

**KANAT PROFİLLERİNDE DÜŞÜK REYNOLDS VE YÜKSEK SES ALTI
MACH SAYILARI İÇİN TÜRBÜLANSA GEÇİŞ**

SAMET ÇAKA ÇAKMAKÇIOĞLU

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
MAKİNE MÜHENDİSLİĞİ**

TOBB EKONOMİ VE TEKNOLOJİ ÜNİVERSİTESİ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

ARALIK 2012

ANKARA

Fen Bilimleri Enstitü onayı

Prof. Dr. Ünver Kaynak
Müdür

Bu tezin Yüksek Lisans derecesinin tüm gereksinimlerini sağladığını onaylarım.

Prof. Dr. Ünver Kaynak
Anabilim Dalı Başkanı

Samet Çaka Çakmakçiođlu tarafından hazırlanan KANAT PROFİLLERİNDE DÜŞÜK REYNOLDS VE YÜKSEK SES ALTI MACH SAYILARI İÇİN TÜRBÜLANSA GEÇİŞ adlı bu tezin Yüksek Lisans tezi olarak uygun olduğunu onaylarım.

Prof. Dr. Ünver Kaynak
Tez Danışmanı

Tez Jüri Üyeleri

Doç. Dr. Murat Kadri AKTAŞ

Prof. Dr. Ünver KAYNAK

Yrd. Doç. Dr. Sıtkı USLU

Yrd. Doç. Dr. Nilay SEZER UZOL

Doç. Dr. Coşku KASNAKOĞLU

TEZ BİLDİRİMİ

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

Samet Çaka Çakmakçiođlu

Üniversitesi : TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi
Enstitüsü : Fen Bilimleri
Anabilim Dalı : Makine Mühendisliği
Tez Danışmanı : Prof. Dr. Ünver KAYNAK
Tez Türü ve Tarihi : Yüksek Lisans – Aralık 2012

Samet Çaka ÇAKMAKÇIOĞLU

**KANAT PROFİLLERİNDE DÜŞÜK REYNOLDS VE YÜKSEK SES ALTI
MACH SAYILARI İÇİN TÜRBÜLANSA GEÇİŞ**

ÖZET

Uzun menzil yüksek irtifa insansız hava araçlarının maruz kaldığı düşük yoğunluklu, düşük türbülans seviyeli, düşük Reynolds sayılı ve yüksek ses altı hızlı uçuş rejimini rüzgar tünellerinde elde etmek oldukça zordur. Bu yüzden deneysel veriler elde edebilmek için maliyeti yüksek olan yüksek irtifa uçuş testleri yapmak gerekmektedir. Yüksek maliyeti olan bu testler yerine, sayısal yöntemler ile yaklaşımlar yapılması sınır tabakadaki laminer akış ve türbülansa geçiş konusunda iyi bir alternatif olabilir. Bu tez çalışmasında, iki denklemlili γ - $Re_{\theta t}$ bağıntı tabanlı türbülansa geçiş modeli geliştirilip, insansız hava araçlarında sıkça kullanılan bazı kanat profillerinin performanslarını tahmin etmede kullanılmıştır. İlk aşamada, hali hazırda düz levha üzerindeki akış için doğrulanan deneysel bağıntılar, ince bir profil olan NACA64A006 için düşük hız, yüksek Reynolds sayısı şartlarında doğrulanmıştır. Daha sonra bu tez çalışmasında esas olan yöntem orta kalınlıktaki E387 ve SD7037 kanat profilleri için doğrulanmıştır. Son aşamada diğer profillere göre oldukça kalın olan APEX-16 kanat profili yüksek irtifa, düşük Reynolds sayıları ve yüksek ses altı hızları için analiz edilmiştir. Elde edilen sonuçlar literatürdeki Reynolds-ortalımalı Navier-Stokes ve viskoz-viskoz olmayan temelli e^N yöntemine dayalı sayısal veriler ile kıyaslanmıştır. Çalışmada kullanılan geçiş bağıntı modelinin literatürdeki sayısal verilere göre başarılı bir seçenek olduğu görülmüştür.

Anahtar Kelimeler: İnsansız Hava Araçları, Kanat Profilleri, Türbülansa Geçiş Bağıntıları, HAD Çözücüler

University : TOBB University of Economics and Technology
Institute : Institute of Natural and Applied Sciences
Science Programme : Mechanical Engineering
Supervisor : Prof. Dr. Ünver KAYNAK
Degree Awarded and Date : MSc – December 2012

Samet Çaka ÇAKMAKÇIOĞLU

**TRANSITION AT LOW-RE NUMBERS FOR UAV TYPE AIRFOILS AT
HIGH SUBSONIC MACH NUMBERS**

ABSTRACT

High altitude long endurance UAV flight regime imposes certain difficult testing conditions for the ground based test facilities, such as low density, low freestream turbulence, high alpha, low-Reynolds, and high-subsonic-Mach numbers. High altitude flight testing would be required to collect actual experimental data at an expense of much higher costs. Computational approach is a viable alternative to support generation of design data for the laminar and transitional boundary layers at high-subsonic-Mach-numbers. In the present study, a two-equation γ - $Re_{\theta t}$ correlation-based transition model is further developed to predict some airfoils that are frequently used in the design of UAVs. Firstly, the empirical correlations already validated for low to high Mach number flat plate cases is validated for the thin NACA64A006 airfoil at low subsonic speed and high-Reynolds-number. Secondly, the present methodology is successfully demonstrated for the E387 and SD7037 moderately thick UAV type airfoils in the low-Reynolds and low-subsonic-Mach-number conditions. Finally, the relatively thicker APEX-16 airfoils at high-altitude, low-Reynolds-number conditions for high-subsonic Mach numbers are simulated. Results are compared with the available numerical data in the literature obtained through Reynolds Averaged Navier-Stokes and viscous-inviscid interaction methods using the e^N method. It was shown that the present implementation of the correlation model is a viable alternative to the available data in the literature.

Keywords: Unmanned Air Vehicles, Airfoils, Transition Correlations, CFD Solvers

TEŞEKKÜR

Yüksek Lisans çalışmalarım süresince, derin bilgi ve deneyimleri ile bana büyük katkılarda bulunan, çalışmalarımı sürdürmemde büyük motivasyon sağlayan ve beni en iyi şekilde yönlendiren tez danışmanım, değerli hocam Sayın Prof. Dr. Ünver KAYNAK'a teşekkür ederim. Tezimi değerlendiren sayın juri üyeleri Doç. Dr. Murat Kadri AKTAŞ'a, Yrd. Doç. Dr. Sıtkı USLU'ya, Yrd. Doç. Dr. Nilay Sezer UZOL'a ve Doç. Dr. Coşku KASNAKOĞLU'na teşekkür ederim.

Yüksek Lisans eğitimim süresince bana burs sağlayan TOBB ETÜ'ye, manevi desteklerini her zaman hissettiğim ofis arkadaşlarım, değerli ortaklarım Hakan HAFIZOĞLU ve Ahmet Murat ÖGE'ye teşekkür ederim.

Babam Ahmet ÇAKMAKÇIOĞLU, annem Mine ÇAKMAKÇIOĞLU ve kardeşim İzem İlayda ÇAKMAKÇIOĞLU'na, yüksek lisans eğitimim süresince vermiş oldukları büyük manevi destekleri için teşekkürü borç biliyor, tezimi aileme adıyorum.

İÇİNDEKİLER

TEZ BİLDİRİMİ.....	iii
ÖZET.....	iv
ABSTRACT.....	v
TEŞEKKÜR.....	vi
ŞEKİLLER LİSTESİ	ix
SEMBOLLER LİSTESİ	xi
1. GİRİŞ	1
1.1. LİTERATÜR TARAMASI	1
1.2. TEZİN AMACI VE GÜDÜSÜ.....	4
1.3. SEÇİLEN KANAT PROFİLLERİ	5
2. SAYISAL YÖNTEM.....	8
2.1. HAREKET DENKLEMLERİ	8
2.2. TÜRBÜLANS MODELİ.....	10
2.3. RANS YÖNTEMİ	11
2.4. MENTER $k-\omega$ SST MODELİ.....	14
3. TÜRBÜLANSA GEÇİŞ	18
3.1. MENTER TÜRBÜLANSA GEÇİŞ MODELİ	19
4. TÜRBÜLANSA GEÇİŞ BAĞINTILARI.....	22
4.1. LANGTRY – MENTER BAĞINTISI.....	22
4.2. MISAKA – OBAYASHI BAĞINTISI	23
4.3. GÜRDAMAR – KAYNAK BAĞINTISI.....	24
5. SINIR ŞARTLARI VE ÇÖZÜM AĞI.....	25
5.1. BASINÇ SINIR KOŞULU	25
5.2. ÇÖZÜM AĞI.....	25

6. ARD İŞLEME VE SONUÇLAR.....	27
6.1. DÜZ LEVHA.....	27
6.2. NACA64A006 KANAT PROFİLİ.....	28
6.3. EPPLER E387 KANAT PROFİLİ.....	29
6.4. SD 7037 KANAT PROFİLİ.....	36
7. NASA APEX 16 PROJESİ.....	39
7.1. $Re=200,000$ @ $Ma=0.6, 0.65$ ve 0.70	40
7.2. $Re=300,000$ @ $Ma=0.6, 0.65$ ve 0.70	44
8. DEĞERLENDİRME.....	51
KAYNAKLAR.....	53
ÖZGEÇMİŞ.....	56

ŞEKİLLER LİSTESİ

Şekil 1.1.1. Havanın özelliklerinin yükseklik ile değişimi	2
Şekil 1.1.2. APEX planörünün görev profili.....	3
Şekil 1.3.1. Seçilen kanat profilleri	7
Şekil 5.2.1. Oluşturulan çözüm ağı örnekleri (NACA64A006 ve APEX-16)	26
Şekil 6.1.1. Düz Levha için Farklı Mach ve Reynolds sayılarında elde edilen Cf değerleri.....	27
Şekil 6.2.1. NACA64A006 için deneysel ve sayısal verilerin kıyaslaması	29
Şekil 6.3.1. E387 profili için $Re=200,000$ 'de elde edilen deneysel ve sayısal verilerin kıyaslaması (Denklem 4.5 ile).....	31
Şekil 6.3.2. E387 profili için $Re=300,000$ 'de elde edilen deneysel ve sayısal verilerin kıyaslaması (Denklem 4.5 ile).....	32
Şekil 6.3.3. E387 profili için $Re=200,000$ 'de elde edilen deneysel ve sayısal verilerin kıyaslaması (Denklem 4.6 ile $\chi=4.00$)	34
Şekil 6.3.4. E387 profili için $Re=300,000$ 'de elde edilen deneysel ve sayısal verilerin kıyaslaması (Denklem 4.6 ile $\chi=3.25$)	35
Şekil 6.4.1. SD7037 profili için $Re=200,000$ 'de elde edilen deneysel ve sayısal verilerin kıyaslaması (Denklem 4.6 ile $\chi=4.00$).....	37
Şekil 6.4.2. SD7037 profili için $Re=300,000$ 'de elde edilen deneysel ve sayısal verilerin kıyaslaması (Denklem 4.6 ile $\chi=3.25$).....	38
Şekil 7.1.1. APEX16 profili için $Re=200,000$ ve $Ma=0.6$ 'da elde edilen sayısal verilerin kıyaslaması	41
Şekil 7.1.2. APEX16 profili için $Re=200,000$ ve $Ma=0.65$ 'de elde edilen sayısal verilerin kıyaslaması	42
Şekil 7.1.3. APEX16 profili için $Re=200,000$ ve $Ma=0.7$ 'de elde edilen sayısal verilerin kıyaslaması	43
Şekil 7.2.1. APEX16 profili için $Re=300,000$ ve $Ma=0.6$ 'da elde edilen sayısal verilerin kıyaslaması	45
Şekil 7.2.2. APEX16 profili için $Re=300,000$ ve $Ma=0.65$ 'de elde edilen sayısal verilerin kıyaslaması	46

Şekil 7.2.3. APEX16 profili için $Re=300,000$ ve $Ma=0.7$ 'de elde edilen sayısal verilerin kıyaslaması	47
Şekil 7.2.4. APEX 16 profili üzerindeki noktalar için hesaplanan basınç katsayılarının kıyaslaması ($Re=200,000$ ve $Ma=0.65$)	48
Şekil 7.2.5. APEX16 profili için $Re=200K$ $Ma=0.65$ ve $Alpha=3.5$ durumunda Hız Konturları ve Akış Çizgileri (Denklem 4.6 ile $\chi=4.00$)	49
Şekil 7.2.6. APEX 16 profili üzerindeki noktalar için hesaplanan basınç katsayılarının kıyaslaması ($Re=300,000$ ve $Ma=0.65$)	50

SEMBOLLER LİSTESİ

C_f	=	yüzey sürtünme katsayısı
Tu	=	türbülans şiddeti (%), $(Tu = 100(2k/3)^{1/2}/U)$
k	=	türbülans kinetik enerjisi
ω	=	türbülans yitim hızı
Ma	=	Mach sayısı
Re_x	=	levha uzunluğuna bağlı Reynolds sayısı
Re_{xt}	=	geçiş başlangıcı Reynolds sayısı
Re_{LT}	=	geçiş uzunluğu Reynolds sayısı
$Re_{\theta c}$	=	kritik momentum kalınlığı Reynolds sayısı
$Re_{\theta t}$	=	geçiş başlangıcı momentum kalınlığı Reynolds sayısı
$Re_{\theta s}$	=	ayırışma noktası momentum kalınlığı Reynolds sayısı
\tilde{Re}_{θ}	=	noktasal geçiş başlangıcı momentum kalınlığı Reynolds sayısı
γ	=	aralıklılık
u, v	=	kartezyen hız bileşenleri
y^+	=	duvara dik yöndeki boyutsuz büyüklük
θ	=	momentum kalınlığı
λ_0, K	=	basınç gradyanı ve ivmelenme parametreleri
$\mu; \mu_T$	=	moleküler viskozite; türbülans viskozitesi

1. GİRİŞ

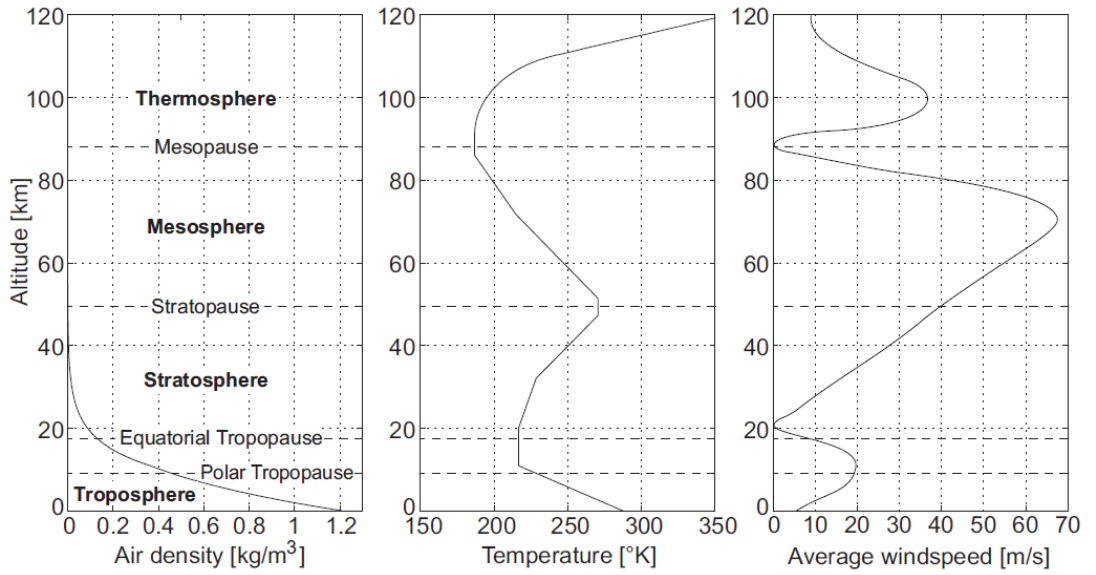
1.1. LİTERATÜR TARAMASI

Uzun menzil yüksek irtifa insansız hava araçları, geliştirilen sensör ve kamera sistemleri sayesinde birer düşük maliyetli uydu olarak kullanılabilir. Dolayısıyla yüksek irtifada uzun süre görev yapabilme kapasitesine sahip olan insansız hava araçlarının özellikle askeri amaçlar için önemi günümüzde daha da artmıştır. Bu tip hava araçlarının tasarımı, içerisinde birçok teknik problem barındıran oldukça karmaşık bir süreçtir. Bu teknik problemler enerji depolama sistemleri, navigasyon sistemleri, iletişim sistemleri, uçuş kararlılık ve kontrolü, itki gücünü sağlayan motor veya pervane sistemleri ve aerodinamik başlıkları altında toplanabilir. Özellikle yüksek irtifa aerodinamiği konusu, yüksek irtifa fiziği düşünüldüğünde hakkında hala yetersiz bilgiye sahip olunan ilginç bir konudur. Bu hava araçlarının sahip olduğu düşük hızlar ve yüksek irtifadaki hava şartları, araçların düşük Reynolds sayılarında uçmasına sebep olup, uçakların orta irtifadaki uçuş rejiminden tamamen farklı bir durum oluşturmaktadır [1].

Laminer akıştan türbülanslı akışa geçiş ve ayrılma kabarcığı gibi faktörler, düşük Reynolds sayısı şartlarına maruz kalan kanat profillerinin performanslarına önemli derecede etki ederler. Bunların yanı sıra, yüksek ses altı Mach sayılarında meydana gelen sıkıştırılabilirlik etkisi, sınır tabaka kararlılığını sağlamak konusunda da oldukça karmaşık bir probleme yol açmaktadır.

Yüksek irtifa insansız hava araçlarının görev yaptığı koşullarda atmosferin özellikleri aracın üzerinde büyük etkiye sahiptir. Bilindiği üzere deniz seviyesinden yukarılara çıktıkça havanın basıncı, sıcaklığı ve yoğunluğu azalmakta, bunlara bağlı olarak Reynolds sayısı da azalmaktadır. Şekil 1.1.1, havanın yoğunluğunun ve sıcaklığının irtifa ile nasıl değiştiğini göstermektedir. Örneğin, 10.000 metre yükseklikte, yerçekimi ivmesinin %0.3 azalmasına, dolayısıyla hava aracının ağırlığını taşıyabilmek için oluşturulması gereken taşıma kuvvetinin azalmasına rağmen, havanın yoğunluğunun 1.225 kg/m^3 'ten 0.413 kg/m^3 'e düşmesi, yerçekimi etkisinin azalmasına kıyasla oldukça büyük bir dezavantaj getirmektedir. 21.000 metre gibi

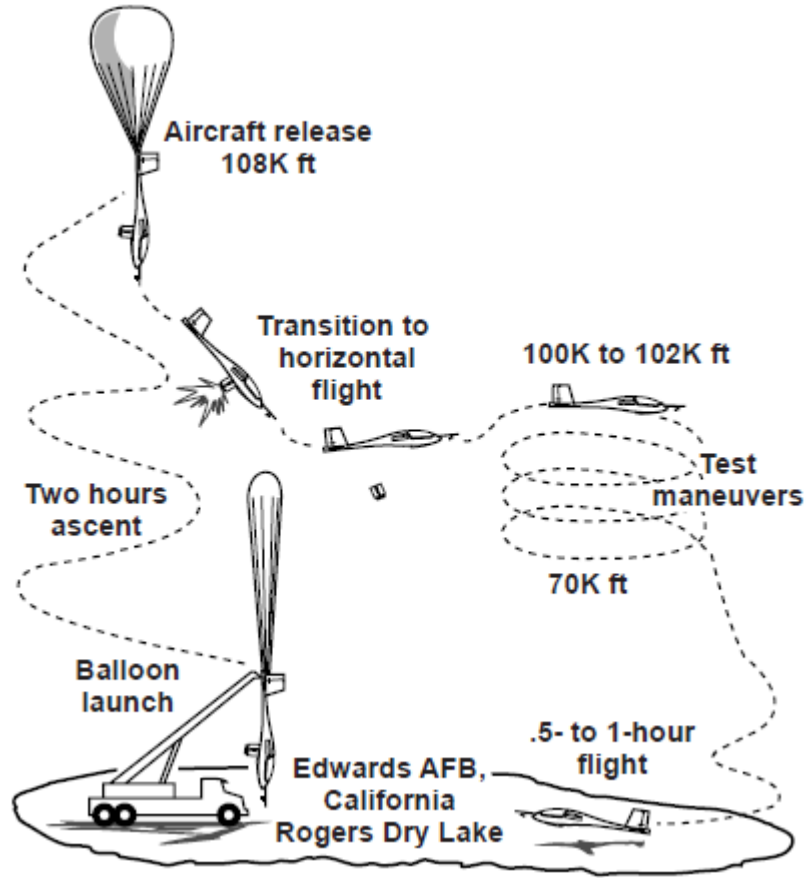
yüksek irtifalara çıkıldığında ise havanın yoğunluğu 0.0757 kg/m^3 seviyelerine düşer. Hava yoğunluğunun bu denli düşük olduğu bu irtifalarda hava aracının ağırlığını kaldırabilecek taşıma kuvvetini sağlayabilmek için aracın daha yüksek hızlarda uçuşması ya da kanat profilinin karakteristik özelliklerine bağlı olarak daha yüksek bir hücum açısında uçuş taşıma katsayısını artırması gerekmektedir. Daha yüksek hızlar, daha yüksek enerji ihtiyacı; daha yüksek hücum açıları ise stol riski ile düşük Reynolds sayısına bağlı olarak ayrılma kabarcıklarının daha kararsız olması anlamına gelir. Bu sebeplerden dolayı düşük Reynolds sayısı şartlarında insansız hava aracı tasarlamak oldukça karmaşık bir mühendislik problemidir. Uygun kanat profili seçimi, yüksek irtifadaki bu olumsuzlukları aşmada kilit rol oynar. Deniz seviyesinde çok iyi performans gösteren bir kanat profili, yüksek irtifalarda düşük performans veren profillerden biri olabilir.



Şekil 1.1.1.Havanın özelliklerinin yükseklik ile değişimi [1]

Uzun menzil yüksek irtifa insansız hava araçlarının maruz kaldığı düşük yoğunluklu, düşük türbülans seviyeli, düşük Reynolds sayılı ve yüksek ses altı hızlı uçuş rejimini, özel yapılmı olmadıkça çoğu mevcut rüzgar tünellerinde elde etmek oldukça zordur. Bu yüzden bu uçuş rejiminin karakteristik özelliklerini anlamak için yüksek irtifalarda gerçek bir uçuş testine ihtiyaç duyulabilir. Örneğin NASA Dryden Uçuş Araştırma Merkezi'nin başlatmış olduğu APEX adı verilen yüksek irtifa planör projesinde, planörün bir balon yardımıyla 108.000 feet (~33.000 metre) yükseklikten

serbest bırakılması ve planöre yerleştirilen sensörler ile sınır tabakadan veriler toplanması amaçlanmıştır [2]. Şekil 1.1.2’de APEX planörünün görev profili şematik olarak gösterilmiştir. Planlanan bu deney, yüksek maliyetler sebebi ile yapılamamıştır. Referans 2’de, deneysel veriler yerine, viskoz-viskoz olmayan yöntemi ve Reynolds ortalamalı Navier Stokes (RANS) çözücüsü kullanılmış ve sayısal tahminler gösterilmiştir [3-6].



Şekil 1.1.2. APEX planörünün görev profili [2]

Günümüzde yaygın bir şekilde kullanılan RANS çözücüler, tamamıyla türbülanslı akış durumları için birçok modeli içerisinde hazır şekilde kullanıcılarına sunsalar da, konu laminer akıştan türbülanslı akışa geçiş durumlarına geldiği zaman uygun ve pratik bir (türbülansa) geçiş modeline sahip olmadıklarından dolayı doğru sonuçlar elde etmekte zorlanmaktadırlar. Her şeye rağmen, geçiş durumları için elde edilen sayısal tahminlerin güvenilirliği konusunda, e^N yöntemi [3], 2 denklemlilik düşük

Reynolds sayıları için geliştirilen türbülans modelleri ve deneysel verilere dayanan bağıntı yöntemleri sayesinde oldukça büyük aşama kaydedilmiştir [7,8].

Son zamanlarda ise diğer yöntemlerdeki karmaşık yaklaşımları deneylerle elde edilen noktasal verilerin kullanılması sayesinde ortadan kaldıran ve adına “mühendislik geçiş modeli” denilen bir yöntem Menter vd. tarafından tanıtılmıştır [9]. Misaka ve Obayashi, bu yaklaşıma benzer şekilde kendi bağıntılarını oluşturup, çalışmalarında bağıntılarının güvenilirliğini ve uygulanabilirliğini göstermişlerdir [10]. Menter’in mevcut modeli, geçiş olayının fiziğini modellemek yerine, deneysel verilere dayanan bağıntıların genel amaçlı HAD çözücülerle bütünleştirilebildiği konusunda bir temel olması açısından da önemli olmuştur. Farklı deneysel sonuçlardan elde edilen bağıntılar ya da çok özel durumlar için hazırlanan deney düzenekleri ile elde edilen sonuçlara bağlı bağıntılar, Menter modelinin evrensel olmadığını, daha ziyade kullanıcıların kendi deneylerine dayanan modeller olduğunu göstermiştir [10,11]. Nitekim, Walter ve Leylek $k-k_L-\omega$ modeli, Lodefier vd.’nin yakın/serbest-akım aralıklılık modeli ile Fu ve Wang $k-\omega-\gamma$ modeli literatüre geçen 2 veya 3 denklemlilik modellerdir [12-14]. Kaynak da [15] düz levhalar için Menter modelini uygulamış, fakat Menter’den farklı olarak akış hızlarını 2.7 Mach seviyelerine kadar arttırarak başarılı sonuçlar elde etmiştir.

1.2. TEZİN AMACI VE GÜDÜSÜ

İnsansız hava araçları ağırlıklı olarak askeri amaçlar için hizmet ediyor olsalar da, sivil amaçlar için kullanılabilmesi de mümkündür. Amaçları her ne olursa olsun, insansız hava araçlarından en büyük beklentiler havada uzun süre kalabilmeleri, gözetleme ve benzeri görevleri yerine getirebilmeleri, savaş sırasında düşman birlikler tarafından zor fark edilebilmeleri için olabildiğince yüksekten uçmaları olarak sıralanabilir. Bu beklentiler göz önüne alındığında, en büyük problemler yüksek irtifalardaki aerodinamik problemler ve uzun süre havada kalabilmek için gerekli olan enerjiyi depolama problemi olarak düşünülebilir. Özellikle hava aracının uzun süre havada kalabilmesi için enerji sistemlerinin verimli kullanılması önem taşır. Fakat yüksek irtifalara çıktığı zaman düşen hava sıcaklığı ve yoğunluğu sebebiyle hava aracı yükünü kaldırabilmek için daha hızlı uçmak ya da hücum açısını

arttırmak zorundadır. Hava aracının daha hızlı uçuşması araca sağlanan enerjinin uzun ömürlü olmamasına, dolayısıyla havada kalma süresinin istenilenin çok altında olmasına sebep olacağından, hızı arttırmaya gerek kalmadan, aynı hızda daha çok taşıma katsayısı üretebilecek bir kanat profili seçimi yapmak daha akıllıca olacaktır.

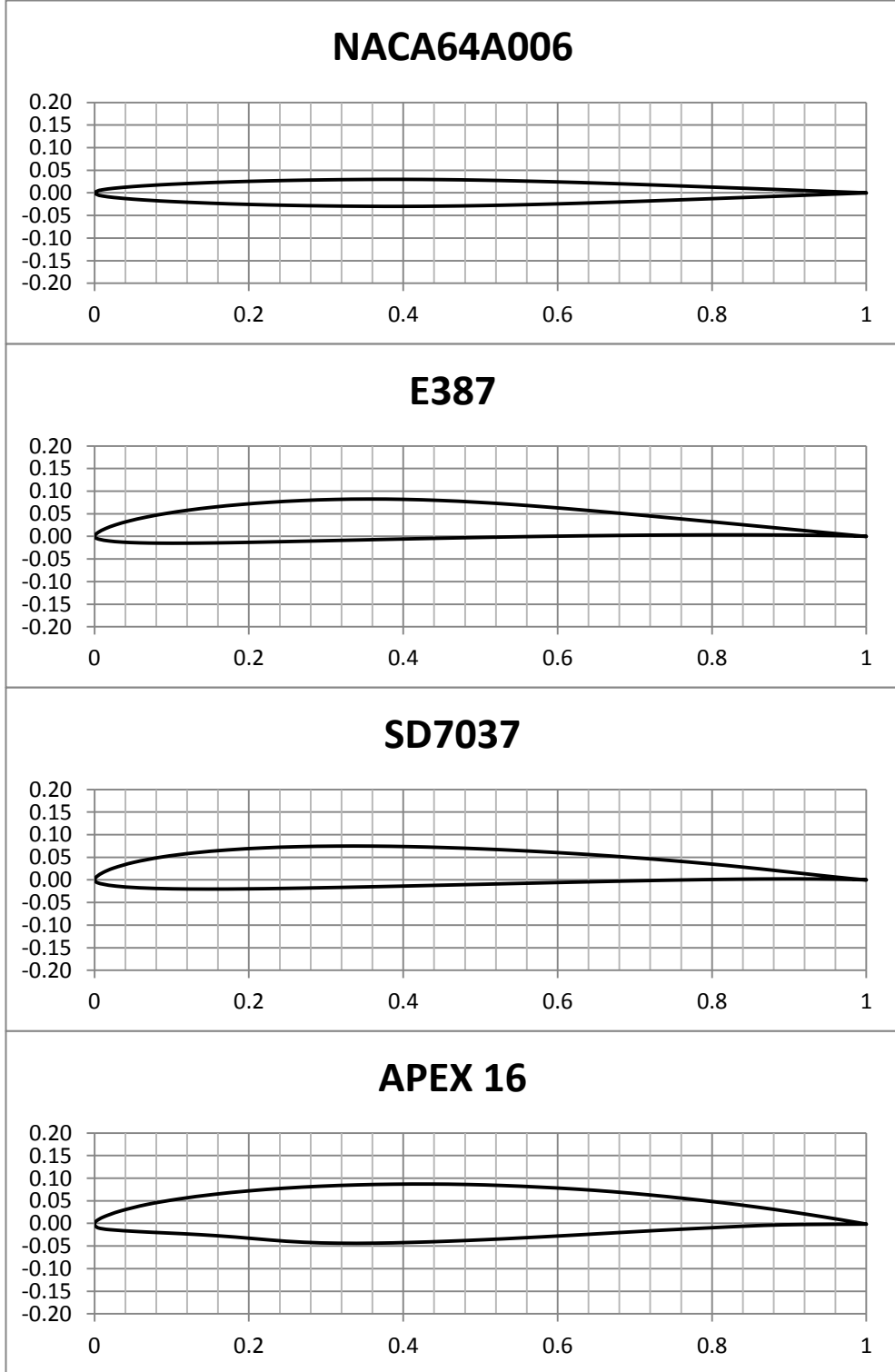
Kanat profili tasarlamak veya mevcut kanat profilleri arasında yüksek irtifalara en uygun kanat profilini seçmek için istenen irtifadaki hava şartlarını oluşturup bir dizi deney yapmak, rüzgar tüneli ve benzeri ortamlarda çok zordur. Dolayısıyla bu deneyleri ancak model araçlar imal edip istenen irtifaya çıktıktan sonra yapmak gerekmektedir. Bu deneylerin maliyetleri çok yüksek olduğu için, bilgisayar ortamında hesaplamalı akışkanlar dinamiği yöntemleri geliştirmek sektörün gelişimi için kritik bir öneme sahiptir.

Bu tezin amacı, bir önceki bölümde bahsedilen Menter'in iki denklemlilikli bağıntı tabanlı γ - $Re_{\theta t}$ modelini daha da geliştirip, insansız hava araçlarında sıkça kullanılan bazı kanat profillerinin yüksek irtifa şartlarındaki performanslarını tahmin edebilmektir [9]. Bu çalışma, ileriki yıllarda ulusal havacılık sektörümüz için önemli olabilecek sonuçları beraberinde getirebilme ihtimali nedeniyle yüksek bir güdülenmeyle gerçekleştirilmiştir.

1.3. SEÇİLEN KANAT PROFİLLERİ

Tezin amacını gerçekleştirebilmek amacıyla birçok farklı akış durumu için literatürde yer alan daha önce gerçekleştirilen deneysel sonuçları içeren çalışmalar seçilmiş, o çalışmalarda kullanılan kanat profilleri üzerinden çalışmalar yapılmıştır. Öncelikle Kaynak'ın daha önce gerçekleştirdiği düz levha üzerindeki akış çalışması LUADI2D [11] bilgisayar programı ile geniş bir ses altı hız aralığında tekrarlanmış ve ERCOFTAC T3A- koşullarındaki sayısal sonuçlar, deneysel sonuçlar ile kıyaslanıp doğrulanmıştır [15]. Daha sonra LUADI2D programındaki değişik geçiş bağıntıları farklı kanat profillerine uygulanmak üzere geliştirilmiş ve ikinci durum olarak ince bir kanat profili olan NACA64A006 profilinin düşük Mach yüksek Reynolds sayısı şartlarında sayısal analizi yapılarak, McCollough ve Gault'un [17] deneysel sonuçları ile $Ma=0.17$ ve $Re=5.8$ milyon şartlarında kıyaslanmıştır. Üçüncü doğrulama

çalışması düşük Mach ve düşük Reynolds şartlarında, University of Illinois Urbana-Campaign “Low-Speed Airfoil Test Program”ında yer alan Eppler 387 kanat profili için gerçekleştirilmiştir [16]. E387 kanat profilinin sayısal analizlerinde LUADI2D programında hem Misaka - Obayashi Re_{LT} bağıntısı, hem de Gürdamar - Kaynak Re_{Flengh} bağıntısı kullanılmıştır [10-11]. Yine bir başka düşük Mach ve düşük Reynolds çalışması olarak University of Illinois Urbana-Campaign “Low-Speed Airfoil Test Program”ında yer alan Selig-Donovan SD 7037 kanat profili için sayısal analiz sonuçları deneysel sonuçlarla kıyaslanıp doğrulanmıştır [16]. Tüm bu doğrulama çalışmalarından sonra, yüksek ses altı Mach sayısı ve düşük Reynolds sayısı şartlarında olan ve deneysel sonuçları olmayan APEX-16 kanat profili için sayısal analizler gerçekleştirilip, elde edilen sonuçlar, NASA’nın başlattığı APEX projesinin anlatıldığı Greer vd.’nin makalesindeki sayısal sonuçlar ile kıyaslanmıştır [2]. Şekil 1.3.1’de seçilen kanat profilleri gösterilmiştir.



Şekil 1.3.1. Seçilen kanat profilleri

2. SAYISAL YÖNTEM

Bu başlık altında türbülans ve türbülansın matematiksel ifadesinden bahsedilecektir. Seçilen kanat profilleri için yapılan tüm çalışmalar literatürde de olduğu gibi iki boyutlu çözüm ağları oluşturularak yapılmış olup, sayısal çözümleri elde ederken ticari bir hesaplamalı akışkanlar dinamiği yazılımı olan FLUENT'ten [18] ve mevcut yazarlara ait olan LUADI2D bilgisayar programından yararlanılmıştır. LUADI2D programı, iki boyutlu, kapalı yöntem (implicit) ve yapılandırılmış çözüm ağı kullanan bir sonlu fark akış çözücüsü olup, Reynolds ortalama Navier-Stokes denklemlerini çözer. Viskoz terimler ikinci derece merkezi-farklar yöntemiyle çözülmekte olup, viskoz olmayan terimler ise hücre merkezli sonlu hacim yöntemi ile hesaplanmaktadır. LUADI2D programı, Menter'in iki-denklemlilik SST modelini ana türbülans modeli olarak kullanmaktadır [19].

2.1. HAREKET DENKLEMLERİ

Sıkıştırılabilir akış hareketini çözmek için kütle, momentum ve enerji denklemlerini çözmek gerekir. Bu denklemler aşağıda verildiği gibi ifade edilmektedir:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = 0 \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial t_{ji}}{\partial x_j} \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(e + \frac{1}{2} u_i u_i \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\rho u_j \left(h + \frac{1}{2} u_i u_i \right) \right] = -\frac{\partial}{\partial x_i} (u_i t_{ij}) + \frac{\partial q_j}{\partial x_j} \quad (2.3)$$

Bu denklemlerde e özgül iç enerjiyi, $h=e+p/\rho$ özgül entalpiyi ifade etmektedir. Sıkıştırılabilir akışlar için, t_{ij} terimi viskoz gerilme tensörü olarak adlandırılmakta olup bu terim aşağıdaki şekilde ifade edilmektedir:

$$t_{ij} = 2\mu S_{ij} + \zeta \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \quad (2.4)$$

Görüldüğü gibi, viskoz gerilme tensörü, ζ ikincil viskozite terimini ve μ molekül sel viskozite terimini içeren bir terimdir. Ayrıca viskoz gerilme tensörü ifadesindeki S_{ij} açıs al deformasyon ve δ_{ij} Kronecker deltasıdır.

Enerji denklemindeki (2.3), q_j terimini hesaplamak için Fourier ısı iletim yasasından faydalanılmıştır. Buna göre q_j terimi aşağıdaki gibidir:

$$q_j = -k \frac{\partial T}{\partial x_j} \quad (2.5)$$

Yukarıdaki denklemde k , ısı iletim kat sayısıdır. İkincil viskoziteyi molekül sel viskozite cinsinden yazarak denklemler sadeleştirilebilir [18].

$$\zeta = -\frac{2}{3} \mu \quad (2.6)$$

Molekül sel viskozite hava için Sutherland viskozite formülasyonu kullanılmıştır.

$$\mu = 1.456 \times 10^{-6} \frac{T^{3/2}}{T + 110.3} \text{ Nt-s/ m}^2 \quad (2.7)$$

İdeal gazlar için özgül iç enerji ve entalpi değerlerini hesaplamak için aşağıdaki iki denklem kullanılmaktadır:

$$e = c_v T \quad (2.8)$$

$$h = c_p T \quad (2.9)$$

c_p ve c_v terimleri sabit basınç ve sabit hacim için özgül ısı katsayılarıdır.

İdeal gaz denklemi aşağıdaki gibidir:

$$P = \rho RT \quad (2.10)$$

Molekülisel ısı akısı aşağıdaki gibi tanımlanmıştır:

$$q_i = - \frac{c_p \bar{\mu}}{\text{Pr}} \frac{\partial T}{\partial x_i} \quad (2.11)$$

Yukarıdaki denklemde Pr, molekülisel Prandtl sayısı olup, aşağıdaki şekilde ifade edilir:

$$\text{Pr} = \frac{\mu c_p}{k} \quad (2.12)$$

Süreklilik, momentum ve enerji denklemlerinin bir arada çözülmesi ile bilinmeyen hız, basınç, sıcaklık, yoğunluk değerleri hesaplanacaktır. Sınır şartları ve ilk şartların belli olduğu bir akış problemi Navier-Stokes denklemlerinin analitik bir çözümü bulunmadığından bu denklemler sayısal yöntemler ile çözümlenmektedir.

2.2. TÜRBÜLANS MODELİ

Türbülanslı akışın karakteristik özelliği olarak yukarıdaki bölümde verilen süreklilik, momentum ve enerji denklemlerindeki değişkenler ortalama değerler etrafında bir salınıma maruz kalabilmektedir. Bu salınımlar çok küçük ölçekte olabileceğinden, bunları tam olarak çözümlenmek hesaplama maliyetlerini inanılmaz boyutlara çıkarmaktadır. Hem maliyeti azaltmak hem de hesaplama zamanlarını azaltmak için bu denklemler türbülans modelleri vasıtasıyla çözülebilir. Reynolds ortalamalı ya da bahsi geçen küçük salınımları ihmal ederek oluşturulan türbülans modelleri, denklemlere yeni bilinmeyenler dahil ediyor olsa da, denklemlerin çözümünü oldukça kolaylaştırmaktadır.

Her türlü türbülanslı akış problemini çözebilecek olan tek bir türbülans modeli yoktur. Var olan türbülans modelleri içerisinde, çözülmesi istenen akış probleminin

fiziğine, probleminin çözüleceği bilgisayarın gücüne ve kullanıcının istediği doğruluk mertebesine uygun olan bir tanesi seçilmektedir.

Türbülansın modellenmesinde günümüzde kullanılan başlıca dört yaklaşım vardır. Bunlar RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes), DES (Detached Eddy Simulation), LES (Large Eddy Simulation) ve DNS (Direct Numerical Simulation) yöntemleridir. RANS yaklaşımında Navier-Stokes denklemlerindeki akış değişkenleri, o akış değişkenlerinin ortalaması alınmış kısmı ve salınım yapan kısmı şeklinde iki parçaya ayrılmaktadır. Hiçbir türbülans hareketi gerçek anlamda çözülmemiş olup, sadece modellenmektedir. Dolayısıyla analiz süreleri ve ihtiyaç duyulan hesaplama gücü büyük oranda azaltılmıştır. LES yaklaşımında ise büyük ölçekli türbülans hareketleri tamamen çözümlenmekte, küçük ölçekli hareketler ise modellenmektedir. RANS yaklaşımına oranla, büyük ölçekli türbülans hareketleri tam olarak çözüldüğü için sayısal hata çok daha azdır. DES yaklaşımı da LES ve RANS yaklaşımlarının harmanlanması ile elde edilmiş olup, LES yaklaşımına göre daha az maliyetli bir yöntemdir. DNS ise, hiçbir modelin kullanılmadığı, en küçük akış hareketinin dahi çözümlendiği, günümüz koşullarında varolan kaynaklarla mühendislik problemlerini çözebilmenin mümkün olmadığı bir yöntemdir.

Bu tez çalışmasında, Menter'in $k-\omega$ SST RANS türbülans modeli kullanılmıştır. Aşağıdaki bölümlerde RANS yönteminin temel denklemleri ile $k-\omega$ SST türbülans modelinde kullanılan denklemler verilecektir.

2.3. RANS YÖNTEMİ

RANS yönteminde Navier-Stokes denklemlerindeki akış değişkenleri, o akış değişkenlerinin ortalaması alınmış kısmı ve salınım yapan kısmı şeklinde aşağıdaki gibi iki parçaya ayrılmaktadır:

$$\begin{aligned}
u_i &= \tilde{u}_i + u_i'' \\
p &= P + p' \\
h &= \tilde{h} + h'' \\
e &= \tilde{e} + e'' \\
T &= \tilde{T} + T'' \\
q_j &= q_{Lj} + q_j'
\end{aligned} \tag{2.13}$$

Bu denklemler, denklem 2.1-2.3 ve 2.10'de yerlerine konulduklarında ve elde edilen denklemlerin ortalamaları alındığında Favre ortalama korunum denklemleri elde edilir.

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i) = 0 \tag{2.14}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \tilde{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j) = - \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} [\bar{t}_{ji} - \overline{\bar{\rho} u_j'' u_i''}] \tag{2.15}$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial t} \left[\bar{\rho} \left(\tilde{e} + \frac{\tilde{u}_i \tilde{u}_i}{2} + \frac{\overline{\bar{\rho} u_i'' u_i''}}{2} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\bar{\rho} \tilde{u}_j \left(\tilde{h} + \frac{\tilde{u}_i \tilde{u}_i}{2} \right) + \tilde{u}_j \frac{\overline{\bar{\rho} u_i'' u_i''}}{2} \right] &= \frac{\partial}{\partial x_j} [-q_{Lj} - \overline{\bar{\rho} u_j'' h''} + \bar{t}_{ji} \bar{u}_i'' \\
- \overline{\bar{\rho} u_j''} \frac{1}{2} \bar{u}_i'' \bar{u}_i''] + \frac{\partial}{\partial x_j} [\tilde{u}_i (\bar{t}_{ij} - \overline{\bar{\rho} u_j'' u_i''})] & \tag{2.16}
\end{aligned}$$

$$P = \bar{\rho} R \tilde{T} \tag{2.17}$$

Bu denklemlerde $\bar{\rho}$ ortalama yoğunluk, \tilde{u}_i ortalama hız, P ortalama basınç, \bar{t}_{ij} toplam gerilmeler, \tilde{e} birim kütle başına özgül iç enerji terimidir. Denklem (2.16), toplam enerji denklemdir. Toplam enerji, özgül iç enerji, ortalama akış kinetik enerjisi ve türbülans kinetik enerjisinden oluşur. Bu üç enerji terimi, toplam enerji denkleminde fiziksel özellikleri temsil eden ek bilinmeyen terimler ekler. Sol taraftaki

ilk iki terim türbülans salınmalarına bağlı kinetik enerji terimidir ve aşağıdaki gibi tanımlanmaktadır:

$$\bar{\rho}k = \frac{1}{2} \overline{\rho u_i'' u_i''} \quad (2.18)$$

u_j'' ve h'' terimleri arasındaki bağıntı ise türbülansa bağlı ısı taşınımının ifadesidir ve aşağıdaki gibi tanımlanmıştır.

$$q_{Tj} = \overline{\rho u_j'' h''} \quad (2.19)$$

Denklem (2.16)da sağ taraftaki $\overline{t_{jt} u_i''}$ ve $\frac{\overline{\rho u_j''}}{2u_i'' u_i''}$ terimleri ise molekül yayılım ve türbülans kinetik enerjisinin türbülansa bağlı taşınımını ifade etmektedir. Bu terimler ortalama enerji denklemindeki taşınımlı terimlerden ileri gelen toplam entalpinin ortalama entalpi, ortalama kinetik enerji ve türbülanslı kinetik enerjiden oluştuğunun göstergesidir.

Denklem 2.16'daki $\overline{\rho u_j'' u_i''}$ terimi, Reynolds gerilmesi olarak isimlendirilir. Burada u_i'' ve u_j'' x ve y yönündeki hızın bu yönlerdeki ortalama hız değerlerinden anlık sapma miktarlarıdır. Bu terim ortalama momentumun türbülanslı çalkantılara bağlı taşınımının ifadesidir ve türbülanslı akışı laminer akıştan ayıran terimdir. Türbülans olayının kaotik yapısından ötürü bu değerlerin hesaplandığı analitik bir yöntem mevcut değildir. Bu nedenle bu terim hesaplanırken ortalama hızdan sapma değerleri bazı yaklaşımlar kullanılarak bulunur ve türbülans modelleri de bu değerlerin hesaplanabilmesi için geliştirilmiştir. Reynolds gerilmesi sıkıştırılabilir akışlarda sıfır, bir ve iki denklemlilerle ve çoğu zaman Boussinesq yaklaşımı kullanılarak çözümlenir. Boussinesq yaklaşımına göre Reynolds gerilmelerinin hız gradyanları ile ilişkisi aşağıdaki gibidir [20-21]:

$$\rho t_{ij} = \overline{\rho u_j'' u_i''} = 2\mu_t \left(S_{ij} - \frac{1}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} \bar{\rho}k \delta_{ij} \quad (2.20)$$

Bu yaklaşımda var olan türbülans viskozite terimi (μ_t) türbülans modelleri ile çözümlenmektedir. Örneğin bu tez çalışmasında kullanılan k- ω SST geçiş modelinde türbülans kinetik enerjisi için k denklemi ve özgül yitim için ω ek denklemi çözümlenmektedir ve bu μ_t terimi ω 'nın bir fonksiyonu olarak ifade edilmektedir. k- ω SST modelinin ayrıntıları aşağıdaki bölümde verilmiştir.

2.4. MENTER k- ω SST MODELİ

Bu model Menter [9] tarafından geliştirilmiş olup, duvar kenarlarına yakın bölgelerde Wilcox'ın [7] k- ω türbülans modelini, duvardan uzak serbest akış bölgelerinde ise Launder ve Spalding tarafından son haline getirilen k- ϵ modelini harmanlaması ile ortaya çıkmıştır. k- ω SST modeli standart k- ω modeli ile büyük benzerlikler göstermektedir. İki model arasındaki farklar temel olarak şu şekilde sıralanabilir [22]:

- a. k- ϵ modeli k- ω modeli formülasyonuna dönüştürüldükten sonra, iki model de kaynaştırma fonksiyonu ile çarpılıp birbirlerine eklenir. Kaynaştırma fonksiyonu, duvara yakın bölgelerde 1 değerini alarak k- ω modelini, duvardan uzak serbest bölgelerde ise 0 değerini alarak k- ϵ modelini kullanacak şekilde tasarlanmıştır.
- b. k- ω SST modelinde ω denklemi değiştirilmiş, denkleme sönümlenmiş “cross-diffusion derivative” terimi eklenmiştir.
- c. k- ω SST modelinde türbülans viskozitesi, transport türbülans kayma gerilmesini hesaba katacak şekilde tekrar düzenlenmiştir.
- d. k- ω SST modelinin sabitleri, k- ω modelinden farklıdır.

Tüm bu farklılıklar k- ω SST modelinin, k- ω modeline göre daha doğru ve güvenilir sonuçlar vermesine ve ayrıca daha geniş bir alandaki akış problemlerinin (ters basınç değişimli akışlar, kanat profilleri etrafındaki akışlar ve transonik şok dalgaları) çözülebilmeye olanak sağlamıştır.

2.4.1. Taşınım Denklemleri

k- ω modeline benzer şekilde, k- ω SST modeli matematiksel olarak aşağıdaki şekilde ifade edilir:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + \tilde{G}_k - Y_k + S_k \quad (2.21)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \omega u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + G_\omega - Y_\omega + D_\omega + S_\omega \quad (2.22)$$

Bu denklemlerdeki ortalama \tilde{G}_k hız gradyanlerinin neden olduğu türbülans kinetik enerjisi oluşumunu temsil etmektedir. G_ω terimi ω üretim terimini, Γ_k ve Γ_ω terimleri k ve ω 'nın etkin yayılımını, Y_k ve Y_ω k ve ω 'nın türbülans nedeniyle yitimini, D_ω çapraz-yayılım terimini ve S_k ile S_ω ise kullanıcıya bağlı kaynak terimleri ifade etmektedir.

2.4.2. Etkin Yayılım

k - ω SST modelindeki etkin yayılım terimleri aşağıdaki gibi ifade edilir:

$$\Gamma_k = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \quad (2.23)$$

$$\Gamma_\omega = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \quad (2.24)$$

Yukarıdaki denklemlerde σ_k ve σ_ω terimleri sırasıyla k ve ω için türbülanslı Prandtl sayılarını ifade eder ve aşağıdaki şekilde hesaplanır:

$$\sigma_k = \frac{1}{F_1/\sigma_{k,1} + (1-F_1)/\sigma_{k,2}} \quad (2.25)$$

$$\sigma_\omega = \frac{1}{F_1/\sigma_{\omega,1} + (1-F_1)/\sigma_{\omega,2}} \quad (2.26)$$

Türbülans viskozitesi μ_t ise aşağıdaki şekilde hesaplanmaktadır:

$$\mu_t = \frac{\rho k}{\omega} \frac{1}{\max \left[\frac{1}{\alpha^*}, \frac{SF_2}{\alpha_1 \omega} \right]} \quad (2.27)$$

Bu denklemde S gerinme hızı şiddeti olup, α^* katsayısı türbülans viskozitesini sönmüleyerek düşük Reynolds sayısı durumları için bir düzeltme görevi görür. Ayrıca denklemlerde görülen F_1 ve F_2 , kaynaşım fonksiyonları olup, şu şekilde ifade edilirler:

$$F_1 = \tanh(\Phi_1^4) \quad (2.28)$$

$$\Phi_1 = \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{0.09\omega y}, \frac{500\mu}{\rho y^2 \omega} \right), \frac{4\rho k}{\sigma_{\omega,2} D_{\omega}^+ y^2} \right] \quad (2.29)$$

$$D_{\omega}^+ = \max \left[2\rho \frac{1}{\sigma_{\omega,2}} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-10} \right] \quad (2.30)$$

$$F_2 = \tanh(\Phi_2^2) \quad (2.31)$$

$$\Phi_2 = \max \left[2 \frac{\sqrt{k}}{0.09\omega y}, \frac{500\mu}{\rho y^2 \omega} \right] \quad (2.32)$$

Yukarıdaki denklemlerde y bir sonraki yüzeye olan uzaklığı, D_{ω}^+ ise çapraz-yayınım teriminin pozitif kısmıdır.

2.4.3. Türbülans Üretimi

\tilde{G}_k türbülans kinetik enerji oluşumunu ifade eden terim olup, aşağıdaki gibi tanımlanmıştır:

$$\tilde{G}_k = \min(G_k, 10\rho\beta^* k\omega) \quad (2.33)$$

Bu denklemde yer alan G_k terimi k- ω modelinde de yer aldığı üzere, aşağıdaki şekilde ifade edilmiştir:

$$G_k = -\rho \overline{u_i' u_j'} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \quad (2.34)$$

G_ω terimi de ω denklemindeki üretimi ifade eder ve aşağıdaki gibi hesaplanır:

$$G_\omega = \frac{\alpha}{\nu_t} \tilde{G}_k \quad (2.35)$$

Yukarıdaki formülasyon, k- ω SST modelinde k- ω modelinden farklıdır. k- ω modelindeki α teriminin içerisinde yer alan α_∞ 0.52 sabit değerinde iken, k- ω SST modelinde α_∞ aşağıdaki şekilde hesaplanmaktadır:

$$\alpha_\infty = F_1 \alpha_{\infty,1} + (1 - F_1) \alpha_{\infty,2} \quad (2.36)$$

$$\alpha_{\infty,1} = \frac{\beta_{i,1}}{\beta_\infty^*} - \frac{\kappa^2}{\sigma_{\omega,1} \sqrt{\beta_\infty^*}} \quad (2.37)$$

$$\alpha_{\infty,2} = \frac{\beta_{i,2}}{\beta_\infty^*} - \frac{\kappa^2}{\sigma_{\omega,2} \sqrt{\beta_\infty^*}} \quad (2.38)$$

Yukarıdaki denklemlerde $\kappa = 0.41$ değerindedir.

2.4.4. Türbülans Yitimi

Y_k terimi türbülans kinetik enerjisinin yitimini ifade eden terim olup standart k- ω modelindeki gibi hesaplanır. k- ω modeli ve k- ω SST modeli arasında tek fark f_{β^*} terimi standart k- ω modelinde parçalı bir fonksiyon iken, k- ω SST modelinde 1'e eşittir. Buna göre k- ω SST modelindeki k için türbülans kinetik enerjisinin yitimini aşağıdaki bağıntı ifade eder:

$$Y_k = \rho \beta^* k \omega \quad (2.39)$$

Y_ω terimi ise ω denklemindeki yitimin ifadesidir. k- ω modeli ile k- ω SST modelinin farkı Y_ω terimindeki β_i ve f_β terimlerinin hesaplamasındadır. k- ω SST modelinde f_β 1'e eşittir.

$$Y_\omega = \rho\beta_i\omega^2 \quad (2.40)$$

$$\beta_i = F_1\beta_{i,1} + (1 - F_1)\beta_{i,2} \quad (2.41)$$

2.4.5. Çapraz-Yayınım Düzeltmesi

Son olarak, k-ε modeli ve k-ω modelini beraber kullanabilmek amacıyla ortaya çıkan düzeltme terimi D_ω aşağıdaki gibi tanımlanmıştır:

$$D_\omega = 2(1 - F_1)\rho\sigma_{\omega,2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (2.42)$$

2.4.6. Model Sabitleri

k-ω SST modelinin sabit olan değerleri aşağıda verilmiştir.

$$\sigma_{k,1} = 1.176,$$

$$\sigma_{\omega,1} = 2.0$$

$$\sigma_{k,2} = 1.0$$

$$\sigma_{\omega,2} = 1.168$$

$$\alpha_1 = 0.31$$

$$\beta_{i,1} = 0.075$$

$$\beta_{i,2} = 0.0828$$

Bu sabitlere ek olarak model içerisindeki diğer sabitler k-ω modelindeki sabitlerle aynı değerlere sahiptir.

3. TÜRBÜLANSA GEÇİŞ

Bazı akış problemlerinde, özellikle de konu düşük Reynolds sayıları altında görev yapan insansız hava araçlarının kanat profilleri üzerindeki akış problemlerinde, laminer akıştan türbülanslı akışa geçiş olayı ve bu olayın kanat profilinin performansa etkisi oldukça önemlidir. Akışın laminer akıştan türbülansa geçişi sırasında ayrılma kabarcığı oluşur. Oluşan bu kabarcık, kanat profilinin kaldırma oluşturduğu taşıma kuvvetini azaltırken, sürüklemeyi de artırır. Dolayısıyla, iyi bir

geçiş modelinin görevi, bu kabarcığın oluşup oluşmadığını, oluşuyorsa kanat üzerindeki konumunu iyi bir şekilde tespit edebilmektir. Geçiş modelinden elde edilen bu bilgi sayesinde tasarım yapan mühendisler bu kabarcığı üfleme-emme kanalları ile gidermeye çalışabilir, ya da farklı bir kanat profili seçimine gidebilir.

Düşük Reynolds sayılarındaki akış problemlerinde önceki bölümlerde detaylarıyla bahsedilen Menter $k-\omega$ SST türbülans modeli gibi modeller kullanılabilir. Ancak bu modeller geçiş olayının yarattığı birçok etkiyi çözümlenmekte yetersiz kalmaktadır. Akış ortamının serbest akım türbülans şiddeti, basınç farkları, Mach sayısının etkileri, duvar pürüzlülüğü ve bunun gibi birçok faktörün akışa etkisini tam olarak çözümlenebilmek için geçiş modellerine ihtiyaç duyulmuştur.

Hesaplamalı akışkanlar dinamiği endüstrisinde kullanılan en önemli geçiş modelleri, deneysel verilerin bağıntılar haline getirilip, türbülans modellerinin içerisine katılmasıyla oluşmuştur. Bu bağıntılar genelde serbest akış bölgesinin türbülans şiddeti ve momentum kalınlığı Reynolds sayısı arasında bağıntı kurar. Daha sonra bu bağıntı, aralıklılık taşınım denklemleri aracılığıyla türbülans modellerine eklenir [23]. Aralıklılık taşınım denklemindeki üretim terimlerini tetiklemek için akış bölgesi içerisinde noktasal olmayan (yer değiştirme veya momentum kalınlığı gibi) integral sınır tabaka verilerine ihtiyaç duyulmaktadır. Dolayısıyla bahsi geçen bu yöntemlerin de tahmin kapasitesi sınırlıdır.

Menter, akış bölgesindeki noktasal olmayan verileri kullanarak aralıklılık denklemini harekete geçirmek yerine, noktasal verileri kullanma yoluna gitmiştir. Deneysel sonuçlarla elde edilen veriler ve birçok analiz sonucu yapılan kalibrasyonlar sayesinde Menter geçiş modeli oldukça başarılı akış tahminleri yapabilmektedir. Bir sonraki bölümde Menter'in çalışmalarını ve denklemlerin temel türbülans modeli olan $k-\omega$ SST türbülans modeline nasıl uyarladığı anlatılacaktır.

3.1. MENTER TÜRBÜLANSA GEÇİŞ MODELİ

Bu model Süzen vd'nin [23] çalışmalarında kullandıkları noktasal olmayan akış bilgilerini kullanmak yerine, noktasal verileri kullanan bir modeldir. Geçiş olayının

tüm fiziği ise yapılan deneylerin sonucundan elde edilen bağıntıların içinde gömülü vaziyettedir.

Geçiş denklemleri momentum kalınlığı Reynolds sayısına bakılarak etkin hale getirilmesi yerine, “Girdaplılık Reynolds Sayısı” tanımlanmış ve geçiş denklemleri bu sayıya bakılarak etkin hale getirilmeye başlanmıştır. Girdaplılık Reynolds sayısı aşağıdaki şekilde hesaplanır:

$$\text{Re}_v = \frac{\rho y^2}{\mu} \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\rho y^2}{\mu} \Omega \quad (3.1)$$

Yukarıdaki denklemde y en yakın duvardan olan uzaklığı göstermektedir. Denklem, görüldüğü üzere yoğunluk, viskozite, duvara olan uzaklık ve girdaplılığa bağlı olduğu için, oluşturulan çözüm ağının her noktasında bu değerler hesaplanır, dolayısıyla noktasal bir değişken elde edilir.

Girdaplılık Reynolds sayısının en yüksek değeri 2.193 sabit değerine bölünerek tanımlanan momentum kalınlığı Reynolds sayısının alabileceği en yüksek değerin 1 olması sağlanmış, yani birimselleştirilmiştir.

$$\text{Re}_\theta = \frac{\text{Re}_{v \max}}{2.193} \quad (3.2)$$

Noktasal verileri kullanarak elde edilen yukarıdaki bağıntılardan sonra, geçiş modelini ana türbülans modeliyle bütünleştirebilmek için bir aralıklılık- γ denklemi ve bir “noktasal geçiş başlangıcı momentum kalınlığı Reynolds sayısı” - $\tilde{\text{Re}}_{\theta_t}$ denklemi geliştirilmiş olup, denklemler aşağıdaki şekilde verilmiştir:

$$\frac{\partial(\rho\gamma)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j \gamma)}{\partial x_j} = P_{\gamma 1} - E_{\gamma 1} + P_{\gamma 2} - E_{\gamma 2} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_\gamma} \right) \frac{\partial \gamma}{\partial x_j} \right) \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial(\rho \tilde{\text{Re}}_{\theta_t})}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j \tilde{\text{Re}}_{\theta_t})}{\partial x_j} = P_{\theta_t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\sigma_{\theta_t} (\mu + \mu_T) \frac{\partial \tilde{\text{Re}}_{\theta_t}}{\partial x_j} \right) \quad (3.4)$$

Denklem (3.3)’de yer alan P ve E ifadeleri aşağıdaki gibi tanımlanmıştır:

$$P_{\gamma 1} = F_{length} \rho S [\gamma F_{onset}]^{c_{a1}} \quad (3.5)$$

$$E_{\gamma 1} = c_{e1} P_{\gamma 1} \gamma \quad (3.6)$$

$$P_{\gamma 2} = c_{a2} \rho \Omega \gamma F_{turb} \quad (3.7)$$

$$E_{\gamma 2} = c_{e2} P_{\gamma 2} \gamma \quad (3.8)$$

Denklem (3.5)'de görülen F_{onset} ifadesi, türbülans üretimine başlanıp başlanmayacağını kontrol eden bir parametredir ve aşağıdaki gibi hesaplanmaktadır:

$$F_{onset} = \frac{Re_v}{2.193 Re_{\theta c}} \quad (3.9)$$

Denklem (3.4)'deki $\tilde{Re}_{\theta t}$ ifadesi, serbest akış bölgesindeki türbülans yoğunluğu gibi değerlerin bir fonksiyonu olup, geçiş modelinde deneysel sonuçların işin içine girdiği kısımdır. F_{length} ise yine deneysel sonuçlarla elde edilmiş olup geçiş bölgesinin uzunluğunu ifade eder. P_{θ} terimi kaynak terim olup, bağıntının denkleme eklendiği terimdir.

$$P_{\theta} = c_{\theta} \frac{\rho}{t} (Re_{\theta t} - \tilde{Re}_{\theta t}) (1.0 - F_{\theta}) \quad (3.10)$$

$$\begin{aligned} Re_{\theta t} &= f(Tu, \lambda) \\ F_{length} &= f(\tilde{Re}_{\theta t}) \end{aligned} \quad (3.11)$$

Denklem (3.3)'deki γ ifadesinden yola çıkılarak ve girdaplılık Reynolds sayısı ile kritik momentum kalınlığı Reynolds sayısının kıyaslaması yapılarak akışta kopma olup olmadığı belirlenir ve etkin aralıklılık γ_{eff} bulunur.

Türbülans modelinin ana modelle bütünleştirilmesi ise şu şekildedir:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j k) = \tilde{P}_k - \tilde{D}_k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left((\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) \quad (3.12)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\omega) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j \omega) = \alpha \frac{P_k}{\nu_t} - D_\omega + Cd_\omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left((\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) \quad (3.13)$$

Yukarıdaki denklemlerde P_k ve D_k üretim ve yıkım terimleri olup, özgün k- ω SST türbülans modelindeki gibidir. \tilde{P}_k ve \tilde{D}_k terimleri ise türbülans modelinde hesaplanan etkin aralıklılık γ_{eff} değerine bağlı olup aşağıdaki gibi hesaplanır:

$$\begin{aligned} \tilde{P}_k &= \gamma_{eff} P_k \\ \tilde{D}_k &= \min(\max(\gamma_{eff}, 0.1), 1.0) D_k \end{aligned} \quad (3.14)$$

Bu denklemler sayesinde geçiş modeli özgün türbülans modeliyle bütünleştirilmiş olur ve sayısal analizler deneysel verilerle elde edilen bağıntılara göre yapılarak daha isabetli sonuçlar verecek hale getirilir.

Geçiş modellerinin temel türbülans modeliyle bütünleştirilmesi hep aynı şekilde yapılsa da, modeller arasındaki fark yapılan deneysel çalışmalar sonucu elde edilen bağıntıların farklılığından ortaya çıkmaktadır. Bir sonraki bölümde, tez çalışmasında kullanılan farklı bağıntılardan bahsedilecektir.

4. TÜRBÜLANSA GEÇİŞ BAĞINTILARI

4.1. LANGTRY – MENTER BAĞINTISI

Bu bağıntının mevcut k- ω SST türbülans modeliyle nasıl bütünleştirildiğini gördükten sonra, bağıntının detaylarını ve nasıl elde edildiğini bilmekte yarar vardır. Bu bağıntı düz bir levha üzerindeki akış durumlarından yola çıkılarak elde edilmiştir. T3A, T3B, T3A- ve Schubauer&Klebanoff düz levha akış deneylerinden elde edilen sonuçlardan yola çıkılıp geçiş modeli optimize edilmiş ve bağıntı oluşturulmuştur. Yukarıdaki bölümde $\tilde{R}_{e_{\theta_t}}$ ifadesinin ve F_{length} ifadesinin açıklaması verilmişti.

Orijinal makalede de yer almayan bu fonksiyonların açık şekli, “Low Reynolds Number Aerodynamics and Transition” adlı kitapta Menter tarafından aşağıdaki şekilde verilmiştir [24]:

$$\text{Re}_\theta = 803.73[Tu + 0.6067]^{-1.027} F(\lambda_\theta, K) \quad (4.1)$$

$$F_{length} = \begin{cases} \left[398.189 \cdot 10^{-1} + (-119.270 \cdot 10^{-4}) \tilde{\text{Re}}_\theta + (-132.567 \cdot 10^{-6}) \tilde{\text{Re}}_\theta^2 \right], \tilde{\text{Re}}_\theta < 400 \\ \left[263.404 + (-123.939 \cdot 10^{-2}) \tilde{\text{Re}}_\theta + (194.548 \cdot 10^{-5}) \tilde{\text{Re}}_\theta^2 + (-101.695 \cdot 10^{-8}) \tilde{\text{Re}}_\theta^3 \right], 400 \leq \tilde{\text{Re}}_\theta < 596 \\ \left[0.5 - (\tilde{\text{Re}}_\theta - 596.0) \cdot 3.0 \cdot 10^{-4} \right], 596 \leq \tilde{\text{Re}}_\theta < 1200 \\ [0.3188], 1200 \leq \tilde{\text{Re}}_\theta \end{cases} \quad (4.2)$$

Denklem (4.1) ve (4.2), yukarıda bahsedilen düz levha akış deneylerinden yola çıkılarak oluşturulmuş bir fonksiyon olup, akışın durumuna ve hesaplanan geçiş başlangıcı momentum kalınlığı Reynolds sayısına göre geçiş bölgesinin uzunluğunu belirlemektedir. Geçişin başladığı noktadan bittiği noktaya kadarki bölge bu sayede belirlenebilmekte, akışın nerede ayrılmaya başladığı, nerede tekrar yapıştığı bu şekilde tahmin edilebilmektedir.

4.2. MISAKA – OBAYASHI BAĞINTISI

Misaka ve Obayashi'ye ait olan bu bağıntı da yine T3A, T3B, T3A- ve Schubauer&Klebanoff düz levha deney verilerine dayanmakta olup, elde edilen bağıntı NACA64A006 profili için yapılan bir deney ile doğrulanmıştır [10].

Menter'den farklı olarak, Misaka ve Obayashi geçiş başlangıcı momentum kalınlığı Reynolds sayısını aşağıdaki gibi hesaplamaktadır:

$$\text{Re}_\theta = [110.0 + \exp(7.08 - Tu)] F(\lambda_\theta, K) \quad (4.3)$$

$$F(\lambda_\theta, K) = 1 - \left[-10.32\lambda_\theta - 89.47\lambda_\theta^2 - 265.51\lambda_\theta^3 \right] e^{\left[\frac{-Tu}{3.0} \right]} \quad \lambda_\theta \leq 0 \text{ için}$$

$$F(\lambda_\theta, K) = 1 + \left[0.0962(10^6 K) + 0.148(10^6 K)^2 + 0.0141(10^6 K)^3 \right] \times \left(1 - e^{[-Tu/1.5]} \right) + 0.556 \left(1 - e^{[-2.39\lambda_\theta]} \right) e^{[-Tu/1.5]} \quad \lambda_\theta > 0 \text{ için} \quad (4.4)$$

Yukarıdaki denklemlerde,

$$\lambda_{\theta} = \frac{\theta^2}{\nu} \frac{dU}{ds}, \quad K = \frac{\nu}{U^2} \frac{dU}{ds} \quad (4.5)$$

olarak verilmiştir.

Yukarıdaki ilk denklem basınç gradyanının olmadığı durum için oluşturulan bir bağıntı olup, altında yer alan denklemler basınç gradyanının etkilerini içeren ifadelerdir.

Ayrıca, Misaka ve Obayashi, Menter bağıntısındaki geçiş bölgesinin uzunluğunu tahmin eden F_{length} ifadesini değiştirip daha farklı ve kolay bir ifade ortaya atmışlardır. Geçiş bölgesinin uzunluğunu tahmin eden bu bağıntılar aşağıdaki gibidir:

$$\begin{aligned} \text{Re}_{LT} &= 7.5537 \cdot 10^{13} \tilde{\text{Re}}_{\theta}^{-2.9} \\ \text{Re}_{\theta} &= (-1.5546 \cdot 10^{-7} \tilde{\text{Re}}_{\theta}^2 - 2.7776 \cdot 10^{-4} \tilde{\text{Re}}_{\theta} + 0.97505) \tilde{\text{Re}}_{\theta} \end{aligned} \quad (4.6)$$

4.3. GÜRDAMAR – KAYNAK BAĞINTISI

Bu bağıntı, Misaka - Obayashi bağıntısına benzer şekildedir. Bağıntıda kullanılan ifade şu şekilde verilmiştir:

$$\text{Re}_{Length} = \chi^{1.4} 126 \tilde{\text{Re}}_{\theta}, \quad 1 \leq \chi \leq 3 \quad (4.7)$$

Yukarıdaki denklem, Misaka ve Obayashi'nin çalışmalarında da yer almış olup, Misaka ve Obayashi χ çarpanının 10 olarak seçilmesini önermişlerdir.

Yine Misaka - Obayashi bağıntısında yer alan sıfır basınç gradyanı ifadesi baz alınarak yeni bir geçiş başlangıcı momentum Reynolds sayısı tanımlanmıştır. Tanımlanan ifadeler aşağıda verilmiştir [25]:

$$Re_{\theta t} = [110. + \exp(7.08 - Tu)] F_{\Delta p}(\lambda_{\theta}, K) F_c(M_{\infty}) \quad (4.8)$$

$$F_c(M) = (1 + 0.38 M_{\infty}^{0.6})^{0.5} \quad (4.9)$$

Bu tez çalışmasında ise Gürdamar - Kaynak bağıntısındaki \mathcal{X} çarpanı üzerinde çalışılmıştır.

5. SINIR ŞARTLARI VE ÇÖZÜM AĞI

5.1. BASINÇ SINIR KOŞULU

Basınç sınır koşulu, serbest akış bölgesi modellemek için kullanılan, girdi olarak serbest akış bölgesindeki Mach sayısını ve hava sıcaklığı gibi bilgileri kullanan bir sınır koşulu çeşididir. Bu sınır koşulu, diğer sınır koşullarındaki sınırdaki akış değişkenlerini gibi belli bir sabit ya da fonksiyona bağlı olarak belirlemek yerine, karakteristik verileri kullanarak hesapladığı için karakteristik sınır şartı olarak da adlandırılmaktadır.

Bu sınır şartının bazı kısıtlamaları vardır. Örneğin bu sınır şartı, yoğunluğu hesaplamak için ideal gaz yasasını kullanır. Bu sebeple bu sınır şartı kullanılırken yoğunluk tabanlı akış çözücüsü kullanılır. Ayrıca serbest akış koşullarının etkilenmemesi adına, duvarlar sınırdan olabildiğince uzakta yer almalıdır. Bu tez çalışmasında da kanat profili sınırlardan 15-20 birim uzakta olacak şekilde yerleştirilmiştir.

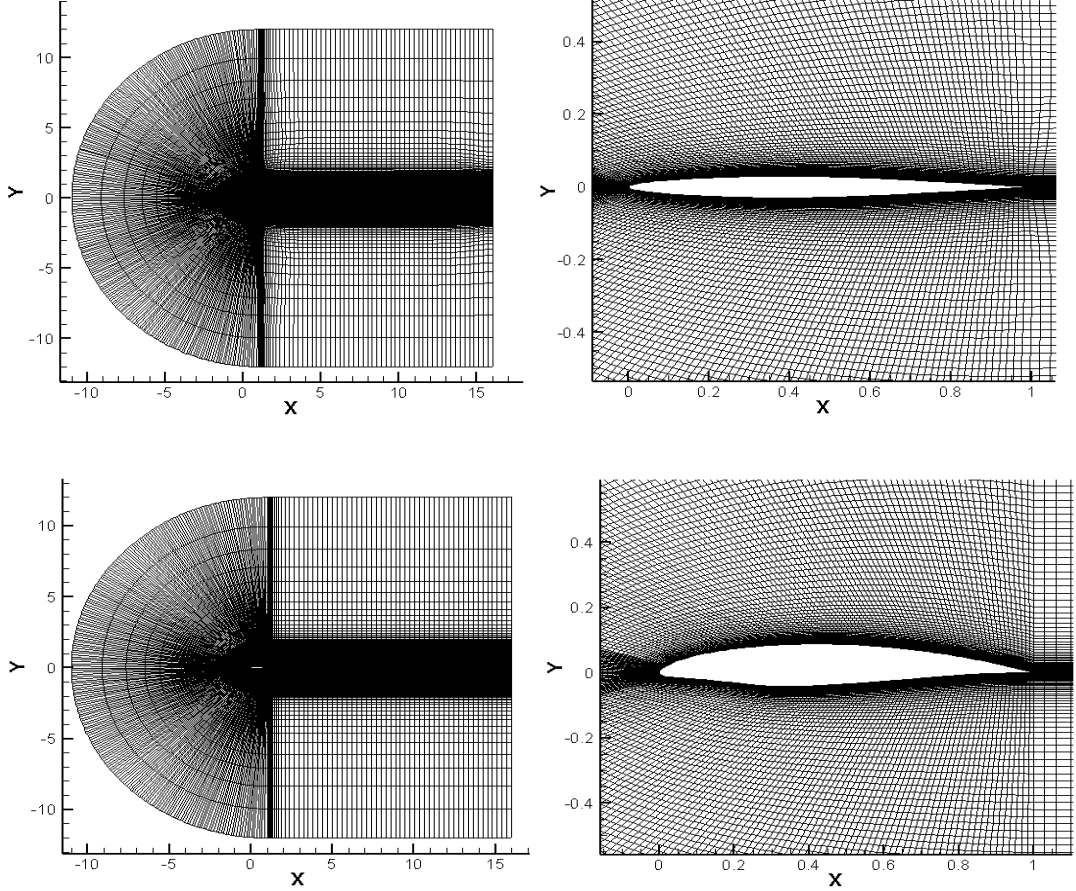
Hava aracının görev yapması planlanan yükseklikteki havanın statik basıncı ve sıcaklığı, hava aracının uçacağı hızın Mach cinsinden değeri gibi bilgiler girildiği zaman, o koşullardaki havanın viskozitesi yoğunluğu gibi bilgiler hesaplanır ve bu bilgiler ile Reynolds sayısı bulunur. Deneysel sonuçlar ile kıyaslama yapabilmek için bu girdilerin ayarlanması gerekir.

5.2. ÇÖZÜM AĞI

Bu tez çalışmasında oluşturulan çözüm ağı, kanat profili analizlerinde yaygın bir şekilde kullanılan C tipi çözüm ağıdır. Çözüm ağı 65,000 düğüm noktasından oluşup, kanat profili etrafından dış sınırlara gidildikçe düğüm yoğunluğu azalmaktadır.

Çözüm ağının oluşturulmasında ICEM-CFD programı kullanılmıştır. Bir kanat profili için uygun çözüm ağı oluşturulduktan sonra tüm adımlar bir betik aracılığıyla kaydedilip, diğer tüm kanat profillerine de aynı adımların uygulanması sağlanmış, böylece tüm kanat profilleri için standart bir çözüm ağı üretilmiştir. Kullanılan türbülans modelinin gerekliliği olarak y^+ değerine bakılmış, y^+ değeri istenildiği üzere 1'den düşük olacak şekilde bir çözüm ağı oluşturulmuştur.

Çözüm ağı, Şekil 5.2.1'de de görüldüğü üzere kanat profilinin burnundan sola 12 birim, arkasından sağa 16 birim, üstünden ve altından da 12 birim uzakta olacak şekilde oluşturulmuştur.

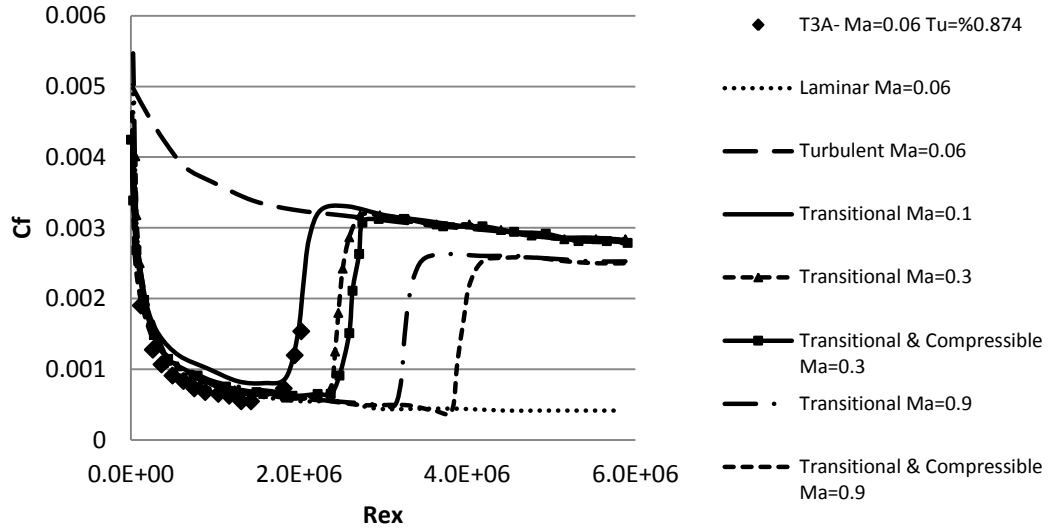


Şekil 5.2.1. Oluşturulan çözüm ağı örnekleri (NACA64A006 ve APEX-16)

6. ARD İŞLEME VE SONUÇLAR

6.1. DÜZ LEVHA

Düz levha için yapılan çalışmalar ERCOFTAC T3A- ($Tu=\%0.874$) şartları altında olup, farklı yüksek Reynolds sayıları ve 0.1-0.9 aralığındaki Mach sayıları için gerçekleştirilmiştir. Kaynak'ın [15] çalışmasında Mach sayılarının 2.7 seviyelerine çıktığı görülmektedir. Bu çalışmada ise ses altı Mach sayıları önemli olduğu için Mach sayısı maksimum 0.9'a kadar çıkarılmış, düz levha üzerindeki akış için yüzey sürtünme katsayısı hesaplanmıştır. Şekil 6.1.1, LUADI2D programı ile elde edilen sonuçları göstermektedir.



Şekil 6.1.1. Düz Levha için Farklı Mach ve Reynolds sayılarında elde edilen C_f değerleri [15]

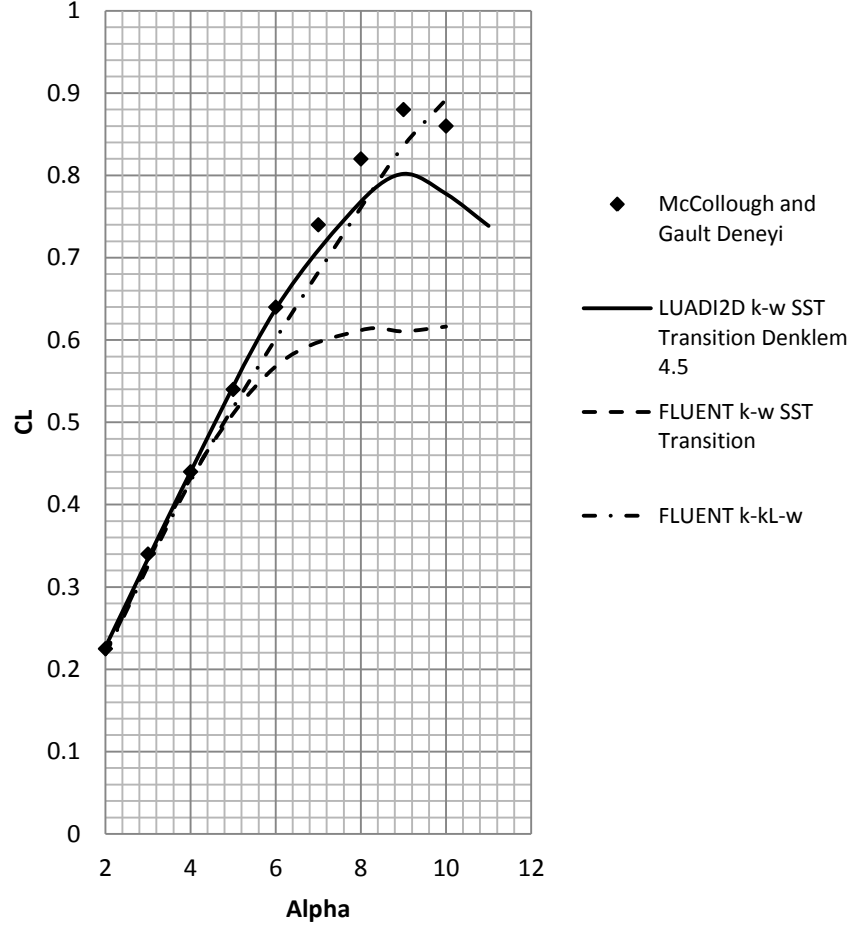
Şekil 6.1.1'de görüldüğü üzere LUADI2D deneysel sonuçlarla uyumlu sonuçlar vermiş olup, akışın ileriki bölgelerinde laminar akış teorisine uygun olarak akışın ilerlediğini gösterebilmiştir. Bu sonuçlar sayesinde LUADI2D programının yüksek Mach sayılarındaki sıkıştırılabilirlik etkilerini göz ardı etmediği de görülmüş olur.

6.2. NACA64A006 KANAT PROFİLİ

NACA64A006 kanat profili ince bir kanat profili olup, düz levhaya yakın, yüksek Reynolds sayısı ve düşük Mach sayısı koşullarında olduğu için seçilmiştir. Ayrıca Misaka ve Obayashi'nin [10] çalışmasında da yer alan bu kanat profili, mevcut LUADI2D programının düzgün çalışıp çalışmadığını test etmek adına da uygundur. McCollough ve Gault'un [16] yaptığı deneysel çalışmalar sonucunda elde edilen veriler, FLUENT programında $k-\omega$ SST Geçiş ve Leylek $k-k_L-\omega$ modelleri ile LUADI2D programından elde edilen sayısal tahminler ile kıyaslanmıştır. LUADI2D programında $k-\omega$ SST türbülans modeli ile Misaka - Obayashi bağıntısı harmanlanmıştır. Sayısal analizler deneysel sonuçlara paralel olarak 2-10 derece hücum açıları için yapılmıştır.

Şekil 6.2.1'de görüldüğü üzere 9 derece hücum açısı civarında stolu tahmin edebilen tek model Misaka - Obayashi bağıntısını kullanan LUADI2D programıdır. Grafiğe bakıldığında FLUENT programında kodlanmış olan Leylek $k-k_L-\omega$ modeli en iyi sonuç vermiş olarak görülebilir. Fakat stol açısını tahmin edememesi sebebiyle, bu sonuç muhtemelen tesadüftür. Öte yandan yine FLUENT programında kodlanmış olan Menter $k-\omega$ SST Geçiş modeli, stol açısını daha küçük bir hücum açısı olarak tahmin etmiş ve deneysel sonuçların oldukça altında tahminlerde bulunmuştur. Aslında Reynolds sayısının yüksek olduğu bu şartlar $k-\omega$ SST Geçiş modeli için uygun bir şart değildir. Bu derece yüksek bir Reynolds sayısında akışın tam türbülanslı olmasını beklemek yanlış değildir. Tüm bunlara karşın, LUADI2D programı Misaka - Obayashi bağıntısı ile en başarılı sonuçları elde etmiş, programın çalışır vaziyette olduğunu doğrulamıştır.

NACA64A006 Re 5.8M Ma 0.17



Şekil 6.2.1. NACA64A006 için deneysel ve sayısal verilerin kıyaslaması

6.3. EPPLER E387 KANAT PROFİLİ

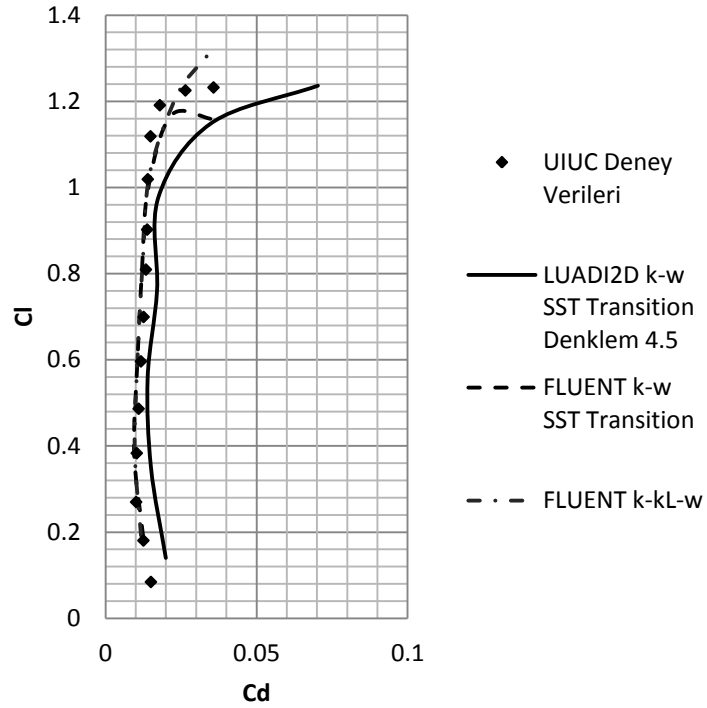
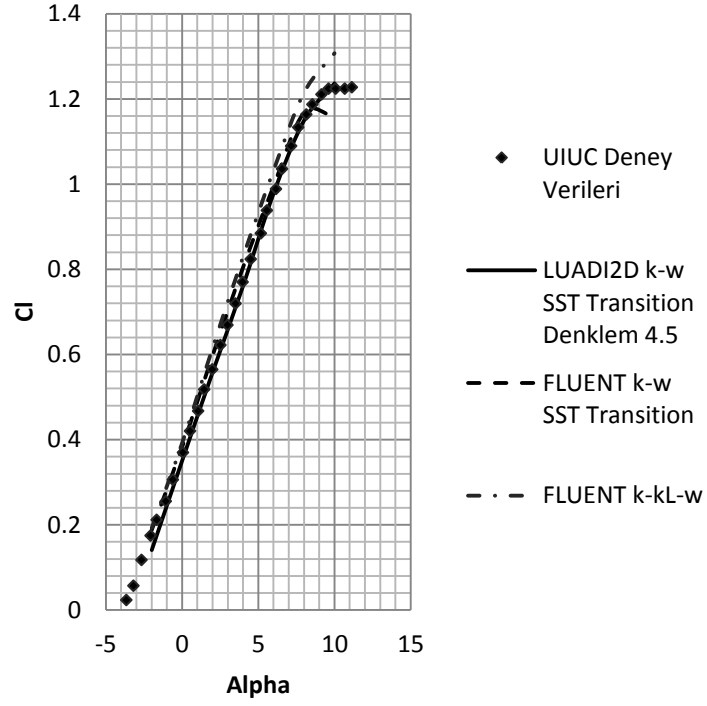
Bu kanat profili insansız hava araçlarında sıkça kullanılan bir kanat profili olması ile düşük Reynolds sayısı ve düşük Mach sayısı koşullarında yapılan deneysel sonuçların literatürde yer alması sebebiyle seçilmiştir. Selig [17] tarafından University of Illinois Urbana-Campaign'de bulunan rüzgar tüneli kullanılarak elde edilen deneysel veriler, Mach sayısı yaklaşık 0.1, Reynolds sayıları ise 200,000 ve 300,000 şartları içindir.

FLUENT programında Menter $k-\omega$ SST Geçiş ve Leylek $k-k_L-\omega$ modelleri kullanılmış olup, LUADI2D programında geçiş modeli olarak hem Misaka - Obayashi bağıntısı, hem de Gürdamar - Kaynak bağıntısı denenmiştir. Elde edilen sonuçlar Şekil 6.3.1’de verilmiştir. Şekil 6.3.1’deki grafikler Reynolds sayısının 200,000 olduğu durum için elde edilmiş olup, LUADI2D programında kullanılan geçiş modeli denklem (4.5)’i kullanan Misaka ve Obayashi’ye ait olan modeldir.

Şekil 6.3.2’de verilen grafikler ise Reynolds sayısının 300,000 olduğu durum için elde edilmiş olup, LUADI2D programında kullanılan geçiş modeli yine Misaka ve Obayashi’ye ait olan modeldir.

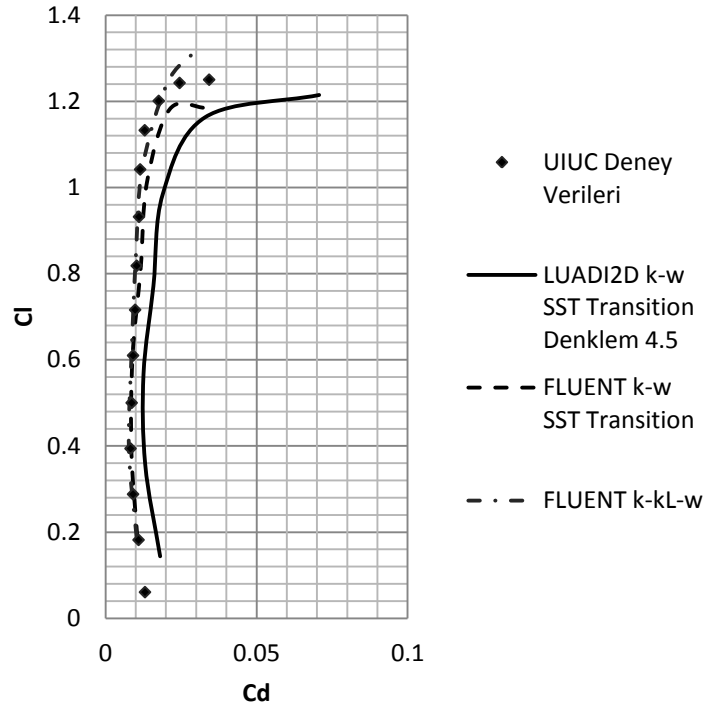
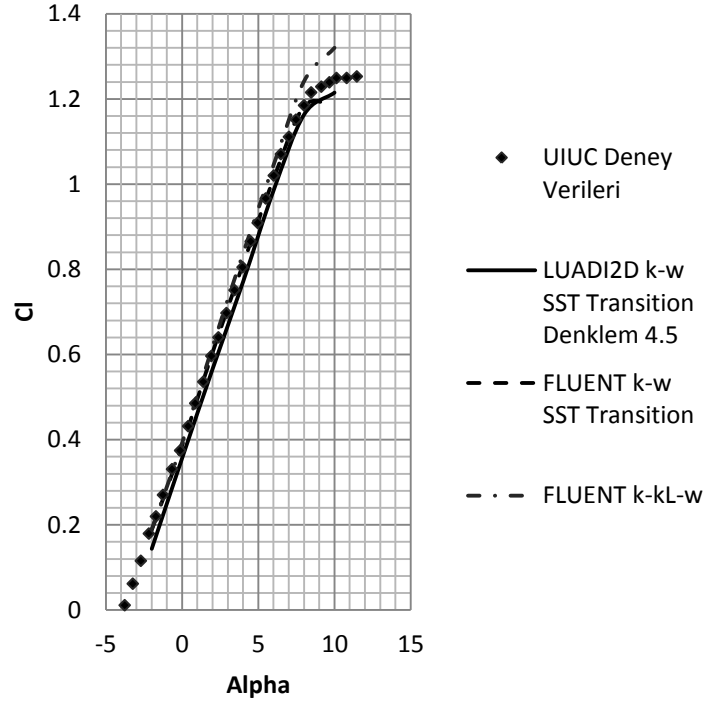
$Re=200,000$ ve $Re=300,000$ durumlarındaki grafikler incelendiğinde FLUENT yazılımında kullanılan $k-\omega$ SST Geçiş ve Leylek $k-k_L-\omega$ modellerinin, deneysel sonuçlara oldukça yakın sonuçlar elde ettiği görülmektedir. Misaka - Obayashi bağıntısını kullanan LUADI2D programı ise taşıma katsayısını başarılı bir şekilde tahmin edebilirken, sürükleme katsayısını diğerlerinden daha yüksek tahmin etmiştir.

E387 Re 200K



Şekil 6.3.1. E387 profili için $Re=200,000$ 'de elde edilen deneysel ve sayısal verilerin kıyaslaması (Denklemler 4.5 ile)

E387 Re 300K



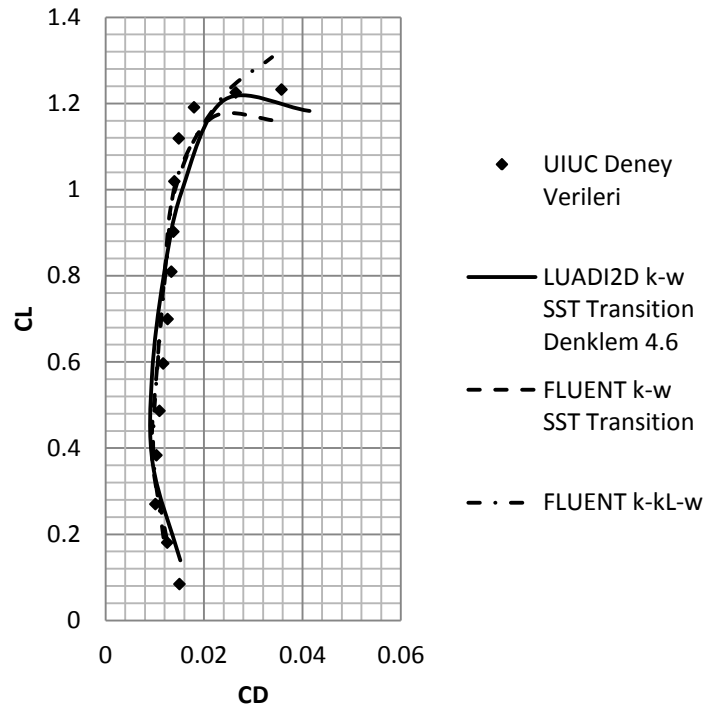
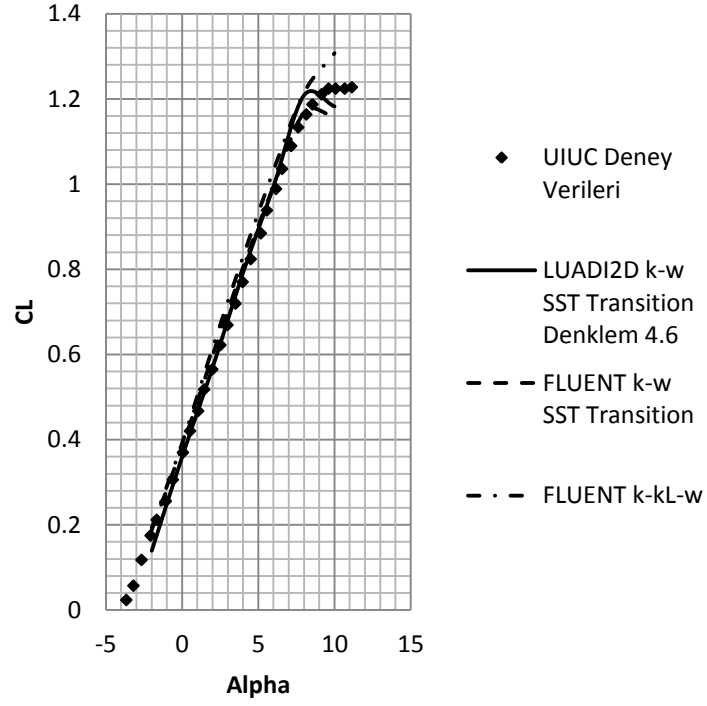
Şekil 6.3.2. E387 profili için $Re=300,000$ 'de elde edilen deneysel ve sayısal verilerin kıyaslaması (Denklemler 4.5 ile)

Bu durumu düzeltmek adına, Gürdamar - Kaynak bağıntısının kullanılması düşünülmüştür. Bağıntıda yer alan χ sabitinin belirlenebilmesi için ise deneme yanılma yöntemi kullanılmış, farklı katsayıları deneyebilmek için birçok sayısal analiz gerçekleştirilmiştir. Bu çalışmalar sonucunda, Reynolds sayısının 200,000 olduğu durum için $\chi=4.00$ ve Reynolds sayısının 300,000 olduğu durum için ise $\chi=3.25$ sabitlerinin çok iyi sonuçlar verdiği gözlemlenmiştir.

Şekil 6.3.3'de görüldüğü üzere $Re=200,000$ durumu için kullanılan $\chi=4.00$ sabiti oldukça iyi sonuçlar vermiş, Misaka - Obayashi bağıntısında tahmin edilen sürüklenme katsayısını azaltarak grafiğin sağa kaymasını sağlamıştır. Grafik incelendiğinde yüksek hücum açılarında LUADI2D programının tahmin ettiği sürüklenme katsayısı, FLUENT Menter $k-\omega$ SST Geçiş ve Leylek $k-k_L-\omega$ modellerinin tahmin ettiği sürüklenme katsayısından çok daha iyidir.

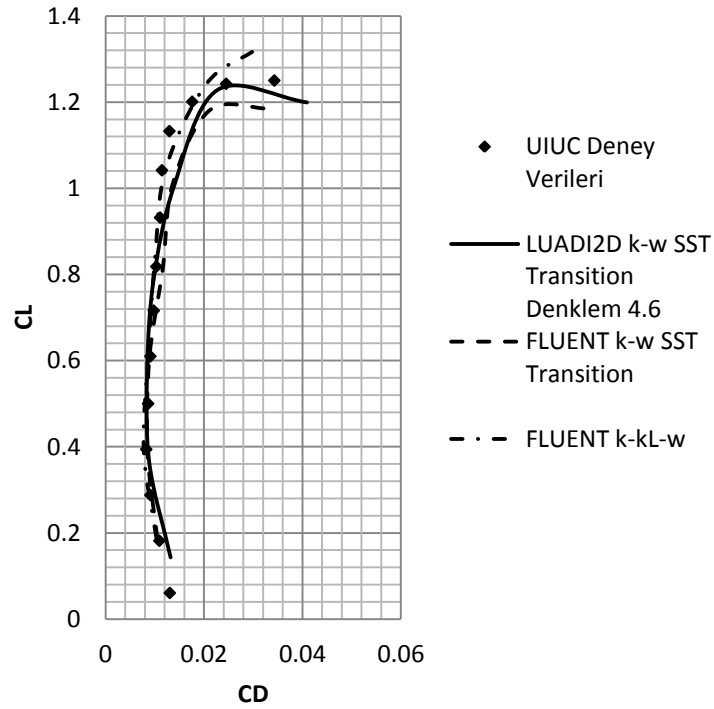
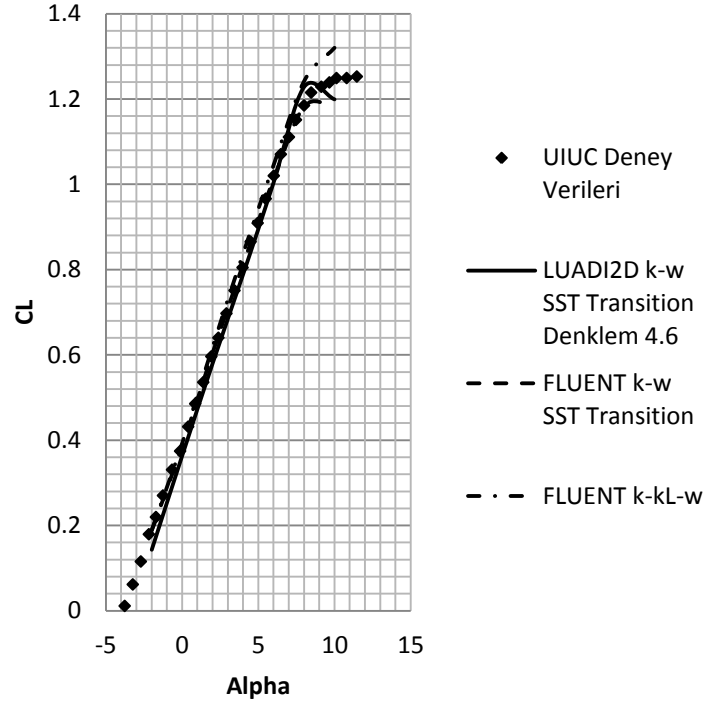
Aynı gözlemler $Re=300,000$ durumu için de yapılabilir. $Re=300,000$ için, Gürdamar - Kaynak bağıntısındaki χ sabiti 3.25 olarak seçildiğinde, $Re=200,000$ durumunda olduğu gibi sürüklenme katsayısı tahmini oldukça iyi bir hale gelmiştir. Şekil 6.3.4'de χ sabiti 3.25 seçildiğinde elde edilen sayısal veriler gösterilmiştir.

E387 Re 200K



Şekil 6.3.3. E387 profili için $Re=200,000$ 'de elde edilen deneysel ve sayısal verilerin kıyaslaması (Denklemler 4.6 ile $\chi=4.00$)

E387 Re 300K



Şekil 6.3.4. E387 profili için $Re=300,000$ 'de elde edilen deneysel ve sayısal verilerin kıyaslaması (Denklem 4.6 ile $\chi=3.25$)

Deneme yanılma yöntemi ile bulunan bu $\chi=4.00$ ve $\chi=3.25$ katsayılarının tesadüf olup olmadığını anlamak için başka bir doğrulama testi yapılmasına karar verilmiştir. Bu amaçla yine insansız hava araçlarında sıkça kullanılan Selig-Donovan SD 7037 kanat profili için sayısal çalışmalar yapılmıştır.

6.4. SD 7037 KANAT PROFİLİ

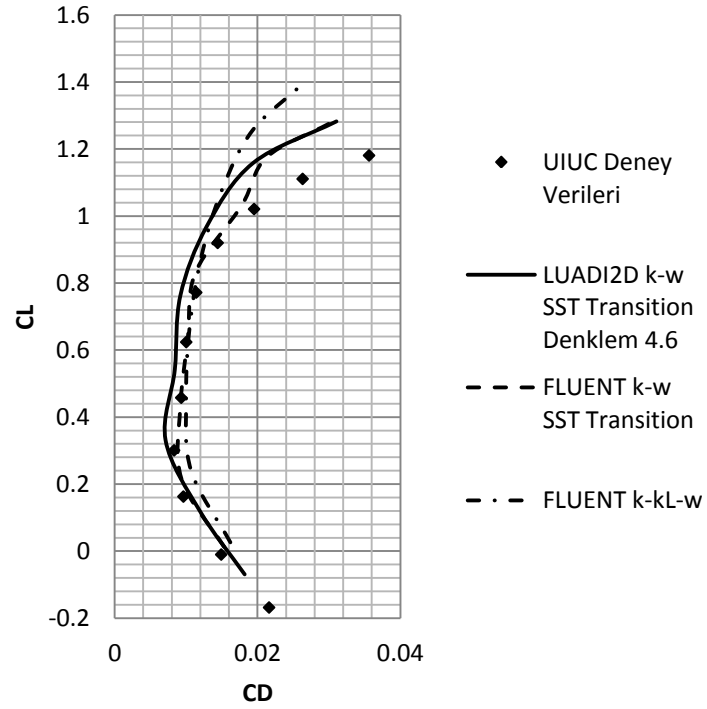
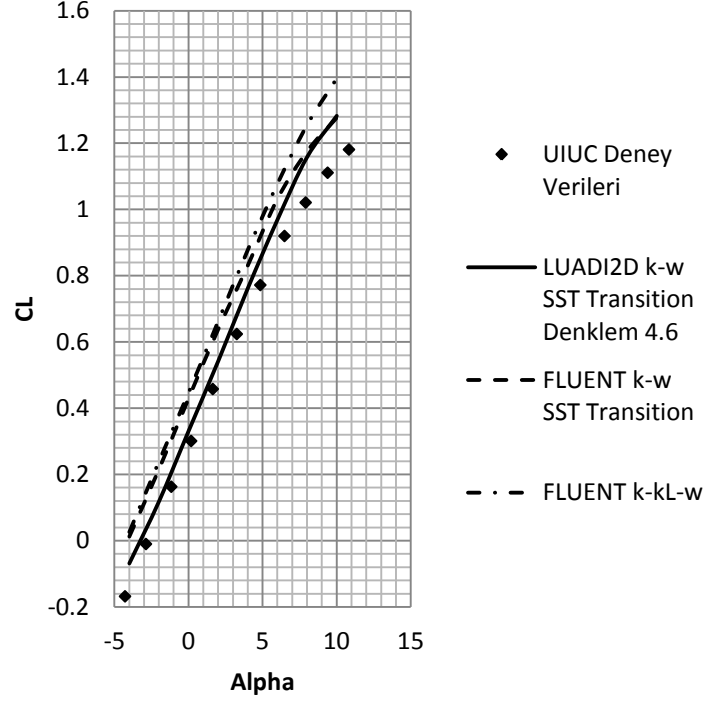
Bu kanat profilinin deneyleri de Selig [17] tarafından University of Illinois Urbana-Campaign'de bulunan rüzgar tüneli kullanılarak yapılmış olup, elde edilen deneysel veriler, Mach sayısı yaklaşık 0.1, Reynolds sayıları ise 200,000 ve 300,000 şartları içindir.

E387 kanat profilinin sayısal analizinde olduğu gibi, bu kanat profili için de FLUENT yazılımındaki Menter $k-\omega$ SST Geçiş ve Leylek $k-k_L-\omega$ modelleri kullanılmıştır. LUADI2D programında ise, E387 kanat profilinin sayısal analizleri sırasında deneme yanılma yöntemi ile bulunan, Gürdamar - Kaynak bağıntısındaki χ sabitleri kullanılmıştır.

$Re=200,000$ için $\chi=4.00$ sabiti kullanılmış olup, elde edilen sonuçlar Şekil 6.4.1'deki grafiklerde verilmiştir. Grafiklerde görüldüğü üzere özellikle taşıma katsayısını en iyi tahmin eden LUADI2D programı olmuştur. Sürüklenme katsayılarına bakıldığında ise $\chi=4.00$ sabitinin kullanılması, E387 kanat profilinde olduğu gibi $Re=200,000$ için yine iyi sonuçlar vermiştir.

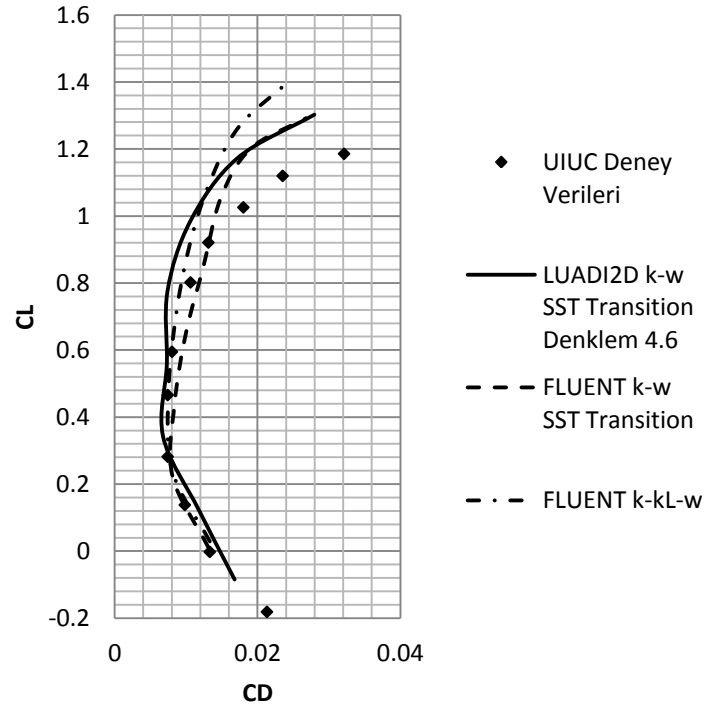
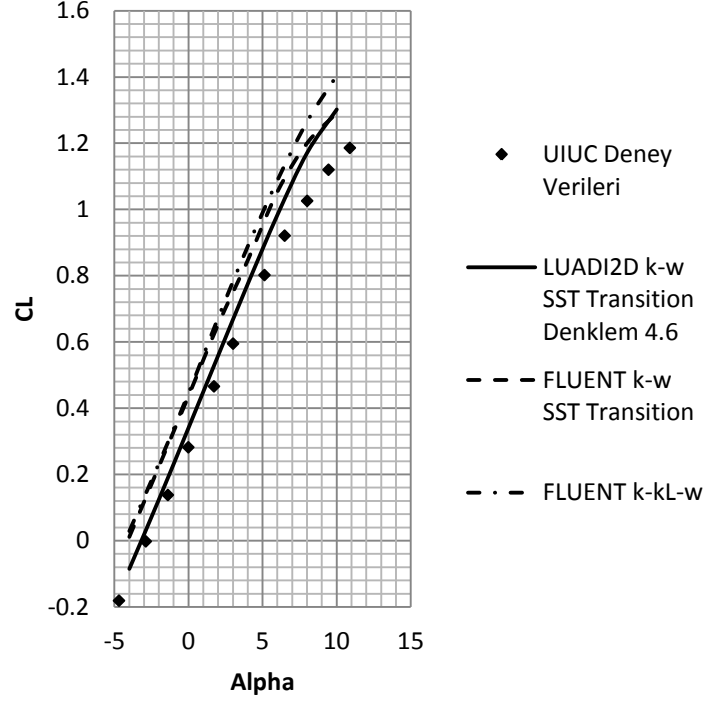
$Re=300,000$ için elde edilen sonuçlarda, en iyi taşıma katsayısı tahmininde bulunan yine LUADI2D programı olmuştur. Söz konusu sürüklenme katsayıları olduğunda ise $\chi=3.25$ sabiti E387 kanat profilinde olduğu gibi tatmin edici sonuçlar vermiştir. $Re=300,000$ için elde edilen sayısal veriler Şekil 6.4.2'deki grafiklerde verilmiştir.

SD 7037 Re 200K



Şekil 6.4.1. SD7037 profili için $Re=200,000$ 'de elde edilen deneysel ve sayısal verilerin kıyaslaması (Denklem 4.6 ile $\chi=4.00$)

SD 7037 Re 300K



Şekil 6.4.2. SD7037 profili için $Re=300,000$ 'de elde edilen deneysel ve sayısal verilerin kıyaslaması (Denklem 4.6 ile $\chi=3.25$)

Özetle, bu doğrulama çalışmaları, yüksek Reynolds - yüksek Mach, yüksek Reynolds - düşük Mach ve düşük Reynolds - düşük Mach akış durumları için LUADI2D programının tahmin edebilme kapasitesinin tatmin edici olduğunu göstermiştir. Bir sonraki adımda, bu tezin de ana konusu olan yüksek irtifa insansız hava araçlarının maruz kaldığı akış şartlarında (düşük Reynolds-yüksek Mach) LUADI2D programının tahminleri incelenecektir.

7. NASA APEX 16 PROJESİ

NASA Dryden Uçuş Araştırma Merkezi tarafından başlatılan APEX projesi, 108,000 feet (~33.000 metre) yüksekliğe bir balon yardımıyla çıkartılan ve oradan serbest bırakılması planlanan bir planörün, yükseklik 70,000-100,000 feet (21.000-30.000 metre) aralığında iken kanatları üzerindeki belirlenen noktalardan sınır tabaka verileri toplamayı amaçlayan bir projedir [2].

Tasarlanan deneyde, APEX planörünün balondan serbest bırakıldığı andan itibaren ilk 30 saniyelik bölümün APEX'in kontrol sistemi açısından büyük önem taşıdığına dikkat çekilmiştir. Bu periyotta serbest bırakılan planörün yere dik bir şekilde düşüşten yatay şekilde uçuş pozisyonuna geçirilmesi için itiş kuvvetleri toplamı 784 lb (~3.5 kN) olan 4 adet küçük roket kullanılması planlanmıştır.

Proje için gerçek boyutlarda üretilecek olan planörün bir balon yardımı ile 108.000 feet yüksekliğe çıkarılacak olması maliyeti haricinde bir problem teşkil etmese de, 70.000 feet dolaylarında alınacak olan sınır tabaka verilerinin doğru şekilde toplanması için gereken ölçüm ve veri toplama cihazlarının yüksek maliyetleri, NASA'yı bu projeden vazgeçirmiştir. Bunun yerine Drela vd. [2] hesaplamalı akışkanlar dinamiği yöntemlerine yönelmiş ve bunun sonucunda MSES adı verilen, 2 boyutlu, viskoz-viskoz olmayan etkileşim yöntemi kullanan RANS çözücüyü geliştirmişler ve yapılması planlanan deney şartlarını bilgisayar ortamında çözümlenmeye çalışmışlardır.

APEX projesinde kullanılan kanat profili için deneysel veri bulunmadığından, MSES programı ile elde edilen verilerin doğruluğu kesin değildir. Bu bölümden önceki bölümlerde şimdiye kadar düz levha, NACA 64A006 profili, E387 profili ve SD7037

profili için LUADI2D programıyla elde edilen veriler deneysel veriler ile karşılaştırılmış olup, programın güvenilirliği gösterilmiştir. Bu bölümde LUADI2D programının yanı sıra FLUENT programı da kullanılıp, elde edilen sayısal sonuçların MSES ile kıyaslanması amaçlanmaktadır.

7.1. Re=200,000 @ Ma=0.6, 0.65 ve 0.70

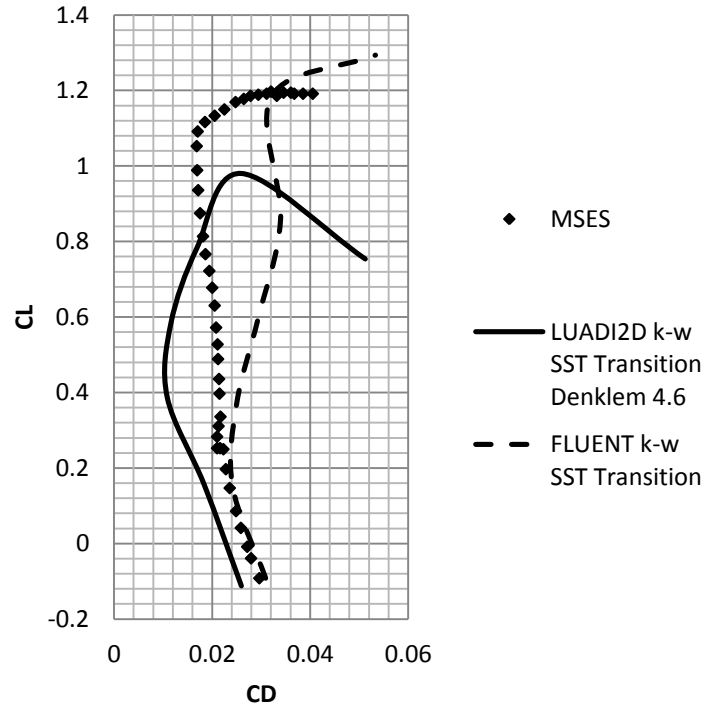
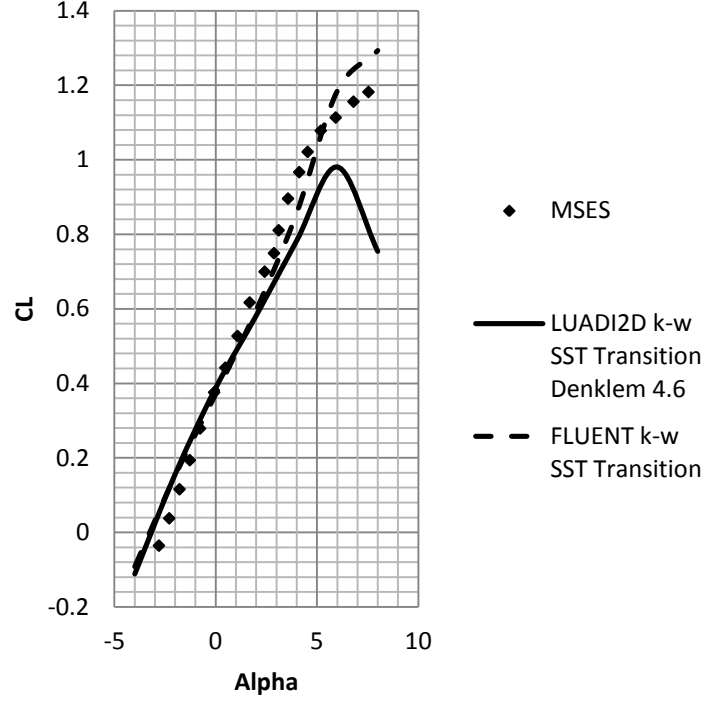
İlk olarak Reynolds sayısı 200,000’de sabit tutulup, Mach sayıları 0.6, 0.65 ve 0.70 olarak değiştirilmiş ve LUADI2D programıyla elde edilen sonuçlar FLUENT’in k- ω SST Geçiş ve Drela’nın MSES programıyla elde edilen sonuçlar ile kıyaslanmıştır.

Mach sayısının 0.6 olduğu durum için Şekil 7.1.1’de verilen sonuçlar incelendiğinde, 4 derece hücum açısına kadar her üç çözücünün de taşıma katsayılarını birbirine yakın bulduğu, daha sonra 6 derece hücum açısı civarında LUADI2D programının stol durumu saptadığı görülmektedir. Sürüklenme katsayılarında ise tüm çözücüler farklı sonuçlar elde etmiştir. En düşük sürüklenme katsayısını LUADI2D programı bulurken, MSES, LUADI2D ve FLUENT’in hesapladığı sürüklenme katsayılarının ortasında değerler bulmuştur.

Şekil 7.1.2’de aynı Reynolds sayısı için Mach sayısının 0.65 olduğu durumda her üç çözücü de Mach sayısının 0.6 olduğu duruma göre taşıma katsayılarını birbirlerine daha yakın buldukları görülmektedir. LUADI2D programı, bir önceki durumdan farklı olarak bir stol açısı tespit etmemiştir. Sürüklenme katsayılarında ise yine farklı sonuçlar elde edilmiştir.

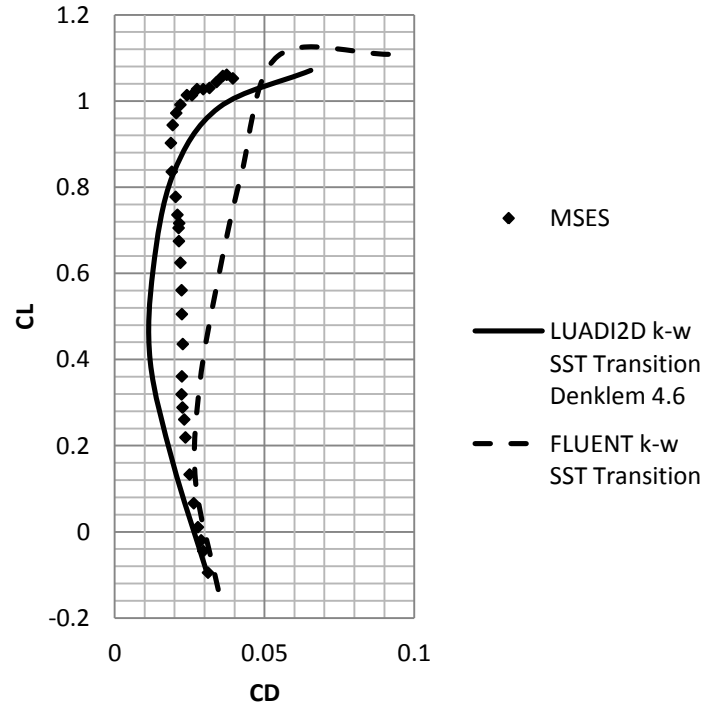
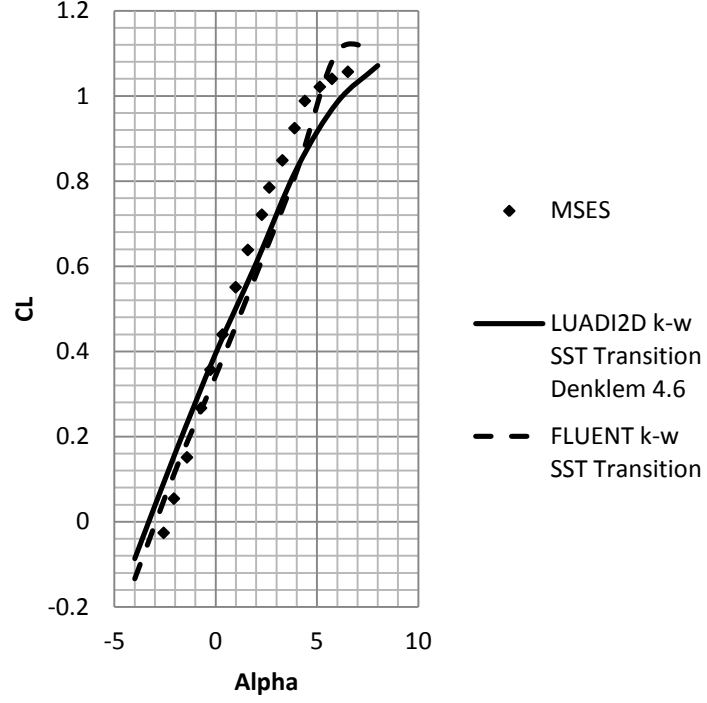
Tekrar aynı Reynolds sayısında, Mach sayısı 0.7’ye yükseltildiğinde ise LUADI2D programı yüksek hücum açılarında yakınsama probleminden dolayı Şekil 7.1.3’deki taşıma katsayısı grafiğinde beklenmeyen bir dalgalanma ile karşılaşmıştır. Dikkat edilirse MSES programıyla elde edilen sonuçlar da Drela’nın özgün çalışmasında yaklaşık 5 derece civarında sonlandırılmış, 8 derece hücum açısına kadar devam ettirilmemiştir. Sürüklenme katsayıları her üç çözücü için daha önceki iki Mach sayısına göre daha yakın hale gelmiştir.

Re 200K Ma 0.6



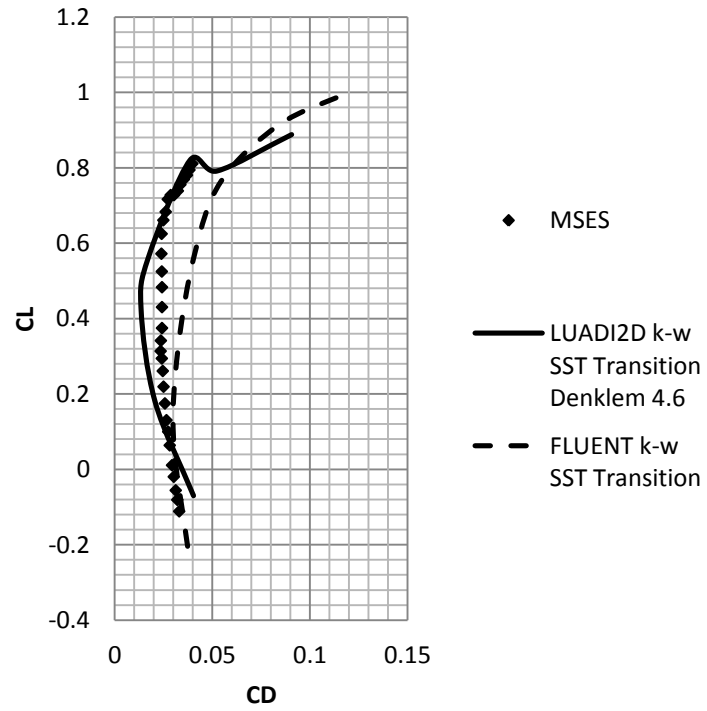
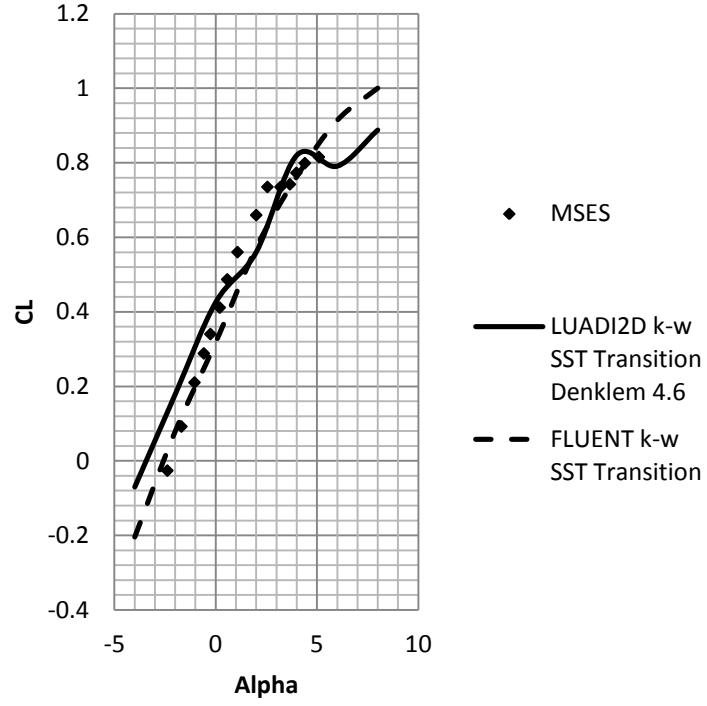
Şekil 7.1.1. APEX16 profili için $Re=200,000$ ve $Ma=0.6$ 'da elde edilen sayısal verilerin kıyaslaması

Re 200K Ma 0.65



Şekil 7.1.2. APEX16 profili için $Re=200,000$ ve $Ma=0.65$ 'de elde edilen sayısal verilerin kıyaslaması

Re 200K Ma 0.7



Şekil 7.1.3. APEX16 profili için $Re=200,000$ ve $Ma=0.7$ 'de elde edilen sayısal verilerin kıyaslaması

7.2. $Re=300,000$ @ $Ma=0.6, 0.65$ ve 0.70

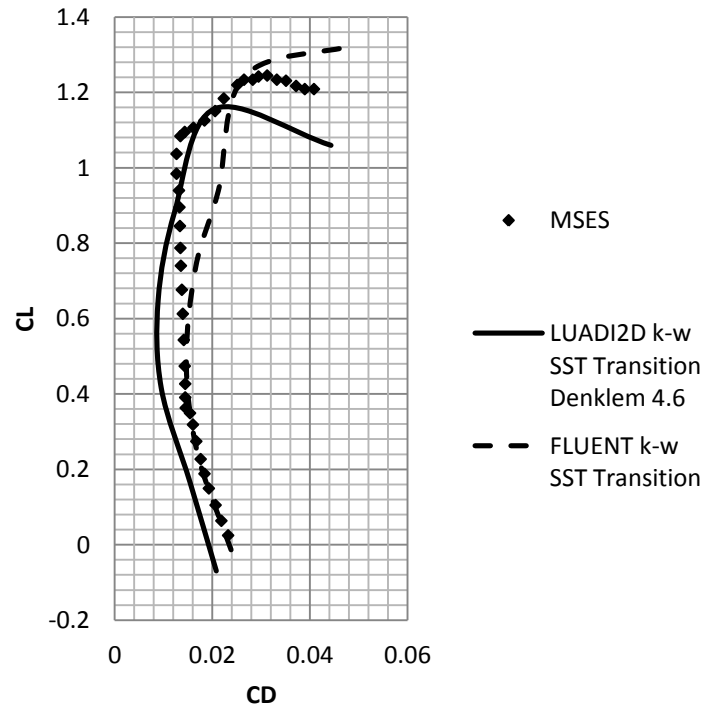
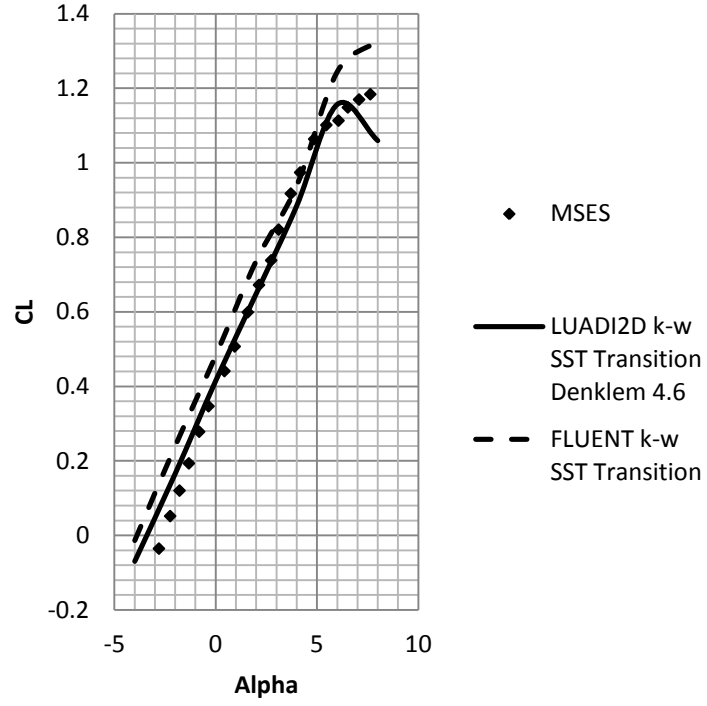
İkinci kısımda ise Reynolds sayısı 300,000'e yükseltilmiş, Mach sayıları da 0.60, 0.65 ve 0.70 şeklinde değiştirilerek elde edilen sonuçlar kıyaslanmıştır.

Mach sayısının 0.60 olduğu durum için elde edilen sonuçlar Şekil 7.2.1'de verilmiştir. Taşıma katsayıları incelendiğinde sonuçların birbirine yakın olduğu, ancak LUADI2D programının yaklaşık 6 derece hücum açısı civarında stol tespit ettiğini söylemek mümkündür. Sürüklenme katsayılarına bakıldığında ise, yaklaşık 2 derece hücum açısına kadar FLUENT ve MSES'in elde ettiği sonuçların aynı olduğu, buna karşın LUADI2D'nin diğerlerinden daha düşük bir sürüklenme katsayısı hesapladığı görülmektedir.

Şekil 7.2.2'de Reynolds sayısı yine 300,000 iken Mach sayısının 0.65'e yükseltildiğinde elde edilen sonuçlar verilmiştir. Mach sayısı 0.65'e yükseltildiğinde taşıma katsayılarında MSES ve LUADI2D'nin benzerliği göze çarpmaktadır. LUADI2D, Mach sayısının 0.6 duruma benzer şekilde 6 derece hücum açısı civarında stol açısı tespit etmiştir. Sürüklenme katsayılarına bakıldığında ise her üç çözücünün birbirine en yakın sonuçları bulduğu durumun bu olduğu görülmektedir.

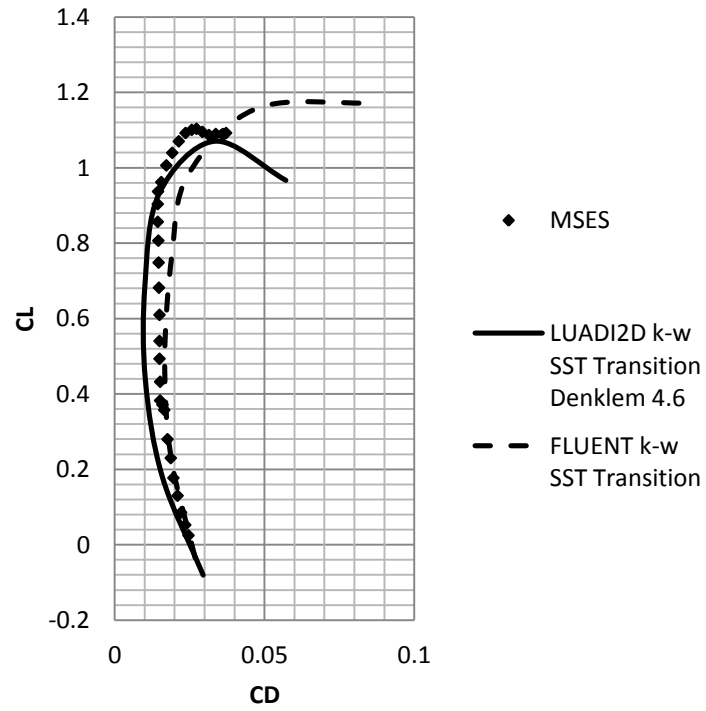
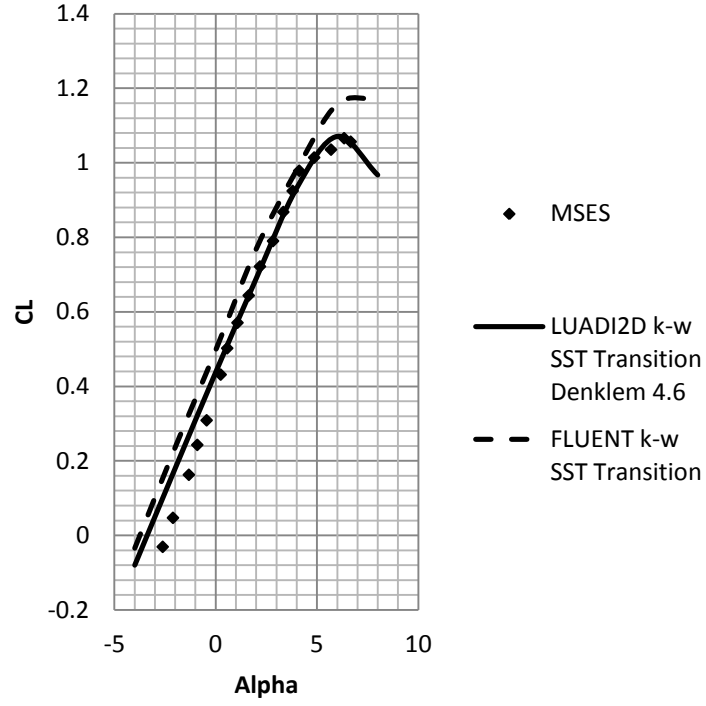
Son olarak $Re=300,000$ ve $Ma=0.70$ için elde edilen sayısal veriler Şekil 7.2.3'de verilmiş olup, grafikler incelenirse, Reynolds sayısının 200,000 olduğu duruma benzer şekilde LUADI2D programı bir yakınsama problemiyle karşılaşmış ve grafikte beklenmeyen bir dalgalanma oluşmuştur. Yine dikkat edilirse MSES için de aynı problem yaşanmış, analiz sonuçları 5 derece hücum açısından ilerisi için sürdürülmemiştir. Sürüklenme katsayıları göz önüne alındığında sonuçların birbirine çok yakın olduğu görülmektedir.

Re 300K Ma 0.6



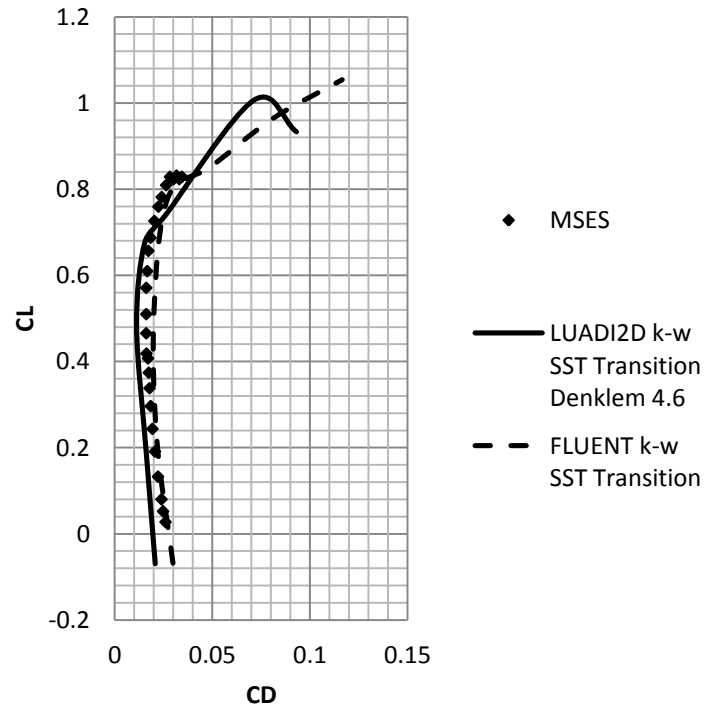
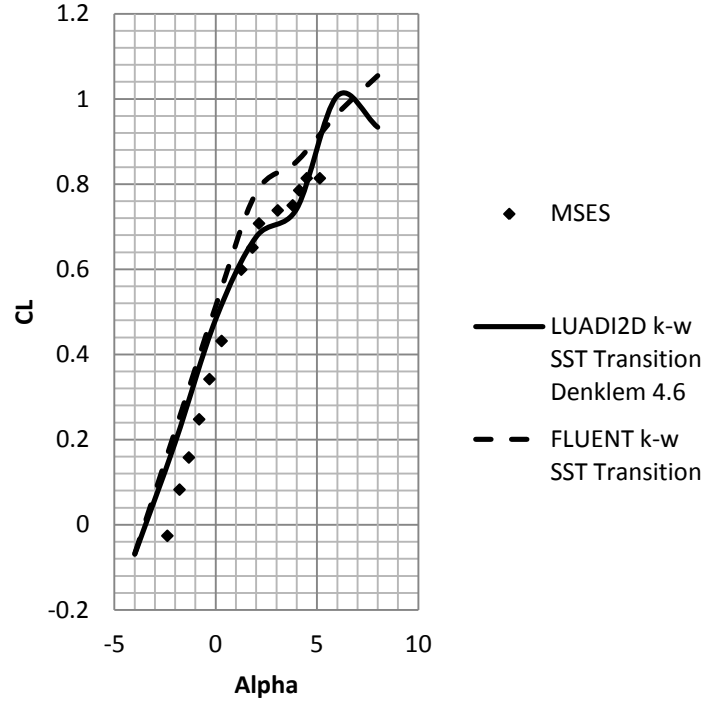
Şekil 7.2.1. APEX16 profili için $Re=300,000$ ve $Ma=0.6$ 'da elde edilen sayısal verilerin kıyaslaması

Re 300K Ma 0.65

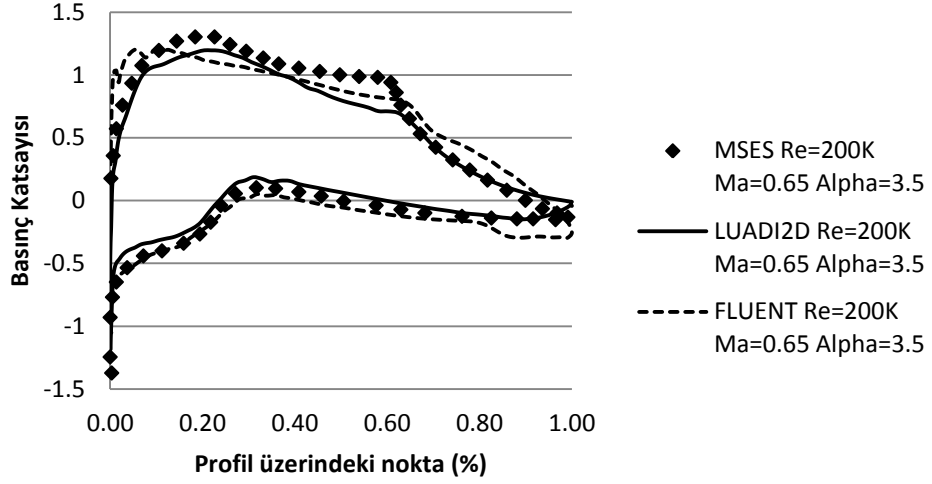


Şekil 7.2.2. APEX16 profili için $Re=300,000$ ve $Ma=0.65$ 'de elde edilen sayısal verilerin kıyaslaması

Re 300K Ma 0.7

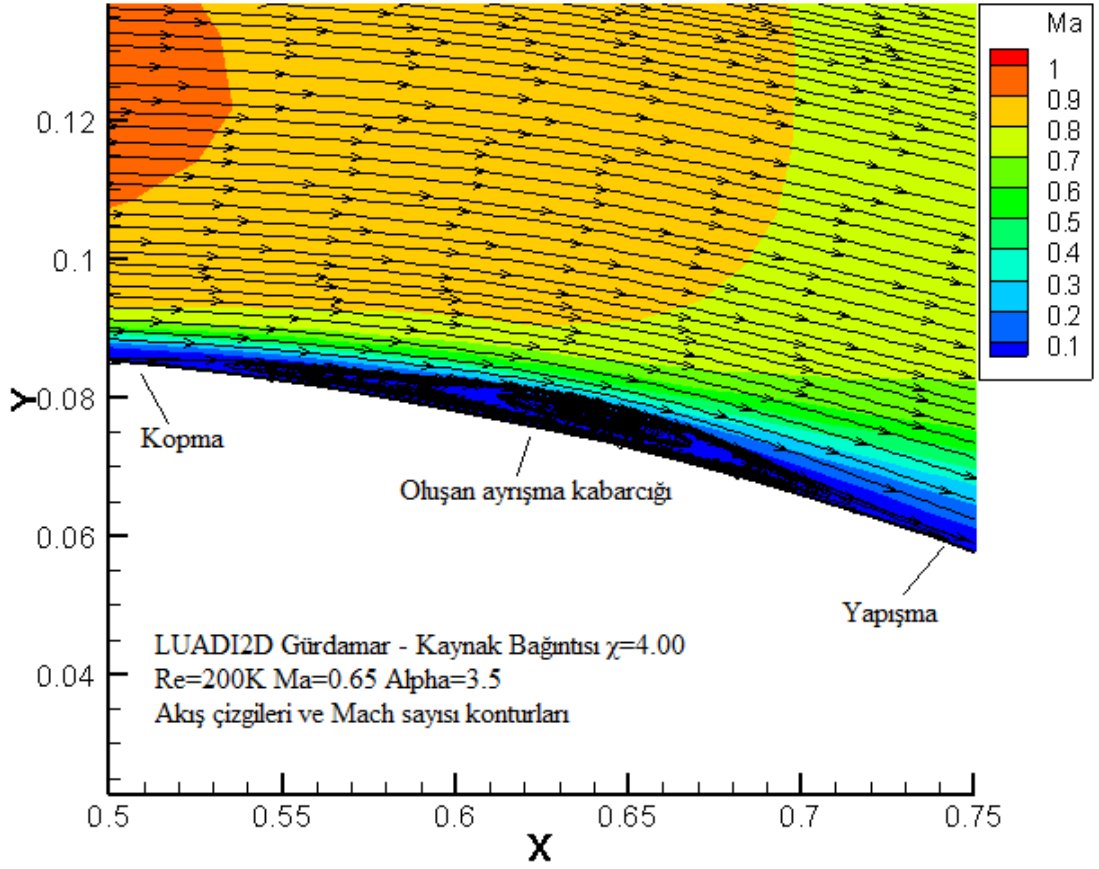


Şekil 7.2.3. APEX16 profili için Re=300,000 ve Ma=0.7'de elde edilen sayısal verilerin kıyaslaması



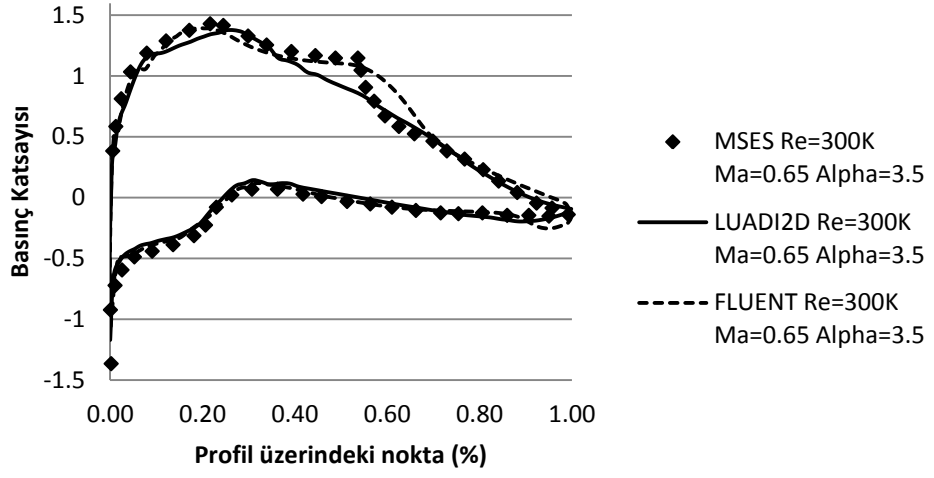
Şekil 7.2.4. APEX 16 profili üzerindeki noktalar için hesaplanan basınç katsayılarının kıyaslaması (Re=200,000 ve Ma=0.65)

Şekil 7.2.4’de verilen, profil üzerindeki noktalar için hesaplanan basınç katsayılarına bakıldığında MSES, LUADI2D ve FLUENT programlarının birbirine yakın sonuçlar verdiği gözlenmektedir. Reynolds sayısının 200.000 olduğu durumda MSES programı LUADI2D’ye göre profil üzerinde %40-%60 aralığında daha belirgin bir platoya sahiptir. Her iki program da %35 civarında kanat üzerindeki akışta ayrılma, %70 civarında ise akışın kanat profiline tekrar yapışma tespit etmiştir. FLUENT programında da akışın profille tekrar birleştiği yer %70 civarında görünse de, akışın koptuğu nokta diğer programların tespit ettiği noktalar kadar kesin görülmemektedir. Şekil 7.2.5’de LUADI2D programından elde edilen sonuçlar, akışın koptuğu ve birleştiği noktalar gösterilmiştir. Akışın koptuğu ve birleştiği noktalar arasında kalan bölge ayrışma kabarcığıdır.



Şekil 7.2.5. APEX16 profili için $Re=200K$ $Ma=0.65$ ve $Alpha=3.5$ durumunda Hız Konturları ve Akış Çizgileri (Denklem 4.6 ile $\chi=4.00$)

Benzer şekilde, Şekil 7.2.6'da verilen sonuçlara bakıldığında, Reynolds sayısının 300,000 olduğu durumda da MSES programı ve FLUENT programı %30 ila %60 civarında daha belirgin birer platoya sahiptir. Bu plato, akışın profilden ayrıldığı ve birleştiği noktaları göstermektedir. LUADI2D programı, FLUENT ve MSES kadar belirgin bir nokta saptayamamıştır.



Şekil 7.2.6. APEX 16 profili üzerindeki noktalar için hesaplanan basınç katsayılarının kıyaslaması ($Re=300,000$ ve $Ma=0.65$)

Deneysel verilerin yokluğunda, kullanılan programların özellikle akışın kopma ve tekrar birleşme noktaları konusunda farklılıkları gözlemlense de, genel olarak bakıldığında uyum içinde oldukları görülmüştür. Bu farklılıklar, Şekil 7.2.6'daki Reynolds sayısının 300.000 olduğu durum için daha belirgindir. Her üç program için oluşturulan bu grafikte LUADI2D'nin diğerlerinden farklı olarak ayrışma kabarcığı saptamadığı görülmektedir.

8. DEĞERLENDİRME

Bu tez çalışmasında daha önce Kaynak [15] tarafından kullanılan LUADI2D programı, Mach sayısının ve Reynolds sayısının düşük olduğu durumlarda iyi sonuçlar alınabilmesi amacıyla gözden geçirilmiş olup, üç farklı geçiş modeli değişik kanat profilleri ve akış durumları için test edilmiş, sonuçlar piyasadaki ticari bir yazılım olan FLUENT ile elde edilen sonuçlar ve literatürdeki deneysel veriler ile kıyaslanmıştır.

LUADI2D programının güvenilirliğini gösterebilmek amacıyla bu çalışmada ilk olarak düz levha üzerindeki akış durumu seçilmiş ve yüksek Reynolds sayıları ve 0.1-0.9 aralığındaki Mach sayıları için analizler yapılmıştır. Literatürdeki değerler ile yapılan kıyaslama sonucunda LUADI2D programının sonuçlarının güvenilir olduğu gözlemlenmiştir.

İkinci olarak ince bir kanat profili olan NACA64A006 için LUADI2D programı kullanılarak analizler yapılmış ve sonuçlar McCollough ve Gault'un yapmış olduğu deneysel sonuçlar ile kıyaslanmıştır. NACA64A006 profili için yapılan bu analizin önemi, LUADI2D'nin düşük Mach sayısı ve yüksek Reynolds sayısı şartlarında iyi sonuç verebileceğinden emin olmaktır. Sonuçlar incelendiğinde Misaka – Obayashi bağıntısını kullanan LUADI2D programının FLUENT programına göre çok daha iyi sonuçlar verdiği, deneysel verilerle yüksek hücum açılarında bir ayrılık gözlemlense de, stol açısını doğru tahmin ettiği görülmüştür.

Üçüncü olarak hem Reynolds sayısının, hem de Mach sayının düşük olduğu, E387 kanat profili üzerindeki akış seçilmiştir. Bu profil, insansız hava araçlarında yaygın olarak kullanılan bir profil olması sebebiyle önemlidir. Analizlerde LUADI2D programında öncelikle Misaka - Obayashi bağıntısı kullanılmış, fakat sonuçların deneysel sonuçlarla tutarlı olmaması üzerine Gürdamar ve Kaynak bağıntısı deneme yanılma yöntemi ile bulunan sabit katsayılar kullanılarak denenmiş ve sonuçların oldukça iyi olduğu görülmüştür.

Dördüncü olarak, E387 ile aynı akış şartlarındaki SD7037 profili seçilmiş, E387 için yapılan analizlerde kullanılan Gürdamar ve Kaynak bağıntısının sabit katsayılı olan

halinin tesadüf olup olmadığını anlamak amaçlanmıştır. Sonuçların deneysel sonuçlar ile oldukça tutarlı olması üzerine, bulunan bu sabit katsayıların güvenilirliği gösterilmiştir.

Tezin asıl konusu olan düşük Reynolds sayısı ve yüksek Mach sayısı durumu için ise NASA tarafından planlanan, fakat deneysel veri elde etmesi oldukça zor ve maliyetli olduğu için iptal edilen APEX projesi seçilmiş, Drela'nın [2] MSES programı ile elde ettiği sayısal sonuçlar, LUADI2D ve FLUENT ile elde edilen sonuçlar ile kıyaslanmıştır. Deneysel verilerin yokluğunda, daha önce yapılan dört doğrulama durumunun ışığında LUADI2D programına güvenilmiş olup, sonuçların özellikle Reynolds sayısının 300,000 olduğu durumlar için MSES ile yakın benzerlik göstermesi olumlu bir gelişme olarak görülmüştür.

APEX 16 profili için elde edilen sonuçlar incelenirse, aynı Reynolds sayısı için Mach sayısı arttırıldığında sürüklenme katsayısının da arttığı, taşıma katsayısının ise azaldığı görülmektedir. Bu durumun, Mach sayısı arttığına akışın kanat profili üzerinde daha uzun bir bölge için ayırık olmasından kaynaklandığı söylenebilir. Reynolds sayısının 200,000'den 300,000'e yükseltilmesi durumunda ise taşıma katsayısının arttığı, sürüklenme katsayısının ise azaldığı gözlemlenmektedir. Bu, beklenen bir durum olup, Reynolds sayısının artması ile ayrılma kabarcığının küçülmesi sonucu ortaya çıktığı söylenebilir. Profil üzerindeki basınç katsayıları dağılımlarına da bakıldığı zaman, MSES ve LUADI2D programlarının, deneysel verilerin yokluğunda oldukça uyumlu sonuçlar verdiği görülmüştür.

Yapılan tüm çalışmalar sonucu, LUADI2D programının özellikle düşük Reynolds sayılarında oldukça iyi sonuçlar verdiği görülmüş, buna ek olarak, Reynolds sayısının 200,000 ve 300,000 olduğu durumlar için Gürdamar ve Kaynak bağıntısında kullanılabilecek sabit katsayılar elde edilmiştir. İleriki çalışmalarda benzer bir kanat profili için Reynolds sayısının 100,000 civarından başlayıp, 1,500,000 civarlarına kadar ulaştığı bir deneysel veri seti bulunabilirse, Gürdamar ve Kaynak bağıntısındaki sabit katsayılar dizisi genişletilebilir, böylece mevcut bağıntının değiştirilmiş ve daha iyi sonuçlar veren hali ortaya çıkartılabilir.

KAYNAKLAR

- [1] Noth, A., "Design of Solar Powered Airplanes for Continuous Flight", PhD Thesis, ETH Zurich, September 2008.
- [2] Greer, D., Hamory, P., Krake, K. and Drela, M., "Design and Predictions for a High-Altitude (Low-Reynolds-Number) Aerodynamic Flight Experiment", NASA/TM-1999-206579.
- [3] Giles, Michael B. and Mark Drela, "Two-Dimensional Transonic Aerodynamic Design Method," *AIAA Journal*, vol. 25, no. 9, Sept. 1987, pp. 1199–1206.
- [4] Drela, Mark and Michael B. Giles, "Viscous-Inviscid Analysis of Transonic and Low Reynolds Number Airfoils," *AIAA Journal*, vol. 25, no. 10, 1987, pp. 1347–1355.
- [5] Tatineni, M. and Zhong, X., "Numerical Simulation of Unsteady Low-Reynolds-Number Separated Flows Over Airfoils," AIAA 97-1929, July 1997.
- [6] Tatineni, M. and Zhong, X., "Numerical Simulations of Unsteady Low-Reynolds-Number Flows Over the APEX Airfoil," AIAA 98-0412, Jan. 1998.
- [7] Wilcox, D.C., "Simulation of Transition with a Two-Equation Turbulence Model", *AIAA Journal*, Vol. 32, No. 2, 1994, pp. 247-255.
- [8] Suzen, Y. B. and Huang, P.G., "Modeling of Flow Transition Using an Intermittency Transport Equation", *ASME Journal of Fluid Engineering*, Vol. 122, pp. 273-284 (2000).
- [9] Menter, F.R., Langtry, R.B., Likki, S.R., Suzen, Y.B., Huang, P.G. and Völker, s. "A Correlation Based Transition Model Using Local Variables: Part I-Model Formulation ASME-GT2004-53452, Proceedings of ASME Turbo Expo 2004, Vienna, Austria, 2004, pp. 57-67.
- [10] Misaka, T. and Obayashi, S. "A Correlation-Based Transition Models to Flows Around Wings," AIAA Paper 2006-918.

- [11] Gürdamar, E., Çete, R, Aksel, H. and Kaynak, Ü, “Improved Transonic Wing Flow Calculations Using Transition Correlations”, AIAA Paper 2006-3170.
- [12] Walters, D.K. and Leylek, J.H., “A New Model for Boundary-Layer Transition Using a Single Point RANS Approach,” *ASME J. Turbomach.* 2004; 126: 193-202.
- [13] Lodefier, K., Merci, B., De Langhe, C., and Dick, E. “Transition Modeling with the SST Turbulence Model and Intermittency Transport Equation,” ASME Turbo Expo, 2003, Atlanta, GA, USA..
- [14] Fu, S., Wang, L. “A Transport Intermittency Model for Supersonic/Hypersonic Boundary Layer Transition,” 5th. European Congress on Computational Methods in Applied Sciences and Engineering (ECCOMAS 2008), June 30 – July 5, 2008, Venice, Italy.
- [15] Kaynak, Ü., “Supersonic Boundary-Layer Transition Prediction under the Effect of Compressibility Using a Correlation Based Model”, Proc IMechE, Part G-Journal of Aerospace Engineering, *accepted for publication on 16 June 2011*, DOI: 10.1177/0954410011416187.
- [16] McCollough, G. B. and Gault, D. E. “Boundary-layer and stalling characteristics of the NACA64A006 airfoil section.” NACA TN1923, 1949.
- [17] Selig, M.S., Guglielmo, J.J., Broeren, A.P., and Giguère, P., Summary of Low-Speed Airfoil Data, Vol. 1-4, SoarTech Publications, Virginia Beach, VA, 1995.
- [18] Fluent Incorporated. Fluent (V 6.4) and Gambit (V 2.1.6) User's Guides, 2007.
- [19] Menter, F., “Two-equation Eddy Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications”, *AIAA Journal*, Vol. 32, No. 8, 1994, pp. 1598-1605.
- [20] Heigermoser, C., Scarno, F., Onorato, M., Torino, P. and Delft, TU., Investigation Of The Flow in the Rectangular Cavity Using Tomographic and Time Resolved PIV, 26th International Congress of the Aeronautical Sciences, USA, 2008.

[21] Apaçođlu, B., “Silindir Üzerindeki Laminer Ve Türbülanslı Akışın Kontrolsüz Ve Kontrollü Had Analizleri”, Yüksek Lisans Tezi, TOBB ETÜ, Fen Bilimleri Enstitüsü, 2010, Ankara, Türkiye.

[22] Metacomp Inc. CFD++ v11.1 User Manual, 2011

[23] Suzen, Y.B., Huang, P.G., Hultgren, L.S., Ashpis, D.E., 2003, “Predictions of Separated and Transitional Boundary Layers Under Low-Pressure Turbine Airfoil Conditions Using an Intermittency Transport Equation,” *Journal of Turbomachinery*, Vol. 125, No. 3, July 2003, pp. 455-464.

[24] F. R. Menter, R. B. Langtry, “Transition Modelling for Turbomachinery Flows,” In: *Low Reynolds Number Aerodynamics and Transition*, Dr. Mustafa Serdar Genc (Ed.), ISBN: 978-953-51-0492-6, InTech., pp. 31-58.

[25] Narashimha, R. The Laminar-Turbulent Transition Zone in the Boundary Layer. *Prog. Aerospace Sci.* 1985; 22: 29-80.

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler

Soyadı, Adı : ÇAKMAKÇIOĞLU, Samet Çaka
Uyruğu : T.C.
Doğum tarihi ve yeri : 01.09.1987, Çanakkale
Telefon : 0 (536) 954 44 77
e-mail : scakmakcioglu@etu.edu.tr

Eğitim Bilgileri

Eylül 2005 – Ağustos 2008
TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi, Ankara-TÜRKİYE
Makine Mühendisliği, Lisans
GPA: 3.68

Ağustos 2008 – Mayıs 2010
Purdue School of Engineering & Technology, Indianapolis-USA
Bachelor of Science in Mechanical Engineering
Engineering GPA: 3.88 & CGPA: 3.72

Ocak 2011 – Aralık 2012
TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi, Ankara-TÜRKİYE
Makine Mühendisliği, Yüksek Lisans
GPA: 4.00

İş Deneyimi

Ocak 2008 – Mayıs 2008
Elazığ Altınova Çimento Fabrikası, Elazığ-TÜRKİYE
Makine Bakım Bölümü, Koruyucu Bakım Şefi Yardımcısı

Bahar 2009 Dönemi
Purdue School of Engineering & Technology, Indianapolis-IN-USA
MURI Araştırma Görevlisi “Technical Evaluation and Social Aspects of the Creation of Green Building Standards” Projesi.

Ocak 2011 – Aralık 2012
TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi, Ankara-TÜRKİYE
Yüksek Lisans Araştırma Görevlisi “Kanat Profillerinde Düşük Reynolds ve Yüksek Ses Altı Mach Sayıları İçin Türbülansa Geçiş” Yüksek Lisans Tez Projesi.

Başarılar

Güz 2006 Dönemi

TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi Makine Mühendisliği Bölümü 1.liği (3.92 Not Ortalaması ile)

Transfer Student Scholarship from Purdue School of Engineering & Technology

Bahar 2009 Dönemi

Purdue School of Engineering & Technology Dean's List

TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi, Tam Burslu Yüksek Lisans Araştırma Görevlisi

Bahar 2011 Dönemi

TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi Makine Mühendisliği Bölümü Yüksek Lisans 1.liği (4.00 Not Ortalaması ile)

Yayınlar

Kaynak U., Cakmakcioglu S. C. and Genc M.S., "Transition at Low-Re Numbers for some Airfoils at High Subsonic Mach Numbers," In: Low Reynolds Number Aerodynamics and Transition, Dr. Mustafa Serdar Genc (Ed.), ISBN: 978-953-51-0492-6, InTech, pp. 80-96.

Cakmakcioglu S.C., Kaynak U. and Genc M.S., "Transition at Low-Re Numbers for UAV Type Airfoils at High Subsonic Mach Numbers," AIAA Paper, AIAA-2012-3117

Konferanslar

42nd AIAA Fluid Dynamics and Co-Located Conferences and Exhibit, 25-28 June 2012, Sheraton Hotel, New Orleans, LA, USA, Session 98-APA-19, Konuşmacı