmiştir (Landahl ve Mollo-Christensen, 1992).

3.3.1 k-ε Türbülans Modeli

k-ε türbülans modeli gerek bilgisayarda az yer kaplaması gerekse kısa çözüm zamanı açısından akış problemlerinin çözümünde sıkça kullanılmaktadır.

Türbülansın etkisi viskozitedeki artış olarak tanımlanabilir. Girdap viskozite modeli

$$-\rho \overline{u_i u_j} = \mu_t \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho \delta_{ij} k \quad (3.32)$$

şeklindedir. Türbülans kinetik enerji denklemini yazılırsa:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \overline{u_j k})}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\rho}{2} \overline{u_j u_i u_i} + \overline{p' u_j} \right) - \rho \overline{u_i u_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} - \mu \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_k} \quad (3.33)$$

Eşitliğin sağdan ikinci terimi kinetik enerjinin dağılımını göstermektedir ve gradyan dağılımı şeklinde modellenebilir:

$$-\left(\frac{\rho}{2} \overline{u_j u_i u_i} - \overline{p' u_j} \right) \approx \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \quad (3.34)$$

Eşitliğin sağındaki üçüncü terim de akışın, zaman ortalamalı akıştan türbülanslı hale geçerken sisteme soktuğu kinetik enerji miktarını göstermektedir. Bu denklem de girdap viskozite hipotezi kabulü ile:

$$-\rho \overline{u_i u_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \approx \mu_t \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \quad (3.35)$$

şeklinde yazılabilir. Türbülansın büyüklüğünü belirtmek için enerji denkleminin içinde ε'u tanımlamak gerekmektedir. Bu bağıntı

$$\varepsilon \approx \frac{k^{3/2}}{L} \text{ şeklindedir. Türbülans kinetik enerji denklemini yeniden düzenlenirse}$$

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j \varepsilon)}{\partial x_j} = C_{\varepsilon 1} P_k \frac{\varepsilon}{k} - \rho C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) \quad (3.36)$$

şeklinde yazılabilir. Burada girdap viskozitesi

$$\mu_t = \rho C_\mu \sqrt{k} L = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3.37)$$

şeklinde dir. Denklemdaki C_μ , $C_{\varepsilon 1}$, $C_{\varepsilon 2}$, σ_k ve σ_ε sabit değerlerdir.

Tüm yönetici denklemler genel halde aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\frac{\partial(\rho u \phi)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v \phi)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w \phi)}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma_{eff} \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma_{eff} \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\Gamma_{eff} \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) + S_\phi \quad (3.38)$$

Burada ϕ ; bağımsız değişkenleri (u,v,w,k,ε) göstermektedir. Genel denklemdaki terimler Tablo 3.1 de gösterilmiştir.

Tablo 3.1 Denklemlerdeki değişkenler, yayılım katsayıları ve kaynak terimler

Denklem	ϕ	Γ_ϕ	S_ϕ
Süreklilik	1	0	0
x-momentum	u	μ_{eff}	$-\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_{eff} \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_{eff} \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu_{eff} \frac{\partial w}{\partial x} \right)$
y-momentum	v	μ_{eff}	$-\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_{eff} \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_{eff} \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu_{eff} \frac{\partial w}{\partial y} \right)$
z-momentum	w	μ_{eff}	$-\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_{eff} \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_{eff} \frac{\partial v}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu_{eff} \frac{\partial w}{\partial z} \right)$
Türb.kin.enerji	k	μ_{eff} / σ_k	$P - \rho \varepsilon$
Türb.en.yayılım	ε	$\mu_{eff} / \sigma_\varepsilon$	$(C_{\varepsilon 1} - C_{\varepsilon 2} \rho \varepsilon) \varepsilon / k$

Not :

$$\mu_{eff} = \mu + \mu_t = \mu + C_\mu \rho k^2 / \varepsilon$$

$$P = \mu_t \left[2 \left\{ \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right\} + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 \right]$$

$$C_\mu = 0.09; C_{\varepsilon 1} = 1.44; C_{\varepsilon 2} = 1.92; \sigma_k = 1.0; \sigma_\varepsilon = 1.3$$

3.4 Logaritmik Duvar Fonksiyonları

Reynolds sayısı, akışkanın duvar ile temas eden kısımlarında azalmakta ve akış özelliklerinin değişimi, akışın diğer noktalarına oranla daha büyük değişiklikler göstermektedir. Bu etkiler duvar yakınlarında

- a) Duvar bölgesi için seçilmiş ve modifiye edilmiş türbülans modeli ile,
- b) Duvar yakınındaki akış karakteristiklerini tanımlayan duvar fonksiyonları yardımıyla

çözülebilir. Birinci metod fazla miktarda bilgisayar kapasitesi ve zaman gerektirdiğinden tercih edilmemektedir. Bu çalışmada, duvar fonksiyonları adı verilen ve duvar yakınında akış özelliklerindeki hızlı değişimleri veren yöntem uygulanmıştır. Pürüzsüz bir duvar üzerinde, tam gelişmiş türbülanslı bir sınır tabaka için boyutsuz mesafe y^+

$$y^+ = \frac{\rho u_\tau y}{\mu} \quad (3.39)$$

olur. y duvardan olan dik uzaklık, u_τ ise duvar kayma gerilmesinden (τ_w) çıkarılmış sürtünme hızıdır.

$$u_\tau = \left(\frac{\tau_w}{\rho} \right)^{1/2} \quad (3.40)$$

Duvar yakınında akışın özelliği y^+ nin bulunduğu mesafeye göre aşağıdaki şekilde değişmektedir.

- a) Viskoz sınır tabakası $y^+ \leq 5$ olan mesafeler için viskoz kuvvetleri etkilidir.
- b) $5 < y^+ \leq 30$ aralığı geçiş tabakasıdır ki burada akışa viskoz kuvvetlerinin etkisi de türbülans etkisi de çok değildir.
- c) $y^+ > 30$ mesafesi tam gelişmiş türbülanslı sınır tabaka kabul edilir.

Türbülans miktarları olan k ve ε ile hızın, viskoz ve tam gelişmiş türbülanslı sınır tabakalarındaki değişimlerini incelemek gerekir.

3.4.1 Hız Dağılımı

Tam gelişmiş türbülanslı bölgede hız, aşağıdaki logaritmik duvar fonksiyonu ile belirlenir.

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(Ey^+) \quad (3.41)$$

burada u^+

$$u^+ = \frac{u}{u_\tau} \quad (3.42)$$

şeklindedir. Denklem (3.41) deki κ ve E deneysel sonuçlardan elde edilmiş sabitlerdir ve genel olarak sırasıyla 0.4187 ve 9.793 değerlerini alırlar. Viskoz sınır tabaka içinde tabakanın lineerliği kabul edilerek

$$u^+ = y^+ \quad (3.43)$$

alınabilir. Akış hesaplarında geçiş tabakası genellikle ihmal edilir ve viskoz sınır tabaka yüzeyi $y^+=11.63$ 'e uzatılır. Bu bölgede lineer hız profilleri, tam gelişmiş türbülanslı sınır tabaka içindeki logaritmik profillerle karşılaşır.

3.4.2 k ve ε Dağılımı

Sabit kayma gerilmesi kabulünün yapılabileceği duvara çok yakın bir bölgede oluşan tam gelişmiş türbülanslı tabakadaki enerji üretimi ve yayılımı dengededir. Bu nedenle

$$\tau \approx \tau_w = \rho C_\mu^{1/2} k \quad (3.44)$$

şeklindedir. Denklem (3.40) ve (3.41) kullanılarak duvar kayma gerilmesi

$$\tau_w = \frac{\rho \kappa C_\mu^{1/4} u k^{1/2}}{\ln(Ey^+)} \quad (3.45)$$

olarak alınabilir. Türbülans kinetik enerji yayılımı

$$\varepsilon = \frac{C_\mu^{3/4} k^{3/2}}{\kappa y} \quad (3.46)$$

denkleminde bulunabilir. (3.40) ve (3.44) denklemlerini birleştirerek y^+ için

$$y^+ = \frac{\rho C_\mu^{1/4} k^{1/2} y}{\mu} \quad (3.47)$$

denklemini elde edilir. Denklem (3.46) dan duvara yakın olan kısımlardaki yayılım oranı hesaplanabilir.

3.5 Çözüm Yöntemi

3.5.1 Ağ

Kısmi diferansiyel denklemlerin çözümlemelerinin sayısal olarak direkt bilgisayarlarla yapılması çok fazla zaman kaybı ve bilgisayar kapasitesi gerektirdiğinden bu tip problemlerde ağ sistemleri kullanılmaktadır. Bu yöntemle, hesaplama alanı veya hacmi belirli küçük parçalara bölünerek, her bir noktadaki sıcaklık, basınç hız vb. gibi değişiklikler belli bir doğruluk derecesinde çözülebilir. Bölünen alan ve hacimlerin boyutu hesaplama alanının her noktasında aynı olabileceği gibi, hız, basınç, sıcaklık gibi parametre değerlerinin kritik olduğu noktalarda ağ sayısı artırılabilir. Hesaplama alanında kullanılan ağ da dikdörtgen olabileceği gibi yüzeyin şekline göre farklı şekillerde olabilir. Ağ sistemlerinin çözülebilmesi için başlangıç ve sınır şartlarının bilinmesi veya hesaplanması gerekmektedir. Bilinenlerin kullanılması ile hesaplama alanındaki değerler değişik yöntemler (sonlu farklar, sonlu hacim vb.) kullanılarak bulunabilir.

Hesaplama alanında bulunması istenilen parametrelerin, her bir ağ aralığının sınırında veya ortasında olması durumu da çözüm yöntemine etki etmektedir. İstenilen hız değerlerinin ağın sınırlarında, basınç değerlerinin ağın ortasında tanımlanması ile oluşturulan ağ sistemine kaydırılmış ağ sistemi denir. Basınç ve hız değerlerinin ağın ortasında tanımlanması ise kaydırılmamış ağ sistemi olarak adlandırılır.

3.5.2 Denklemlerin Ayırıştırılması

Hesaplama alanını ağ ile belirli hacimlere böldükten sonra, her bir kontrol hacmi üzerinde yönetici denklemleri (3.38) tansör şeklinde göstererek integralini alırsak denklemleri ayırıştırabiliriz. Kontrol hacmi V_p yi göstermek üzere

$$\iiint_{V_p} \left[\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\rho u_i \phi - \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \right) \right] dV = \iiint_{V_p} S_\phi dV \quad (3.48)$$

şeklinde yazılabilir. Gauss diverjans teoremi uyarınca (3.48) denklemi yüzey integraline çevrilebilir. Böylece J_i

$$\sum J_i = J_b + J_d + J_g + J_k + J_y + J_a \quad (3.49)$$

olmak üzere

$$\sum J_i = \iiint_{V_p} S_\phi dV \quad (3.50)$$

şeklinde yazılabilir. Denklem (3.49) da geçen J_b , Gauss diverjans teoremine göre iki boyuta indirgenmiş olan yüzey integralinden elde edilen değerdir ve ağın batı tarafındaki sınırından geçen akışı gösterir.

$$J_b = \iint_{S_b} \left(\rho u \phi - \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) ds \quad (3.51)$$

benzer şekilde J_d doğu, J_g güney, J_k kuzey, J_y yukarı ve J_a aşağıya doğru olan akışları temsil ederler. ds ise batı tarafındaki hücrenin alanıdır. J_b bir boyutlu akış analizi ile de elde edilebilir. Bu durumda tam çözüm

$$J_b = \rho_b u_b [f_b \phi_B + (1-f_b) \phi_P] S_b \quad (3.52)$$

S_b , batı yüzünün alanıdır. ρ_b ve f_b ise sırasıyla

$$\rho_b = \frac{1}{2} (\rho_B + \rho_P) \quad (3.53)$$

$$f_b = \exp (Pe_b) / (\exp (Pe_b) - 1) \quad (3.54)$$

Pe_b ağ içindeki her bir hücrenin Peclet sayısıdır ve

$$Pe_b = \rho_b u_b \left(\frac{\delta_x}{\Gamma_{\phi, BP}} \right) \quad (3.55)$$

Denklem (3.55) te geçen δ_x , P ve B noktaları arasındaki mesafedir. $\Gamma_{\phi, BP}$ ise

$$\Gamma_{\phi, BP} = \frac{1}{2} (\Gamma_{\phi, B} + \Gamma_{\phi, P}) \quad (3.56)$$

dir. Denklem (3.54) ün bilgisayarla hesabı uzun zaman gerektirdiğinden, ayrıklaştırma için sonlu farklar, hibrit ve power law gibi çeşitli yöntemler geliştirilmiştir. Bu çalışmada hibrit yöntemi uygulanmıştır. Bu yöntemle göre

$$f_b = \frac{J_b}{\rho_b u_b S_b} = \begin{cases} \frac{1}{2} [(1 + 2Pe_b^{-1})\phi_b + (1 - 2Pe_b^{-1})\phi_p] & -2 < Pe_b < 2 \\ \phi_b & Pe_b > 2 \\ \phi_p & Pe_b < -2 \end{cases} \quad (3.57)$$

küçük Peclet sayıları için denklem (3.57) de merkezi farklar, büyük sayılarda ise upwind yöntemi kullanılır. İntegre edilen kaynak terimi lineer ve ϕ nin bir fonksiyonu olarak yazılırsa

$$\iiint_{V_p} S_\phi dV = b\phi_p + c \quad (3.58)$$

elde edilir. Denklem (3.49) ve (3.58) in denklem (3.48) de kullanılması ile

$$J_b + J_d + J_g + J_k + J_y + J_a = (b\phi_p + c)\forall_p \quad (3.59)$$

J değerlerinin açılımını denklem (3.59) da yaparak bunu düzenlersek

$$A_p\phi_p = A_b\phi_b + A_D\phi_D + A_G\phi_G + A_K\phi_K + A_Y\phi_Y + A_A\phi_A + C \quad (3.60)$$

veya sadeleşmiş gösterimiyle

$$A_p\phi_p = \sum_i A_i\phi_i + C \quad (3.61)$$

denklem (3.61) de geçen A_p , A_i ve C skaler değerleri (k ve ε gibi)

$$A_p = \sum_i A_i - b\forall_p \quad (3.62a)$$

$$A_i = \rho_i u_i S_i f_i \quad (3.62b)$$

$$C = c \forall_p \quad (3.62c)$$

şeklinde yazılabilir. S , kontrol hacmi yüzeyinin alanını göstermektedir. u yönündeki momentum denklemi de

$$A_p u_p = \sum_i A_i u_i + S_{eb} (P_b - P_p) + C \quad (3.63)$$

durumuna gelir. S_{eb} kontrol hacminin batı tarafındaki duvarının alanını göstermektedir.

3.5.3 Basınç ile Hız Arasındaki İlişki

Basıncın dışında, hız bileşenleri, türbülans değerleri (k ve ε) gibi bilinmeyen değişkenlerin kendilerine ait taşınım denklemleri vardır. Bunun sonucu olarak basıncı bulabilmek için SIMPLE algoritması **Patankar (1980)** tarafından geliştirilmiştir.

p^* tahmini basınç alanından, hız alanı olan u^* , u momentum denkleminin çözülmesi ile elde edilebilir.

$$A_p u_p^* = A_B u_B^* + A_D u_D^* + A_G u_G^* + A_K u_K^* + A_Y u_Y^* + A_A u_A^* + A_{eb} (P_p^* - P_D^*) \quad (3.64)$$

A_{eb} , batı tarafındaki hücre yüzünün alanıdır. Düzeltilmiş basınç

$$p = p^* + p^d \quad (3.65)$$

denklemini ile elde edilir. p^d basıncı, süreklilik denkleminde elde edilen basınç düzeltmesidir. u^d hız düzeltmesini, p^d basınç düzeltmesinin karşılığı olarak düşünürsek, düzeltilmiş u hızı

$$u = u^* + u^d \quad (3.66)$$

olur. (3.63) ve (3.64) deki denklemlerin, basınç hariç olmak üzere sağ taraflarındaki terimlerini ihmal edersek

$$u_p^d = \frac{A_{eb}}{A_p} (p_B^d - p_p^d) \quad (3.67)$$

p_B^d ve p_p^d , B ve P noktalarındaki hız düzeltmeleridir. Burada kontrol hacminin ortasındaki hız düzeltmelerinin yüzeydeki ile aynı olduğu kabul edilerek

$$u_b^d = u_p^d = D_{eb} (p_B^d - p_p^d) \quad (3.68)$$

yazılabilir. denklemde geçen D_{eb}

$$D_{eb} = A_{eb} / A_p \quad (3.69)$$

şeklindedir. Benzer şekilde diğer hız bileşenlerinin düzeltmeleri de

$$v_g^d = v_p^d = D_{kg} (p_G^d - p_p^d) \quad (3.70a)$$

$$w_y^d = w_p^d = D_{ya} (p_Y^d - p_p^d) \quad (3.70b)$$

denklemden geçen D_{kg} ve D_{ya} sırasıyla

$$D_{kg} = A_{kg} / A_P \quad (3.71a)$$

$$D_{ya} = A_{ya} / A_P \quad (3.71b)$$

göstermektedir. Yukarıda bahsedilen bağıntılar, ayrıklaştırılmış süreklilik denkleminde kullanılabilir. Bu durumda basınç düzeltmesi

$$A_P p_P^d = A_D p_D^d + A_B p_B^d + A_G p_G^d + A_K p_K^d + A_Y p_Y^d + M_P \quad (3.72)$$

burada örnek olarak göstermek gerekirse

$$A_D = \rho_D A_{db} D_{db} \quad (3.73)$$

A_P ve M_P ise sırasıyla

$$A_P = \sum_i A_i \quad (3.74)$$

$$M_P = (\rho_d u_d^* A_{db} - \rho_b u_b^* A_{db}) + (\rho_k v_k^* A_{kg} - \rho_g v_g^* A_{kg}) + (\rho_a w_a^* A_{ya} - \rho_y w_y^* A_{ya}) \quad (3.75)$$

şeklindedir.

İteratif çözüm şekli aşağıdaki sırayla yapılır:

- a) Bir önceki basınç alanından basınç alanını tahmin et (ilk iterasyonda sıfır alınan basınç hariç).
- b) Hız alanını bulmak için momentum denklemini çöz
- c) Basınç düzeltme denklemini (denklemler 3.72) çöz
- d) Basınç ve hız değerlerini düzelt
- e) Diğer değişkenler için denklemleri çöz.

3.6 Sınır Şartları

Yapılan çalışmada egzoz kanalının çıkışında aksiyel hız sabit ve 8.5 m/s olarak alınmıştır. Diğer iki hız bileşeni sıfırdır. Serbest akımın gerçekleştiği sınırlarda sabit basınç sınır şartı kullanılmış, bu sınırlardaki basınç ve türbülans kinetik enerjisi sıfır

alınmıştır. Simetri düzlemlerinde, düzleme dik olan hız bileşenleri ve diğer değişkenlerin türevleri sıfırdır.

Bölüm 3.4'te bahsedildiği gibi yapılan çalışmada logaritmik duvar fonksiyonları uygulanmıştır. Duvar bölgesi etkisinin hesaba katılabilmesi için denklem 3.60'da mevcut katsayıların modifiye edilmesi gerekir. Bu, mevcut katsayının sıfıra eşitlenmesi ve sınır şartlarının kaynak terimi üzerinden verilmesi ile olur.

3.6.1 Hız

Duvara dik olan hız bileşenleri sıfırdır ve bu nedenle ayrıca bir işleme gerek yoktur. Ancak hız bileşenlerinin duvara paralel olan kısımlarında hız bileşenlerinin sıfır olmaması bu bölgelerde duvar kayma gerilmelerini oluşturur. Duvara yakın olan bir P noktası alırsak ve buradaki mesafenin $y_p^+ > 11.63$ olması durumunda duvar kayma gerilmesinden kaynaklanan τ_w kuvveti

$$F_w = \tau_w \Delta S_w = -\rho C_\mu^{1/4} k_p^{1/4} u_p \kappa \frac{\Delta S_w}{\ln(E y_p^+)} \quad (3.76)$$

ΔS_w , kontrol hacmi yüzey alanı, u_p ise duvara paralel olan hız bileşenidir. P noktası viskoz sınır tabaka içinde düşünülürse ($y_p^+ \leq 11.63$) bu durumda

$$F_w = \tau_w \Delta S_w = \mu u_p \Delta S_w / y_p^+ \quad (3.77)$$

şeklinde hesaplanır.

3.6.2 Türbülans Kinetik Enerji

Denklem 3.35'teki terim denklem 3.78'e bağlı olarak modifiye edilir.

$$\iiint_{V_p} \mu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \partial V = \frac{\tau_{w,i} u_{i,p} V_p}{y_p} \quad (3.78)$$

Denklemden geçen V_p hücrenin hacmi, $\tau_{w,i}$, $u_{i,p}$ de kayma gerilimi ve teğetsel hızlardır. Tablo 3.1'deki Γ_ϕ yayılım değeri

$$\iiint_{V_p} \rho \varepsilon dV = -\rho C_\mu^{3/4} k_p^{3/2} u^+ V_p / y_p \quad (3.79)$$

şeklinde modifiye edilebilir.

3.6.3 Türbülans Kinetik Enerjinin Yayınımı

Denklem 3.46'da verilen türbülans kinetik enerjinin yayınımlı denklemini (ε) P noktası için yazarsak

$$\varepsilon_P = \frac{C_\mu^{3/4} k_P^{3/2}}{\kappa y_P} \quad (3.80)$$

Duvar kontrol hacmi içinde alınan ε değeri $c = \varepsilon_P \times M$ ve $b = -M$ alınarak ε_P değerine sabitlenmiştir. M, ayrıklaştırma denklemlerindeki diğer terimleri ihmal edebilmemizi sağlayacak kadar büyük seçilmiştir. Böylece

$$c + b \phi_P \approx 0 \quad (3.81a)$$

$$\phi_P = -c/b = \phi_{P, istenen} = \varepsilon_P \quad (3.81b)$$

elde edilir.

3.7 Cebrik Denklem Sistemlerinin Çözümü (TDMA)

Her bir düzlemde çözüm, kolon-kolon (line by line) ve TDMA yöntemi kullanılarak elde edilmiştir. Yöntem, çözüm alanı içinde ve ağ çizgileri boyunca farklı yönlerden uygulanır. Örnek olarak x-y düzlemi için çözüm yapılırken kuzey-güney ve doğu-batı hatları dikkate alınır. Kuzey-güney için ayrıklaştırma denklemi

$$A_P \phi_P = A_K \phi_K + A_G \phi_G + [A_B \phi_B + A_D \phi_D + A_Y \phi_Y + A_A \phi_A + C] \quad (3.82)$$

Parantez içindeki terimleri geçici olarak bildiğimizi kabul edersek, ϕ değeri kuzey-güney doğrultusunda TDMA ile bulunabilir. Bu bütün kuzey-güney hattı boyunca tekrarlanır. Doğru-batı hattı boyunca çözüm için denklem

$$A_P \phi_P = A_B \phi_B + A_D \phi_D + [A_G \phi_G + A_K \phi_K + A_Y \phi_Y + A_A \phi_A + C] \quad (3.83)$$

şeklindedir. Hesaplama boyunca en son hesaplanan değerler (3.82) ve (3.83) denklemlerinin sağ tarafında yer alırlar. Denklem 3.82

$$D_j \phi_j = A_j \phi_{j+1} + B_j \phi_{j-1} + C_j \quad (3.84)$$

şeklinde yazılabilir. Denklemde geçen $D_j = A_P$, $A_j = A_K$, $B_j = A_G$ yi C_j de köşeli parantez içindeki terimleri göstermektedir.

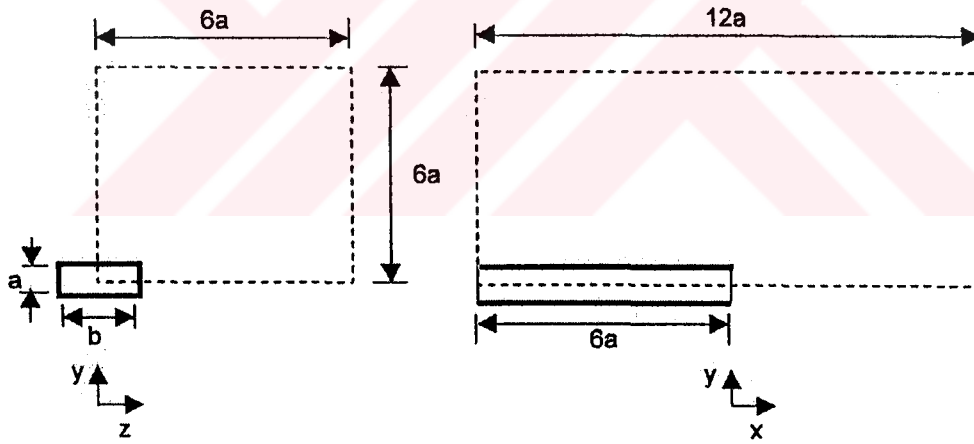
3.8 Bilgisayar Programı

Ayrıklaştırılmış denklem sistemlerinin çözümünde Phoenix bilgisayar programı kullanılmıştır. Program, sonlu hacim metodu yardımıyla elde ettiği cebrik denklem sistemlerini TDMA ile çözmekte ve istenen noktalardaki hız, basınç ve türbülans değerlerini bulmaktadır.

3.9 Hesaplamalar İle İlgili Detaylar

3.9.1 Hesaplama Alanı ve Eksen Sistemi

Hesaplama alanı ve eksen sistemi şekil 3.3 te gösterildiği gibidir. Hesaplama alanı, flanşsız dikdörtgen egzoz ağzının emişe engel olabilecek sınırlardan etkilenmemesi için kanalın yanlarına doğru $6a$, aksenal yönde ise $12a$ olarak seçilmiştir. Dikdörtgen flanşsız egzoz ağzının içten ölçülen yüksekliği 0.1 m (a), genişliği ise 0.2 m'dir. Egzos kanalının kalınlığı ise 10 mm'dir.



Şekil 3.3 Hesaplama Alanı ve Eksen Sistemi

3.9.2 Kullanılan Ağ

x, y ve z yönlerinde, egzoz ağzı çevresinde daha fazla olmak üzere, sıklığı yerine göre değişen ağ kullanılmıştır. Maksimum ağ büyüklüğü bilgisayar kapasitesinden dolayı sınırlıdır. En küçük ağ boyutu da problemin geometrisinden dolayı sınırlandırılmıştır. Ağ büyüklüğünün problemin çözümüne etkisini görmek için

değişik ağ büyüklükleri kullanılmış, elde edilen sonuçlar birbirleriyle karşılaştırılarak uygun ağ büyüklüğüne karar verilmiştir.

Hesaplamalar x,y ve z yönlerinde 57 x 21 x 25 boyutlu ağ kullanılarak yapılmış, egzoz ağı çevresinde ağ noktaları daha sık seçilmiş ve hesaplamalar buna göre yapılmıştır.

3.9.3 Yakınsaklık Kriteri

Aşağıdaki kriterin sağlanması durumunda çözümün yakınsadığı kabul edilmiştir:

$$\sum_{\text{tüm noktalarda}} |R_{\phi}| < R_{\phi,ref} \quad (3.85)$$

$R_{\phi,ref}$ referans değeri, R_{ϕ} ise (3.60) taki denklemin kullanılması ile elde edilen kaynak terimidir. Bu çalışmada $R_{\phi,ref}$ 10^{-3} olarak seçilmiştir. Yukarıdaki kritere ek olarak ağı her bir noktasında hesaplanan değişkenlerin sabit bir değere ulaşp ulaşmadıkları (iterasyonda sadece küçük değişiklikler göstermesi durumu) kontrol edilmiştir.

3.9.4 Under-Relaxation Faktörleri

Elde edilen çözümün stabilitesini arttırmak için basınç hariç tüm değişkenlerde under-relaxation faktörleri uygulanmıştır. Çözümde hız bileşenleri, türbülans enerji ve yayılım oranı için relaxation faktörleri 0.5 olarak seçilmiştir (Ergin,1993). Ancak under-relaxation faktörlerini belirlemek için genel bir kural veya belirli bir deneysel sonuç yoktur. Under-relaxation'ı belirleyen optimum değerler, problemin doğasına, ağ büyüklüğüne ve uygulanan yöntemle bağlı olarak değişmektedir.

4. SONUÇLAR VE TARTIŞMA

4.1 Giriş

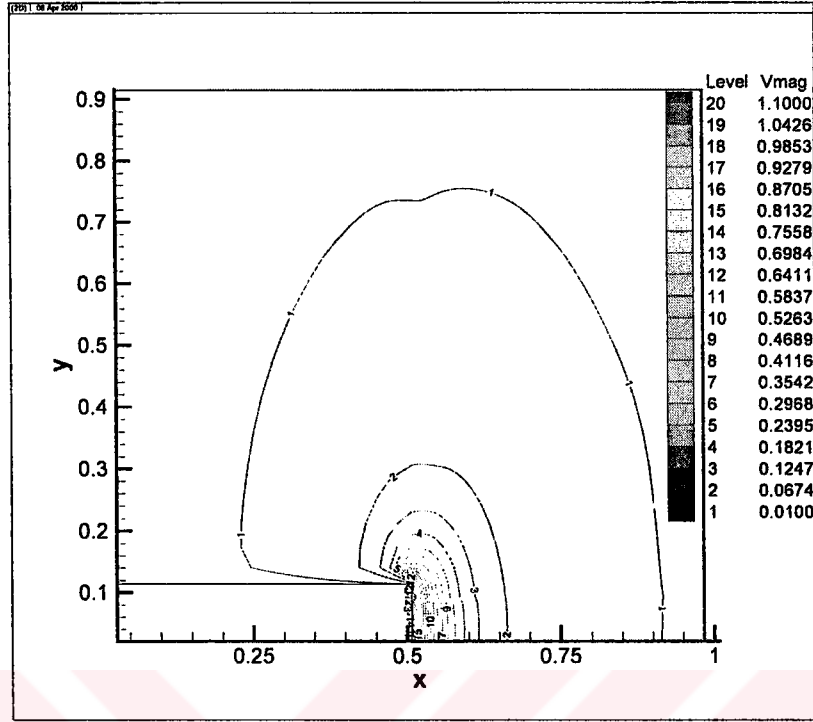
Bu bölümde dikdörtgen flanşsız egzoz ağzı etrafında farklı x-y ve x-z düzlemlerindeki boyutsuz hız, türbülans alanları ve akım çizgileri sunulmuş ve tartışılmıştır. Elde edilen sonuçlar önceden yapılmış deneysel ve teorik çalışmalarla karşılaştırılmıştır. Hesaplanan değerlerin önceki çalışmalarla iyi bir uyum içinde olduğu gözlenmiştir.

4.2 Hız Alanları

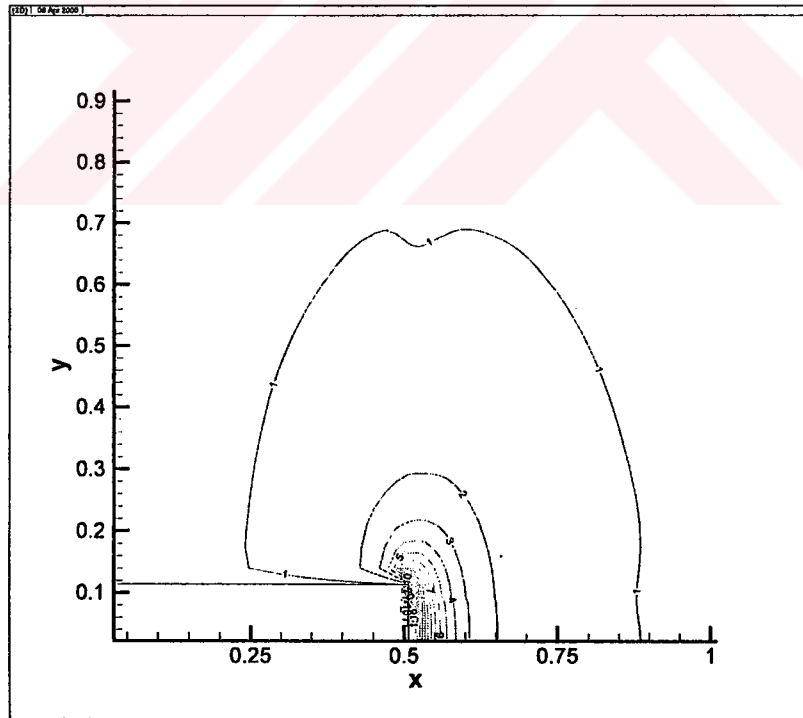
a) x-y Düzleminde Hız Alanları

Şekil 4.1a-4.1e x-y düzlemindeki hız alanlarını göstermektedir. Hızlar boyutsuz olarak x-y düzlemlerinde gösterilmiştir. Şekil 4.1a'da boyutsuz olarak hesaplanmış hız alanlarının en büyük değerlerini $z/6a=0.002$ ekseninde aldığı görülmektedir. $y=0.19-0.12$ arasında yani ağzın üst kısımlarına yakın yerlerde daha yüksek hızların bulunduğu görülmektedir. Ağzın hemen önünden başlayarak x değerleri arttıkça hızlarda büyük bir düşme gözlenmekte $x=0.56$ civarından sonra boyutsuz hızlar yaklaşık olarak 0.30 değerini almaktadır. Şekil 4.1b'de ($z/6a=0.1$) hız alanları çok büyük değişiklikler göstermemekle beraber yakalama hızı azalmaktadır.

(a) $z/6a=0.002$

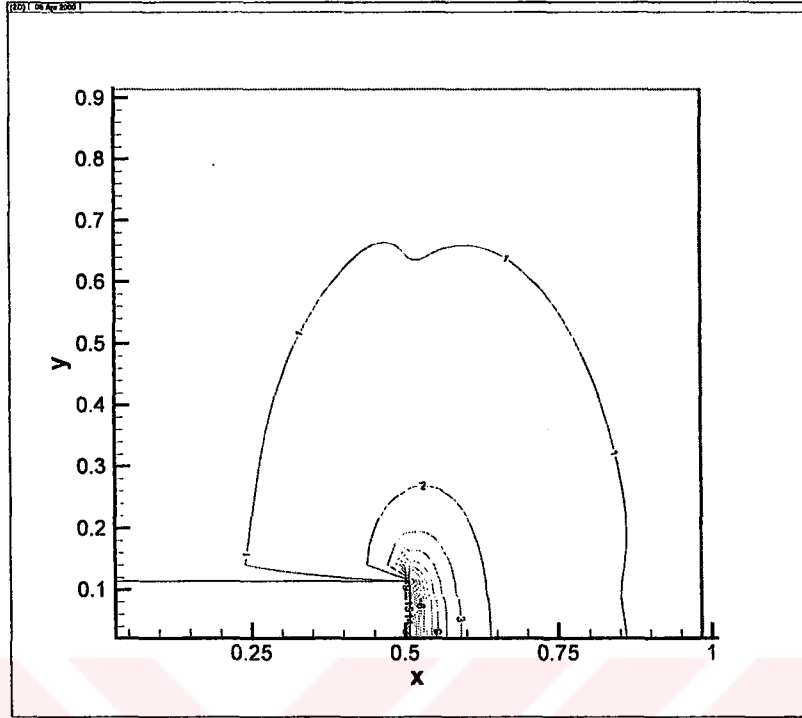


(b) $z/6a=0.1$

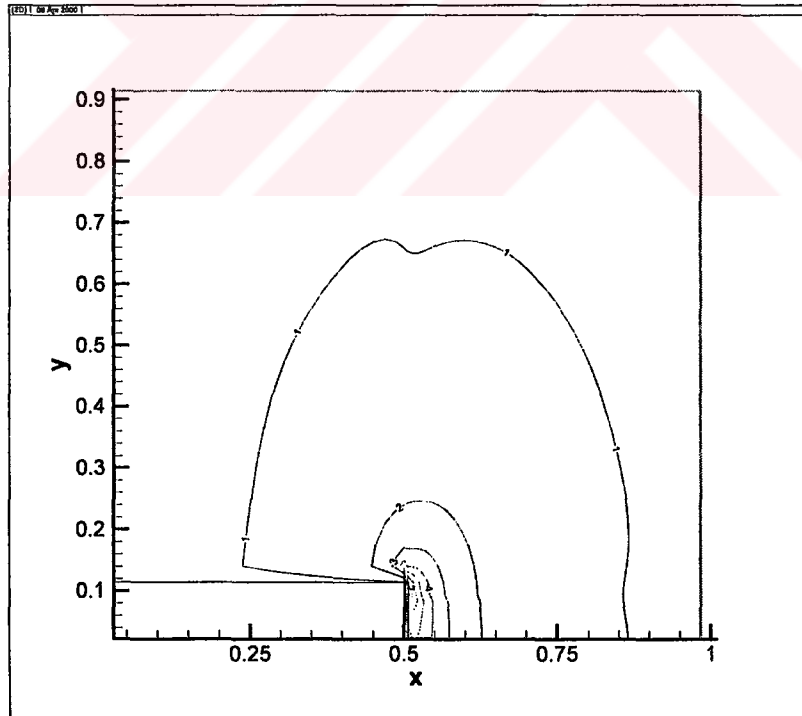


Şekil 4.1 Değişik x-y düzlemlerinde hız alanları

(c) $z/6a=0.167$

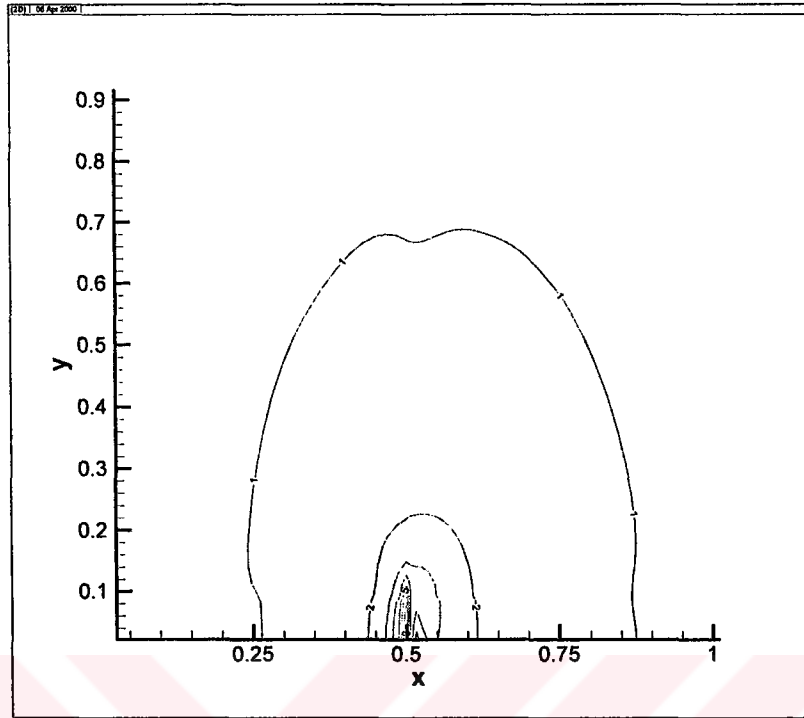


(d) $z/6a=0.194$



Şekil 4.1 Devam

(e) $z/6a=0.219$



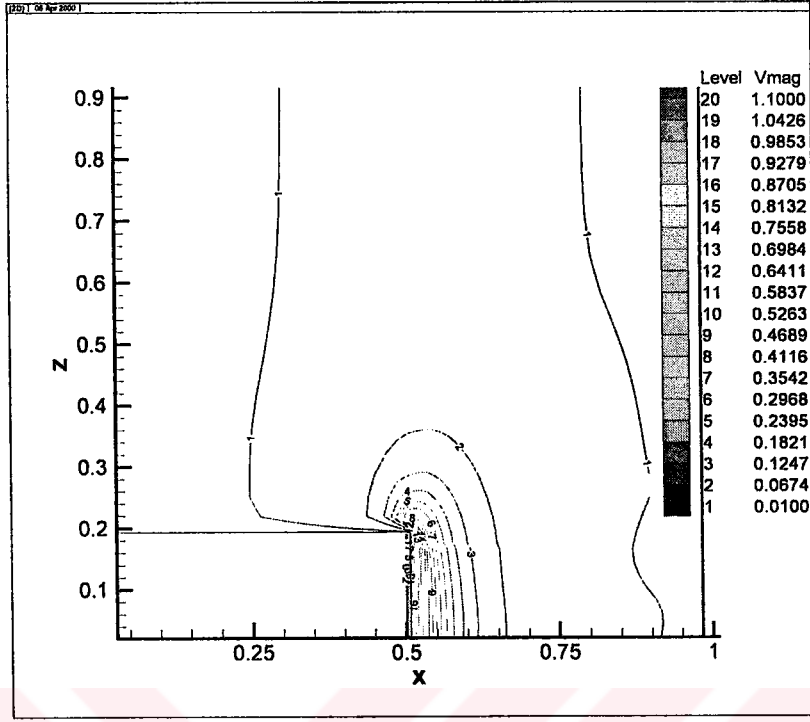
Şekil 4.1 Devam

Şekil 4.1c'de ($z/6a=0.167$) egzoz ağzının üst kısmına yakın bölgelerde ($y=0.07-0.09$) yüksek hız gözlenmekte x arttıkça hız oranları $x=0.51-0.52$ arasında ani bir düşme ile hızlar 0.60 civarlarına inmektedir. Egzos kanalının yan duvarı olan $z/6a=0.194$ ekseninde (Şekil 4.1d) hızların $x=0.52$ civarında 0.30 olduğu bu noktadan itibaren azalarak $x=0.54$ noktasında 0.18'e düştüğü görülmektedir. Egzos ağzının dışına karşılık gelen $z/6a=0.219$ ekseninde (Şekil 4.1e) ise hızların $x=0.48-0.5$ arasında 0.18-0.41 arasında değiştiği, $x=0.47-0.44$ ve $x=0.5-0.61$ arasında azalarak 0.06 civarına düştüğü görülmektedir.

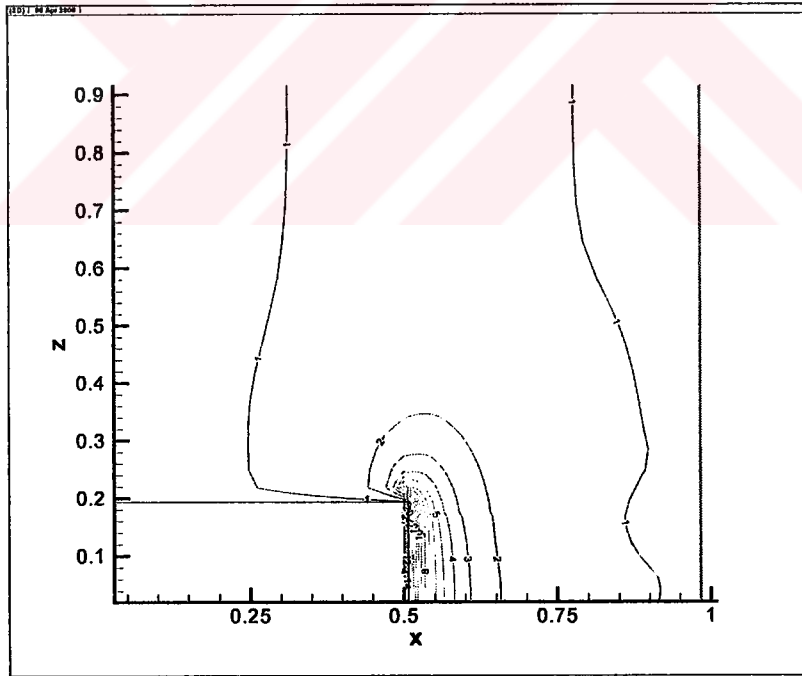
b) x-z Düzleminde Hız Alanları

Şekil 4.2a-4.2e x-z düzlemindeki hız alanlarını göstermektedir. Hızlar boyutsuz olarak x-z düzlemlerinde gösterilmiştir. Şekil 4.2a'da görüldüğü gibi hızlar en büyük değerlerini $y/6a=0.0208$ ekseninde görülmektedir. Ağzın kenarlarında ($z=0.15-0.18$) yüksek hızlar görülmektedir. $x=0.51$ 'den itibaren hızlar azalmaya başlayarak $x=0.54$ 'te 0.41'e düşmektedir. Şekil 4.2b'de ($y/6a=0.0833$) ekseninde 0.1-0.98'e varan yüksek hızlar görülmemekle birlikte $z=0.17$ civarında %87'ye ulaşan küçük bir nokta gözlenmektedir. $x=0.5-0.52$ arasındaki hızlar %74-42 arasında değişmektedir. Şekil 4.2c'de ($y/6a=0.0932$) ise yüksek hızlar egzoz ağzının önünde görülmektedir. Bu ekseninde en yüksek hız değerleri $x=0.51$ civarlarındadır. Bunun hemen dışında $x=0.51-0.55$ arasında azalarak 0.23'e düşmektedir.

(a) $y/6a=0.0208$

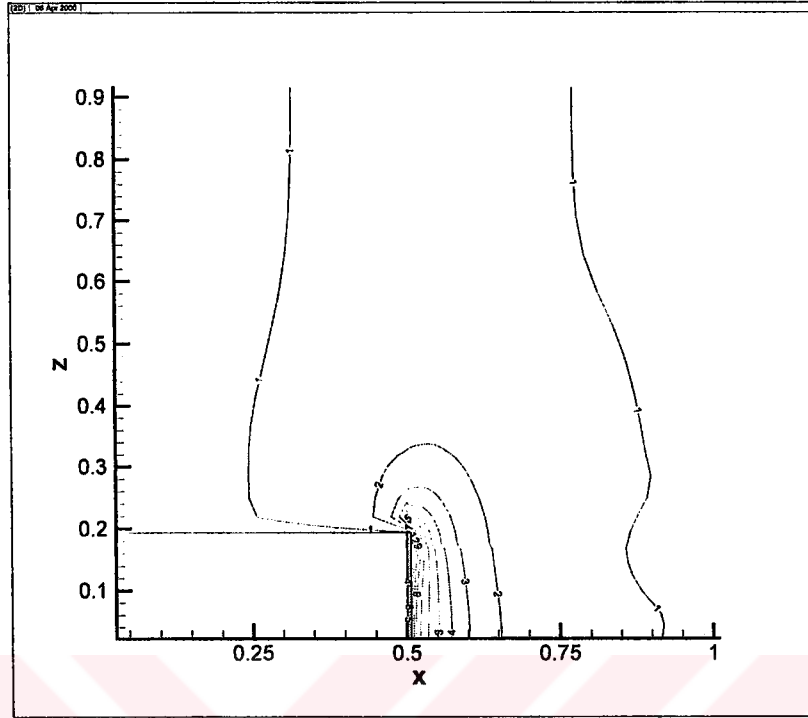


(b) $y/6a=0.0833$

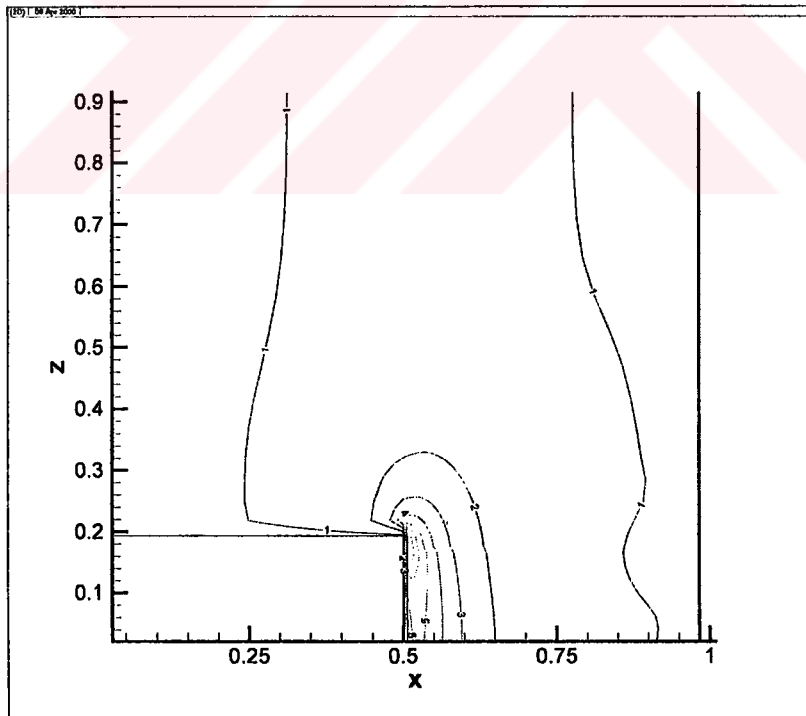


Şekil 4.2 Değişik x-z düzlemlerinde hız alanları

(c) $y/6a=0.0932$

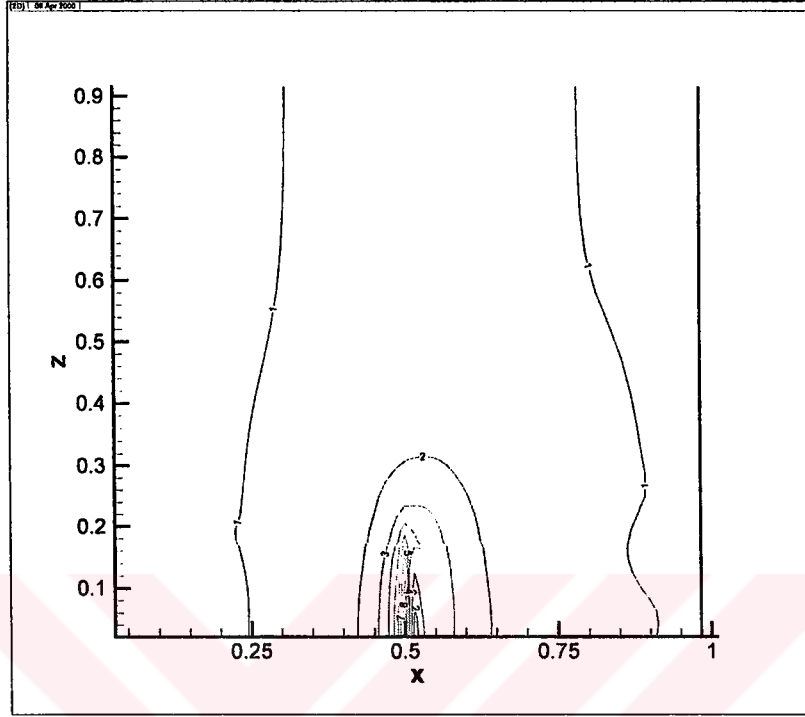


(d) $y/6a=0.113$



Şekil 4.2 Devam

(e) $y/6a=0.14$



Şekil 4.2 Devam

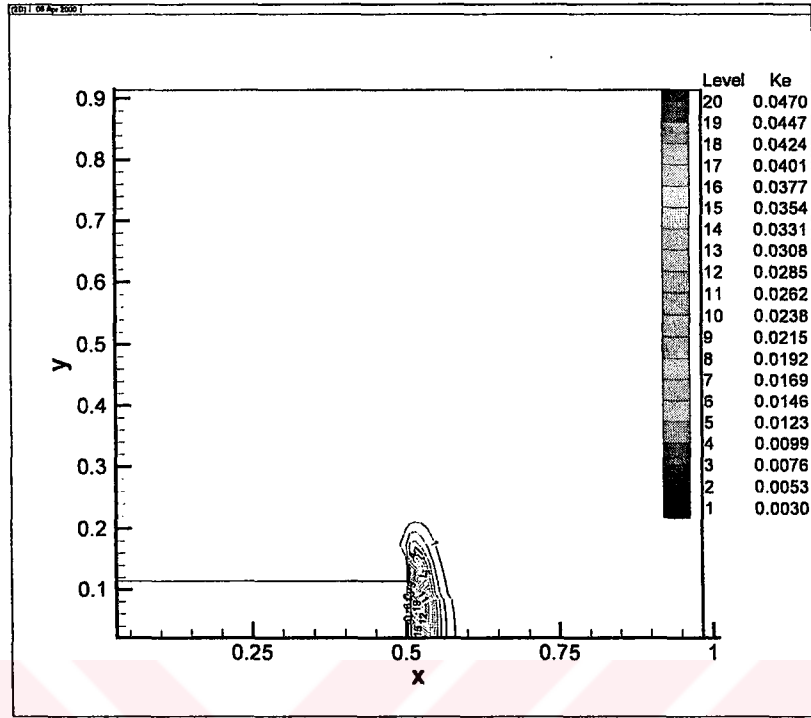
Egzos ağzının üst sınırı olan şekil 4.2d'de ($y/6a=0.113$) $x=0.5-0.53$ ve $z=0.18$ civarlarında hızlar 0.23-0.35 arasında değişmekte bu noktadan sonra azalarak 0.18'e düşmektedir. Şekil 4.2e'de ($y/6a=0.14$) ise hızların 0.29-0.41 arasında değiştiği aralık $x=0.49-0.5$ olduğu aralıktır. Bunun dışındaki bölgelerde hızlar gittikçe azalarak 0.01 seviyesine inmektedir.

4.3 Türbülans Dağılımı

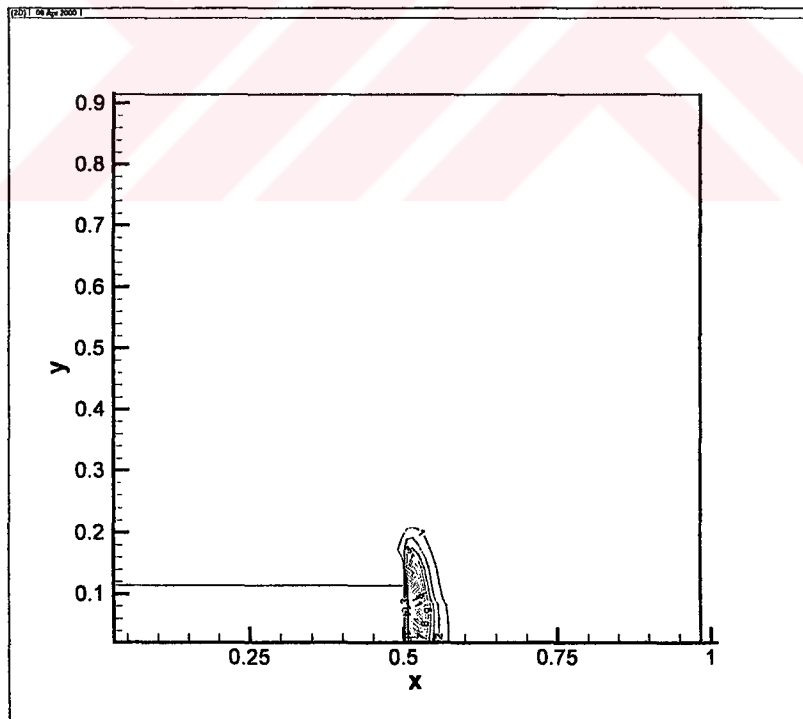
a) x-y Düzleminde Türbülans Dağılımı

Şekil 4.3a-4.3e, x-y düzleminde boyutsuz türbülans dağılımını göstermektedir. Şekil 4.3a'da türbülans değerleri en yüksek değerlerine ulaşmaktadır. Şekilden de görülebileceği gibi türbülans, egzoz ağzının simetrik yarısının ortasında en yüksek değerlerini almaktadır. Egzoz ağzı girişinden itibaren ($x=0.5$) $x=0.52$ noktasına kadar türbülans %4.5 civarlarında olmaktadır. Bu noktadan itibaren hızlı bir azalma ile $x=0.53$ noktasında %2 değerine inmektedir.

(a) $z/6a=0.002$

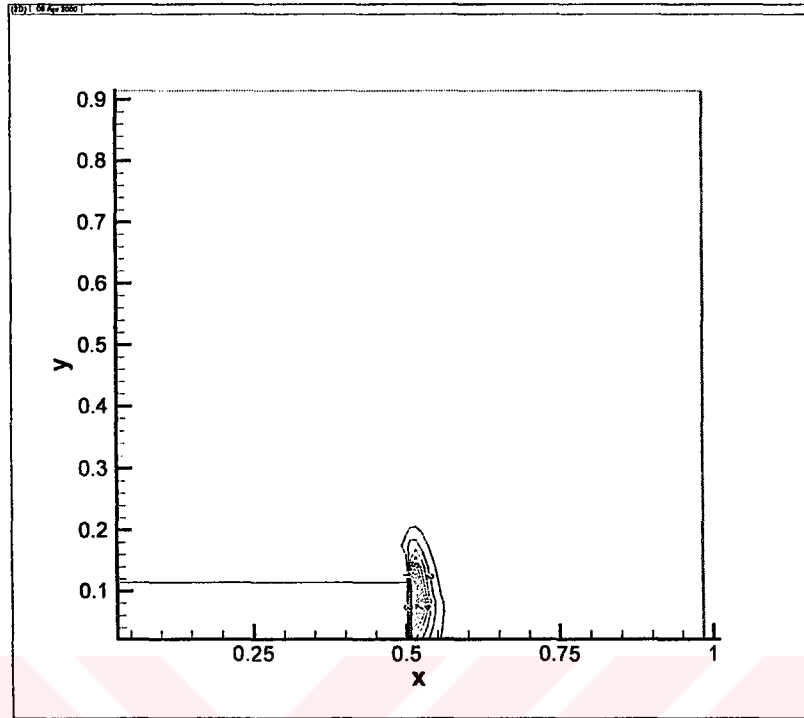


(b) $z/6a=0.006$

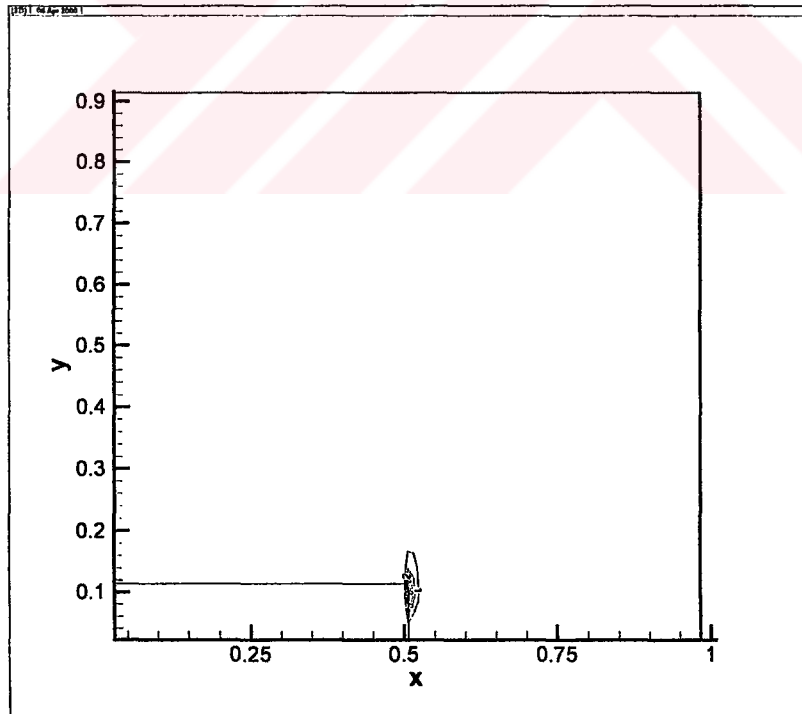


Şekil 4.3 Değişik x-y düzlemlerinde türbülans dağılımı

(c) $z/6a=0.008$

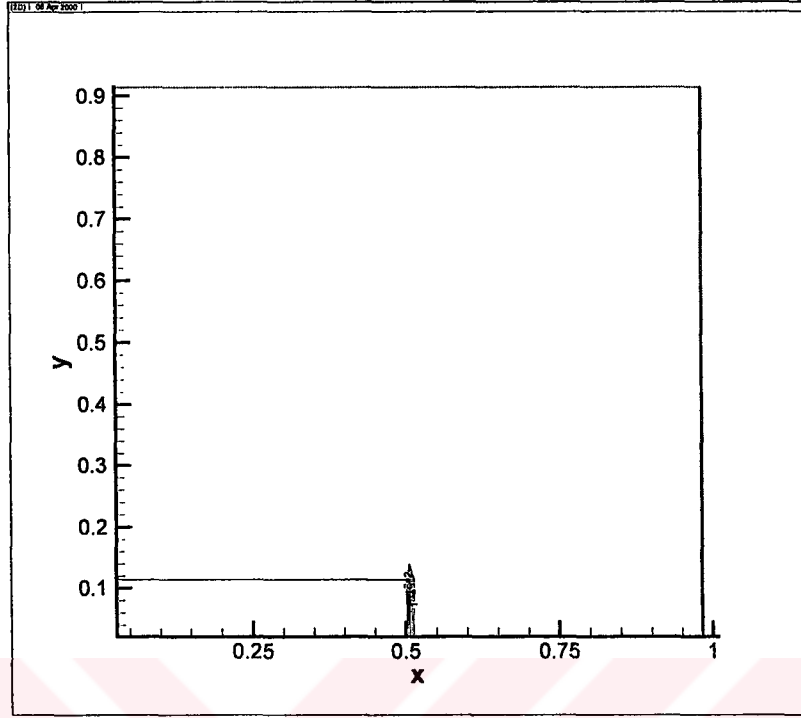


(d) $z/6a=0.12$



Şekil 4.3 Devam

(e) $z/6a=0.167$



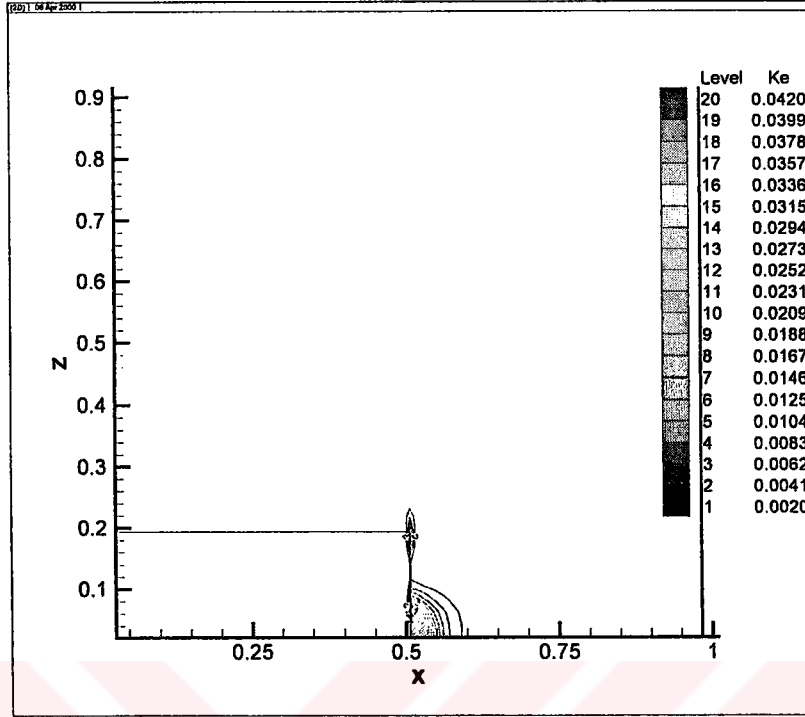
Şekil 4.3 Devam

Örneğin şekil 4.3b'de en büyük türbülans değeri simetrik emiş ağzının tam ortasında ve 0.042 civarındadır. Bu değerler 4.3c'de aynı noktalarda 0.023 civarında olmaktadır. Şekil 4.3d'de ($z/6a=0.12$) ise türbülans artık hemen hemen görülmemekte, egzoz ağzının üst tarafında ($y=0.1$) türbülansı 0.015 olan değerler okunmaktadır. Şekil 4.3e'de türbülans değerleri çok küçük olmakla beraber bunlar tüm ağıza yayılmıştır ve değerleri en yüksek olan bölgede 0.015 dolaylarındadır.

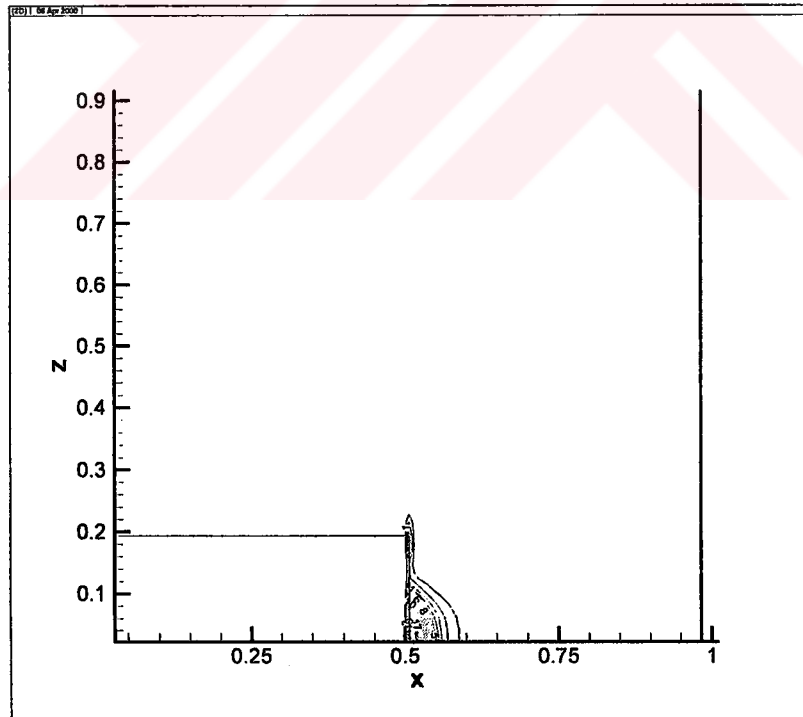
b) x-z Düzleminde Türbülans Dağılımı

Şekil 4.4a-4.4d x-z eksenindeki türbülans dağılımlarını göstermektedir. Bu düzlemde türbülans değerleri gene düşük olmakla beraber 4.4a'daki şekilde türbülansın daha çok egzoz ağzının ortasında ve kenarlarında olduğu görülmektedir. En yüksek değerin ise ağız ortasında olduğu ve bu değerin 0.042 civarında olduğu gözlenmektedir. Şekil 4.4b'de ise gene ağız ortasında 0.04'e varan türbülans değerleri görülmekte, ağız kenarlarına yakın bölgelerde ($z=0.17-0.2$) ise en yüksek değerler 0.015 civarlarındadır. Ağızda ön yüzünde orta kısım ve kenarlar dışında da bir türbülans yayılımı söz konusudur. Egzoz ağzının üst kesitlerine doğru çıkıldıkça türbülans değerlerinde bir düşme buna karşılık ağız boyunca bir yayılma görülmektedir.

(a) $y/6a=0.0208$

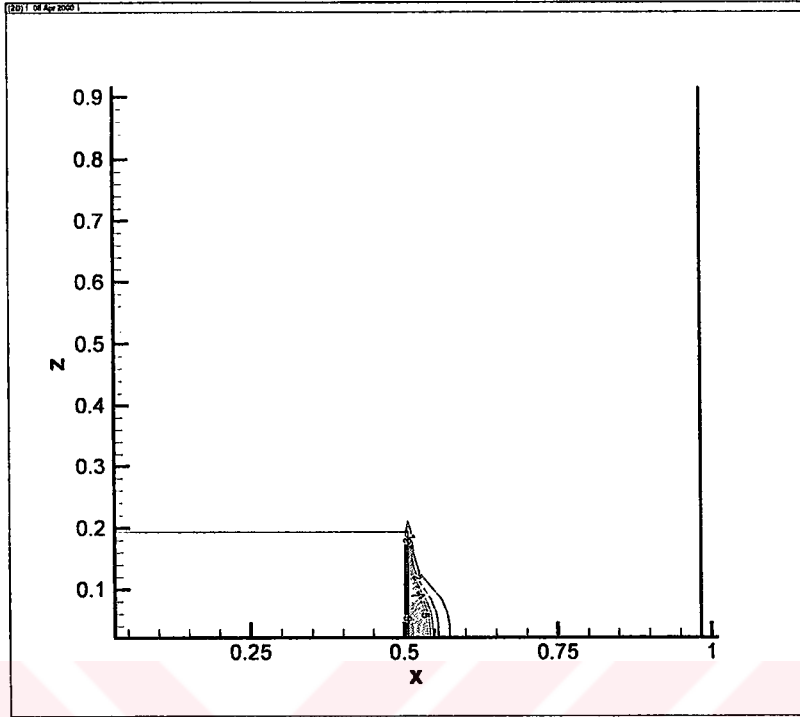


(b) $y/6a=0.0625$

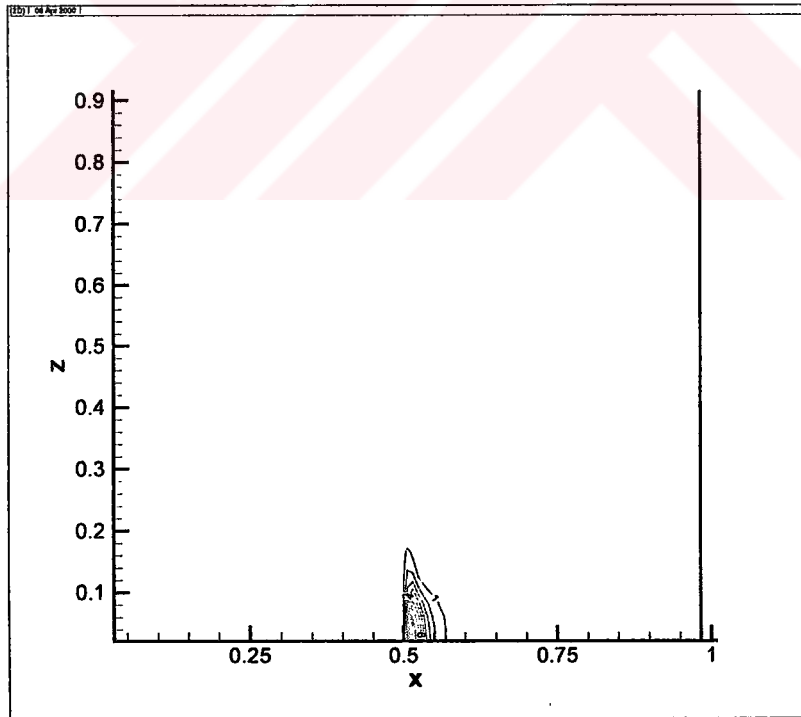


Şekil 4.4 Değişik x-z düzlemlerinde türbülans dağılımı

(c) $y/6a=0.113$



(d) $y/6a=0.14$



Şekil 4.4 Devam

Şekil 4.4c ağzın tam üst sınırını göstermektedir. Türbülans değerleri ağzın orta noktasında düşmüş ve $x=0.51$ civarında en yüksek değeri almış (0.029), daha sonradan değerler ağız girişine doğru ($x<0.51$) ve ağızdan uzaklaştıkça ($x>0.51$)

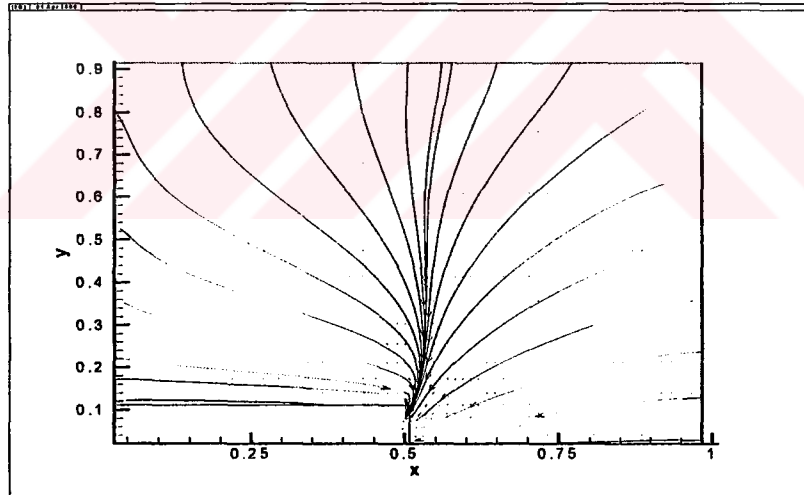
değerlerinde azalmaktadır. Ağızın yukarısına karşılık gelen şekil 4.4d'de ise en yüksek değer $x=0.51$ noktasındaki 0.01.6 değeridir. Bu noktanın sağ ve soluna doğru değerler gittikçe azalmaktadır.

4.4 Akım Çizgileri

a) x-y Düzleminde Akım Çizgileri

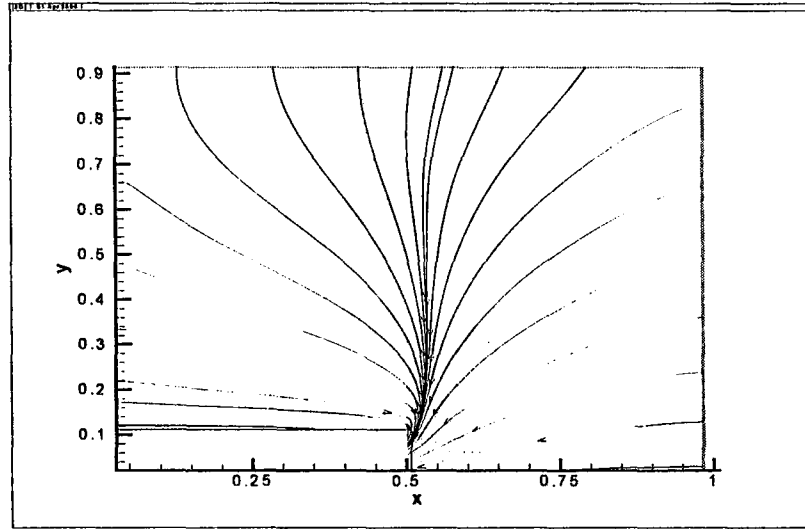
Şekil 4.5a-4.5f x-y düzlemindeki akım çizgilerini göstermektedir. Şekilden de görüleceği gibi hava egzoz ağızına doğru her yönden düzgün bir şekilde gelmekte ve bu şekil 4.5a ($z/6a=0.02$) ile şekil 4.5b ($z/6a=0.194$) arasında çok büyük bir değişikliğe uğramadan olmaktadır. Ancak egzoz kanalının olmadığı Şekil 4.5c'de egzoz ağızının etkisi sebebiyle $x<0.5$ olduğu noktalarda akışta bir bozulma söz konusudur. Ayrıca akışın yönlendiği $X=0.5$ civarındaki odaklanmada bir dalgalanma görülmektedir.

(a) $z/6a=0.004$

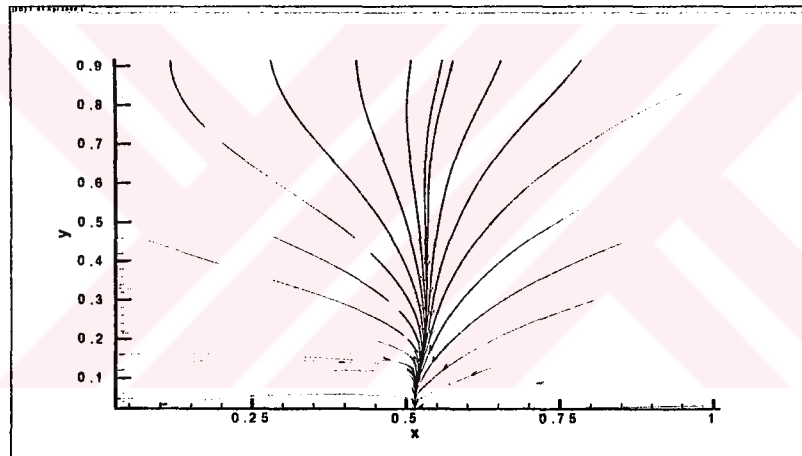


Şekil 4.5 Değişik x-y düzlemlerinde akım çizgileri

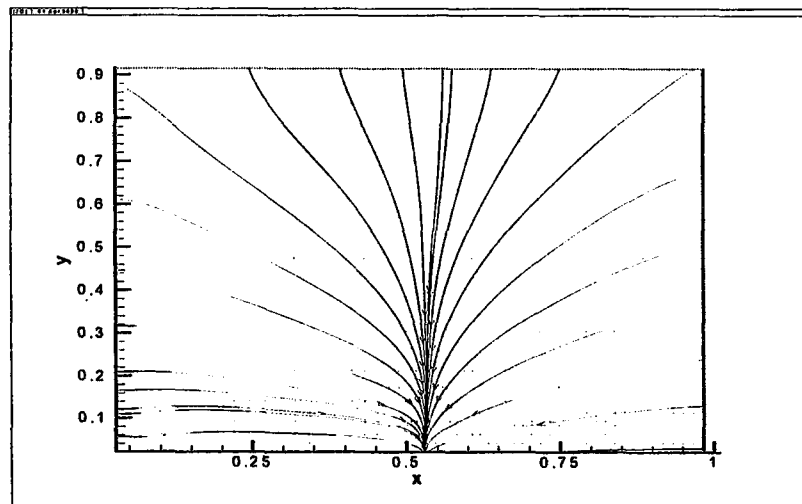
(b) $z/6a=0.194$



(c) $z/6a=0.219$

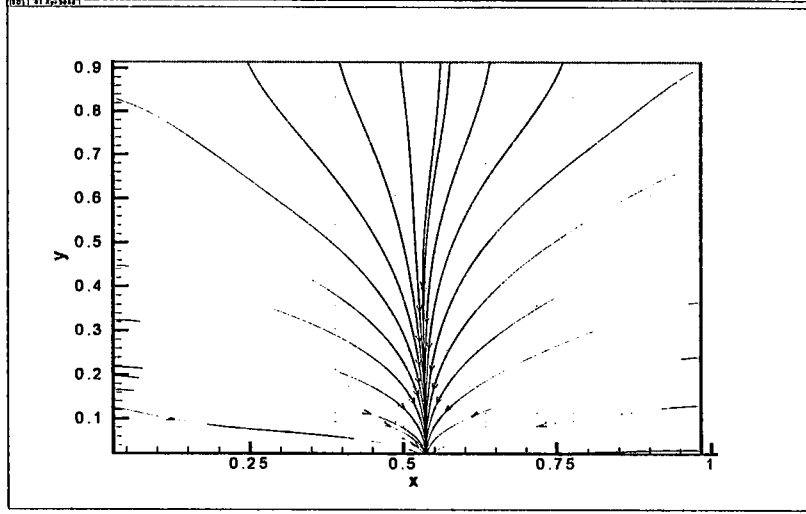


(d) $z/6a=0.324$

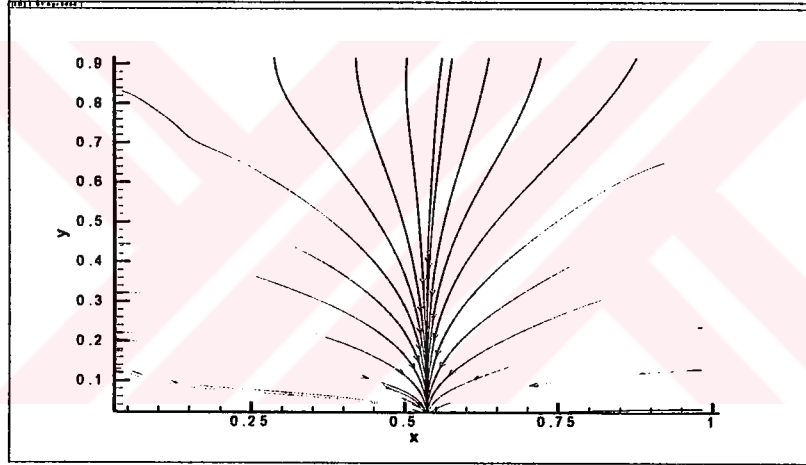


Şekil 4.5 Devam

(e) $z/6a=0.582$



(f) $z/6a=0.849$



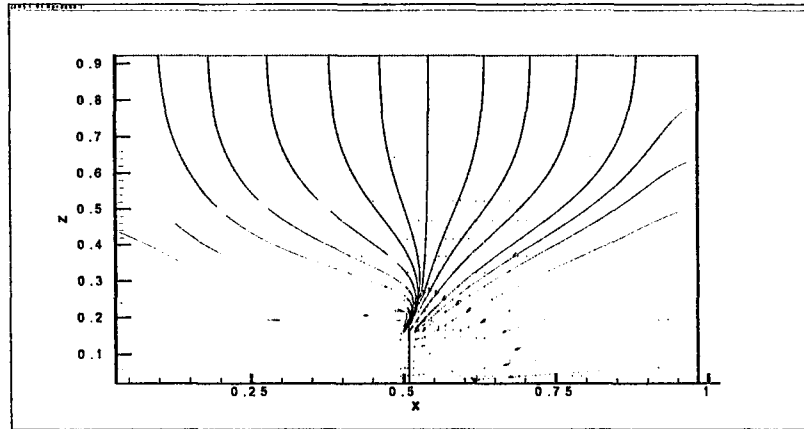
Şekil 4.5 Devam

Şekil 4.5d'de kanalın etkisi kaybolmuş ve bu bölgede akış düzensizliği görülmemekte ayrıca odaklanmanın olduğu bölgedeki dalgalanma kaybolmaktadır. Hesaplama alanının sınırlarına yakın olan şekil 4.5e'de odaklanma azalmış, 4.5f'de ise bu azalmanın yanında akış çizgilerinde de bir düzensizlik gözlenmektedir.

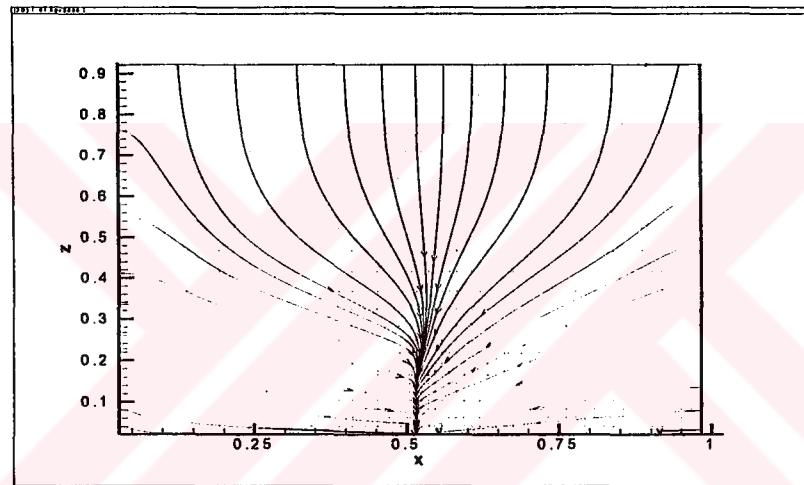
b) x-z Düzleminde Akım Çizgileri

Şekil 4.7a-4.7e x-z düzlemindeki akım çizgilerini göstermektedir. Şekil 4.7a'da x-y düzleminde olduğu gibi egzoz ağzına doğru akım çizgileri yönlenmekte, bu yönlenme ağzın üst sınırı olan $y/6a=0.113$ eksenine kadar aynı şekilde devam etmektedir.

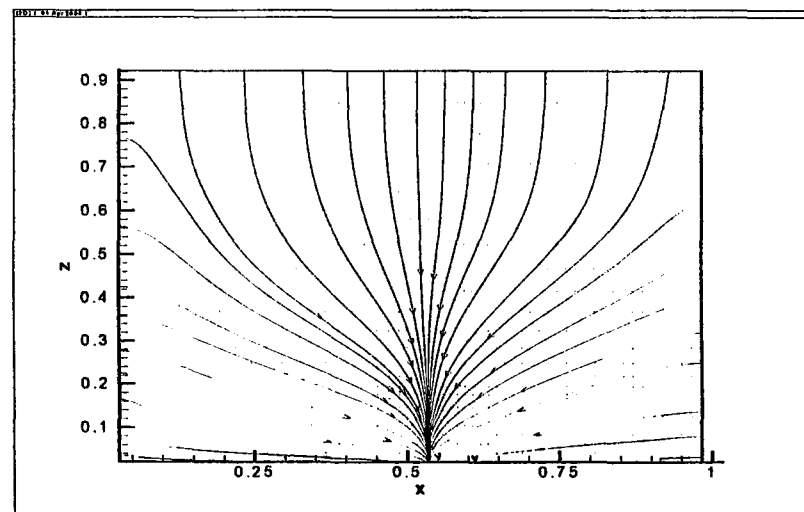
(a) $y/6a=0.0208$



(b) $y/6a=0.14$

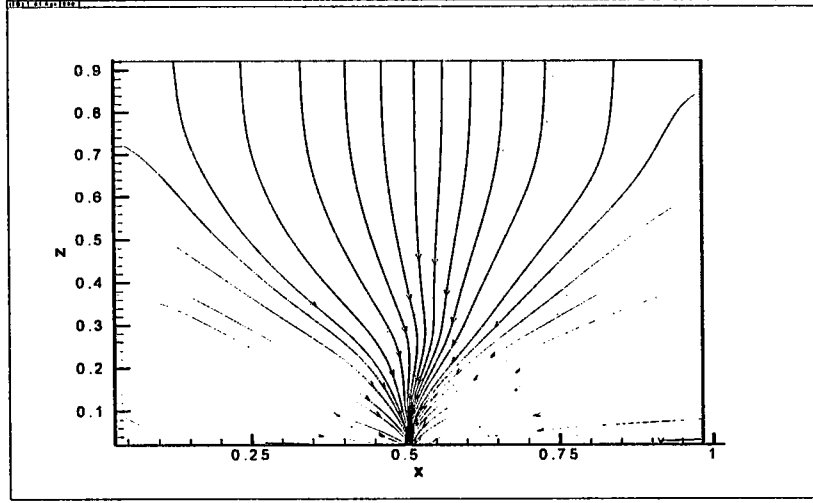


(c) $y/6a=0.415$

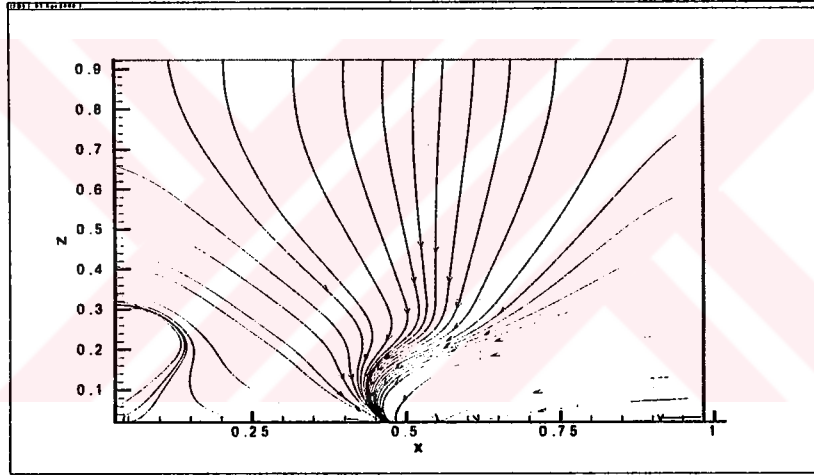


Şekil 4.6 Değişik x-z düzlemlerinde akım çizgileri

(d) $y/6a=0.755$



(e) $y/6a=0.915$



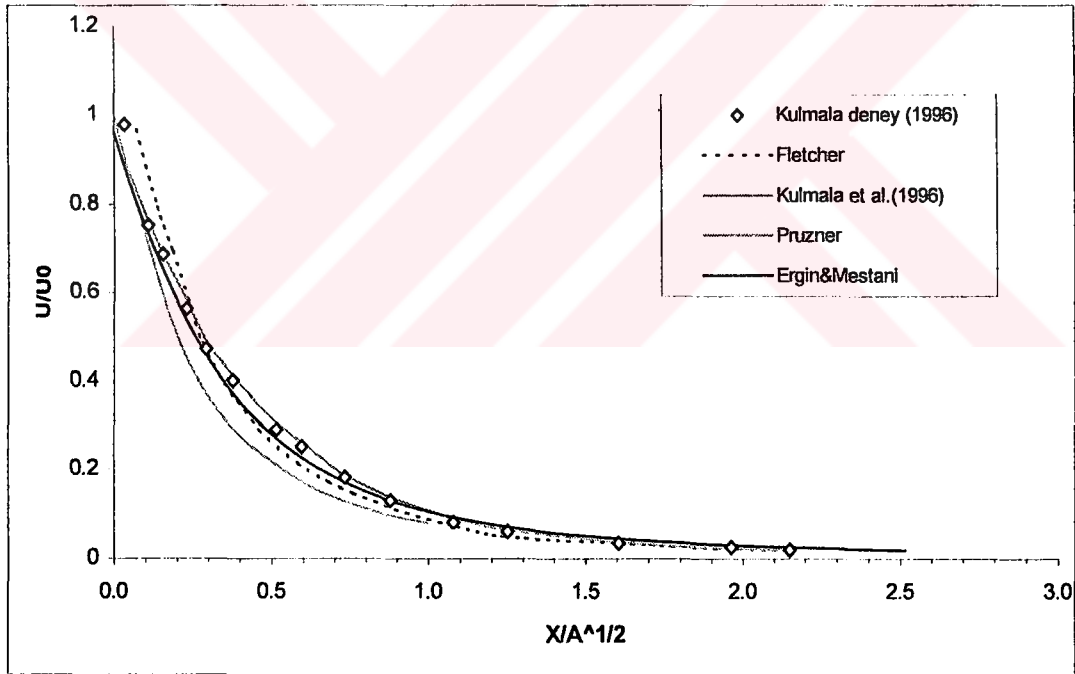
Şekil 4.6 Devam

Egzos ağzının üst kısmı olan Şekil 4.6b'de akım çizgileri egzoz ağzına doğru yönelmekte (aşağı doğru), ancak odaklanma notasında dalgalanma göze çarpmaktadır. Şekil 4.6c'de bu odaklanma düzelerek ve elips şeklini almaktadır. Şekil 4.6d'de ise odaklanma bozulmuş ve akım çizgileri dağınık bir görünüm arz etmektedir. Şekil 4.7e'de belirli bir odaklanmadan bahsetmek pek mümkün değildir. Hareketlerde düzensizlikler görülmektedir.

4.5 Karşılaştırmalar

Şekil 4.5'te, y eksenini, sayısal çalışma sonucunda elde edilen hız değerlerinin, egzoz çıkışındaki hız değeri olan 8.5 m/sn değeri ile boyutsuzlaştırılması sonucu elde edilmiştir (U/U_0). x eksenini ise egzoz ağzı girişinden uzaklaştıkça değişen x

mesafesinin egzoz ağız alanının karekökü ile boyutsuzlaştırılmış değeridir ($x/A^{1/2}$). Şekil 4.5'ten de görüldüğü gibi hız değerleri egzoz ağızından uzaklaştıkça azalmakta ($x/A^{1/2}=0-0.9$ arası), $x/A^{1/2}$ 'nin 1'den büyük olan değerlerinden itibaren büyük değişiklikler göstermemektedir. Karşılaştırmalar Kulmala'nın orta eksen hızları için deneysel ve sayısal çalışması, Pruzner ve Fletcher'ın orta eksen hızları için sayısal çalışmalarını içermektedir. Kulmala'nın deneysel olarak yaptığı çalışma ile karşılaştırıldığında yapılan sayısal çalışmanın Fletcher ve Pruzner'in yapmış olduğu sayısal çalışmalara göre daha yakın sonuçlar verdiği görülmektedir. Yapılan sayısal çalışma ile deneysel çalışma arasında oluşan en büyük fark egzoz ağızının girişinde yaklaşık %7 ve $x/A^{1/2}=0.6$ noktasında ise %2 civarındadır. Pruzner'in sayısal çalışması $x/A^{1/2}=0-0.15$ ile $x/A^{1/2}=0.7-1$ arasında yaklaşık değerler vermekte bunun dışındaki aralıklardaki değerler farklılıklar göstermektedir. Yapılan nümerik çalışmanın deneysel sonuçlarla birbirine oldukça yakın çıkması sonucunda kullanılan matematik modelin bu tipte yapılacak akış problemlerindenin çözümünde kullanılabileceği görülmektedir.



Şekil 4.7 Orta Eksen İçin Hız Alanlarının Karşılaştırılması

4.6 Tartışma ve Gelecek Çalışmalar İçin Öneriler

Dikdörtgen ve flanşsız egzoz ağız çevresinde hesaplanan hızlar yüksek değerlere, her iki düzlemde (x-y, x-z) de egzoz ağızının emiş yüzünde ulaşmakta, egzoz ağızından yanlara ve kenarlara doğru gidildikçe azalmaktadır.

Aynı düzlemlerde boyutsuz türbülans alanları oldukça düşük değerlerde olmakla beraber bunlar da egzoz ağzının civarında nispeten yüksek, egzoz ağzından kenarlara ve yanlara gidildikçe azalmaktadır. Ancak bu azalma, farklı x-y düzlemlerinde ağız boyuca olurken x-z düzlemlerinde en çok ağzın ortasında ve kenarlarında yığıldığı görülmektedir.

Akım çizgileri değişik x-z ve x-y düzlemlerinde egzoz ağzı boyunca büyük farklılıklar göstermemekte, x-y düzleminde ağzın bitiminden hemen sonra egzoz kanalının etkisi bir süre görülmekte daha sonra bu da kaybolmaktadır. y düzleminde akımın odaklanması ise belirli bir y kesitinden sonra bozulmaktadır.

Sonuçlar mevcut deneysel çalışmalarla karşılaştırılmış ve elde sonuçların birbirleriyle uyum içinde oldukları görülmüştür. En büyük farkın $x/A^{1/2}=0.03$ olduğu noktada %7 civarında olduğu görülmektedir. Buradan, kurduğumuz matematik modelin doğru olduğu ve bu tipteki bir akış probleminde kullanılabileceği sonucu çıkmaktadır.

Yapılan nümerik çalışma, durgun ortamdan sıkıştırılmaz akışkanı emen dikdörtgen kesitli ve flanşsız bir ağızdır. Akışın üç boyutlu ve türbülanslı olduğu göz önüne alınmıştır. Bununla birlikte kullanılan ağızda oluşabilecek basınç kayıpları, pek çok kullanım mahallerinde olduğu gibi ağzın önünde herhangi bir engel bulunması durumunda oluşacak hız ve türbülans alanları hesaplanabilir. Bu hesaplamaların farklı geometrilere sahip egzoz ağızlarıyla denenerek yeterliliklerinin irdelenmesi de ayrıca bu tipte çalışma yapacak araştırmacılara tavsiye edilir.

KAYNAKLAR

- Alden, J.L. and Kane, J.M., 1970.** Design of Industrial Exhaust Systems, 4th edition, Industrial Press.
- Anastas, M.Y. and Hughes, R.T., 1989.** Finite Difference Methods for Computation of Flow into Local Exhaust Hoods, *American Industrial Hygiene Association Journal*, **50**, 526-534.
- Bellia, L., Betta, V. and Cascetta, F., 1998.** Description of Velocity Fields in Front of Exhaust Axisymmetrical Inlets by Means of New Empirical Equations, *Building and Environment*, **33**, 189-195.
- Braconnier, R., 1988.** Bibliographic Review of Velocity Fields in the Vicinity of Local Exhaust Hood Openings, *American Industrial Hygiene Association Journal*, **49**, 185-198.
- Cascetta, F., 1996.** Experimental evaluation of the velocity fields for local exhaust hoods with circular and rectangular openings, *Building and Environment* **31**, 437-449.
- Cascetta, F. and Bellia, L., 1996.** Velocity Fields in Proximity of Local Exhaust Hood Openings: An Intercomparison Between Current Recommended Formulas and Experimental Studies, *Building and Environment*, **31**, 451-459.
- Conroy, L.M., Ellenbecker, M.J. and Flynn, M.R., 1988.** Prediction and Measurement of Velocity into Flanged Slot Hoods, *American Industrial Hygiene Association Journal*, **49**, 226-234.
- Flynn, M.R. and Ellenbecker, M.J., 1985.** The Potential Flow Solution for Air Flow into a Flanged Circular Hood, *American Industrial Hygiene Association Journal*, **46**, 318-322.
- Flynn, M.R. and Miller, C.T., 1988.** Comparison of Models for Flow Through Flanged and Plain Circular Hoods, *Annals of Occupational Hygiene*, **32**, 373-384.

- Flynn, M.R. and Miller, C.T.**, 1989. The Boudary Integral Method (BIEM) for Modeling Local Exhaust Hood Flow Fields, *American Industrial Hygiene Association Journal*, **50**, 281-288.
- Garrison, R.P.**, 1983, Velocity Calculation for Local Exhaust Inlets- Empirical Design Equations, *American Industrial Hygiene Association Journal*, **44**, 937-940.
- Garrison, R.P. and Wang, Y.**, 1987. Finite Element Application for Velocity Characteristics of Local Exhaust Inlets, *American Industrial Hygiene Association Journal*, **48**, 983-988.
- Garrison, R.P. and Park, C.**, 1989. Evaluation of Models for Local Exhaust Velocity Characteristics-Part One: Velocity Contours for Freestanding and Bounded Inlets, *American Industrial Hygiene Association Journal*, **50**, 196-203.
- Gatski, T.B., Hussaini, M.Y. and Lumley, J.L.**, 1996. Simulation and Modeling of Turbulent Flows, pp. 109-141, Oxford University Press, New York
- Geisberger, P.E. and Sibbitt, B.E.**, 1990. Development of Loss Coefficient Data for Compound Exhaust Hoods Using Slots for Air Distribution, *American Society of Heating, Refrigerating, and Air Conditioning Engineers*, **96(2)**, 763-770.
- Hayashi, T., Howell, R.H., Shibata, M. and Tsuji, K.**, 1987. Industrial Ventilation and Air Conditioning, 2nd edition, CRC Press.
- Kulmala, I.**, 1993. Numerical Calculation of Air Flow Fields Generated by Exhaust Openings, *Annals of Occupational Hygiene*, **37**, 451-467.
- Kulmala, I. and Saarenrinne, P.**, 1996. Air Flow Near An Unflanged Rectangular Exhaust Opening, *Energy and Building*, **24**, 133-136.
- Landahl, M.T. and Mollo-Christensen, E.**, 1992. Turbulence and Random Processes in Fluid Mechanics, 2nd edition, Cambridge University Press.
- Mc Dermott, H.J.**, 1985. Handbook of Ventilation for Contaminant Control, 2nd edition, Butterworth Press.
- Ozkan-Ergin, S.** 1993. Measurements and Numarical Modelling of Natural Convection in a Stairwell Model, *PhD Thesis*, Brunel University, England

Patankar, S.V., 1980. Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, McGraw-Hill Book Company.



ÖZGEÇMİŞ

6 Aralık 1967 tarihinde İstanbul'da doğdu. Lise öğrenimini 1983-1986 yılları arasında Pertevniyal Lisesi'nde tamamladı. 1988-1990 yılları arasında İngiltere'de dil eğitimi aldı. 1990-1991 yılları arasında askerlik görevini tamamlayarak 1992 yılında İ.T.Ü. Gemi İnşaatı ve Deniz Bilimleri Fakültesi, Deniz Bilimleri Bölümü'nde lisans öğrenimine başladı. 1993 yılının kış döneminde aynı fakültenin Gemi İnşaatı bölümüne yatay geçiş yapıp yüksek öğreniminin geriye kalan kısmını bu bölümde tamamlayarak 1996 yılında mezun oldu. 1998 yılında Araştırma Görevlisi olarak göreve başladığı Gemi İnşaatı ve Deniz Bilimleri Fakültesi'nde halen yüksek lisans eğitimi ile birlikte akademik görevini sürdürmektedir.

