HAVACILIK & UZAY BİLİMLERİNE GİRİŞ

Doç. Dr. Y. Volkan Pehlivanoğlu

HAVA HARP OKULU
2011

HAVACILIK VE UZAY BİLİMLERİNE GİRİŞ

Y. Volkan PEHLİVANOĞLU
Doç. Dr.
Havacılık ve Uzay Mühendisliği Bölüm Başkanlığı

HAVA HARP OKULU MATBAASI-2013
İstanbul

Havacılık ve Uzay Bilimlerine Giriş
Hava Harp Okulu Yayınları
3üncü Baskı
İstanbul - 2013

ÖNSÖZ

Bilim ve teknoloji günümüzde büyük bir ivme ile gelişmekte, geliştirilen yeni teknolojilerle beraber üst yapı niteliğindeki Hava Kuvvetleri'nin yapısı da sürekli değişmektedir. Hava Kuvvetleri'nin ana personel kaynağı Hava Harp Okulu olup, eğitim süreci sonunda görev alanlarına gönderilen Harbiyelilerin yüksek bilgi ve beceri seviyeleri yeni teknolojileri anlamaları ve kullanmaları için gerekli niteliklerden birisidir.

Havacılık ve uzay teknolojileri tarihin sayfalarında göründüğü günden beri sürekli gelişim göstermiş ve değişimin öncülerinden olmuştur. Bu meyanda teknolojik değişimlerin ilklerini genellikle hava-uzay yapılarında görmek mümkündür. Harbiyeliler her ne kadar değişik mühendislik dallarında eğitim alsalar da mesleki yaşamları boyunca havacılık ve uzay bilimleri ile değişik seviyelerde ama mutlaka etkileşim içerisinde olmaktadırlar. Bu nedenle lisans eğitimleri boyunca onların havacılık ve uzay bilimlerine ait bilişsel ve duyuşsal seviyelerinin arttırılması önem arz etmektedir.

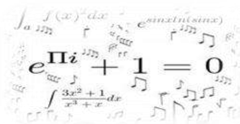
Anılan çerçeve içerisinde lisans eğitimini tamamlayan Harbiyeliye "Havacılık ve Uzay Bilimlerine Giriş" dersi verilmekte olup, derse ait uygun derinlikli ama geniş kapsamlı ders kitabını takip eden sayfalarda bulacaksınız. Kitabın Harbiyelilere faydalı olmasını dilerim.

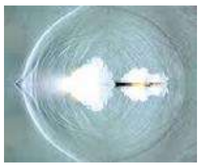
Y. Volkan PEHLİVANOĞLU
Yrd. Doç. Dr. Hv. Müh. Yb.
Öğretim Üyesi

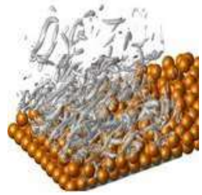
NOT

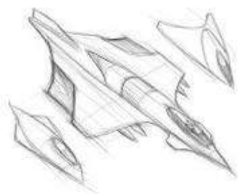
“Havacılık ve Uzay Bilimlerine Giriş” isimli bu kitap oldukça geniş bir kapsama sahip olup, okuyucusuna belli bir derinlikte ama geniş bir perspektifle nitelikli bir bakış açısı vermeyi hedeflemektedir. Kitabın hazırlamasında günümüzün yetkin bir kaynağı olan elektronik kaynaklardan ve özellikle de internetten oldukça yaygın olarak faydalanılmıştır. Seçilen yüzlerce resmin referans bilgisi olarak tek tek internet adresi vermek yerine ana kaynak niteliğindeki Google veya Wikipedia adresi verilmiştir. Ayrıca alıntı yapılan diğer resimler de birebir olmaktan ziyade değişikliğe uğratılarak kullanılmıştır. Bu nedenle ticari amaç taşımayan bu kitapta referanslar kısmında genel referans notu düşülmüştür.

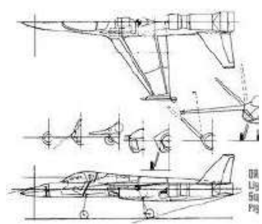
İ Ç İ N D E K İ L E R











HAVACILIK VE UZAY ÇALIŞMALARININ TARİHSEL GELİŞİMİ

“ İstikbal göklerdedir. ”

Mustafa Kemal ATATÜRK

1.1 Dünya havacılık tarihi

Milyarlarca yıl önce evrenin merkezine yakın bir yerlerde dolaşan gaz ve toz bulutu zaman içerisinde Samanyolu gökadasına, sonraki zaman diliminde ise güneş sistemine ve üzerinde yaşadığımız mavi küreye dönüşümün evrelerini geçirdi. Yaklaşık son 3.5 milyar yıldır da yaşamın değişik seçenekleri yeryüzü üzerinde kendini göstermekte. İnsanlığın ise yaklaşık son ellibin yıldır yaşamsal ve kültürel kalıntılarına ulaşabilmekteyiz. Bu zaman zarfında yerküre üzerinde varlığının bilincine varan insanoğlu yaşadığı çevreyi gözlemleyerek evreni tanımaya ve ona hükmetmek için de zekâsını kullanmaya başladı. Bir önceki yüzyılda üzerinde yaşadığı yerküreyi de aşarak kendisine en yakın komşu küreye, Ay’a ayak basmayı başardı. İlerleme sadece Ay’la sınırlı kalmadı, daha uzaklara, içinde bulunduğumuz yüzyılda Mars’a insansız ama insan yapısı araçlarla ulaşıldı. Havacılık ile ilişkilendirilebilecek çalışmaların geçmişi oldukça eskilere dayanır. Dünyanın hemen her kültüründe, farklı veya aynı zaman dilimi içerisinde, gökyüzüne ve özelde de uçmaya özlem ifade edilmiştir. İnsanların özlem ve hayalleri gökyüzünde özgürce uçan kuşlarla simgelenmiş, sema özgürlüğün ve ideallerin anlam kazandığı bir yer olarak görülmüştür.

Şekil 1.1 Eski Yunan, İran ve Çin medeniyetinde havacılığa ait tasvirler.

Tarihin sayfaları arasında eski Çin medeniyetine ait uçan kuş tasvirleri, eski İran medeniyetine ait kanatlı duvar kabartmaları ve antik çağa ait ünlü Daedalus efsanesi yer almaktadır. Efsaneye göre eski Yunan Kralı Minos, baba Daedalus ve oğlunu işledikleri bir suç nedeni ile Girit adasına hapseder. Hapisten kaçmak için değişik çareler arayan baba Daedalus'un aklına balmumu ve tüylerden yararlanarak kanat yapmak ve uçmak gelir. Belli bir zaman zarfında kendisinin ve oğlu Ikarus'un balmumundan üretilmiş kanatları olur. Daedalus uçma girişiminden önce Ikarus'u uyarır. Ona uçarken çok alçalırsa denize düşeceğini, çok yükselirse de güneşin tüyleri birbirine bağlayan balmumlarını eriteceğini söyler. Birlikte yüksekten atlayarak süzülmeye başlayan baba ve oğul bir süre sonra ayrılır. Zira uçmanın cazibesine iyice kapılan oğul Ikarus, babasının uyarılarına kulak asmaz ve yükseldikçe yükselir. Ancak güneşin ışınları kanadı bir arada tutan balmumunu eritir ve Ikarus artık uçamayarak denize düşer, ardından da boğularak ölür.

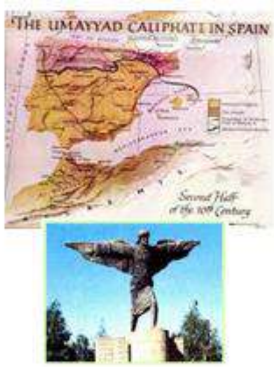
Şekil 1.2 Eski Çin'de uçurtma gösterisi

Şekil 1.3 "Aeolipile" düzeneği

Milattan önce 400 yıllarında ise efsaneden daha gerçekçi nitelikte, eğlence gayesiyle yapılan uçurtma uçurma girişimlerini görmekteyiz. Eski Çin'de özellikle dini merasimlerde gösteri yapmak amacıyla üretilen uçurtmalar renkli ve sanatsal özellikler taşımaktaydı. Hatta bazıları eğlenceden ziyade hava durumunu tespit etmek gibi bilimsel araştırma temasını içeren çalışmalardı. Ancak bu çalışmalar daha öteye taşınmadı. Onun yerine genel merak havai fişek gösterilerine kaymıştı. M.Ö. 100'lü yıllarda İskenderiye'li Hero adlı bir kâşif tarafından roket biliminin temelleri arasında sayılan "aeolipile" düzeneği geliştirildi. Bu düzenekte bir kap içerisine doldurulan su ve suyun üzerinde iki bacak ile duran demlik vardı. Demliğin iki tarafına ise birbiri ile ters yönde, L şeklinde eğimli ağzı açık çıkıntılar yerleştirilmişti. Kaptaki suyun ısıtılması ile beraber sıcaklığı yükselen su buhar üretmekte ve bu buhar demliğin bacakları kanalıyla demliğe, oradan da yandaki çıkıntılara gitmekteydi. Eğimli ağızlardan çıkan buhar ters itki etkisiyle demliği döndürmekteydi.

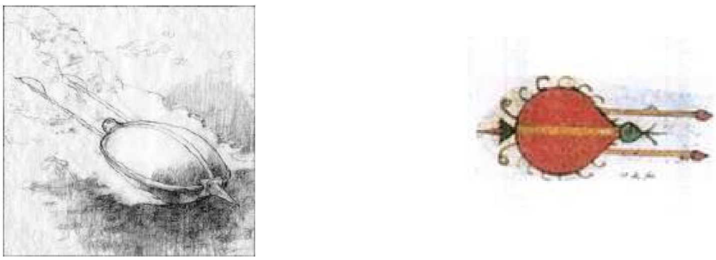
Avrasya'nın diğer ucunda ise Çinliler bambu ağacının dallarına barut yerleştirip ateşleyerek bir nevi havai fişek gösterileri düzenlemekteydiler. Tarih milattan sonra 100'lü yılları göstermekteydi. Bu dönemden yüzyıllar sonra ise, yaklaşık milattan sonra 800'lü yıllarda Avrupa'nın güney batı ucunda farklı bir deneyim görmekteyiz. Endülüs medeniyetinin temsilcilerinden Abbas Kasım İbn-i Firnas adlı bir bilim insanı kayıtlara göre belki de ilk defa uçmayı gerçekleştirmiştir. Tarihî kaynaklar Endülüslü Firnas'ın üzerine kumaş geçirip büyük kanatlar taktığını, bu düzeneği kullanarak havalanıp uçtuğunu, üstelik havada uzun süre kuşlar gibi süzüldüğünü, daha sonra da salimen yere indiğini belirtir. Alman bilim tarihçisi Sigrid Hunke, İbn- i Firnas'ın yaptığı bu uçuşla Ikarus'un rüyasını gerçekleştirdiğini dile getirmektedir.

Şekil 1.4 Eski Çin'de savaş amacıyla roket kullanımı.



Şekil 1.5 Endülüs medeniyeti ve İbn-i Firnas anısına Bağdat'ta dikilen heykel.

İnsanoğlu tarafından yapılan hava aracının bir savaş dâhilinde ilk defa kullanımı ise 1232 yılında gerçekleşmiştir. Çinliler ile Moğolların arasında geçen bu savaşta Çinliler düşmanlarına karşı uçan alevli oklar ya da bugünün terminolojisiyle roket kullanmışlardı. İlkel katı yakıtlı roket olarak tasnif edebileceğimiz bu savaş aletini daha sonraki yüzyıllarda Moğollar Batı'ya taşımış, özellikle Avrupa'daki kara savaşlarında düşmanlarına karşı etkin olarak kullanmışlardır. Aynı durum Orta Doğu için de geçerlidir. Moğolların Bağdat'ı kuşatması belki de ilk defa Müslümanların roketle tanışmasına neden olmuştur.

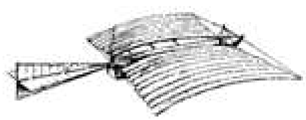


Şekil 1.6 Hasan al-Rammah'a ait çizimlerden bazıları (torpido), 1270-1280 yılları arasında.

Ancak bu tanışma burada kalmamış, kısa bir zaman sonra müslüman bilim insanları roketler üzerinde çalışmaya başlamıştır. Örneğin 1270'li yıllarda Hasan al-Rammah yaklaşık 107 patlayıcı madde tarifi vermekteydi ve bunların 22 tanesi roket yakıtlarıyla ilgiliydi. 13. ve 15. yüzyıllar arası roketlerle ilgili olarak gerek Avrupa'da ve gerekse de İslam coğrafyasında değişik çalışmalar görmekteyiz. Bu çalışmalar arasında özellikle Leonardo da Vinci'nin eserleri havacılık tarihi açısından önem taşır. 15. yüzyılın ikinci yarısında da Vinci kuşların havadaki hareketlerini incelemiş, resme döküp basit mekanizmalı çok sayıda hava aracı tasarımı yapmış ve özellikle günümüzdeki planör ve helikopterlere oldukça yakın çizimlere imza atmıştır. Ancak bu çalışmaların sadece tasarım aşamasında kaldığını, hayata geçirilmediğini de belirtmek gerekir. 1630'lu yıllarda ise Osmanlı topraklarında iki kayda değer vakayı görmekteyiz. Bunlardan ilki yüzyıllar önce İbn-i Firnas'ın yaptığı gibi kanat takıp uçmayı deneyen Hezarfen Ahmet Çelebi, diğeri ise bir Çin efsanesinde adı geçen Wan-Hu gibi roket kullanarak havalanıp yere sağ salim inen Lagari Hasan Çelebi'dir.

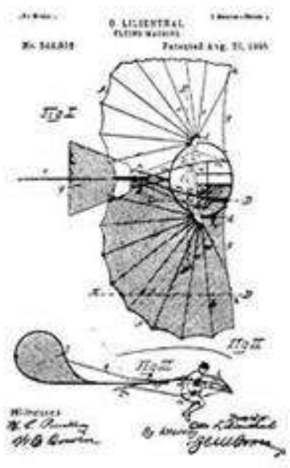
Hezarfen ile Lagari'den sonraki dönemde tarihe geçen en önemli olay Fransa'da Montgolfier kardeşlerin gerçekleştirdiği ilk balonlu uçuş gösterisidir. 1783 yılında yapılan bu ilk balonlu uçuş denemesinde hava aracının balon kısmı ipek kumaşından, alt kısmı ise sepetten oluşmaktaydı. Sepetin içinde yakılan ateş nedeniyle sıcak hava yükselmekte ve bu duman sayesinde balon havalanmaktaydı. İlk denemede yaklaşık 300 metre yükselen balon 1,5 kilometreden fazla yol kat etmişti. Seyahatin ilk yolcuları ise çiftlik hayvanlarıydı. Başarılı geçen bu denemenin ardından bu sefer Kasım ayı içerisinde ilk insanlı balon uçuşu gerçekleştirildi. Ancak sonraki dönemde yapılan denemeler esnasında bazı kazaların olması ve müteakiben ülkede Fransız devriminin gerçekleştirilmesi bu konudaki çalışmaların durmasına neden olmuştur. Aynı yıllarda ilk metal kaplı roket kullanımını ise İngilizlere karşı Hindistan'da yapılan savaşlarda görmekteyiz. Hyder Ali ve onun oğlu Tipu Sultan tarafından 1792–1799 yılları arasında gerçekleşen bu savaşlarda Hint ordusu İngiliz ordusuna karşı roketleri başarıyla kullanmıştır. Roketlerin etkinliği İngilizlerin ilgisini çekmiş ve Albay Congreve tarafından incelenerek geliştirilmiştir. Geliştirilen bu roketler daha sonra İngilizler tarafından Amerikalılara karşı Fort McHenry'de kullanılmıştır.

Şekil 1.7 Montgolfier kardeşlerin balonla uçma girişimi, 1783.



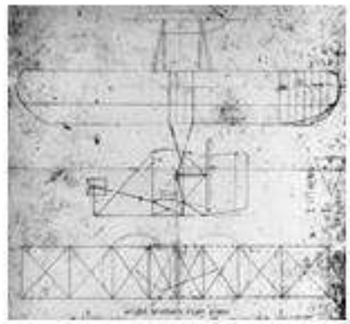
Şekil 1.8 G. Cayley tarafından tasarlanan planörlerden bir örnek.

Uçakların gelişimi ise insanoğlunun kanat çırpan bir kuşu değil süzülen bir kuşu taklit etmesi gerektiğini anlamasıyla başladı. Kalkış için sabit bir kanat ve kumanda için farklı yüzeyler kullanan ilk tasarım kavramı George Cayley (1773–1857) tarafından öne sürüldü. Hatta kanatların denenmesi amacıyla rüzgâr tüneline benzer düzeneklerin ilk örnekleri de Cayley tarafından sergilenmiştir. Daha sonra ise planör imaline yönelmiş ve hatta yaptığı bir planörle 10 yaşındaki bir çocuğu birkaç metre yukarı çıkarmayı başarmıştır. Cayley'in yaptığı çalışmaların fazla ilerlememesinin nedeni o dönemde itici gücü sağlayacak verimli bir motor imalinin mümkün olmamasıydı.



Şekil 1.9 Otto Lilienthal tarafından tasarlanan planör lerden biri.

Şekil 1.10 Langley tarafından üretilmiş ilk hava araçlarından biri.

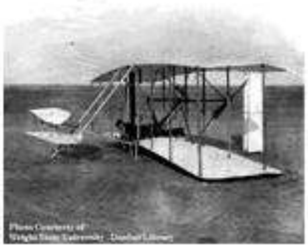


Şekil 1.11 Wright kardeşlere ait taslak uçak çizimleri.

Sonraki yıllarda ise konuya eğilen diğer bir bilim adamı Otto Lilienthal'dir (1848–1896). Lilienthal'in burada kaydedilmesi gereken belki de en önemli özelliği "İnsanoğlunun uçuşunda hızlı bir gelişime vesile olacak yegâne yöntem aktif uçuş denemeleriyle sistematik ve fiili uygulamalardır." sözlerinden de anlaşılacağı üzere bizzat uçuş denemelerini kendisinin gerçekleştirmesi ve bu yönde gayret sarf etmesidir. Onun bu gayreti bazen büyük riskleri dahi göze almasına neden olmuş, 1896 yılında kendi yaptığı planörle uçarken kaza geçirmiş ve ölümcül yaralar alarak vefat etmiştir. Sonraki dönemde havacılıkla ilgilenen insanlar onun özellikle aerodinamik alanındaki kitap ve makalelerinden büyük oranda faydalanmışlardır. Aynı dönemde motorlu uçuş üzerinde çalışan Samuel P. Langley (1834–1906) ve Clement Ader'i (1841–1925) görüyoruz. Langley 1891 yılında ilk buharlı motor ile ilerleyen hava aracı denemesini gerçekleştirdi ve bu denemede hava aracı çeyrek mil kadar havada kaldı. Ancak sonraki denemeler başarısızlıkla sonuçlandı. 1894'de Pasifik'in öte yakasında ise Konstantin Tsiolkovsky (1857–1935) uzaya roketle seyahat savını savundu. Ona göre uzaya sıvı yakıtlı roketle seyahat etmek mümkündü ve bu seyahatte en önemli kısıt motor egzozundan çıkan gazların hızlarıydı.

1900'lü yılların bekli de en önemli girişimi Orville ve Wilbur Wright kardeşlerin çalışmalarıydı. Wright kardeşlerin getirdiği en önemli yeniliklerden biri kuşların kanatlarından ilham alarak yaptıkları, kanat uçlarının bükülmesi uygulamasını, yani kanatçık kavramını tanıştırmış olmalarıdır. Diğer taraftan onların bir rüzgâr tüneli inşa ettiklerini, bu rüzgâr tünelinde 200'ün üzerinde model kanadı deneyerek açıklık, kamburluk gibi kanat özelliklerini incelediklerini de belirtmek gerekir. 1902 ve devamı yıllarda adını verdikleri Kitty Hawk uçağı ile 800 civarı uçuş yapılmış, bu zaman zarfında kumanda sorunlarının büyük kısmı çözülmüştür. Nasıl uçulacağının bilinciyle güven dolu olan Wright kardeşler ilgilerini itki sistemine çevirerek pervane kullanımı konusunda çalışmalara başladılar. Aralık 1903 yılında ise Orville'in kumandasında Dünya tarihinde bir ilk gerçekleşti ve motor gücü ile çalışan havadan ağır bir uçakla ilk defa bir insan havalandı. Bu uçak iki pervaneliydi, pilotla birlikte ağırlığı 335 kg'dı. Orville birinci denemede 12 saniye uçmuştu ve sadece 37 m mesafe kat edebilmişti.

Wright kardeşler esasen bisiklet tamircisiydiler ve matematik ya da başka bir bilim dalında aldıkları herhangi bir eğitim yoktu. Ancak iyi bir mühendisliğin temelini teşkil eden mantıklı, meraklı ve sistematik zekâya sahiptiler. Wright'lar metodik insanlardı, bulabildikleri her şeyi okurlar, kendilerinin ortaya çıkardıkları sonuçları düzenleyerek üzerlerinde yorumlar yaparlardı. Başarıları sadece şans değil, aynı zamanda yöntemsel, gerçekçi ve azimli şekilde çalışmanın sonucudur.



Şekil 1.12 Wright'ların uçma girişimlerinden bir görüntü, 1903.

Şekil 1.13 Louis Blériot dönemindeki uçaklardan biri, 1909.

Şekil 1.14 Goddard tarafından denenen ilk sıvı yakıtlı roket, 1926.

Wright kardeşlerden sonra havacılığa karşı ilgi büyük oranda arttı. Özellikle Atlantik'in öte yakasındaki Fransa havacılık konusunda liderliğini hissettirmekteydi. Louis Blériot (1872–1936) adlı Fransız kâşifi ve havacısı 1909 yılında kendi imal ettiği tek motorlu uçağı ile İngiltere ve Fransa arasındaki Manş denizini geçerek ilk defa deniz aşırı uçuşu gerçekleştirmiş oldu. Hatta bu başarısı nedeniyle o günün parasıyla 5,000 ABD doları ödül almıştı. Blériot aynı zamanda sportif havacılığın da öncülerindendi. Manş'ı geçişin sonrasında, 1915 yılında yine Atlantik'in diğer yakasında Robert H. Goddard (1882–1945) tarafından ilk katı ve sıvı yakıtlı roketlere ait patentler alındı. Aynı yıl içerisinde deneysel çalışmalara da başladı. Goddard sonraki 26 yıl boyunca sayısız tasarım ve deneysel çalışmaya imza attı.

1'inci Dünya Savaşı havacılığın gelişimine büyük ivme kazandırmıştır. Savaşın ilk yıllarında keşif amacıyla kullanılan uçaklar sonraki yıllarda silahlarla donatılarak keşif, avcı ve bombardıman uçakları gibi değişik tiplere ayrıldılar. Savaş sonrasında havacılığın gelişimi büyük oranda durdu. Pek çok firma kapandı. Ancak geliştirilen teknolojilerin sivil gayeler doğrultusunda kullanımı için yapılan çalışmalara da rastlamaktayız. Örneğin askeri bombardıman uçağı olarak tasarlanan ve İngiliz hava kuvvetleri siparişi üzerine üretilen çift motorlu Vickers Vimy uçağı 1919 yılında hiç durmadan ilk defa Atlas okyanusunu geçti. 1924 yılında Amerikan kara kuvvetlerinin siparişi üzerine üretilen Dougles World Cruiser adlı tek motorlu çift kanatlı uçaklar ile 175 günde dünya turu tamamlandı. 1926 yılında ise Amundsen (1872–1928) ve arkadaşları Güney Kutbu'na hava yolu ile ulaştı. Aynı yıl Goddard ilk başarılı sıvı yakıtlı roket uçuşunu gerçekleştirdi. 1927 yılında Charles Lindbergh (1902–1974) tek motorlu tek kanatlı uçağıyla ABD'deki Newyork şehrinden Fransa'daki Paris şehrine 34 saatlik duraksız uçuşu ile bir ilke imzasını attı. Yaptığı uçuş her ne kadar Atlantik okyanusu üzeri ilk uçuş olmasa da en uzun süreli uçuştu. Bu uçuş öncesi Lindbergh yükünü hafifletmek için seyir esnasında kullanacağı haritaların güzergâh dışı kısımlarını dahi kopartıp atmıştı. 1930'lu yıllarda ise İngiliz bayan pilot Amy Johnson (1903–1941) kendi kullandığı Gipsy Moth model uçağı ile İngiltere'den Avustralya'ya uçmayı başaran ilk kadın oldu. Johnson daha sonra Londra'dan Moskova'ya 21 saatlik ilk uçuşu da gerçekleştirerek kariyerine yeni ilkleri ekledi.

Şekil 1.15 Atlantik'i geçen Vickers Vimy uçağı, 1919.

Şekil 1.16 Dougles World Cruiser uçağı Dünya turunda, 1924.

Şekil 1.17 Charles Lindbergh'in 34 saatlik sürekli uçuşu, 1927.

1930'lu yılların sonuna doğru, 1937'de ise Almanya'nın Baltık kıyılarında Wernher von Braun (1912–1972) yönetiminde V2 roketleri başarılı bir şekilde denenmekteydi. V2 oksijen ve alkol yakan sıvı yakıtlı bir roketti ve ana kullanım gayesi İngiliz şehirlerini yok etmekti. Almanların bir diğer ileri teknoloji projesi ise turbojet motoru ile itkilendirilen ilk jet uçağı çalışmalarıydı. 1939 yılında Alman pilot Erich Warsitz (1906–1983) tarafından test edilen Heinkel He 178 uçağı tarihte jet motoru ile havalanan ilk hava aracı olarak kayda geçmiştir. Warsitz aynı yıl bir roket motoru ile uçan ilk hava aracını da (Heinkel He 176) test etmiş pilot olarak da anılır. Test uçuşundan iki yıl sonra 1941'de İngilizler aynı denemeleri kendi jet motorlu uçakları Gloster E.28 ile yaptılar ve ilk test uçuşu yaklaşık 17 dakika sürdü. Bu uçuş Almanlara göre daha başarılıydı. 2'nci Dünya Savaşı sonrasında özellikle Alman bilim adamları Sovyet Rusya veya ABD gibi ülkelere göç ederek Avrupa'dan uzaklaşmışlar, beraberlerinde bireysel azim ve bilgi birikimlerini de götürmüşlerdir. Savaş sonrası yıllara ait kayda değer ilk başarı 1947 tarihli ilk ses duvarını aşan uçuş denemesidir. 1947 yılında ABD'li pilot Chuck Yeager (1923 -) tarafından X–1 uçağı ile ses hızından daha hızlı uçularak ilk defa ses bariyeri geçildi. X–1 aynı zamanda roket motoru taşımaktaydı ve kaydedilen hız da saatte 1299 kilometreydi. İki yıl sonra ise ilk jet yolcu uçağı İngiltere'de denendi ve 1952 yılında servise alındı. İngiliz Comet adlı uçağın dört adet turbojet motoru vardı ve pervaneli uçaklara göre fazla yakıt yakmasına rağmen sağladığı hız avantajı ile küçük hacimde büyük güç üretme özelliği diğerlerinin pabucunu dama atacağa benziyordu. Nitekim Comet'ten sonra jet nakliye uçakları piyasayı hızla kapladı ve tüm dünyadan jet uçaklarına talep yağmaya başladı.

Şekil 1.18 Heinkel He- 178 jet motoru ile havalanan ilk jet uçağı, 1939.

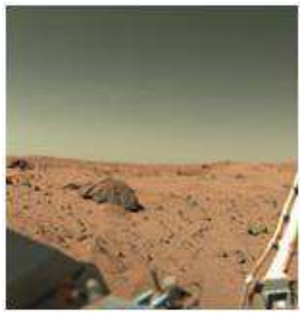
Şekil 1.19 Ses bariyerini ilk defa aşan X–1 serisi uçaklardan biri, 1947.

Şekil 1.20 Sputnik 1 anısına basılmış bir pul örneği, 1957.

Öte yandan 1957 yılında Sovyet Rusya'dan gelen bir haberle havacılık tarihinde yeni bir sayfa açıldı. Bu, uzay çağının başlangıcıydı. Sovyetler Birliği Sputnik 1 adlı insan yapısı ilk uyduyu uzayda yörüngeye yerleştirmişti. Bu operasyondan yaklaşık bir ay sonra da Laika adlı bir köpek uzaya gönderilmiş ve Laika yaklaşık yedi gün boyunca uzayda hayatta kalmıştı. 1958 yılında ise ABD Kara Kuvvetleri Rusları takiben kendi uydusu olan Explorer 1'i dünya yörüngesine oturttu. Aynı yıl uzay çalışmaları sivil bir irade olan NASA kurumuna devredildi ve yeni bir dönemece girildi. 1960 yılında İngiltere'de ilk defa dikine iniş kalkış yapabilen Hawker P1127 jet bombardıman uçağı başarıyla test edildi. Girişimin temelinde Bristol motor şirketinin yönlendirilebilir fan jet itkisi özelliğine sahip motor teknolojisine yatırım yapma isteğiydi vardı. 1969 yılında ise insanlık tarihinde ilk defa bir insanoğlu Dünya dışı bir gök cismine Ay'a ayakbastı. Apollo 11 görevi kapsamında Saturn V roketi ile uzaya gönderilen üç kişiden biri olan Neil Armstrong (1930-) Ay'a inerek kendisi için küçük ancak insanlık için büyük bir adım attı. Aynı yıl havacılık tarihi açısından diğer önemli bir adım ise sesten hızlı uçan ilk ticari yolcu uçağının test uçuşlarına başlanmasıydı. İngiliz-Fransız ortaklığı eseri olan Concorde uçakları testlerin başlamasından yedi yıl sonra, 1976'da servise alındı ve uzun yıllar Avrupa ile ABD arasında yolcu taşıdı. 1971 yılında ise Mars gezegenine ilk insan yapısı aracın gönderilmesi Sovyet Rusya tarafından gerçekleştirildi. Mars 2 ve 3 isimli araştırma teçhizatı veri gönderebilecek kadar yaşama şansı buldular ve Mars'ın yüzeyine temas eden ilk insan yapısı araçlar olarak tarihe geçtiler. Bu temastan beş sene sonra, Concorde'ların servise alındığı tarihte ABD'liler Viking programı kapsamında Mars'a uzay aracı gönderdiler ve arazi araçlarını da başarılı bir şekilde gezegenin yüzeyine indirdiler. 2008'de yine ABD tarafından gönderilen Phoenix ise ilk defa Dünya harici bir yüzeye inen insan yapısı aracın inişinin başka bir insan yapısı araç tarafından görüntüsünün alınmasına sahne oldu. 2010'lu yıllar itibari ile genelde uzay çalışmalarına, özelde ise Mars görevlerine bütçe ve zaman ayıran ülkeler arasında ABD, Avrupa Birliği, Rusya ve Çin sayılabilir. Dünya tarihinin son 2400 yıllık kısa döneminde havacılık ile ilgili çalışmalar özellikle son yüz yılda büyük gelişme kat etmiştir. Uzayın derinliklerine olan yolculuk kısa, orta ve uzun vadeli planlarla somut hale dönüşmekte, her yeni keşif beraberinde yeni soruları ve buluşları tetiklemektedir. Bu uzun süreçte temel gaye evrenin sırlarının çözülmesi, insanlığın nereden gelip nereye gittiğinin belirlenmesi, elde edilen bilginin yine insanlığın mutluluğu için kullanılmasıdır. Uzaya giden astronotlardan birinin belirttiği gibi:

> " Önceleri ekipteki arkadaşlardan her biri kendi ülkelerini işaretleyip gülüyorlardı. Daha sonra ise ülkelerimizden ziyade kıtalar üzerinde konuşmaya başladık. Ancak belli bir süre sonra sadece bir tek Dünya'mız gözükmeye başladı. Hepimizin işaret ettiği yer aynıydı, o tek mavi küreydi."

Şekil 1.21 Ticari amaçla servise verilen ilk ve tek sesüstü jet uçağı olan Concorde, 1976.

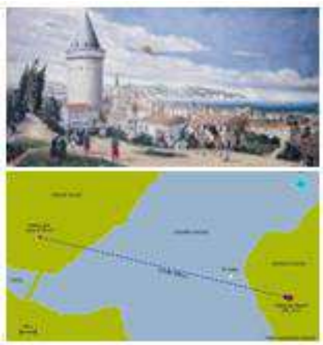


Şekil 1.22 Mars'a ait çekilen ilk resimlerden biri, 1976.

1.2 Türkiye'de havacılık tarihi

Türkiye'de havacılığın gelişimi konusunda iki dönemden bahsetmek mümkündür. Bu dönemler cumhuriyet öncesi ve cumhuriyet sonrası dönemlerdir. Cumhuriyet öncesi Osmanlı döneminde yetişen en önemli havacı şahsiyetler arasında Hezarfen Ahmet Çelebi ile Lagari Hasan Çelebi'den bahsedilebilir. Her iki şahsiyet için de dikkate alınan kaynak Evliya Hasan Çelebi'nin Seyahatname'sidir. Dolayısıyla nakledilen bilginin doğrulu tartışılabilir, ancak eski Yunan mitolojisinin anlatıldığı bir tarih anlayışı çerçevesinde Seyahatname'de kayıtlı bu olaylardan bahsetmeden geçemeyeceğiz. 1632 yılında gerçekleşen bu olay ile ilgili olarak Evliya Çelebi Seyahatname'de şu satırları ifade eder:

> " İptida, Okmeydanı'n minberi üzere, rüzgâr şiddetinden kartal kanatları ile sekiz dokuz kere havada pervaz ederek talim etmiştir. Badehu Sultan Murad Han Sarayburnu'nda Sinan Paşa Köşkü'nde temaşa ederken, Galata Kulesi'nin zirve-i belasından lodos rüzgârı ile uçarak Üsküdar'da Doğancılar meydanına inmiştir. Sultan Murad Han kendisine bir kese altın ihsan ederek: Bu adam pek havf edilecek (korkulacak) bir adamdır, her ne murad ederse elinden geliyor. Böyle kimselerin bekası caiz değil," diye Gazir'e (Cezayir'e) nefyeylemiştir. Orada merhum oldu."



Şekil 1.23 Hezarfen Ahmet Çelebi'nin uçuş denemesini gösteren tasvir ve muhtemel uçuş güzergâhı, 1632.

Şekil 1.24 Lagari Hasan Çelebi'nin roketli uçuş denemesini gösteren tasvir, 1633.

Buna göre Hezarfen Ahmet Çelebi Galata Kulesi ile Doğancılar Meydanı arasındaki yaklaşık 3500 metrelik mesafeyi rüzgârın da yardımıyla süzülerek kat etmiş ve sağ salim yere inmeyi başarmıştır. Ölçümlere göre kulenin denizden yüksekliği yaklaşık 98 metre, meydanın ise 12 metredir. Karşılaştırma olması açısından ifade edelim, havacılığın Avrupa'daki ilklerinden olan Otto Lilienthal 1891'de, Hezarfen'den iki buçuk asır sonra, 30 metre yüksekliğindeki tepelerden kendini rüzgâra doğru atarak 300 metrelik mesafe kat edebilmişti. Roketli uçuşun ilk başarılı denemesi de Hezarfen ile aynı zamanda yaşamış Lagari Hasan Çelebi tarafından yapılmıştır. Yine bu olayı Evliya Çelebi Seyahatname'de şu şekilde nakleder:

> " Lagari Hasan Çelebi, Murad Han'ın Kaya Sultan nam duhteri pakizesi vücude geldiği gece akube şadmanlığı oldu. Lagari Hasan, elli okka barut macunundan yedi kollu bir fişeng iacad etti. Sarayburnu'nda Hünkâr huzurunda fişenge bindi ve şakirdleri fişengi ateşlediler. Lagari, "Padişahım seni Hüda'ya ısmarladım" diyerek temcid ve tevhid ile evci asumana huruc eyledi... Denize indi... Yanında olan fişengleri ateş edip ruyi deryayı çeragan eyledi.

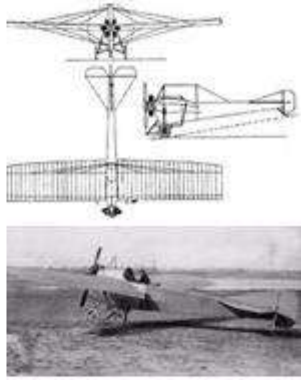
> Bam-ı felekde fişengi kebirinin barutu kalmayıp da zemine doğru nüzul ederken, ellerinde olan kartal kanatlarını açıp Sinanpaşa Kasrı önünde deryaya indi. Oradan şenaverlik ederek uryan huzurı padişahiye geldi. Zemini bus ederek selam verdi. Bir kise akça ihsan olunup yetmiş akça ile sipahi yazıldı. Sonra Kırım'da Selamet Giray Han'a gidüp orada merhum oldu. Rahmetli yar-i gaar-ı sadıkımız idi."

Anlaşıldığı kadarıyla Lagari üzerine bağladığı ve belli bir barut hakkı konmuş yedi kollu fişeği ateşleyerek 20 saniye boyunca bir tahmine göre 250 metre, başka bir tahmine göre de 370 metre yüksekliğe çıkmış, barutun verdiği itme tesiri sıfıra eriştikten sonra vücuduna bağladığı kanatları açarak salimen yere inmiştir. Osmanlı döneminde yapılan bu cesur girişimlere rağmen devamlılık görülmemiş, elde edilen bilgi ve beceriler sonraki nesillerde yankı bulmamıştır.

20. yy. başlarında Osmanlı Devleti ve özellikle de Harbiye Nazırı Mahmut Şevket Paşa döneminde havacılık yeniden dikkate alınmaya başlandı. 1909 yılı modern Türk havacılık tarihinin ilk adımlarının atıldığı yıl olarak kayıtlarda geçmektedir. Ertesi yıl Avrupa'nın havacılık açısından lideri konumundaki Fransa'nın başkenti Paris'te düzenlenen havacılık konferansına katılım sağlanmış ve ilk fırsatta havacılık eğitimi alması için öğrenci gönderilmesi kararı alınmıştı. 1911 yılında yapılan sınavlardan en yüksek notu alan Süvari Yüzbaşı Fesa ile İstihkâm Teğmen Yusuf Kenan Beyler Fransa'daki Blériot fabrikasının uçuş okuluna eğitim amacıyla gönderildi. Aynı yıl Trablusgarp cephesinde ise Osmanlı ordusu hava gücünün ne kadar etkili olduğunu bizzat savaş meydanlarında tecrübe etti. Türk-İtalyan savaşlarında İtalyanlar savaş tarihinde belki de ilk defa hava araçlarını muharebe, keşif ve psikolojik harp gayesi ile Türklere karşı kullandılar. Aynı savaşta gece uçuşları da gerçekleştirilmiş, yerli halk üzerine atılan bildiriler ile propaganda faaliyetleri icra edilmişti. Yaşanan acı tecrübelerin yönetim kademesine verdiği mesajlar yankı bulmuş, yıl içinde Kurmay Yarbay Süreyya (İlmen) Bey, havacılık teşkilatını kurmakla görevlendirilmiş ve Türk Ordusunun ilk resmi havacılık kuruluşu da, Harbiye Bakanlığı Fen Kıtaları Müstahkem Genel Müfettişliğinin 2'nci şubesi bünyesinde "Havacılık Komisyonu" adıyla 1911 yılında faaliyete geçirilmişti. Osmanlı devletinin bu girişimi sayesinde askeri havacılık teşkilatlarını kuran ABD, Fransa, İngiltere, Almanya, İtalya, Avusturya ve Rusya ile hemen hemen aynı dönemde Türk askeri havacılık teşkilatı da dünya havacılık teşkilatlarının ilk sıralarında yerini almıştır. Kurulan teşkilatın ilk uçakları da ülkeye ulaşmış, Ordu ismi verilen R.E.P. tipi uçaklar Türk semalarında uçmaya başlamıştı. Temmuz 1912'de İstanbul Yeşilköy'de Hava Okulu'nun açılmasıyla Türk Ordusu, uçucu subaylarını ülkesinde yetiştirmeye başlamıştır. Kuruluş çalışmaları devam ederken, Balkan Savaşı ve ardından 1'inci Dünya Savaşında Türk Havacıları büyük başarılar elde etmişlerdi. Bu başarılar arasında Üsteğmen Fethi Bey'in uçuşları sayılabilir. Üsteğmen Fethi 1913 yılında ilk gece uçuşunu gerçekleştirmiş, aynı yıl Balkan savaşında Bulgar hatlarına bomba bırakarak bir ilke imza atmıştır. Kurtuluş Savaşı yıllarında ise Anadolu'nun merkezindeki Konya'dan savaşa katılım sağlanmıştır.

Şekil 1.25 Trablusgarp Savaşı, 1911.

Şekil 1.26 Fesa ve Yusuf Kenan Bey.



Şekil 1.27 R.E.P. Uçağı

1925 yılında Eskişehir'de Hava Okulu yeniden kurulmuş ve aynı yıl ilk mezunlarını vermişti. Aynı yılın Ağustos ayında ise Ankara'da Tayyare ve Motor Türk Anonim Şirketi'nin (TOMTAŞ) kurulması ile hava harp sanayisinde ilk adımlardan biri atılmıştı. Türkiye Cumhuriyeti ile Alman Junkers uçak fabrikası arasında yapılan anlaşma gereğince Türkiye'de uçak ve motorlarını üretmek üzere kurulan şirketin diğer bacağı ise Kayseri'de temellendirilmişti. Kayseri'de kurulan fabrikanın çelik yapıları, tezgâh ve teçhizatı Almanya'dan İskenderun'a deniz yoluyla, İskenderun'dan Ulukışla'ya trenle, oradan Kayseri'ye kadar da o zamanın en çok kullanılan ulaşım aracı olan kağnı ve develerle taşınmıştı. Fabrika 1926 yılında işletmeye açılmış ve hemen ardından Junkers A20, F–13 ve G–23 uçaklarının bakım ve onarım işlemlerine başlamıştı. Bu arada 1 Temmuz 1932 tarihli bir kanunla Havacı personel ayrı bir muharip sınıf olarak kabul edilmiştir. Aynı yıl Kayseri'deki fabrikada ise Amerikan Curtiss Hawk ve Fledgling uçaklarının imalatına başlandı. 1933 yılından itibaren Türk Havacıları, havacılığın sembolü olan mavi renkli üniformalar giymeye başladılar. Yıl içerisinde görülen diğer bir gelişme ise Hava Yolları Devlet İdare işletmesi adıyla kurulan bugünkü Türk Hava Yolları'nın ilk uçuşlarına başlamasıdır. 1936 yılını değerli kılan önemli bir diğer adım ise Sivaslı iş adamı Nuri Demirağ'ın özel teşebbüse dayalı uçak fabrikası kurmasıdır. O yıllarda her ne kadar Türkiye'de uçak imalatı yapılıyor ise de bu imalatlar yabancı şirketlerin lisans sözleşmeleri kapsamında yapılmaktaydı. Nuri Bey ise tasarım ve imalatı ülkesine ait uçaklar üretmekteydi. Nitelim 1936 yılında ilk tek motorlu uçak üretildi ve ND–36 olarak isimlendirildi. 1937 yılında Hava Harp Akademisi açılıp, ertesi yıl Hava Tugayları kuruldu. Acılı geçen 1938 yılının havacılık açısından olumlu gelişmesi ise çift motorlu altı kişilik NuD–38 isimli yolcu uçağının Nuri Bey'in fabrikasından çıkarak uçuşa başlamasıdır. 1939–1943 yılları arasında Türk Hava Kuvvetleri'nin uçak sayısı 500'e ulaşmış ve bu uçakların yaklaşık 130 kadarı da Türkiye'de imal edilmişti. Ertesi yıl Genel Kurmay Başkanlığına bağlı olarak faaliyet gösteren hava birlikleri tek bir komuta altında toplanıp, 31 Ocak 1944 tarihinde Hava Kuvvetleri Komutanlığı kuruldu. Hava

Kuvvetleri Komutanlığı ismini aldıktan sonra komutanlığa ilk olarak Korgeneral Zeki DOĞAN atandı.

Şekil 1.28 Kurtuluş Savaşı esnasında Konya'daki hava birliği.

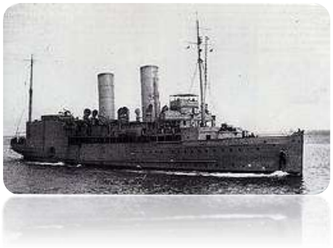
Şekil 1.29 Türk Hava Kuvvetleri'nin bünyesinde kullanılmış değişik tipteki bazı uçaklar.

1947 yılında Hava Kuvvetleri Komutanlığı, ordu seviyesine çıkarıldı ve 1948 yılında lojistik destek kuruluşları, 1950 yılında da Hava Harp Akademisi dışında kalan bütün hava birlik ve kurumları Hava Kuvvetleri Komutanlığı'na bağlandı. 1950 yılındaki önemli bir diğer gelişme ise jet uçaklarının alınmasına karar verilmesiydi. Bu nedenle, 15 Ekim 1950'de ABD'ye jet eğitimi için 8 uçucu personel gönderilmiş ve anılan personel 31 Ağustos 1951'de eğitimlerini tamamlayarak yurda döndükten sonra, jete intibak öğretmeni olarak görevlendirilmiştir. Aynı yıl Hava Kuvvetleri Komutanlığı'nda üs ve filo kuruluşuna geçilmeye başlandı ve Balıkesir'de kurulan 9'uncu Jet Üs Komutanlığı, Türk Hava Kuvvetleri'nin ilk jet üssü, 191, 192 ve 193'üncü filolar da ilk jet filoları oldu. Türkiye'nin 1952 yılında NATO'ya girmesinden sonra, jet uçaklarına geçiş dönemi hızlanmış, pervaneli uçaklar hizmet dışı bırakılmıştır. Haziran 1962 yılında, hava tümenleri kolordu seviyesine çıkarılarak Taktik Hava Kuvveti ismini aldılar. 1974 Kıbrıs Barış Harekâtı esnasında Türk Hava Kuvvetleri önemli görevler üstlenmiştir. 1980'li yıllardan itibaren ise filolara 3'üncü nesil uçakların girmesi ile birlikte Hava Kuvvetleri imkân ve kabiliyetleri yeni boyutlar kazanmıştır. 1984 yılında Ankara'da Türk Havacılık ve Uzay Sanayi (TUSAŞ), 1985 yılında ise Eskişehir'de TUSAŞ Motor Sanayi A.Ş. kurulmuş ve envantere yeni giren F–16, CN–235 gibi uçakların üretimi bu tesislerde yapılmıştır.

Günümüzde Türk Hava Kuvvetleri muharip, nakliye ve eğitim uçakları ile helikopterlerden müteşekkil değişik filolara sahip bulunmaktadır. 2010'lu yıllar itibari ile muharip gücünün temelini F–16, F–4 ve F–5 uçakları teşkil etmekte, arama ve kurtarma faaliyetlerini UH-1H ve Cougar helikopterleri icra etmekte, nakliye filolarını ise C–130, C–160 ve CN–235 uçakları oluşturmaktadır. Orta vadede ise Kuvvet muharip uçak olarak F–35 uçağını, nakliye uçağı olarak A400M uçağını envanterine almayı planlamaktadır.

Şekil 1.30 Modern Türk Hava Kuvvetleri bünyesindeki uçaklardan bazıları, sırasıyla F–16, F–4 ve C–130.

<u>TARİHTEN BİR SAYFA</u>
(1403 Ceyhun ÖZAK)



HMS Ben-my-Chree
Uçak Gemisi

Short Type 184
Deniz Uçağı

"Türk askeri cenge hazırlanıyordu. Biraz sonra kopacak kıyametin heyecanı ile yüreğim çarparken gözüm batarya dürbününde düşmanı seyrediyordum."

Mustafa Ertuğrul
Topçu Zabiti

HMS Ben-my-Chree uçak gemisi İngiliz Vickers şirketinin 1907 yılında imal ettiği ve sonradan uçak gemisine dönüştürülen bir gemiydi. Bu gemi tarihte iki ilke sahiptir.

Bunlardan ilki Çanakkale Savaşı esnasında üzerinden kalkan Short 184 tipi bir deniz uçağının dünyada ilk defa havadan atılan torpidoyu ateşleyerek bir Türk savaş gemisine saldırmasıdır.

İkinci ilk ise aynı geminin yine Dünyada ilk defa kumandanlığını Mustafa Ertuğrul isimli bir Türk topçusunun yaptığı topçu bataryaları tarafından batırılmasıdır. Ocak 1917 tarihlerinde Meis adası açıklarında batan gemi dünyada batırılan ilk uçak gemisidir.

11 Ocak 1917
Tarihte batan ilk uçak gemisi

TEMEL MATEMATİKSEL VE FİZİKSEL OLGULAR

" Bize hangi kaynaktan gelirse gelsin, bize ister önceki kuşaklarla, ister yabancı halklarla sunulmuş olsun, gerçeği itiraf etmek ve özümsemekten utanmamalıyız. Hakikati arayan için hakikatten daha değerli hiç bir şey yoktur. Hakikat hiç bir zaman kendisine ulaşanı alçaltmaz, aksine onu onurlandırır ve ona soyluluk kazandırır. "

Alchindus, "El – Kindi", 800-873

2.1 Temel matematiksel kavramlar

Matematik doğayı anlamak ve anlamlandırmak için kullandığımız sayıların, sembollerin ve şekillerin bilimidir. Türkçeye Fransızca dilindeki mathématique sözcüğünden esinle girmiştir. Sözcüğün aslı eski Yunancadaki μάθημα (máthema) kelimelerine dayanır ve anlamı bilim, bilgi ve öğrenme şeklinde ifade edilmektedir.

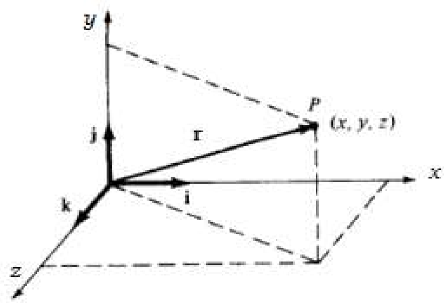
Havacılık bilimleri tıpkı diğer mühendislik bilimlerinde olduğu gibi doğadaki ilişkileri matematiği ve matematiğin kuramlarını kullanarak anlamlandırır ve açıklar. Dolayısıyla havacılığın temel bilgilerine girmeden önce kullanacağımız bazı matematiksel kavramlardan bahsetmek faydalı olacaktır.

Bu meyanda öncelikle uzay-zaman sarmalında konumlandırma sistematiğini içeren eksen takımlarına, yönsüz nitelik olarak adlandırılan sayıllara (*scalar*), yönlü nitelik şeklinde ifade edilen yöneylere (*vector*), sayıl ve yöneyler arasındaki matematiksel işlemlere; çizgi, yüzey ve hacim integrallerine, özelde de çizgi, yüzey ve hacim integralleri arasındaki dönüşümlere değineceğiz.

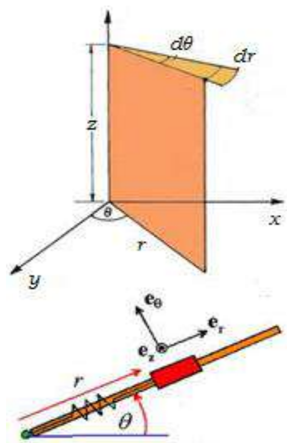
Şekil 2.1 Matematik, sayıların, sembollerin ve şekillerin bilimidir.

2.1.1 Eksen takımları

Uzay-zaman sarmalında herhangi bir konumdaki özelliği tanımlamak için üç boyutlu eksen takımına ihtiyaç duyarız. Eksen takımını oluşturan eksenler genellikle birbirlerine dik olacak şekilde konumlandırılırlar. Pratikte üç değişik eksen takımı sistemi kullanılmaktadır. Bu takımlar Kartezyen, silindirik ve küresel koordinat sistemleridir. Üzerinde çalışılan geometrik yapıya göre koordinat sisteminin seçilmesi matematiksel işlemleri kolaylaştırır. Örneğin silindirik geometriye sahip borularda akışın incelenmesinde silindirik eksen takımının kullanılması daha uygun olacaktır.

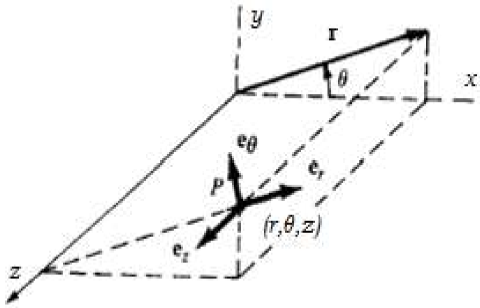


Şekil 2.2 Kartezyen eksen takımı.



Şekil 2.3 Bazı problemlerde silindirik koordinatlar daha uygun olabilir.

Kartezyen koordinat sistemi uygulamalarda en fazla kullanılan koordinat sistemidir ve birbirine dik şekilde konumlandırılmış üç eksenden oluşur. Bu eksenler genellikle x, y ve z eksenleri olarak adlandırılır. Her bir eksen üzerinde tanımlanan birim uzunluklar ise **i**, **j** ve **k** olarak ifade edilir. Üç boyutlu ortamdaki herhangi bir P noktasının konumu Kartezyen koordinat sisteminde Şekil 2.2'deki gibi tanımlanır. Şekil 2.3'te görülen **r** ise P noktası ile koordinat sisteminin merkezi arasındaki yön ve mesafeyi göstermektedir. Aynı noktayı *(x,y,z)* koordinatları yerine, (r,θ,z) koordinatlarını kullanarak tanımlamak da mümkündür. Bu tanımlamada r nokta ile eksen takımı merkezi arası mesafeyi, θ r yönündeki mesafenin x yatay ekseni ile yaptığı açıyı, z ise z ekseni üzerindeki koordinat değerini ifade etmektedir. Her bir koordinata ait birim büyüklükler ise $\mathbf{e}_r$, $\mathbf{e}_\theta$ ve $\mathbf{e}_z$ olarak tanımlanır. Silindirik eksen takımı aşağıdaki şekilde resmedilmiştir.



Şekil 2.4 Silindirik eksen takımı.

Doğal olarak Kartezyen koordinatlar ile silindirik koordinatlar arasındaki ilişkileri geometrik bağıntıları kullanarak

$$x = r\cos(\theta) \tag{2.1}$$
$$y = r\sin(\theta) \tag{2.2}$$
$$z = z \tag{2.3}$$

veya

$$r = \sqrt{x^2 + y^2} \tag{2.4}$$
$$\theta = \arctan\left(\frac{y}{x}\right) \tag{2.5}$$
$$z = z \tag{2.6}$$

şeklinde yazmak mümkündür.

P noktasını küresel koordinatlar kullanarak ifade etmek için r mesafesini ve iki açıyı, yani r mesafesinin z ekseni ile yaptığı θ açısını, r mesafesinin xy düzlemindeki iz düşümünün x ekseni ile yaptığı Φ açısını kullanırız. Bahsedilen koordinatlara ait birim büyüklükler ise $\mathbf{e}_r$, $\mathbf{e}_\theta$ ve $\mathbf{e}_\Phi$ olarak isimlendirilir.

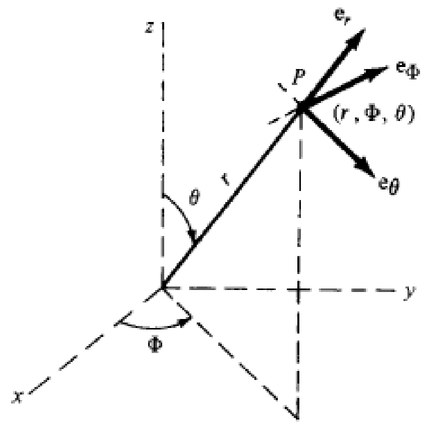
Küresel koordinatlar ile Kartezyen koordinat değerleri arasındaki ilişkileri ise aşağıdaki şekilde ifade edebiliriz;

$$x = r\sin(\theta)\cos(\Phi) \tag{2.7}$$

$$y = r\sin(\theta)\sin(\Phi) \quad (2.8)$$
$$z = r\cos(\theta) \quad (2.9)$$

veya

$$r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \quad (2.10)$$
$$\theta = arccos(z/r) \quad (2.11)$$
$$\Phi = \arccos\left(\frac{x}{\sqrt{x^2+y^2}}\right) \quad (2.12)$$



Şekil 2.5 Küresel eksen takımı.

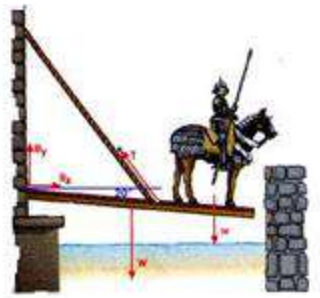
2.1.2 Yönsüz ve yönlü nitelikler: sayıl - yöney

Çevremizde gördüğümüz ortama ait özellikleri tanımlamada bazı ölçütleri dikkate alırız. Bu ölçütler bazen oldukça öznel, bazen ise genel nitelikli olabilir. Ortamdaki özellikler arasında ortak paydada tanımlayabileceğiz genel niteliklerden biri özelliklerin bir yöne (direction) sahip olup olmamasıdır. Burada yön olarak kastedilen dört boyutlu (4B) uzay-zaman sarmalında mekânsal boyutları içeren 3B ortamındaki yönlenmedir. Ortama ait özelliklerin diğer ortak bir paydası ise şiddet (magnitude) kavramıdır. Ortama ait özelliğin şiddeti onun gücünü veya etki etme kapasitesini gösterir. Özelliğin var olabilmesi için bir yönü olması şart değildir, ancak mutlaka bir şiddeti olmalıdır. Dolayısıyla yönü olmayan büyüklüklerden bahsedilebilir. Tabiatıyla yönü ve şiddeti olan özellikler de tanımlama sürecinin doğal bir sonucudur. Ortamda yönü olmayan, ancak şiddeti nedeniyle varlığını hissettiğimiz büyüklüklere sayıl (scalar) büyüklük adı verilmektedir. Hem şiddete ve hem de yöne sahip büyüklüklere ise yöney (vector) adı verilmektedir. Sayıllar zaman ve mekâna göre değişebilir, bazen zamana göre değişiklik göstermeseler de mutlaka mekâna bağlı olarak tanımlanırlar. Genel haliyle bir sayıl büyüklük, S_b, kartezyen koordinat sisteminde zamanın ve mekânın fonksiyonu olarak

$$S_b = f(x, y, z, t) \quad (2.13)$$

şeklinde tanımlanabilir. Çevremizdeki pek çok özellik sayıl büyüklük niteliğindedir. Örneğin sıcaklık yönü olmayan ancak belli bir şiddete sahip sayıl bir özelliktir. Benzer şekilde kütle, yoğunluk ve basınç özellikleri de sayıl niteliklerdir.

Şekil 2.6 Sıcaklık bir yöne sahip olmayıp, sayılsal bir büyüklüktür.



Şekil 2.7 Ağırlık bir kuvvet olup, yöneysel büyüklüktür.

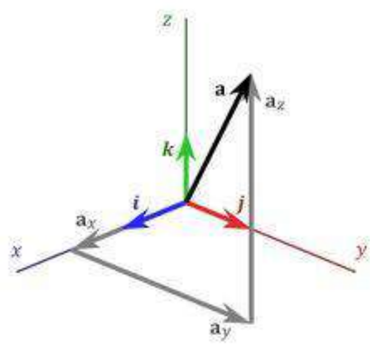
Yöney büyüklükler arasında kuvvet, hız, ivme ve yer değiştirme gibi özellikler sayılabilir. Tüm bu büyüklüklerin ortak özelliği belli bir şiddete sahip olmakla beraber aynı zamanda belli bir yöne de sahip olmalarıdır. İşin içerisine yön girdiği için ve bilinen uzay ortamı da üç boyutlu olduğu için yöney büyüklükler boyut sayısı kadar bileşenlere sahiptirler. Yönsel bir büyüklük olan **a** kuvvetini her boyuttaki bileşenlerini de dikkate alarak kartezyen koordinat sisteminde aşağıdaki şekilde gösterebiliriz.

$$\mathbf{a} = a_x\mathbf{i} + a_y\mathbf{j} + a_z\mathbf{k} \quad (2.14)$$

$$a_x = a_x(x, y, z, t) \quad (2.15)$$

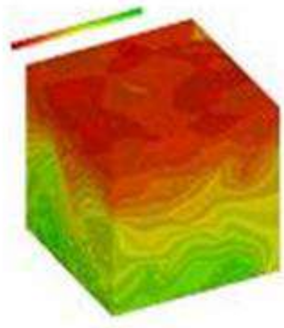
$$a_y = a_y(x, y, z, t) \quad (2.16)$$

$$a_z = a_z(x, y, z, t) \quad (2.17)$$

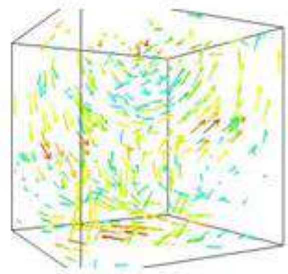


Şekil 2.8 Kuvvet yöneyinin bileşenleri ile beraber gösterimi.

Sayıl ve yöney büyüklükler noktasal olabileceği gibi belli bir alanda da söz konusu olabilir. Örneğin içinde havanın olduğu kapalı bir ortamdaki her noktada basınç veya sıcaklık ölçümü yapılabilir. Bu üç boyutlu ortam sayılsal uzay (scalar space) olarak tarif edilir. Ölçülen sıcaklık değerlerine karşılık aynı ortamda hava akımının olması durumunda her hava paketinin bir hareket yönü, dolayısıyla bir hız değeri söz konusu olacaktır. Hız ise ifade edildiği üzere yöneysel bir büyüklük olup, bu ortama yöneysel uzay (vector space) adı verilir. Dolayısıyla aynı ortam hem sayılsal ve hem de yöneysel uzay özellikleri taşıyabilir.



Şekil 2.9 3B bir hacimde sıcaklığın dağılımı, sayılsal uzay.



Şekil 2.10 3B bir hacimde hareket eden hava paketleri ve hız yöneyleri, yöneysel uzay.

Bazı sayılsal büyüklükler herhangi bir yüzey ile temas ettiklerinde yöneysel büyüklük haline dönüşebilirler. Böyle bir büyüklüğe en iyi örnek basınç olgusudur. Fiziksel özellikler kapsamında üzerinde daha detaylı duracağımız basınç bir yüzey ile temas halinde yüzeye dik doğrultuda ve yüzeye doğru kuvvet şeklinde etki eder. Bu nedenle yönsüz sayılsal büyüklük olan basınç yönlü yöneysel büyüklük haline gelir. Sayıl ve yöney büyüklüklerin hem kendi aralarında ve hem de her bir büyüklüğün kendi arasında yapılan işlemlerde bazı kurallar dikkate alınır.

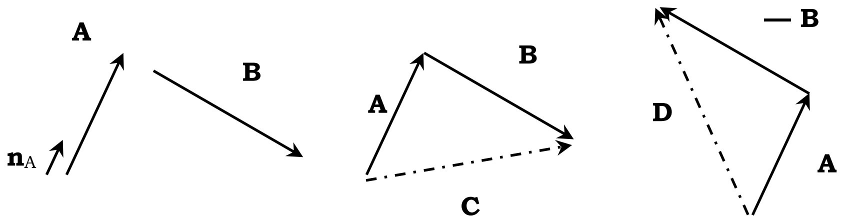
2.1.3 Sayıl ve yöney işlemleri

Sayıl ve yöneyler arasında yapılan matematiksel işlemleri tanımlamak için öncelikle bir **A** yöneyi tanımlayalım. **A** yöneyinin tanımı gereği sayılsal büyüklük olan şiddeti $|\mathbf{A}|$ ve yönü olacaktır. Genellikle yöneyin şiddetine bölümü ile $\mathbf{n}_A = \mathbf{A}/|\mathbf{A}|$, yani **A** yöneyi doğrultusundaki birim yöney, $\mathbf{n}_A$, elde edilir. Matematiksel işlemler yapmak için ikinci bir **B** yöneyi tanımlayalım. **A** ve **B** yöneylerinin yöneysel toplamı üçüncü bir **C** yöneyi verir. Aynı yöneylerin çıkarılması sonucu ise başka bir **D** yöneyi elde edilir. Yöney toplama işleminde ilk yöneyin ucuna sonraki yöneyin başlangıcı eklenir ve ilk yöneyin başlangıcı ile son yöneyin ucu arası çizilerek yeni **C** yöneyi elde edilmiş olur. Çıkarma işleminde ise eksi işaretli yöneyin ters yönlü hali dikkate alınarak toplama işlemindeki işlem adımları takip edilir. Toplama ve çıkarma işlemlerinde yöneylerin sırasının değişmesi sonucu değiştirmez. Bahsedilen işlemlerin geometrik gösterimi aşağıdaki şekilde verilmiştir.

$$\mathbf{n}_A = \frac{\mathbf{A}}{|\mathbf{A}|} \tag{2.18}$$

$$\mathbf{A} + \mathbf{B} = \mathbf{C} \tag{2.19}$$

$$\mathbf{A} - \mathbf{B} = \mathbf{D} \tag{2.20}$$



Şekil 2.11 Yöneyler arasında toplama ve çıkarma işlemleri.

İki yöneyin çarpımı ise iki farklı şekilde olabilir. Bu çarpımlar sayılsal ve yöneysel çarpım işlemleridir. Çarpım işlemleri için öncelikle aralarında θ açısı kadar bir yayın bulunduğu **a** ve **b** gibi iki yöneysel büyüklüğü dikkate alalım. Bu iki yöneyin sayılsal çarpımı

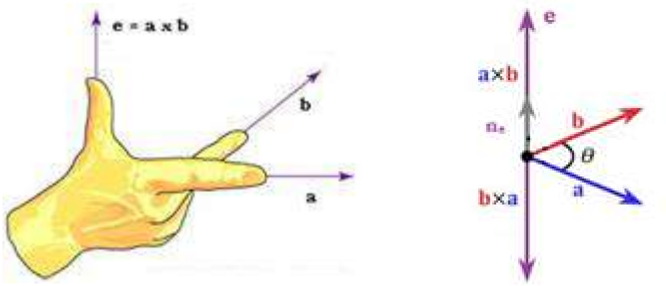
$$\mathbf{a}\,.\,\mathbf{b} = |\mathbf{a}|.\,|\mathbf{b}|.\cos(\theta) \tag{2.21}$$

şeklinde tanımlanır. Görüldüğü üzere sayılsal çarpımda yöneylerin şiddetleri ile aralarındaki açı dikkate alınmaktadır ve çıkan ürün de sayılsal bir büyüklüktür. İki yöneyin yöneysel çarpımı ise

$$\mathbf{a} \times \mathbf{b} = \mathbf{e} \tag{2.22}$$

$$\mathbf{e} = |\mathbf{a}|.\,|\mathbf{b}|.\sin(\theta)\,.\,\mathbf{n}_e \tag{2.23}$$

$$\mathbf{n}_e = \mathbf{e}/|\mathbf{e}| \tag{2.24}$$



Şekil 2.12 İki yöneyin (**a**,**b**) yöneysel çarpımı sonucu elde edilen yeni yöney (**e**).

şeklindedir. Yöneysel çarpım sonucu ortaya çıkan yeni ürün yine bir yöneydir ve yönü de çarpımda dikkate alınan diğer iki yöneye dik olacak şekilde belirlenir. Yönde dikkate alınan kural genellikle sağ el kuralı olarak bilinir. Buna göre sağ elin orta parmağı çarpım sırasına göre, örneğin burada **a**'dan **b**'ye doğru, döndürülür ve bu esnada başparmağın gösterdiği istikamet yeni **e** yöneyinin istikametidir. Yeni yöneyin şiddetini çarpıma giren yöneylerin şiddetleri ile aralarındaki açı belirlemektedir.

Öte yandan yöney çarpımlarını yöney bileşenlerini dikkate alarak da ifade edebiliriz. Bunun için öncelikle **a** ve **b** yöneylerini bileşenleri cinsinde ifade etmek gerekir. Aşağıdaki işlemlerde kartezyen koordinat sistemi dikkate alınarak sayılsal ve yöneysel çarpım işlemleri tanımlanmaktadır. Buna göre Kartezyen koordinatlarda sayılsal ve yöneysel çarpımlar sonucunda

$$\mathbf{a} = a_x\mathbf{i} + a_y\mathbf{j} + a_z\mathbf{k} \tag{2.25}$$

$$\mathbf{b} = b_x\mathbf{i} + b_y\mathbf{j} + b_z\mathbf{k} \tag{2.26}$$

$$\mathbf{a}.\mathbf{b} = a_x b_x + a_y b_y + a_z b_z \tag{2.27}$$

$$\mathbf{a}\mathrm{x}\mathbf{b} = \begin{bmatrix} \mathbf{i} & \mathbf{j} & \mathbf{k} \\ a_x & a_y & a_z \\ b_x & b_y & b_z \end{bmatrix} = (a_y b_z - a_z b_y)\mathbf{i} + (a_z b_x - a_x b_z)\mathbf{j} + (a_x b_y - a_y b_x)\mathbf{k} \tag{2.28}$$

elde edilir.

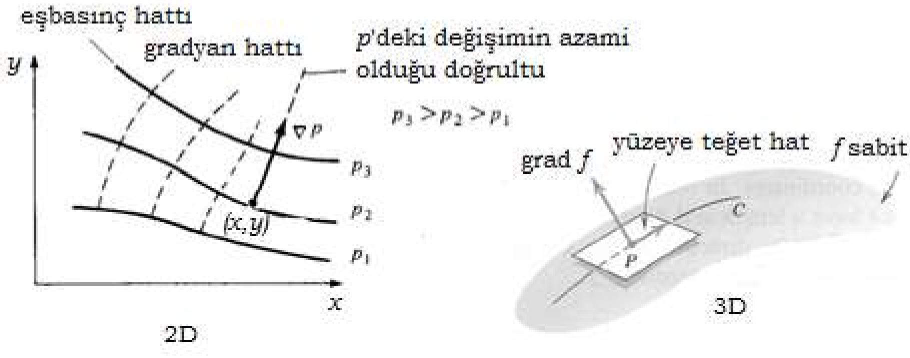
2.1.4 Nabla operatörü - ∇

Çevremizdeki ortama ait özelliklerin bilinmesi bizim bu özellikleri kendi faydamız için kullanmamıza olanak sağlar. Ortama ait özelliğin bilinmesi için akla ilk gelen yöntem bu özelliğin ölçülmesidir. Örneğin içinde bulunduğumuz odanın herhangi bir noktasındaki sıcaklığın bilinebilmesi için o noktaya termometre koymamız ve ısıl dengenin sağlanabilmesi için de bir süre beklememiz yeterlidir. Kısa bir süre sonra termometre üzerindeki değeri okuyarak sıcaklığı öğrenmiş oluruz. Eğer odadaki diğer noktaların sıcaklık değerlerini de öğrenmek istiyorsak her noktada termometre ile ölçüm yapmamız gerekir. Bu ise çok tekrarlı bir işlemdir. Her noktada ölçüm yapmak yerine birkaç noktada ölçüm yapmak ve noktalar arasında konuma göre sıcaklığın değişimini tespit ederek bir bağıntı elde etmek, elde edilen bu bağıntıyı genelleştirmek akla daha yatkın görünmektedir. Daha açık bir ifade ile gözleme dayalı kuramsal çalışma yapmak daha verimli bir yöntemdir. Böyle bir çalışma için kullanabileceğimiz matematiksel terimlerden biri de Nabla operatörü veya gradyan olarak adlandırdığımız operatördür. Nabla operatörünü tanımlayabilmek için Şekil 2.13'ü dikkate alabiliriz. Buna göre iki boyutlu, basınçlandırılmış bir ortam düşünelim. Bu ortamda basınç değerlerinin konuma göre değiştiğini, ancak bazı noktalarda basıncın aynı değere sahip olduğunu kabul edelim.

Aynı basınç değerine sahip noktaların birleştirilmesi sonucu p_1, p_2 ve p_3 gibi eş basınç hatları elde edilebilir. Bu ortamda (x,y) gibi herhangi bir nokta düşünelim. Bu noktadaki basınç değerinin konuma göre en fazla değiştiği doğrultuya gradyan doğrultusu veya hattı adı verilir ve bu değişim grad p veya ∇p şeklinde gösterilir. Matematiksel olarak kartezyen koordinatlarda ∇ ve ∇p aşağıdaki şekilde ifade edilir.

$$\nabla = \frac{\partial}{\partial x}\mathbf{i} + \frac{\partial}{\partial y}\mathbf{j} + \frac{\partial}{\partial z}\mathbf{k} \tag{2.29}$$

$$\mathrm{grad}\ p = \nabla p = \frac{\partial p}{\partial x}\mathbf{i} + \frac{\partial p}{\partial y}\mathbf{j} + \frac{\partial p}{\partial z}\mathbf{k} \tag{2.30}$$



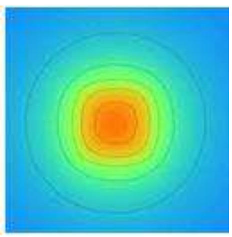
Şekil 2.13 2 ve 3 boyutlu sayılsal uzayda gradyanın gösterimi.

Şekil 2.14 Nabla operatörü konuma göre değişimin tanımında kullanılır.

Yani nabla değişimin her üç eksendeki değerlerinin toplamıdır ve bu değişim belli bir yönde değerlendirildiği için operatör de yöneysel bir olgudur. Basıncın herhangi bir s doğrultusundaki değişimi ise

$$\frac{dp}{ds} = \nabla p \,.\, \mathbf{n} \tag{2.31}$$

şeklinde ifade edilir. Bu ifade gradyanın s doğrultusundaki iz düşümünü göstermektedir.



Şekil 2.15 2B ortamda sıcaklık merkezden dışa doğru değişmekte.

Nabla operatörünün diğer koordinat sistemlerindeki ifadesi ise ilave bilgi olarak aşağıdaki bağıntılarda verilmektedir.

$$\nabla p = \frac{\partial p}{\partial r}\mathbf{e}_r + \frac{1}{r}\frac{\partial p}{\partial \theta}\mathbf{e}_\theta + \frac{\partial p}{\partial z}\mathbf{e}_z \tag{2.32}$$

$$\nabla p = \frac{\partial p}{\partial r}\mathbf{e}_r + \frac{1}{r}\frac{\partial p}{\partial \theta}\mathbf{e}_\theta + \frac{1}{r.\sin(\theta)}\frac{\partial p}{\partial \Phi}\mathbf{e}_\Phi \tag{2.33}$$

2.1.5 Materyal türev

Akış alanındaki herhangi bir özellik zamana ve mekâna yani bulunulan konuma göre değişiklik gösterebilir. Bu değişim uzay-zaman sarmalında dört boyutlu bir süreci kapsar. Değişim miktarı genellikle her bir boyuttaki değişimin toplamı olarak dikkate alınır. Örneğin ortama ait özellik olarak yoğunluğu dikkate alalım. Yoğunluğun 4B içerisindeki değişimini veya diğer bir ifade ile diferansiyelini,

$$\rho = \rho(x, y, z, t) \tag{2.34}$$

$$d\rho = \frac{\partial \rho}{\partial x}dx + \frac{\partial \rho}{\partial y}dy + \frac{\partial \rho}{\partial z}dz + \frac{\partial \rho}{\partial t}dt \tag{2.35}$$

şeklinde yazabiliriz. Burada ∂ ifadesi kısmi türevi ifade etmektedir. Dolayısıyla $\partial\rho/\partial x\ dx$ ifadesi yoğunluğun x ekseni boyunca x değişkenine göre değişimi ile bu eksen dâhilinde alınan mesafenin çarpımı demektir. Bu yaklaşımın zamanı da kapsayacak şekilde her bir eksende dikkate alınması ve toplam değişimin de her eksendeki değişimlerin toplamına eşit olması diferansiyel yaklaşımının temelini oluşturur. Yoğunluğun diferansiyeli ifadesinin her iki tarafını zamanın diferansiyeline bölersek

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{\partial \rho}{\partial x}\frac{dx}{dt} + \frac{\partial \rho}{\partial y}\frac{dy}{dt} + \frac{\partial \rho}{\partial z}\frac{dz}{dt} + \frac{\partial \rho}{\partial t} \tag{2.36}$$

denklemini elde ederiz. Burada birkaç hatırlatma yaparak elde edilen ifadeyi yeni bir forma dönüştürebiliriz. Şöyle ki; hız yöneyseli

$$\mathbf{V} = \frac{d\mathbf{x}}{dt}\mathbf{i} + \frac{d\mathbf{y}}{dt}\mathbf{j} + \frac{d\mathbf{z}}{dt}\mathbf{k} \tag{2.37}$$

ve nabla operatörü

$$\nabla = \frac{\partial}{\partial x}\mathbf{i} + \frac{\partial}{\partial y}\mathbf{j} + \frac{\partial}{\partial z}\mathbf{k} \tag{2.38}$$

tanımları ile sayılsal çarpım kuralını dikkate alırsak yoğunluğun diferansiyelini

$$\frac{d\rho}{dt} = \nabla\rho.\mathbf{V} + \frac{\partial \rho}{\partial t} \tag{2.39}$$

şeklinde yazmak mümkündür. Bu ifade içerisinde akışın, dolayısıyla hız yöneysel uzayının bulunduğu ortamlardaki genel değişimi içerdiği için kendine özgü bir isimle, materyal türev adıyla tanımlanmaktadır ve

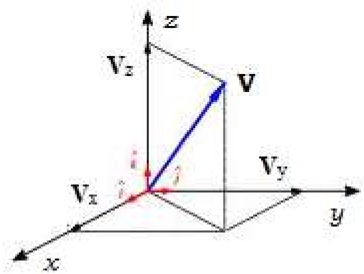
$$\frac{D\rho}{Dt} = \nabla\rho.\mathbf{V} + \frac{\partial \rho}{\partial t} \tag{2.40}$$

biçiminde gösterilmektedir.

2.1.6 Yöneysel uzay ve ıraksay

Herhangi bir kanal içerisinde su akışı olduğunu düşünelim. Suyun akışını içerisinde barındırdığı milyonlarca su damlası gerçekleştirir. Her ne kadar akışın aynı yönde aktığı görülse de her bir damlanın kendine ait bir akış hattı söz konusudur. Dolayısıyla her bir damla ayrı bir hıza sahiptir. Hız ise daha önce ifade edildiği üzere yöneysel bir büyüklüktür ve her eksende bir bileşene sahiptir. Damlaya ait hız yöneyini Kartezyen koordinatlarda şöyle yazabiliriz;

$$\mathbf{V} = V_x\mathbf{i} + V_y\mathbf{j} + V_z\mathbf{k} \tag{2.41}$$



Şekil 2.16 Akış ortamında akışkanın sahip olduğu hız yöneyi.

Bu ifadenin ortamdaki değişimleri ifade eden nabla operatörü ile sayılsal çarpımı bize hız yöneyinin ıraksayını (divergence) verir. Yani

$$\text{div}\,\mathbf{V} = \nabla.\mathbf{V} \tag{2.42}$$

$$\nabla.\mathbf{V} = \frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial y} + \frac{\partial V_z}{\partial z} \tag{2.43}$$

veya silindirik ve küresel koordinatlarda

$$\nabla.\mathbf{V} = \frac{1}{r}\frac{\partial(rV_r)}{\partial r} + \frac{1}{r}\frac{\partial V_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial V_z}{\partial z} \tag{2.44}$$

$$\nabla.\mathbf{V} = \frac{1}{r^2}\frac{\partial(r^2V_r)}{\partial r} + \frac{1}{r.\sin(\theta)}\frac{\partial(V_\theta.\sin(\theta))}{\partial \theta} + \frac{1}{r.\sin(\theta)}\frac{\partial V_\Phi}{\partial \Phi} \tag{2.45}$$

şeklinde yazmak mümkündür. Daha sonra değineceğimiz üzere ıraksayın fiziksel bir karşılığı da vardır. Kütlesi sabit birim hacimdeki bir akışkan paketinde görülen zaman içindeki hacimsel değişiklik esasen akışkan paketinin hız yöneyinin ıraksayına eşittir.

2.1.7 Yöneysel uzay ve dolam

Bir önceki konuda dikkate aldığımız damlaya ait hız yöneyini burada da dikkate alalım. Ancak bu sefer hız yöneyi ile nabla operatörü arasında yöneysel çarpım yapalım. Buna göre yöneysel çarpım kuralları dikkate alınırsa hız yöneyinin dolamı,

$$\text{rot}\,\mathbf{V} = \mathbf{\nabla x V} \tag{2.46}$$

$$\mathbf{\nabla}\text{x}\mathbf{V} = \left(\frac{\partial V_z}{\partial y} - \frac{\partial V_y}{\partial z}\right)\mathbf{i} + \left(\frac{\partial V_x}{\partial z} - \frac{\partial V_z}{\partial x}\right)\mathbf{j} + \left(\frac{\partial V_y}{\partial x} - \frac{\partial V_x}{\partial y}\right)\mathbf{k} \tag{2.47}$$

şeklinde yazılabilir. Diğerinde olduğu gibi hız yöneyinin dolamının da fiziksel bir karşılığı söz konusudur. Buna göre akışkan damlasının dönmesi durumunda sahip olacağı açısal hız esasen hız yöneyinin dolamının yarısına eşittir.

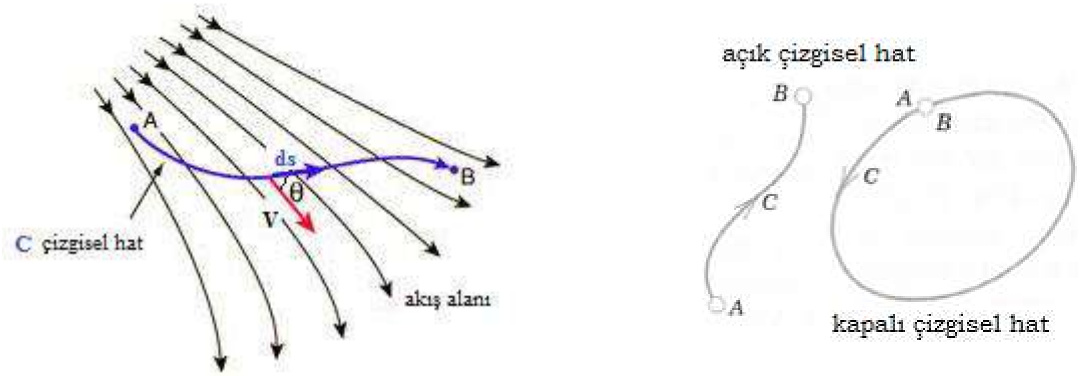
Şekil 2.17 Akış ortamında dolam kavramı.

2.1.8 Çizgi, yüzey ve hacim integralleri

Çizgi, yüzey ve hacim integralleri boyut ölçütüne göre tanımlanan integral işlemleridir. Çizgi integrali bir boyutlu hat boyunca, yüzey integrali her ne kadar üç boyutlu bir hacmi kaplasa da iki boyutlu bir yüzey boyunca ve son olarak hacim integrali üç boyutlu bir hacim boyunca yapılan matematiksel integral işlemleridir. İntegral almanın genellikle amacı kaç boyutlu olursa olsun belirli ama yayılı bir özelliğin o boyut dâhilindeki toplam değerini elde etmektir.

a. Çizgi integrali

Yine kanal içerisinde akan su akımı ve bu ortam içerisinde belirlediğimiz bir C çizgisel hattı olsun. Hattın başlangıcı A noktası ile sonu ise B noktası ile belirli olsun. Akış alanındaki her noktada su damlası veya daha biçimsel ifadesi ile akışkan paketi ve her akışkan paketinin de hareketten dolayı hız yöneyi, **V**, olacaktır. C hattının birim uzunluğuna ds, hatta teğet olarak tanımlanan birim yöneye ise **n** diyelim. Bu durumda aşağıdaki şekli dikkate alarak hat dâhilindeki birim yöneyi **ds**=**n**ds şeklinde yazabiliriz.



Şekil 2.18 Çizgi integrali açık veya kapalı hat dâhilinde alınabilir.

Bu tanımlamalardan sonra akışkana ait **V** hız yöneyinin C hattı boyunca çizgisel integrali

$$\int_A^B \mathbf{V}.\mathbf{ds} \qquad (2.48)$$

şeklinde yazılabilir. Eğer hattın ucunun kapalı bir çizgi olması söz konusu ise bu takdirde

$$\oint_C \mathbf{V}.\mathbf{ds} \qquad (2.49)$$

ifadesi kullanılır. Kapalı hatlarda gidilen yön de önemli olup genellikle saat dönüş yönünün tersi pozitif yön olarak dikkate alınır.

Fiziksel dünyada çizgi integraline en iyi örneklerden birisi iş kavramıdır. Bilindiği üzere iş kuvvet ile alınan yolun çarpımına eşittir. Ayrıca her iki büyüklük de bir yöne ve şiddete sahiptirler. Dolayısıyla a noktasından b noktasına kadar bir cisme kuvvet (**F**) uygulandığında harcanan enerjiyi ya da diğer bir ifade ile yapılan işi

$$W = \int_a^b \mathbf{F}.\mathbf{dr} \qquad (2.50)$$

şeklinde yazmak mümkündür. Burada **dr** alınan birim yoldur. Öte yandan cismin detayını daha sonra vereceğimiz hızını ve ivmesini ise

$$\mathbf{V} = \frac{\mathbf{dr}}{dt} \qquad (2.51)$$

$$\mathbf{a} = \frac{d\mathbf{V}}{dt} \qquad (2.52)$$

şeklinde yazar ve Newton'ın 2'nci yasasını, **F**=m.**a**, dikkate alırsak, yapılan işi,

$$W = \int_a^b \mathrm{m}.\frac{\mathrm{d}\mathbf{V}}{\mathrm{dt}}.\mathbf{V}.\,\mathrm{dt} \tag{2.53}$$

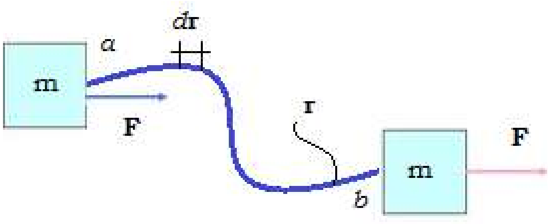
veya

$$W = \int_a^b \mathrm{m}.\,\mathrm{d}(\frac{\mathbf{V}.\mathbf{V}}{2}) \tag{2.54}$$

olarak yazabiliriz. Sonuçta ise,

$$W = \frac{mV^2}{2}\Big|_a^b \tag{2.55}$$

elde edilir. Bu ifade hatırlanacağı üzere üzerine kuvvet uygulanan cismin kazandığı kinetik enerjidir ve yine hatırlanacağı üzere enerji de sayılsal bir büyüklüktür.



Şekil 2.19 Cismin üzerine uygulanan kuvvet sonucu alınan yol ve yapılan iş.

b. Yüzey integrali

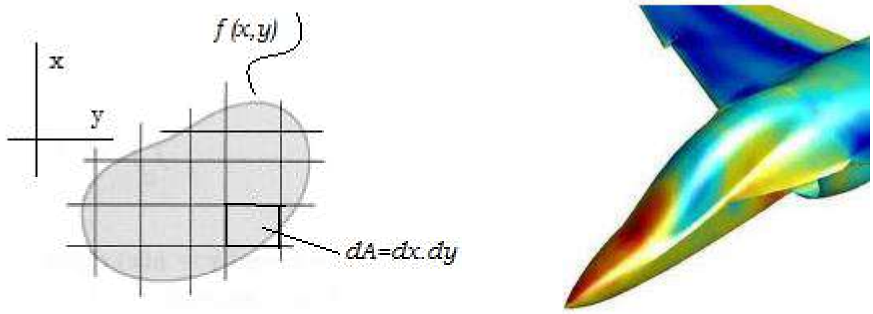
Yüzey integrali kapalı veya açık bir yüzey dâhilinde herhangi bir özelliğin hesaplanması için kullanılır. Yüzey 2B bir alan üzerinde olabileceği gibi 3B bir hacim üzerinde de olabilir. Ancak yapılan işlem 2B bir işlemdir. Dolayısıyla çift katlı integral olarak da adlandırılabilir. İşlemi detaylandırmak için önce 2B bir alanı kaplayan aşağıdaki gibi bir $f(x,y)$ yüzeyi dikkate alalım (Şekil 2.20). Bu yüzeyi her bir eksen üzerinde tanımlanan Δx ve Δy gibi birim uzunluklara bölelim. Dolayısıyla belirli alan üzerinde $\Delta A = \Delta x.\ \Delta y$ değerinde küçük alanlar oluşacaktır. Her bir küçük alandaki $f(x,y)$ fonksiyon değerinin dikkate alınması ve bu değerlerin tüm yüzey boyunca toplanması sonucu

$$J_n = \sum_{i=1}^{n}\sum_{j=1}^{m} f(x,y).\Delta x.\Delta y \tag{2.56}$$

değeri elde edilebilir. Bu ifadeden integral ifadesine geçilebilir. Alan dâhilindeki *f(x,y)* fonksiyon değerinin önce x ekseni boyunca, sonra da y ekseni boyunca değişimi dikkate alınırsa bu takdirde

$$J = \iint f(x,y).dx.dy \tag{2.57}$$

yazılabilir.



Şekil 2.20 Yüzey integrali hesaplamasında yaklaşımlar ve modern bir muharip uçağa ait 3B yüzey modellemesi.

Yüzeyin üç boyutlu bir hacmi kaplaması durumunda ise öncelikle yüzey boyunca dS şeklinde birim yüzeyler tanımlanır. Bir önceki örnekten farklı olarak bu sefer her bir dS yüzey birim alanının şiddet olarak olmasa da yön olarak diğerinden farklılığı söz konusudur. Bu nedenle her bir yüzeyin tanımlanmasında yüzeye dik doğrultuda yüzey normali üzerinde bulunan birin normal yöneyler, **n**, tanımlanır. Bu durumda birim yüzey değeri yöneysel olarak $\mathrm{d}\mathbf{S}=\mathbf{n}.dS$ şeklinde ifade edilmiş olur. İşin içerisinde yöneysel bir yüzey tanımlama girince ortaya üç farklı yüzey integrali hesaplama yöntemi çıkar. Bunlar; bir sayılsal büyüklüğün yüzey boyunca integre edilmesi,

$$\iint p.\mathrm{d}\mathbf{S} \tag{2.58}$$

bir yöneysel büyüklüğün yüzey boyunca sayılsal çarpım dikkate alınarak integre edilmesi

$$\iint \mathbf{F}.\mathrm{d}\mathbf{S} \tag{2.59}$$

ve son olarak bir yöneysel büyüklüğün yüzey boyunca yöneysel çarpım dikkate alınarak integre edilmesi

$$\iint \mathbf{F\ x}\ \mathrm{d}\mathbf{S} \tag{2.60}$$

şeklindedir. Yüzey integralinin farklı uygulamaları söz konusu olabilir. Nitekim daha sonra değineceğimiz konulardan biri olan korunum yasalarında gerek çizgi ve gerekse de yüzey integrallerini kullanacağız.

c. Hacim integrali

Hacim integrali belirli bir özelliğin tüm hacim dâhilindeki değerinin elde edilmesinde kullanılır. Bu özellik sayılsal olabileceği gibi yöneysel de olabilir. Bu işlem için öncelikle birim hacim tanımı, dV, yapılır. Bu tanım ışığı altında sayılsal bir büyüklük, örneğin basınç için hacim integrali,

$$\iiint p dV \tag{2.61}$$

yöneysel bir büyüklük içinse, örneğin hız,

$$\iiint \mathbf{V} dV \tag{2.62}$$

şeklinde yazılabilir. Hacim integralinin kullanımına verilebilecek ilk örnek kütle hesabıdır. Kapalı bir yüzey içindeki hacmin kütlesi yoğunluk gibi sayılsal bir büyüklük dikkate alınarak

$$\iiint \rho \, dxdydz \tag{2.63}$$

veya

$$\iiint \rho dV \tag{2.64}$$

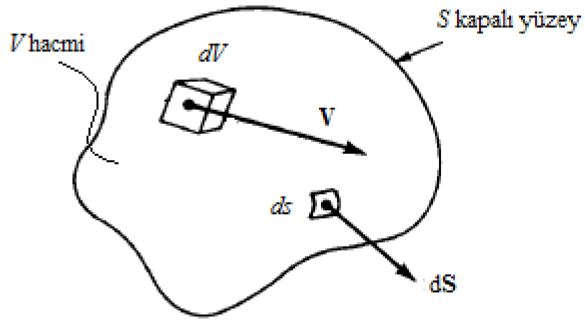
ifadesi ile bulunabilir.

2.1.9 Çizgi, yüzey ve hacim integralleri arasındaki ilişkiler

Diferansiyel ve integral matematiğinin geometride kullanımına dayalı bazı teoremleri kullanarak çizgi ve yüzey integralleri ile yüzey ve hacim integralleri arasında bazı bağıntılar yazmak mümkündür. Bu tür bağıntılar daha sonra değineceğimiz hacimsel ve yüzeysel büyüklükler arasındaki ilişkiyi tespitimizde bize yardımcı olur. Bu bağlamda *Green* teoremi bize kapalı bir *C* çizgisi dâhilinde dikkate alınan **A** gibi yöneysel bir büyüklüğün hat dâhilindeki çizgisel integrali ile aynı büyüklüğün kapalı *S* yüzeyi kapsamında hesaplanan yüzeysel integrali arasındaki ilişkiyi,

$$\oint_C \mathbf{A}.\mathbf{ds} = \oiint_S (\nabla \mathrm{x} \mathbf{A}).\mathbf{dS} \tag{2.65}$$

şeklinde verir.



Şekil 2.21 Hacim integrali hesaplamalarında dikkate alınan tanımlamalar.

Yine aynı **A** büyüklüğünün kapalı S yüzeyi boyunca alınan yüzey integrali ile yüzeyin kapladığı hacim dâhilinde alınan hacim integrali arasındaki ilişkiyi ise *divergence* teoremini kullanarak

$$\oiint_S \mathbf{A}.\mathbf{dS} = \oiiint_V (\nabla.\mathbf{A}).\mathrm{d}V \qquad (2.66)$$

şeklinde yazabiliriz. Aynı bağıntıyı p gibi sayılsal bir büyüklüğü dikkate alarak yazmak istersek

$$\oiint_S p\,\mathbf{dS} = \oiiint_V (\nabla p)\,\mathrm{d}V \qquad (2.67)$$

şeklindeki ifadeyi elde ederiz. Bu ifade *gradient* teoremi olarak adlandırılır. Özellikle *divergence* ve *gradient* teoremleri korunum yasaları dâhilinde kullanılmaktadır.

2.2 Temel fiziksel olgular

Fizik (Physics) bilimi evreni anlamamızı sağlayan bilim dallarından biridir. Temel uğraşısı atom altı parçacıklar gibi en küçüğünden uzaydaki gökadalar gibi en büyüğüne kadar her ölçekte meydana gelen olayların altına yatan temel prensipleri anlamak ve bu sayede evreni tanımamıza yardımcı olmaktır. Farklı değerlendirmeler olsa da fizik bilimi temelde altı alt bölüme ayrılabilir. Bu alt bilim dalları klasik mekanik (classical mechanics), izafiyet (relativity), termodinamik (thermodynamics), elektromanyetik (electromagnetics), optik (optics) ve kuantum mekaniğidir (quantum mechanics). Bu bilim dalları arasında havacılığı en çok ilgilendiren disiplinler klasik mekanik ve termodinamiktir. Klasik mekanik kendi içerisinde dinamik ve statik olmak üzere ikiye ayrılabilir. Dinamik disiplini ise bünyesinde havacılığın en çok üzerinde durduğu aerodinamik (aerodynamics) bilim dalını barındırır.

Temel fiziksel olgular dâhilinde önce çevremizdeki fiziksel olguları ölçümlendirmemize yarayan boyut ve birim tanımlamalarına, akışkan akımının fiziksel özelliklerine bakacağız. Müteakiben aerodinamik kuvvet oluşumunda çok önemli yeri olan basınç ve onun ölçüm tekniklerine, enerji bilimi olarak da adlandırılan termodinamik ve ilgili temel kanun ve kavramlarına, gözlemlere dayalı olarak oluşturulan ideal gaz denklemine ve belki biraz daha detaylı olarak içinde yaşadığımız atmosfer ile havanın özelliklerine değineceğiz.

Şekil 2.22 Fizik bilimi temel bilimlerden birisidir.

2.2.1 Boyut ve birimler

Çevremizdeki özellikleri tasnif etmek ve ölçümlendirmek onları anlamamızda bize sistematik bir yaklaşım tarzı sağlar. Sınıflandırma ve ölçümlendirme özelliğin nitelik ve niceliğine göre yapılır. Niteliklendirmede dikkate alınan farklı ölçütler olabilir. Ancak bazı özellikler temel nitelik olup, diğer bazı özellikler bu temel niteliklerin kullanılması ile tanımlanır. Bu tür özelliğe türetilmiş nitelik, kendisinin doğrudan doğruya tanımlandığı özelliğe ise temel nitelik adı verilmektedir. Nitelik aynı zamanda boyut olarak da adlandırılır. Genellikle 7 temel boyuttan bahsedilebilir. Bu boyutlar kütle (Mass), uzunluk (Length), zaman (Time), sıcaklık (Temperature), elektrik akımı (Ampere), madde (Mole) ve ışık miktarı (Kandela) şeklindedir. Tanımlanan bu temel nitelikler 1960 yılında uluslararası nitelikte yapılan bir toplantı sonucu belirlenmiş ve SI (Système International) sistemi olarak adlandırılmıştır. Aynı komite temel niteliklerin ölçümlendirilmesine ya da başka bir ifade ile birimlendirilmesine de bir tanımlama getirmiş ve aşağıda verilen çizelgeyi kabul etmiştir. SI sistemi haricinde Anglo-Saxon ülkelerinde ise farklı bir birim sisteminin kullanımına devam edilmektedir. Ancak kitap dâhilinde SI sistemi dikkate alınacaktır. Ayrıca temel boyutlardan ilk dördü üzerinde durulacak, kapsam dışı diğer boyutlar göz ardı edilecektir.

Çizelge 2.1 Temel nitelikler ve birimleri (1960, SI)

Boyut	Birim	Kısaltma
Uzunluk	Metre	m
Kütle	Kilogram	kg
Zaman	Saniye	s
Sıcaklık	Kelvin	K
Elektrik akımı	Amper	A
Işık miktarı	Kandela	Cd
Madde miktarı	Mol	mol

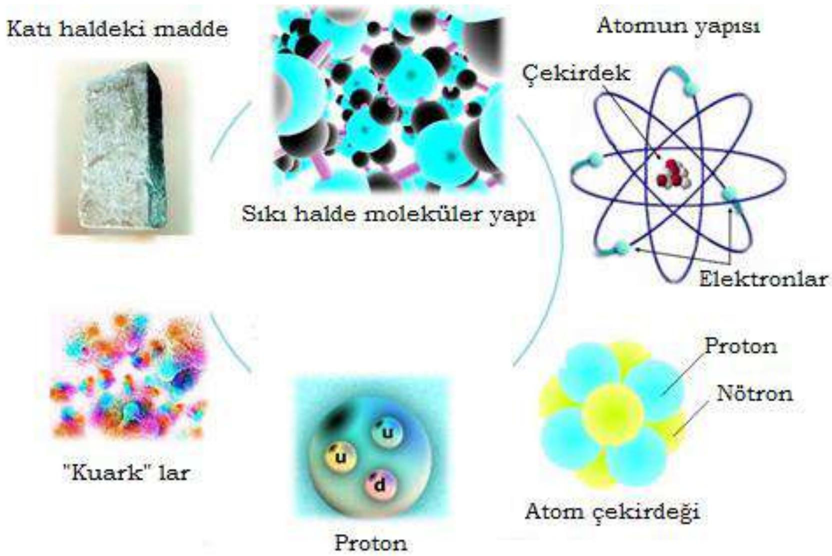
Uzunluk birimi olarak tanımlanan metre en son 1983 yılında standart bir tanımlamaya tabi tutulmuş ve vakumlandırılmış boş bir ortamda ışığın 1/299.792.458 s içerisinde aldığı yol olarak tarif edilmiştir. Bu tanım aynı zamanda ışığın boş bir ortamda 1 s içerisinde aldığı yolu da ifade etmektedir. Aşağıdaki tabloda mikro ve makro dünyaya ait bazı mesafe bilgileri verilmektedir. Tablonun veriliş gayesi okuyucuya mertebe olarak fiziksel dünyamızla ilgili bir anlam kazandırmaktır.

Çizelge 2.2 Bazı mesafe bilgileri.

Tanımlama	Mesafe (m)
Protona ait çap	10^{-15}
Hidrojen atomuna ait çap	10^{-10}
Ortalama bir hücre ebadı	10^{-5}
Yeryüzüne ait ortalama yarıçap	$6{,}37 \times 10^{6}$
1 ışık yılı	$9{,}46 \times 10^{15}$
Dünyanın Andromeda gökadasına uzaklığı	2×10^{22}

Kütle birimi olarak ifade edilen 1 kg kütle ise iridyum-platin elementlerinden oluşan silindirik yapıdaki bir alaşımın kütlesi olarak tanımlanmakta ve Fransa'daki Sèvres şehrinde muhafaza edilmektedir. Orijinal standart kütle 1887 yılında tanımlanmış ve o zamandan bu yana herhangi bir değişikliğe gidilmemiştir. Ancak günümüzde eldeki kütle standardının tıpkı metre gibi evrende değişmeyen ve zaman içerisinde de değişmeyecek olan bir büyüklükle değiştirilmesi düşünülmektedir. Bununla beraber konu henüz ortak bir sonuca bağlanmamıştır.

Şekil 2.23 Standart 1 kg ağırlık, iridyum-platin alaşımı.



Şekil 2.24 Normo seviyedeki madde moleküler bir yapıya sahiptir. Moleküller atom parçacıklarından oluşur. Atom altı seviyede atom çekirdeği ve çekirdek etrafında dönen elektronlar bulunur. Çekirdek ise proton ve nötron gibi çekirdeğe göre çok daha küçük parçacıklardan oluşur. Protonlar daha alt seviyede kuark gibi parçacıklara ayrılır.

Çizelge 2.3 Bazı kütle bilgileri.

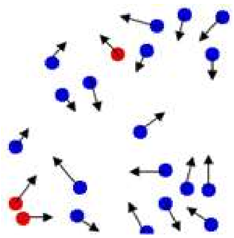
Tanımlama	**Kütle (kg)**
Görülebilen ve ölçülebilen evren	$\approx 10^{52}$
Samanyolu gökadası	$\approx 10^{42}$
Dünya	$5{,}98 \times 10^{24}$
İnsan	$\approx 10^{2}$
Bakteri	$\approx 10^{-15}$
Hidrojen atomu	$1{,}67 \times 10^{-27}$
Elektron	$9{,}11 \times 10^{-31}$

Zaman birimi olarak ifade edilen 1 saniye en son 1967 yılında standart olarak yeniden ifade edilmiş ve cesium–133 elementine ait atomun karakteristik frekansı ile ilişkilendirilmiştir. Buna göre 1 s cesium atomunun 9.192.631.770 defa yaptığı titreşim için geçen süre olarak tanımlanmıştır. Bu tür tanımlamalar atomik saat olarak bilinmektedir. Ancak şu da unutulmamalıdır ki zaman hıza ve mekâna bağlı olarak değişmektedir ve yapılan ölçümün de nerede ve hangi hızda olduğu önemlidir.

Çizelge 2.4 Bazı zaman bilgileri.

Tanımlama	**Zaman (s)**
Evrenin yaşı	$\approx 5 \times 10^{17}$
Dünyanın yaşı	$\approx 1{,}3 \times 10^{17}$
İnsan ömrü	$\approx 2{,}3 \times 10^{9}$
Kalp atışı arası süre	$\approx 8 \times 10^{-1}$
Katı atomuna ait titreşim süresi	$\approx 10^{-13}$
Görünen ışığın titreşim süresi	$\approx 10^{-15}$
Işığın protonu geçme süresi	$\approx 10^{-24}$

Sıcaklık diğer temel boyutlardan farklı bir olgu olup, maddenin ısıl durumunu ifade eden bir büyüklüktür. Isıl durumdan kastedilen aslında bir nevi enerji seviyesidir. Sıcaklık moleküler seviyede sürekli hareket halinde olan maddenin ortalama hareket enerjisinin ($\bar{E}$) bir göstergesidir.



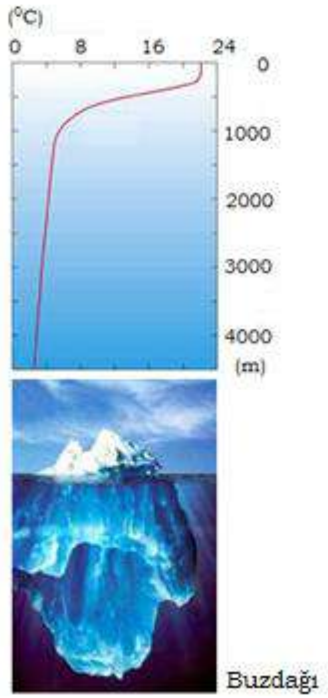
Şekil 2.25 Sıcaklık moleküllerin rastsal hareketinin doğal bir sonucudur.

Bu bağlamda sıcaklığı

$$\bar{E} = \frac{1}{2}kT \qquad (2.68)$$

bağıntısı ile ifade edebiliriz. Burada k Boltzmann sabiti olup, $k=R/N_A$ oranı şeklindedir. R evrensel gaz sabiti, N_A ise Avogadro sayısıdır. R değeri $8{,}314\,472(15)\ \mathrm{J\,K^{-1}\,mol^{-1}}$ olarak tanımlanır. Avogadro sayısı 1 gram oksijen maddesi içerisinde bulunan molekül sayısı veya 0.012 kg ağırlığına sahip karbon–12 maddesindeki atom sayısına eşittir. Değeri ise $6{,}02214179 \times 10^{23}\ \mathrm{mol^{-1}}$ şeklinde verilir. Sıcaklığı ölçümlendirmede farklı yaklaşımlar görmekteyiz. Ancak ortak olan nokta sıcaklığın tanımlanmasında referans olarak dikkate alınan mutlak sıcaklık kavramıdır. Daha sonra termodinamik ile ilgili bölümde üzerinde duracağımız bu kavram termodinamik yasalarından biri olan 3'üncü yasaya dayanır. Kısaca moleküler hareketin sıfırlandığı, dolayısıyla rassallığın tamamen ortadan kalktığı ısıl durumdaki sıcaklığa mutlak sıcaklık denir.

Ölçümlendirmede kullanılan birimler arasında Celsius, Kelvin, Fahrenheit ve Rankine sayılabilir. Matematiksel hesaplamalarda daha çok kullanılan birim ise Kelvin olup, mutlak sıcaklık -273,15 ^{0}K olarak tanımlanır.



Şekil 2.26 Okyanus derinliğinde sıcaklık değişimi ve bir Aysberg.

Ölçümlendirmede kullandığımız diğer bir husus ise 10 sayısının alt ve üst katlarının tanımlanmasıdır. Örneğin 1 metre, 10 desimetre, 100 santimetre veya 1000 milimetre etmektedir. Alt veya üst katlandırma için genel kabul gören önekler Çizelge 2.5'te verilmiştir.

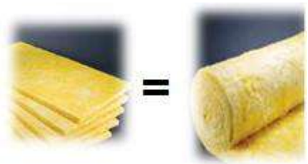
Çizelge 2.5 On sayısının katları için kullanılan önekler.

Önek	**Kat**	**Önek**	**Kat**	**Önek**	**Kat**
yocto	10^{-24}	milli	10^{-3}	giga	10^{9}
zepto	10^{-21}	centi	10^{-2}	tera	10^{12}
Atto	10^{-18}	Deci	10^{-1}	peta	10^{15}
femto	10^{-15}	deka	10^{1}	Exa	10^{18}
Pico	10^{-12}	hecto	10^{2}	zetta	10^{21}
nano	10^{-9}	Kilo	10^{3}	yotta	10^{24}
micro	10^{-6}	mega	10^{6}		

Boyutlar ve dolayısıyla birimler kendi aralarında cebirsel işlemlere tabi tutulabilirler. Yani temel boyutların çarpılması veya bölünmesi yoluyla yeni boyutların türetilmesi mümkündür. Türetilmiş boyutlar aynı zamanda ortama ait bazı temel özellikleri de tanımlar. Bu noktada boyut analizinden bahsetmek yararlı olacaktır.

2.2.2 Boyut analizi

Matematiksel manada eşitlik birbirine eşit olarak yazılan iki tarafın her yönüyle birbirine eşdeğer olası halidir. Bu eşitlik sayılsal bağlamda olabileceği gibi, yöneysel ve hatta boyutsal bağlamda da geçerlidir. Daha açık bir ifade ile birbirine eşit olan iki olgu her açıdan eşittir. Bu yaklaşım eşitliğin her iki tarafında bulunan olguların temel boyutlar açısından da eşit olması gerektiği sonucunu doğurur. Örneğin eşitliğin bir tarafında sadece mesafe boyutu varsa eşitliğin sol tarafında birkaç farklı terim olsa da bu terimlerin çarpımı sonucunda mutlaka ve sadece mesafe boyutu olmalıdır. Aksi halde temel boyutsal uyuşmazlık doğar ki bu durumda eşitlikten bahsedemeyiz. Bu durum fiziksel olgular arasındaki ilişkileri çözmemizde bize yardımcı olur. Şimdi bu hususu bir örnekle açıklayalım.



Şekil 2.27 Olgular farklılık arz etse de temel boyutlarda eşitlik olmalıdır.

Fiziksel gözlemlerimizden tahmin edebileceğimiz üzere hareket ederek aldığımız mesafe x hızımıza V ve geçen süreye t bağlıdır. Yine tahmin edilebileceği üzere alınan mesafe hem hızla ve hem de zaman ile doğru orantılıdır. Yani bunlardan biri artarsa mesafe de artar, tersi de geçerlidir. Hızın ve sürenin olgu olarak varlığını bildiğimizi, ancak aradaki matematiksel ilişkiyi bilmediğimizi düşünelim. Bu takdirde mesafe, hız ve zaman arasında şöyle bir bağıntının var olduğunu düşünelim,

$$x = V^a \, t^b$$

burada a ve b bilinmeyen üssel değerler olup, amacımız bu değerleri bulmak, dolayısıyla aradaki matematiksel ilişkiyi tespit etmektir. Eşitliğin sol tarafı temel boyut olarak mesafe L şeklindedir. Eşitliğin sağ tarafında ise hızı birim zamanda alınan yol olarak tarif ettiğimiz takdirde L/T olarak, zamanı ise T olarak ifade edebiliriz. Bu durumda aynı denklemi,

$$L = (\frac{L}{T})^a \, T^b$$

şeklinde yazabiliriz. Elimizde a ve b gibi iki bilinmeyen olduğuna göre bu ifadeden iki denklem yazmalıyız. Temel boyutları ve üssel ifadeleri dikkate alarak,

$$L^1 = L^a \, T^{b-1}$$

ve buradan da

$$a = 1, \qquad b - 1 = 0, \qquad b = 1$$

elde edilir. Sonuçta alınan mesafe, hız ve zaman arasında,

$$x = Vt$$

ilişkisi yazılabilir. Bu yaklaşım fiziksel olgular arasındaki ilişkileri bulmamızda her zaman olmasa da bazen bize yardımcı olur. İleri de bu konuya tekrar döneceğiz ve Buckingham Pi teoremi kapsamında yaklaşımı aerodinamik kuvvet ve momentlerin hesaplanmasında dikkate alacağız.

2.2.3 Akışkana ait fiziksel özellikler

Maddenin molekülleri arasındaki bağlara bağlı olarak içinde bulunduğu halleri genel olarak dörde ayırmaktayız. Bu haller katı, sıvı, gaz ve plazma halidir. Katı haldeki maddede maddeyi oluşturan moleküler tabakalar arasındaki bağlar oldukça kuvvetlidir ve bu nedenle de bir tabakanın hareketi diğer tabaka tarafından aynen tekrar edilir, bir manada üzerine etki eden kuvvet aynen diğer tabakaya da aktarılır. Esasen bu tür cisimlere rijit cisim adı verilir. Ancak katı cisimler içerisinde esnek maddeler de olabilir ve esneme özelliği onun katı halinde bulunma özelliğini ortadan kaldırmaz.

Sıvı hali ise moleküler bağların sıcaklığa bağlı olarak zayıflaması sonucu ortaya çıkar. Sıvı hal sıcaklıkla doğrudan ilişkilidir. Bazı maddeler çevre sıcaklığı seviyelerinde katı haldeyken bazı maddeler sıvı halde bulunur. Ancak sıcaklığın artması ile beraber aynı madde hal değiştirerek katı halden sıvı hale geçer. Sıvı haldeki madde içinde bulunduğu kabın şeklini alır, kap dışına bırakıldığında ise akışa geçer. Sıvı sıkıştırıldığında ise sıkışmaya karşı direnç gösterir ve genellikle de sıkıştırılamaz kabul edilir.

Gaz hali sıcaklığın artması ve moleküler yapının oldukça hareketlenmesi sonucu kendini gösterir. Maddenin molekülleri arasındaki bağlar zayıftır ve moleküler hareket tamamen rassal süreçleri takip eder. Gaz halindeki bir madde tıpkı sıvı haldeki gibi içinde bulunduğu kabın şeklini alır, ancak üzerine kuvvet uygulandığında sıkışır ve hacmi azalır. Maddenin haline göre gösterdiği davranışlar farklılık arz eder. Ancak sıvı ve gaz fazları akışkan olarak aynı kategoride değerlendirilir.

Şekil 2.28 Katı haldeki quartz mineral maddesi.

Şekil 2.29 Sıvı akışkan olarak su damlası.

Şekil 2.30 Bacadan çıkan gaz halindeki madde.

Şekil 2.31 Evrenin %99' undan fazlası plazma halinde bulunmaktadır.

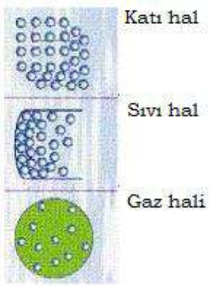
Plazma hali evrende en fazla bulunan hal olmasına rağmen klasik hal tanımlamalarına daha sonra eklenen bir fazdır. Yeryüzü üzerinde fazla bulunmamakla beraber plazma halini flüoresan lambalarda, yıldırımlarda veya aurora oluşumlarında gözlemleyebiliriz. Plazma hali maddenin çok yüksek sıcaklıklarda gösterdiği bir davranıştır. Ancak doğrudan sıcaklık ile ilişkilendirmek doğru olmayabilir, zira önemli olan moleküler seviyedeki bağların zayıflaması ve bu halde atomlara ait elektronların çekirdekle olan bağlarını kopararak ortamda rastgele dolaşabilmeleridir.

a. Süreklilik

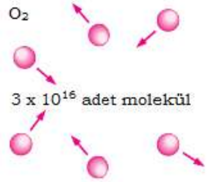
Gerçek dünyada mikro veya makro uzay ortamı bilindiği kadarıyla büyük oranda boşluktan ibarettir. Atom altı seviyede çekirdek ile etrafında dolaşan elektronlar hacmin oldukça küçük bir kısmını işgal eder. Ancak gerek moleküllerin ve gerekse de atom altı parçacıkların hareketi oldukça hızlıdır. Gaz fazındaki moleküllerin hızları yanında sayıları da oldukça fazladır. Örneğin 20 ^{0}C sıcaklık ve 1 atmosfer basıncı altındaki oksijen gazına ait molekül sayısı 1 mm^{3} hacimde ortalama 3 x 10^{16}'dır. Molekül sayı ve hızının yüksek olması varlığını her yerde hissettirmesine neden olmaktadır ve bu nedenle de gerek fiziksel ve gerekse de matematiksel modellemelerde ortam kesintisiz ya da diğer bir ifade ile sürekli kabul edilir. Bununla beraber süreklilik kabulünün geçerliliği Knudsen sayısı olarak tabir edilen bir orana göre değerlendirilebilir. Knudsen sayısı;

$$Kn = \frac{\lambda}{L} \qquad (2.69)$$

şeklinde tarif edilir. Burada λ ortalama moleküler serbest hareket mesafesi, L ise incelenen ortama ait karakteristik uzunluktur. Ortalama moleküler serbest hareket mesafesi bir molekülün başka bir molekül ile rastgele çarpışmadan dolaşabileceği ortalama mesafe değeridir. Oda sıcaklığında bu değer yaklaşık 68 nm'dir. Genellikle Knudsen sayısının 1 ve üstü değerler alması durumunda ortam sürekli kabul edilmez ve süreklilik kabulüne dayalı olarak dikkate alınan fiziksel ya da matematiksel kuramlar geçerliliğini yitirir.



Şekil 2.32 Sıcaklık arttıkça moleküller arası bağlar zayıflar ve hal değişikliği görülür.



Şekil 2.33 Moleküler hacim küçük olsa da molekül sayısı ve hızı oldukça yüksektir.

b. Yoğunluk

Yoğunluk ortama ait önemli bir özellik olup, birim hacim dâhilindeki kütle miktarını ifade eder ve bu itibarla türetilmiş bir özelliktir.

Yoğunluk aşağıdaki gibi tanımlanır;

Özellik	Denklem	Boyut	Birim
ρ	$\frac{m}{V}$	$\frac{M}{L^3}$	$\frac{kg}{m^3}$

Bu özellik genellikle sıcaklık ve basınca göre değişir. Ancak ilerleyen bölümlerde de göreceğimiz üzere akışkanlarda hız yoğunluğu değiştirebilen bir etkiye sahiptir ve hız mertebe olarak arttıkça yoğunluk değişimi de artar. Basıncın etkisi ise sıvılarda oldukça düşük seviyededir. Bu nedenle sıvılarda basınç nedeniyle yoğunluk değişimi yok kabul edilir. Ancak gazlarda durum farklıdır. Yoğunluk artan basınca göre değişim gösterir. Yoğunluğa bağlı olarak tanımlanan diğer bir özellik ise özgül hacimdir. Özgül hacim yoğunluğun tersi olup, birim kütle başına düşen hacim miktarıdır. Matematiksel ifadesi

Özellik	Denklem	Boyut	Birim
$v = \frac{1}{\rho}$	$\frac{V}{m}$	$\left(\frac{L^3}{M}\right)$	$\left(\frac{m^3}{kg}\right)$

şeklinde verilir. Maddeye ait yoğunluk değeri bazen çokça kullanılan ve bilinen bir başka maddenin yoğunluğuna ve aynı maddenin belli şartlar altındaki yoğunluk değerine oranlanarak ifade edilir. Bu orana izafi yoğunluk adı verilir. Gösterimi

$$\sigma = \frac{\rho}{\rho_0} \tag{2.70}$$

şeklindedir. Burada σ değeri izafi yoğunluk oranını, ρ gerçek şartlar altındaki yoğunluk değerini, ρ_0 ise bilinen yoğunluk değerini ifade eder. Böyle bir kullanıma en iyi örnek irtifaya göre değişen hava yoğunluğunun bulunmasıdır. Hesaplamalarda genellikle ρ_0 değeri standart atmosfer şartları altında deniz seviyesindeki yoğunluk değeri olarak alınır ve yaklaşık 1,2256 kg/m^3'tür. Bu değer hemen her yerde aynıdır. Sıvılarda ise benzer uygulama suyun yoğunluğu dikkate alınarak yapılır. 4 ^{0}C'de suyun yoğunluğu 1000 kg/m^3'tür. Böyle bir yaklaşımın nedeni hesaplamalarda kolaylık sağlamasıdır. Aşağıdaki tabloda bazı elementlere ait yoğunluk değerleri verilmiştir. Hava için verilen yoğunluk değeri standart atmosfer şartlarındaki değerdir.

Çizelge 2.6 Bazı elementlere ait yoğunluk değerleri.

Madde	**ρ (kg/m^3)**
Osmiyum	22610
Platin	21450
Altın	19300
Uranyum	18700
Kurşun	11300
Bakır	8920
Demir	7860
Alüminyum	2700
Magnezyum	1750
Su	1000
Hava	1.2256

Şekil 2.34 Altın, platin ve osmiyum elementleri.

c. Hız ve ivme

Hız kavramı madde için önemli bir özellik olup, cismin veya bir akışkan paketinin belli bir Δt sürede aldığı $\Delta\mathbf{x}$ yol miktarı ve yönü şeklinde ifade edilir. Anlaşılacağı üzere hız yöneysel bir özelliktir. Matematiksel olarak hız

Özellik	Denklem	Boyut	Birim
V	$\dfrac{dx}{dt}$	$\dfrac{L}{T}$	$\dfrac{m}{s}$

biçiminde ifade edilir. Alınan mesafenin zamanla ilişkili olduğu dikkate alınarak bu ifadeyi

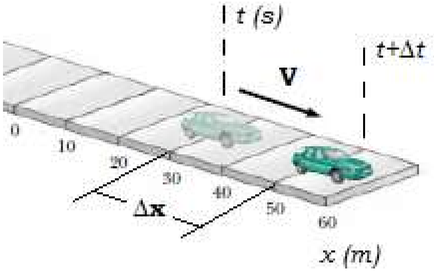
$$\mathbf{V} = \frac{\mathbf{x}(t+\Delta t) - \mathbf{x}(t)}{\Delta t} \tag{2.71}$$

olarak da yazabiliriz. Denklemde geçen belli bir süre yerine oldukça kısa bir süre gibi limit bir değeri dikkate alırsak bu takdirde,

$$\mathbf{V} = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\mathbf{x}(t+\Delta t) - \mathbf{x}(t)}{\Delta t} \tag{2.72}$$

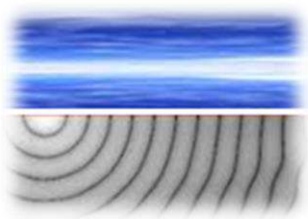
$$\mathbf{V} = \frac{d\mathbf{x}}{dt} \tag{2.73}$$

hızı mesafenin zamana göre türevi şeklinde ifade etmiş oluruz.



Şekil 2.35 Hız yöneysel bir büyüklük olup, birim zamanda alınan yol miktarıdır.

Hız kapsamında ifade etmeyi gerek gördüğümüz iki değer söz konusu olup, bu değerler ışık hızı, *c*, ve ses hızıdır, *a*. Işık hızı bilinen en yüksek hız değeri olup, boşlukta 299.792.458 m/s olarak ifade edilmektedir. Ses hızı ise ses dalgasının hareket hızı olup, tıpkı ışık gibi ortama göre farklı değerler alabilmektedir. Ancak ışıktan farklı olarak sesin ilerleyebilmesi için ortama ihtiyaç vardır, yani boşlukta ses dalgası ilerleyemez. 20 ^{0}C'deki kuru havada ses hızı 343,2 m/s'dir. Ses hızı ve dolayısıyla ses dalgasının yayılması konusuna daha sonra detaylı şekilde değineceğimiz.



Şekil 2.36 Işığın ve sesin yayılımı.

Hız ile kütle arasındaki ilişki ise izafiyet kuramı ile neredeyse sembolik hale gelmiştir ve $E=mc^2$ eşitliği ile ifade edilmektedir. Buna göre her kütlenin bir enerji karşılığı vardır ve uygun yöntemlerle bu enerjiyi açığa çıkarmak mümkündür. Hızın kütle ile diğer bir ilişkisi ise akışkanlarda görülen sıkıştırılabilirlik özelliğidir.

Daha sonra detaylı bir şekilde değineceğimiz sıkıştırılabilirlik özelliği akışkan hızı ile doğrudan ilişkili olup, bu etki sebebiyle akışkanın özgül kütlesi, yani yoğunluğu değişime uğramaktadır.

İvme ise birim zamanda hızda görülen değişim olup, matematiksel olarak

Özellik	Denklem	Boyut	Birim
$\mathbf{a}$	$\frac{\mathrm{d}\mathbf{V}}{dt}$	$\frac{L}{T^2}$	$\frac{m}{s^2}$

veya

$$\mathbf{a} = \frac{d^2\mathbf{x}}{dt^2} \tag{2.74}$$

denklemleri ile ifade edilir. Daha sonra kuvvet bahsinde göreceğimiz üzere ivme, **a**, yöneysel bir büyüklük olup, kuvvet ile doğrudan ilişkilidir.

d. Momentum

Momentum kütleye hareket kabiliyeti sağlayan bir olgudur. Hareket uzayda ilerleme veya dönme şeklinde olabilir. Dolayısıyla momentumu doğrusal ve açısal momentum olmak üzere ikiye ayırabiliriz. Doğrusal momentum, **P**, cismin kütle miktarı ile hızının çarpımı olarak tanımlanır. Kütle sayılsal bir büyüklük olsa da hızın yöneysel bir büyüklük olması nedeniyle momentum da yöneysel bir büyüklüktür.

Şekil 2.37 Hareket kabiliyeti olan lineer momentum korunur.

Lineer momentumu en genel matematiksel ifadesiyle

$$\mathbf{P} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\mathbf{V}.\mathbf{V}}{c^2}}} m\mathbf{V} \tag{2.75}$$

şeklinde ifade ederiz. İfadedeki katsayı Lorentz faktörü olarak adlandırılır. Işık hızına göre düşük hızlarda bu ifade daha basitçe

$$\mathbf{P} = m\mathbf{V} \tag{2.76}$$

biçiminde yazılır.

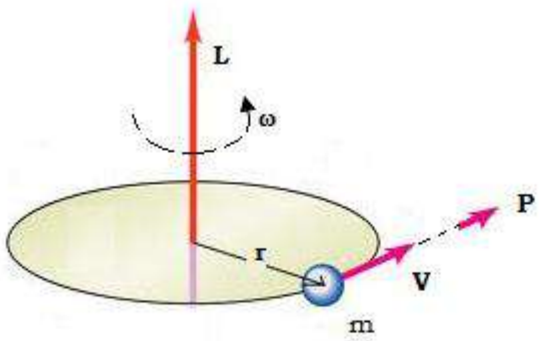
Açısal momentumu, **L**, ise lineer momentuma bağlı olarak ifade etmekteyiz. Seçilen herhangi bir referans noktaya göre açısal momentum

$$\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{P} \tag{2.77}$$
$$\mathbf{L} = \mathbf{r} \times m\mathbf{V} \tag{2.78}$$

biçiminde ifade edilir. Burada **r** referans nokta ile cisim arasındaki mesafeyi gösteren yöneysel büyüklüktür. İki yöneysel büyüklüğün yöneysel çarpımı da doğal olarak yeni bir yöneyle sonuçlanır. Açısal momentumu açısal hız ile de ilişkilendirebiliriz. Buna göre

$$\mathbf{L} = I\boldsymbol{\omega} \tag{2.79}$$

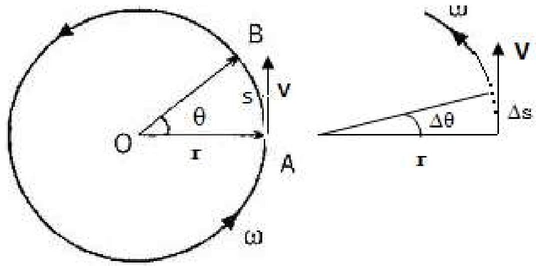
olup, burada I eylemsizlik momenti, $\boldsymbol{\omega}$ ise açısal hızdır. Aşağıdaki şekilde doğrusal ve açısal momentumlar arasındaki geometrik ilişki gösterilmektedir.



Şekil 2.38 Doğrusal ve açısal momentum değerleri birbiri ile ilişkilidir.

e. Açısal hız ve eylemsizlik momenti

Açısal hız bir cismin belli bir referans noktaya göre birim zamanda taradığı yay açısı olarak ifade edilir. Şekil 2.39'daki cismimizin O noktasına göre **V** teğetsel hızına sahip olduğunu, aradaki mesafenin **r** ve taranan açı değerinin ise θ olarak ifade edildiğini düşünelim. Cismimiz belli bir süre sonra A noktasında B noktasına hareket edecek ve s kadar bir yay mesafesi tarayacaktır. Bu hareketin kısa bir sürede ve anlık gerçekleştiğini varsayalım. Bu takdirde alınan yay mesafesi Δs, taranan açı ise Δθ olacaktır.



Şekil 2.39 Teğetsel ve açısal hız değerleri birbiri ile ilişkilidir.

Teğet hızın **r** yarıçapına dik olduğu dikkate alınarak taranan açının tanjantını almak mümkündür. Buna göre

$$\tan(\Delta\theta) = \frac{\Delta s}{r} \tag{2.80}$$

yazılabilir. Açının oldukça küçük olması nedeniyle değerinin tanjant değerine eşit olduğu kabul edilebilir. Ayrıca taranan mesafelerin birim zamanda alındığı dikkate alınırsa

$$r\frac{\Delta\theta}{\Delta t} = \frac{\Delta s}{\Delta \mathrm{t}} \tag{2.81}$$

elde edilir. Bu ifadeyi birim zamanda alınan yol ve birim zamanda taranan açı değerleri, yani teğetsel hız (V) ve açısal hız (ω) ibareleri ile tekrar yazarsak

$$\omega = \frac{\Delta\theta}{\Delta t} \tag{2.82}$$

$$V = \frac{\Delta s}{\Delta \mathrm{t}} \tag{2.83}$$

$$r\omega = V \tag{2.84}$$

ilişkisini elde ederiz.

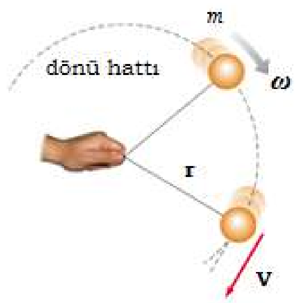
Eylemsizlik momenti ise cismin hareket enerjisi ile doğrudan orantılıdır. Daha sonra detaylı olarak değineceğimiz hareket ya da diğer bir ifade ile kinetik enerjisini

$$K = \frac{1}{2}mV^2 \tag{2.85}$$

biçiminde ifade ederiz. İfadede geçen hız yerine daha önce belirttiğimiz açısal hız içeren terimi dikkate alırsak bu takdirde yeni denklem

$$K = \frac{1}{2}mr^2\omega^2 \tag{2.86}$$

halini alır.



Şekil 2.40 m kütlesinin dönü merkezine göre açısal hareketi.

Bu denklem bir önceki denklemi esas itibari ile tekrar eder tarzdadır, bir farkla ki doğrusal hız yerine açısal hız, kütle yerine de mr^2 ya da tanımsal ifadesi ile açısal kütle terimi bulunmaktadır. Açısal kütle terimi yerine genel kabul gören tanım açısal eylemsizlik momentidir (angular moment of inertia). Açısal eylemsizlik momenti, I, tanımı dâhilinde hareket enerjisini

$$I = mr^2 \tag{2.87}$$

$$K = \frac{1}{2} I\omega^2 \tag{2.88}$$

olarak yazabiliriz. Açısal eylemsizlik momentinin kütle için genel ifadesi ise

$$I = \int \rho(r)(dr)^2 dV(r) \tag{2.89}$$

şeklindedir.

f. Kuvvet

Kuvvet fiziksel doğanın en temel olgularından biri olup, maddenin hızını, hareket yönünü veya şeklini değiştiren etki olarak tanımlanabilir. Bilinen doğada 4 çeşit kuvvet olup, bu kuvvetler güçlü ve zayıf kuvvetler, elektromanyetik kuvvet ve çekim kuvvetidir. Güçlü ya da diğer adıyla nükleer kuvvet ile zayıf kuvvetler çok kısa mesafelerde söz konusu olup, atom altı parçacıklar dâhilinde etkindirler. Diğer kuvvetler ise normo veya makro ölçekte de etkindirler. Bilinen dört kuvvetin aslında tek bir açıklamayla anlamlandırılması (Theory of Everything, TOE) yönünde bazı kuramsal ve deneysel çalışmalar yapılsa da günümüzde henüz genel kabul gören bir kuram geliştirilememiştir. Bununla beraber üzerinde durulan yaygın kuramlardan birisi sicim teorisi (string theory) olup, atom altı seviyedeki kuarklardan daha temel madde yapıtaşlarının sicimler olduğu öngörüsüne dayanır. Normo ve makro seviyede gördüğümüz diğer kuvvetler ise temel kuvvetlerin ya doğrudan kendisi veya kendi aralarındaki etkileşimleri olarak gözlemlenir. Kuvveti lineer momentum ile ilişkilendiririz. Buna göre kuvvet birim zaman içerisindeki momentum değişimidir. Matematiksel olarak

Özellik	Denklem	Boyut	Birim
F	$\frac{d(\mathbf{P})}{dt}$	$\frac{ML}{T^2}$	$\frac{kg\ m}{s^2}$

veya

$$\mathbf{F} = \frac{d(m\mathbf{V})}{dt} \tag{2.90}$$

şeklinde ifade edilir. Birimi aynı zamanda Newton *(N)* olarak da adlandırılır. Işık hızına göre düşük hızlarda kütlenin zamanla değişmediği kabulü yapıldığında bu ifade

$$\mathbf{F} = \frac{dm}{dt}\mathbf{V} + m\frac{d\mathbf{V}}{dt} \tag{2.91}$$

$$\mathbf{F} = m\frac{d\mathbf{V}}{dt} \tag{2.92}$$

halini alır. Hızın zaman içerisindeki değişiminin ivme olduğu hatırlanırsa bu denklemi en meşhur haliyle

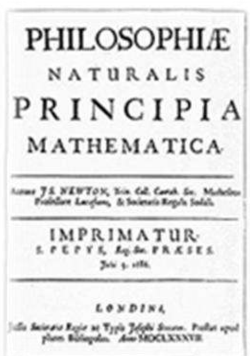
$$\mathbf{F} = m\mathbf{a} \tag{2.93}$$

şeklinde yazabiliriz.

Kuvvet kavramı dâhilinde belki de en yaygın olarak hayatımızı etkileyen unsur ağırlık kuvveti olup, bu kuvvet çekim kuvveti kaynaklıdır. Çekim kuvveti ise doğrudan doğruya madde miktarı yani kütle ile ilişkilidir. Ağırlık kuvvetini

$$\mathbf{W} = m\mathbf{g} \tag{2.94}$$

şeklinde ifade etmekteyiz. Burada **g** yerçekimi ivmesini belirtmektedir. Yerçekimi ivmesi yeryüzü üzerinde yüksekliğe göre değişmekle beraber genellikle sabit bir değer kabul edilir ve 9,81 kgm/s^2 olarak dikkate alınır.


PHILOSOPHIÆ
NATURALIS
PRINCIPIA
MATHEMATICA
IMPRIMATUR
LONDINI

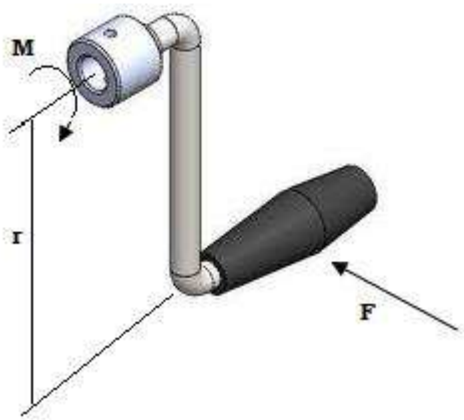
Şekil 2.41 Isaac Newton ‘a ait kitabın ilk sayfası, 1687.

g. Moment

Moment kavramını dönü kuvveti olarak tanımlayabiliriz. Kuvvetin lineer momentumla olan ilişkisinde olduğu gibi moment de açısal momentumla ilişkilendirilir. Buna göre moment, **M**, cismin sahip olduğu açısal momentumun birim zamandaki değişimine eşittir. Matematiksel ifadesiyle moment

Özellik	Denklem	Boyut	Birim
M	$\frac{d(\mathbf{L})}{dt}$	$\frac{ML^2}{T^2}$	$\frac{kg\, m^2}{s^2}$

biçiminde yazılabilir.



Şekil 2.42 Kuvvet ve kuvvet kolu çarpımı moment değerini verir.

Açısal momentumun zaman içindeki değişimini açısal momentumun tanımını dikkate alarak yeniden yazabiliriz. Buna göre

$$\mathbf{M} = \frac{d(\mathbf{L})}{dt} \tag{2.95}$$

$$\mathbf{M} = \frac{d(\mathbf{r} \text{x} \mathbf{P})}{dt} \tag{2.96}$$

$$\mathbf{M} = \frac{d\mathbf{r}}{dt} \text{x}\, \mathbf{P} + \mathbf{r} \text{ x } \frac{d\mathbf{P}}{dt} \tag{2.97}$$

elde edilir. Moment kolu olan **r** mesafesinin zaman içerisinde değişmediği dikkate alındığında moment ifadesi klasik tanımına, kuvvet ile kuvvet kolu çarpımı denklemine eşitlenmiş olur;

$$\mathbf{M} = \mathbf{r} \text{ x} \frac{d\mathbf{P}}{dt} \tag{2.98}$$

$$\mathbf{M} = \mathbf{r} \text{ x } \mathbf{F} \tag{2.99}$$

Öte yandan açısal momentumun açısal hız ile ilişkisi hatırlanırsa, moment için yeni bir denklem elde etmek mümkündür. Dolayısıyla

$$\mathbf{M} = \frac{d(I\boldsymbol{\omega})}{dt} \tag{2.100}$$

$$\mathbf{M} = I\frac{d\boldsymbol{\omega}}{dt} \tag{2.101}$$

$$\mathbf{M} = I\boldsymbol{\alpha} \tag{2.102}$$

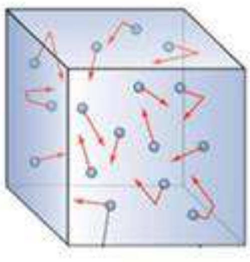
yazılabilir. Bu denklem kuvvet-ivme ilişkisini anımsatmakta olup, ifadedeki $\boldsymbol{\alpha}$ açısal ivme olarak tanımlanır.

h. Basınç

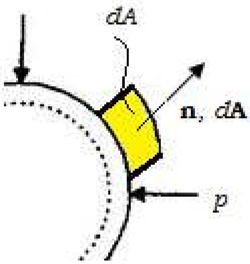
Havacılık bilimleri açısından basınç kavramının ayrı bir önemi vardır. Zira uçmak neredeyse tamamen basınç kavramı üzerine dayalıdır. Bu nedenle basınç üzerinde biraz detaylı bir şekilde duracağız. Basınç kavramını maddenin haline göre tanımlamak mümkündür. Katılarda basıncı birim alana etki eden kuvvet şeklinde tarif edebiliriz. Bu tanım sıvı ve gazların dâhil edildiği akışkanlarda da geçerlidir. Ancak farklı mekanizmalar söz konusudur. Basıncı matematiksel olarak

Özellik	Denklem	Boyut	Birim
p	$\frac{\mathbf{F}}{\mathbf{A}}$	$\frac{M}{LT^2}$	$\frac{kg}{m\,s^2}, \frac{N}{m^2}, Pascal$

biçiminde ifade edebiliriz.



Şekil 2.43 Kinetik teoriye göre moleküler hareket.



Şekil 2.44 Sayılsal büyüklük olarak basınç ve katı yüzeye etkisi.

Birim olarak yapılan tanımın akışkanlarda da geçerli olduğu ifade edilse de basıncın akışkan ve özellikle de gaz fazı içerisindeki oluşumu farklıdır. Basıncın fiziksel açıklamasını yapan yaklaşımlardan en yaygın olanı kinetik teoridir. Gazların kinetik teorisine göre gaz molekülleri rassal olarak sürekli hareket halinde bulunurlar ve çok küçük olsa da moleküler kütle ve bu kütlenin sahip olduğu momentum nedeniyle ortamda sürekli olarak momentum alışverişi söz konusudur. Ancak bu alışverişte rassallık ön planda olduğu için ortalama bir şiddetten bahsedilse de belli bir yönden bahsetmek mümkün değildir. Bu nedenle çok sayıda moleküler seviyede meydana gelen momentum alışverişlerinin bir sonucu olan basınç sayılsal bir olgu olarak nitelenir. Basıncın moleküler hareketle ilişkisini belirtmek için V hacmine sahip bir kap düşünelim. Kap dâhilinde durgun halde bulunan gaza ait moleküllerin toplam sayısına N, molekül kütlesine m *ve* ortalama molekül hızına $\bar{v}$ diyelim. Bu tanımlar ışığı altında kinetik teori basıncı,

$$p = \frac{nm\bar{v}^2}{3} \tag{2.103}$$

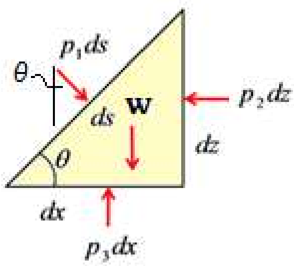
şeklinde vermektedir. Burada n sayısı N/V oranıdır. Basıncın herhangi bir yüzeyle teması halinde momentum iletimi yüzeyle gerçekleşecektir. Bu durum rassallığı en azından temas edilen yüzey itibariyle ortadan kaldırır. Dolayısıyla basınç yönlü bir olgu olan kuvvet halinde kendisini hissettirir. Basıncın, temas ettiği yüzeyin normali doğrultusunda ve her zaman yüzeye dik olarak etki ettiği kabul edilir. Bu nedenle basınç ifadesini,

$$d\mathbf{F} = -pd\mathbf{A} \tag{2.104}$$

$$d\mathbf{F} = -p\mathbf{n}dA \tag{2.105}$$

biçiminde yazabiliriz. Burada **n** yüzeyin normali doğrultusundaki birim yöneydir. Ayrıca şunu da unutmamak gerekir ki ifade edilen basınç değeri durgun haldeki gaz için yazılmıştır. Dolayısıyla basınç değeri statik basınç olarak adlandırılır. Akışkanın durağan halden hareketli hale geçmesi durumunda statik basınca ilave olarak genel akışkan hareketinden kaynaklanan dinamik basınç etkisi de söz konusu olur.

Öte yandan durgun haldeki akışkanın herhangi bir noktasındaki basınç değerinin her yönden aynı değere sahip olduğu da kabul edilen diğer bir olgudur. Bu hususu kuvvetlerin dengesi yaklaşımıyla ispat etmek de mümkündür. Elimizde Şekil 2.45'deki gibi dik kenarları dx ve dz, hipotenüsü ise ds uzunluğunda, birim derinliğe sahip üçgen prizma şeklinde bir akışkan elemanının var olduğunu düşünelim. Bu hacimsel elemanın her bir yüzeyine p_1, p_2 ve p_3 gibi basınç değerlerinin etki ettiğini kabul edelim.



Şekil 2.45 Üçgen prizma şeklindeki birim akışkan elemanı.

Statik halde duran, dolayısıyla hareketin olmadığı bu kütle için x ve z eksenleri üzerinde ayrı ayrı kuvvet dengesini yazmak mümkündür. Buna göre x ekseni üzerinde,

$$(p_1 ds)\sin(\theta) - p_2 dz = 0 \quad (2.106)$$
$$dz = ds\sin(\theta) \quad (2.107)$$

yazılabilir. Buradan

$$p_1 = p_2 \quad (2.108)$$

sonucuna ulaşılır. Aynı şekilde z ekseni üzerinde ağırlık kuvveti de dikkate alınarak kuvvet dengesi yazılırsa,

$$-p_1 ds\cos(\theta) + p_3 dx - \mathbf{W} = 0 \quad (2.109)$$
$$\mathbf{W} = \rho\mathbf{g}dV \quad (2.110)$$

ve aradaki geometrik bağıntılarla bir önceki sonuç beraber dikkate alınırsa,

$$dx = ds\cos(\theta) \quad (2.111)$$
$$p_1 = p_2 \quad (2.112)$$
$$dV = \frac{1}{2} ds\cos(\theta)\, dzdy \quad (2.113)$$

sonuçta

$$p_2 - p_3 = \frac{1}{2}\rho\,\mathbf{g}\,dz\,dy \quad (2.114)$$

elde edilir. Bu ifadede dz ve/veya dy mesafesinin sonsuz küçük bir değerde olduğu yaklaşımı yapılırsa bu takdirde,

$$p_2 - p_3 = \lim_{\substack{dz\to 0\\ dy\to 0}} \frac{1}{2}\rho\,\mathbf{g}\,dz\,dy \quad (2.115)$$
$$p_2 = p_3 \quad (2.116)$$

ve genelde de

$$p_1 = p_2 = p_3 \quad (2.117)$$

eşitliğine ulaşılır. Bu ifade akışkanın herhangi bir noktasındaki basınç değerinin her doğrultuda aynı olduğunu göstermektedir.

Durgun haldeki bir noktadan yerçekiminin tersi yönde yukarıya doğru başka bir noktaya basıncın nasıl değiştiğini ise yine benzer bir yaklaşımla incelemek mümkündür. Bunun için boyutları dx, dy ve dz olan bir küp düşünelim. Küpün alt yüzeyine etki eden basınç değeri p, üst yüzeyine etki eden basınç değeri ise küçük bir miktar manasında dp kadar artarak *(p+dp)* olsun. Gerek yatay ve gerekse de dikey eksenler dâhilinde durgun durum söz konusu olduğuna göre dikey eksen üzerinde kuvvetler dengesini,

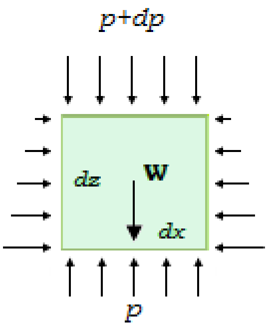
$$(p + dp)d\mathbf{A} + \mathbf{W} - pd\mathbf{A} = 0 \quad (2.118)$$
$$(p + dp)dxdy + \rho\mathbf{g}dxdydz - pdxdy = 0 \quad (2.119)$$

şeklinde yazabiliriz. Bu denklemi yeniden düzenlersek

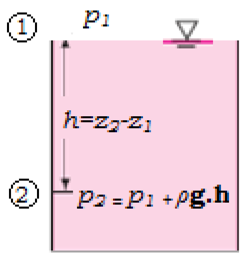
$$dpdxdy = -\rho \mathbf{g} dxdydz \tag{2.120}$$

$$\frac{dp}{dz} = -\rho \mathbf{g} \tag{2.121}$$

sonucuna varabiliriz.



Şekil 2.46 Küp şeklindeki birim akışkan elemanı.



Şekil 2.47 İki nokta arasındaki basınç farkı.

Elde ettiğimiz bu denklem bize iki hususu hatırlatmaktadır. Bunlarda ilki irtifa değişikliğinin söz konusu olmadığı durumlarda basıncın yatay eksen boyunca aynı olduğu, ikincisi ise dikey eksen boyunca basıncın öncelikle irtifaya göre ve heterojen kütle dağılımı söz konusu olduğunda ise ilave olarak yoğunluğa göre değiştiğidir. Yoğunluğun akışkan dâhilinde sabit olduğu kabul edilirse bu takdirde iki nokta arasındaki basınç farkı,

$$\int_{p_1}^{p_2} dp = -\int_{z_1}^{z_2} \rho \mathbf{g} d\mathbf{z} \tag{2.122}$$

$$p_2 - p_1 = -\rho \mathbf{g}(\mathbf{z}_2 - \mathbf{z}_1) \tag{2.123}$$

şeklinde yazılabilir. Bu ifade kısaca

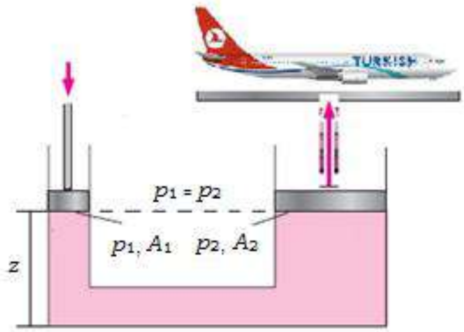
$$\Delta p = -\rho \mathbf{g} \Delta \mathbf{h} \tag{2.124}$$

olarak kullanılır. Bahsedilen ilk husus basınç hesaplamalarında oldukça yaygın olarak kullanılır. Yani sıvı içerisinde aynı yatay hat dâhilinde basınç değerlerinin aynı olması sayesinde basınç ölçüm cihazları ya da kaldırma sistemleri tasarlanabilmektedir. Şekil 2.48'de gösterilen düzeneği bu bağlamda değerlendirebiliriz. Akışkanların bu özelliği sayesinde oldukça ağır cisimler nispeten az bir kuvvetle kaldırılabilmektedir. 1'inci noktadaki basınç değeri ile 2'nci noktadaki basınç değerleri aynı seviyede oldukları için aynı değere sahiptirler. Ancak elde edilen kuvvetler farklıdır. Zira kuvvet basıncın yüzey alanı ile çarpımına eşittir. Bu nedenle A_1 gibi küçük bir yüzey alanına F_1 gibi bir kuvvet uygulandığında karşılığında F_2 gibi bir kuvvet elde edilir ve bu kuvvet,

$$p_2 = p_1 \tag{2.125}$$

$$\mathbf{F}_2 = \mathbf{F}_1 \frac{A_2}{A_1} \tag{2.126}$$

ifadesine eşittir. Bu denklem aynı zamanda şunu da göstermektedir ki alan ne kadar büyürse elde edilecek kuvvet de o oranda büyür.



Şekil 2.48 İki nokta arasındaki basınç farkı.

Basıncı ölçmek içinse iki ayrı alet kullanılır. Bunlar manometre ve barometredir. Manometre özellikle kapalı kaplar içindeki gazların basıncını ölçmek için kullanılır. Genellikle U tüpü şeklinde olup, bu tüpün bir kısmı atmosfere açık, diğer kısmı ise kapalı bir kaba bağlıdır. Tüpün içerisinde ise genellikle yoğunluğu büyük olan cıva gibi akışkanlar kullanılır. Ancak düşük mertebedeki basınçların ölçümünde yoğunluğu daha az olan alkol gibi sıvıların kullanılması ölçüm hassasiyetini arttırır. Kapalı kaptaki gazın basıncının küçük hacimlerde her noktada aynı olduğu kabul edilebilir. Bu nedenle Şekil 2.49'daki kabın herhangi bir noktasındaki p basıncı ile 1 noktasındaki p_1 basıncı aynı değerdedir. Öte yandan bu nokta ile aynı seviyedeki 2'nci noktaya ait p_2 basıncı da aynı değerdedir. Dolayısıyla,

$$p_1 = p_2 \tag{2.127}$$

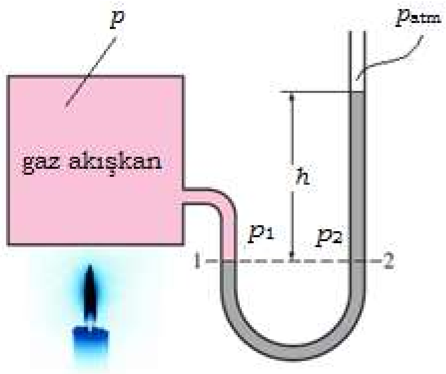
yazılabilir. p_2 basıncını ise

$$p_2 = p_{atm} + \rho\mathbf{gh} \tag{2.128}$$

şeklinde yazabiliriz. Bu ifadelerden hareketle kapalı kap içerisindeki basıncı

$$P = p_{atm} + \rho\mathbf{gh} \tag{2.129}$$

denklemini kullanarak elde ederiz.



Şekil 2.49 Manometrede ölçüm sistemi.

Öte yandan atmosfer basıncını ise daha basit bir sistemle ölçmek mümkündür. Açık hava ya da atmosfer basıncını barometre denilen bir ucu kapalı diğer ucu ise açık basit bir tüple ölçeriz. Bu sistemde tüpün bir kısmı havası alınmış boşluktan ibaret olup, diğer kısmı ise içine cıva gibi ağır akışkan doldurulmuş kaba daldırılır. Bahse konu düzenek Şekil 2.50'de görülmektedir. Tüp içerisindeki B noktasına ait basınç değeri aynı yatay seviyedeki p_{atm} atmosfer basıncına eşittir. p_B basıncını ise

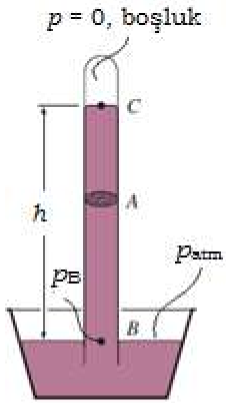
$$p_B = p_{atm} \tag{2.130}$$
$$p_B = p_C + \rho \mathbf{gh} \tag{2.131}$$

şeklinde ifade edebiliriz; p_C basıncı ise kapalı ortamın havasının alınması, yani boşluk olması sebebiyle sıfır alabiliriz. Bu durumda açık hava basıncını

$$p_{atm} = \rho \mathbf{gh} \tag{2.132}$$

ifadesi ile elde ederiz. Tabiatıyla ρ yoğunluğu tüp içerisinde kullanılan sıvı akışkana ait yoğunluk değeridir.

Şekil 2.50(a) Antik aneroit barometre altimetrenin temelini oluşturur.



Şekil 2.50(b) Barometrede ölçüm sistemi.

i. Viskozite

Viskozite akışkanın akmaya karşı olan direnci veya içsel sürtünmesi şeklinde tarif edilir. Bazı akışkanlar akmaya karşı oldukça dirençli, bazıları ise elverişlidir. Örneğin su akmaya elverişli, bal ise akmaya karşı dirençlidir. Viskozite özelliği akışkandan akışkana değişir ve maddeye özgü bir özelliktir. Dolayısıyla bu özelliğin bulunabilmesi için ölçülmesi gerekir. Viskozimetre akışkanların viskozitesini ölçen aletlere denir.

Şekil 2.51 Viskozitesi düşükten büyüğe farklı akışkanların sıralanışı.

Viskoziteyi akışkana etki eden kuvvetlerle ilişkilendirmek için söyle bir yaklaşımdan faydalanabiliriz. Düzeneğimizde y kadar arada mesafenin olduğu iki katı yüzey ve bu yüzeyler arasında da herhangi bir akışkanın varlığını düşünelim. Katı yüzeylerden alttakini sabit yani hareketsiz, üstekini ise **F** kuvveti ile çektiğimizi kabul edelim. Bu durumda çekilen katı yüzey ile aradaki akışkanın teması nedeniyle yüzey dâhilinde **F/A** kadar τ kayma gerilmesi oluşacaktır. Burada A katı yüzey alanıdır. Öte yandan uygulanan kuvvet ya da ortaya çıkan kayma gerilmesi ile akışkanın hızlanması arasında da doğrusal bir orantı söz konusudur. Uygulanan kuvvet ne kadar büyükse, doğal olarak katı yüzeyin veya yüzeye temas eden akışkanın kazanacağı u hızı da o oranda büyük olacaktır. Ancak bu etki tabakalar arası mesafe ile ters orantılıdır. Aradaki y mesafesinin artması etki eden kuvvetin akışkana nüfuzunu, dolayısıyla kayma gerilmesini azaltacaktır. Buna göre,

$$\tau = \frac{\mathbf{F}}{\boldsymbol{A}} \tag{2.133}$$

$$\tau \sim u \tag{2.134}$$

$$\tau \sim \frac{1}{y} \tag{2.135}$$

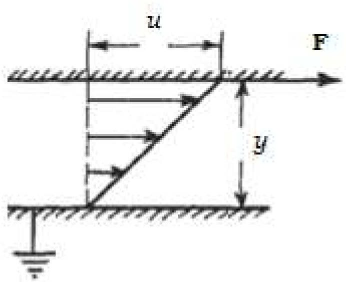
yazılabilir. Bu iki orantıyı eşitlik haline getirmek için dikkate alınan yaklaşımlardan birisi akışkana özgü bir katsayı tanımlanmasıdır. Bu katsayıya μ dinamik viskozite adı verilir ve eşitsizlik ifadesi

$$\tau = \mu \frac{u}{y} \tag{2.136}$$

ya da diferansiyel ifadeler bağlamında

$$\tau = \mu \frac{\partial u}{\partial y} \tag{2.137}$$

denklemi ile eşitlik haline getirilir.



Şekil 2.52 İki tabaka arasındaki viskoz akışkanın davranışı.

Viskozitenin boyutsal ve birimsel ifadesi ise şu şekildedir;

Özellik	Denklem	Boyut	Birim
μ	$\tau = \mu \frac{\partial u}{\partial y}$	$\frac{M}{LT}$	$\frac{kg}{m\,s}$

Dinamik viskozite aynı zamanda mutlak viskozite olarak da adlandırılır. Bu kavramının yoğunluk ile bölünmesi sonucu ortaya çıkan değere ise υ kinematik viskozite denir ve

Özellik	Denklem	Boyut	Birim
ν	$\frac{\mu}{\rho}$	$\frac{L^2}{T}$	m^2/s

şeklinde tanımlanır. Böyle bir tanımın yapılma gayesi viskoziteyi akışkanın eylemsizlik kuvvetleri ile ilişkilendirmektir. Eylemsizlik ise kütlesel bir özellik olan yoğunlukla karakterize edilebilir.

Şekil 2.53 Bitumen olarak adlandırılan bazı hidrokarbonların viskozitesi suyun 200 milyar katı olabilir.

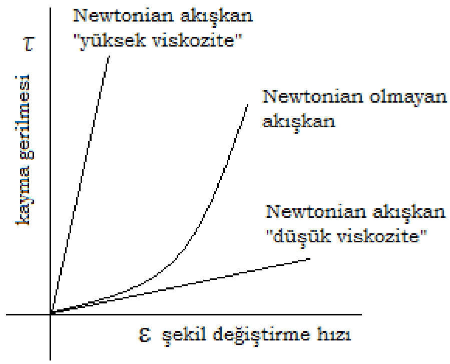
Öte yandan viskozite değerinin sabit olarak dikkate alınması beraberinde dikkate alınan akışkana bir tanımlama da getirir. Genellikle sabit viskoziteye sahip bu tür akışkanlara "Newtonian" akışkan adı verilir. Ancak kayma gerilmesi ile şekil değiştirme hızı arasındaki ilişki her zaman doğrusal olmayabilir, başka bir ifade ile viskozite değerinin değişken olduğu akışkanlar da söz konusudur. Bu tür akışkanlara ise "Newtonian" olmayan akışkan adı verilir.

Şekil 2.54 Balın viskozitesi değişken olup, "Newtonian" olmayan bir akışkandır.

Böyle akışkanlarda τ kayma gerilmesi ile ε şekil değiştirme hızı arasındaki ilişki doğrusal olmayan karakterde olup, yaklaşımlardan birisi,

$$\tau = \kappa(\frac{\partial u}{\partial y})^n \tag{2.138}$$

şeklinde verilmektedir. Burada n davranış indeksi, κ ise direnç indeksi olarak adlandırılır. Konu denklem aynı zamanda üssel denklem olarak da adlandırılır.



Şekil 2.55 Kayma gerilmesi ile şekil değişim hızı arasındaki ilişki örnekleri.

j. Sıkıştırılabilirlik

Sıkıştırılabilirlik özelliğini akışkanın basınca karşı gösterdiği hacimsel tepki olarak tanımlayabiliriz. Gerek sıvılar ve gerekse de gazlar üzerlerine basınç farkı uygulandığında hacim değişikliğine uğrarlar. Özellikle gazlardaki hacim değişikliği kayda değer boyuttadır. Genellikle sıvılar basınç değişikliği karşısında çok az hacim değişikliğine uğrarlar. Bu nedenle sıvıları sıkıştırılamaz akışkan olarak kabul edebiliriz. Ancak gazlarda sıkıştırılabilirlik mertebe olarak göz önüne alınacak seviyelerdedir. Akışkanda elastisite olarak da adlandırılan sıkıştırılabilirliği basınç farkı nedeniyle ortaya çıkan hacim değişikliği şeklinde ifade edebiliriz. Matematiksel olarak,

Özellik	Denklem	Boyut	Birim
κ	$-\frac{1}{v}\frac{dv}{dp}$	$-\frac{LT^2}{M}$	ms^2/kg

ifadelerini yazmak mümkündür. Ancak sıkıştırılabilirlik sıcaklık ve ısı gibi kavramlarla doğrudan ilişkilidir. Bu nedenle elastikiyeti adyabatik veya izotermal şartlar altında ayrı ayrı tanımlamak daha doğru olur. Adyabatiklik ısı enerjisi alışverişinin olmadığı süreçleri, izotermal süreç ise eş sıcaklıkların olduğu değişimleri ifade etmektedir. Buna göre elastikliği adyabatik süreçte;

$$-\frac{1}{v}\left(\frac{dv}{dp}\right)_S \quad (2.139)$$

şeklinde, izotermal süreçte ise

$$-\frac{1}{v}\left(\frac{dv}{dp}\right)_T \quad (2.140)$$

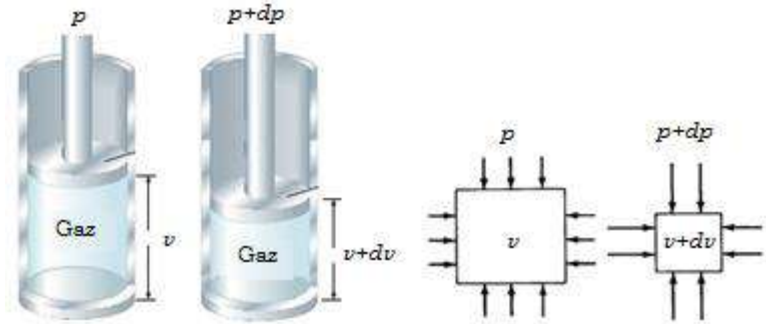
biçiminde ifade edebiliriz. Sıkıştırılabilirlik kavramını özgül kütle dediğimiz yoğunlukla da ilişkilendirebiliriz. Hatırlanacağı üzere yoğunluk bahsinde özgül hacim tanımı yapmış ve özgül hacmi $v=1/\rho$ şeklinde tanımlamıştık. Bu tanımı sıkıştırılabilirlik denkleminde dikkate alırsak,

$$v = \frac{1}{\rho} \tag{2.141}$$

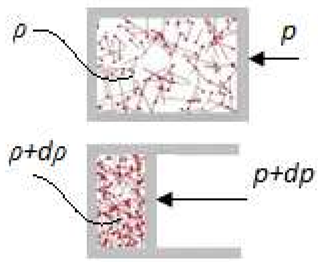
$$dv = -\frac{1}{\rho^2}\, d\rho \tag{2.142}$$

$$\kappa = \frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dp} \tag{2.143}$$

ilişkisini yazabiliriz. Bu ifade sıkıştırılabilirlik ile yoğunluk değişimi arasında bir bağ olduğunu ve yoğunluğun elastik tipteki akışkanlarda değişebileceğini göstermektedir.



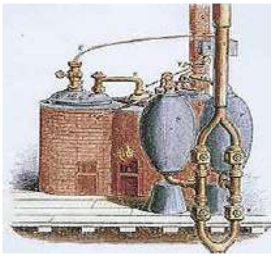
Şekil 2.56 Sıkıştırılabilirliğin fiziksel anlamı.



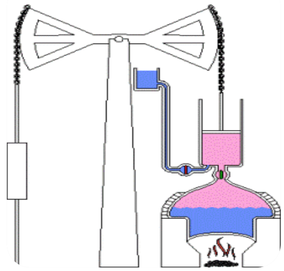
Şekil 2.57 Basınç değişimine bağlı olarak yoğunluk değişimi.

2.2.4 Termodinamik ve temel kavramlar

Rönesans döneminin sonlarına doğru, 17'nci yüzyılda özellikle İngiltere'de makineleşme ve bu bağlamda da buhar gücünden faydalanma fikri yaygınlaşmaya başlamış, yaygınlaşmadan öte somut projelere dönüşmüştü. Kayıtlara geçen ilk buhar gücüyle çalışan makine patentinin Thomas Savery adlı İngiliz mucide ait olduğunu görüyoruz. 1698 yılında Savery temel olarak buhar gücünü kullanan basit ama mekanik bir sistemin patent hakkını aldı. Sistemde piston kavramı yoktu, ancak ilkel de olsa ısıtma, buharlaştırma ve hareket gibi temel kavramları içermekteydi. Ayrıca yine kayıtlara ilk defa beygirgücü (horsepower) kavramını kazandıran da yine kendisiydi. Onu takip eden yıllarda ve muhtemelen de 1710 yılında başka bir İngiliz vatandaşı, adaşı Thomas Newcomen tarafından bugünkü anlamıyla tam bir buhar makinesi tasarlanarak üretilmişti. Bu yeni tasarımda piston ve valf gibi önemli aksamlar da yer almaktaydı. Bu itibarla Newcomen endüstri devriminin ilklerinden biri olarak kabul edilmektedir.



Şekil 2.58 Savery patentli ilk buhar makinelerinden bir örnek, 1698.



Şekil 2.59 Kavramsal manada tam bir buhar makinesi, Newcomen 1710.

18'inci yüzyıldan itibaren buhar kazanları yaygınlaştıkça ısı ve enerji kavramları da önem kazanmaya başladı. Zira harcanan ısı enerjisi ya da daha açık bir ifade ile yakılan kömür miktarı ile elde edilen iş arasındaki ilişki önem arz etmekteydi. Verimliliği artırmak için pek çok çalışma yapıldı. Bununla beraber içinde enerji içeren fiziksel süreçlerin bilimsel tabanı üzerinde ancak 1820'li yıllarda durulmaya başlandı. Bu dönemde özellikle Fransız bilim insanı Sadi Carnot'un çalışmalarını görmekteyiz.

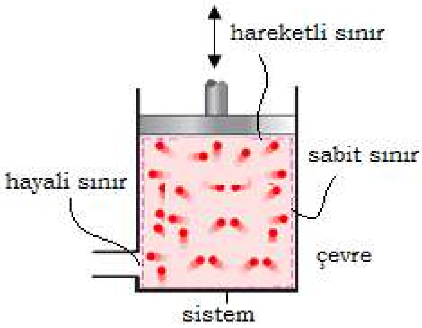
Öte yandan termodinamik terimini ilk defa 1849 yılında Lord Kelvin'in yayınlarında görmekteyiz. Bu konudaki ilk bilimsel kitap ise 1859'da William Rankine tarafında kaleme alınmıştır. Müteakip zaman içerisinde termodinamiğin temel yasaları belki eşzamanlı ama Viyana, Berlin ve Edinburgh gibi farklı okullar ya da başka bir ifade ile ekoller tarafından dillendirilmeye başlanmış, evren dâhilinde gerçekleşen enerji süreçleri oldukça sağlam bilimsel temellere oturtulmuştur.

Termodinamik bilimi daha önce de ifade edildiği üzere fizik biliminin ana uğraşı alanlarından biridir. Kelime olarak Yunancada ısı anlamına gelen "therme" ve güç anlamına gelen "dynamis" kelimelerinin birleştirilmesinden meydana gelir. Genellikle enerji bilimi olarak adlandırılır. Termodinamik bilimi madde ve enerji ikilisi arasındaki ilişkileri yöneten kuralları araştırır. Bu kuralların incelenen sistemin özelliklerine göre değişmediği, genel bir geçerliliğe sahip olduğu kabul edilir. Termodinamik daha alt seviyede klasik termodinamik ve istatistiksel termodinamik şeklinde ikiye ayrılır. Klasik termodinamik fiziksel süreçleri makroskobik seviyede inceler ve bu meyanda moleküler seviyelerdeki mekanizmalarla ilgilenmez. İstatistiksel termodinamik ise tek tek parçacıkların ya da başka bir ifade ile moleküllerin oluşturduğu büyük kümelerin ortak davranışlarını göz önüne alır. Dolayısıyla fiziksel süreçlere mikroskobik yaklaşım söz konusudur. Havacılık bilimleri açısından termodinamiğin önemi akış dâhilinde gerçekleşen kayıplar ve özellikle de hava araçları motorları kapsamında su yüzüne çıkar. Kitabın kapsamı içerisinde daha çok temel kavramlara değinilecektir.

a. Sistem ve çevre

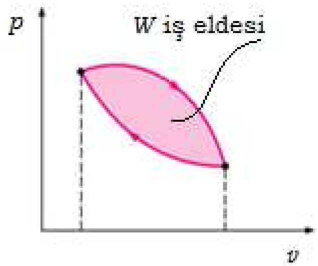
Uzay-zaman sarmalında incelenecek belirli bir bölge ya da madde topluluğuna sistem adı verilmektedir. Tanımı gereği sistem dışında kalan kütleye veya bölgeye ise çevre denmektedir. Sistemi çevreden ayıran gerçek ya da sanal sınıra ise sistem sınırı adı verilmektedir. Üzerinde inceleme yapılan sistem sabit ya da hareketli olabilir.

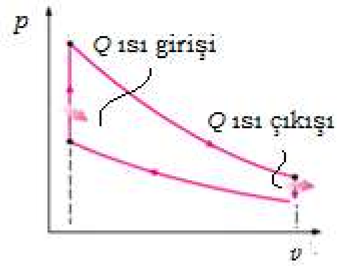
Sistemi madde ve/veya enerji alışverişine göre sınıflandırmaya tâbi tutabiliriz. Buna göre sisteme madde ve enerji giriş çıkış mümkünse bu tür sistemler açık sistemler olarak adlandırılır. Herhangi bir kütle veya enerji alış verişinin olmadığı sistemlere ise izole sistem adı verilmektedir. Sadece enerji giriş çıkışının olabildiği, kütle alış verişinin mümkün olmadığı sistemlere de kapalı sistemler denmektedir. Sistem sınırı gerçek ya da hayali olabileceği gibi sabit veya hareketli de olabilir. Aşağıdaki şekilde gösterilen hareketli sınır piston yüzeyi olup, aynı zamanda gerçek bir sınırdır. Sisteme madde giriş çıkışını sağlayan kısımda ise hayali ama sabit bir sınır bulunmaktadır.



Şekil 2.60 Sistem, çevre ve sınır kavramları.

Sistem bazı termodinamik parametreler tarafından karakterize edilir. Deneysel olarak da ölçülebilen bu parametreler hacim, basınç ve sıcaklık gibi temel makroskobik özelliklerdir. Bu özellikler arasındaki ilişkiyi ifade eden birlikteliğe genellikle hal denklemi veya sistemin durumu denir. Sistem dâhilinde eğer bu parametreler değişmeden sabit kalabiliyorsa bu takdirde sistem termodinamik açıdan denge halindedir. Termodinamik parametrelerin değişmesi halinde sistemin hal değişikliği içerisinde olduğu kabul edilir. Eğer termodinamik parametrelerin değişimi olsa da bir süre sonra yine aynı parametre değerlerine dönüş söz konusu ise bu tür hal değişikliklerine çevrim adı verilir. İfade edilen tanımlamalar ışığı altında evrenin izole bir sistem olduğunu ve termodinamik açıdan parametrelerinin sürekli değiştiğini söyleyebiliriz. Yerküre ise hem enerji ve hem de madde alışverişine açık bir sistemdir.





Şekil 2.61 Sistemde hal değişiklikleri ve çevrim.

b. Enerji ve türleri

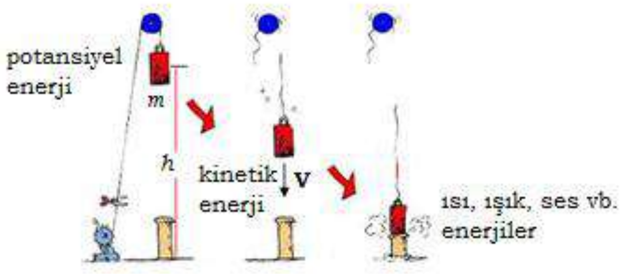
Enerji değişikliklere sebep olma yeteneği olarak tarif edilebilir. Ancak bu ifade değişikliğin olmadığı yerde enerjinin de olmayacağı manasına gelmemektedir. Bu nedenle enerjiyi maddenin farklı bir formu şeklinde de tanımlayabiliriz. Enerji sayılsal bir büyüklüktür. Yani doğasında büyüklük mevcut, ancak yön kavramı yoktur. Lakin enerjinin iletimi sadedinde belirli bir yönden bahsetmek de mümkündür. Termodinamik açıdan bir sistemde enerji dökümü önem arz eder. Değişik enerji formlarından bahsetmek mümkündür. Bu türler arasında ısıl, kimyasal, elektrik, elektromanyetik, nükleer, elastik, ses, mekanik ve ışık enerjisi sayılabilir. Sayılan bu türler haricinde ilave enerji türlerinin varlığı da mümkündür. Varsayımsal da olsa bugünkü yaklaşımlara göre evrenin yaklaşık %74'ü karanlık enerjiden oluşmaktadır. Geri kalan kısmın %22'si karanlık maddeden, %4'ü ise klasik manada bilinen maddeden oluşmaktadır. Bilinen maddenin ise %3,6'sı gökadalar arası gazlardan ve sadece %0,4'ü yıldızlardan müteşekkildir. Evrenin oldukça küçük bir kesrini oluşturan maddenin değişik formu olan enerji her ne kadar farklı formlarda ve bu formlar arasında geçiş olsa da temelde iki kısma ayrılabilir. Bu ana gruplar kinetik enerji ve potansiyel enerjidir. Diğer enerji tanımları bahsedilen bu iki enerjinin ya kendisi veya farklı ölçeklerde karışımıdır denebilir. Klasik mekanik bilimi potansiyel enerjiyi maddenin konumunun bir işlevi olarak, kinetik enerjiyi ise hareketinin bir fonksiyonu olarak tanımlamaktadır. Her hangi bir sistemin sahip olduğu enerjilerin toplamına toplam enerji veya iç enerji, U, denir. Matematiksel olarak enerji

Özellik	Boyut	Birim
U	$\frac{ML^2}{T^2}$	$\frac{kgm^2}{s^2}, Joule$

şeklinde tanımlanır. İç enerjinin sistemin sahip olduğu kütleye oranı ise özgül enerji olarak adlandırılır ve

$$u = \frac{U}{m} \tag{2.144}$$

ifadesi ile betimlenir. Bir sistemin toplam enerjisindeki değişim genellikle sistemin yerçekimi alanında konumunun değişmesinden, hızının artmasından veya azalmasından, ya da sistemi oluşturan maddenin sıcaklık, basınç ve benzeri özelliklerinin değişmesinden kaynaklanır.



Şekil 2.62 Temel enerji formları potansiyel ve kinetik enerji olup, bu formlar arasında dönüşüm söz konusudur.

Bir sistemin çekim alanındaki konumundan dolayı sahip olduğu enerjiye potansiyel enerji denir ve

$$\Delta E_p = \int_1^2 m\mathbf{g}.d\mathbf{z} \qquad (2.145)$$

şeklinde tanımlanır. Burada konum değişkeni olarak belirtilen z değeri yerçekimi ivmesi yönündeki konumlandırmadır. Gerçek şartlar altında ivme konumla değişir. Ancak bu değişim kısa mesafelerde ihmal edilebilir seviyelerdedir. Bu nedenle kütle ve yerçekimi ivmesinin sabit olduğu kabul edilirse bu takdirde denklemi

$$\Delta E_p = m\mathbf{g}.\Delta\mathbf{z} \qquad (2.146)$$

biçiminde basitleştirebiliriz.

Sistemin hızındaki değişimden dolayı kazandığı ya da kaybettiği enerji türüne ise kinetik enerji adı verilir ve

$$\Delta E_k = \int_1^2 m\mathbf{V}.d\mathbf{V} \qquad (2.147)$$

denklemiyle ifade edilir. Kütlenin hıza göre değişim gösterdiğini daha önce ifade etmiştik. Ancak ışık hızına göre düşük seviyelerdeki hızlarda kütle değişimleri ihmal edilebilecek seviyelerdedir. Bu nedenle kinetik enerjideki değişimi

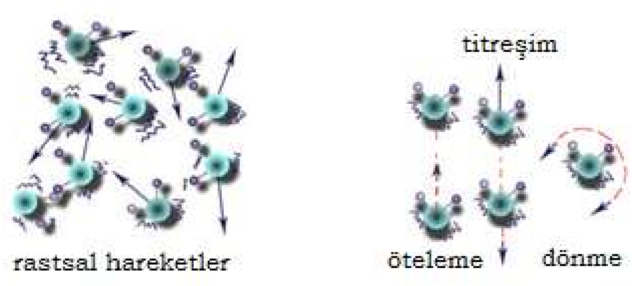
$$\Delta E_k = \frac{1}{2}m(V_2^2 - V_1^2) \qquad (2.148)$$

ifadesi ile elde edebiliriz.

Bu iki enerjinin toplamı olan iç enerji daha önce de ifade edildiği üzere maddenin içyapısındaki hareketlerden kaynaklanan enerjiye denir. İç enerji moleküler yapıya ve moleküllerin hareketlilik düzeyine bağlıdır. Esasen bu enerji moleküllerin hareketlerinden kaynaklanan kinetik enerjiyi, aradaki kimyasal bağlardan kaynaklanan kimyasal enerjiyi, çekirdek parçacıklarının bağları ile ilgili olan nükleer enerjiyi içerir. Son iki örnek bir manada potansiyel enerji çeşididir. Moleküler seviyede sahip olunan hareket enerjisi belli hareket desenlerini içerir. Bu desenler genellikle yer değiştirme, dönme veya titreşim şeklinde olur. İç enerji değişimini ΔU şeklinde ifade ederiz ve

$$\Delta U = \Delta E_k + \Delta E_p \tag{2.149}$$

şeklinde yazabiliriz.



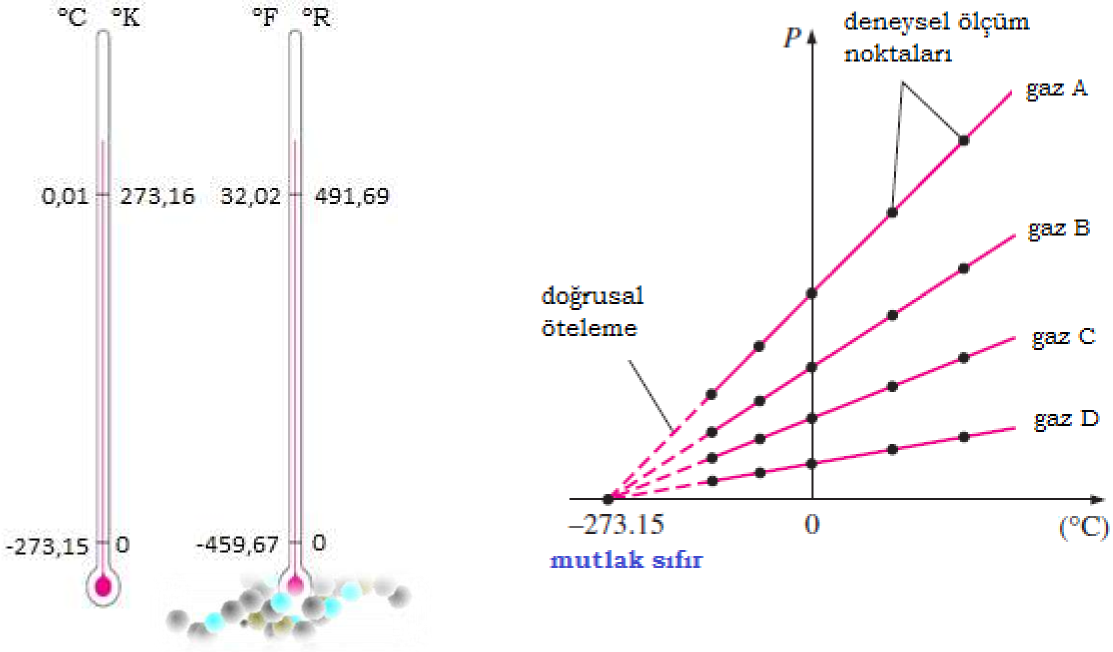
Şekil 2.63 Moleküler seviyede temel hareketler.

c. Isı ve iş

Bir önceki bahiste ifade edildiği üzere ısı ve iş kavramları enerjinin değişik formları olup, iş aynı zamanda mekanik enerji olarak da ifade edilir. Isı J. C. Maxwell' in 1871'de ifade ettiği üzere; bir maddeden başka bir maddeye iletilebilen, fiziksel olarak ölçülebilip matematiksel olarak da tanımlanabilen, ancak madde olmayıp madde ötesi olan enerjinin farklı bir formudur. Modern manada ısı sıcaklık farkından dolayı bir maddeden başka bir maddeye iletilen enerji şeklinde tarif edilir. Dolayısıyla ısı enerjisinin varlığı için bir sıcaklık farkından bahsedilmelidir. Aksi halde ısı enerjisinden bahsedilemez. Sisteme hariçten ısı enerjisi verildiğinde bu enerji sistem içerisinde kinetik veya potansiyel enerji olarak muhafaza edilir. Bu noktada T olarak temsil ettiğimiz sıcaklık kavramı üzerinde durmak faydalı olacaktır.

Sıcaklık moleküler seviyede var olan rassal hareketlerin bir sonucudur. Hareketlerin ya da başka bir ifade ile moleküllere ait kinetik enerjinin seviyesi sıcaklık değerinin göstergesidir. Moleküler hareketin sonlanması mutlak sıfır olarak tabir edilen durumu ifade eder. Bu durumda moleküler hareket tamamen durgunlaşır ve sistemden dışarıya iletilebilecek ısı enerjisi de söz konusu olamaz. Sıcaklık ölçümlerinde termometre denilen aletler kullanılır. Temel boyutlardan biri olan sıcaklığı ölçümlendirme amacıyla farklı sıcaklık ölçekleri kullanılabilir. Daha önce de ifade edildiği üzere yaygın olarak kullanılan sıcaklık ölçekleri Kelvin, Rankine, Celsius ve Fahrenheit dereceleridir. Bu ölçekler arasındaki ilişkileri ise şöyle sıralayabiliriz;

$$°K = °C + 273{,}15 \qquad (2.150)$$
$$°R = °F + 459{,}67 \qquad (2.151)$$
$$°F = 1{,}8\,°C + 32 \qquad (2.152)$$
$$°R = 1{,}8\,°K \qquad (2.153)$$



Şekil 2.64 Sıcaklık ölçekleri ve mutlak sıfır kavramı.

Matematiksel hesaplamalarda genellikle °K sıcaklık değeri dikkate alınır. Yandaki şekilde de görüleceği üzere mutlak sıfır -273,15 °C veya 0 °K sıcaklığına karşılık gelmektedir. Teorik olarak mutlak sıfır noktasına ulaşmak mümkün değildir. Ancak mutlak sıfır sıcaklığının -273,15 °C olduğunu, gazlar üzerinde yapılan basınç ve sıcaklık ölçümleri yoluyla öngörebilmekteyiz. Zira farklı gazlar üzerinde yapılan *p,T* deneysel ölçümleri bize belli bir noktaya kadar sıcaklık değerini gösterir. Ancak daha küçük sıcaklık değerleri deneyden ziyade elde edilen doğruların ötelenmesi ile bulunur.

İfade edildiği üzere ısı enerjisi sıcaklık farkı nedeniyle ortaya çıkar bu itibarla yönsel bir özellik de taşır. Genellikle sistem giren ısı enerjisi pozitif (+) yönlü, sistemden çıkan ısı enerjisi ise negatif (-) yönlü olarak kabul edilir.

İş ise mekanik enerjidir. Daha önce çizgi integrali bahsinde geçen iş kavramını uygulanan kuvvet ile cisme aldırılan yol miktarının çarpımı olarak tanımlamaktayız. Dolayısıyla W iş,

$$W = \int \mathbf{F}.d\mathbf{r} \tag{2.154}$$

şeklinde tarif edilir. Bu değer lineer iş tanımına göre ifade edilmiştir. Ancak kuvvet yerine momentin söz konusu olduğu durumlarda yapılan işi,

$$W = \int \mathbf{M}.d\boldsymbol{\theta} \tag{2.155}$$

biçiminde ifade ederiz. Burada $\boldsymbol{\theta}$ değeri dönü esnasında taranan yayı radyan cinsinden ifade eder. Bir termodinamik sistem açısından iş kavramına baktığımızda işin bir enerji formu olduğunu, termodinamik parametreler cinsinde ifade edilmek istendiğinde,

$$W = \int p dv \tag{2.156}$$

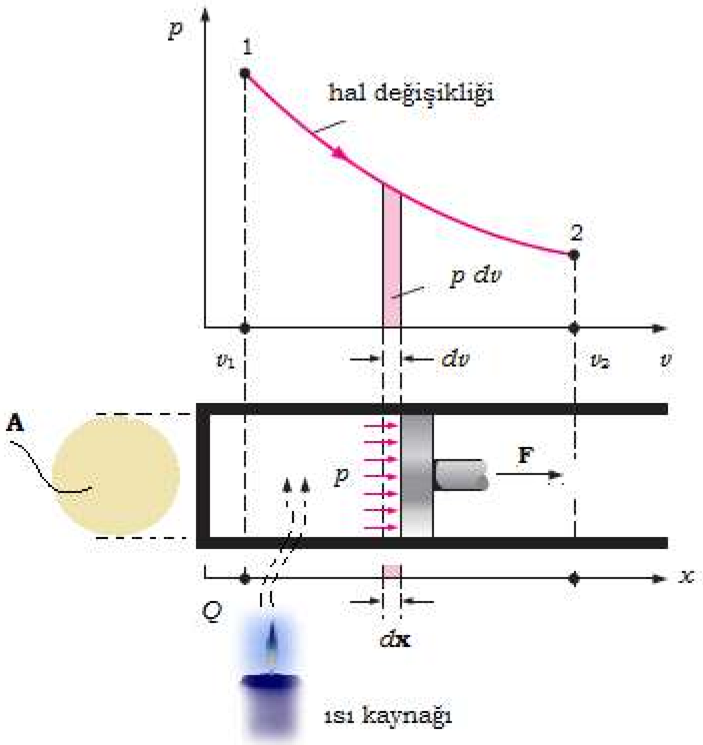
şeklinde yazılabileceğini söyleyebiliriz. Aslında yazılan bu ifade klasik kuvvet çarpı yol ifadesi ile aynıdır. Şöyleki; aşağıdaki şekilde görüldüğü gibi içinde piston olan kapalı bir silindir düşünelim. Piston hareket edebilir tarzdadır, yani sistemin bir sınırı hareketli olarak tasarlanmıştır. Silindirin kesit alanı $\mathbf{A}$, yatay eksen ise x ekseni olarak tanımlanmıştır. Bir ısı kaynağı kullanarak bahse konu sisteme Q kadar ısı enerjisi iletelim. Verilen ısı enerjisi nedeniyle silindirin içerisinde bulunan gazın basıncı artar ve silindire p basıncı uygulanır. Uygulanan p basıncının $\mathbf{A}$ kesit alanına etki etmesi sebebiyle;

$$\mathbf{F} = p\mathbf{A} \tag{2.157}$$

kadar bir $\mathbf{F}$ kuvveti ortaya çıkar. Bu kuvvet silindiri x ekseni doğrultusunda hareket ettirir. Bu eksen üzerinde alınan birim mesafeyi $d\mathbf{x}$ şeklinde ifade edebiliriz. Bu ikiliyi kullanarak yapılan işi tanımı gereği,

$$W = \int \mathbf{F}.d\mathbf{x} \tag{2.158}$$

şeklinde ifade edebiliriz.



Şekil 2.65 İş ve (*p*,*v*) arasındaki ilişki.

Öte yandan kuvveti basınç cinsinden yazarak denklemi tekrar dikkate alırsak,

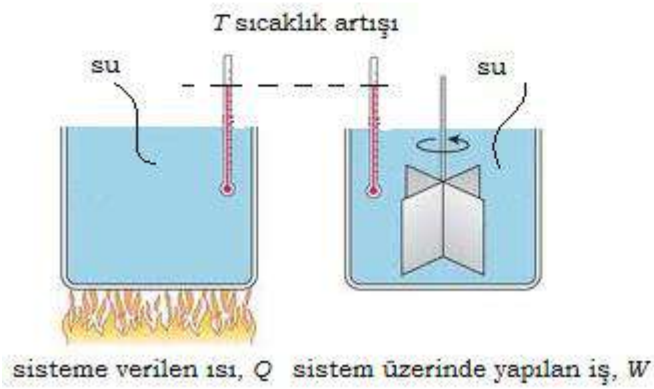
$$W = \int p\boldsymbol{A}d\boldsymbol{x} \qquad (2.159)$$

eşitliğine ulaşırız. Burada kesit alan ile alınan mesafe çarpımının hacim değerine eşit olduğunu söyleyebiliriz. Dolayısıyla alına hacim ve yapılan işi,

$$dv = \boldsymbol{A}d\boldsymbol{x} \qquad (2.160)$$

$$W = \int p dv \qquad (2.161)$$

denklemleri ile ifade etmek mümkündür.



Şekil 2.66 Isı ve iş arasındaki ilişki.

Daha önce iç enerjinin potansiyel ve kinetik enerji toplamlarına eşit olduğunu ifade etmiştik. Şimdi ise sisteme eklenen Q ısı enerjisi ile sistemin yaptığı W iş enerjilerinin arasındaki farkın yine iç enerjiye dâhil olacağını söyleyebiliriz. Bu durumda iç enerji değişimini,

$$\Delta U = Q + W \tag{2.162}$$

veya

$$\Delta U = Q - pdv \tag{2.163}$$

denklemi ile ifade edebiliriz.

Bu bahiste ifade edeceğimiz diğer bir tanımlama ise entalpi kavramıdır. Entalpiyi sistemin sahip olduğu iç enerji miktarı ile yine sisteme ait basınç ve hacim parametrelerinin çarpımı sonucu elde edilen değerin toplamı şeklinde tanımlayabiliriz. Bu tanıma göre entalpi de bir nevi toplam enerji olup,

$$h = u + pv \tag{2.164}$$

şeklinde ifade edilir. Bu ifadenin her iki tarafını sonlu farklar olarak dikkate alırsak,

$$dh = du + vdp + pdv \tag{2.165}$$

yazabiliriz. İç enerji değişimi için daha önce yazdığımız ısı ve iş cinsinden denklemi burada dikkate alırsak,

$$dh = Q - pdv + vdp + pdv \tag{2.166}$$

ve aynı ama ters işaretli terimleri sadeleştirirsek,

$$dh = Q + vdp \tag{2.167}$$

denklemine ulaşabiliriz. Sistem dâhilinde basıncın sabit tutulması halinde entalpinin doğrudan doğruya sisteme verilen ısıya eşit olacağını söyleyebiliriz;

$$dh = Q \tag{2.168}$$

Isı faslında kayda değer diğer bir kavram ise özgül ısı değeridir. Özgül ısıyı belli bir miktar maddenin sıcaklığının belli bir miktar arttırılması için gerekli ısı enerjisi olarak tarif edebiliriz. SI birim sisteminde özgül ısı değeri 1 ^{o}K sıcaklık artışına karşılık gelen Joule (J) birimindeki enerji miktarıdır. Tanımdan hareketle özgül ısıyı,

$$c = \frac{Q\Delta}{\Delta T} \tag{2.169}$$

şeklinde yazabiliriz.

Şekil 2.67 Özgül ısı her maddenin kendine has bir özelliğidir.

Şimdi bazı hatırlatmalarla özgül ısı kavramını daha detaylı olarak tanımlama yoluna gidebiliriz. Hatırlanacağı üzere iç enerji değişimini ısı giriş çıkışını da dikkate alarak,

$$\Delta u = \Delta q - pdv \tag{2.170}$$

şeklinde yazmıştık. Bu ifadenin her iki tarafını sıcaklık farkına bölerek özgül ısı kavramına yeni bir tanımlama getirebiliriz. Buna göre,

$$\frac{\Delta u}{\Delta T} = \frac{\Delta q}{\Delta T} - \frac{pdv}{\Delta T} \tag{2.171}$$

yazılabilir. Sistemdeki termodinamik sürecin sabit hacimde gerçekleştiği kabul edilirse bu denklemdeki son terim ifadeden düşecektir. Dolayısıyla,

$$\left(\frac{\Delta u}{\Delta T}\right)_v = \left(\frac{\Delta q}{\Delta T}\right)_v = c_v \tag{2.172}$$

sonucuna ulaşılır. Buradaki C_V değerine sabit hacimdeki özgül ısı değeri adı verilir. Benzer yaklaşımı entalpinin tanımı kapsamında da sergileyebiliriz. Yine hatırlanacağı üzere entalpi ile ısı enerjisi arasında,

$$\Delta\square h = \Delta\square q + \square\square\square v dp \qquad (2.173)$$

eşitliğini yazmıştık. Bu eşitliğin her iki tarafını sıcaklık farkına bölerek yine bir özgül ısı tanımı yapmak mümkündür. Buna göre,

$$\frac{\Delta h}{\Delta T} = \frac{\Delta q}{\Delta T} + v\frac{dp}{\Delta T} \qquad (2.174)$$

elde edilir. Bu sürecin sabit basınçta gerçekleştirildiği kabul edilirse ifadedeki son terim denklemden düşer. Bu takdirde,

$$(\frac{\Delta h}{\Delta T})_p = (\frac{\Delta q}{\Delta T})_p = c_p \qquad (2.175)$$

sonucuna varılır. Burada C_P değerine sabit basınçtaki özgül ısı değeri denir. Sabit hacimdeki özgül ısı değeri ile sabit basınçtaki özgül ısı değerinin oranlanması sonucu yeni bir terim, γ, özgül ısılar oranı elde edilir;

$$\gamma = \frac{c_p}{c_v} \qquad (2.176)$$

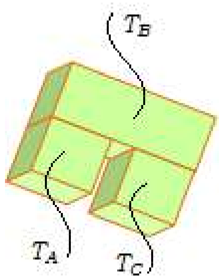
2.2.5 Termodinamiğin temel yasaları

Enerji ile ilgili temel yasaları dört ana başlıkta toplamak mümkündür. Bunlar termodinamiğin 0'ıncı, 1'inci, 2'nci ve 3'üncü yasalarıdır. İlk yasanın sonradan dâhil edilmesi nedeniyle sıralamada sıfırıncı yasa olarak kayda geçmiştir.

Termodinamiğin sıfırıncı yasası ısıl denge ile ilgilidir. Buna göre eğer bir A cismi başka bir B cismi ile ısıl dengede ise, aynı B cismi başka bir C cismi ile de ısıl dengede ise, A cismi ile C cismi aynı zamanda ısıl dengededir. Isıl dengenin göstergesi ise sıcaklık değerlerinin aynı olmasıdır. Dolayısıyla,

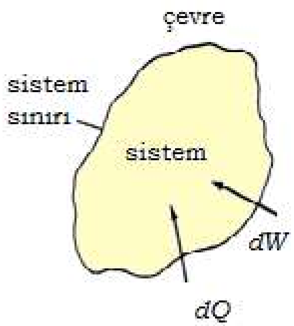
$$T_A = T_B \ \& \ T_B = T_C \Rightarrow T_A = T_C \qquad (2.177)$$

yazılabilir. Bu kural sıcaklık ölçümlerinde temel unsurdur. Zira sıcaklık ölçümü için kullandığımız termometrelerde önce ortam ile termometre camı arasında ısıl denge, sonra da cam ile termometre içindeki sıvı arasındaki termal denge sağlanır. Böylelikle termometre sıvısı ile ortam arasındaki sıcaklığın aynı olduğu düşünülerek ortama ait sıcaklık değeri ölçülmüş olur.



Şekil 2.68 Isıl denge sonrası sıcaklıklar eşitlenir ve T_A=T_B, T_B=T_C, yani T_A=T_C elde edilir.

Termodinamiğin 1'inci yasası ise doğanın en temel yasalarından birisi olan enerjinin korunumu ilkesini ifade eder. Buna göre enerji vardan yok edilemez, yoktan da var edilemez. Termodinamik süreçler esnasında enerji bir formdan başka bir forma dönüşebilir, ancak kaybolmaz, toplam miktarı sabit kalır.



Şekil 2.69 Enerjinin korunumu fiziksel doğada esastır ve toplam enerji sabittir.

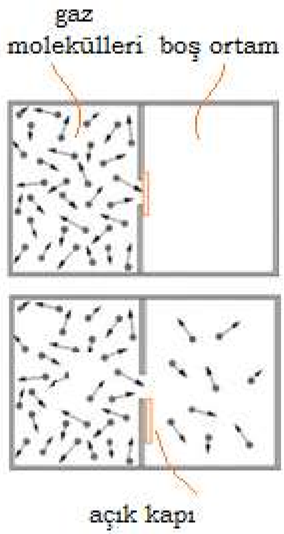
Daha önce iç enerji, ısı ve iş ile ilgili olarak belirttiğimiz denklemler esasen enerjinin korunumu ilkesinin bir yansımasıdır. Buna göre bir sistemin sahip olduğu iç enerjideki değişim sisteme dışarıdan verilen ısı ile sistemin üzerinde yapılan işin toplamına eşittir. Dolayısıyla,

$$dU = dQ + dW \tag{2.178}$$

yazmak mümkündür.

Termodinamiğin 2'inci yasası doğadaki süreçleri yönsel açıdan destekleyen bir husustur. Bu durumu şöyle açıklayabiliriz. Elimizde bir buz kalıbı ve oldukça sıcak halde demir olsun ve bu iki cisim birbirleri ile temas halinde bulunsunlar. Akıp giden zaman içerisinde bazı süreçlerin gerçekleşeceğini doğayla yaşadığımız tecrübelerden faydalanarak tahmin edebiliriz. Ancak tahminden önce daha evvel açıkladığımız termodinamiğin 1'inci yasasına göre iki farklı durumun mümkün olduğunu düşünebiliriz. Enerjinin yok olmayacağını bildiğimize göre ihtimallerden ilki sıcak demirin daha da ısınması, buna mukabil soğuk buzun ise ısı kaybetmesi nedeniyle daha da soğumasıdır. Böylelikle toplam enerji sabit kalır. Ancak gerçek dünyada bu ihtimal hiçbir zaman gerçekleşmez. Aksine her zaman ikinci seçenek gerçekleşir. Bu seçeneğe göre sıcak demirin sıcaklığı azalırken, soğuk buzun sıcaklığı artar ve buz erimeye başlar. Bu seçenek de 1'inci yasayı doğrulamaktadır. Fakat eksik olan yasanın sürecin yönüne yönelik bir açıklaması olmamasıdır. Konunun daha iyi anlaşılabilmesi için ikinci bir örnek üzerinde daha duralım. Bu örnekte birbiri ile bitişik iki kap düşünelim. Kapların arasındaki geçişi sağlamak için bir de kapağımız olsun. Kapağın kapalı olması durumunda sol taraftaki gaz molekülleri rastgele hareket etmeye devam edeceklerdir. Sonra aradaki kapağı açalım ve bir süre bekleyelim. Bu süre zarfında sisteme herhangi bir müdahale de bulunmayalım. Yani dışarıdan herhangi bir etki söz konusu olmasın. Böyle bir süreç sonunda beklenen sonuç gazın diğer tarafa da yayılması ve gaz moleküllerinin aşağı yukarı aynı miktarda iki kap içerisine dağılmasıdır. Doğal haline bırakıldığında bu sürecin tersi olmaz.

Şekil 2.70 Normal süreçte buz erir, sıcak demir ise serinler.



Şekil 2.71 Gaz molekülleri serbestçe dağılır, ancak tekrar aynı yere toplanmaz.

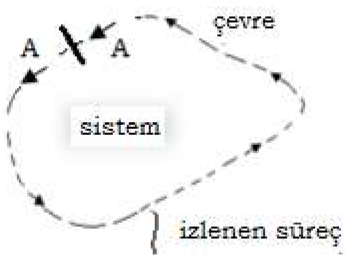
Daha açık bir ifade ile dağılan gaz moleküllerinin dışarıdan herhangi bir müdahale olmadan tekrar eski yerine dönmesi ve kaplardan sadece birine dolması mümkün değildir. Daha önce verilen örnekte de olduğu gibi enerji akışında zorunlu bir yön vardır ve bu yön ısının sıcak ortamdan soğuk ortama doğru iletileceği şeklinde veya termodinamik sistemin her zaman ısıl dengeye gitmesi şeklindedir. Böyle bir gidişat aynı zamanda belli bir düzenden daha belirsiz bir düzensizliğe gidişi de içinde barındırmaktadır. Nitekim katı halde bulunan buz molekülleri erimeye başlamakta, moleküler rassallık bu sayede artmaktadır. Ya da belli bir bölgede toplu halde bulunan gaz molekülleri dağılmakta, daha geniş bir bölgede rassal hareketlere devam etmektedir. Bu süreçlerin ortamda sebep olduğu büyüklüğe entropi denmektedir. Matematiksel olarak entropi

Özellik	Denklem	Boyut	Birim
ds	$\frac{\delta q}{T}$	$\frac{ML^2}{\theta T^2}$	Jm/K^o

şeklinde ifade edilir. Boyut kısmında geçen θ ibaresi sıcaklık boyutunu ifade etmektedir. Sisteme verilen ısı enerjisinin sıcaklığa oranı şeklinde ifade edilen bu denklem 1865 tarihli Clausius eşitsizliği olarak geçer. Eşitsizliğin temelinde ise tersinir ve tersinir olamayan süreç kavramları yatmaktadır. Termodinamik manada tersinir süreç (reversible process) enerji kaybı olmadan gerçekleşen ve tekrar edilebilen süreçlerdir. İdeal şartlarda bu ifadeyi tersinir süreç boyunca bir çevrim dâhilinde integre ettiğimizde,

$$ds = \oint_A^A \frac{\delta q}{T} \qquad (2.179)$$
$$ds = 0$$

elde ederiz.



Şekil 2.72 Çizgi dâhilinde enerji bağlamında başlangıçtaki hale dönüş ancak ideal halde söz konusudur.

Burada çizgi integrali söz konusu olup, ısı veya sıcaklık değişimi alınan yoldan etkilenmez. Isıl enerjide kayıp olmadığı için başlangıçtaki termal dengeye aynen dönülür. Gerçek hayatta hiçbir süreç ideal şartlarda gerçekleşmez. Harcanan enerjiden %100 verim beklenemez. Dolayısıyla tersinir olmayan (irreversible process) gerçek süreçlerde verilen enerji aynen geri alınamaz, enerjinin bir kısmı geri döndürülemeyecek şekilde kaybedilir. Ancak toplam enerjinin her zaman sabit olduğu düşünüldüğünde kaybolan enerjinin aslında bir yerlerde yok olmadığı, sadece tekrar kullanılamaz hale geldiği düşünülebilir. Bu durumda entropi denklemini,

$$ds = \frac{\delta q_{rev}}{T} + ds_{irrev} \qquad (2.180)$$

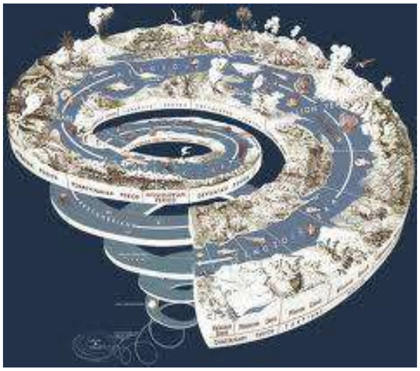
şeklinde ifade ederiz. Burada ilk terim verilen enerjinin geri döndürülebilen kısmını, ikinci terim ise enerji kaybı kaynaklı entropi artışını göstermektedir. Bu terimi,

$$ds_{irrev} = \frac{\delta q_{irrev}}{T}, ds_{irrev} \geq 0 \tag{2.181}$$

ve dolayısıyla bir önceki ifadeyi de

$$ds \geq 0 \tag{2.182}$$

biçiminde yazmak mümkündür. Bu durum tersinir olmayan süreçlere ait entropinin ideal şartlarda sıfıra eşit olacağını, ancak gerçek şartlarda her zaman sıfırdan büyük olacağını göstermektedir.



Şekil 2.73 Termodinamiğin 2'nci yasasına göre evrenin bir başlangıcı ve bir sonu vardır.

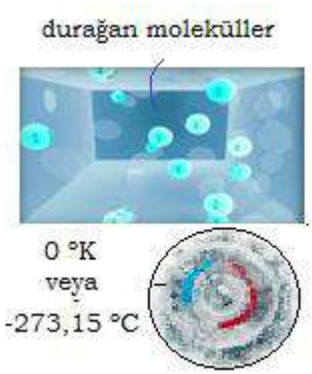
Entropi kavramının düzensizlik kavramı ile de açıklanması geçerli yaklaşımlardan biridir. Bu yaklaşım klasik termodinamik anlayışından ziyade istatistiksel termodinamik kapsamında değerlendirilir. Sisteme ait entropinin hesaplanmasında sistem dâhilinde mevcut her molekülün bulunabileceği haller dikkate alınır. Moleküler halden kastedilen her molekülün bulunduğu konum ve sahip olduğu hız gibi bilgilerdir. Buna göre entropi,

$$S = -k \sum_{i} P_i ln P_i \tag{2.183}$$

şeklinde tanımlanır. Burada k hatırlanacağı üzere Boltzmann sabiti olup değeri $1{,}38065 \times 10^{-23}$, P_i ise sistemin içinde bulunabileceği hal ihtimalidir. Dolayısıyla sistemin içinde bulunabileceği hal ihtimali arttıkça entropi de artacaktır. Moleküler seviye temelli ihtimallerin artması ise beraberinde rassallığın da artmasını getirir.

Klasik termodinamikteki $ds \geq 0$ entropi yaklaşımını yorumladığımızda termodinamik sistemin entropisinin ideal şartlardaki süreç sonunda sabit kalacağını veya reel evrende gerçek şartlarda ise mutlaka artacağını söyleyebiliriz.

Evren dâhilinde ise termodinamik süreçler zaman içerisinde sürekli gerçekleşmektedir. Geçmiş dönemlerde pozitivist anlayışa bağlı olarak evrenin hep var olduğu, şu an varlığını devam ettirdiği ve gelecekte de hep var olacağı düşünülür, bilimsel zemin bu düşünce üzerine oturtulurdu. Ancak termodinamik bilimi bu anlayışı büyük oranda değişime uğratmıştır. Anlayış değişikliğinin temelinde de termodinamiğin 2'nci yasasına dayanak oluşturan entropi kavramı yatmaktadır. Entropinin zaman içerisinde sürekli arttığı ve hali hazırda da artmaya devam ettiği gerçeği, evrenin hep var olmadığını, aslında belli bir zaman öncesinde ortaya çıktığını göstermektedir. Zira yoktan var edilemeyen ve bu nedenle toplamı sabit olan enerji miktarı ile başlangıcı olmayan bir evrende hala devam edebilen bir termodinamik süreçten bahsedilemez. Bu durum bize evrenin bir başlangıcı olduğunu ve belli bir süre sonunda da mevcut enerjinin tersinir olmayan süreçler nedeniyle tükeneceğini, dolayısıyla evrenin termodinamik bir sona doğru ilerlediğini göstermektedir.



Şekil 2.74 Mutlak sıcaklıkta moleküler hareket sonlanır, rassallık ve entropi sıfıra iner.

Entropinin istatistiksel termodinamik kapsamında temellendirildiği rassallık seviyesi yaklaşımı termodinamiğin 3'üncü yasasına da öncülük eder. Kinetik teoriye göre mikro seviyede moleküllerin sürekli hareket halinde olduğunu, bu hareketlerin de rassal süreçleri kapsadığını daha önce ifade etmiştik. Moleküler hareketin durması bir manada rassallığın sona ermesi anlamına gelir. Zira bu durumda her bir molekülün ve hatta atom altı seviyedeki parçacıkların konumları sabit ve durağan olacaktır. Sistemin sıcaklığının 0 °K olması, yani mutlak sıcaklık değerine düşmesi halinde moleküler hareket durur ve rassallık da ortadan kalkar. İşte bu durumda entropinin değeri de sıfıra eşitlenmiş olur. Termodinamiğin 3'üncü yasası mutlak sıcaklık değerinde entropinin değerinin sıfır olacağını ifade eder ve bu yaklaşım da entropi seviyesinin tespitinde bir referans olarak dikkate alınır.

2.2.6 İdeal gaz denklemi

Hal denklemleri termodinamik sistemlerin içinde bulunduğu hali ifade eden temel termodinamik parametreler arasındaki ilişkiyi gösteren denklemlerdir. İdeal gaz denklemi de en çok kullanılan hal denklemlerinden birisidir. Geçmişi 19. yüzyıl Fransa'sına kadar giden ideal gaz denklemi sistemin basınç, hacim ve sıcaklığı arasındaki ilişkiyi betimler. Esasen "Boyle" ve "Charles" kanunlarının bileşimi olarak da ifade edilebilir. "Boyle" kanununa göre sabit sıcaklıktaki belirli bir kütlenin basıncı ve hacmi arasında ters orantı söz konusudur. Buna göre,

$$V \sim \frac{1}{P} \tag{2.184}$$

veya buradan hareketle

$$PV = \text{sabit}$$

yazılabilir. "Charles" kanununa göre ise sabit basınçtaki belirli bir kütlenin hacim ve sıcaklığı arasında doğru orantı söz konusudur. Dolayısıyla,

$$V \sim T \tag{2.185}$$

ya da

$$\frac{V}{T} = \text{sabit}$$

denklemi yazılabilir. Bu iki ilişki beraber dikkate alındığında denebilir ki bir sisteme ait gazın basıncı ile sıcaklığı ve hacmi arasında bir ilişki söz konusudur;

$$PV \sim T \tag{2.186}$$

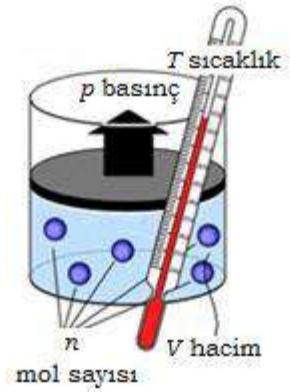
Bu ilişkiyi eşitlik haline getiren bir sabit değer, başka bir ifade ile gaz sabiti tanımlamak mümkündür. Buna göre ideal gaz denklemini

$$PV = RT \tag{2.187}$$

şeklinde yazabiliriz. Burada R değeri her gaza göre değişen, daha açık bir ifade ile gaza özgü bir değerdir. Gaz sabiti yerine maddenin kütlesini de içine alan bir düzenlemeyle bu denklemi,

$$PV = nR_uT \tag{2.188}$$

biçiminde ifade edebiliriz. Burada n mol sayısı, R_u ise evrensel gaz sabitidir. Evrensel gaz sabiti her madde için geçerli ve sabit olup, 8.314 J/mol ^oK değerine eşittir. Mol sayısı ise esasen madde miktarına karşılık gelen bir tanımdır. Şöyleki, 1 mol 6.022×10^{23} yani Avogadro sayısı kadar atom ya da molekül içeren madde miktarıdır.



Şekil 2.75 Hal denklemi basınç, sıcaklık ve hacim arasındaki ilişkiyi ifade eder.

İdeal gaz denklemi yerine daha hassas sonuçlar veren farklı hal denklemleri de gündeme getirilmiştir. Bunlar arasında "van der Waals" denklemi, "Redlich-Kwong" denklemi veya yakın zamanda öne sürülen "Elliot-Suresh-Donohue" hal denklemi sayılabilir. Ancak basit ve pratik olması nedeniyle ideal gaz denklemi bazı ilave değişikliklerle günümüzde hala yaygın olarak kullanılmaktadır.

İdeal gaz denklemin her iki tarafının diferansiyelinin alınması daha önce tanımladığımız özgül ısı kavramı ile yeni bağlar kurmamızı sağlayabilir. Buna göre,

$$vdp + pdv = nR_u dT \tag{2.189}$$

yazmak mümkündür. Bu işlemde çarpımın türevi kuralı aynen uygulanarak basıncın diferansiyeli alınırken hacim sabit tutulmuş, hacmin diferansiyeli alınırken ise basınç sabit tutulmuştur. Öte yandan ısı ve iş bahsinde elde ettiğimiz

$$dU = dQ - pdv \tag{2.190}$$
$$dH = dQ + vdp \tag{2.191}$$

denklemlerini bir önceki diferansiyel denklemde yerine koyarsak,

$$dH - dQ + dQ - dU = nR_u dT \tag{2.192}$$

elde ederiz. Sadeleştirme sonrasında buradan

$$\frac{dH}{dT} - \frac{dU}{dT} = nR_u \tag{2.193}$$

ifadesini yazabiliriz. Daha önce yine ısı bahsinde tanımladığımız sabit hacimde ve sabit basınçta özgül ısı tanımlarını kütlesel madde miktarlarını da dikkate alarak hatırlarsak,

$$\left(\frac{\Delta H}{\Delta T}\right)_p = nC_P \tag{2.194}$$

$$\left(\frac{\Delta U}{\Delta T}\right)_V = nC_V \tag{2.195}$$

sonuçta özgül ısılar ile evrensel gaz sabiti arasında

$$C_P - C_v = R_u \tag{2.196}$$

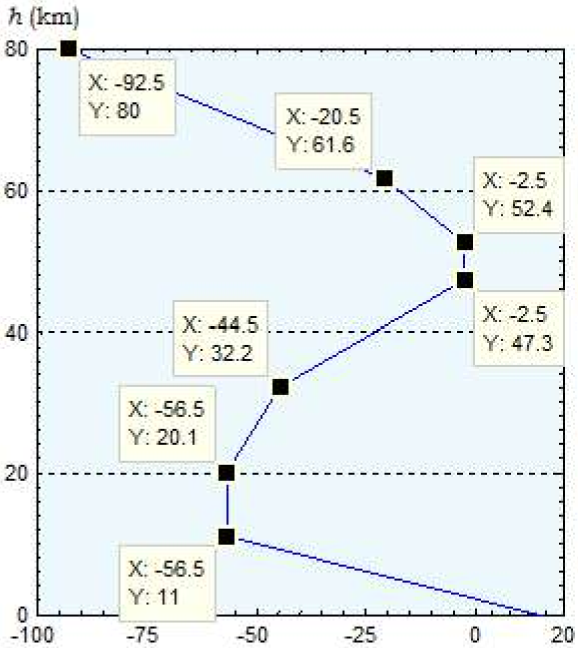
denklemini elde edebiliriz.

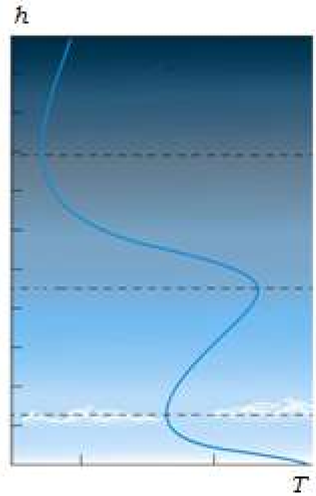
2.2.7 Atmosfer ve havanın özellikleri

Dünya atmosferi kendine has özellikleri olan ve bu sayede yeryüzünde yaşamın varlığına olanak sağlayan, farklı gazlardan oluşan bir karışımdır. Atmosfer dünyanın çekim alanı sayesinde yeryüzüne bağlanmakta, uzaydan ve özellikle de güneşten gelen radyasyon içerikli zararlı ışınları engellemekte, buna mukabil gelen ısı enerjisinin önemli bir kısmını dünyaya hapsederek dünyanın ısınmasına katkı sağlamakta, gece ile gündüz arasındaki sıcaklık farkını azaltarak aşırı sıcaklık farklarının oluşumuna mani olmaktadır.

Şekil 2.76 Atmosfer farklı katmanlardan oluşan bir yapıdadır.

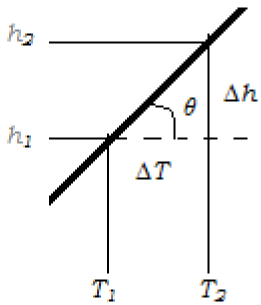
Atmosferin ağırlığı yaklaşık olarak $5x10^{15}$ ton olup, bu miktarın üçte biri yüzeyle ilk 11 km mesafe arasında bulunmaktadır. İrtifa artışına paralel olarak atmosferin yoğunluğu da gittikçe azalmaktadır. Sınırının nerede bittiği konusunda tam bir mutabakat sağlandığını söylemek zordur. Ancak tabakalandırma bağlamında 0 ila 10.000 km arası mesafe dikkate alınır. Atmosferi oluşturan kuru havanın içerisinde kabaca % 78,09 oranında nitrojen gazı, % 20,95 oranında oksijen gazı, % 0,93 oranında argon gazı, % 0,039 oranında karbondioksit gazı ve diğer bazı gazlar bulunur. Atmosfer kuru havanın yanında % 0,4 mertebesinde de su buharı, ayrıca çok az da olsa toz, polen ve benzeri katı maddeler içerir.





Şekil 2.77 İrtifaya göre sıcaklık değişimi.

Atmosfer dâhilindeki tabakalaşmayı temel olarak sıcaklık değişimindeki karaktere göre yapabiliriz. Sıcaklık atmosfer tabakasına göre esasen eğrisel olarak değişime uğramaktadır. Ancak bu eğrisellik tabakalar arasındaki geçiş bölgelerinde önem kazanmakta olup, genel olarak tabaka dâhilinde sıcaklığın doğrusal ya da diğer bir ifade ile lineer olarak değiştiği kabul edilebilir. Hatta sıcaklık değişiminin yön değiştirdiği bölgelerde sabit sıcaklık kabulü yapmak da dikkate alınan diğer bir uygulamadır. İrtifaya göre gerçek değişim ve bazı kabuller dâhilinde dikkate alınan değişim yukarıdaki şekilde görülmektedir. Dolayısıyla sıcaklık ile irtifa arasındaki ilişkiyi 1'inci dereceden lineer denklem tanımlamasıyla ifade etmek mümkündür.



Şekil 2.78 Doğru üzerinde iki nokta ve eğimin ifadesi.

Buna göre doğru üzerindeki herhangi bir noktaya ait eğimi ya da diğer bir ifade ile yatayla yapılan açının tanjant değerini,

$$\tan(\theta) = \frac{h_2 - h_1}{T_2 - T_1} \tag{2.197}$$

şeklinde yazabiliriz. Bu ifadede T_2 değerini yalnız bırakırsak,

$$T_2 = T_1 + \frac{1}{\tan(\theta)}(h_2 - h_1) \tag{2.198}$$

elde ederiz. Hatırlanacağı üzere eğimi bağımlı değişken olan ve buradaki çizime göre h değerinin bağımsız değişken olan T değerine göre türevi şeklinde de yazabiliriz. Dolayısıyla,

$$\tan(\theta) = \frac{\partial h}{\partial T} \tag{2.199}$$

$$T_2 = T_1 + \frac{\partial T}{\partial h}(h_2 - h_1) \tag{2.200}$$

sonucuna ulaşılır. Lineer değişim boyunca eğimin sabit olduğu düşünüldüğünde bu denkleme,

$$\lambda = \frac{\partial T}{\partial h} \tag{2.201}$$

$$T_2 = T_1 + \lambda(h_2 - h_1) \tag{2.202}$$

şeklinde son halini vermek mümkündür. Burada λ olarak ifade edilen büyüklük her katmanda farklı olup, aşağıdaki tabloda λ değerleri irtifa aralıklarına göre tanımlanmıştır.

Çizelge 2.7 Sıcaklık değişimine ait katsayı değerleri.

h (km)	**λ**
0–11	-6,5
11–20,1	0
20,1–32,2	0,99
32,2–47,3	2,78
47,3–52,4	0
52,4–61,6	-1,95
61,6–80,0	-3,91

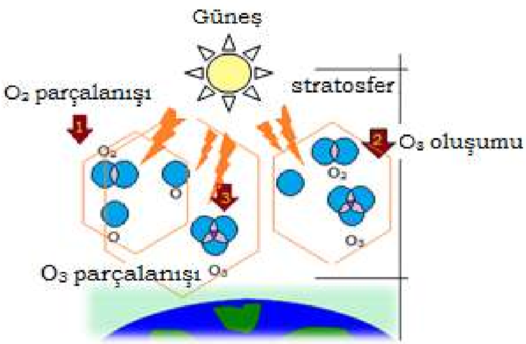
Atmosfer tabakalarını beş katmana ayırmak mümkündür. Bu katmanlar yeryüzüne en yakından en uzağa olacak şekilde şöyle sıralanır;

- Troposfer
- Stratosfer
- Mezosfer

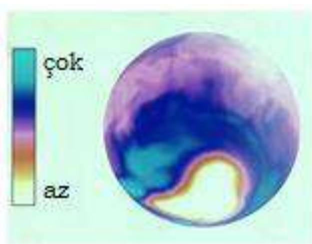
- Termosfer
- Egzosfer

Troposfer atmosfer dâhilindeki ilk tabaka olup, hava kütlesinin büyük kısmını içinde barındırır. Kalınlığı yeryüzü üzerinde bulunulan konuma göre değişmekle beraber kutuplarda 9 km'yi, ekvatorda ise 16 km'yi bulmaktadır. Diğer tabakalara göre yeryüzünden yansıyan enerjiyle en fazla ısınan katmandır. Bu ısınma katman içerisinde sıcaklık farkını doğurur ve bu sayede havanın devri daim yapması ile neticelenir. Atmosferik olay olarak ifade edilen yağmur, kar, bulutlanma ve benzeri olaylar büyük oranda bu katmanda gerçekleşir. Tabakada sıcaklık deniz seviyesinden itibaren düşmeye başlar ve ara bölgeye kadar -57 ^{0}C'yi bulur. Daha sonra ise sıcaklık değişimi yön değiştirir. Bu değişimin gerçekleştiği bölgeye yeni bir katman ismi vermekten ziyade ara troposfer bölgesi tanımı tercih edilir. Ara bölge esasen sıcaklık açısından geçiş bölgesi olmasına karşılık dikkate alınan yaklaşımda sıcaklığın değişmediği kabulü yapılır. Stratosfer ile troposfer arası ara bölgede sıcaklığın değişmemesi hava hareketlerini de kısıtlayıcı rol oynar. Dolayısıyla rassal süreçlerden uzak, nispeten dengeli ve kararlı bir atmosferik yapı bulunur. Bu durum ise uzak mesafelere uçuş yapan hava araçları için ideal bir ortam oluşturur.

Stratosfer, troposfer sonrası ara bölgeyi takip eden tabaka olup, kalınlığı 51 km yüksekliğe kadar ulaşmaktadır. Bu katmanda sıcaklık artış göstermektedir. Bu artıştaki en büyük etmen ozon tabakasının varlığıdır. Zira ozon tabakası uzaydan gelen ve canlıların genetik yapısı için zararlı olan ultraviyole ışınlarının yaklaşık %98'ini emerek atmosfer tabakasının ısınmasına neden olur. Öyle ki hava sıcaklığı suyun donma noktasının biraz üstüne kadar çıkabilir. Stratosferin üst tabakalarında O_2 oksijen molekülü aldığı enerji nedeniyle parçalanır ve O halinde ayrı atomik yapıya sahip gaz haline gelir. Ancak oksijen atomu kararsız bir yapıya sahiptir ve ilk fırsatta parçalanmayan O_2 molekülleri ile birleşerek O_3 ozon gazını oluşturur. Ozon gazı da kararsız bir yapıya sahip olup, emilen enerji nedeniyle tekrar parçalanır ve bu süreç bir devri daim halinde devam eder. Bu çevrime ozon-oksijen çevrimi adı verilir. Bu sayede ultraviyole enerjisi ısı enerjisine çevrilerek zarardan arınmış halde atmosferi ısıtır.

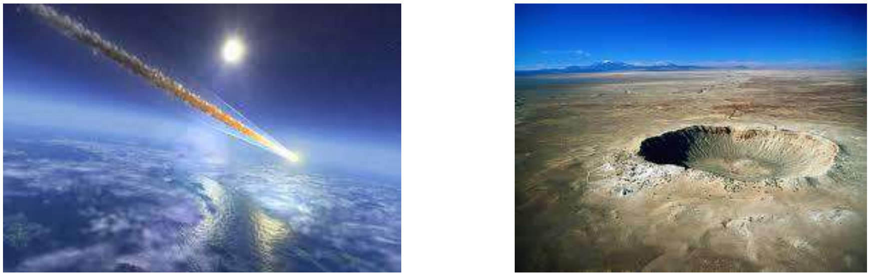


Şekil 2.79 Ozon-oksijen çevrimi.



Şekil 2.80 Ozon tabakasının incelmesi canlılar için risk teşkil eder.

Üçüncü tabaka mezosfer olup, kalınlığı stratosferi takiben 85 km'yi bulur. Bu tabakada sıcaklık sanki-doğrusal olarak azalır. Öyle ki yeryüzünün en soğuk ortamını oluşturur. -100 ^{o}C'ye kadar düşen sıcaklıklar nedeniyle ortamda var olan su buharı donuk vaziyettedir ve buzdan bulutları oluşturur. Mezosferin diğer bir özelliği ise uzaydan gelen göktaşlarına ev sahipliği yapmasıdır. Ancak bu ev sahipliği kısa sürer, zira serbest düşüş gösteren meteoritlerin hızları oldukça yüksektir ve bu nedenle ortamdaki gaz parçacıkları ile meydana gelen sürtünmeler onların yanmasına, eriyip toz haline gelmesine neden olur. Böylelikle günde ortalama 40 tonluk göktaşı yeryüzüne ulaşamadan elenir ve yerküre ciddi çarpışmalardan korunmuş olur. Mezosfer hava araçları için fazla yüksek, uzay araçları içinse biraz düşük irtifadadır.



Şekil 2.81 Göktaşları her gün atmosfere girmekte, mezosfer dâhilinde yanarak toz haline gelmektedir.

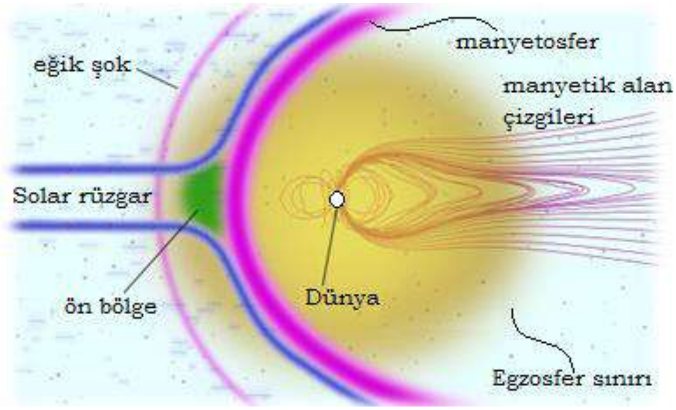
Mezosferi takiben termosfer katmanı gelir. Bu katmanda sıcaklık değişimi karakter değiştirerek önce sabit kalır, sonra da artmaya başlar. Kalınlığı 85 ila 600 km arası sayılabilir. Tabakalar arasında kesin sınırlar olmaması nedeniyle bazen kalınlığının 690 km'ye kadar çıktığı da söylenebilir. Katmanda görülen en önemli oluşum iyonizasyondur. Uzaydan ve özellikle de güneşten gelen ultraviyole ışınları tabakada bulunan gazların iyonize olmasına neden olur. Ayrıca yine bu ışınlar sıcaklığın oldukça yüksek değerlere, örneğin 1500 ^{o}C civarına kadar çıkmasına neden olur. Hatta gündüz vakti bazı gazların sıcaklığı 2500 ^{o}C dereceyi bulur. Ancak ortamda gaz moleküllerinin yoğunluğu oldukça düşüktür. Bu nedenle sıcaklığın her yerde hissedilebilmesi mümkün değildir. Hatta ses bile iletilemez. Zira kütle yoğunluğu çok düşüktür ve bu durum moleküllerin çarpışma ve dolayısıyla temas ihtimalini çok düşürür.

Şekil 2.82 Auroralar güneş rüzgârının taşıdığı parçacıklar ile atmosferik gazların çarpışması sonucu oluşur.

Termosferin diğer bir özelliği ise özellikle kuzey veya güney kutup bölgelerinde oluşan auroralardır. Auroranın nedeni dev plazma küresi halindeki güneşten kopup dünyamıza gelen elektrik yüklü parçacıklardır. Ancak bu yüklü parçacıkların dünyaya yapabileceği muhtemel etkiler yeryüzünün manyetik alanı tarafından engellenir. Güneşin oluşturduğu solar rüzgârlar ya da diğer bir ifade ile yüklü parçacıklar manyetosfer adı verilen dünyanın manyetik alanı tarafından saptırılarak kutup bölgelerine doğru itilir. Bunun neticesinde yüklü parçacıklar kutup bölgeleri üst atmosfer tabakası olan termosferde bulunan oksijen ve azot atomlarıyla çarpışarak onların iyonize olmasını sağlar. İyonizasyon ise ışımaya, foton yaymaya neden olur. Bu ışımalar aurora olarak adlandırılır ve farklı renk tayfları olarak gözlenebilir. Termosfer aynı zamanda uluslararası uzay istasyonuna da ev sahipliği yapar. İstasyonun yörüngesi 320 ila 380'inci km arasında bulunur. Benzer şekilde uzay mekiği de bu katmanda yörüngeye oturtulur. Ayrıca nispeten düşük irtifadaki uydu gibi uzay araçları da bu katmana konuşlandırılabilir.

Atmosferin en son katmanına egzosfer adı verilir. Katmanın kalınlığının tam olarak tanımlanması konusunda tam bir mutabakattan bahsetmek zordur. Kalınlığı bazı değerlendirmelerde 10.000 km mesafeye kadar veya bazı başka yaklaşımlarda 100.000 km mesafeye kadar uzayabilir. Ancak kesin olan husus tabakada maddesel yoğunluğun oldukça düşük olmasıdır. Uzay ile yeryüzüne ait atmosfer arasında adeta bir geçiş bölgesi niteliğindedir. Muhteviyatında daha çok hidrojen, helyum veya karbondioksit gibi gaz molekülleri bulunur. Konu madde miktarı her ne kadar az da olsa bu katmana konuşlandırılan uyduların ömrünü de büyük oranda bu gaz molekülleri belirler. Zira atmosferik sürüklemenin ana kaynağı bahsedilen gaz molekülleri olup, uydunun hızının inmesine, dolayısıyla çekim alanını yenen merkezkaç kuvvetlerinin azalmasına, nihayetinde de çekim kuvvetinin etkisiyle yeryüzüne düşmesine neden olurlar.

Şimdiye kadar bahsedilen atmosfer tabakaları bazen ortak özelliklere sahip ilave katmanları da bünyelerinde barındırabilirler. Örneğin ozon tabakası stratosferin alt bölgesinde bulunmakta ve yaklaşık olarak 15 ila 35'inci km'ler arasında yer almaktadır. Başka bir tabaka olarak nitelenebilecek iyonosfer tabakası ise termosfer ile egzosfer katmanları içerisinde yer almakta ve takriben 50 ila 1000 km arası bölgede uzanmaktadır. Atmosferde aerodinamik açıdan bizi en çok ilgilendiren kısım troposfer ve belli ölçüde de stratosfer olup, uzay çalışmaları açısından ise egzosfer ile termosfer önem arz eder. Öncelikle ilk iki tabakadaki termodinamik parametrelere göz atmakta yarar görülmektedir.



Şekil 2.83 Dünyanın manyetik alanı onu solar rüzgârlardan korur.

a. Troposferde parametre değişimi

Hatırlanacağı üzere basınç bahsinde durgun haldeki akışkan için basıncın değişimini

$$dp = -\rho \mathbf{g} d\mathbf{h} \tag{2.203}$$

denklemi ile ifade etmiştik. Ayrıca özgül hacmin tanımı ile ideal gaz yaklaşımı kapsamında da

$$v = \frac{1}{\rho} \tag{2.204}$$

$$pv = RT \tag{2.205}$$

denklemlerinin geçerli olduğunu kaydetmiştik. Bu ifadelerinin birbirleri ile bölünmeleri beraber dikkate alınarak

$$\frac{dp = -\rho \mathbf{g} d\mathbf{h}}{p = \rho RT} \tag{2.206}$$

$$\frac{dp}{p} = -\frac{\mathbf{g}}{R}\frac{d\mathbf{h}}{T} \tag{2.207}$$

elde edilir. Sıcaklığın irtifaya bağlı olarak değişimini ise troposfer katmanı için

$$T = T_0 - \lambda h \tag{2.208}$$

biçimindeydi. Bilindiği üzere deniz seviyesinde irtifa değeri sıfır olup, bu seviyedeki sıcaklık değeri de T_0 olarak ifade edilebilir. İrtifa ile sıcaklık arasındaki bu ilişki bir önceki denklemde yerine koyulursa,

$$\frac{dp}{p} = -\frac{\mathbf{g}}{R}\frac{d\mathbf{h}}{(T_0 - \lambda h)} \tag{2.209}$$

ve her iki tarafın integrali alınırsa sonuçta,

$$\ln\left(\frac{p_2}{p_1}\right) = \frac{g}{\lambda R}\ln\left(\frac{T_0 - \lambda h_2}{T_0 - \lambda h_1}\right) \tag{2.210}$$

veya

$$\ln\left(\frac{p_2}{p_1}\right) = \frac{g}{\lambda R}\ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right) \tag{2.211}$$

elde edilir. Denklemin her iki tarafındaki logaritmik ifadeler üssel ifadelere dönüştürülürse buradan,

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{g}{\lambda R}} \tag{2.212}$$

denklemine ulaşılır. Öte yandan ideal gaz denklemi her iki irtifa için de ayrı ayrı yazılır ve oranlama yapılırsa,

$$\frac{p_2 = \rho_2 R T_2}{p_1 = \rho_1 R T_1} \tag{2.213}$$

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{\rho_2}{\rho}\frac{T_2}{T_1} \tag{2.214}$$

elde edilir. Basınçlar arasındaki ilişki dikkate alındığında buradan yoğunluklar oranına geçmek mümkün olur. Buna göre,

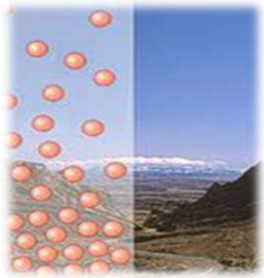
$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{(\frac{g}{\lambda R}-1)} \tag{2.215}$$

sonucuna ulaşılır. Troposfer katmanında λ değerinin -6,5 ^{0}K/km, R gaz sabitinin 287 J/kg^{0}K, ve g yerçekimi ivmesinin 9,806 m/s^2 olduğunu dikkate aldığımızda elde edilen denklemleri son halleri ile

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{5,256} \tag{2.216}$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{4,256} \tag{2.217}$$

şeklinde pratik olarak yazmamız mümkündür.



Şekil 2.84 Yoğunluk irtifa arttıkça azalır.

b. Stratosferde parametre değişimi

Stratosferde parametre değişimlerini elde etmek daha kolay olup, burada aynı işlemler sıcaklığın sabit kaldığı hususu dikkate alınarak tekrar edilebilir. Dolayısıyla basınç değişimi ile ideal gaz denklemlerinin oranlanması sonucu elde edilen

$$\frac{dp}{p} = -\frac{\mathbf{g}}{R}\frac{d\mathbf{h}}{T} \tag{2.218}$$

denklemini sabit sıcaklık kabulü dahilinde integre ettiğimizde,

$$\int_1^2 \frac{dp}{p} = \int_1^2 -\frac{\mathbf{g}}{R}\frac{d\mathbf{h}}{T} \tag{2.219}$$

$$\ln\left(\frac{p_2}{p_1}\right) = -\frac{g}{RT}(h_2 - h_1) \tag{2.220}$$

veya

$$\frac{p_2}{p_1} = e^{-\frac{g}{RT}(h_2 - h_1)} \tag{2.221}$$

denklemine ulaşılır. Benzer şekilde ideal gaz denklemi iki irtifa için ayrı ayrı yazılıp, sıcaklıkların eşit olduğu dikkate alınırsa buradan,

$$\frac{p_2 = \rho_2 RT}{p_1 = \rho_1 RT} \tag{2.222}$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = e^{-\frac{g}{RT}(h_2 - h_1)} \tag{2.223}$$

denklemine, yani basınçtaki gibi aynı ifadeye ulaşılır.

c. Atmosferde viskozitenin değişimi

Atmosfer içerisinde viskozite sıcaklığa bağlı olarak değişmekte olup, bu konuda değişik yaklaşımlar söz konusudur. Bu yaklaşımlardan bir tanesi viskozitenin sıcaklıkla 2'nci dereceden bir denklemle ilişkilendirilmesidir. Buna göre,

$$\mu = (17.1 + 0.067\,T - 0.0004T^2)10^{-6} \qquad (2.224)$$

denklemini yazmak mümkündür. Burada T sıcaklığı Celsius cinsinden olup, denklemin geçerliliği 0 ^{0}C ila 54 ^{0}C arasındadır. Dinamik viskozitenin daha geniş bir sıcaklık bandındaki değişimi ise referans bir sıcaklık ve viskozite değeri temel alınarak Sutherland denklemi ile elde edilebilir. Bu bağlamda,

$$\mu = \mu_0 \frac{T_0 + C}{T + C}\left(\frac{T}{T_0}\right)^{3/2} \qquad (2.225)$$

ifadesini yazabiliriz. Burada T_0 ve μ_0 değerleri referans sıcaklıktaki viskozite değeri, C ise Sutherland sabit katsayısıdır. Esasen bu denklem sadece hava için değil, oldukça geniş kapsamda gazlar için geçerlidir ve her bir gaz için C sabit katsayısı değişmektedir. Hava için C sayısı 120 değerine eşittir. Sıcaklıkların birimi ise ^{0}K'dir. Denklem 0 ^{0}K ile 555 ^{0}K arası sıcaklıklarda, yaklaşık 3 MPa basınç ve altında geçerlidir. Aşağıdaki tabloda bazı gazlara ait referans sıcaklık, viskozite ve katsayı değerleri verilmiştir.

Çizelge 2.8 Bazı gazlara ait viskozite değerleri.

Gaz	**C** (^{o}K)	**T_0** (^{o}K)	**μ_0** (10^{-6} Pa.s)
Hava	120	291,15	18,27
Nitrojen	111	300,55	17,81
Oksijen	127	292,25	20,18
Karbondioksit	240	293,15	14,8
Karbonmonoksit	118	288,15	17,2
Hidrojen	72	293,85	8,76
Amonyum	370	293,15	9,82
Sülfürdioksit	416	293,65	12,54
Helyum	79,4	273	19

d. Standart atmosfer şartları

Atmosfere ait parametrelerin konum ve zamana göre değişiklik göstermesi nedeniyle ortak bir dilin geliştirilmesi ihtiyacı doğmuş ve bu bağlamda ICAO (International Civil Aviation Organization) tarafından 1952 yılında uluslar arası standart atmosfer özellikleri kabul edilmiştir. Kabul edilen bu parametre özelliklerinin ortalama deniz seviyesindeki değerleri aşağıdaki tabloda görülmektedir.

Çizelge 2.9 Deniz seviyesi standart atmosfer özellikleri.

Özellik	**Değeri**
Basınç	101325 N/m^2
Sıcaklık	15^0C
Yoğunluk	1,2256 kg/m^3
Mutlak viskozite	$1{,}71x10^{-5}$ kg/ms
Kinematik viskozite	$1{,}4x10^{-5}$ m^2/s
c_p	1005 J/kg^0K
c_v	718 J/kg^0K
Özgül ısılar oranı	1,4
Gaz sabiti	287,26 J/kg^0K

2.3 Korunum yasaları

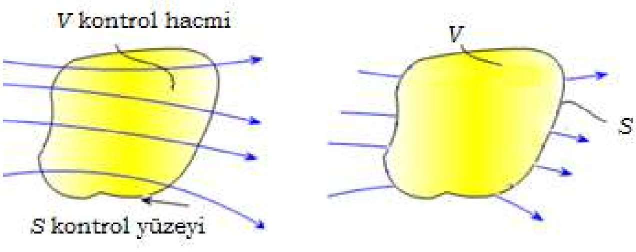
Korunum yasaları havacılık bilimlerinde kullanılan temel yasalar olup, bu yasaların arka planında fiziksel dünya ile ilgili olarak kurduğumuz gözleme dayalı söylemler yatar. Başka bir ifade ile gözlemlerimize dayalı olarak geliştirdiğimiz sözel ifadeler korunum yasaları sayesinde sağlam matematiksel ifadelere dönüşür. Böyle bir yaklaşımın sergilenebilmesi için öncelikle akışkan denen maddenin modellenmesi gerekir. Modellenen akışkan üzerine korunum yasalarının uygulanması sayesinde akışın fiziksel gerçekliklerini tanımlayan matematiksel denklemlere ulaşılır.

2.3.1 Akışkan modelleri

Akışkanın modellenmesi başlıca üç yaklaşımla dillendirilmektedir. İlk yaklaşım sonlu kontrol hacmi yaklaşımı, ikincisi sonsuz küçük akışkan elemanı yaklaşımı ve sonuncusu da moleküler yaklaşımdır.

a. Sonlu kontrol hacmi yaklaşımı

Sonlu kontrol hacmi yaklaşımında akış alanı içerisindeki sabit veya hareketli ama sınırları belli bir hacim ve içindeki akışkan dikkate alınır. Dikkate alınan hacim uzayda sabit veya hareketli olabilir. Hareketli olduğunda aynı akışkan parçacıklarının hacim içerisinde beraberce seyahat ettikleri varsayılır. Dikkate alınan kontrol hacminin sabit olması durumunda ise sınırları belli hacim içerisine giren ve çıkan akışkan parçacıkları göz önünde bulundurulur.

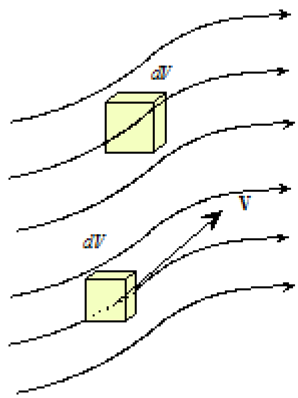


Şekil 2.85 Akış alanında sabit ve hareketli kontrol hacmi yaklaşımı.

Yukarıdaki şekilde de görüldüğü üzere S yüzey sınırları ile çevrili ve belirli V kontrol hacminin dikkate alınması sayesinde tüm akış alanı yerine sınırlı bir bölge incelemeye tabi tutulmuş olur ve korunum yasaları da bu sınırlar içindeki madde ve/veya enerjiye uygulanır.

b. Sonlu küçük akışkan yaklaşımı

Sonlu küçük akışkan paketi yaklaşımının bir önceki yaklaşımdan esasen nitelik olarak farkı yoktur. Farklılık daha çok nicelik olarak söz konusudur. Zira bu yaklaşımda sınırlı ama makro seviyedeki kontrol hacmi yerine sonlu ve diferansiyel manada, daha açık ifade ile oldukça küçük boyutta hacme sahip dV akışkan paketi dikkate alınır. Öyle ki bu akışkan paketi diferansiyel eleman olup, içinde yeteri kadar akışkan molekülünü de barındırır. Bu sayede sürekli akışkan ortamı içeren sonlu küçük hacim tanımlanmış olur. Daha önceki yaklaşımda olduğu gibi dikkate alınan akışkan paketi akış ortamında sabit veya hareketli olabilir. Sabit olması durumunda diferansiyel hacmin içinden akışkan molekülleri geçer. Hareketli olması durumunda ise akışkan paketi ve içindeki sabit akışkan kütlesi **V** hızı ile akış alanında seyahat eder. Her iki halde de korunum yasaları sadece sonlu küçük akışkan paketine uygulanır.



Şekil 2.86 Sabit veya hareketli sonlu küçük akışkan paketi.

c. Moleküler yaklaşım

Akışkanın modellenmesinde kullanılan moleküler yaklaşım büyük oranda kinetik teoriye dayanır. Nihayetinde sıvı veya gaz akışkan molekül ve atomlardan meydana gelmektedir. Dolayısıyla moleküler seviyede temel yasaların uygulanması ve bu uygulama esnasında da istatistiksel verilere dayanılması yaklaşımın temelini oluşturur. Bu yöntem sonuçları itibariyle daha hassas verilere ulaşılmasını sağlayabilir, ancak inceleme seviyesinin oldukça küçük ölçeğe indirgenmesi matematiksel manada oldukça büyük iş yüküne neden olur.

2.3.2 Akış alanı

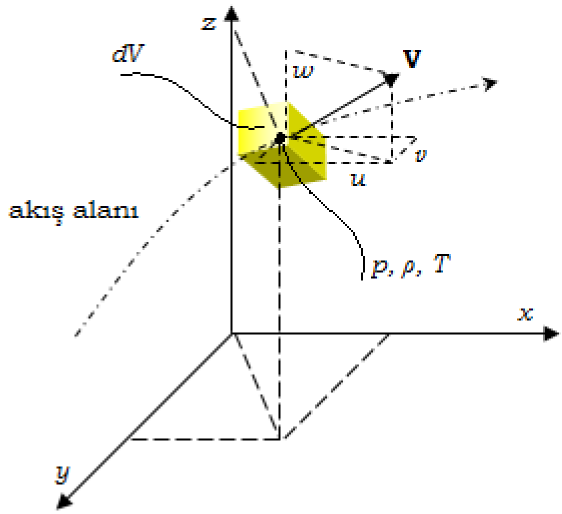
Akış alanı akışkanın bulunduğu ortam olup, akışkan durağan veya hareketli halde bulunabilir. Akış alanının katı yüzey ile çevrelenmesi halinde genellikle iç akış tabiri kullanılır. Örneğin uçak motorlarında hava ile yakıtın karıştırılarak yakıldığı ortama yanma odası adı verilir. Bu odada meydana gelen olayların incelenmesi iç akış alanı çerçevesinde gerçekleşir. Akış alanının sınırlarının katı yüzey ile sınırlı olmaması, bununla beraber akış alanı içerisinde katı yüzeylerin bulunması durumunda ise akış dış akış olarak adlandırılır. Örneğin hava içerinde hareket eden kanatların etrafındaki akışkan akımına ait özelliklerin kıymetlendirilmesi dış akış alanı bünyesinde yapılır. Her iki akış alanının beraber değerlendirilmesi de söz konusu olabilir. Akışkana ait temel özelliklerin en genel haliyle zamana ve mekâna veya diğer bir ifade ile konuma göre değiştiğini söyleyebiliriz. Buna göre kartezyen koordinat sistemini dikkate alarak akış alanına ait temel özellikleri;

$$\mathbf{V} = u\mathbf{i} + v\mathbf{j} + w\mathbf{k} \tag{2.226}$$
$$u = u(x, y, z, t) \tag{2.227}$$
$$v = v(x, y, z, t) \tag{2.228}$$
$$w = w(x, y, z, t) \tag{2.229}$$

ve

$$p = p(x, y, z, t) \tag{2.230}$$
$$\rho = \rho(x, y, z, t) \tag{2.231}$$
$$T = T(x, y, z, t) \tag{2.232}$$

şeklinde yazabiliriz. Görüldüğü üzere akış alanında temel akış özellikleri olarak öncelikle akışkanın hızını, basıncını, yoğunluğunu ve sıcaklığını dikkate almaktayız. Akışkanın hızı hariç diğer özellikler sayılsal karakter taşımaktadır. Hız ise yöneysel bir büyüklük olup, bu meyanda üç ayrı bileşen içermektedir. Akış alanındaki her hangi bir noktaya ait hızın x ekseni üzerindeki bileşeni u, y ekseni üzerindeki bileşeni v ve z ekseni üzerindeki bileşeni ise w olarak genel kabul gören simgelerle ifade edilmektedir.



Şekil 2.87 Akış alanına ait özellikler.

Yukarıdaki şekilde bir akışkan paketine ait hız yöneyi ile diğer akış özellikleri görülmektedir. Dikkate alınan parametrelerin toplamda 6 tane olduğu düşünüldüğünde bilinmeyen sayısı kadar farklı denkleme ihtiyaç olduğu ortaya çıkar. İhtiyaç duyulan bu denklemler büyük oranda korunum yasalarından faydalanılarak elde edilir. İlave olarak daha önce üzerinde durduğumuz ideal gaz denklemi veya başka bir hal denkleminden yararlanılır.

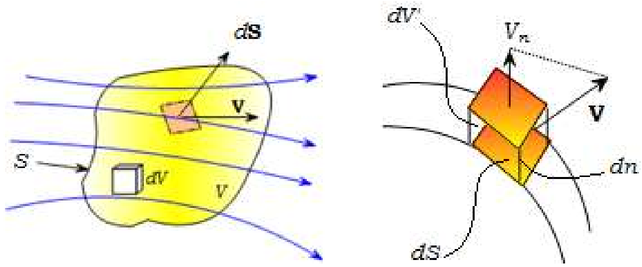
Korunum yasaları üçe ayrılmakta olup, bunlar:

- Kütlenin korunumu
- Momentumun korunumu
- Enerjinin korunumu

şeklindedir. Kütle sayılsal bir büyüklük olup, kütlenin korunumu sayesinde 1 denklem, momentum yöneysel bir büyüklük olup, momentumun korunumu sayesinde 3 eksende 3 ayrı denklem, enerji sayılsal bir büyüklük olup, enerjinin korunumu sayesinde de 1 denklem elde edilir. Toplamda elde edilen bu 5 denkleme ilave olarak hatırlanacağı üzere hal denklemi de eklenerek 6 bilinmeyenli 6 denklemin çözümü aranır. Bu sayede bir akış alanına ait tüm özellikler hesaplanabilir hale gelir. Müteakip paragraflarda korunum yasaları ve bu yasaların akış alanı içerinde sabit kontrol hacmi modeline uygulanması hususlarına değinilecektir.

2.3.3 Kütlenin korunumu

Kütlenin korunumu prensibinin temelinde maddenin yoktan var edilemeyeceği, vardan da yok edilemeyeceği sözel tanımlaması yatmaktadır. Yasanın dikkate alınması için aşağıdaki şekilde görüldüğü gibi içinden akışkanın geçtiği, uzayda konumu sabit ve kapalı bir kontrol hacmi tanımlayalım. Kontrol hacminin çevrelendiği yüzeye de kontrol yüzeyi adını verelim. Kontrol hacmine ait birim hacmi dV, birim yüzeyi ise $d\mathbf{S}$ olarak ifade edelim. Birim yüzeyden geçen akışkanın hızını ise **V** olarak tanımlayalım.



Şekil 2.88 Akış alanı içerisinde sabit kontrol hacmi ve birim yüzeyden birim zamanda çıkan madde miktarı.

Kontrol hacmi dâhilinde giren-çıkan veya çıkan-azalan madde miktarı gibi kütle envanterini çıkarmak mümkündür. Biz burada ikinci yaklaşımı tercih edelim ve buna göre birim zaman içerisinde kontrol yüzeyinden çıkan madde miktarını $M_{çık}$, aynı zaman diliminde kontrol hacmi içerisinde azalan madde miktarını ise M_{az} olarak ifade edelim. Kütlenin korunumunu dikkate alarak,

$$M_{çık} = M_{az} \qquad (2.233)$$

eşitliğini yazmak mümkündür. Birim yüzey başına, birim zamanda çıkan madde miktarını

$$\rho V_n dS \qquad (2.234)$$

veya

$$\rho \mathbf{V}.d\mathbf{S} \qquad (2.235)$$

olarak ifade edebiliriz. Burada V_n yüzeyin normali doğrultusundaki akışkanın hızıdır. Yüzeye teğet doğrultuda hareket eden akışkanın kontrol hacmini terk etmeyeceği kolayca öngörülebilir. Çıkan kütleyi tüm kapalı yüzey boyunca dikkate alırsak

$$M_{çık} = \oiint \rho \mathbf{V} d\mathbf{S} \qquad (2.236)$$

genel ifadesini elde ederiz. Öte yandan kontrol hacmi dâhilinde birim hacme ait madde miktarını,

$$\rho\, dV \qquad (2.237)$$

tüm hacme ait madde miktarını

$$\oiiint \rho \, dV \tag{2.238}$$

bu maddenin zaman içerisindeki azalımını ya da başka bir ifade ile değişimini ise

$$M_{az} = -\frac{\partial}{\partial t} \oiiint \rho \, dV \tag{2.239}$$

biçiminde yazmak mümkündür. Başta belirttiğimiz kütlenin korunumu eşitliğini yeniden yazarsak,

$$M_{\iota k} = M_{az} \tag{2.240}$$

$$\oiint \rho \mathbf{V} d\mathbf{S} = -\frac{\partial}{\partial t} \oiiint \rho \, dV \tag{2.241}$$

ya da

$$\oiint \rho \mathbf{V} d\mathbf{S} + \frac{\partial}{\partial t} \oiiint \rho \, dV = 0 \tag{2.242}$$

olarak ifade edilen kütlenin korunumu denklemine ulaşmış oluruz. Denklemin sağ tarafındaki terimi zamana göre türetir ve kontrol hacminin zaman içerisinde değişmediği dikkate alınırsa;

$$\oiint \rho \mathbf{V} d\mathbf{S} + \oiiint \frac{\partial \rho}{\partial t} \, dV = 0 \tag{2.243}$$

elde edilir. Sol taraftaki yüzey integrali ise ıraksay kuramı kullanılarak hacim integraline dönüştürülebilir,

$$\oiint \rho \mathbf{V} d\mathbf{S} = \oiiint \nabla . (\rho \mathbf{V}) dV \tag{2.244}$$

bu ifade bir önceki denklemde yerine konur ve iki hacim integrali tek çatı altında toplanırsa;

$$\oiiint \nabla . (\rho \mathbf{V}) dV + \oiiint \frac{\partial \rho}{\partial t} \, dV = 0 \tag{2.245}$$

$$\oiiint \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla . (\rho \mathbf{V}) \right] dV = 0 \tag{2.246}$$

sonucuna ulaşılır. Hacim integralinin sıfıra eşit olması için muhtemel seçeneklerden birisi parantez içi terimlerin toplamının sıfır olmasıdır. Dolayısıyla

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla . (\rho \mathbf{V}) = 0 \tag{2.247}$$

elde edilir. Bu denklem süreklilik denklemi olarak da adlandırılır.

Şekil 2.89 Yoğunluğun değişmediği durumda süreklilik denklemi.

2.3.4 Momentumun korunumu

Momentumun korunumu prensibi "kuvvet momentumun zaman içerisindeki değişimidir" ilkesine dayanır. Momentum yöneysel bir büyüklüktür ve bir sistemin sahip olduğu momentumun artması veya azalması sistem üzerinde kuvvet olarak algılanır. Diğer bir ifade ile momentum ancak kuvvet uygulanarak değişir. Bu bağlamda,

$$\mathbf{F} = \frac{d}{dt}(m\mathbf{V}) \tag{2.248}$$

denkleminin kontrol hacmimize uygulanması için öncelikle sol tarafındaki kuvvet terimi üzerinde duralım.

Akışkana temelde iki tür kuvvetin etki ettiğini düşünebiliriz. Bu kuvvetler hacimsel ve yüzeysel kuvvetlerdir. Hacimsel kuvvetler doğrudan doğruya kütlenin varlığından kaynaklanırlar. Örneğin çekim kuvveti, elektromanyetik kuvvet hacimsel kuvvetler olarak tanımlanırlar. Yüzeysel kuvvetler ise akışkanın bir yüzeyle temasından veya doğrudan doğruya akışkan tabakalarının kendi aralarındaki temasından dolayı ortaya çıkar. Basınçtan kaynaklanan kuvvet veya sürtünmeden kaynaklanan kayma gerilmeleri yüzeysel kuvvetler olarak adlandırılırlar.

Belirtilen tanımlamalar ışığı altında $\mathbf{f}$ birim kütle başına düşen hacimsel kuvvet olarak düşünülsün. Bu takdirde birim kütle için,

$$\rho\mathbf{f}dV \tag{2.249}$$

veya tüm kontrol hacmi için

$$\oiiint \rho\mathbf{f}dV \tag{2.250}$$

şeklinde hacimsel kuvveti ifade edebiliriz. Öte yandan birim yüzeye etki eden basınç kuvvetini,

$$-pd\mathbf{S} \tag{2.251}$$

şeklinde yazabiliriz. Burada (-) işareti basıncın yüzeye dik ve yüzeye doğru olması nedeniyle kullanılmaktadır. Tüm yüzeye etki eden basınç kuvvetini ise,

$$-\oiint p d\mathbf{S} \tag{2.252}$$

terimiyle ifade edebiliriz. Daha sonra detayını vereceğimiz ama bu seviyede sadece simgesel olarak ifade edeceğimiz diğer bir yüzeysel kuvvet ise kayma gerilmeleri kaynaklı viskoz kuvvetlerdir. Viskoz kuvvetleri $\mathbf{F}_{viskoz}$ olarak ifade edelim. Bu takdirde kontrol hacmine etkiyen toplam kuvveti,

$$\mathbf{F} = \oiiint \rho \mathbf{f} dV - \oiint p d\mathbf{S} + \mathbf{F}_{viskoz} \tag{2.253}$$

ifadesiyle modelleyebiliriz.

Diğer taraftan kuvvet ile momentum ilişkisini veren temel denklemi hatırlayıp, şimdi denklemin sağ tarafındaki momentum terimi üzerinde duralım. Kontrol hacmi dâhilinde momentumun değişimi iki şekilde olacaktır. Bunlar kontrol hacminin yüzeylerinden çıkan madde miktarı ile beraber akıp giden momentum değeri ve kontrol hacminde meydana gelen kütle azalması nedeniyle kaybedilen ya da diğer bir ifade ile azalan momentum değeridir. Bu iki değişimi sırasıyla $\mathbf{P}_{ak}$ ve $\mathbf{P}_{az}$ terimleri ile temsil ederek,

$$\frac{d}{dt}(m\mathbf{V}) = \mathbf{P}_{ak} + \mathbf{P}_{az} \tag{2.254}$$

denklemini yazmak mümkündür. Birim yüzeyden birim zamanda akan kütle miktarını,

$$\rho \mathbf{V}.d\mathbf{S} \tag{2.255}$$

olarak ifade edip, akan kütle ile beraber giden momentum değerini de

$$(\rho \mathbf{V}.d\mathbf{S})\mathbf{V} \tag{2.256}$$

şeklinde tanımlayabiliriz. Kontrol hacminin tüm yüzeyi boyunca akan momentumun değerini ise,

$$\mathbf{P}_{ak} = \oiint (\rho \mathbf{V}.d\mathbf{S})\mathbf{V} \tag{2.257}$$

terimiyle göstermek mümkündür. Öte yandan kontrol hacmi içerisindeki birim hacmin momentum değerini ise,

$$(\rho dV)\mathbf{V} \tag{2.258}$$

şeklinde yazıp, bu ifadeyi tüm kontrol hacmine yayarsak,

$$\oiiint (\rho dV)\mathbf{V} \tag{2.259}$$

terimine ulaşırız. Bu değerin zaman içindeki değişimini ise,

$$\mathbf{P}_{az} = \frac{\partial}{\partial t}\oiiint (\rho dV)\mathbf{V} \tag{2.260}$$

olarak ifade edebiliriz. Akan ve azalan momentum değerlerini beraberce dikkate aldığımızda momentum envanteri için,

$$\frac{d}{dt}(m\mathbf{V}) = \mathbf{P}_{ak} + \mathbf{P}_{az} \tag{2.261}$$

$$\frac{d}{dt}(m\mathbf{V}) = \oiint (\rho\mathbf{V}.d\mathbf{S})\mathbf{V} + \frac{\partial}{\partial t}\oiiint (\rho dV)\mathbf{V} \tag{2.262}$$

denklemi yazılmış olur. Kuvvet ve momentum terimleri beraber dikkate alındığında ise,

$$\mathbf{F} = \frac{d}{dt}(m\mathbf{V}) \tag{2.263}$$

$$\oiiint \rho\mathbf{f}dV - \oiint pd\mathbf{S} + \mathbf{F}_{viskoz} = \oiint (\rho\mathbf{V}.d\mathbf{S})\mathbf{V} + \frac{\partial}{\partial t}\oiiint (\rho dV)\mathbf{V} \tag{2.264}$$

momentumun korunumu yasasını ifade eden denklem elde edilmiş olur. Bu denklem bazı ilave işlemlerle daha da geliştirilebilir. Denklemdeki yüzeysel kuvvetlerden ilki olan basınç kuvveti ifadesini gradient teoremini kullanarak hacim integrali haline dönüştürebiliriz. Dolayısıyla,

$$-\oiint pd\mathbf{S} = -\oiiint \nabla p dV \tag{2.265}$$

yazılabilir. Bu değişimi ana denklemde dikkate alırsak,

$$\oiiint \rho\mathbf{f}dV - \oiiint \nabla p dV + \mathbf{F}_{viskoz} = \oiint (\rho\mathbf{V}.d\mathbf{S})\mathbf{V} + \frac{\partial}{\partial t}\oiiint (\rho dV)\mathbf{V} \tag{2.266}$$

veya

$$\oiiint \rho\mathbf{f}dV - \oiiint \nabla p dV + \mathbf{F}_{viskoz} = \oiint (\rho\mathbf{V}.d\mathbf{S})\mathbf{V} + \oiiint \frac{\partial(\rho\mathbf{V})}{\partial t}dV \tag{2.267}$$

ifadesini elde edebiliriz. Burada birim hacmin zamana göre değişmediği dikkate alınmıştır. Bu denklem doğası itibari ile yöneysel bir denklemdir. Zira içerisinde yöneysel büyüklükler barındırmaktadır. Bu nedenle aynı denklemi her bir eksen için ayrı ayrı yazmak mümkündür. Denklemi her bir eksen için terimlerin bileşenlerini dikkate alarak yeniden yazarsak,

$$\mathbf{V} = u\mathbf{i} + v\mathbf{j} + w\mathbf{k} \tag{2.268}$$

$$\mathbf{f} = f_x\mathbf{i} + f_y\mathbf{j} + f_z\mathbf{k} \tag{2.269}$$

$$\mathbf{F}_{viskoz} = (F_x)_{viskoz}\mathbf{i} + (F_y)_{viskoz}\mathbf{j} + (F_z)_{viskoz}\mathbf{k} \tag{2.270}$$

$$\nabla p = \frac{\partial p}{\partial x}\mathbf{i} + \frac{\partial p}{\partial y}\mathbf{j} + \frac{\partial p}{\partial z}\mathbf{k} \tag{2.271}$$

$$\oiiint \rho f_x dV - \oiiint \frac{\partial p}{\partial x} dV + (F_x)_{viskoz} = \oiint (\rho \mathbf{V}. d\mathbf{S})u + \oiiint \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} dV \quad (2.272)$$

$$\oiiint \rho f_y dV - \oiiint \frac{\partial p}{\partial y} dV + (F_y)_{viskoz} = \oiint (\rho \mathbf{V}. d\mathbf{S})v + \oiiint \frac{\partial(\rho v)}{\partial t} dV \quad (2.273)$$

$$\oiiint \rho f_z dV - \oiiint \frac{\partial p}{\partial z} dV + (F_z)_{viskoz} = \oiint (\rho \mathbf{V}. d\mathbf{S})w + \oiiint \frac{\partial(\rho w)}{\partial t} dV \quad (2.274)$$

şeklinde üç ayrı denklem elde etmiş oluruz. Bu denklemlerden ilkini ve bilahare benzer şekilde diğerlerini biraz daha detaylandırabiliriz. Zira yüzey integralini barındıran terimi ıraksay teoremi yardımıyla hacim integraline dönüştürmek mümkündür. Dolayısıyla,

$$\oiint (\rho \mathbf{V}. d\mathbf{S})u = \oiint (\rho u \mathbf{V}). d\mathbf{S} \quad (2.275)$$

$$\oiint (\rho u \mathbf{V}). d\mathbf{S} = \oiiint \nabla. (\rho u \mathbf{V}) dV \quad (2.276)$$

yazılabilir. Bu dönüşümü x ekseni üzerinde yazılan momentum denkleminde yerine koyup, tüm hacim integrallerini tek çatı altında topladığımızda,

$$\oiiint \nabla. (\rho u \mathbf{V}) dV + \oiiint \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} dV = \oiiint \rho f_x dV - \oiiint \frac{\partial p}{\partial x} dV + (F_x)_{viskoz} \quad (2.277)$$

$$\oiiint \left[\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \nabla. (\rho u \mathbf{V}) + \frac{\partial p}{\partial x} - \rho f_x - (F_x)_{viskoz}\right] dV = 0 \quad (2.278)$$

sonucuna varılır. Hacim integralinin sıfıra eşit olması için muhtemel seçeneklerden birisi parantez içi terimlerin toplamının sıfır olmasıdır. Dolayısıyla x ekseni dâhilindeki momentum denklemini son haliyle,

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \nabla. (\rho u \mathbf{V}) + \frac{\partial p}{\partial x} - \rho f_x - (F_x)_{viskoz} = 0 \quad (2.279)$$

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \nabla. (\rho u \mathbf{V}) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \rho f_x + (F_x)_{viskoz} \quad (2.280)$$

şeklinde yazabiliriz. Bu yaklaşımı y ve z eksenleri için de tekrar ettiğimizde,

$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \nabla. (\rho v \mathbf{V}) = -\frac{\partial p}{\partial y} + \rho f_y + (F_y)_{viskoz} \quad (2.281)$$

$$\frac{\partial(\rho w)}{\partial t} + \nabla. (\rho w \mathbf{V}) = -\frac{\partial p}{\partial z} + \rho f_z + (F_z)_{viskoz} \quad (2.282)$$

denklemleri elde edilir.

2.3.5 Enerjinin korunumu

Enerjinin korunumu ilkesi termodinamik bölümünde önemli ve temel yasalardan biri olarak ifade edilmiş ve bu bağlamda enerjinin yoktan var edilemeyeceği, vardan da yok edilemeyeceği, sadece form değiştirebileceği dillendirilmişti. Kontrol hacmi kapsamında enerjinin dökümünü ifade edilen yasaya bağlı olarak şu şekilde belirtebiliriz;

$$E_{ısı} + E_{iş} = E \tag{2.283}$$

Burada $E_{ısı}$ sistemdeki net ısı enerjisi değişimini, $E_{iş}$ sistemde yapılan net iş enerjisini ve E ise sistemde meydana gelen enerji değişimini temsil etmektedir. Bu terimlere teker teker daha yakından göz atmak mümkündür. Birim zaman içerinde birim kütledeki net ısı enerjisi değişimi $\dot{q}$ olarak kabul edilirse, birim kütle için,

$$\dot{q}(\rho dV) \tag{2.284}$$

ve buradan da tüm kontrol hacmi için,

$$\oiiint \dot{q}(\rho dV) \tag{2.285}$$

yazılabilir. Viskozite nedeniyle ortaya çıkan içsel sürtünmelerin neden olduğu ısınmayı ise detaya girmeden sadece $\dot{Q}_{viskoz}$ olarak göz önüne alalım. Bu durumda sistemdeki net ısı enerjisi değişimini,

$$E_{ısı} = \oiiint \dot{q}(\rho dV) + \dot{Q}_{viskoz} \tag{2.286}$$

denklemi ile ifade etmek mümkündür. Sistem dâhilinde yapılan işi ise işin tanımından hareketle bulabiliriz. Hatırlanacağı üzere iş kuvvet ile alınan mesafenin sayılsal çarpımıydı,

$$\mathbf{F}.d\mathbf{r} \tag{2.287}$$

Enerji değişiminin belli bir süredeki değişimi dikkate alındığına göre bu ifadeyi birim zaman için,

$$\mathbf{F}.\frac{d\mathbf{r}}{dt} \tag{2.288}$$

$$\frac{d\mathbf{r}}{dt} = \mathbf{V} \tag{2.289}$$

$$\mathbf{F}.\mathbf{V} \tag{2.290}$$

şeklinde yazabiliriz. Kontrol hacmindeki kuvvetleri ise hatırlanacağı üzere yüzeysel ve hacimsel kuvvetler olarak sınıflandırmış ve öncelikli olarak yüzeysel kuvvet sadedinde basıncı dikkate akmıştık. Bu bağlamda basınç kuvvetinin tüm yüzey boyunca birim zamanda yaptığı işi,

$$\oiint -(pd\mathbf{S}).\mathbf{V} \tag{2.291}$$

denklemi ile ifade edebiliriz. Benzer şekilde hacimsel kuvvetin tüm hacim boyunca birim zamanda yaptığı işi de,

$$\oiiint (\rho \mathbf{f} dV).\mathbf{V} \tag{2.292}$$

terimiyle tanımlayabiliriz. Her iki kuvvete ek olarak viskoz kuvvetlerin yaptığı işi de $\dot{W}_{viskoz}$ olarak belirtelim. Dolayısıyla birim zamanda yapılan toplam işi,

$$E_{iş} = -\oiint (pd\mathbf{S}).\mathbf{V} + \oiiint (\rho \mathbf{f} dV).\mathbf{V} + \dot{W}_{viskoz} \tag{2.293}$$

denklemi ile yazabiliriz.

Öte yandan sistemdeki enerji değişimini ise kütleye ait iç enerji ile kütlenin ya da daha açık bir ifade ile moleküllerin hareket enerjisi toplamı şeklinde ($e+\mathbf{V}^2/2$) ifade edebiliriz. Dolayısıyla genel enerji denkleminin sağ tarafına kütle akışı nedeniyle görülen enerji değişimini ve ilave olarak kontrol hacmindeki kütle değişimine bağlı enerji değişimini eklememiz doğru olacaktır. Kontrol hacminin tüm yüzeyinden geçen kütlenin neden olacağı enerji değişimini,

$$\oiint (\rho \mathbf{V}.d\mathbf{S})(e + \frac{\mathbf{V}^2}{2}) \tag{2.294}$$

denklemi ile verebiliriz. Kontrol hacmindeki kütleye ait enerjiyi ise,

$$\oiiint (\rho dV).(e + \frac{\mathbf{V}^2}{2}) \tag{2.294}$$

şeklinde ifade edebiliriz. Ancak bu değerin zaman içerisindeki değişimi bizim için önemlidir. Dolayısıyla,

$$\frac{\partial}{\partial t}\oiiint (\rho dV).(e + \frac{\mathbf{V}^2}{2}) \tag{2.295}$$

yazıp, bu iki ifadeyi beraberce dikkate alarak kontrol hacmindeki net enerji değişimini,

$$E = \frac{\partial}{\partial t}\oiiint (\rho dV).(e + \frac{\mathbf{V}^2}{2}) + \oiint (\rho \mathbf{V}.d\mathbf{S})(e + \frac{\mathbf{V}^2}{2}) \tag{2.296}$$

denklemine bağlayabiliriz. Elde ettiğimiz ısı, iş ve kütlesel enerji denklemlerini genel enerji yasası bağlamında beraberce dikkate aldığımızda,

$$E_{ısı} + E_{iş} = E \tag{2.297}$$

$$\oiiint \dot{q}(\rho dV) + \dot{Q}_{viskoz} - \oiint (pd\mathbf{S}).\mathbf{V} + \oiiint (\rho \mathbf{f} dV).\mathbf{V} + \dot{W}_{viskoz} = \tag{2.298}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\oiiint (\rho dV).\left(e + \frac{\mathbf{V}^2}{2}\right) + \oiint (\rho \mathbf{V}.d\mathbf{S})\left(e + \frac{\mathbf{V}^2}{2}\right) \tag{2.299}$$

enerjinin korunum yasası modellenmiş olur. Bu ifade yüzey integrallerinin hacim integrallerine dönüştürülmesi ile daha da geliştirilebilir. Bu bağlamda ıraksay kuramı kullanılarak,

$$-\oiint (pd\mathbf{S}).\mathbf{V} = -\oiiint \nabla.(p\mathbf{V})dV \tag{2.300}$$

$$\oiint (\rho\mathbf{V}.d\mathbf{S})\left(e+\frac{\mathbf{V}^2}{2}\right) = \oiiint \nabla.\left(\rho\left(e+\frac{\mathbf{V}^2}{2}\right)\mathbf{V}\right) \tag{2.301}$$

ifadeleri yazılıp, tüm terimler hacim integrali altında toplanarak bir tarafa alınır ve denklem sıfıra eşitlenirse buradan,

$$\frac{\partial}{\partial t}\left[(\rho dV).\left(e+\frac{\mathbf{V^2}}{2}\right)\right] + \nabla.\left[\rho\left(e+\frac{\mathbf{V}^2}{2}\right)\mathbf{V}\right] = \rho\dot{q} - \nabla.(p\mathbf{V}) + \rho(\mathbf{f}.\mathbf{V}) + \dot{Q}_{viskoz} + \dot{W}_{viskoz} \tag{2.302}$$

sonucuna ulaşılır.

Enerji denkleminin eldesi ile elimizdeki denklem sayısını beşe çıkarmış bulunmaktayız. Ancak hala ilave bir denkleme ihtiyacımız var, zira bilinmeyenlerin sayısı hatırlanacağı üzere altıydı ve bunlar p, ρ, T, u, v ve w şeklindeydi. İlave denklem daha önce de ifade edildiği üzere hal denklemi olup,

$$pv = RT \tag{2.303}$$

şeklindeydi. Yazılan 6 denkleme karşılık 6 bilinmeyenli akış alanını çözmek matematiksel olarak mümkündür. Ayrıca bu denklemler akış alanının özelliğine göre basitleştirilebilir veya sadeleştirilebilir. Böyle bir sadeleştirme yapabilmek için öncelikle akış alanını sınıflandırmak, gözlemlere dayalı olarak tanımladığımız bazı özelliklerini bilmek gerekir.

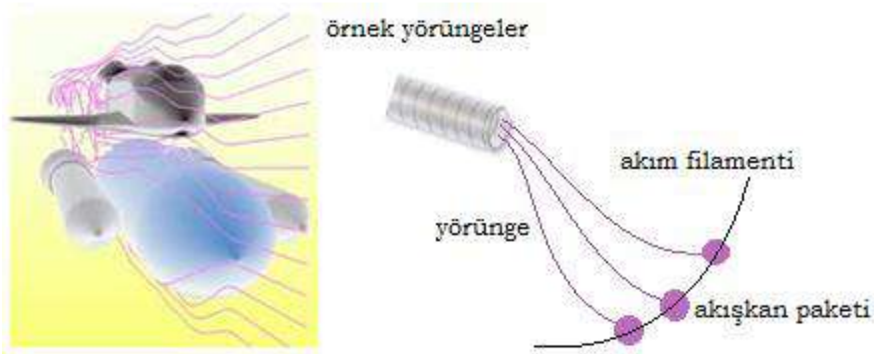
2.4 Akışın sınıflandırılması

Akışı farklı ölçütleri temel alarak değişik sınıflara ayırmak mümkündür. Her ölçüt farklı bir grubun tanımlanmasına, her tanımlama da daha farklı bileşimlere olanak sağlamaktadır. Tasnifte dikkate alınan temel ölçütler arasında mekânsal boyutlar, zamana göre değişim, düzgün veya karmaşık akım, sürtünmenin veya başka bir ifadeyle viskozitenin varlığı, sıkıştırılabilirlik, akışta dönü ve akış hızının mertebesi gibi oldukça geniş bir yelpaze sayılabilir. Ancak akışın sınıflandırılması öncesi akış çizgilerinin ya da desenlerinin nasıl tanımlandığına bakmak yararlı olacaktır.

2.4.1 Akış desenleri

Akışkan paketlerinin izledikleri yolları farklı ölçütlere göre tasnif edebiliriz. Genellikle üç çeşit akış deseni tanımlanır. Bunlar; akışkanın yörüngesi, akım filamenti ve akım çizgisidir.

Akışkanın yörüngesi “pathline” herhangi bir akışkan parçacığının zaman içerisinde kat ettiği yola denir. Akım filamenti “streakline” ise akış alanındaki herhangi bir noktadan ardı ardına çıkan akışkan parçacıklarının herhangi bir anda bulundukları noktaları birleştiren çizgiye denir. Aşağıdaki şekilde aynı çıkış kaynağından farklı zaman dilimlerinde ardı ardına çıkan akışkan paketlerinin herhangi bir t anında bulundukları konumları birleştiren hattı, yani akım filamentini görmekteyiz. Aynı resimde her bir akışkan paketinin t anına kadar aldığı yolları ya da diğer bir ifade ile yörüngeleri de gözlemlemekteyiz.



Şekil 2.90 Uzay aracı etrafındaki farklı akışkan paketlerinin yörüngeleri ve yörünge ile akım filamenti.

Akım çizgisi “streamline” ise herhangi bir anda akış alanındaki akışkan paketlerine ait hız yöneylerine teğet geçen çizgilere denir. Dolayısıyla akışkan paketinin hızının **V** ve o anda aldığı yolun da **ds** olduğu dikkate alındığında, akım çizgisi üzerinde bu iki büyüklüğün yöneysel çarpımının her zaman sıfıra eşit olacağı söylenebilir.

$$\mathbf{V} \times d\mathbf{s} = 0 \tag{2.304}$$

Bu ifadede

$$\mathbf{V} = u\mathbf{i} + v\mathbf{j} + w\mathbf{k} \tag{2.305}$$
$$d\mathbf{s} = dx\mathbf{i} + dy\mathbf{j} + dz\mathbf{k} \tag{2.306}$$

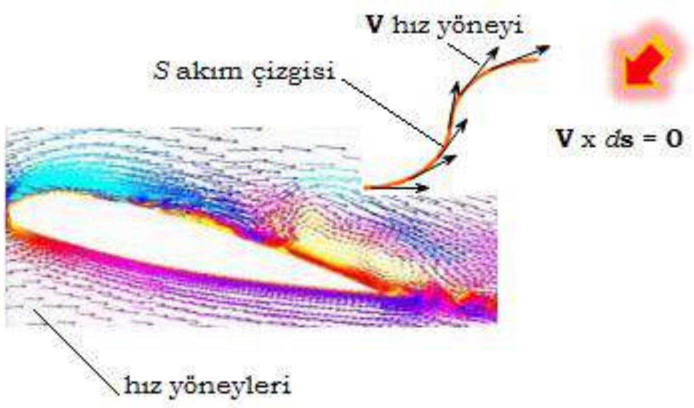
tanımlarını kullanarak hız bileşenleri ile diferansiyel mesafeler arasında aşağıdaki denklemi,

$$(wdy - vdz)\mathbf{i} + (udz - wdx)\mathbf{j} + (vdx - udy)\mathbf{k} = 0 \tag{2.307}$$

veya

$$wdy - vdz = 0 \tag{2.308}$$
$$udz - wdx = 0 \tag{2.309}$$
$$vdx - udy = 0 \tag{2.310}$$

denklemlerini elde edebiliriz.



Şekil 2.91 Akış alanı içerisinde hız yöneyleri ve akım çizgisi.

Elde edilen bu denklemlerden yola çıkarak akım fonksiyonu diye adlandırılan bir fonksiyon tanımlamak mümkündür. Eğer akımın sadece u ve v hızlarını dikkate alırsak,

$$vdx = udy \tag{2.311}$$

ifadesini yazabiliriz. Bu ifadeyi yeniden düzenlersek,

$$\frac{dy}{dx} = \frac{v}{u} \tag{2.312}$$

eşitliğine ulaşırız. Hız bileşenlerinin akım alanında x ve y değerlerine göre değiştiğini düşündüğümüzde elde edilen denklemi,

$$\frac{dy}{dx} = \frac{v(x,y)}{u(x,y)} \tag{2.313}$$

veya

$$M(y)dy = N(x)dx \tag{2.314}$$

şeklinde de yazabiliriz. Burada $v(x,y)/u(x,y)$ denklemi yerine aynı fonksiyonu veren $N(x)/M(y)$ gibi iki ayrı fonksiyonun varlığı kabul edilmiştir. Bu yaklaşım bize her iki tarafın integralini alma şansı tanır. Dolayısıyla,

$$\int M(y)dy = \int N(x)dx \tag{2.315}$$

işlemi sonucunda,

$$M'(y) + c_1 = N'(x) + c_2 \tag{2.316}$$

ya da

$$F(x, y) = C \tag{2.317}$$

eşitliğine ulaşmak mümkün olur. Bu eşitlik akım çizgisi boyunca $F(x, y)$ gibi bir fonksiyonun değerinin sabit kaldığı manasına gelir. Burada geçen F yerine ismini φ' olarak tanımladığımız bir fonksiyon olsun. Her akım çizgisi boyunca φ' değeri sabit kaldığına göre φ_1' ve φ_2' gibi iki komşu akım çizgisi alalım ve tanım olarak bu değerler arasındaki farkın iki akım çizgisi boyunca birim zamanda geçen kütle miktarına eşit olduğunu düşünelim. Bu tanımlaya göre,

$$\varphi_2' - \varphi_1' = \Delta\varphi' \tag{2.318}$$
$$\Delta\varphi' = \rho \mathbf{V} \Delta \mathbf{n} \tag{2.319}$$

yazmak mümkündür. Burada akım çizgisine dik doğrultudaki $\Delta\mathbf{n}$ boyunca $\mathbf{V}$ akışkan hızının sabit kaldığı düşünülmüştür. Denklemi x ve y doğrultularından geçen kütle şeklinde açarsak,

$$\Delta\varphi' = \rho u \Delta y + \rho v(-\Delta x) \tag{2.320}$$

elde edilir. Bu işlemin diferansiyel mesafede gerçekleştiği düşünüldüğünde,

$$d\varphi' = -\rho v dx + \rho u dy \tag{2.321}$$

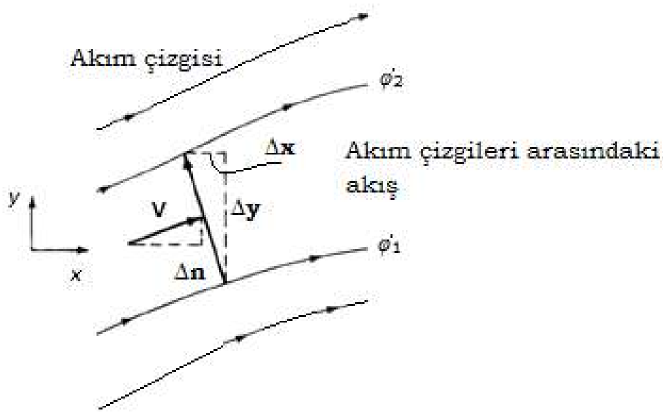
denklemine ulaşılır. Öte yandan buradaki φ' gibi herhangi bir fonksiyonun diferansiyelini,

$$d\varphi' = \frac{\partial \varphi'}{\partial x} dx + \frac{\partial \varphi'}{\partial y} dy \tag{2.322}$$

şeklinde yazmak mümkündür. Dolayısıyla son iki denklemin eşitliğinden

$$u = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \varphi'}{\partial y} \tag{2.323}$$
$$v = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \varphi'}{\partial x} \tag{2.324}$$

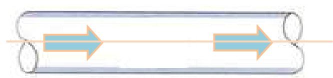
ifadelerini elde edebiliriz. Burada tanımlı φ' fonksiyonuna akım fonksiyonu adı verilir.



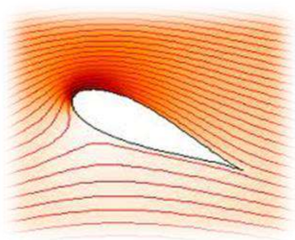
Şekil 2.92 Akım çizgisi ve akım fonksiyonu.

2.4.2 Akışta mekânsal boyut

Akış alanı içerisinde hareket eden akışkan paketlerinin *x*, *y* veya *z* ekseni üzerinde ya da bu eksenlerin bileşimi sonucu oluşan eksen üzerinde ama sadece bir boyutta hız yöneyine sahip olması durumunda akışı bir boyutlu (1B) akış olarak tanımlayabiliriz. Burada önemli olan akışkan paketinin tek bir eksen üzerinde hareket ediyor olmasıdır. Örneğin boru içerisindeki akışı 1B akış olarak tanımlayabiliriz. Borunun yatay veya dikey olması ya da eğik olması akışın 1B özelliğini değiştirmez.

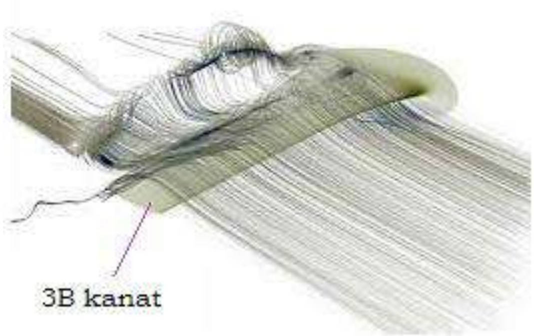


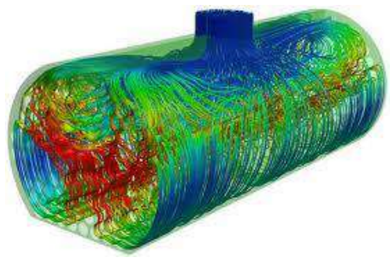
Şekil 2.93 Boru içinde bir boyutlu akış.



Şekil 2.94 Profil etrafında iki boyutlu akış.

Akışkan paketinin hız yöneyinin ayrı eksenler üzerinde iki bileşeni olması durumunda ise akış 2B akış olarak tanımlanır. Daire etrafında görülen akışı 2B akış olarak görmek mümkündür. Zira serbest akım dâhilinde seyir eden akışkan paketleri daire ile karşılaştıklarında ileri ama aynı zamanda yukarıya doğru yönelirler. Dolayısıyla hız yöneyinin yatay ve dikey eksenler üzerinde bileşenleri ortaya çıkar. Aynı durum kanat profili etrafındaki akış için de geçerlidir. Akışkan paketinin hız yöneyinin ayrı eksenler üzerinde üç bileşeni olması durumunda ise akış 3B akış olarak tanımlanır. Gerçek dünyada akış her zaman üç boyutludur. Ancak bazı kabul ve basitleştirmelerle akışı 1B veya 2B olarak inceleyebiliriz.





Şekil 2.95 Kanat etrafında ve depo içerisinde üç boyutlu akış alanı örnekleri.

2.4.3 Akışta zamana bağlılık

Akış alanında akışı tanımlayan özelliklerin mekâna göre değişmesi yanında zamana göre de değişmesi söz konusu olabilir. Eğer akıp giden zaman içerisinde akışın özellikleri aynı kalıyorsa bu akışı daimi “steady” akış olarak tanımlamaktayız. Tam aksine zaman içerisinde akış alanında akışa ait özelliklerin değişmesi söz konusu ise bu takdirde akışın daimi olmayan “unsteady” akış olduğu kabul edilir. Gerçek akış her zaman daimi olmayan akıştır, yani zaman içerisinde az veya çok ama mutlak surette akışın özelliklerinde değişim olmaktadır. Bununla beraber zaman içerisindeki değişimlerin mertebe olarak düşük olması durumunda akışı daimi akış olarak kabul edebiliriz. Hatırlanacağı üzere akış alanındaki herhangi bir özelliğin ve mesela yoğunluğun değişimini mekâna ve zamana bağlı olarak $\rho=\rho(x,y,z,t)$ şeklinde belirtmiştik. Dolayısıyla yoğunluğa ait toplam değişimi,

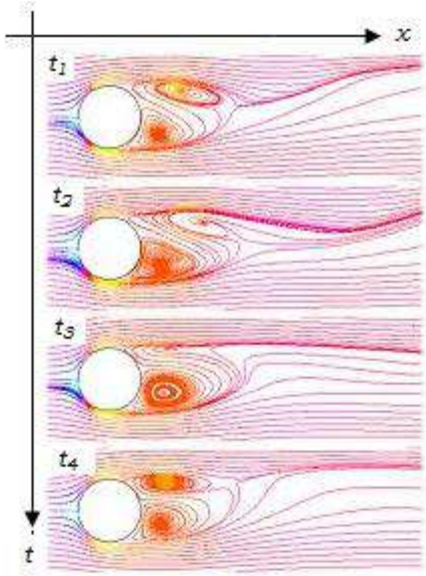
$$d\rho = \frac{\partial\rho}{\partial x}dx + \frac{\partial\rho}{\partial y}dy + \frac{\partial\rho}{\partial z}dz + \frac{\partial\rho}{\partial t}dt \qquad (2.325)$$

biçiminde her bir boyuttaki değişimlerin toplamı olarak ifade edebiliriz. Akışın daimi olması durumunda bu genel değişim temasındaki zamanla ilgili terim düşecektir, bu nedenle değişimi sadece konumun bir fonksiyonu olarak tanımlamak yerinde olacaktır;

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}dt = 0 \qquad (2.326)$$

$$d\rho = \frac{\partial\rho}{\partial x}dx + \frac{\partial\rho}{\partial y}dy + \frac{\partial\rho}{\partial z}dz \qquad (2.327)$$

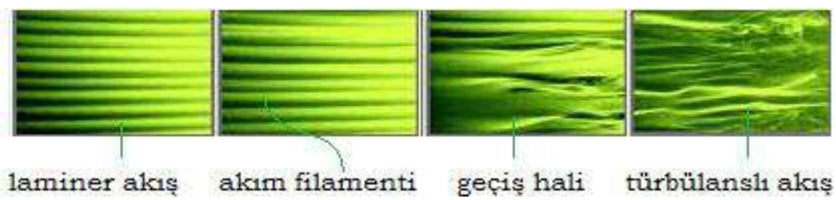
Bu yaklaşım daimi akış alanındaki diğer özellikler için de geçerlidir.



Şekil 2.96 Daimi olmayan akış.

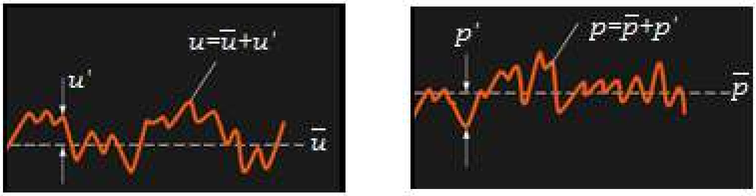
2.4.4 Akış alanında düzen

Akış alanında akışkan paketlerinin kendi aralarındaki konumlarına ve davranış özelliklerine göre akışı düzenli ya da başka bir ifade ile laminer ve düzensiz ya da türbülanslı akış olarak tanımlamaktayız. Makroskobik boyutta akışkan paketlerinin laminer akıştan türbülanslı akışa geçişi genellikle bir geçiş zamanı ve bölgesi sonrasında olur. Türbülanslı akışta ana özellik çalkantılı akıştan ziyade rassal hareketliliktir. Akışkan paketlerinin hangi hızda hangi yöne gideceği belirsizdir. Böyle bir akışta akışkan tabakaları birbiri üzerinde düzenli olarak akmaktan ziyade birbirlerine karışmakta ve akış düzensiz bir hal almaktadır.



Şekil 2.97 Akış alanında akış düzen örnekleri.

Akışın laminer olması genellikle beraberinde pek çok avantaj sağlar. Düzenli akış daha öngörülebilir ve enerji tasarrufludur. Türbülanslı akışta ise belirsizlik hâkim olup, enerji kayıpları da fazladır.

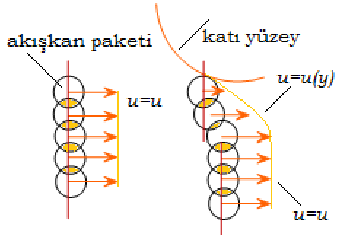


Şekil 2.98 Türbülanslı akışta herhangi bir noktada hız ve basınç değişimi.

Türbülanslı akıştaki düzensizlik akışkan paketlerinin hızlarına da yansır. Dolayısıyla tek bir hız yerine $\bar{u}$ ortalama hızı ve u' rassal hızı tanımlanarak iki paydaşlı hız tanımı yapılır. Aynı yaklaşım basınç için de geçerlidir. Herhangi bir noktadaki basınç değeri $\bar{p}$ ortalama basınç ve p' rassal basınç değerlerinin toplamı şeklinde tanımlanır. Hesaplamalarda ortalama değerleri öngörmek olası, ancak rassal kısımları tespit etmek mümkün olmamaktadır.

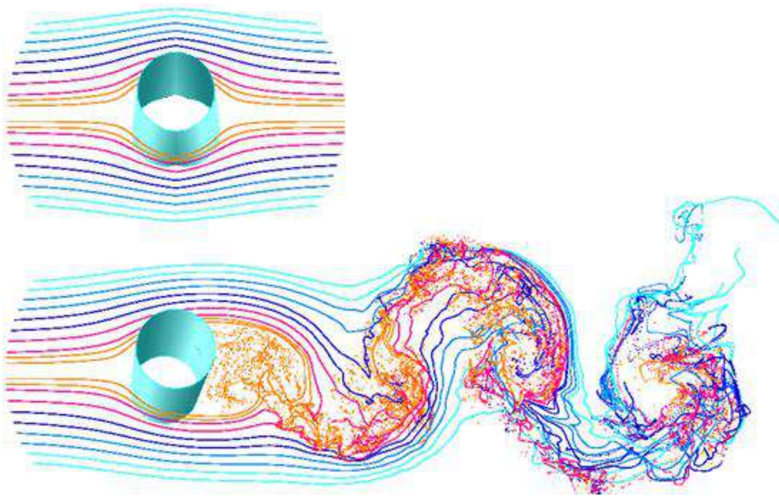
2.4.5 Akışın viskozite özelliği

Hatırlanacağı üzere viskozite özelliği akışkanın akmaya karşı gösterdiği direnç olarak tanımlanmıştı. Bu yönüyle viskozite içsel sürtünme mahiyetindeydi. Akış esnasında akışkan tabakaları birbirleri üzerinde kayar gibi hareket ederler. Ancak bu hareket aradaki bağlar sayesinde birbirleri ile ilişkilidir. Her bir akışkan paketi etrafındaki diğer akışkan paketleri ile viskozite sayesinde zayıf ama hissedilir mertebede bağlara sahiptir. Bazı akışkanlarda viskoz özellik güçlü, bazı akışkanlarda ise zayıftır. Örneğin hava için viskozite değeri hatırlanacağı üzere 10^{-5} mertebesindeydi. Böyle bir mertebeye sahip viskozite değeri herhangi bir katı yüzeyin ya da diğer bir deyişle sınırın olmadığı durumlarda etkisini kolay kolay hissettirmez. Bu nedenle serbest akım içerisinde akışkan paketleri neredeyse aynı hızda hareket edebilirler. Ancak akışkanın katı bir yüzeyle teması halinde katı yüzeye doğrudan temas eden akışkan paketleri yüzeyde mikro seviyede bulunan pürüzler nedeniyle yüzeye takılmaya, dolayısıyla yavaşlamaya başlarlar. Bu yavaşlama akışkan paketinin hemen yanındaki diğer akışkan paketine de aradaki viskoz bağlar nedeniyle sirayet eder. Örneğin aşağıdaki şekilde görüldüğü üzere serbest ortamda aynı hızda hareket eden akışkan paketleri katı bir yüzeye sahip köşe ile karşılaştığında kenarlardan aşağıya doğru zayıflayan ama varlığını hissettiren bir yavaşlamaya maruz kalırlar. Dolayısıyla katı cidardan belirli bir mesafe uzaklaşıncaya kadar akışkanın yavaşlaması ciddi şekilde hissedilir. Ancak daha uzak mesafelerde bu etkinin mertebesi gittikçe düşer ve ihmal edilebilir seviyelere gelir. Genel çerçevede viskozite fiziksel bir gerçeklik olup, cidarla temas eden veya etmeyen her akışkan viskozdur. Ancak etkisinin bazı ortamlarda mertebe olarak düşük seviyede olması onun akış alanını tanımlamak için kullanılan matematiksel modellerde ihmal edilmesine, daha açık bir ifade ile yok sayılmasına imkân tanır. Viskozitenin dikkate alınmadığı bu akış tiplerine viskozitesiz ya da sürtünmesiz “inviscid” akış adı verilir. Bu kabul ile akış içerisinde sürtünmenin, ısıl iletimin ve dolayısıyla difüzyonun olmadığı da kabul edilmiş olur.



Şekil 2.99 Viskozitenin etkisi.

Aşağıdaki şekillerde silindir etrafındaki akışa ait akım çizgileri görülmektedir. İlkinde akım viskozitesiz kabul edildiği için silindirin önü ile arkası arasında akış deseni açısından bir fark yoktur. Zira silindirin katı yüzeyleri üzerinde akışkan paketleri sorunsuz bir şekilde kaymakta, adeta katı yüzey yokmuş gibi hareket etmektedirler. Ancak gerçek akış belirtildiği üzere viskozdur ve sonraki şekilden de görüldüğü gibi bu durumda silindirin ön ve arka bölgesinde akım çizgileri farklı desenlere sahiptirler. Silindiri geçen akım artık laminer özelliğini kaybetmekte ve burgaçlı hale gelmektedir.



Şekil 2.100 Viskoz olmayan ve olan akışkan ortamında silindir etrafındaki akış.

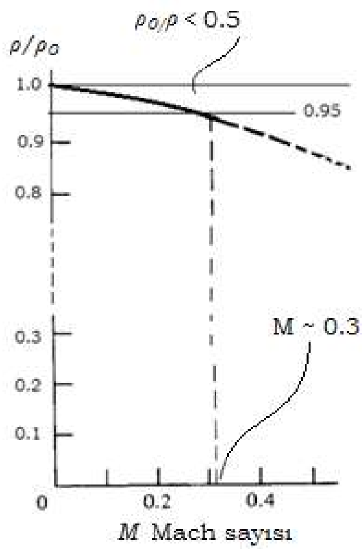
Akışkan ile katı yüzeyin etkileşimi nedeniyle oluşan yavaşlama ve ortaya çıkan mekanizmaları daha sonra ele alacağımız viskoz akış bahsinde daha detaylı olarak göreceğiz.

2.4.6 Akış alanında sıkıştırılabilirlik

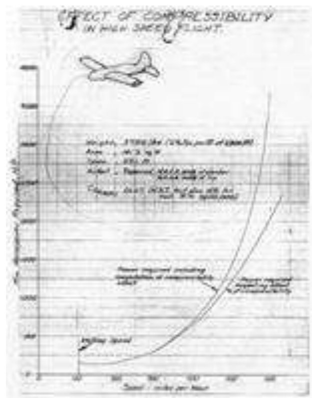
Daha önce sıkıştırılabilirlik kavramını akışkana uygulanan basınç farkı ile akışkanın hacminin bu basınç farkına karşılık gösterdiği tepkinin oranı şeklinde tanımlamıştık. Yine bu özelliğin yoğunluk kavramıyla da ilişkilendirilebileceğini ve bu meyanda,

$$\kappa = \frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dp} \tag{2.328}$$

ilişkisinin geçerli olduğunu ifade etmiştik. Burada κ simgesi sıkıştırılabilirlik için kullanılmıştı. Görüldüğü üzere akışkanın sıkıştırılabilirliği aynı zamanda yoğunluk değişimi ile de ilgili bir özelliktir. Daha sonra Bernoulli denklemi kapsamında göreceğimiz üzere akış alanında hız ile basınç arasında doğrudan bir ilişki söz konusudur.



Şekil 2.101 İsentropik şartlarda Mach sayısı ile yoğunluk değişimi arasındaki ilişki.



Şekil 2.102 Sıkıştırılabilirlik ile ilgili olarak 1930'lu yıllardan kalma bir çizim, NASA Langley arşivi.

Buradan hareketle hız ile yoğunluk değişimi veya sıkıştırılabilirlik özelliği arasında da bir bağ olduğunu söyleyebiliriz. Aerodinamikte sıkıştırılabilirliğin dikkate alınmasında en önemli kıstas Mach sayısıdır. Mach sayısı boyutsuz bir parametre olup, u akışkanın hızı ile ortamdaki a ses hızının oranına eşittir. Bu bağlamda Mach sayısı,

$$M = \frac{u}{a} \tag{2.329}$$

biçiminde verilmektedir. Ses hızı esasen akım alanında meydana gelen her hangi bir bozuntunun ya da başka bir ifade ile basınç dalgasının yayılma hızıdır. Daha sonra sıkıştırılabilir akış bahsinde detaylı olarak ele alacağımız ses hızının Mach sayısını doğrudan etkilediğini verilen denklem ile net olarak görmekteyiz. Mach sayısının yoğunluk değişimini nasıl etkilediğini ise yukarıdaki şekilde gözlemlemekteyiz. Buna göre düşük Mach sayılarında durgun havadaki yoğunluk değerine ρ_0 göre havanın yoğunluğu nispeten düşük seviyededir. Sayısal olarak değerlendirildiğinde Mach sayısının 0,3 ve aşağısı değerlerinde yoğunluk değişimi %5 ve altında gerçekleşmektedir. Buradan hareketle Mach sayısının 0,3 ve altında olduğu akış alanlarında yoğunluk değişiminin ihmal edilebilir mertebelerde olduğunu, dolayısıyla akışkanın sıkıştırılamaz kabul edilebileceği söylenebilir. Böyle bir durumda yoğunluğun konuma göre değişmeyeceği, sabit kalacağı sonucuna varılır. Dolayısıyla yoğunluğun akış alanındaki değişimini,

$$d\rho = \frac{\partial \rho}{\partial x}dx + \frac{\partial \rho}{\partial y}dy + \frac{\partial \rho}{\partial z}dz + \frac{\partial \rho}{\partial t}dt \tag{2.330}$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial x}dx = 0, \qquad \frac{\partial \rho}{\partial y}dy = 0, \qquad \frac{\partial \rho}{\partial z}dz = 0, \tag{2.331}$$

$$d\rho = \frac{\partial \rho}{\partial t}dt \tag{2.332}$$

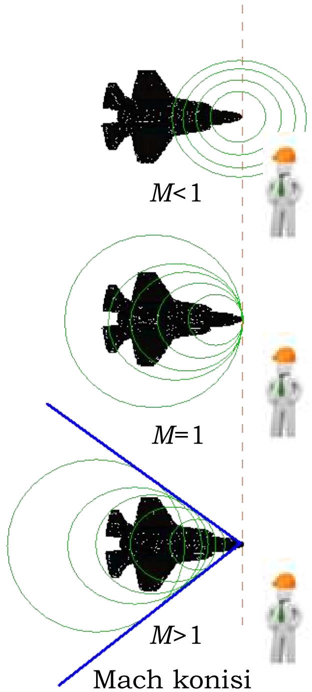
ifadesine, yani sadece zaman içerisindeki değişimine eşitlemiş oluruz. Ancak akışkan hızının 0,3 Mach ve üzerinde olması durumunda akışkanın sıkıştırılabilirlik özelliğini göz ardı edemeyiz, aksine hesaplamalarda dikkate alma zorunluluğu vardır.

2.4.7 Akış alanında hızın mertebesi

Akışkan hızını mertebe olarak belirleyen Mach sayısının değeri sıkıştırılabilirlik için bir ölçüt olduğu gibi aynı zamanda doğrudan akışın tanımlanmasında da kullanılır. Bu bağlamda Mach sayısının 1'den küçük değerlerde olduğu akış alanları sesaltı "subsonic" akış olarak tanımlanır. Mach sayısının 1 civarı olduğu akış alanları ise sescivarı "transonic" akış olarak ifade edilir. Mach sayısının 1 civarı olmasından kastedilen genellikle 1±0,2 ara bandıdır. Mach sayısının 1'den büyük ancak 5'ten küçük olduğu hız aralıklarındaki akış alanları ise sesüstü "supersonic" akış olarak nitelenir. Akış hızlarının 5 Mach ve üzeri olması halinde ise akış sesin çok üstü "hypersonic" akış olarak isimlendirilir.

Akış alanının Mach sayısına göre sınıflandırılması sadece tasnif amacı taşımamaktadır. Zira hıza göre yapılan bu tasnif aynı zamanda akış alanının karakteristik özelliklerini de belirlemektedir. Bu nedenle konu üzerinde biraz daha detaylı durmakta fayda görülmektedir.

Şekil 2.103 Dairesel desende yayılan ses dalgaları.

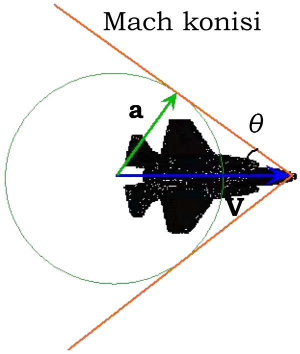


Şekil 2.104 Uçak ile ses dalgalarının farklı uçuş rejimlerinde durumu.

Akışkan ortamı sürekli bir ortam olup, içinde meydana gelebilecek herhangi bir bozuntu, merkezi kendisi olmak üzere etrafa dairesel veya uzay ortamında küresel basınç dalgaları yayar. Akışkan ortamında hareket eden her madde ise bir bozuntu kaynağıdır. Ses de benzer şekilde bir basınç dalgasıdır ve akışkan ortamında meydana gelen bir bozuntu nedeniyle ortaya çıkar. Hava gibi bir akışkan ortamında hareket eden her cismin ve mesela hava aracının her zerresi hareket ettiği süre boyunca etrafa bozuntular ya da başka bir ifade ile ses dalgaları yayar. Bu bağlamda hava içerisinde hareket eden bir jet uçağını, uçağın örnek noktası olarak da en öndeki burun noktasını ele alalım. Bu noktanın hareketi nedeniyle meydana getireceği basınç ya da ses dalgası karakteristiği diğer tüm noktalar için de geçerlidir. Sesaltı hızlarda uçan bir uçak için bu noktanın meydana getireceği ses dalgası kendisinden daha hızlıdır ve bu bozuntu ortamda ses hızında ilerler. Dolayısıyla uçağın mesafe olarak önünde bir yerlerde bulunan bir gözlemci uçağı gördükten kısa bir süre sonra uçak yanına ulaşmadan sesini duyar.

Aynı uçağın ses civarı hızlarda ve mesela ses hızında uçtuğunu düşünelim. Bu durumda uçağın burnundaki noktanın meydana getireceği bozuntu ile noktanın kendisi aynı hızda hareket edecektir. Dolayısıyla aynı mesafede duran ilerideki gözlemci uçağı gördüğü halde sesini duymaz. Zira ses dalgası kendisine ulaşmamıştır. Uçağın ancak kendisi ile aynı hizaya geldiği esnada sesini duyar.

Üçüncü durum olarak uçağımızın sesten hızlı ve mesela 1,5 Mach hızında gittiğini düşünelim. Bu durumda noktanın kendisi meydana getirdiği bozuntunun yayılımından her zaman önde olacaktır. Dolayısıyla ortamda üç boyutlu konik bir ses bölgesi doğacaktır. İlerideki gözlemci ise uçağın yanından geçtiğini gördüğü halde sesini duymaz. Ancak belli bir süre sonra ses konisinin içinde kaldığında uçağın sesini duyar.



Şekil 2.105 Mach konisi açısı tanımı.

Mach konisinin eğimi doğrudan doğruya uçulan Mach sayısına bağlıdır. Yandaki şeklin dikkate alınması halinde θ Mach konisi açısını,

$$\sin(\theta) = \frac{\mathbf{a}}{\mathbf{V}} \tag{2.333}$$

şeklinde yazmak mümkündür. Dolayısıyla Mach sayısının tanımından hareketle açıyı,

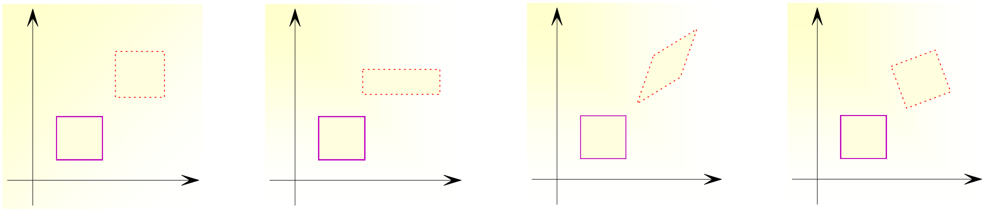
$$\theta = \sin^{-1}(\frac{1}{\mathrm{M}}) \tag{2.334}$$

denklemi ile ifade edebiliriz. Buna göre uçağın hızı arttıkça meydana gelecek Mach konisi daralmakta ve bu nedenle de gözlemci tarafından uçağın sesi çok daha geç duyulmaktadır.

Ses hızında veya ses hızının aşılması durumunda görüldüğü üzere bozuntu dalgaları üst üste binebilmekte ve daha güçlü basınç dalgaları meydana getirebilmektedir. Akışkan ortamında bozuntu dalgalarının üst üste binmesi nedeniyle ortaya çıkan çok daha güçlü basınç dalgaları oluşumuna şok dalgası adı verilmektedir. Daha sonra sıkıştırılabilir akış bahsinde şok dalgalarını daha detaylı bir şekilde inceleyeceğiz.

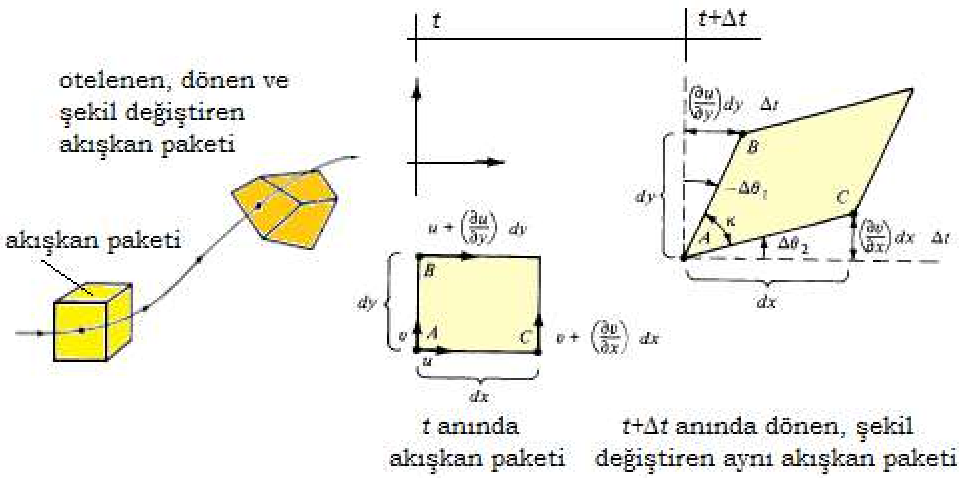
2.4.8 Akışta dönü

Akışın dönü hareketine göre sınıflandırılması öncesinde bir akışkan paketinin akış esnasında ne tür hareketler yapabileceği üzerinde durmak faydalı olacaktır. Temel olarak akışkan paketi üç farklı hareket davranışı gösterebilir. Bunlar öteleme, şekil değiştirme ve dönme hareketleridir. Öteleme hareketinde akışkan paketi kendi eksen takımına göre bulunduğu pozisyonu muhafaza eder, ancak doğrusal, eğrisel ve hatta dairesel bir hat boyunca hareket edebilir. Şekil değiştirme hareketinde ise akışkan paketinin kendi ekseni etrafında dönüşü söz konusu olmayıp sadece kenarları daralıp genişlemekte, dolayısıyla akışkan şekil değiştirmektedir. Bu değişim lineer veya açısal şekil değişiklikleri içerebilir. Dönü hareketinde ise akışkan başka bir noktadan ziyade kendi ekseni etrafında dönmektedir.



Şekil 2.106 Akışkan paketinin temel hareket örnekleri; sırasıyla öteleme, lineer şekil değişikliği, açısal şekil değişikliği ve dönme.

Akışkan paketi akış esnasında bu hareketleri tekil ya da bileşke hareket olarak yapabilir. Öteleme hareketi genellikle akışın olduğu her ortamda standart olarak görülür. Ancak şekil değiştirme ve dönü hareketi diğerine göre farklılık arz eder. Özellikle şekil değiştirme bünyesinde bazen dönü hareketini de barındırabilir. Daha açık bir ifade ile en genel haliyle bir akışkan paketi öteleme ile beraber hem şekil değiştirebilir ve hem de dönebilir. Bu durumu analitik olarak incelemek mümkündür. Bunun için aşağıdaki gibi bir akışkan paketini düşünelim.



Şekil 2.107 Akışkan paketinin genel hareketi.

Ele aldığımız akışkan paketinin örnekleme olması açısından önce *x-y* düzlemindeki hareketini ele alalım. Herhangi bir t anında akışkan paketinin boyutları dx ve dy olsun. Paketin sol alt köşesi *A* noktası, sol üst köşesi *B* noktası ve sağ alt köşesi de *C* noktası olsun. Aynı zaman diliminde *A* noktasının yatay hızı u ve dikey hızı da v olarak tanımlansın. Akışkan paketinin *A* noktası etrafında dönmesine neden olacak hız bileşenleri *C* noktasındaki dikey hız bileşeni ile benzer şekilde *B* noktasındaki yatay hız bileşeni olacaktır. *C* noktasındaki dikey hız bileşenini yatay eksen dâhilindeki değişimini dikkate alarak,

$$v + \frac{\partial v}{\partial x}dx \tag{2.335}$$

şeklinde tanımlayabiliriz. Aynı yaklaşımla B noktasındaki yatay hız bileşenini ise

$$u + \frac{\partial u}{\partial y}dy \tag{2.336}$$

biçiminde ifade edebiliriz. Belli bir Δt zaman sonra *A* noktasının y ekseni üzerinde aldığı yol,

$$v\Delta t \tag{2.337}$$

kadar olacaktır. Aynı zaman diliminde *C* noktasının alacağı yol ise,

$$(v + \frac{\partial v}{\partial x}dx)\Delta t \tag{2.338}$$

şeklindedir. *A* noktasının *C* noktasına göre aldığı yol farkı ise,

$$\left(v + \frac{\partial v}{\partial x}dx\right)\Delta t - v\Delta t \tag{2.339}$$

veya

$$(\frac{\partial v}{\partial x}dx)\Delta t \tag{2.340}$$

kadardır. Bu göreceli yolun yatay mesafe olan dx ile oranlanması ise bize *C* noktasının *A* noktasına göre taradığı $\Delta\theta_2$açısını verir. Şöyleki,

$$\tan(\Delta\theta_2) = \frac{\left(\frac{\partial v}{\partial x}dx\right)\Delta t}{dx} \tag{2.341}$$

bu açının oldukça küçük olduğu yaklaşımı dikkate alınırsa,

$$\tan(\Delta\theta_2) \cong \Delta\theta_2 \tag{2.342}$$

$$\Delta\theta_2 = \frac{\partial v}{\partial x}\Delta t \tag{2.343}$$

yazılabilir. Benzer şekilde Belli bir Δt zaman sonra A noktasının x ekseni üzerinde aldığı yol,

$$u\Delta t \tag{2.344}$$

kadar olacaktır. Aynı zaman diliminde B noktasının alacağı yol ise,

$$(u+\frac{\partial u}{\partial y}dy)\Delta t \tag{2.345}$$

şeklindedir. A noktasının C noktasına göre aldığı yol farkı ise,

$$\left(u+\frac{\partial u}{\partial y}dy\right)\Delta t-u\Delta t \tag{2.346}$$

veya

$$(\frac{\partial u}{\partial y}dy)\Delta t \tag{2.347}$$

kadardır. Bu göreceli yolun dikey mesafe olan dy ile oranlanması ise bize B noktasının A noktasına göre taradığı $-\Delta\theta_1$açısını verir. Önce

$$\tan(-\Delta\theta_1)=\frac{\left(\frac{\partial u}{\partial y}dy\right)\Delta t}{dy} \tag{2.348}$$

yazıp, bu açının oldukça küçük olduğu yaklaşımı dikkate alınırsa,

$$\tan(-\Delta\theta_1)\cong-\Delta\theta_1 \tag{2.349}$$

$$\Delta\theta_1=-\frac{\partial u}{\partial y}\Delta t \tag{2.350}$$

elde edilir. Burada dikkat edilen husus saat yönündeki şekil değişikliğinde yönün negatif, saat yönünün tersindeki şekil değişikliğinde ise yönün pozitif alınmasıdır. Açılarla ilgili ifadelerin geçen zamanla beraber oldukça küçük miktardaki limit değerleri, yani diferansiyel formları dikkate alınırsa,

$$\frac{d\theta_1}{dt}=-\frac{\partial u}{\partial y} \tag{2.351}$$

$$\frac{d\theta_2}{dt}=\frac{\partial v}{\partial x} \tag{2.352}$$

eşitliklerine ulaşılır. Akışkan paketinin net dönüsünü ise bu iki şekil değişiminin farkını dikkate alarak elde edebiliriz. Tanım olarak z ekseni etrafındaki w_z açısal hızını bu iki şekil değişiminin ortalaması şeklinde ifade edersek sonuçta,

$$w_z=\frac{1}{2}(\frac{\partial v}{\partial x}-\frac{\partial u}{\partial y}) \tag{2.353}$$

denklemine ulaşırız. Bu yaklaşımın benzer işlemlerini diğer eksenlerde de tekrar edersek aşağıdaki diğer açısal hız bileşenlerini bulmak mümkündür;

$$w_x = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z}\right) \quad (2.354)$$

$$w_y = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x}\right) \quad (2.355)$$

Her bir eksendeki hız bileşenlerini beraberce dikkate alarak akışkan paketine ait açısal hız yöneyini,

$$\mathbf{w} = w_x\mathbf{i} + w_y\mathbf{j} + w_z\mathbf{k} \quad (2.356)$$

veya açık haliyle,

$$\mathbf{w} = \frac{1}{2}\left[\left(\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z}\right)\mathbf{i} + \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x}\right)\mathbf{j} + (\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y})\mathbf{k}\right] \quad (2.357)$$

biçiminde yazabiliriz. Bu noktada akışkanın dönü miktarını ifade eden dönüngenlik “vorticity” tanımı yapmak mümkündür. Bu tanıma göre dönüngenliği,

$$\boldsymbol{\xi} = 2\mathbf{w} \quad (2.358)$$

şeklinde ifade etmekteyiz. Dolayısıyla dönüngenlik için,

$$\boldsymbol{\xi} = \left(\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z}\right)\mathbf{i} + \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x}\right)\mathbf{j} + (\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y})\mathbf{k} \quad (2.359)$$

denklemine ulaşılır. Hatırlanacağı üzere elde edilen bu ifadeyi daha önceki bölümde nabla operatörünün hız yöneyi ile yöneysel çarpımından elde etmiştik;

$$\boldsymbol{\xi} = \nabla x\mathbf{V} \quad (2.360)$$

Elde edilen bu ifadenin alacağı değer akışın sınıflandırılması için önemli bir kıstastır. Zira bu değerin sıfır olması halinde ($\nabla x\mathbf{V} = \mathbf{0}$) akışkan paketinin şekil değiştirdiği, ancak net dönünün olmadığı, dolayısıyla akışın dönüsüz akış (irrotational flow) olduğu kabul edilir. Ancak dönüngenliğin sıfırdan farklı olması ($\nabla x\mathbf{V} \neq 0$), şekil değişikliğinin asimetrik olduğunu, dolayısıyla akışkan paketinin kendi ekseni etrafında döndüğünü gösterir ki bu akışa dönülü akış (rotational flow) adı verilir.

Bu konu ile ilgili olarak şu notu da belirtip akış tiplerine geçeceğiz. Dönü hareketi ifade edildiği üzere şekil değişikliğini, şekil değişikliği ise akışkanda gerilmeyi belirler. Bu nedenle sürtünmeli akış konusunda bu hususa tekrar değineceğiz.

Şekil 2.108 Gerçek akış her zaman dönülü akıştır.

2.4.9 Akış tipleri

Şimdiye kadar akışın mekânsal boyutlar, zamana göre değişim, düzgün veya karmaşık akım, sürtünmenin veya başka bir ifadeyle viskozitenin varlığı, sıkıştırılabilirlik ve akış hızının mertebesi gibi oldukça geniş bir ölçüt ağı ile değerlendirilmesi yapıldı. Farklı ölçütlerin farklı bileşimleri dikkate alınarak değişik özelliklerde akış alanları tanımlamak mümkündür. Örneğin en basit akış alanını 1 boyutlu, daimi, laminer, sürtünmesiz, sıkıştırılamaz ve ses altı akış olarak tanımlamak mümkündür. Buna mukabil en karmaşık akış alanlarından biri olarak ise 3 boyutlu, daimi olmayan, viskoz ve türbülanslı, sıkıştırılabilir ve sesin çok üstü akışı örnek verebiliriz.

Akış alanına ait özelliklerin önceden öngörülerek belirlenmesi, üzerinde çalışılacak akışa ait denklemlerin tespitinde de önemli rol oynar. Bu bağlamda daha önce akış alanına ait temel parametreleri p, ρ, T, u, v ve w şeklinde altı bilinmeyene indirgemiş ve bu altı bilinmeyen değişkene bağlı olarak kütlenin, momentumun ve enerjinin korunum yasaları ile ideal gaz denklemini ifade etmiştik. Bahse konu altı denklemin çözümü için değişik yöntemler mevcuttur. Ancak ifade edildiği üzere çözüme başlamadan önce denklemlerin akış alanı özelliklerine göre yeniden düzenlenmesi gerekir. Düzenlemeden kastedilen esas itibari ile sadeleştirmelerdir. Bu meyanda dikkate alınan ölçütler ise akışın sınıflandırılması esnasında öngörülen kıstaslar ile aynıdır.

Akış alanının özellikleri dikkate alınarak yapılan sadeleştirmeler sonucunda elde edilen denklemler daha basit ve net olmakla beraber, tip olarak lineer olmayan kısmi diferansiyel denklemler hüviyetindedir. Nitekim en basit haliyle elde edilen süreklilik denklemi de kısmi diferansiyel denklem niteliğindedir. Bu tür denklemleri matematiksel kurallar çerçevesinde analitik veya sayısal ifadeler kullanarak çözmek mümkündür. Ancak bu husus daha genel çerçevede akış alanına ait özelliklerin belirlenmesi kapsamında ele alınacaktır.

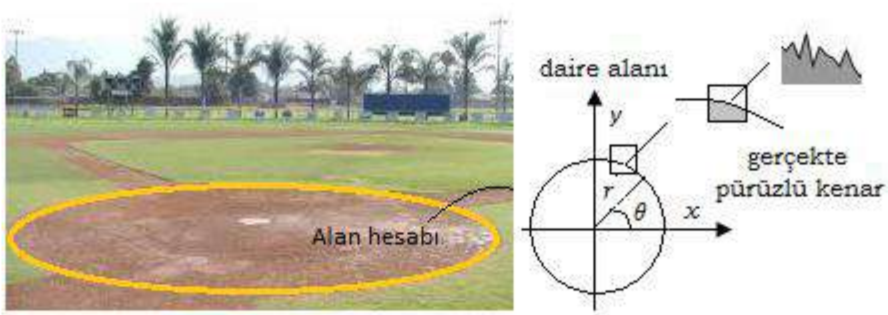
2.5 Akış alanına ait özellikleri elde etme yöntemleri

Akış alanına ait p, ρ, T, u, v ve w gibi temel özellikleri elde etmek için temelde iki yaklaşım söz konusu olup, bu yaklaşımlar kuramsal çözüm yöntemleri ile deneysel ölçüm metotları şeklindedir. Kuramsal çözüm yöntemlerini başlıca iki gruba ayırabiliriz. Bunlar analitik ve sayısal çözüm yöntemleridir. Deneysel veri eldesini ise ilke olarak ikiye ayırmak mümkündür. Bu kapsamda rüzgâr tüneli ile yer ve uçuş testi deneylerinden bahsedilebilir.

2.5.1 Analitik yöntem

Belirli ön kabuller dâhilinde fiziksel durum ve olayların matematiksel olarak modellenmesi ve bu modellerin yine matematiksel kurallar çerçevesinde incelenerek bir takım sonuçlara varılması şeklinde tanımlanır. Matematiksel kurallardan kastedilen cebirsel işlemlerden ziyade simgesel ifadelere dayalı işlemlerdir. Yaklaşımın temelinde öncelikle fiziksel olayların matematiksel kavramlarla modellenmesi yatmaktadır. Dolayısıyla bünyesinde fiziksel hatalar içerir.

Bu yöntemi basit bir örnekle daha da açabiliriz. Aşağıdaki gibi kuru toprak arazinin kapladığı alanı önce analitik yöntem kullanarak hesap edelim. Bu meyanda toprak alanın dairesel şeklinden dolayı bölgeyi geometri kuralları çerçevesinde daire olarak düşünelim. Bu durumda alan r yarıçapına sahip mükemmel bir daire olarak modellenmiş olur. İdeal halde dairenin etrafı mükemmel çizgi ile çevrilidir. Ancak gerçekte mükemmel çizgi yerine girintili çıkıntılı bir yüzey söz konusudur. Dolayısıyla daire yaklaşımı ile fiziksel gerçeklikten az da olsa bir kopuş söz konusu olup, bu durum fiziksel hata kapsamında değerlendirilir.



Şekil 2.109 Dairesel arazinin alan hesabı.

Dairenin dörtte bir alanını,

$$\int_0^r y dx \tag{2.361}$$

integrali ile hesaplamak mümkündür. Bu denklemde dairenin tanımından hareketle x ve y yerine,

$$x = r\,cos(\theta) \tag{2.362}$$
$$y = r\,sin(\theta) \tag{2.363}$$

yazmak mümkündür. Dolayısıyla integrali,

$$\int_0^{\frac{\pi}{2}} r\sin(\theta)\,(-r)\sin(\theta)\,d\theta \tag{2.364}$$

veya

$$-r^2\int_0^{\pi/2} sin^2(\theta)d\theta \tag{2.365}$$

şeklinde yazabiliriz. Bu integrali matematiksel kurallar çerçevesinde aldığımızda,

$$-r^2\int_0^{\pi/2} sin^2(\theta)d\theta = -r^2\left[\frac{\theta}{2}-\frac{1}{4}\sin(2\theta)\right]_0^{\frac{\pi}{2}} \tag{2.366}$$

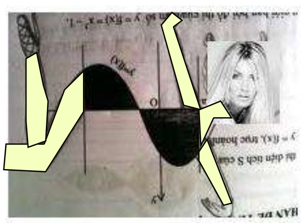
işlemi sonucunda,

$$\int_0^r ydx = \frac{\pi r^2}{4}\ \mathrm{br}^2 \tag{2.367}$$

mutlak değeri elde edilir. Elde edilen bu sonuç sorunun analitik çözümü olup, matematiksel olarak tamdır ve hiçbir hata içermemektedir. Ancak doğada karşılaştığımız her sorunun çözümü analitik olarak mümkün olmayabilir. Üzerinde çalıştığımız sorun geometrik olarak tanımlanabilen ve matematiksel kurallar kullanılarak çözülebilen bir geometriye ve integrale sahipti. Ancak söz konusu integralin aşağıdaki gibi karmakarışık olması durumunda,

$$\int_0^c \frac{\cos\left(x^2 e^{\cos(x^3+3\sin(x))}\right)}{x^3\sin\left(\cos\left(e^{\tan(x^2)}\right)\right)}dx \tag{2.368}$$

analitik olarak elde edilmesi bilinen yöntemler kullanılarak mümkün değildir. Böyle bir durumda analitik yöntem yerine başka çözüm arayışları denenmelidir. Bu arayışlardan en yaygın olanı sayısal yöntemlerdir.



Şekil 2.110 Her integralin kolay bir analitik çözümü olmayabilir.

2.5.2 Sayısal yöntem

Fiziksel doğanın matematiksel yöntemler kullanılarak elde edilen modellerinin sayısal yöntemler kullanılarak çözümlenmesidir. Sayısal yöntemler bünyesinde cebirsel işlemleri ve temelde de toplama-çıkarma-çarpma ve bölme gibi dört işlemi barındırır. Yöntem fiziksel ve ayrıca sayısal hataları içerir. Fiziksel hatalar tıpkı analitik yöntemde olduğu gibi fiziksel dünyanın tıpatıp aynen matematiksel olarak modellenememesinden, sayısal hatalar ise ayrıklaştırmadan kaynaklanır. Sayısal yöntemi bir önceki aynı örnekle açıklayabiliriz. Alan hesabını yine dairesel alanın dörtte birini hesaplayarak elde edebiliriz. Ancak bu sefer alanın integre edilerek elde edilemeyeceğini var sayalım. Bu durumda dairesel alanı aşağıdaki şekilde görüldüğü üzere x ekseni dâhilinde dx gibi eşit aralıklarda dörde bölelim. Bölme sonrası her bir parçanın üst kısımlarını eğrisellikten arındırarak doğrudan düz çizgilerle birleştirelim. Bu durumda elde edilen geometrik şekil basit ama alan hesabı oldukça kolay yamuk olacaktır.

Yamuğun alanının hesap edilmesi için iki dik kenarın mesafesinin bilinmesi gerekir. Aradaki mesafe ise alanın kaç alt bölgeye bölündüğüne bağlı olup, bu örnekte $r/4$ olarak alınmıştır. Dik kenarların mesafesi ise daire denkleminden kolayca bulunabilir. Zira daire denklemini,

$$y = \sqrt{r^2 - x^2} \tag{2.369}$$

şeklinde yazmak mümkündür. Dolayısıyla ilk yamuğun alanını,

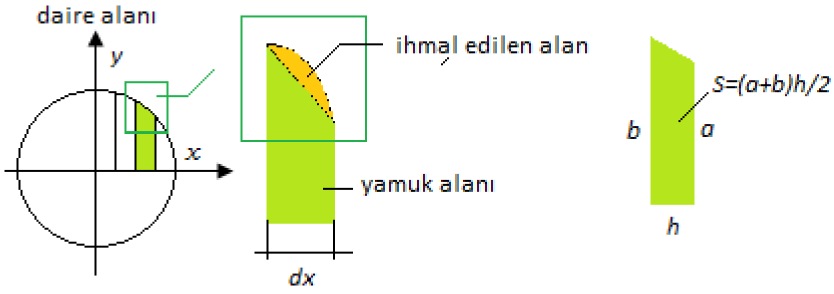
$$A_1 = \frac{\left[y(0) + y\left(\frac{r}{4}\right)\right]\frac{r}{4}}{2} \tag{2.370}$$

denklemi ile hesaplayabiliriz. Geriye kalan diğer üç yamuğun alanını da benzer şekilde, ama aynı işlemleri tekrar ederek hesaplamak mümkündür. Toplam alan değerini ise,

$$\sum_{i=1}^{4} A_i \tag{2.371}$$

yaklaşımı ile hesaplayabiliriz.

Görüldüğü üzere ister basit istese de karmaşık bir denklem olsun, hemen hemen her tür eğrinin altında kalan alanı yamuk alanlarına bölerek basit ama çok tekrarlı işlemlerle hesap edebiliriz. Ancak burada yamuk üst kısmının eğri yerine doğru olması nedeniyle konveks geometride fazla veya konkav geometride ise eksik hesaplama yapılması söz konusudur. Sayısal yöntem nedeniyle ortaya çıkan bu hataya sayısal hata adı verilir. Gerçi bu hata alanın daha çok sayıda küçük parçaya bölünmesi ile azaltılabilir. Ancak bu sefer de yapılan işlem sayısı artar.

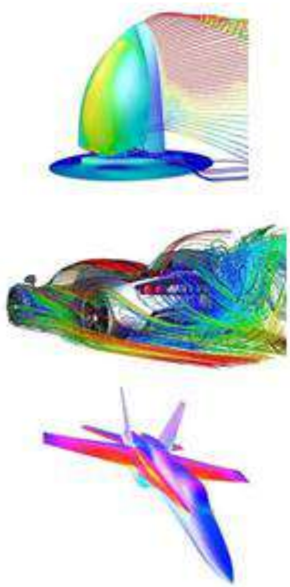


Şekil 2.111 Dairesel arazinin yamuk alanlarına bölünmesi.

Şekil 2.112 Konkav ve konveks eğri.

Yukarıdaki örnekte ifade edilen sayısal yöntem gibi pek çok sayısal analiz yöntem mevcuttur. Havacılıkta hesaplamalı akışkanlar dinamiği (HAD) "Computational Fluid Dynamics: CFD" olarak geçen sayısal analiz yöntemleri özellikle yüksek hızlı ve büyük hafıza kapasiteli bilgisayarların gelişimine paralel olarak gelişmiş ve yaygınlaşmıştır. Uygulamalarının nispeten kolay ve esnek olması nedeniyle HAD yöntemleri deneysel akışkanlar mekaniğine göre pek çok avantaja sahiptir. Zira benzetim ortamlarında gerek geometri ve gerekse de akış şartları kolaylıkla değiştirilebilmekte ve hatta değişiklikler sistematik bir çerçevede yapılarak eniyileme çalışmaları icra edilebilmektedir. Sayısal aerodinamiğin bir diğer avantajı ise deneysel olarak yapılamayan ya da yapılmasında emniyet açısından sakınca içeren uygulamaların benzetim ortamlarında yapılabilmesi olanağını sağlamasıdır.

Bununla beraber şu nokta unutulmamalıdır ki günümüzde oldukça gelişmiş bilgisayar yazılımlarına ve işlemci gücüne rağmen benzetim ortamlarında elde edilen sonuçların en azından bir kısmı mutlaka gerçek ortamlarda deneysel olarak denenmeli ve elde edilen deneysel verilerle uyuşup uyuşmadığı test edilmelidir.

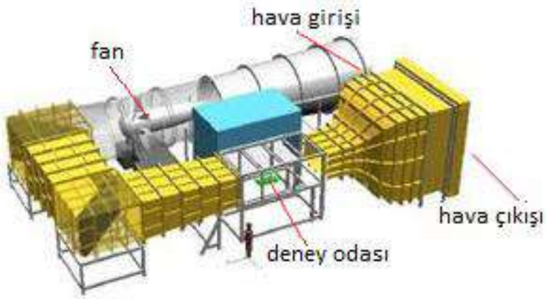


Şekil 2.113 Hava, deniz ve kara araçları üzerinde HAD uygulamaları.

2.5.3 Deneysel yöntem

Deneysel veri eldesi için kullanılan yöntemleri ilkesel olarak ikiye ayırmak mümkündür. Bu kapsamda rüzgâr tüneli ile yer ve uçuş testi deneylerinden bahsedilebilir. Akışkan alanı içerisindeki bir cismin davranışının deneysel olarak incelenmesi öncelikle rüzgâr tüneli adını verdiğimiz ortamlarda gerçekleştirilir. Deney düzeneğinin temel hareket noktası hareketin göreceliliğidir. Herhangi bir cismin hava içerisinde hareket etmesi ile cismin sabit ama etrafındaki havanın hareket etmesi arasında temel olarak bir fark bulunmaz. Her iki halde de cismin yüzeyi ile hava arasında aynı etkileşim söz konusudur. Buradan hareketle 20'nci yüzyıl başlarından itibaren rüzgâr tünelleri adı verilen yapılar inşa edilmeye başlanmıştır. Bu yapılarda genel olarak tasarımı yapılan hava aracının belli ölçekteki modeli kapalı bir tünel içerisine yerleştirilerek etrafından hava geçişi sağlanır. Modelin konumlandırıldığı yere deney odası adı verilir. Tüneldeki havayı ise düşük hızlı akış ortamları söz konusu olduğunda fanlar sağlar. Ancak yüksek hızlı akışların gerektiği durumlarda fanlardan başka basınçlandırılmış tüp kullanımı yaygındır. Daha açık bir ifade ile yüksek basınca sahip tüp içerisindeki gaz akışkan kontrollü bir şekilde serbest bırakılarak belli bir süreliğine yüksek hızda akış elde edilir.

Rüzgâr tünellerinin sınıflandırılması farklı ölçütlere göre yapılabilmekte olup, bu ölçütlerden ilki kullanılan havanın kaynağıdır. Buna göre rüzgâr tünellerini açık devreli, kapalı devreli ve ikisinin karışımı olan karma devreli rüzgâr tüneli olarak üçe ayırmaktayız. Açık devreli rüzgâr tünelinde hareketlendirilen hava akımı doğal atmosfer ortamından alınıp kullanıldıktan sonra yine doğal atmosfer ortamına iade edilmektedir. Aşağıdaki şekilde açık devreli rüzgâr tüneli örneği görülmektedir.

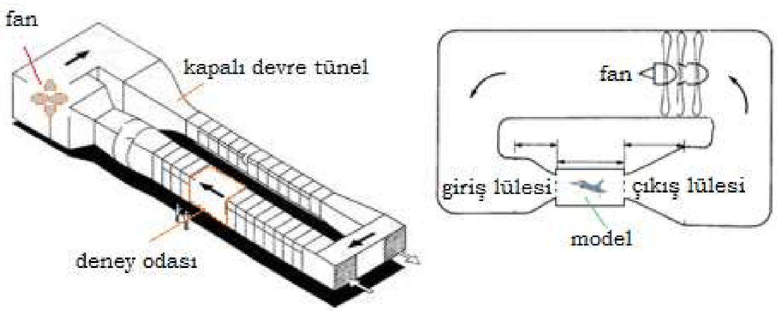


Şekil 2.114 Açık devreli rüzgâr tünelleri.

Tünelin tek bir doğrultuda olmaması halinde özellikle dönemeçlerde hava akımının bozulmaması için uygun akım yönlendiricileri kullanılır. Ayrıca girişte de gelen havanın düzgün ve burgaç seviyesinin düşük olması için düz ama benzer akım düzenleyicileri bulunur.

Açık devreli rüzgâr tünellerinin boyut olarak küçük ve konum olarak da kapalı bina içerisinde olması halinde kullanımı kolay ve pratiktir. Kapalı ortamda olması aynı zamanda dış çevre şartlarından etkilenmeyi de azaltır. Ancak tünelin tamamen dışarıda olması içinde gezdirilen havanın doğrudan doğruya dış akım şartlarına bağlı olmasına, dolayısıyla kötü hava şartlarından etkilenmesine neden olur.

Kapalı devre rüzgâr tünellerinde ise tünel içi hava dış ortamla doğrudan bağlantılı değildir. Tüneldeki mevcut hava fanlar sayesinde sürekli devri daim yaptırılarak kullanılır. Böyle bir durumda akışkan ortamının dış çevre şartlarından etkilenmesi asgari seviyeye indirgenmiş olur. Aşağıdaki şekilde kapalı devre bir rüzgâr tüneli görülmektedir.



Şekil 2.115 Kapalı devreli rüzgâr tünelleri.

Karma devreli rüzgâr tünelinde ise devri daim yapılan hava deney odası hariç hep kapalı tünel içerisinde bulunur. Deney odası olarak belirtilen ve modelin monte edilip ölçüm için hazırlandığı kısımda ise tünel harici ortam oluşturulur. Bu ortam kapalı bina içerinde olabileceği gibi atmosfere açık alanda da olabilir. Böyle bir yaklaşım özellikle büyük ebatlardaki hava aracı modellerinin daha kolay ve düzenlenebilir olmasını sağlar. Ayrıca tünel duvarlarının akışa olan etkisini de bertaraf eder. Aşağıdaki şekilde karma devreli bir rüzgâr tünelinin deney alanı görülmektedir. Akış alanı fanların çekimi sayesinde oluşmakta, tünelin duvarları dâhilinde hareket etmekte, ancak deney odasında açık alana çıkarak hava aracının etrafından geçmektedir.

Şekil 2.116 Karma devreli rüzgâr tüneli deney alanı.

Meşhur rüzgâr tünelleri arasında havacılık tarihi açısından benzersiz hatıralara sahip ABD'nin Virginia eyaletindeki NASA Langley rüzgâr tünelini, dünyanın en büyük rüzgâr tüneli özelliğine sahip California eyaletindeki NASA Ames tünelini (24mx36m) ve son olarak da dünyanın en hızlı akışına sahip (30 Mach, ama sadece 2 milisaniyeliğine) Buffalo eyaletindeki rüzgâr tünelini sayabiliriz.

Rüzgâr tüneli deneyleri her ne kadar deneysel sonuçlar verse de üzerinde deney yapılan hava aracının birebir ölçekte olmaması ve ayrıca gerçek şartların her zaman aynen sağlanamaması nedeniyle hava araçlarının üretimi ya da modifikasyona uğratılmış bir hava aracının servise verilmesi öncesi gerçek şartlarda ve birebir boyut ve ortamda denenmesi gerekir. Bu işlem ise yer ve uçuş testi olarak adlandırılır. Uçuş testlerinin gerçekleştirilebilmesi için tasarlanan veya değişime uğratılan hava aracının ilk örnek üretiminin yapılması gerekir. Uzun soluklu süreçleri kapsayan testlerin süresini kısaltmak için birden fazla örnek üretilebilir ve farklı testler eş zamanlı olarak uygulamaya konabilir. Uçuş testleri seri üretim ve servise verme için son aşama olup, diğer tasarım süreçlerine göre çok daha fazla risk taşır. Bu nedenle uçuş testleri öncesi sayısal ve rüzgâr tüneli testleri temelli deneysel çalışmaların uygun seviyede, yeterli hassasiyette sonuçlar vermesi beklenir.

Şekil 2.117 F-35 ve Anka uçaklarına ait yer ve uçuş testleri denemesi.

TARİHTEN BİR SAYFA
(1423 Orhan FIRAT)

Arthur Ashe
1943–1993

“Efsanevi tenisçi Arthur Ashe kan naklinden kaptığı AIDS nedeniyle ölüm döşeğindeydi. Hayranlarından biri sordu: “Tanrı böylesine kötü bir hastalık için neden seni seçti?” Arthur Ashe cevap verdi: “Tüm dünya 50 milyon çocuk teniz oynamaya başlar, 5 milyonu tenis oynamayı öğrenir, 500 bini profesyonel tenisçi olur, 50 bini yarışmalara girer, 5 bini büyük turnuvalara erişir, 50’si Wimbledon’a kadar gelir, 4’ü yarı finale, 2’si finale kalır. Elimde şampiyonluk kupasını tutarken Tanrı’ya neden ben diye hiç sormadım. Şimdi sancı çekerken nasıl “Niye ben” derim. Mutluluk insanı tatlı yapar, başarı ışıltılı, zorluklar ise güçlü… ”

Arthur Ashe

Arthur Ashe 1943 yılında ABD’nin Virginia eyaletindeki Richmond kentinde doğdu. Yaşamı boyunca tenis tarihinde pek çok ilke imza atmıştır. Kendisi Wimbledon, US Open ve Australian Open turnuvalarını kazanan tek zenci kökenli ABD’lidir. 1993 yılında AIDS kaynaklı zatürre hastalığı nedeniyle vefat etti. Mezarı doğduğu şehirdedir.

TEMEL AKIŞ ÖRNEKLERİ

"Bürolarındaki rahat koltuklarında oturup çağdaş bilimden yararlanarak rakamsal ve cebirsel simgelerle, büyük savaş oyunlarını ustaca yönetebilecek birilerinin varlığına samimiyetle inanan, iyi niyetli insanlar olduğunu biliyorum. Sanıyorum ki bu göründüğünden daha tehlikeli ve büyük bir hatadır."

Gen. William Tecumsah Sherman, 1969

Bu bölümde nispeten basit yaklaşımlara dayalı bazı akış örneklerine değineceğiz. Hatırlanacağı üzere daha önce akışı dikkate alınan özelliklerine göre değişik sınıflandırmalara tabi tutmuştuk. Bahse konu özelliklerin farklı bileşimlerini dikkate alarak değişik akış örneklerini incelemek mümkündür. Bu kapsamda öncelikle sıkıştırılmaz ve aynı zamanda sürtünmesiz akışı, akabinde sıkıştırılabilir ama sürtünmesiz akışı, nihayetinde de sürtünmeli akışı inceleyeceğiz.

3.1 Sıkıştırılamaz – sürtünmesiz akış

Gerçek fiziksel hayatta akışkan her zaman viskoz özelliğe, dolayısıyla içsel ve bir yüzey söz konusu olduğunda da dışsal ama mutlaka sürtünme kuvvetlerine maruz kalır. Dolayısıyla sürtünmesiz akış reel dünyada mümkün değildir. Ancak bazı ortamlarda bu özelliğin göz ardı edilmesi gerçeklikten uzaklaşmaya neden olsa da bu hata büyük mertebelerde değildir. Örneğin hava akışkanı için viskozite değeri deniz seviyesindeki standart atmosfer şartlarında $1{,}75\text{x}10^{-5}$ kg/ms mertebesindedir. Neredeyse milyonda bir mertebeye sahip bu özelliğin serbest akış ortamlarında dikkate alınmaması en azından matematiksel modelleme yapmayı kolaylaştırır ve akışkanın doğasına yönelik incelemelerde, temel yasaların şekillendirilmesinde büyük imkânlar sunar. Sıkıştırılabilirlik özelliği ise tıpkı viskozite gibi reel bir gerçeklik olmakla beraber özellikle düşük hızlarda düşük mertebelerdedir. Bu nedenle düşük hızlardaki akışların modellenmesinde ihmal edilmesinin getireceği kolaylık dikkate alınmamasından kaynaklanan hatadan daha fazla bir getiriye sahiptir denebilir. Diğer taraftan akımın sürtünmesiz ve sıkıştırılamaz olması kabulleri matematiksel çerçevede akışın analitik olarak çözülebilmesi gibi benzerine az rastlanır imkânlar sunar. Genellikle akışı matematiksel modeller çerçevesinde analitik olarak çözmek neredeyse imkânsızdır. Bu nedenle çoğunlukla sayısal ve nihayetinde de deneysel inceleme yöntemleri adeta bir zorunluluktur. Bu konudaki önemli bir istisna sıkıştırılamaz ve sürtünmesiz akış modelidir.

Konu başlığı çerçevesinde öncelikle temel korunum denklemlerinden ilk ikisinin tanımlı akış özellikleri çerçevesinde nasıl bir şekil alacağına bakmak yararlı olacaktır.

3.1.1 Korunum yasalarında durum

Tahmin edileceği üzere sürtünmesizlik ve sıkıştırılamazlık özellikleri sayesinde korunum yasalarındaki pek çok terim düşecek ve yeni denklemler çok daha basit ve çözülebilir olacaktır. Bu bağlamda sırasıyla kütlenin, momentumun ve enerjinin korunumu denklemlerini irdeleyebiliriz.

3.1.2 Kütlenin korunumu

Daha önce maddenin korunum ilkesine dayanarak genel haliyle süreklilik denklemini

$$\oiint \rho \mathbf{V} d\mathbf{S} + \frac{\partial}{\partial t} \oiiint \rho \, dV = 0 \tag{3.1}$$

şeklindeki integral formda elde etmiştik. Aynı ifadeyi ıraksay kuramını kullanarak diferansiyel formda ise

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla.(\rho \mathbf{V}) = 0 \tag{3.2}$$

biçiminde belirtmiştik. Akımın daimi olması kabulü çerçevesinde yoğunluğun süreç içerisinde sabit kaldığını düşünürsek bu denklemdeki ilk terim,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \tag{3.3}$$

düşer. Ayrıca kalan terimi de

$$\nabla.(\rho \mathbf{V}) = \nabla \rho . \mathbf{V} + \rho(\nabla . \mathbf{V}) \tag{3.4}$$

şeklinde ayırıp, yine akımın sıkıştırılamaz ve dolayısıyla yoğunluğun konum açısından sabit olması ölçütünü dikkate alarak

$$\nabla \rho = 0 \tag{3.5}$$

yazıp, buradan

$$\rho(\nabla . \mathbf{V}) = 0 \tag{3.6}$$

veya daha kısa haliyle

$$\nabla . \mathbf{V} = \mathbf{0} \tag{3.7}$$

denklemini elde etmek mümkündür. Nabla operatörü ile hız yöneyini sayılsal çarpıma tabi tutarak bu denklemi

$$\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial w}{\partial z}=0 \tag{3.8}$$

ifadesine dönüştürebiliriz.

Diferansiyel formun dikkate alınması ile elde edilen bu denkleme ilave olarak integral formun kullanılması ile de farklı bir denkleme gitmek mümkündür. Şöyleki,

$$\oiint \rho \mathbf{V} d\mathbf{S}+\frac{\partial}{\partial t}\oiiint \rho\, dV=0 \tag{3.9}$$

denkleminin ikinci terimini, yoğunluğun ve kontrol hacminin zaman içerisinde değişmediğini dikkate alarak

$$\frac{\partial}{\partial t}\oiiint \rho\, dV=0 \tag{3.10}$$

ana denklemden düşürebilir ve buradan

$$\oiint \rho \mathbf{V} d\mathbf{S}=0 \tag{3.11}$$

denklemini yazabiliriz. Benzer şekilde yoğunluğun konuma göre değişmediği dikkate alınırsa,

$$\oiint \mathbf{V} d\mathbf{S}=0 \tag{3.12}$$

ifadesine ulaşılır.

3.1.3 Kütlenin korunumu denkleminin uygulamaları

Gerek diferansiyel ve gerekse de integral formdaki basit ama yeni denklemlerin elde edilmesi sayesinde farklı uygulamalara gitmek mümkündür. Bu meyanda önce ilk elde edilen

$$\nabla.\mathbf{V}=\mathbf{0}$$

denklemini ele alalım. Bu noktada şöyle bir yaklaşım yapalım; diyelim ki akım alanında Φ gibi sayılsal bir özellik olsun ve bu özellik ile hız arasında da,

$$\mathbf{V}=\nabla\Phi \tag{3.13}$$

ilişkisi söz konusu olsun. Bu durumda hız bileşenleri ile Φ arasında,

$$u\mathbf{i}+v\mathbf{j}+w\mathbf{k}=\frac{\partial\Phi}{\partial x}\mathbf{i}+\frac{\partial\Phi}{\partial y}\mathbf{j}+\frac{\partial\Phi}{\partial z}\mathbf{k} \tag{3.14}$$

veya

$$u = \frac{\partial \Phi}{\partial x} \tag{3.15}$$

$$v = \frac{\partial \Phi}{\partial y} \tag{3.16}$$

$$w = \frac{\partial \Phi}{\partial z} \tag{3.17}$$

eşitliklerini yazmak mümkündür. Tanımlanan bu ifadeyi süreklilik denkleminde dikkate alırsak,

$$\nabla . \nabla \Phi = \mathbf{0} \tag{3.18}$$

veya

$$\nabla^2 \Phi = 0 \tag{3.19}$$

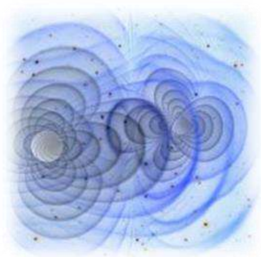
açık haliyle

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 0 \tag{3.20}$$

sonucuna ulaşılır. Bu denklem matematik edebiyatında Laplace denklemi olarak bilinir. Denklemin özelliği ise ikinci dereceden lineer kısmi diferansiyel denklem olmasıdır. Lineer kısmi diferansiyel denklem tanımının getirisi ise denkleme ait kısmi çözümlerin toplamının da yine denkleme ait bir çözüm olmasıdır. Dolayısıyla Φ_i gibi kısmi çözümlerin toplamını,

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_3 + \cdots + \Phi_n \tag{3.21}$$

şeklinde yazmak mümkündür. Böyle bir yaklaşım soruna farklı bir bakış açısı kazandırır. Zira bu sayede akış alanını çözümü Φ_i olan basit bazı akış örneklerini temel alarak toplamsal bağlamda modellemek ve genel çözüme gitmek mümkün hale gelir. Bu tip yaklaşımda Φ fonksiyonu potansiyel fonksiyon, akış alanı modellemesi ise potansiyel akış modellemesi olarak adlandırılır.



Şekil 3.1 Herhangi bir alanda konuma göre değişen değerlere sahip potansiyelin varlığından söz edilebilir.

Öte yandan bir önceki bölümden hatırlanacağı üzere iki boyutlu akışta, akım çizgisi tanımlaması kapsamında akım çizgisi boyunca,

$$u = \frac{1}{\rho}\frac{\partial \varphi'}{\partial y} \tag{3.22}$$

$$v = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial \varphi'}{\partial x} \tag{3.23}$$

denklemleri elde edilmiş ve φ' fonksiyonunun akım fonksiyonu olarak tanımlandığı belirtilmişti. Üzerinde durduğumuz akışın sıkıştırılamaz, dolayısıyla yoğunluğun sabit olduğu dikkate alındığında bu ifadelerin yeniden,

$$u = \frac{\partial(\varphi'/\rho)}{\partial y} \tag{3.24}$$

$$v = -\frac{\partial(\varphi'/\rho)}{\partial x} \tag{3.25}$$

biçiminde düzenlenebileceği, (φ'/ρ) yerine de φ fonksiyonu tanımlanabileceği söylenebilir. Dolayısıyla hız bileşenleri için,

$$u = \frac{\partial \varphi}{\partial y} \tag{3.26}$$

$$v = -\frac{\partial \varphi}{\partial x} \tag{3.27}$$

denklemlerini yazabiliriz. Süreklilik denkleminde bu verilerin kullanılması halinde,

$$\nabla.\mathbf{V} = 0 \tag{3.28}$$

$$\nabla.\mathbf{V} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \tag{3.29}$$

$$\nabla.\mathbf{V} = \frac{\partial(\frac{\partial \varphi}{\partial y})}{\partial x} + \frac{\partial(-\frac{\partial \varphi}{\partial x})}{\partial y} \tag{3.30}$$

ve buradan da

$$\nabla.\mathbf{V} = -\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x \partial y} \tag{3.31}$$

eşitliği elde edilir ki bu ifade akım fonksiyonu yaklaşımının süreklilik denklemini sağladığını göstermiş olmaktadır. Öte yandan dönüsüz akış için,

$$\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} = 0 \tag{3.32}$$

denklemini hatırlar ve akım fonksiyonu tanımını bu denklemde dikkate alırsak,

$$\frac{\partial(-\frac{\partial\varphi}{\partial x})}{\partial x} - \frac{\partial(\frac{\partial\varphi}{\partial y})}{\partial y} = 0 \tag{3.33}$$

veya

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial y^2} = 0 \tag{3.34}$$

$$\nabla^2\varphi = 0 \tag{3.35}$$

sonucuna ulaşılır. Bu denklem akım fonksiyonunun da Laplace denklemini sağladığını göstermektedir. Dolayısıyla ikinci dereceden lineer kısmi diferansiyel denklemin getirdiği tüm özellikle akım fonksiyonu için de geçerlidir. Buradan hareketle φ_i gibi kısmi çözümlerin toplamını,

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3 + \cdots + \varphi_n \tag{3.36}$$

şeklinde yazmak mümkündür.

Tıpkı potansiyel fonksiyonda olduğu gibi bu durumda da basit bazı akış örneklerini temel alarak toplamsal bağlamda akışı modellemek ve genel çözüme gitmek mümkün hale gelir. Burada unutulmaması gereken nokta ise akım fonksiyonu yaklaşımının iki boyutlu akışta geçerli olduğudur. Potansiyel fonksiyon yaklaşımı ise üç boyutlu akışlar için de geçerlidir.

3.1.4 Potansiyel akış modellemesi yaklaşımı

Gerek potansiyel ve gerekse de akım fonksiyonu tanımlamalarını dikkate alarak Laplace denklemini yazabildiğimizi ve bu yaklaşım sayesinde de akışı temel bazı kısmi çözümlerin ya da diğer bir ifade ile temel bazı akışların toplamı şeklinde modelleyebileceğimizi ifade etmiştik. Böyle bir modelleme potansiyel akış modellemesi olarak adlandırılır. Bu çerçevede dikkate alınan temel akış tipleri ise;

- Doğrusal akış,
- Kaynak akışı,
- Kuyu akışı,
- Duble akışı,
- Girdap akışı

şeklindedir. Şimdi bu akış örneklerini, basit olması nedeniyle iki boyutlu ortamda sırasıyla inceleyelim.

a. Doğrusal akış

Temel akış örnekleri arasında ilk ve en basit akış türü düz veya diğer bir ifade ile doğrusal akıştır. Bu akışta akışkan sadece bir eksen üzerinde ve mesela x hattında u hızı ile hareket etmektedir. Hızın da sabit olarak tanımlanması ve V_∞ ile gösterilmesi halinde potansiyel fonksiyonu denklemlerini,

$$u = \frac{\partial \Phi}{\partial x} = V_\infty \qquad (3.37)$$

$$v = \frac{\partial \Phi}{\partial y} = 0 \qquad (3.38)$$

şeklinde yazabiliriz. Her iki denklemin de integre edilmesi halinde,

$$\Phi = \text{sabit} + V_\infty x + f(y) \qquad (3.39)$$

$$\Phi = \text{sabit} + f(x) \qquad (3.40)$$

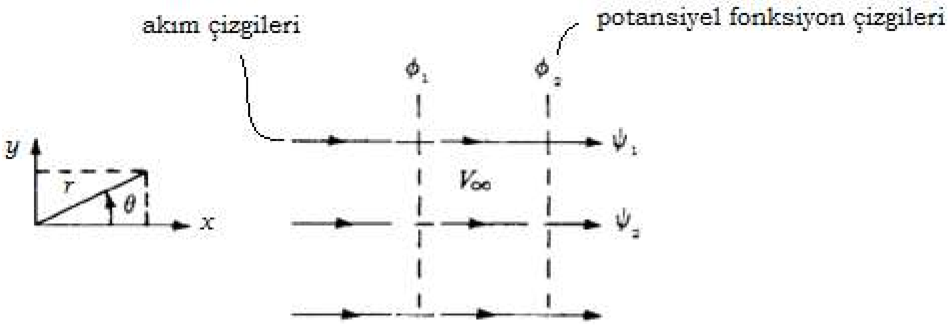
denklemleri elde edilir. Bu iki ifade birbirine eşit olduğuna göre *f(y)* değerinin sabite, *f(x)* değerinin ise sabit $+ V_\infty x$ değerine eşit olacağı düşünülebilir. İfadelerdeki sabit değerleri genelleştirme adına bir tarafa bırakırsak, buradan potansiyel fonksiyonu,

$$\Phi = V_\infty x \qquad (3.41)$$

olarak yazabiliriz. Bu ifadeyi silindirik koordinatlarda,

$$\Phi = V_\infty \, r \, cos(\theta) \qquad (3.42)$$

şeklinde ifade etmek de mümkündür. Aşağıdaki çizimde doğrusal akış resmedilmiştir.



Şekil 3.2 Doğrusal akış örneği.

Şekil 3.3 Doğrusal akış modeli.

Benzer yaklaşımı akım fonksiyonu için de uygulayabiliriz. Bu durumda,

$$u = \frac{\partial \varphi}{\partial y} = V_\infty \qquad (3.43)$$

$$v = -\frac{\partial \varphi}{\partial x} = 0 \qquad (3.44)$$

denklemlerinin integre edilmesi ve uygun düzenleme yapılması sonucunda,

$$\varphi = V_\infty y \qquad (3.45)$$

veya silindirik koordinatlarda,

$$\varphi = V_\infty\, r \sin(\theta) \tag{3.46}$$

denklemlerini elde ederiz.

b. Kaynak ve kuyu akışları

Kaynak akışında temel yaklaşım bir merkezden dışarıya ama her yöne doğru akışın olmasıdır. Böyle bir tanımlama akışın radyal doğrultuda olduğu, açısal bir hareketin söz konusu olmadığı manasına gelir. İki boyutlu bir ortamda akış dairesel, üç boyutlu ortamda ise küresel bir nitelik taşır. Kaynağın merkezi tekil nokta olarak kabul edilir. Akışın hızının ise merkezden uzaklaştıkça azaldığı, merkeze yaklaşıldıkça da arttığı düşünülür.

Şekil 3.4 Örnek kaynak akışı.

Şekil 3.5 Örnek kuyu akışı.

Bu tanımlama ışığında herhangi bir noktadaki akışkan paketinin hızını,

$$V_r = \frac{\Lambda}{2\pi r} \tag{3.47}$$

$$V_\theta = 0 \tag{3.48}$$

şeklinde tanımlayabiliriz. Dikkat edileceği üzere ifadeler silindirik koordinatlarda yazılmıştır, zira akışın modeli bu koordinatlarda çalışmaya daha uygundur. Denklemde geçen Λ ifadesini kaynağın şiddeti olarak tanımlayabiliriz. Kaynağın şiddetinin fiziksel karşılığını ise hacimsel debi olarak düşünmek mümkündür. Şöyleki; birim zamanda birim yüzeyden geçen kütle miktarını hesaplamak için silindirik koordinatlarda birim yüzeyi,

$$dS = r d\theta z \tag{3.49}$$

şeklinde, geçen kütle miktarını ise

$$\frac{dm}{dt} = \rho V_r dS \tag{3.50}$$

$$\dot{m} = \rho V_r r d\theta z \tag{3.51}$$

biçiminde ifade edebiliriz. Kütle akışı yerine yoğunluktan arındırılmış daha genel bir ifade olarak hacimsel debiyi ifade etmek istersek,

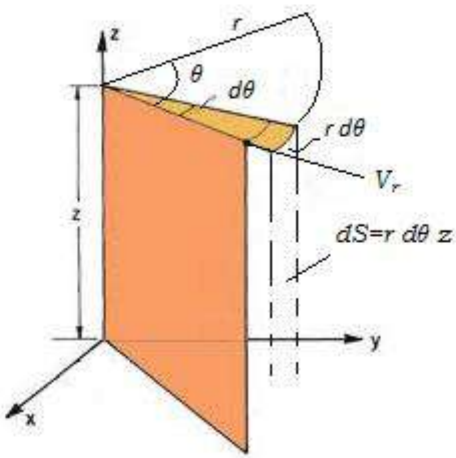
$$\frac{\dot{m}}{\rho} = V_r r d\theta z \tag{3.52}$$

ve bu ifadeyi de birim derinlik dahilinde tüm yüzey boyunca kaynağın şiddeti (Λ) olarak tanımlarsak,

$$\Lambda = \int_0^{2\pi} \frac{\dot{m}}{\rho} \tag{3.53}$$

$$\Lambda = \int_0^{2\pi} V_r \, r \, d\theta \tag{3.54}$$

sonucuna ulaşırız.



Şekil 3.6 Silindirik koordinatlarda birim yüzey alanı.

Yüzey boyunca mesafenin ve radyal hızın sabit olduğunu düşündüğümüzde bu denklem,

$$\Lambda = 2\pi r \, V_r \tag{3.55}$$

haline dönüşür ki bu ifade başlangıçta tanımladığımız hız ifadesi ile aynıdır. Hız ifadesinin tanımlı olması potansiyel ve akım fonksiyon denklemlerinin elde edilmesi için yeterlidir. Dolayısıyla potansiyel fonksiyon için radyal doğrultuda,

$$\frac{d\Phi}{dr} = V_r \tag{3.56}$$

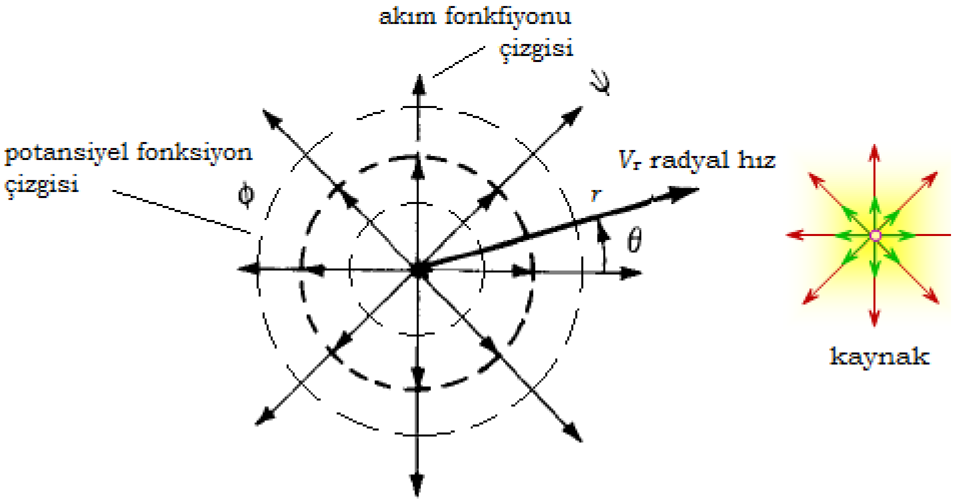
$$\frac{d\Phi}{dr} = \frac{\Lambda}{2\pi r} \tag{3.57}$$

açısal doğrultuda ise

$$\frac{1}{r}\frac{d\Phi}{d\theta} = V_\theta \tag{3.58}$$

$$\frac{d\Phi}{d\theta} = 0 \tag{3.59}$$

ifadelerini yazmak mümkündür.



Şekil 3.7 Kaynak akış modeli.

Eldeki iki denklemin integre edilmesi sonucu,

$$\Phi = \frac{\Lambda}{2\pi}\ln(r) + f(\theta) \tag{3.60}$$

$$\Phi = \text{sabit} + f(r) \tag{3.61}$$

ifadelerine, buradan da iki ifadenin eşitlenmesi ve sabit değerinin dikkate alınmaması sonucunda,

$$\Phi = \frac{\Lambda}{2\pi}\ln(r) \tag{3.62}$$

denklemine ulaşılır. Benzer yaklaşımı akım fonksiyonu için de gösterebiliriz. Silindirik koordinatlarda akım fonksiyonu için,

$$\frac{1}{r}\frac{d\varphi}{d\theta} = V_r \tag{3.63}$$
$$\frac{1}{r}\frac{d\varphi}{d\theta} = \frac{\Lambda}{2\pi r} \tag{3.64}$$

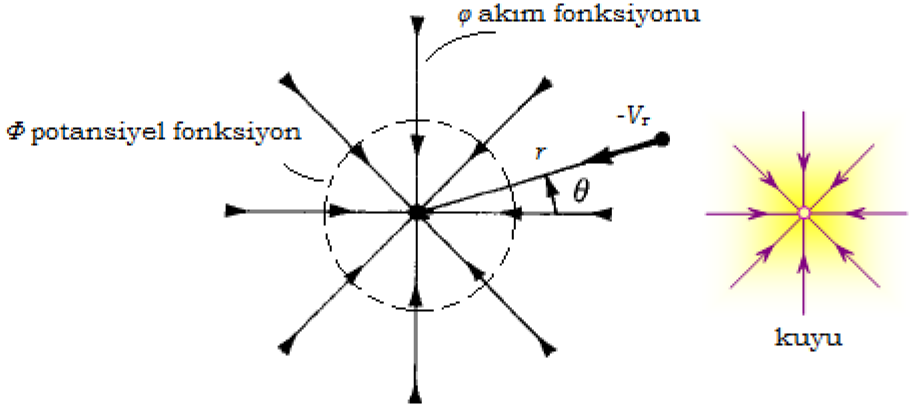
ve

$$-\frac{d\varphi}{d\theta} = V_\theta \tag{3.65}$$
$$\frac{d\varphi}{d\theta} = 0 \tag{3.66}$$

ifadelerini yazmak mümkündür. Bu iki ifadenin integre edilmesi ve eşitlenmesi, sonrasında da sabit değerin düşülmesi sonucunda akım fonksiyonu için,

$$\varphi = \frac{\Lambda}{2\pi}\theta \tag{3.67}$$

ifadesine ulaşılır.



Şekil 3.8 Kuyu akış modeli.

Kuyu akış modeli ise kaynak akış modelinin tersi olarak tanımlanır. Daha açık bir ifade ile kaynakta merkezden dışarıya doğru akış söz konusu iken, kuyu akışında dışarıdan ama her doğrultudan merkeze doğru bir akış söz konusudur. Aradaki fark matematiksel bağlamda sadece işaret olarak kendini gösterir. Dolayısıyla,

$$V_r = -\frac{\Lambda}{2\pi r} \tag{3.68}$$
$$V_\theta = 0 \tag{3.69}$$

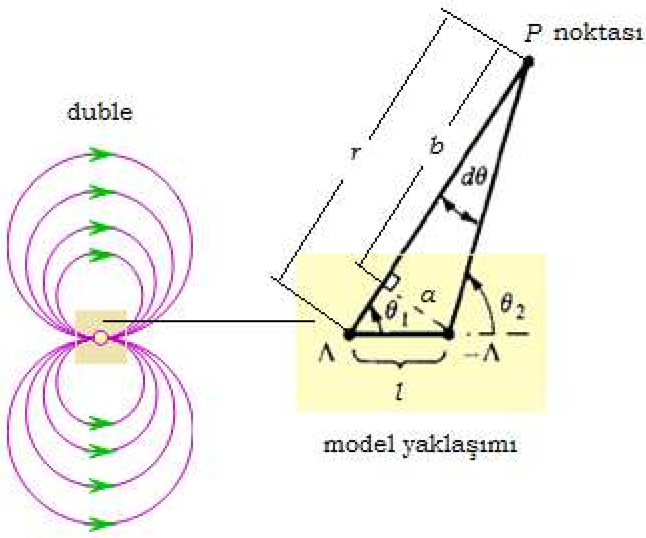
ifadelerini yazmak mümkündür. Kaynak tanımı kapsamında yapılan matematiksel işlemleri kuyu tanımı kapsamında da tekrar ettiğimizde gerek potansiyel ve gerekse de akım fonksiyonları için aşağıdaki denklemleri bulmak mümkündür;

$$\Phi = -\frac{\Lambda}{2\pi}\ln(r) \tag{3.70}$$

$$\varphi = -\frac{\Lambda}{2\pi}\theta \tag{3.71}$$

c. Duble akışı

Duble akış modeli esasen yeni bir akış modeli olmayıp kaynak ve kuyu akış tiplerinin özel bir bileşiminden ibarettir. Ayrıca duble, uygulama olarak Laplace denkleminin genel çözümünün kısmi çözümlerin toplamı şeklindeki özelliğinin de basit ve pratik ilk uygulamasıdır. Bir kaynak ile bir kuyunun aralarında l kadar mesafe ile yan yana konulduğunu düşünelim. Her iki akış modelinin şiddetlerinin de birbirine eşit ve sırasıyla Λ ile $-\Lambda$ kadar olduğunu kabul edelim.



Şekil 3.9 Duble akışı ve akım çizgileri.

Bu durumda akış alanına ait akım fonksiyonunu, her iki akış modeline ait akım fonksiyonlarının toplamı şeklinde ifade edebiliriz;

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 \tag{3.72}$$

dolayısıyla,

$$\varphi = \frac{\Lambda}{2\pi}(\theta_1 - \theta_2) \tag{3.73}$$

yazmak mümkündür. Bu denklemi, aradaki mesafeyi veya başka bir ifade ile aradaki açıyı azaltmak suretiyle diferansiyel formda da yazabiliriz. Dolayısıyla geometriden,

$$\theta_1 - \theta_2 = -(\theta_2 - \theta_1) = -d\theta \tag{3.74}$$

$$\varphi = -\frac{\Lambda}{2\pi}d\theta \tag{3.75}$$

denklemi elde edilebilir. $d\theta$ ifadesini ise yine geometrik bağıntıları kullanarak kaynak ve kuyunun şiddeti ile ilişkilendirmek mümkündür. Buna göre,

$$a = l\sin(\theta_1) \tag{3.76}$$

$$b = r - l\,cos(\theta_1) \tag{3.77}$$

$$d\theta = \frac{a}{b} = \frac{l\sin(\theta_1)}{r - l\,cos(\theta_1)} \tag{3.78}$$

yazılabilir. Genelleştirme adına θ_1 yerine θ ifadesini koyup, bu değeri de akım fonksiyonda yerine koyarsak,

$$\varphi = -\frac{\Lambda}{2\pi}\frac{l\sin(\theta)}{r - l\,cos(\theta)} \tag{3.79}$$

elde edilir. Bu ifadedeki Λl çarpımını duble şiddeti olarak adlandırmak ve κ işareti ile göstermek mümkündür. Bu durumda,

$$\varphi = -\frac{\kappa}{2\pi}\frac{\sin(\theta)}{r - l\,cos(\theta)} \tag{3.80}$$

denklemine ulaşılır. Kaynak ve kuyu arasındaki mesafeyi temsil eden l değerini oldukça yakınlaştırır ve limit değerini alırsak bu takdirde,

$$\varphi = \lim_{\substack{l\to 0\\ \kappa\to \text{sabit}}} -\frac{\kappa}{2\pi}\frac{\sin(\theta)}{r - l\,cos(\theta)} \tag{3.81}$$

ve buradan da

$$\varphi = -\frac{\kappa}{2\pi}\frac{\sin(\theta)}{r} \tag{3.82}$$

sonucu elde edilir. Benzer yaklaşımı potansiyel fonksiyon için de yapabiliriz. Bu durumda elde edilecek eşitlik ise,

$$\Phi = \frac{\kappa}{2\pi}\frac{\cos(\theta)}{r} \tag{3.83}$$

denklemi ile ifade edilir.

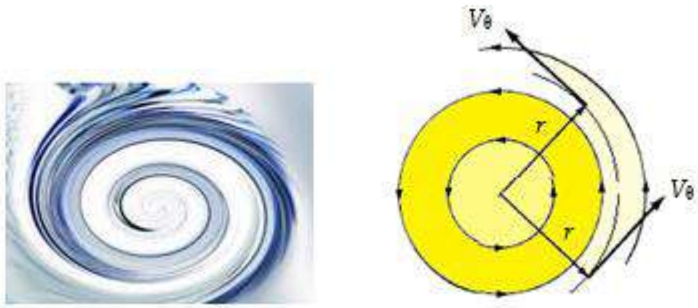
d. Girdap akışı

Doğada doğrusal, kaynak ve kuyu gibi akış örnekleri yanında dönü hareketini içeren akım örneklerini de görmek mümkündür. Belli bir merkez etrafında akışkan paketlerinin dönmesini öngören bu akış modeline girdap akışı adı verilir. Ancak girdap akışı modelinde akışkan paketi kendi ekseni etrafında değil, belirli bir nokta etrafında dönmektedir, dolayısıyla akış dönüsüz akış olarak adlandırılır. Böyle bir yaklaşımın tek istisnası merkez noktasıdır. Zira merkez noktasında bulunan akışkan sadece ve sadece kendi ekseni etrafında döner. Ancak bu nokta modelleme de tekil nokta olarak dikkate alınır. Merkez noktasının tekilliği hız tanımlamasında da kendini gösterir. Zira akış alanına ait açısal ve radyal hız değerleri,

$$V_\theta = -\frac{\Gamma}{2\pi r} \tag{3.84}$$

$$V_r = 0 \tag{3.85}$$

şeklinde tanımlanır.



Şekil 3.10 Doğada girdap-kuyu ikilisini ve girdap akış modelini sıkça görmek mümkündür.

Açısal hız denkleminde geçen Γ ifadesi sirkülasyon olarak adlandırılır. Dolayısıyla açısal hız bir manada sirkülasyonun birim yay üzerindeki değerine eşittir. Sirkülasyonun r yarıçapına sahip çember üzerinde sabit olduğu kabul edilir. Bu kabul beraberinde aynı çember üzerinde açısal hızın da sabit olduğu manasına gelir. Modelde radyal hız, daha açık bir ifade ile merkezden dışarıya doğru bir hareket söz konusu değildir.

Hız tanımlarının yapılması neticesinde akım veya potansiyel fonksiyonlarını bulmak kolaylaşır. Buna göre,

$$V_r = \frac{d\Phi}{dr} = 0 \tag{3.86}$$

$$V_\theta = \frac{1}{r}\frac{d\Phi}{d\theta} = -\frac{\Gamma}{2\pi r} \tag{3.87}$$

yazılabilir. Bu denklemlerin integre edilmesi neticesinde ise,

$$\Phi = -\frac{\Gamma}{2\pi}\theta \tag{3.88}$$

potansiyel fonksiyon denklemine ulaşılır. Benzer şekilde akım fonksiyonu ile hız vektörleri arasındaki ilişkiyi ise,

$$V_r = \frac{1}{r}\frac{d\varphi}{d\theta} = 0 \tag{3.89}$$

$$V_\theta = -\frac{d\varphi}{dr} = -\frac{\Gamma}{2\pi r} \tag{3.90}$$

denklemleri ile ifade edebiliriz. Her iki denklemin integre edilmesi ve beraber dikkate alınması neticesinde akım fonksiyonunu,

$$\varphi = \frac{\Gamma}{2\pi} lnr \tag{3.91}$$

olarak buluruz.

3.1.5 Potansiyel akış model özeti

Potansiyel akış modellemesi kapsamında temel olarak doğrusal, kaynak, kuyu, duble ve girdap gibi toplamda beş değişik akış modelini tanımlamış durumdayız. Aşağıdaki tabloda bahse konu her bir akış modeline ait bilgiler özet halinde sunulmuştur.

Çizelge 3.1 Potansiyel akış modelleri.

Model	**Hız**	**Akım fonksiyonu** (φ)	**Potansiyel fonksiyon** (Φ)
Doğrusal	V_∞	$V_\infty y$	$V_\infty x$
Kaynak	$V_r = \frac{\Lambda}{2\pi r}$ $V_\theta = 0$	$\frac{\Lambda}{2\pi}\theta$	$\frac{\Lambda}{2\pi} lnr$
Kuyu	$V_r = -\frac{\Lambda}{2\pi r}$ $V_\theta = 0$	$-\frac{\Lambda}{2\pi}\theta$	$-\frac{\Lambda}{2\pi} lnr$
Duble	$V_r = -\frac{\kappa}{2\pi}\frac{\cos(\theta)}{r^2}$ $V_\theta = -\frac{\kappa}{2\pi}\frac{\sin(\theta)}{r^2}$	$-\frac{\kappa}{2\pi}\frac{\sin(\theta)}{r}$	$\frac{\kappa}{2\pi}\frac{\cos(\theta)}{r}$
Girdap	$V_\theta = -\frac{\Gamma}{2\pi r}$ $V_r = 0$	$\frac{\Gamma}{2\pi} lnr$	$-\frac{\Gamma}{2\pi}\theta$

3.1.6 Örnek akış uygulamaları

Örnek akış uygulamaları kapsamında bahsi geçen temel akış örneklerinin yalnız veya birlikte kullanılmaları durumunda ne tür akışlar elde edilebileceğini göstereceğiz. Bu meyanda önce doğrusal akışı, bilahare doğrusal akış ile beraber kaynak akışını, daha sonra kaynak, kuyu ve doğrusal akışın bileşimini, akabinde kuyu ve girdap akışlarının beraberliğini, sonunda da duble (kaynak, kuyu), doğrusal ve girdap akışlarının bileşimini inceleyeceğiz.

a. Doğrusal akış

Yatay hızı x ekseni üzerinde u_0 olan bir doğrusal bir akış ile dikey hızı y ekseni üzerinde v_0 olan başka bir doğrusal akışın meydana getireceği akışı modelleyelim. Buna göre iki akışın akım fonksiyonlarını,

$$u_0 = \frac{\partial \varphi_1}{\partial y} \tag{3.92}$$

$$v_0 = -\frac{\partial \varphi_2}{\partial x} \tag{3.93}$$

şeklinde yazabiliriz. Bu ifadelerin integre edilmesi neticesinde,

$$\varphi_1 = u_0 y \tag{3.94}$$

$$\varphi_2 = -v_0 x \tag{3.95}$$

elde edilir. Bu iki akışın aynı akış alanında beraber bulunması halinde meydana gelecek yeni akışın akım fonksiyonunu ise,

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 \tag{3.96}$$

veya

$$\varphi = u_0 y - v_0 x \tag{3.97}$$

biçiminde elde ederiz. Bu fonksiyonun kullanılması ile akış alanında gözlemlenebilecek akım çizgilerini görselleştirmek mümkündür. Zira akım çizgisi boyunca akım fonksiyonunun değerinin sabit olduğunu daha önce ifade etmiştik. Dolayısıyla akım fonksiyonuna ve x koordinatına farklı değerler vererek akım çizgilerini çizdirebiliriz. Örneğin u_0 değerinin 1 m/s, $v_0$değerinin 1 m/s, φ değerinin 0 olduğu durumda akım çizgisi denklemi,

$$\varphi = 0, \qquad u_0 y - v_0 x = 0 \tag{3.98}$$

$$y = \frac{v_0}{u_0} x \tag{3.99}$$

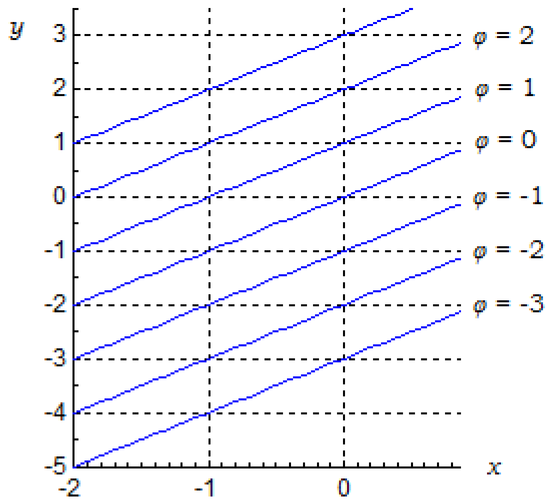
$$y = x \tag{3.100}$$

haline gelir. Benzer yaklaşım farklı akım fonksiyonu değerleri için de uygulanabilir. Buna göre,

$$\begin{aligned} \varphi = 1, \qquad y = 1 + x \\ \varphi = 2, \qquad y = 2 + x \end{aligned} \tag{3.101}$$

$$\varphi = 3, \qquad y = 3 + x$$
$$\varphi = -1, \qquad y = -1 + x$$
$$\varphi = -2, \qquad y = -2 + x$$
$$\varphi = -3, \qquad y = -3 + x$$

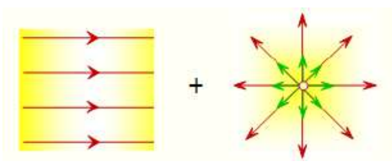
yazmak mümkündür. Bu akım çizgilerini akış alanında farklı x değerleri için çizersek aşağıdaki akış desenlerini elde ederiz.



Şekil 3.11 Doğrusal akışta akım çizgileri

b. Kaynak ve doğrusal akış

Akış alanına doğrusal akış ile beraber bir de kaynak akışı koyduğumuzu düşünelim. Doğrusal akışın y ekseni üzerinde 1 m/s u_0 hızı ile aktığını, kaynağın ise tam orijin noktasına yerleştirildiğini ve Λ şiddetinin de 10π m^2/s olduğunu kabul edelim. Bu durumda söz konusu iki akışın meydana getireceği bileşke akış alanını modelleyelim.



Şekil 3.12 Doğrusal ve kaynak akışları

Akış alanındaki doğrusal akıma ait akım fonksiyonunu,

$$\varphi_1 = u_0 y \tag{3.102}$$

şeklinde, kaynak akışına ait akım fonksiyonunu ise,

$$\varphi_2 = \frac{\Lambda}{2\pi}\theta \tag{3.103}$$

veya

$$\varphi_2 = \frac{\Lambda}{2\pi}\arctan\left(\frac{y}{x}\right) \tag{3.104}$$

biçiminde ifade edebiliriz. Bu iki akım fonksiyonunun bileşimini ise,

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 \tag{3.105}$$

veya

$$\varphi = u_0 y + \frac{\Lambda}{2\pi}\arctan\left(\frac{y}{x}\right) \tag{3.106}$$

denklemi ile tanımlayabiliriz. Bu ifadede verileri yerine koyduğumuzda,

$$\varphi = y + 5\arctan\left(\frac{y}{x}\right) \tag{3.107}$$

elde edilir. Bu denklemde φ yerine farklı değerler vererek x dağılımına göre y eğrilerini çizdirmek mümkündür. Ancak bundan önce doğrusal akım ile kaynak akımının birbirlerini durdurduğu durma noktasını tespit edebiliriz. Elde edilen akım fonksiyonunu kullanarak hız ifadesini,

$$u = \frac{d\varphi}{dy} \tag{3.108}$$

$$u = 1 + 5\frac{x}{x^2 + y^2} \tag{3.109}$$

şeklinde yazabiliriz. Durma noktasında akım hızının sıfır ve kaynağın da $y = 0$ hattında olduğunu hatırlarsak buradan $x = -5$ değerini elde ederiz. Öte yandan bu noktadaki akım fonksiyonu değerini ise,

$$\varphi = r\,sin(\theta) + 5\theta \tag{3.110}$$

denklemini ve $\theta = \mp\pi$ değerlerini dikkate alarak,

$$\varphi = \mp 5\pi \tag{3.111}$$

şeklinde elde ederiz. Bu değerin akım çizgisi boyunca sabit olduğunu düşündüğümüzde,

$$\mp 5\pi = r\,sin(\theta) + 5\theta \tag{3.112}$$

buradan

$$r = \mp \frac{5(\pi - \theta)}{\sin(\theta)} \tag{3.113}$$

veya

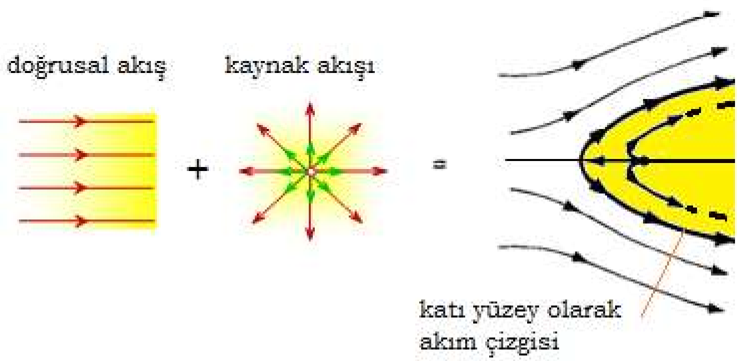
$$r = \frac{y}{\sin(\theta)}, \qquad y = \mp 5(\pi - \theta) \tag{3.114}$$

elde edilir. Sonsuz uzaklıkta akımın θ açı değerinin sıfıra gittiği kabul edilirse bu ifadeyi,

$$y = \mp 5\pi$$

eşitliği haline getirebiliriz.

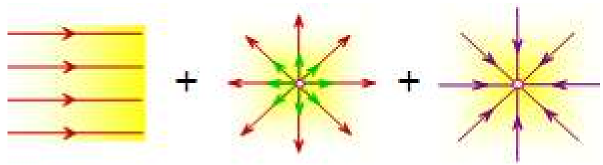
Durma noktasının üzerinde olduğu bu akım çizgisini katı yüzey olarak dikkate alabiliriz. Zira hatırlanacağı üzere akım çizgileri akışkanın hız yöneylerinin teğet geçtiği çizgilerdi. Dolayısıyla akışkan paketlerinin bu çizgileri aşması söz konusu değildir. Şimdiye kadar elde ettiğimiz bu değerleri geometrik olarak yandaki çizimde göstermek mümkündür. Akış alanına ait diğer akım çizgileri ise aşağıdaki şekilde resmedilmiştir.



Şekil 3.13 Doğrusal ve kaynak akışlarının bileşkesi

c. Kaynak, kuyu ve doğrusal akış

Akış alanına doğrusal akış ile beraber bir kaynak ve bir de kuyu akışı koyduğumuzu düşünelim. Doğrusal akışın y ekseni üzerinde 1 m/s u_0 hızı ile aktığını, kaynak ve kuyunun ise aynı yatay hat üzerine yerleştirildiğini, şiddetlerinin ise eşit ve 10π m^2/s olduğunu kabul edelim. Ayrıca kaynak ve kuyunun orijine göre simetrik olarak, 0,5 m kadar mesafede konuşlandığını düşünelim. Bu durumda söz konusu üç akışın meydana getireceği bileşke akış alanını modelleyelim.



Şekil 3.14 Doğrusal, kaynak ve kuyu akışları

Akış alanındaki doğrusal akıma ait akım fonksiyonunu,

$$\varphi_1 = u_0 y \tag{3.115}$$

şeklinde, kaynak akışına ait akım fonksiyonunu,

$$\varphi_2 = \frac{\Lambda}{2\pi} \arctan\left(\frac{y - y_1}{x - x_1}\right) \tag{3.116}$$

biçiminde, kuyu akışına ait akım fonksiyonunu ise,

$$\varphi_3 = -\frac{\Lambda}{2\pi} \arctan\left(\frac{y - y_2}{x - x_2}\right) \tag{3.117}$$

olarak ifade edebiliriz. İfadelerde geçen (x_1, y_1) ve (x_2, y_2) değerleri kaynak ve kuyunun merkez koordinatlarıdır. Bu üç akım fonksiyonunun bileşimini ise,

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3 \tag{3.118}$$

$$\varphi = u_0 y + \frac{\Lambda}{2\pi} \arctan\left(\frac{y - y_1}{x - x_1}\right) - \frac{\Lambda}{2\pi} \arctan\left(\frac{y - y_2}{x - x_2}\right) \tag{3.119}$$

şeklinde elde ederiz. Bu ifadede eldeki verileri dikkate alırsak,

$$\varphi = y + 5 \arctan\left(\frac{y}{x + 0,5}\right) - 5 \arctan\left(\frac{y}{x - 0,5}\right) \tag{3.120}$$

sonucuna ulaşırız. Elde edilen akım fonksiyonundan faydalanarak hız denklemini,

$$u = \frac{d\varphi}{dy} \tag{3.121}$$

$$u = 1 + 5\left[\frac{x + 0,5}{(x + 0,5)^2} - \frac{x - 0,5}{(x - 0,5)^2}\right] \tag{3.122}$$

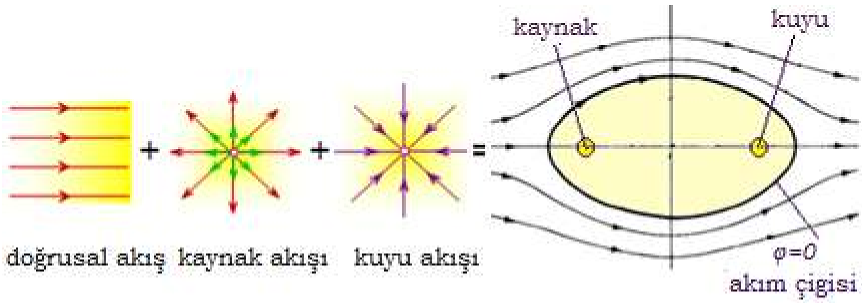
şeklinde yazabiliriz. Daha önceki analizde olduğu gibi durma noktasını elde etmek için hızı sıfıra eşitlemek yeterli olur. Buna göre,

$$x = \mp 2,2913\ m$$

elde edilir. Öte yandan durma noktasından geçen akım fonksiyonunun değerini ise akım fonksiyonu denkleminde $y = 0$ hattını dikkate alarak $\varphi = 0$ şeklinde hesap edebiliriz. Bu değerin sabit olduğu akım çizgisine ait (x, y) koordinatlarını ise farklı x değerlerini dikkate alarak ve

$$0 = y + 5\arctan\left(\frac{y}{x+0{,}5}\right) - 5\arctan\left(\frac{y}{x-0{,}5}\right) \tag{3.123}$$

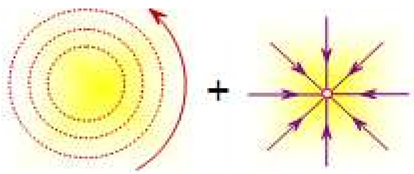
denklemini kullanarak elde edebiliriz. Diğer örneklerde olduğu gibi durma noktasının üzerinde olduğu bu akım çizgisini katı yüzey olarak dikkate alabiliriz. Bu çizginin içinde kalan akım çizgilerini dikkate almadığımız takdirde ortaya elips etrafındaki akış modeli çıkar. Akış alanına ait diğer akım çizgileri aşağıdaki şekilde resmedilmiştir.



Şekil 3.15 Doğrusal, kaynak ve kuyu akışlarının bileşkesi.

d. Kuyu ve girdap akışı

Akış alanına bir kuyu ve bir de girdap akışı koyduğumuzu düşünelim. Kuyu ve girdabın aynı orijin noktası üzerine yerleştirildiğini, şiddetlerinin ise eşit ve 10π m^2/s olduğunu kabul edelim. Bu durumda bahse konu iki akışın meydana getireceği bileşke akış alanını modelleyelim.



Şekil 3.16 Kuyu ve girdap akışları

Akış alanındaki kuyu akışına ait akım fonksiyonunu,

$$\varphi_1 = -\frac{\Lambda}{2\pi}\theta \tag{3.124}$$

şeklinde, girdap akışına ait akım fonksiyonunu ise,

$$\varphi_2 = \frac{\Gamma}{2\pi} lnr \tag{3.125}$$

biçiminde ifade edebiliriz. Bu iki akım fonksiyonunun bileşimini ise,

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 \tag{3.126}$$

veya

$$\varphi = \frac{\Gamma}{2\pi}\ln r - \frac{\Lambda}{2\pi}\theta \tag{3.127}$$

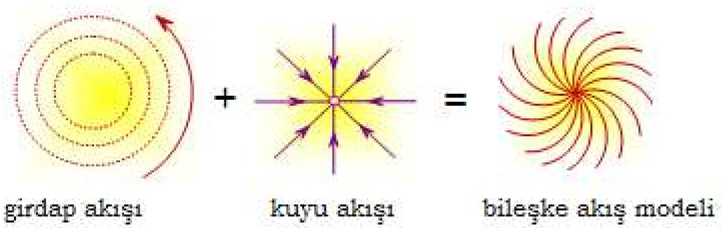
denklemi ile tanımlayabiliriz. Bu ifadede verileri yerine koyduğumuzda,

$$\varphi = 5(lnr - \theta) \tag{3.128}$$

elde edilir. Silindirik koordinatlardan Kartezyen koordinatlara geçilmek istenirse,

$$\varphi = 5(\ln(\sqrt{x^2 + y^2}) - \arctan(\frac{y}{x})) \tag{3.129}$$

denklemine varılır. Bu denklemde φ yerine farklı değerler vererek x dağılımına göre y eğrilerini çizdirmek mümkündür. Akış alanına ait akım çizgileri aşağıdaki şekilde resmedilmiştir.

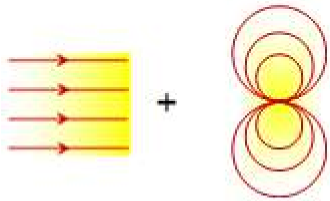


Şekil 3.17 Kuyu ve girdap akışlarının bileşkesi.

e. Duble, doğrusal ve girdap akışları

Duble akışı hatırlanacağı üzere kaynak ile kuyu akış modellerinin özel hali olarak tanımlanmıştı. Akış alanına duble ile doğrusal akış modellerinin beraber konulduğu durumda elips etrafındaki akış yerine özel bir durum olan daire etrafındaki akışı elde etmek mümkündür. Daire etrafındaki akışın özelliği ise her iki eksende de simetrik bir akışın varlığıdır. Bu simetriyi ise aynı akış alanına konan bir girdap bozabilir. Asimetri ise asimetrik kuvvet oluşumunu, dolayısıyla taşıma gibi bir kavramı beraberinde getirir.

Bahse konu akış alanında önce duble ile doğrusal akışın durumunu ele alalım ve bu iki akışın meydana getireceği bileşke akış alanını modelleyelim.



Şekil 3.18 Doğrusal ve duble akışları

Akış alanındaki doğrusal akıma ait akım fonksiyonunu,

$$\varphi_1 = u_0 r sin\theta \tag{3.130}$$

şeklinde, duble akışına ait akım fonksiyonunu ise,

$$\varphi_2 = -\frac{\kappa}{2\pi}\frac{sin\theta}{r} \tag{3.131}$$

biçiminde ifade edebiliriz. Burada u_0 doğrusal akım hızı, κ ise dublenin şiddetidir. Bu iki akım fonksiyonunun bileşimini ise,

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 \tag{3.132}$$

veya

$$\varphi = u_0 r sin\theta - \frac{\kappa}{2\pi}\frac{sin\theta}{r} \tag{3.133}$$

denklemi ile tanımlayabiliriz. Öte yandan açısal hızı ise,

$$V_r = \frac{1}{r}\frac{\partial\varphi}{\partial\theta} \tag{3.134}$$

veya

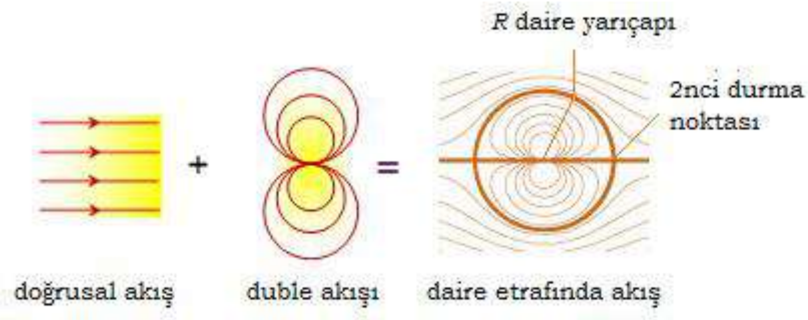
$$V_r = -u_0 cos\theta + \frac{\kappa}{2\pi}\frac{cos\theta}{r^2} \tag{3.135}$$

denklemi ile bulabiliriz. Doğrusal akış ile duble akışına ait akışkan paketlerinin kesişerek birbirlerini durdurdukları durma noktasında akışkan paketinin hızının sıfır olacağını dikkate aldığımızda,

$$V_r = 0 \tag{3.136}$$

$$\frac{\kappa}{2\pi u_0} = r^2 \tag{3.137}$$

ifadesini elde edebiliriz. Bu noktaya ait **r** pozisyon yöneyini **R** şeklinde göstermek de mümkündür. Akış alanına ait φ yerine farklı değerler vererek x dağılımına göre y eğrileri çizdirilebilir. Bu durumdaki akış alanına ait akım çizgileri aşağıdaki şekilde resmedilmiştir.



Şekil 3.19 Doğrusal ve duble akışlarının bileşke hali.

Elde edilen silindir etrafındaki akış modeline, duble ile aynı merkezde konuşlanacak şekilde bir girdap eklediğimizde,

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3 \tag{3.138}$$

şeklindeki bileşke akım fonksiyonunu,

$$\varphi = u_0 r sin\theta - \frac{\kappa}{2\pi}\frac{sin\theta}{r} + \frac{\Gamma}{2\pi}\ln\frac{r}{R} \tag{3.139}$$

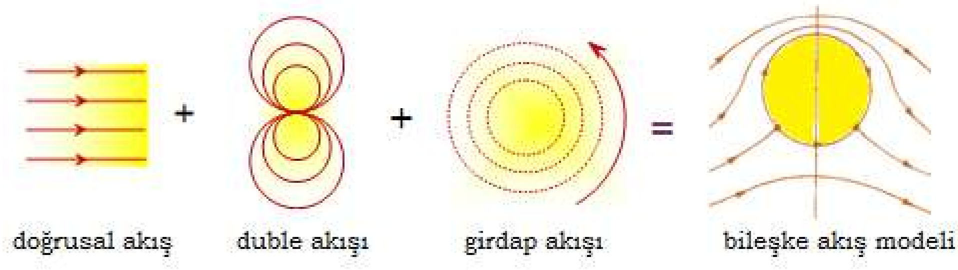
biçiminde yazabiliriz. Burada son terim girdap nedeniyle hesaba dahil edilmiş olup, bu terimde geçen R değeri dairenin yarıçapını olarak daha önce tanımlanmış ve akım fonksiyonunun integralinin alınması esnasında ortaya çıkan sabit değer yerine düşünülmüştür. Bu denklemde daha önce tanımlanan,

$$\frac{\kappa}{2\pi u_0} = R^2 \tag{3.140}$$

eşitliği dikkate alınırsa sonuçta,

$$\varphi = u_0 r sin\theta\left(1 - \frac{R^2}{r^2}\right) + \frac{\Gamma}{2\pi}\ln\frac{r}{R} \tag{3.141}$$

akım fonksiyonuna ulaşılır. Akış alanına ait φ yerine farklı değerler vererek x dağılımına göre y eğrilerini çizdirmek mümkündür. Bu durumda akış alanına ait akım çizgileri aşağıdaki şekilde resmedilmiştir.



Şekil 3.20 Doğrusal, duble ve girdap akışlarının bileşke hali.

Elde edilen akım fonksiyonunun silindirik koordinatlarda türetilmesi sonucu radyal ve açısal hız ifadeleri;

$$V_r = \frac{1}{r}\frac{\partial\varphi}{\partial\theta}, \qquad V_\theta = -\frac{\partial\varphi}{\partial r} \tag{3.142}$$

veya

$$V_r = u_0 cos\theta\left(1 - \frac{R^2}{r^2}\right) \tag{3.143}$$

$$V_\theta = -\left(1 + \frac{R^2}{r^2}\right)u_0 sin\theta - \frac{\Gamma}{2\pi r} \tag{3.144}$$

şeklinde elde edilir. Bu hız ifadelerinin durma noktasında sıfıra eşit olacağı düşünüldüğünde durma noktasına ait konum koordinatlarını,

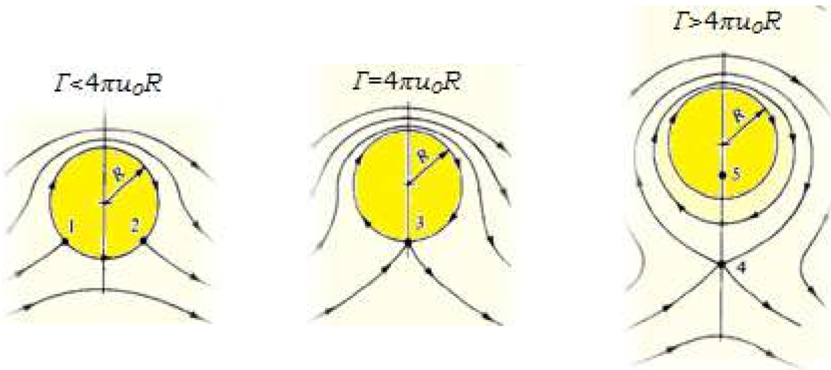
$$r = R \tag{3.145}$$

$$\theta = \arcsin\left(-\frac{\Gamma}{4\pi u_0 R}\right) \tag{3.146}$$

olarak elde edebiliriz. Bu ifadelerde verilerin değerine göre özellikle konum açısını kıymetlendirmek mümkündür. Açı değeri Γ ile $4\pi u_0 R$ değerlerine bağlı olarak değişecektir. Bu değişim aşağıdaki şekilde görülmektedir. Girdap şiddetinin düşük değerler alması halinde silindirin alt yüzeyinde iki farklı ama simetrik noktada durma meydana gelmektedir. Girdap şiddeti ile paydanın eşit olması halinde ise durma noktası silindirin alt noktasına hareket etmektedir. Girdap şiddetinin artması ise durma noktasını silindirden uzaklaştırmakta ve alt akış bölgesine doğru kaydırmaktadır.

Akım çizgilerinin görüntüsünden de anlaşılacağı üzere dikey eksene göre her durumda bir simetri söz konusudur. Ancak yatay eksene göre simetri değil, gittikçe artan miktarda bir asimetri söz konusudur. Akım çizgilerindeki bu asimetri, hız değerlerinde ve dolayısıyla basınç değerlerinde de asimetri meydana getirmekte, daha açık bir ifade ile dikey eksende kuvvet oluşumuna sebep olmaktadır. Yukarı doğru oluşacak bir kuvvet ise tahmin edilebileceği üzere taşıma kuvvetini meydana getirecektir.

Girdap akışının dikkate alındığı böyle bir yaklaşım ile akış alanındaki geometrilere ait sürükleme olmasa da kaldırma kuvveti hesabını yapmak mümkündür.



Şekil 3.21 Silindir üzerindeki durma noktasının muhtemel konumları.

3.1.7 Momentumun korunumu ve Bernoulli denklemi

Newton'ın ikinci yasasına dayanarak elde edilen momentumun korunumu ilkesini genel haliyle

$$\oiiint \rho \mathbf{f} dV - \oiiint \nabla p dV + \mathbf{F}_{viskoz} = \oiint (\rho \mathbf{V}.d\mathbf{S})\mathbf{V} + \oiiint \frac{\partial(\rho \mathbf{V})}{\partial t} dV \tag{3.147}$$

şeklindeki integral formunda elde etmiştik. Bu denklemde geçen terimleri daimi, sıkıştırılamaz ve viskoz olmayan akım özelliklerini dikkate alarak sadeleştirebiliriz. Ayrıca ilgilenilen akışkanın hava olması nedeniyle ağırlık olarak düşündüğümüz hacimsel kuvvetleri de ihmal etmek mümkündür. Bu bağlamda;

$$\oiiint \rho \mathbf{f} dV \cong 0 \qquad \text{Önemsiz hacimsel kuvvetler}$$

$$\mathbf{F}_{viskoz} = 0 \qquad \text{Viskoz olmayan akış}$$

$$\oiiint \frac{\partial(\rho \mathbf{V})}{\partial t} dV = 0 \qquad \text{Daimi akış}$$

ifadeleri sadeleştirilerek,

$$-\oiiint \nabla p dV = \oiint (\rho \mathbf{V}.d\mathbf{S})\mathbf{V} \tag{3.148}$$

denklemi elde edilebilir. Yöneysel nitelikteki bu integral ifadeyi kartezyen koordinatlarda her eksen için ayrı ayrı değerlendirip, ıraksay kuramını kullanarak diferansiyel formda,

$$\nabla.(\rho u\mathbf{V}) = -\frac{\partial p}{\partial x} \tag{3.149}$$

$$\nabla.(\rho v\mathbf{V}) = -\frac{\partial p}{\partial y} \tag{3.150}$$

$$\nabla.(\rho w\mathbf{V}) = -\frac{\partial p}{\partial z} \tag{3.151}$$

denklemlerine dönüştürmek mümkündür. Dönüşümün açıklanması adına x ekseni için işlem adımlarını şöyle açıklayabiliriz; önce integral denklemi x ekseni için yazalım,

$$-\oiiint \frac{\partial p}{\partial x} dV = \oiint (\rho \mathbf{V}.d\mathbf{S})\mathrm{u} \tag{3.152}$$

Bu denklemde ıraksay kuramını uygulayıp,

$$\oiint (\rho \mathbf{V}.d\mathbf{S})\mathrm{u} = \oiint (\rho u\mathbf{V}).d\mathbf{S} \tag{3.153}$$

$$\oiint (\rho u\mathbf{V}).d\mathbf{S} = \oiiint \nabla.(\rho u\mathbf{V})dV \tag{3.154}$$

yerine koyduğumuzda,

$$-\oiiint \frac{\partial p}{\partial x} dV = \oiiint \nabla.(\rho u\mathbf{V})dV \tag{3.155}$$

elde edilir. Eşitliğin her iki tarafında da hacim integrali söz konusu olduğuna göre iki terimi tek çatı altında toplayarak integral formdan diferansiyel forma geçebiliriz ve bu sayede yukarıda her eksen için yazdığımız eşitliklere ulaşırız. Bu aşamada x ekseni üzerinde elde edilen momentumun korunumu ilkesine dayalı denklemi biraz daha açalım. Bu maksatla nabla operatörünü parantez içerisindeki terimlere uygulayabiliriz. Öncelikle akışın sıkıştırılamaz olması nedeniyle yoğunluk ifadesini eşitliğin diğer kısmına payda olarak yerleştirmek mümkündür;

$$\nabla.(u\mathbf{V}) = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} \tag{3.156}$$

sol taraftaki terimleri ise,

$$\nabla.(u\mathbf{V}) = \nabla u.\mathbf{V} + u\nabla.\mathbf{V} \tag{3.157}$$

şeklinde açıp, daha önce süreklilik denklemi olarak da elde ettiğimiz,

$$\nabla.\mathbf{V} = \mathbf{0} \tag{3.158}$$

denklemi kullanarak,

$$\nabla.(u\mathbf{V}) = \nabla u.\mathbf{V} \tag{3.159}$$

yazabiliriz. Bu terimde nabla operatörü ile hız yöneylerini sayılsal çarpıma tabi tuttuğumuzda da,

$$\nabla u.\mathbf{V} = u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y} + w\frac{\partial u}{\partial z} \tag{3.160}$$

ve nihayetinde de,

$$u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y} + w\frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} \tag{3.161}$$

eşitliğine ulaşırız. Bu denklemden hareketle hız ve basınç ifadeleri arasında bir ilişki kurmak mümkündür. Bunun için önce eşitliğin her iki tarafını dx ifadesi ile çarpalım,

$$u\frac{\partial u}{\partial x}dx + v\frac{\partial u}{\partial y}dx + w\frac{\partial u}{\partial z}dx = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}dx \tag{3.162}$$

Daha sonra ise akım çizgisi üzerinde hız yöneyi ile yol yöneyi arasındaki şu eşitliği hatırlayalım,

$$\mathbf{V}\text{x}d\mathbf{s} = 0 \tag{3.163}$$

buradaki yöneysel çarpımı dikkate alarak,

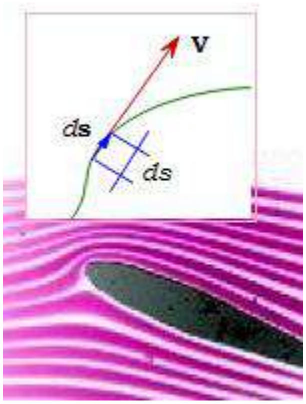
$$vdx = udy \tag{3.164}$$
$$wdx = udz \tag{3.165}$$

eşitliklerini yazabiliriz. Bu eşitlikleri x ekseni üzerindeki momentum denkleminde yerine koyarsak,

$$u\frac{\partial u}{\partial x}dx + u\frac{\partial u}{\partial y}dy + u\frac{\partial u}{\partial z}dz = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}dx \tag{3.166}$$

elde edilir. Bu denklemin sol tarafını yeniden düzenlersek,

$$u(\frac{\partial u}{\partial x}dx + \frac{\partial u}{\partial y}dy + \frac{\partial u}{\partial z}dz) = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}dx \tag{3.167}$$
$$udu = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}dx \tag{3.168}$$



Şekil 3.22 Profil etrafında akım çizgileri ve hız-yol yöney ilişkisi.

elde edilir. Bu denklemi manipüle eder ve her üç eksen için tekrar yazarsak,

$$\frac{1}{2}d(u^2) = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}dx \qquad (3.169)$$

$$\frac{1}{2}d(v^2) = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y}dy \qquad (3.170)$$

$$\frac{1}{2}d(w^2) = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z}dz \qquad (3.171)$$

ve elde edilen bu denklemleri taraf tarafa toplarsak,

$$\frac{1}{2}d(u^2 + v^2 + w^2) = -\frac{1}{\rho}(\frac{\partial p}{\partial x}dx + \frac{\partial p}{\partial y}dy + \frac{\partial p}{\partial z}dz) \qquad (3.172)$$

sonucuna ulaşılır. Eşitliğin sol tarafını bileşke hızın şiddeti, sağ tarafını ise basıncın diferansiyeli şeklinde yeniden düzenlersek,

$$V^2 = u^2 + v^2 + w^2 \qquad (3.173)$$

$$dp = \frac{\partial p}{\partial x}dx + \frac{\partial p}{\partial y}dy + \frac{\partial p}{\partial z}dz \qquad (3.174)$$

sonuçta,

$$\frac{1}{2}d(V^2) = -\frac{1}{\rho}dp \qquad (3.175)$$

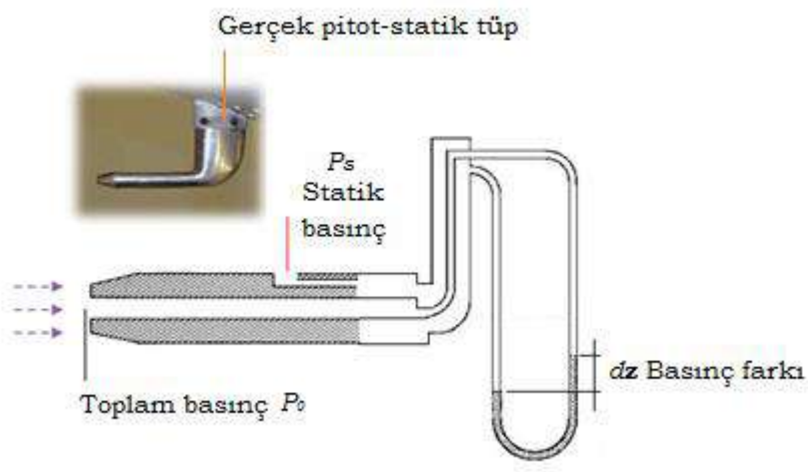
diğerlerine göre daha basit bir denklem elde etmiş oluruz. Yoğunluğun sıkıştırılamaz akışta sabit olduğunu dikkate alarak bu ifadeyi integre ettiğimiz takdirde,

$$P + \rho\frac{V^2}{2} = \text{sabit} \qquad (3.176)$$

şeklindeki Bernoulli denklemi olarak adlandırılan denkleme ulaşmış oluruz. Bu denklemdeki ilk terim statik basınç, ikinci terim ise dinamik basınç olarak adlandırılır. Denklemin karakterini göz önüne aldığımızda akış alanı içinde yoğunluğun sabit olması nedeniyle basınç ve hız arasında bir ters orantının varlığından söz edebiliriz. Zira statik basıncın artması durumunda sağ taraftaki sabit değerin muhafaza edilmesi için hızın azalması, ya da hızın artması durumunda statik basıncın azalması gerekir. Ayrıca akış alanındaki herhangi bir noktaya ait hız değerinin bilinmesi durumunda o noktaya ait basınç değerinin bulunması da yine Bernoulli denklemi ile mümkündür. Hız değerlerinin bulunması ise potansiyel akış modellemesi ile yapılabilir. Zira hatırlanacağı üzere gerek akım fonksiyonunu ve gerekse de potansiyel fonksiyonunu kullanarak hız değerlerine ulaşmak mümkündü.

3.1.8 Momentumun korunumu denkleminin uygulamaları

Sıkıştırılamaz akış için elde edilen Bernoulli denklemini kullanarak açık havada hava aracının hızını veya tünel dâhilinde giriş ve çıkışa ait basınç ya da hız değerlerini hesaplamak mümkündür. Bu bağlamda hava aracının hızını ölçmek için pitot-statik tüpler kullanılır.



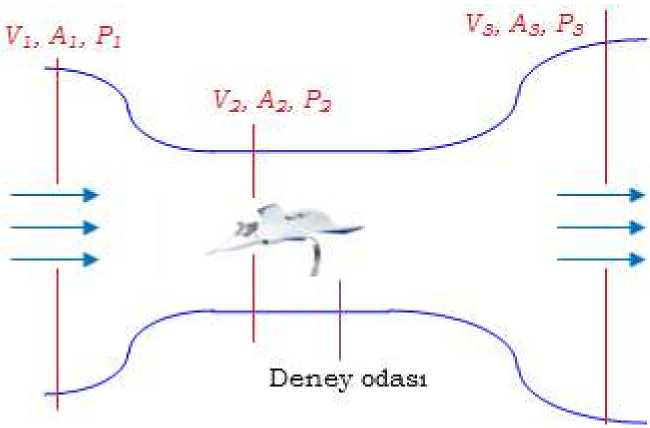
Şekil 3.23 Pitot-statik tüp uygulaması.

Yukarıdaki şekilden de görüleceği üzere akışın dik olarak geldiği pitot tüpünün giriş kısmında hissedilen basınç değeri P_0 toplam basınç, akışın paralel olarak geldiği üst kısımda bulunan noktadaki basınç değeri ise P_s statik basınç değeridir. Bu iki basınç değeri arasındaki fark ise dinamik basınç değerine eşittir. Ölçülen dinamik basınç değeri sayesinde hava aracının hızı aşağıdaki denklem kullanılarak hesap edilebilir.

$$P_s + \rho\frac{V^2}{2} = P_0 \tag{3.177}$$

$$V = \sqrt{\frac{2(P_0 - P_s)}{\rho}} \tag{3.178}$$

Belirtildiği üzere uygulamada kullanılan diğer bir örnek ise rüzgâr tüneli içerisindeki hava hızı değerlerinin hesaplanmasıdır. Aşağıdaki şekilde pratikte dikkate alınabilecek bir rüzgâr tüneli düzeneği resmedilmiştir.



Şekil 3.24 Rüzgâr tüneli deney odası ve model görünümü.

Rüzgâr tüneli akış özelliklerinin ön bölgede V_1 hız ve P_1 basıncında, kesit alanının A_1 değerinde, benzer şekilde deney odasında V_2 ve P_2, kesit alanının A_2, arka bölgede ise V_3, P_3 ve kesit alanının da A_3 olduğunu düşünelim. Bu değerler ışığı altında ilk ve ikinci noktalar arasında Bernoulli denklemini yazarsak,

$$P_1 + \rho\frac{V_1^2}{2} = P_2 + \rho\frac{V_2^2}{2} \tag{3.179}$$

denklemini elde ederiz. Bu denklemde deney odası hızını yalnız bırakırsak,

$$V_2^2 = \frac{2}{\rho}(P_1 - P_2) + V_1^2 \tag{3.180}$$

sonucuna ulaşırız. Diğer taraftan kütlenin korunumu ifadesini kullanarak hızlar arasında bir ilişki kurmak mümkündür. Hatırlanacağı üzere incelenen akış özelliklerinde kütlenin korunumu,

$$\oiint \mathbf{V} d\mathbf{S} = 0 \tag{3.181}$$

şeklindeydi. Bu ifadeyi yanal yüzeylerden kütle çıkışı olmadığını düşünerek, giriş ve deney odası kesit alanları için dikkate aldığımızda,

$$\iint_{\text{Giriş}} \mathbf{V}_1 d\mathbf{S} + \iint_{\text{Deney odası}} \mathbf{V}_2 d\mathbf{S} = 0 \qquad (3.182)$$

şeklinde iki parçaya ve buradan da kesit alanı boyunca hızın sabit olduğunu, yöneysel terimlerin yönlerinin ilk kesitte birbirine ters, ikinci kesitte ise paralel olduğunu dikkate alarak,

$$V_1 A_1 = V_2 A_2 \qquad (3.183)$$

eşitliğine ulaşabiliriz. Elde edilen bu kesit alan-hız ilişkisini Bernoulli denkleminde yerine koyduğumuzda,

$$V_2 = \sqrt{\frac{2(P_1 - P_2)}{\rho(1 - (A_2/A_1)^2)}} \qquad (3.184)$$

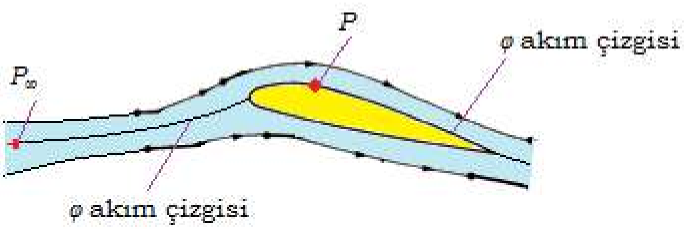
sonucuna varırız. Benzer uygulamayı deney odası ile çıkış arasında veya giriş ile çıkış arasında da yazabiliriz.

3.1.9 Basınç katsayısı

Basınç kavramı her ne kadar sayılsal bir büyüklük de olsa belli bir birime sahiptir. Hatırlanacağı üzere tanım olarak basınç kuvvet ile etki ettiği alan arasındaki orandır, dolayısıyla N/m^2 şeklindedir. Böyle bir tanımlama basınç değerlerini fiziksel boyutlar ile ilişkili kılar. Ancak kavramların boyutsuzlaştırılması genellemelere ve dolayısıyla da boyutlu büyüklüklerden ayrı olarak genel karakteristik özelliklere bakmaya vesile olur. Bu bağlamda basınç kavramını,

$$C_p = \frac{P - P_\infty}{\frac{1}{2}\rho_\infty V_\infty^2} \qquad (3.185)$$

şeklinde boyutsuz bir parametre ile karakterize edebiliriz. Burada C_p basınç katsayısı, p profil üzerindeki herhangi bir noktaya ait statik basınç değeri, p_∞ serbest akıma ait basınç değeri, ρ_∞ ve V_∞ değerleri ise sırasıyla serbest akıma ait yoğunluk ve hız değerleridir.



Şekil 3.25 Profil etrafındaki akım çizgileri.

Basınç katsayısı denklemini Bernoulli denkleminden faydalanarak daha da açık bir hale getirebiliriz. Serbest akım bölgesindeki bir nokta ile aynı akım çizgisi devamındaki profile ait bir nokta arasında,

$$P_\infty + \rho\frac{V_\infty^2}{2} = P + \rho\frac{V^2}{2} \tag{3.186}$$

eşitliğini yazmak mümkündür. Bu ifadeden basınç farkı çekilirse,

$$P - P_\infty = \frac{\rho}{2}(V_\infty^2 - V^2) \tag{3.187}$$

ve bu ifade basınç katsayısının tanımında dikkate alınırsa sonuçta,

$$C_p = \frac{\frac{\rho}{2}(V_\infty^2 - V^2)}{\frac{1}{2}\rho V_\infty^2} \tag{3.188}$$

veya

$$C_p = 1 - (\frac{V}{V_\infty})^2 \tag{3.189}$$

denklemi elde edilir.

3.1.10 Örnek basınç katsayısı hesabı

Daha önce duble, doğrusal ve girdap akış modellerini kullanarak taşıma kuvvetinin oluşumuna neden olacak şekilde silindir etrafındaki akışı modellemiş ve açısal hız için

$$V_\theta = -\left(1 + \frac{R^2}{r^2}\right)V_\infty sin\theta - \frac{\Gamma}{2\pi r} \tag{3.190}$$

denklemini elde etmiştik. Bu ifadeyi silindir yüzeyi üzerinde tekrar yazarsak,

$$V_\theta = -2V_\infty sin\theta - \frac{\Gamma}{2\pi R} \tag{3.191}$$

hız ifadesine ulaşırız. Silindir yüzeyi üzerinde radyal hızın sıfır olduğunu hatırlayıp, basınç katsayısı denklemindeki hız yerine açısal hız değerini dikkate alırsak,

$$C_p = 1 - (\frac{-2V_\infty sin\theta - \frac{\Gamma}{2\pi R}}{V_\infty})^2 \tag{3.192}$$

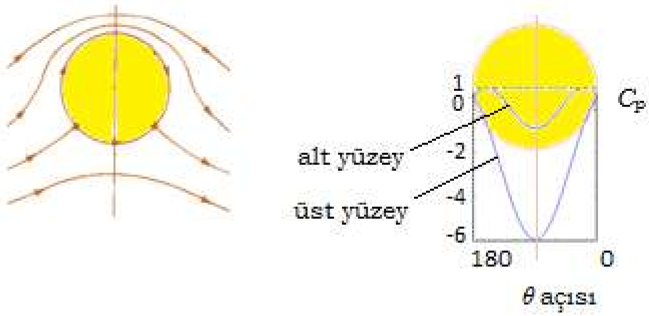
ifadesine ulaşırız. Denklemdeki üssel ifadeyi dikkate alırsak,

$$C_p = 1 - 4sin^2\theta - \frac{2\Gamma sin\theta}{\pi R V_\infty} - (\frac{\Gamma}{2\pi R V_\infty})^2 \qquad (3.193)$$

eşitliğini yazabiliriz. Burada geçen $\Gamma/(RV_\infty)$ ifadesi yerine sayısal bir ifade kullanarak basınç katsayısının silindirin yüzeyi boyunca nasıl değiştiğini karakterize edebiliriz. Bu ifade için örneğin 4 gibi bir değer dikkate alındığında,

$$C_p = 1 - 4sin^2\theta - \frac{8}{\pi} sin\theta - (\frac{2}{\pi})^2 \qquad (3.194)$$

eşitliği yazılabilir.



Şekil 3.26 Silindir etrafında akış ve basınç katsayısı dağılımı

Yukarıdaki şekilden de anlaşılacağı üzere akışkan silindirin alt yüzeyinde üst yüzeyine göre daha büyük basınç değerleri üretmektedir. Üst düzeydeki basınç düşüşü alt yüzeye göre daha fazla olduğundan silindiri yukarı doğru kaldıran bir taşıma kuvveti oluşmakta ve bu da akışkan içerisinde yukarı doğru hareketi mümkün kılmaktadır.

3.2 Sıkıştırılabilir – sürtünmesiz akış

Akış modellemesinde en basit akış tipi olan daimi, sıkıştırılamaz ve sürtünmesiz özelliğe sahip akışın gerçek akış özelliklerinden uzak olduğunu, dolayısıyla hesaplamalarda ciddi hatalara sebebiyet verebileceğini söyleyebiliriz. Bahse konu basit ama pratik akış yaklaşımını gerçeğe biraz daha yaklaştırmak için yine daimi ve sürtünmesiz ama sıkıştırılabilir akış modelini ikinci adım olarak görebiliriz. Daha önce sıkıştırılabilirlik ya da diğer bir ifade ile akışkanda elastisite kavramını tanımlamış ve elastisitenin uygulanan basınç farkına karşılık görülen özgül hacim değişimi arasındaki ilişki olduğunu belirtmiştik. Bu ilişkinin ciddiye alınması gereken bir durum olup olmadığını görmek için de yoğunluğun hızla değişimine bakmış ve sıkıştırılabilirliğin mertebesini yorumlamıştık. Buna göre hava gibi bir akışkanın hızının 0,3 Mach ve üzeri olması halinde durgun havaya göre yoğunluk değeri %5'in üzerinde değişmekteydi ve bu değişim oranı da ciddi bir mertebeydi. Fiziksel olarak böyle bir gerçekliğin varlığı bizi daha gerçekçi bir akış modeli kurgulamaya zorlar. Özellikle 0,3 Mach ve üzeri hızların söz konusu olduğu akış ortamlarının karakterize edilmesinde bize yol gösteren ise temel termodinamik bağıntılardır. Bu nedenle öncelikle temel termodinamik bağıntıları burada tekrar ifade etmek yararlı olacaktır.

3.2.1 Temel bağıntılar

Temel bağıntılar arasında en fazla dikkate alınan denklem ideal gaz denklemi olup,

$$p = \rho R T \tag{3.195}$$

şeklindeydi. Entalpi ise iç enerji ile basınç ve hacim arasında ilişki kuran bir enerji tanımlamasıydı;

$$h = e + pv \tag{3.196}$$

İç enerji ile entalpiyi sıcaklık farkına bağlayan denklemler ise,

$$dh = c_p dT \tag{3.197}$$
$$de = c_v dT \tag{3.198}$$

biçiminde olup, burada c_p sabit basınçtaki özgül ısı değeri, c_v ise sabit hacimdeki özgül ısı değeriydi. Özgül ısılar arasındaki fark gaz sabitine eşit olup,

$$c_p - c_v = R \tag{3.199}$$

özgül ısıların birbirlerine oranı ise,

$$\gamma = c_p / c_v \tag{3.200}$$

olarak ifade edilmekteydi. Öte yandan bir termodinamik sisteme verilen ısı ile elde edilen iş enerjisi arasındaki fark sistemin iç enerjisini artırmaktaydı. Dolayısıyla,

$$\delta q - p dv = de \tag{3.201}$$

eşitliği söz konusuydu. Burada "δ" sürece ait özelliği belirtmektedir. Sisteme verilen ısının önemli bir yansıması ise entropi artışıydı. Verilen ısı enerjisinin bir kısmı tersinir enerji niteliğindedir, ancak reel hayatın bir getirisi olan sürtünme ve benzeri sebepler nedeniyle verilen enerjinin bir kısmı da tersinmez ya da diğer bir ifade ile geri döndürülemez enerji niteliğindedir. Dolayısıyla entropi artışını ikiye ayırıp,

$$ds = \frac{\delta q}{T} + ds_{tersinmez} \tag{3.202}$$

denklemini yazabiliriz. İfade edilen bu denklemleri kullanarak bazı bağıntılar elde etmek mümkündür. Örneğin termodinamik sürecin tersinir olduğunu kabul ettiğimizde,

$$\delta q = T ds \tag{3.203}$$

yazılabilir, bu ifadenin bir önceki enerji bağıntısıyla eşleştirilmesi halinde,

$$Tds = de + pdv \tag{3.204}$$

elde edilir. Entalpi ifadesinin diferansiyeli alındığında ise,

$$dh = de + pdv + vdp \tag{3.205}$$

yazılabilir, bu ifade bir önceki eşitlikle eşleştirildiğinde,

$$Tds = dh - vdp \tag{3.206}$$

denklemine ulaşılır. Eşitliğin her iki tarafı sıcaklık terimine bölündüğünde ise,

$$ds = \frac{dh}{T} - \frac{v}{T}dp \tag{3.207}$$

elde edilir. İdeal gaz denklemi yardımıyla,

$$\frac{v}{T} = \frac{R}{p} \tag{3.208}$$

yazılıp, entalpi değişimi yerine de özgül ısı cinsinden karşılığı dikkate alınırsa,

$$ds = \frac{c_p dT}{T} - R\frac{dp}{p} \tag{3.209}$$

eşitliğine ulaşılır. Eşitliğin her iki tarafının integrali alınırsa,

$$s_2 - s_1 = \int_{T_1}^{T_2} c_p \frac{dT}{T} - \int_{p_1}^{p_2} R\frac{dp}{p} \tag{3.210}$$

yazılabilir. Benzer şekilde ısı ve iç enerji ilişkisi dikkate alınır ve iç enerji yerine iç enerjinin özgül ısı ile ilişkili bağıntısı dikkate alınırsa,

$$Tds = de + pdv \tag{3.211}$$

$$ds = c_v\frac{dT}{T} + \frac{p}{T}dv \tag{3.212}$$

elde edilir. İlave olarak yine ideal gaz denklemi yardımıyla,

$$\frac{p}{T} = \frac{R}{v} \tag{3.213}$$

ifadesi yerine koyulursa,

$$ds = c_v\frac{dT}{T} + R\frac{dv}{v} \tag{3.214}$$

ve bu ifade integre edilirse,

$$s_2 - s_1 = \int_{T_1}^{T_2} c_v \frac{dT}{T} + \int_{v_1}^{v_2} R \frac{dv}{v} \tag{3.215}$$

denklemine varılır.

3.2.2 İsentropik denklemler

Yukarıda elde edilen entropi bağıntılarını isentropik akış şartlarında daha da basitleştirebiliriz. Zira isentropik akış kabulü ile beraber ısı alış verişinin olmadığı, dolayısıyla entropi artışının sıfıra eşitlendiği kabul edilir. Bu durumda integral denklemleri,

$$s_2 - s_1 = 0 \tag{3.216}$$

$$\int_{T_1}^{T_2} c_p \frac{dT}{T} - \int_{p_1}^{p_2} R \frac{dp}{p} = 0 \tag{3.217}$$

$$\int_{T_1}^{T_2} c_v \frac{dT}{T} - \int_{v_1}^{v_2} R \frac{dv}{v} = 0 \tag{3.218}$$

şeklinde yazıp, ilk ifadede gerekli integralleri aldığımızda,

$$\int_{T_1}^{T_2} c_p \frac{dT}{T} = \int_{p_1}^{p_2} R \frac{dp}{p} \tag{3.219}$$

$$c_p \ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right) = Rln(\frac{p_2}{p_1}) \tag{3.220}$$

elde edilir. Her iki taraftaki logaritmik ifadeler tekrar düzenlenirse,

$$\ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{c_p} = ln(\frac{p_2}{p_1})^R \tag{3.221}$$

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{c_p/R} \tag{3.222}$$

denklemine ulaşılır. Bu arada özgül ısı değeri ile gaz sabiti arasındaki ilişki burada kullanılırsa,

$$c_p - c_v = R \tag{3.223}$$

$$\frac{c_p}{R} = \frac{c_p}{c_p - c_v}, \gamma = \frac{c_p}{c_v} \tag{3.224}$$

nihayetinde elde edilen

$$\frac{c_p}{R} = \gamma/(1-\gamma) \tag{3.225}$$

eşitliğinden hareketle,

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{\gamma}{1-\gamma}} \tag{3.226}$$

sonucuna ulaşılır. Benzer şekilde ikinci integral denklemindeki düzenlemeler sırasıyla yapılırsa,

$$\int_{T_1}^{T_2} -c_v \frac{dT}{T} = \int_{v_1}^{v_2} R \frac{dv}{v} \tag{3.227}$$

$$\ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{-c_v} = ln(\frac{v_2}{v_1})^R \tag{3.228}$$

$$\frac{v_2}{v_1} = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{-c_{v/R}} \tag{3.229}$$

elde edilir. Özgül ısı ve gaz sabiti yerine özgül ısılar oranı ifadesi dikkate alınırsa,

$$\frac{c_v}{R} = \frac{c_v}{c_p - c_v}, \frac{1}{\frac{c_p}{c_v} - 1}, \gamma = \frac{c_p}{c_v} \tag{3.230}$$

$$\frac{v_2}{v_1} = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{-1/(\gamma-1)} \tag{3.231}$$

denklemine ulaşılır. Özgül hacim yerine de yoğunluk ifadesi koyulursa,

$$v_2 = \frac{1}{\rho_2}, v_1 = \frac{1}{\rho_1} \tag{3.232}$$

buradan,

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{1/(\gamma-1)} \tag{3.233}$$

bağıntısına varılır.

Şimdiye kadar elde edilen basınç ve yoğunluk içerikli iki bağıntı sıcaklık temelli ortak bir oran içermekte olup, bu bağlantı kullanıldığı takdirde,

$$\frac{p_2}{p_1} = (\frac{\rho_2}{\rho_1})^\gamma = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\gamma/(\gamma-1)} \tag{3.234}$$

eşitliklerine ulaşılır. Elde edilen bu bağıntı bize genel bir denklem yazma şansı tanır. Zira basınç ile yoğunluk denklemlerini,

$$\frac{p_2}{{\rho_2}^{\gamma}} = \frac{p_1}{{\rho_1}^{\gamma}} \tag{3.235}$$

şeklinde düzenleyebilir ve buradan da,

$$\frac{p}{\rho^{\gamma}} = \text{sabit} \tag{3.236}$$

ifadesini bulabiliriz. Varılan bu sonuç önemli bir denklem olup, basınç ve yoğunluk içerikli denklemlerde rahatlıkla kullanılabilir, yeter ki akışı isentropik olarak kabul edebilelim.

3.2.3 Korunum yasalarında durum

Temel korunum yasalarından ilki olan kütlenin korunumu ilkesini genel olarak,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla.(\rho \mathbf{V}) = 0 \tag{3.237}$$

denklemi ile ifade edebiliriz. Akışın daimi olması nedeniyle bu denklemi,

$$\nabla.(\rho \mathbf{V}) = 0 \tag{3.238}$$

formuna getirebiliriz. Denklemin içerisindeki yoğunluk teriminin zaman göre değil ama mekâna bağlı olarak değişmesi nedeniyle bu eşitliği,

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = 0 \tag{3.239}$$

eşitliği olarak sonlandırabiliriz.

Momentumun korunumu denkleminin genel hali ise,

$$\oiiint \rho \mathbf{f} dV - \oiint p d\mathbf{S} + \mathbf{F}_{viskoz} = \oiint (\rho \mathbf{V}.d\mathbf{S})\mathbf{V} + \frac{\partial}{\partial t}\oiiint (\rho dV)\mathbf{V} \tag{3.240}$$

şeklindeydi. Akışın daimi, viskoz olmayan, hacimsel kuvvetlerin ihmal edildiği bir akış olduğu düşünüldüğünde bu denklem,

$$-\oiint p d\mathbf{S} = \oiint (\rho \mathbf{V}.d\mathbf{S})\mathbf{V} \tag{3.241}$$

haline gelir. Daha önce Bernoulli denkleminin çıkarılması esnasında dikkate alınan işlem adımları burada da tekrar edilirse, sonuçta:

$$\frac{1}{2}d(V^2) = -\frac{1}{\rho}dp \tag{3.242}$$

ifadesine ulaşılır. Bu denklem integre edilirse,

$$\int \frac{1}{2}d(V^2) + \int \frac{dp}{\rho} = 0 \tag{3.243}$$

$$\int \frac{dp}{\rho} + \frac{V^2}{2} = \text{sabit} \tag{3.244}$$

elde edilir. Denklemde integral olarak kalan terimi daha önce basınç ve yoğunluk arasındaki ilişkiyi veren eşitliği kullanarak açmak mümkündür. Hatırlanacağı üzere,

$$\frac{p}{\rho^\gamma} = \text{sabit} \tag{3.245}$$

denklemini termodinamik bağıntılar yardımıyla elde etmiştik. Bu ifadeyi,

$$p = c\rho^\gamma \tag{3.246}$$

olarak tekrar yazabiliriz. Burada c değeri sabit bir değerdir. İfadenin diferansiyeli alınırsa,

$$dp = c\gamma\rho^{\gamma-1}d\rho \tag{3.247}$$

ve Bernoulli denkleminde yerine koyulursa,

$$\int \frac{c\gamma\rho^{\gamma-1}d\rho}{\rho} + \frac{V^2}{2} = \text{sabit} \tag{3.248}$$

denklemi elde edilir. İntegraldeki sabit değerler dışarı alınır ve integral işlemi yapılırsa,

$$c\gamma \int \rho^{\gamma-2}d\rho + \frac{V^2}{2} = \text{sabit} \tag{3.249}$$

$$c\gamma \frac{\rho^{\gamma-1}}{\gamma-1} + \frac{V^2}{2} = \text{sabit} \tag{3.250}$$

ve denklemdeki c sabit değeri yeniden basınç ve yoğunluk cinsinden yazılırsa,

$$c\gamma \frac{\rho^{\gamma-1}}{\gamma-1} + \frac{V^2}{2} = \text{sabit} \tag{3.251}$$

$$\frac{p}{\rho^\gamma}\gamma \frac{\rho^{\gamma-1}}{\gamma-1} + \frac{V^2}{2} = \text{sabit} \tag{3.252}$$

elde edilen bu ifade yeniden düzenlenirse,

$$\frac{\gamma}{\gamma-1}\frac{p}{\rho}+\frac{V^2}{2}=\text{sabit} \tag{3.253}$$

sonucuna varılır. Bu ifade sıkıştırılabilir akış için geçerli olan Bernoulli denklemi olarak da adlandırılır.

Üçüncü temel korunum yasası niteliğindeki enerjinin korunumu yasası ise,

$$\oiiint \dot{q}(\rho dV)+\dot{Q}_{viskoz}-\oiint(pd\mathbf{S}).\mathbf{V}+\oiiint(\rho\mathbf{f}dV).\mathbf{V}+\dot{W}_{viskoz} \\ =\frac{\partial}{\partial t}\oiiint(\rho dV).\left(e+\frac{\mathbf{V}^2}{2}\right)+\oiint(\rho\mathbf{V}.d\mathbf{S})\left(e+\frac{\mathbf{V}^2}{2}\right) \tag{3.254}$$

şeklindeydi. Akışın daimi, viskoz olmayan, hacimsel kuvvetlerin ihmal edildiği ve ayrıca adyabatik olduğu dikkate alınırsa bu uzun denklem,

$$-\oiint(pd\mathbf{S}).\mathbf{V}=\oiint(\rho\mathbf{V}.d\mathbf{S})\left(e+\frac{\mathbf{V}^2}{2}\right) \tag{3.255}$$

şeklindeki kısa halini alır. Bu ifadeyi akım çizgisi boyunca dikkate alınan iki nokta için yazarsak,

$$p_1V_1A-p_2V_2A=-\rho_1V_1A\left(e_1+\frac{\mathrm{V_1}^2}{2}\right)+\rho_2V_2A\left(e_2+\frac{\mathrm{V_2}^2}{2}\right) \tag{3.256}$$

denklemine ulaşırız. Denklemi yeniden düzenler ve süreklilik denklemi kapsamında,

$$\rho_1V_1=\rho_2V_2 \tag{3.257}$$

eşitliğini de dikkate alırsak,

$$\frac{1}{\rho_1V_1}\left[p_1V_1+\rho_1V_1\left(e_1+\frac{\mathrm{V_1}^2}{2}\right)\right]=\frac{1}{\rho_2V_2}\left[p_2V_2+\rho_2V_2\left(e_2+\frac{\mathrm{V_2}^2}{2}\right)\right] \tag{3.258}$$

$$\frac{p_1}{\rho_1}+e_1+\frac{\mathrm{V_1}^2}{2}=\frac{p_2}{\rho_2}+e_1+\frac{\mathrm{V_1}^2}{2} \tag{3.259}$$

sonucuna varırız. Burada iç enerji ile basınç ve yoğunluk arasındaki ilişkiyi entalpi kavramı ile eşleştirdiğimizi hatırlarsak buradan önce,

$$\frac{p_1}{\rho_1}+e_1=e_1+p_1v_1=h_1 \tag{3.260}$$

ve müteakibinde de,

$$h_1 + \frac{V_1^{\,2}}{2} = h_2 + \frac{V_2^{\,2}}{2} \tag{3.261}$$

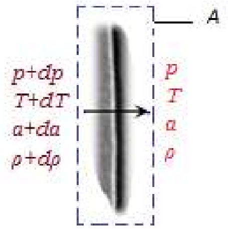
ve genel halde de

$$h + \frac{V^2}{2} = \text{sabit} \tag{3.262}$$

denklemini yazabiliriz.

3.2.4 Ses dalgası ve hızı

Akışkan ortamında herhangi bir cismin hareket etmesi sonucunda üç boyutlu basınç dalgaları oluşur. Oluşan bu basınç dalgaları etrafa ses hızında yayılır. Dolayısıyla ses dalgası da esasen bir basınç dalgasıdır.



Şekil 3.27 Hareket halindeki ses dalgası.

Ses hızının elde edilmesi için korunum yasalarından hareketle temel denklemleri yeniden yazmak mümkündür. Bu amaç çerçevesinde hareket eden bir ses dalgasını dikkate alalım. Ses dalgasının ön bölgesi dalganın etkilemediği bölge olup, bu bölgedeki akım özelliklerini p, ρ, T ve a olarak ifade edelim. Burada a ortama ait ses hızını temsil etmektedir. Ses dalgasının geçmesi sonrasında ise akışkan özelliklerinin değiştiğini ve bu değişimin de diferansiyel seviyede $p+dp$, $\rho+d\rho$, $T+dT$ ve $a+da$ olarak gerçekleştiğini düşünelim.

Korunum yasalarında ilki olan kütlenin korunumunu daimi akış kabulü çerçevesinde,

$$\oiint \rho \mathbf{V}.d\mathbf{S} = 0 \tag{3.263}$$

denklemi ile ifade edebiliriz. Bu denklemi yukarıdaki şekilde görülen A yüzey alanına sahip kontrol hacmini temel alarak,

$$\rho a A = (\rho + d\rho)(a + da)A \tag{3.264}$$

şeklinde yeniden yazabiliriz. İfadede geçen çarpma işlemlerini yaparsak,

$$\rho a = \rho a + a d\rho + da\rho + d\rho da \tag{3.265}$$

ve iki diferansiyel ifadeyi içeren çarpımı diğer terimlere göre ihmal edersek sonuçta ses hızı için,

$$a = -\rho \frac{da}{d\rho} \tag{3.266}$$

denklemine ulaşırız. Öte yandan daimi, hacimsel ve viskoz kuvvetlerin ihmal edildiği akış şartlarında momentumun korunumu denklemini de,

$$\oiint (\rho \mathbf{V}.d\mathbf{S}).\mathbf{V} = -\oiint pd\mathbf{S} \tag{3.267}$$

biçiminde ifade edebiliriz. Bu genel denklemi bahse konu kontrol hacmi için uyguladığımızda,

$$pA + \rho a^2 A = (p + dp)A + (\rho + d\rho)(a + da)^2 A \tag{3.268}$$

eşitliğine ulaşırız. Bu ifadede geçen çarpım işlemlerini yapar, karesi alınan diferansiyel terim ile iki diferansiyel terim çarpımlarını diğer terimlere göre ihmal eder ve da terimini çekersek sonuçta,

$$dp = -2a\rho da - a^2 d\rho \tag{3.269}$$

$$da = \frac{dp + a^2 d\rho}{-2a\rho} \tag{3.270}$$

elde edilir. Elde edilen bu diferansiyel ifadeyi kütlenin korunumundan hareketle elde edilen denklemde yerine koyar ve ses hızı terimini yalnız bırakırsak,

$$a = -\rho \frac{\frac{dp + a^2 d\rho}{-2a\rho}}{d\rho} \tag{3.271}$$

$$a^2 = \frac{dp}{d\rho} \tag{3.272}$$

elde ederiz. Diğer taraftan basınç ile yoğunluk arasındaki ilişkiyi daha önce isentropik akış özellikleri kabulü çerçevesinde elde etmiş ve

$$p = c\rho^\gamma \tag{3.273}$$

$$dp = c\gamma\rho^{\gamma-1} d\rho \tag{3.274}$$

bağıntılarını yazmıştık. Dolayısıyla bu bağıntıları ses hızı denklemi bağlamında kullanabiliriz. İfade edilen denklemleri yerine koyarsak,

$$a^2 = \frac{c\gamma\rho^{\gamma-1} d\rho}{d\rho}, c = \frac{p}{\rho^\gamma} \tag{3.275}$$

$$a^2 = \frac{\gamma p}{\rho} \tag{3.276}$$

sonucuna ulaşırız. İdeal gaz denklemini de dikkate aldığımızda ses hızı için,

$$a^2 = \gamma RT \tag{3.277}$$

denklemine varırız.

Elde edilen ses hızı denklemi belli kabuller ışığı altında oldukça basit nitelikte olup, bize basınç dalgasının akışkan ortamında yayınımına esas etki eden faktörün ısıl özellikler ve sıcaklık değeri olduğunu göstermektedir. Bu bağıntıya ek olarak ses hızını akışkanın elastisitesine ya da başka bir ifade ile sıkıştırılabilirlik özelliğine de bağlanmak mümkündür. Hatırlanacağı üzere akışkanda elastisite kavramını,

$$\tau = -\frac{1}{v}\frac{\partial v}{\partial p} \tag{3.278}$$

denklemi ile tanımlamıştık. Buradaki özgül hacim yerine özgül kütle niteliğindeki yoğunluk ifadesini tanımlar,

$$v = \frac{1}{\rho} \tag{3.279}$$

$$\frac{\partial v}{\partial \rho} = -\frac{1}{\rho^2} \tag{3.280}$$

ve elastisite denkleminde yerine koyarsak,

$$\tau = -\frac{1}{\frac{1}{\rho}}\left(-\frac{1}{\rho^2}d\rho\right)/\partial p \tag{3.281}$$

$$\tau = \frac{1}{\rho\left(\frac{\partial p}{d\rho}\right)} \tag{3.282}$$

ifadesini elde ederiz. Basıncın yoğunluğa göre değişimini ses hızı ile bağdaştıran eşitliği burada yerine koyar ve ses hızını denklemden çekersek,

$$\tau = \frac{1}{\rho a^2} \tag{3.283}$$

$$a = \sqrt{\frac{1}{\rho\tau}} \tag{3.284}$$

sonucuna varırız. Bu denkleme göre elastisitesi yüksek olan akışkan ortamlarında ses hızı düşük, elastisitesi düşük olan akışkan ortamlarında ise ses hızı yüksektir.

Nitekim 20^0C'deki kuru hava gibi bir gazda ses hızı 343,2 m/s, su gibi bir sıvıda 1484 m/sn ve yapı çeliği gibi bir katı maddede ise 4.512 m/s olarak verilmektedir.

3.2.5 Sıkıştırılabilir akım karakteristikleri

Gerek sıkıştırılabilir akım için geçerli olan Bernoulli ve gerekse de enerji denklemlerini kullanarak sıkıştırılabilir akıma ait karakteristik özellikleri veren denklemlere ulaşmak mümkündür. Bernoulli denklemini aynı akım çizgisi üzerindeki iki farklı nokta için yazarsak,

$$\frac{\gamma}{\gamma-1}\frac{p_1}{\rho_1}+\frac{{V_1}^2}{2}=\frac{\gamma}{\gamma-1}\frac{p_2}{\rho_2}+\frac{{V_2}^2}{2} \tag{3.285}$$

denklemlerini elde edebiliriz. Denklemlerdeki basınç ve yoğunluk ifadeleri yerine ses hızı cinsinden karşılıklarını dikkate aldığımızda bu eşitlik,

$$a_1^2=\gamma\frac{p_1}{\rho_1} \tag{3.286}$$

$$a_2^2=\gamma\frac{p_2}{\rho_2} \tag{3.287}$$

$$\frac{a_1^2}{\gamma-1}+\frac{{V_1}^2}{2}=\frac{a_2^2}{\gamma-1}+\frac{{V_2}^2}{2} \tag{3.288}$$

halini alır. Eşitliğin sağındaki ve solundaki ses hızları terimlerini aynı çatı altında toplar ve ses hızları oranlarını buradan çekersek,

$$\frac{a_2}{a_1}=(1+\frac{\gamma-1}{2}\frac{{V_1}^2-{V_2}^2}{a_1^2})^{1/2} \tag{3.289}$$

denklemi elde edilir. Benzer şekilde yine Bernoulli denklemindeki basınç ve yoğunluk ifadeleri yerine ideal gaz denkleminden hareketle sıcaklık terimleri dikkate alınırsa,

$$\frac{p_1}{\rho_1}=RT_1 \tag{3.290}$$

$$\frac{p_2}{\rho_2}=RT_2 \tag{3.291}$$

$$\frac{\gamma R}{\gamma-1}T_1+\frac{{V_1}^2}{2}=\frac{\gamma R}{\gamma-1}T_2+\frac{{V_2}^2}{2} \tag{3.292}$$

ifadesine ulaşılır. Bu ifadeden sıcaklık oranları çekildiğinde,

$$\frac{T_2}{T_1}=1+\frac{\gamma-1}{2}\frac{{V_1}^2-{V_2}^2}{a_1^2} \tag{3.293}$$

denklemine varılır. Öte yandan ses hızları oranını tekrar basınç ve sıcaklık cinsinden ifade ederek basınca veya yoğunluğa geçmek mümkündür. Buna göre ses hızları oranı ifadesi yerine,

$$(\frac{a_2}{a_1})^2 = \frac{p_2}{p_1}\frac{\rho_1}{\rho_2} \tag{3.294}$$

$$\left(\frac{a_2}{a_1}\right)^2 = 1 + \frac{\gamma - 1}{2}\frac{{V_1}^2 - {V_2}^2}{a_1^2} \tag{3.295}$$

$$\frac{p_2}{p_1}\frac{\rho_1}{\rho_2} = 1 + \frac{\gamma - 1}{2}\frac{{V_1}^2 - {V_2}^2}{a_1^2} \tag{3.296}$$

yazabiliriz. İlave olarak da temel termodinamik denklemlerden yola çıkarak elde ettiğimiz basınç ve yoğunluk ilişkisini tekrar hatırlayalım,

$$p_1 = c\rho_1^\gamma \tag{3.297}$$

$$p_2 = c\rho_2^\gamma \tag{3.298}$$

bu iki denklemi yukarıda tekrar dikkate alırsak yapacağımız tercihe göre sonuçta,

$$\frac{p_2}{p_1} = \left[1 + \frac{\gamma - 1}{2}\frac{{V_1}^2 - {V_2}^2}{a_1^2}\right]^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \tag{3.299}$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \left[1 + \frac{\gamma - 1}{2}\frac{{V_1}^2 - {V_2}^2}{a_1^2}\right]^{\frac{1}{\gamma - 1}} \tag{3.300}$$

denklemlerine ulaşırız.

Şimdiye kadar yaptığımız matematiksel güdümlemeler sayesinde basınç, yoğunluk ve sıcaklık gibi sıkıştırılabilir akıma ait temel akış parametreleri arasındaki ilişkileri veren bağıntıları elde ettik. Bu noktada bir adım daha atabilir ve aynı denklemleri daha da basitleştirebiliriz. Mach sayısının tanımını burada yeniden hatırlarsak,

$$M_1^2 = \frac{{V_1}^2}{a_1^2} \tag{3.301}$$

her bir denklemi tekrar yazabiliriz. Ancak ilave bir kabulü daha burada ifade etmek gerekir. Aynı akım çizgisi üzerinde dikkate aldığımız bu iki noktadan bir tanesini durma noktası olarak düşünmek mümkündür. Durma noktasındaki hızın sıfır, basıncın ise toplam basınç olduğunu hatırlar ve yeniden bir alt indisleşmeye gidersek, akım karakteristiklerine ait denklemleri sırasıyla,

$$\frac{p_0}{p} = \left[1 + \frac{\gamma - 1}{2}M^2\right]^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \tag{3.302}$$

$$\frac{\rho_0}{\rho} = \left[1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right]^{\frac{1}{\gamma-1}} \tag{3.303}$$

$$\frac{T_0}{T} = 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \tag{3.304}$$

$$\frac{a_0}{a} = \left[1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right]^{\frac{1}{2}} \tag{3.305}$$

olarak yazabiliriz. Karakteristik denklemlere ilave olarak sıkıştırılabilir akışa ait basınç katsayısı için de yeni bir denklem elde etmek mümkündür. Tekrar hatırlatmak gerekirse basınç katsayısı,

$$C_p = \frac{P - P_\infty}{\frac{1}{2}\rho_\infty V_\infty^2} \tag{3.306}$$

denklemi şeklindeydi. Bu denklemde yine bir güdümlemeye gidilirse,

$$C_p = \frac{\frac{p}{p_\infty} - 1}{\frac{\rho_\infty V_\infty^2}{2p_\infty}} = \frac{\frac{p}{p_0}\frac{p_0}{p_\infty} - 1}{\frac{\rho_\infty V_\infty^2}{2p_\infty}} \tag{3.307}$$

$$\frac{p_0}{p} = \left[1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \tag{3.308}$$

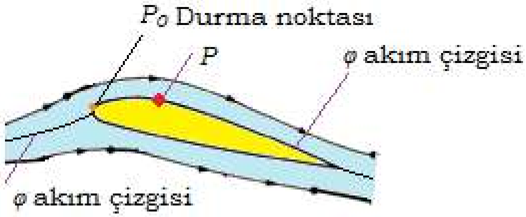
$$\frac{p_0}{p_\infty} = \left[1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_\infty^2\right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \tag{3.309}$$

$$\frac{\rho_\infty V_\infty^2}{2p_\infty} = \frac{\gamma V_\infty^2}{2a_\infty^2} = \frac{\gamma M_\infty^2}{2} \tag{3.310}$$

ve nihayetinde,

$$C_p = \frac{2}{\gamma M_\infty^2}\left[\left(\frac{1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_\infty^2}{1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} - 1\right] \tag{3.311}$$

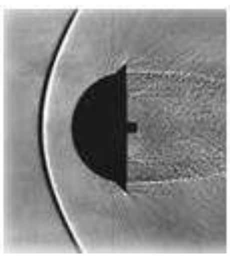
elde edilir. Bu ifadeden de anlaşılacağı üzere profil üzerindeki yerel Mach sayısının dağılımı ile serbest akıma ait Mach sayısının bilinmesi durumunda profil yüzeyine ait basınç katsayısını belirlemek mümkündür.

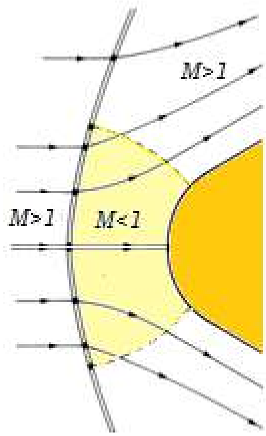


Şekil 3.28. Durma ve profil üst yüzeyine ait iki nokta.

3.2.6 Şok dalgaları

Daha önce ses dalgası ve hızı bahsinde ifade ettiğimiz üzere akışkan içerisinde meydana gelen her hareket varlığını basınç dalgası şeklinde hissettirir. Meydana gelen basınç ya da daha doğru diğer bir ifade ile bozuntu dalgası akışkan paketleri sayesinde etrafa küresel karakterde yayınım gösterir. Bu davranış biçimi akım içerisindeki hareket eden her nokta için geçerlidir. Akışkan içerisinde hareket eden cisimler ise pratikte sonsuz sayıda sonsuz küçük noktaya sahiptirler. Dolayısıyla hareket eden cisimler her an her noktasından sürekli olarak bozuntu dalgaları yayarlar. Özellikle ses civarı veya ses üstü akışlarda farklı konumlardan kaynaklanan bozuntu dalgalarının farklı hızlarda olması şartların uygun olması halinde üst üste binme gibi bir durum meydana getirebilir. Dolayısıyla şok dalgasını güçlü bir basınç dalgası olarak düşünebiliriz. Şok dalgası üzerinden geçtiği akışkanın özelliklerini ani olarak değiştirir. Ya da göreceli olarak olaya baktığımızda, şok dalgasını geçen akışkanın özelliklerinin aniden değiştiğini söyleyebiliriz. Bu değişimin miktarı şok dalgasının tipine bağlıdır. Doğada meydana gelen çok dalgalarını temelde ikiye ayırabiliriz. Bu ayrımda temel ölçüt akışkan ile dalganın yaptığı girişimin açısal durumudur.



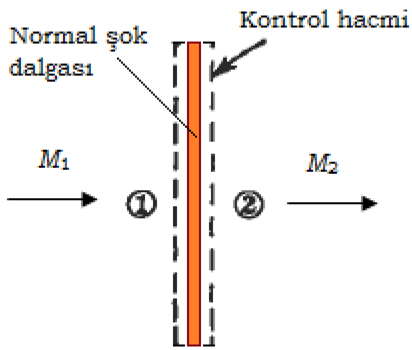


Şekil 3.29 Küt burunlu cismin önünde oluşan normal şok dalgası

Akışkanın şok dalgasına dik olarak çarpması halinde şok dalgası normal şok olarak adlandırılır. Dik çarpışma yerine belli bir açıyla çarpmanın söz konusu olduğu durumlarda ise dalga eğik şok dalgası olarak adlandırılır. Normal şok dalgaları etki açısından eğik şok dalgalarına göre çok daha güçlüdür. Tanım farklılığı beraberinde farklı bağıntıları da getirir. Öncelikle normal şok dalgalarının söz konusu olduğu akışlarda akım karakteristiklerini veren denklemlere göz atmak faydalı olacaktır.

a. Normal şok dalgaları

Normal şok dalgaları hava alıklarının girişlerinde veya küt burunlu cisimlerin önlerinde görülebilir. Özellikle küt burunlu cisimlerde şok dalgası cismin üzerinden ayrılarak onun ön bölgesine yerleşir ve bu bölgede saydam bir bariyer haline gelir. Merkez hattan uzaklaştıkça dalga normal şok özelliğini kaybeder ve eğik şok halinde devam eder. Ancak merkez hat civarı boyunca gelen akışkanın özelliklerini ciddi manada değiştirir.



Şekil 3.30 Normal şok dalgası.

Normal şok dalgasını geçen akışkanın özelliklerinin nasıl değiştiğini görmek için yukarıdaki gibi bir şok dalgasını içine alacak şekilde kontrol hacmini seçelim ve bu kontrol hacmi kapsamında temel korunum yasalarını tekrar hatırlayalım. Buna göre kütlenin, momentumun ve enerjinin korunumu ilkelerini,

$$\rho_1 u_1 = \rho_2 u_2 \tag{3.312}$$

$$p_1 + \rho_1 u_1^2 = p_2 + \rho_2 u_2^2 \tag{3.313}$$

$$h_1 + \frac{u_1^2}{2} = h_2 + \frac{u_2^2}{2} \tag{3.314}$$

şeklindeki denklemlerle ifade edebiliriz. Burada akımın yatay eksende ve adyabatik olduğunu unutmayalım. İlave olarak entalpi ifadesini ideal gaz denkleminden hareketle,

$$h = c_p T \tag{3.315}$$

$$c_p = \frac{\gamma R}{\gamma - 1}, \qquad T = \frac{p}{\rho R} \tag{3.316}$$

$$h = \frac{\gamma p}{(\gamma - 1)\rho} \tag{3.317}$$

şeklinde ifade edebiliriz. Bu ifadeyi enerji denkleminde dikkate aldığımızda,

$$\frac{1}{(\gamma - 1)}\frac{\gamma p_1}{\rho_1} + \frac{u_1^2}{2} = \frac{1}{(\gamma - 1)}\frac{\gamma p_2}{\rho_2} + \frac{u_2^2}{2} \tag{3.318}$$

eşitliğini elde ederiz. Normal şok bağıntılarını elde etmek için önce momentumun korunumu bağıntısını süreklilik bağıntısıyla taraf tarafa bölelim;

$$\frac{(p_1 + \rho_1 u_1^2)}{\rho_1 u_1} = \frac{(p_2 + \rho_2 u_2^2)}{\rho_2 u_2} \tag{3.319}$$

$$\frac{p_1}{\rho_1 u_1} - \frac{p_2}{\rho_2 u_2} = u_2 - u_1 \tag{3.320}$$

ve bu denklemde ses hızı bağıntısını dikkate alalım,

$$\frac{a_1^2}{\gamma u_1} - \frac{a_2^2}{\gamma u_2} = u_2 - u_1 \tag{3.321}$$

Müteakiben enerji denkleminde yine ses hızının tanımını dikkate alarak yeni bir düzenleme yapalım,

$$\frac{1}{(\gamma - 1)}a_1^2 + \frac{u_1^2}{2} = \frac{1}{(\gamma - 1)}a_2^2 + \frac{u_2^2}{2} \tag{3.322}$$

elde edilen bu denklemi tıpkı daha önce durma noktasını temel alarak özelleştirdiğimiz gibi başka bir tanımlama ile yeniden özelleştirelim. Bu sefer ikinci noktada akışkan hızının ses hızı ile aynı olduğunu düşünelim. Bu durumda denklem,

$$\frac{1}{(\gamma - 1)}a_1^2 + \frac{u_1^2}{2} = \frac{1}{(\gamma - 1)}a^{*2} + \frac{a^{*2}}{2} \tag{3.323}$$

halini alır. Burada a^* ifadesi ikinci noktadaki akışkanın özelliklerine ve özellikle de sıcaklığına bağlı olarak tanımlanan ses hızını ifade etmektedir. Eşitliğin sağ tarafı düzenlendiğinde,

$$\frac{1}{(\gamma - 1)}a_1^2 + \frac{u_1^2}{2} = \frac{\gamma + 1}{2(\gamma - 1)}a^{*2} \tag{3.324}$$

ifadesine ulaşılır. Elde edilen bu ifade aynı akım çizgisindeki başka bir nokta için ve mesela indisi yine iki olan konum için de geçerlidir. Dolayısıyla,

$$\frac{1}{(\gamma-1)}a_2^2+\frac{u_2^2}{2}=\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}a^{*2} \tag{3.325}$$

yazılabilir. Bulunan son iki denklemden ses hızları çekilirse,

$$a_1^2=\frac{\gamma+1}{2}a^{*2}-\frac{(\gamma-1)u_1^2}{2} \tag{3.326}$$

$$a_2^2=\frac{\gamma+1}{2}a^{*2}-\frac{(\gamma-1)u_2^2}{2} \tag{3.327}$$

ve iki korunum yasasının birbirlerine bölümü ile elde edilen denklemde dikkate alınırsa,

$$\frac{\frac{\gamma+1}{2}a^{*2}-\frac{(\gamma-1)u_1^2}{2}}{\gamma u_1}-\frac{\frac{\gamma+1}{2}a^{*2}-\frac{(\gamma-1)u_2^2}{2}}{\gamma u_2}=u_2-u_1 \tag{3.328}$$

veya

$$\frac{\gamma+1}{2\gamma u_1u_2}(u_2-u_1)a^{*2}+\frac{(\gamma-1)}{2\gamma}(u_2-u_1)=u_2-u_1 \tag{3.329}$$

elde edilir. Bu eşitliğin tarafları (u_2-u_1) terimi ile bölünürse,

$$\frac{\gamma+1}{2\gamma u_1u_2}a^{*2}+\frac{(\gamma-1)}{2\gamma}=1 \tag{3.330}$$

ve elde edilen ifadeden a^{*2} terimi çekilirse,

$$a^{*2}=u_1u_2 \tag{3.331}$$

sonucuna ulaşılır. Bu eşitlik Prandtl bağıntısı olarak anılır ve normal şok dalgaları ile ilgili olarak elde edilen temel bağıntılar için çıkış noktası sayılabilir. Bu bağıntıyı,

$$1=\frac{u_1}{a^*}\frac{u_2}{a^*} \tag{3.332}$$

$$M_1^*M_2^*=1 \tag{3.333}$$

şeklinde düzenleyebilir ve Mach sayıları yerine de daha önce ses hızı ile ilgili olarak elde ettiğimiz bağıntıdan hareketle,

$$\frac{1}{u_1^2}a_1^2=\frac{\left(\frac{\gamma+1}{2}a^{*2}-\frac{(\gamma-1)u_1^2}{2}\right)}{u_1^2} \tag{3.334}$$

veya

$$\frac{1}{M_1^2} = \frac{\gamma+1}{2}\frac{1}{M_1^{*2}} - \frac{(\gamma-1)}{2} \tag{3.335}$$

yazılıp, bu ifadeden M_1^{*2} çekilirse,

$$M_1^{*2} = \frac{(\gamma+1)M_1^2}{2+(\gamma-1)M_1^2} \tag{3.336}$$

elde edilir. Benzer şekilde M_2^{*2} için de aynı denklem yazılabilir,

$$M_2^{*2} = \frac{(\gamma+1)M_2^2}{2+(\gamma-1)M_2^2} \tag{3.337}$$

Elde edilen bu denklem Prandtl bağıntısında kullanılırsa *M₁* ve *M₂* arasındaki ilişki elde edilmiş olur;

$$M_2^{*2} = \frac{1}{M_1^{*2}} \tag{3.338}$$

$$\frac{(\gamma+1)M_2^2}{2+(\gamma-1)M_2^2} = \left[\frac{(\gamma+1)M_1^2}{2+(\gamma-1)M_1^2}\right]^{-1} \tag{3.339}$$

ve buradan da M_2^2 ifadesi çekilirse,

$$M_2^2 = \frac{1+\frac{(\gamma-1)}{2}M_1^2}{\gamma M_1^2 - \frac{(\gamma-1)}{2}} \tag{3.340}$$

sonucuna ulaşılır. Bu bağıntı diğer karakteristik özelliklerin bulunması için yeterlidir. Kütlenin korunumu denklemini tekrar ifade edersek,

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{u_1}{u_2} = \frac{{u_1}^2}{u_1 u_2} = \frac{{u_1}^2}{a^{*2}} \tag{3.341}$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = M_1^{*2} \tag{3.342}$$

eşitliğine ulaşırız. M_1^{*2} yerine de M_1 ifadesini içeren karşılığı yazılırsa,

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{u_1}{u_2} = \frac{(\gamma+1)M_1^2}{2+(\gamma-1)M_1^2} \tag{3.343}$$

denklemi elde edilir. Basınçlar arasındaki ilişkinin elde edilmesi içinse momentumun korunumu ilkesine göre yazdığımız denklemi güdümlemek yeterlidir. Buna göre,

$$p_2 - p_1 = \rho_1 u_1^2 - \rho_2 u_2^2 \tag{3.344}$$

$$\frac{p_2}{p_1} - 1 = \frac{1}{p_1}(\rho_1 u_1^2 - \rho_2 u_2^2) = \frac{\rho_1 u_1^2}{p_1}\left(1 - \frac{\rho_2 u_2^2}{\rho_1 u_1^2}\right) \tag{3.345}$$

yazılabilir. Eşitliğin sağ tarafında yine kütlenin korunumu denklemi dikkate alınırsa,

$$\frac{p_2}{p_1} - 1 = \frac{\rho_1 u_1^2}{p_1}\left(1 - \frac{\rho_2 u_2 u_2}{\rho_1 u_1 u_1}\right) = \frac{\rho_1 u_1^2}{p_1}\left(1 - \frac{u_2}{u_1}\right) \tag{3.346}$$

ve ayrıca ses hızının tanımı da işin içerisine katılırsa,

$$\frac{\rho_1 u_1^2}{p_1} = \frac{\gamma \rho_1 u_1^2}{\gamma p_1} = \frac{\gamma u_1^2}{\gamma p_1/\rho_1} = \frac{\gamma u_1^2}{a_1^2} = \gamma M_1^2 \tag{3.347}$$

buradan

$$\frac{p_2}{p_1} - 1 = \gamma M_1^2\left(1 - \frac{u_2}{u_1}\right) \tag{3.348}$$

elde edilir. Denklemde geçen hızların oranı ifadesi yerine de daha önce bulduğumuz denklem dikkate alınırsa sonuçta,

$$\frac{p_2}{p_1} = 1 + \gamma M_1^2\left(1 - \frac{2 + (\gamma - 1)M_1^2}{(\gamma + 1)M_1^2}\right) \tag{3.349}$$

veya sadeleştirme yapılırsa,

$$\frac{p_2}{p_1} = 1 + \frac{2\gamma}{(\gamma + 1)}(M_1^2 - 1) \tag{3.350}$$

denklemine ulaşılır. Sıcaklıkların oranını ise ideal gaz denkleminden faydalanarak kolayca elde edebiliriz. Buna göre,

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{p_2}{p_1}\frac{\rho_1}{\rho_2} \tag{3.351}$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left[1 + \frac{2\gamma}{(\gamma + 1)}(M_1^2 - 1)\right]\left[\frac{2 + (\gamma - 1)M_1^2}{(\gamma + 1)M_1^2}\right] \tag{3.352}$$

elde edilir.

Şimdiye kadar normal şok dalgasını geçen akışkanın özelliklerinin nasıl değiştiğini elde ettiğimiz denklemler sayesinde kolayca hesaplayabileceğimizi gördük. Bu denklemlere ilave olarak şok dalgasının entropiyle ilişkisine de bakabiliriz. Hatırlanacağı üzere temel termodinamik bağıntılardan yola çıkarak entropi için,

$$s_2 - s_1 = \int_{T_1}^{T_2} c_p \frac{dT}{T} - \int_{p_1}^{p_2} R \frac{dp}{p} \tag{3.353}$$

denklemini elde etmiştik. Bu ifadede geçen sıcaklık ve basınç oranları yerine normal şok dalgası bağıntılarını kullanırsak,

$$s_2 - s_1 = c_p \ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right) - Rln\left(\frac{p_2}{p_1}\right) \tag{3.354}$$

$$\begin{aligned} s_2 - s_1 = c_p \ln &\left\{\left[1 + \frac{2\gamma}{(\gamma+1)}(M_1^2 - 1)\right]\left[\frac{2 + (\gamma-1)M_1^2}{(\gamma+1)M_1^2}\right]\right\} \\ &- Rln\left[1 + \frac{2\gamma}{(\gamma+1)}(M_1^2 - 1)\right] \end{aligned} \tag{3.355}$$

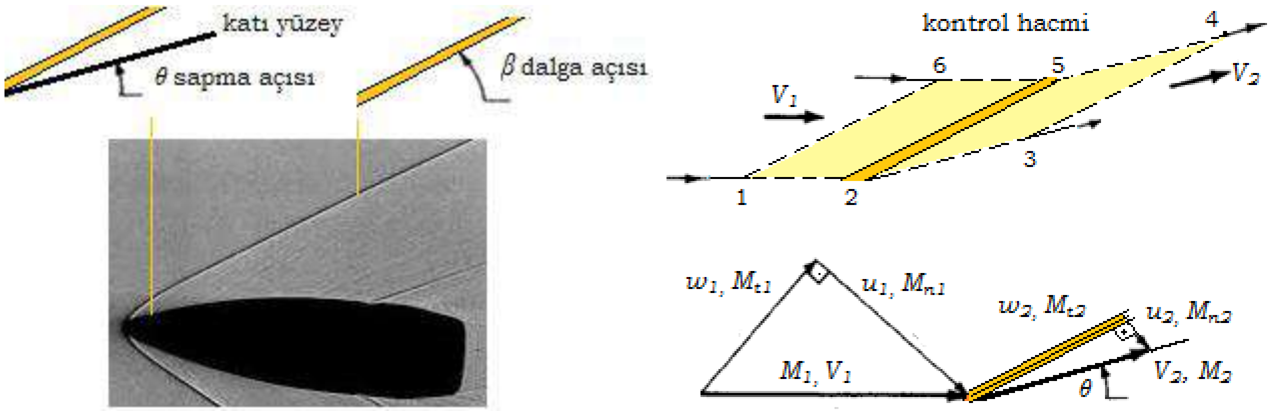
denklemini elde ederiz. Bu denklemi Mach sayısının değerine göre yorumlayabiliriz. Mach sayısının 1 olması durumunda entropi değişiminin sıfır olduğu görülmektedir. Dolayısıyla ses hızında akış sınır değer olup, bu değerin altında entropinin azalması beklenebilir. Ancak termodinamiğin temel esaslarında birisi de entropinin hiçbir zaman azalmayacağı, sabit kalabileceği veya artabileceği şeklindeydi. Dolayısıyla Mach sayısının değerinin 1 veya 1'den büyük olması gerekmektedir. Bu yorumun daha açık ifadesi ise şok dalgalarının ancak sesüstü hızlarda meydana gelebileceğidir.

Şekil 3.31 Hava alığı önünde oluşan normal şok dalgası.

Şekil 3.32 Ses bariyerini geçen uçağın etrafında yoğunluk artışı nedeniyle oluşan su buharı yoğunlaşması.

b. Eğik şok dalgaları

Eğik şok dalgaları özellikle eğimli yüzeylerde görülür. Yüzeydeki her eğim değişimi ilave bir eğik şok dalgasının oluşumuna neden olabilir. Esasen eğik şok dalgaları en genel şok dalgaları olup, normal çok dalgaları eğik şok dalgalarının özel bir hali, daha açık bir ifade ile β dalga açısının 90^0 olduğu şok dalgalarıdır. Şok dalgasının gelen akışkan ile yaptığı açıya ilave olarak akışkanın dalgayı geçmesini müteakip maruz kaldığı sapmayı da θ sapma açısı karakterize eder ve bu sapma katı yüzeye paralel şekilde gerçekleşir.



Şekil 3.33 Eğik şok dalgası ve bazı temel tanımlamalar.

Eğik şok dalgalarına ait temel denklemlerin elde edilmesi amacıyla yukarıdaki gibi akışa paralel nitelikte 1-2-3-4-5-6 noktaları ile çevrili kontrol hacmi tanımlayalım. Dalgaya doğru gelen akışkanın hızını ve Mach sayısını V_1, M_1, dalgayı geçtikten sonra akışkanın hızını ve Mach sayısını ise V_2, M_2 olarak ifade edelim. Gelen akışkanın hız bileşenlerini ise dalgaya dik doğrultuda u_1 ve teğet doğrultuda w_1, dalgayı geçen akışkanın hız bileşenlerini ise benzer şekilde u_2 ve w_2 olarak ifade edelim. İlave olarak gelen ve geçen akışkana ait Mach sayılarının bileşenlerini de sırasıyla M_{n1}, M_{t1} ve M_{n2}, M_{t2} olarak etiketleyelim.

Yukarıdaki tanımlamalar bağlı olarak temel korunum yasalarını seçilen kontrol hacmi dâhilinde sırasıyla uygulayalım. Buna göre kütlenin korunumu denklemini, daimi, viskoz olmayan, adyabatik ve hacimsel kuvvetlerin ihmal edildiği akış kabulleri altında şöyle yazabiliriz;

$$\oiint \rho \mathbf{V}.d\mathbf{S} = 0 \qquad (3.356)$$

bu denklemi 1-6 ve 3-4 yüzeyleri için dikkate aldığımızda,

$$\rho_1 u_1 = \rho_2 u_2 \qquad (3.357)$$

eşitliğini yazabiliriz. Dikkat edilirse hız vektörlerinin yüzeye teğet olan bileşeninin denkleme bir katkısının olmadığı görülecektir. Aynı kontrol hacmi kapsamında momentumun korunumu denklemini de her bir eksen için ayrı ayrı yazabiliriz. Yüzeye teğet doğrultuda daha önce ifade edilen akış özelliklerinin geçerli olduğu momentumun korunumu denklemi ifade edilirse,

$$\oiint (\rho \mathbf{V}.d\mathbf{S}).\mathrm{w} = -\oiint p dS_{\text{teğet}} \tag{3.358}$$

eşitliği elde edilir. Bu eşitliğin sağ tarafını her yüzey için ayrı ayrı değerlendirmek mümkündür. Yüzeyler 1-6 ve 3-4 için bu ifade sıfırdır. Zira d**S** değeri yüzeyin normali doğrultusundadır ve teğet düzlemde bir bileşene sahip değildir. Yüzeyler 1-2 ve 5-6'da ise durum biraz daha farklıdır. Bir önceki yüzeyler için dikkate alınan aynı eksen takımını burada da dikkate alırsak yüzeyin normali doğrultusundaki d**S** yöneyinin teğet düzlemde bileşeni olduğunu görürüz, ancak bu yöneyler 1-2 ve 5-6 yüzeylerinde aynı şiddette fakat zıt yönlerdedir. Aynı değerlendirme 2-3 ve 4-5 yüzeyleri için de geçerlidir. Dolayısıyla birbirlerinin etkisini ortadan kaldırırlar. Bu nedenle eşitliğin sağ tarafının toplamda sıfıra eşit olduğunu söyleyebiliriz. Bu durumda eşitlik,

$$\rho_1 u_1 w_1 = \rho_2 u_2 w_2 \tag{3.359}$$

dolayısıyla

$$w_1 = w_2 \tag{3.360}$$

halini alır. Bu eşitlik bize eğik şok dalgasını geçen akışkanın yüzeye teğet doğrultuda herhangi bir hız değişimine uğramadığını göstermektedir. Aynı momentum denklemini bu sefer normal doğrultuda değerlendirelim,

$$\oiint (\rho \mathbf{V}.d\mathbf{S}).\mathrm{u} = -\oiint p dS_{\text{normal}} \tag{3.361}$$

Bir önceki değerlendirmede olduğu gibi bu eşitliğin de sağ tarafını her yüzey için ayrı ayrı değerlendirmek mümkündür. Yüzeyler 1-6 ve 3-4 için bu ifade bu defa sıfırdan farklıdır. Zira d**S** değeri yüzeyin normali doğrultusundadır ve bu düzlemde belirli bir değere sahiptir. Yüzeyler 1-2 ve 5-6'da ise yüzey yöneyleri aynı şiddette fakat yine zıt yönlerdedir. Bu nedenle birbirlerinin etkisini ortadan kaldırırlar. Dolayısıyla ana denklemi,

$$p_1 + \rho_1 u_1 u_1 = p_2 + \rho_2 u_2 u_2 \tag{3.362}$$

$$p_1 + \rho_1 u_1^2 = p_2 + \rho_2 u_2^2 \tag{3.363}$$

şeklinde yazabiliriz.

İlave olarak enerji denklemini genel haliyle,

$$-\oiint (p d\mathbf{S}).\mathbf{V} = \oiint (\rho \mathbf{V}.d\mathbf{S})\left(e + \frac{\mathbf{V}^2}{2}\right) \tag{3.364}$$

yazıp, aynı kontrol hacmine benzer yüzey değerlendirmeleri çerçevesinde uygularsak,

$$p_1 u_1 - p_2 u_2 = -\rho_1 u_1 \left(e_1 + \frac{{\mathrm{V}_1}^2}{2} \right) + \rho_2 u_2 \left(e_2 + \frac{{\mathrm{V}_2}^2}{2} \right) \tag{3.365}$$

sonucuna ulaşırız. Bu denklemi ortak ifadeleri dikkate alarak yeniden yazabiliriz,

$$-\rho_1 u_1 \left(e_1 + \frac{p_1}{\rho_1} + \frac{{\mathrm{V}_1}^2}{2} \right) + \rho_2 u_2 \left(e_2 + \frac{p_2}{\rho_2} + \frac{{\mathrm{V}_2}^2}{2} \right) = 0 \tag{3.366}$$

ya da entalpinin tanımından hareketle,

$$\rho_1 u_1 \left(h_1 + \frac{{\mathrm{V}_1}^2}{2} \right) = \rho_2 u_2 \left(h_2 + \frac{{\mathrm{V}_2}^2}{2} \right) \tag{3.367}$$

ayrıca kütlenin korunumunu dikkate alırsak,

$$h_1 + \frac{{\mathrm{V}_1}^2}{2} = h_2 + \frac{{\mathrm{V}_2}^2}{2} \tag{3.368}$$

sonucuna varırız. Hız teriminin teğetsel bileşeninin her iki noktada aynı olduğunu hatırlarsak,

$${V_1}^2 = {u_1}^2 + {w_1}^2 \tag{3.369}$$

$${V_2}^2 = {u_2}^2 + {w_2}^2 \tag{3.370}$$

$$w_1 = w_2 \tag{3.371}$$

dolayısıyla,

$$h_1 + \frac{{\mathrm{u}_1}^2}{2} = h_2 + \frac{{\mathrm{u}_2}^2}{2} \tag{3.372}$$

denklemini elde ederiz. Biraz uzunca uğraştan sonra elde ettiğimiz korunum denklemlerinin son hallerine baktığımızda elde edilen bu denklemlerin normal şok dalgası kapsamında elde ettiğimizden farklı olmadıklarını görürüz. Aradaki tek farkın ise dikkate alınan doğrultu olduğunu söyleyebiliriz. Dolayısıyla normal şok dalgası için dikkate aldığımız denklemleri burada da kullanabiliriz. Ancak M_1 değeri yerine M_{n1} değerinin dikkate alınması gerektiğini ekleyelim. Dolayısıyla,

$$M_{n1} = M_1 sin\beta \tag{3.373}$$

$$M_{n2}^2 = \frac{1 + \frac{(\gamma - 1)}{2} M_{n1}^2}{\gamma M_{n1}^2 - \frac{(\gamma - 1)}{2}} \tag{3.374}$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{u_1}{u_2} = \frac{(\gamma + 1)M_{n1}^2}{2 + (\gamma - 1)M_{n1}^2} \tag{3.375}$$

$$\frac{p_2}{p_1} = 1 + \frac{2\gamma}{(\gamma + 1)}(M_{n1}^2 - 1) \tag{3.376}$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left[1 + \frac{2\gamma}{(\gamma + 1)}(M_{n1}^2 - 1)\right]\left[\frac{2 + (\gamma - 1)M_{n1}^2}{(\gamma + 1)M_{n1}^2}\right] \tag{3.377}$$

denklemleri kolayca yazılabilir. Normal doğrultudaki Mach sayısı değerinden akış yönündeki Mach sayısına geçiş ise geometri kullanılarak,

$$M_2 = \frac{M_{n2}}{\sin(\beta - \theta)} \tag{3.378}$$

denklemi ile sağlanabilir. Denklemdeki θ sapma açısını ise yine geometrik ilişkilerden hareketle elde edebiliriz. Yandaki şekilden hareketle,

$$tan\beta = \frac{u_1}{w_1} \tag{3.379}$$

yazılabilir. Benzer şekilde dalga sonrasında da,

$$\tan(\beta - \theta) = \frac{u_2}{w_2} \tag{3.380}$$

denklemi elde edilebilir. Bu iki denklemi taraf tarafa böldüğümüzde,

$$\frac{\tan(\beta - \theta)}{tan\beta} = \frac{\frac{u_2}{w_2}}{\frac{u_1}{w_1}} = \frac{u_2}{u_1} = \frac{\rho_1}{\rho_2} \tag{3.381}$$

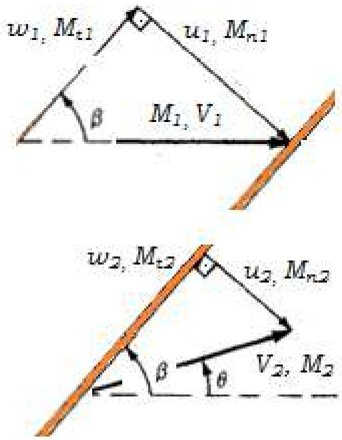
sonucuna varılır. Bu eşitlikte sağ tarafa daha önce elde ettiğimiz yoğunluklar oranı ifadesi yerleştirilirse,

$$\frac{\tan(\beta - \theta)}{tan\beta} = \frac{2 + (\gamma - 1)M_1^2 sin^2\beta}{(\gamma + 1)M_1^2 sin^2\beta} \tag{3.382}$$

denklemi bulunur. Bu denklemden sapma açısını çekmek mümkündür. Zira uygun trigonometrik bağıntıların dikkate alınması ve bazı düzenlemelerin yapılması neticesinde,

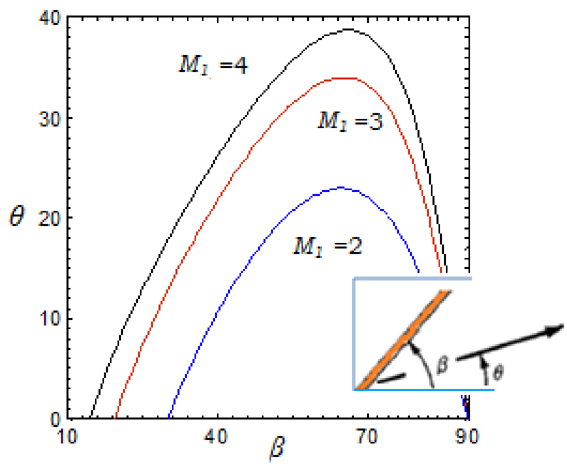
$$\tan(\theta) = 2cot\beta \frac{M_1^2 sin^2\beta - 1}{M_1^2(\gamma + cos2\beta) + 2} \tag{3.383}$$

bağıntısına ulaşılır.



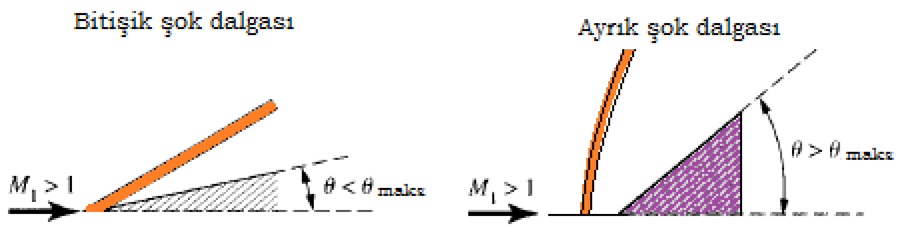
Şekil 3.34 Eğik şok dalgası öncesi ve sonrasında hız bileşenleri ve açılar.

Elde edilen bu denklem üzerinden bazı yorumlar yapmak mümkündür. Örneğin belli bir Mach sayısı için değişen şok dalgası açısına göre sapma açı değerleri söz konusu olacaktır. Örneğin M_1 değeri olarak 2, 3 ve 4 değerlerini ve β dalga açısı olarak da 0-90^0 bandını dikkate alalım. Bu durumda θ sapma açısının değişimi aşağıdaki gibidir. Görüldüğü üzere her Mach sayısı için şok dalgasının belli bir θ_{maks} azami sapma açısı söz konusudur.



Şekil 3.35 Dalga ve sapma açıları arasındaki ilişki.

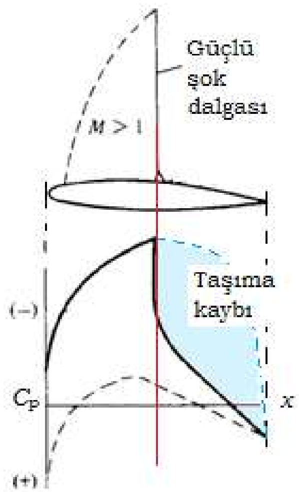
Eğer fiziksel olarak $\theta > \theta_{maks}$ durumu varsa bu takdirde bir eğik şok çözümünden ziyade normal şok dalgası vardır denebilir, zira gerçek şartlarda eğik şok dalgasının yüzeyden ayrılması veya daha öne doğru kayması söz konusu olur. Aşağıdaki çizimlerde öne doğru kaymış ve/veya yüzeyden ayrılmış şok dalgası görülmektedir.



Şekil 3.36 Yüzeye bitişik veya yüzeyden ayrık eğik şok dalgaları.

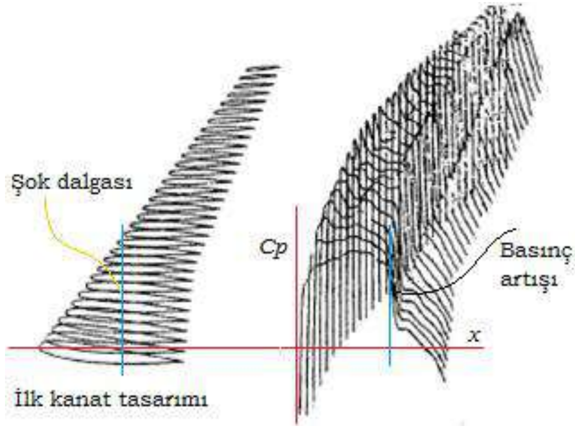
3.2.7 Şok dalgalarının etkisi

Gerek normal ve gerekse de eğik şok dalgaları için elde edilen denklemlerin dikkate alınması neticesinde görülecektir ki şok dalgasını geçen akışkanın basıncı ve yoğunluğu artmakta, hızı ise düşmekte, yani akışkan yavaşlamaktadır. Böyle bir değişimin özellikle kanat profili üzerinde dramatik etkileri söz konusudur. Kanat profilinin üst yüzeyinde meydana gelecek bir şok dalgası üst yüzeyde akışın yavaşlamasına, basıncın artmasına neden olur. Böyle bir oluşum ise kanadın taşıma kaybına uğramasına sebebiyet verir.



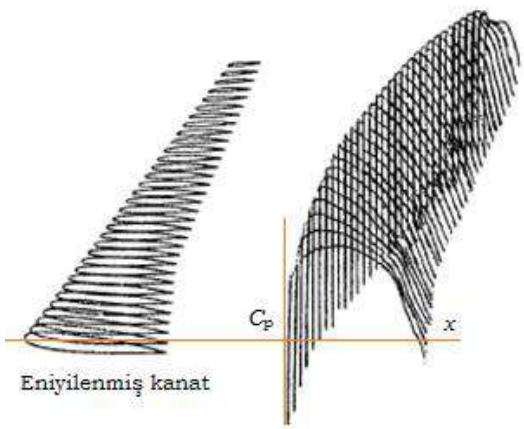
Şekil 3.37 Şok dalgasının basınç katsayısına etkisi.

Yukarıdaki çizimlerde profil üzerinde oluşan şok dalgası ve bu dalganın basınç katsayısı dağılımına etkisi görülmektedir. Buna göre şok dalgası üst yüzeyde basıncın artmasına, dolayısıyla alt yüzey ile üst yüzey arasındaki basınç farkının düşmesine neden olmakta, bu durum ise taşıma kuvveti kaybına sebebiyet vermektedir.



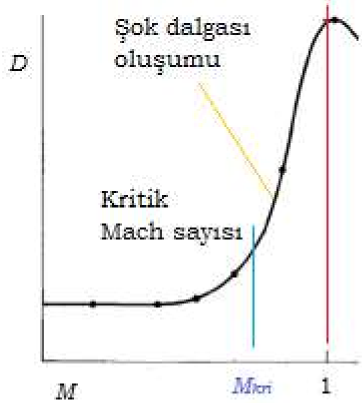
Şekil 3.38 İlk haliyle kanat ve mevcut şok dalgasının kanat açıklığı boyunca hesaplanan basınç katsayısı dağılımına etkisi.

İki boyutlu kanat profilinde görülen bu durumun üç boyutlu kanattaki durumu da çok farklı değildir. Bu sefer basınç artışı ve üst-alt yüzey arası basınç farkı kanat açıklığı boyunca gerçekleşir ve ciddi taşıma kuvveti kaybına neden olur. Bu nedenle şok dalgası oluşumu mümkün mertebe ortadan kaldırılmaya, kaldırmak mümkün olmazsa güçlü şok yerine profilin arkasına doğru zayıf şok oluşturulmaya çalışılır. Bu çalışma ise eniyileme teknikleri kullanılarak profilin geometrisinin değiştirilmesi yoluyla yapılır.



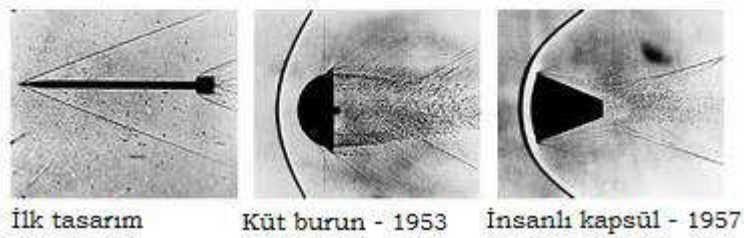
Şekil 3.39 Eniyileme teknikleri sonrasında elde edilen basınç katsayısı dağılımı.

Şok dalgasının taşıma kuvvetine etkisi yanında diğer bir olumsuz etkisi de *D* sürükleme kuvveti artışında görülür. Öyle ki bu artış cari sürükleme kuvvetinin birkaç katı olabilir ve ciddiye alınması gereken bir olgudur. Mach sayısı ile sürükleme kuvveti arasındaki örnek bir ilişki yandaki şekilde görülmektedir.



Şekil 3.40 Şok dalgasının sürüklemeye etkisi.

Şimdiye kadar şok dalgasının taşıma kuvvetini düşürdüğünü, sürükleme kuvvetini ise artırdığını belirtip ve bu iki durumun da hava araçları açısından olumsuz neticeler olduğunu ifade ettik. Bununla beraber bazı durum ve şartlarda şok dalgasının oluşumu kasten istenebilir. Genellikle böyle bir istem hızla hareket eden hava akımının yavaşlatılması gereği söz konusu olduğunda geçerlidir. Örneğin atmosfere hızla giren uzay aracının aşırı hızı çok yüksek sıcaklıkların oluşmasına neden olmakta, yüksek sıcaklıklar ise hava aracının yüzeyinin eriyip yanması ile neticelenmektedir. Yüksek hızlardaki akışkanın hava aracı yüzeyine daha düşük hızlarda temas etmesini sağlayacak yöntemlerden ilki ön bölgede çok güçlü şok dalgası oluşumunu sağlamaktır. Bu sayede ses üstü hızlardaki hava akımı şok dalgası sonrasında yavaşlamakta ve dolayısıyla yüzey üzerinde sıcaklık artışı belli oranda düşürülmektedir. Aşağıdaki çizimde zaman içerisinde uzay aracı tasarım değişiklikleri görülmektedir.



Şekil 3.41 "Mercury" projesi kapsamında tasarımın gelişimi.

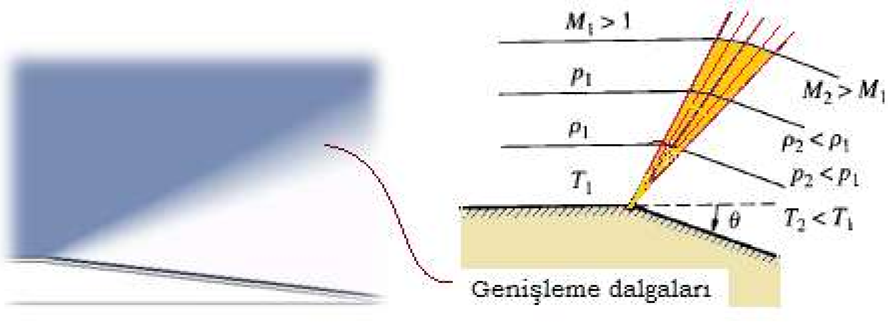
Akışkan hızlarının düşürülmesi ihtiyacının görüldüğü diğer bir yer ise ses üstü hızlardaki motor hava alıklarıdır. Daha sonra üzerinde daha detaylı duracağımız gaz türbinli motor hava alıklarının ana gayesi düşük hızlı yüksek basınca sahip hava akımını motor iç bölgesine göndermektir. Hava alığına giren akışkanın hızının azaltılması ve basıncının artırılması için akla gelen ilk yöntemlerden birisi giriş bölgesinde güçlü veya kademeli ama zayıf şok dalgalarını kullanmaktır.

Şekil 3.42 Sesüstü hızlarda hava alığı önündeki şok dalgası oluşumu.

3.2.8 Genişleme dalgaları

Eğik şok dalgaları katı yüzeyin akışın üzerine doğru eğrilmesi sonucu ortaya çıkar ve akışkanı bir manada sıkıştırır. Katı yüzeyin saatin dönüş yönünün tersine değil de saat yönünde eğrilmesi halinde ise akışkan paketleri sıkışmaktan ziyade genişlerler. Bu durumda eğrilmenin başladığı yerde oluşan dalgalara genişleme dalgaları adı verilir ve genişleme dalgalarının doğası eğik şok dalgalarının tam tersidir.

Genişleme dalgaları Prandtl-Meyer dalgaları olarak da bilinir. Eğik şok dalgasını geçen akışkan yavaşlarken genişleme dalgasını geçen akışkan hızlanır, buna mukabil basıncı ve yoğunluğu ise düşer. Genişleme dalgaları tek kademeden ziyade birkaç kademeden oluşur ve her kademede akışkanın özellikleri mertebeli olarak değişir. Nihayetinde akışkan katı yüzeye paralel olarak akmaya devam eder. Aşağıdaki şekilde genişleme dalgalarının gösterimi verilmiştir. Genişleme dalgaları ile ilgili bağıntı detaylarına burada girilmeyecek olup, ayrıntılı bilgi için referanslara bakılabilir.



Şekil 3.43 Katı yüzeyin akışkanı rahatlattığı genişleme dalgaları oluşumu.

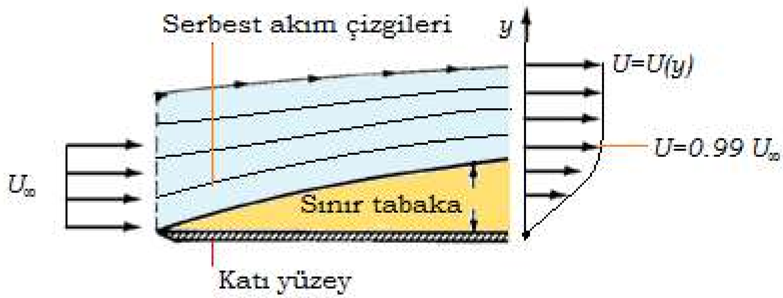
3.3 Sıkıştırılamaz – sürtünmeli akış

Sıkıştırılamaz ve aynı zamanda sürtünmeli akış bahsinde düşük hızlara sahip akımların temel özellikleri üzerinde duracağız. Bu kapsamda öncelikle viskozitenin sebep olduğu sınır tabakayı, sınır tabakanın öncelikli etmen olarak etkin olduğu sınır tabaka ayrılmasını, yine sınır tabakanın diğer bir yansıması olan iz bölgesi akışını, akışın genelini çözmede kullandığımız ve temelde momentumun korunumu ilkesinden hareketle elde edilen Navier-Stokes denklemlerini göreceğiz. İlave olarak sınır tabaka dâhilindeki bazı kavram ve parametrelere kısaca göz atıp yine temel korunum ilkelerinin bazı uygulamalarını yapacağız. Başlıktan da anlaşılacağı üzere bu yaklaşımların hepsinde sıkıştırılabilirliği göz ardı edeceğiz. Dolayısıyla hızı 0,3 Mach ve aşağısı değerlerde olan akışlar için kullanılabilecek temel denklemleri görme şansımız olacak.

3.3.1 Sınır tabaka

Sürtünmeli akış viskoz akış olup, ister düşük ve isterse de yüksek hızda olsun viskozite farklı seviyelerde de olsa etkisini gösterir. Daha önce viskozite bahsinde akışkanın viskozite özelliğinden dolayı meydana gelen kayma gerilmeleri ve bu kayma gerilmeleri ile hız değişimleri arasındaki ilişki ifade edilmişti. Özellikle katı cidarla akışkanın teması söz konusu olduğunda katı yüzey üzerinde akışkanın neredeyse durduğu, sıfır kayma durumunun kabul edildiği, yüzeyden uzaklaştıkça da akışkanın hızlandığı ve serbest akım hızına ulaşıncaya kadar bu değişimin devam ettiği belirtilmişti. Daha açık bir ifade ile tekrar edersek, akışkanın hızının sıfır olduğu yüzeyden itibaren başlayan ve yüzeye dik olarak yüzeyin normali doğrultusunda ilerlendiğinde akışkan hızının serbest akım hızının %99'una ulaşıldığı noktaya kadar olan tabakaya sınır tabaka adı verilir. Sınır tabaka tarif edilirken genellikle düz plaka üzerindeki akış dikkate alınır. Akış alanına yatay olarak yerleştirilen düz plakanın viskoz olmayan akışkan kabulü dâhilinde etrafında meydana gelecek akım çizgileri aşağıdaki gibidir.

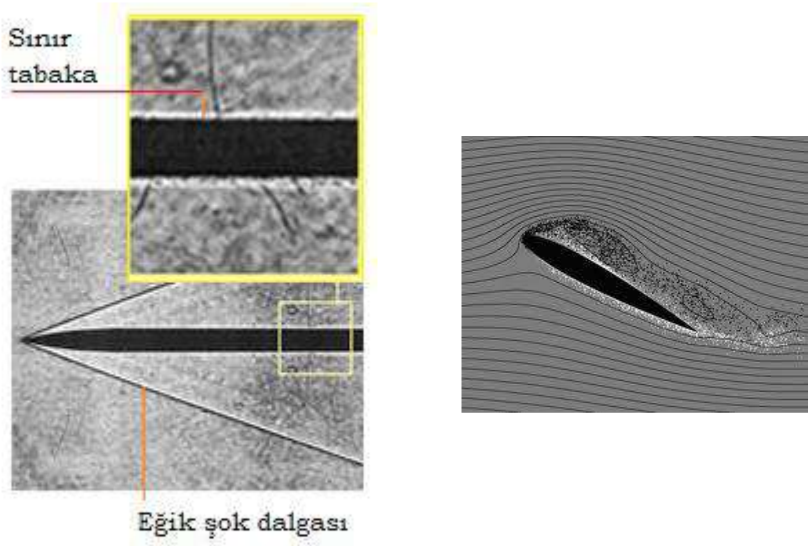
Şekil 3.44 Sürtünmesiz ortamda düz plaka ve akım çizgileri.



Şekil 3.45 Viskoz akışkan ortamında düz plaka ve akım çizgileri.

Yukarıdaki Şekil 3.44'den de görüleceği üzere potansiyel akım içerisinde plaka üzerinden geçen akım çizgileri ve dolayısıyla akım çizgilerinin temsil ettiği akışkan paketleri cismin varlığından etkilenmemekte, yüzeye paralel olarak ve aynı serbest akım hız profili ile ilerlemekte, hatta cismin yüzeyi de bir akım çizgisi olarak davranmaktadır. Ancak akışkan ortamının viskoz olması durumunda akış özellikleri tamamen değişir. Akış alanına yine yatay olarak yerleştirilen düz plakanın viskoz akışkan kabulü dâhilinde etrafında meydana gelecek akım çizgileri ise müteakip Şekil 3.45'te görülmektedir. Serbest akımın düz plaka ile temasından itibaren sınır tabaka oluşur ve akım plaka üzerinde yatay doğrultuda ilerledikçe sınır tabakanın kalınlığı artar. Diğer taraftan plaka üzerinde dikey doğrultuda ilerledikçe de akışkan hız profili parabolik bir özellik gösterir. Sınır tabaka içerisinde hız $U=U(x,y)$ şeklinde değişir, yani hem yatay ve hem de dikey doğrultuda değişim içerir.

Düz plaka üzerinde görülen akış deseni kanat profili üzerinde de geçerlidir. Sınır tabaka kanadın akışkanla ilk temasını sağladığı hücum kenarından başlayıp geriye doğru büyüyerek devam eder. Başlangıçta sınır tabaka yüzeye paralel ve düzgün bir akış karakteri taşır, ancak yüzey boyunca ilerlendikçe geçiş bölgesini müteakip akım burgaçlı veya diğer bir ifade ile türbülanslı akışa, dolayısıyla sınır tabaka da burgaçlı sınır tabakaya dönüşür.

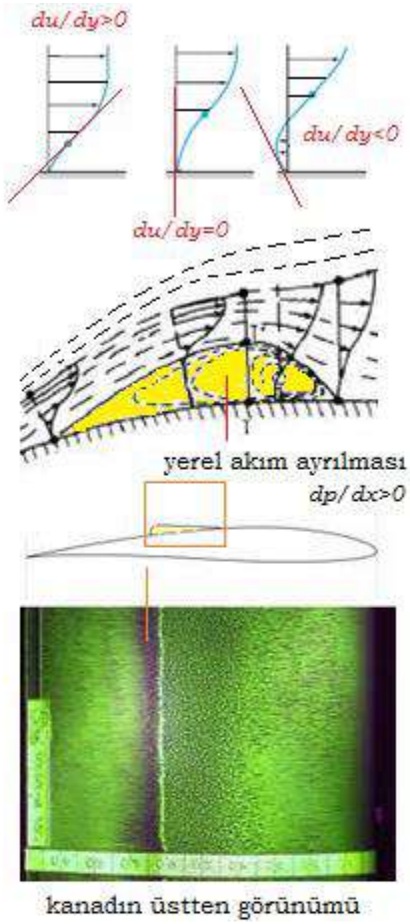


Şekil 3.46 Sesüstü hızda ilerleyen bir hava aracının ve kanat profilinin yüzeyindeki sınır tabaka gelişimi.

Sınır tabakanın önemi öncelikle akışkanı yavaşlatmasından kaynaklanır. Etki-tepki ilkesi gereği akışkan da üzerinde etki ettiği yüzeyi yavaşlatmaya çalışır. Dolayısıyla akışkan ortamında hareket eden cisim sürüklenmeye maruz kalır. Sınır tabakanın diğer bir yansıması ise akım ayrılmasıdır.

3.3.2 Akım ayrılması

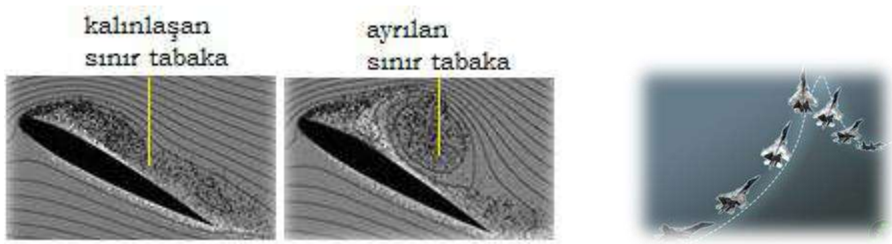
Akışkan cismin yüzeyinde ilerlerken karşılaştığı dirençten dolayı gittikçe yavaşlar ve bu yavaşlama yüzeyde ilerledikçe artar. Yüzeyde yığılan akışkan paketleri öyle bir hal alır ki cismin ön bölgesinde bulunan akışkan paketlerinin miktarı ilerdeki bir konuma göre daha az hale gelir. Yığılan akışkan paketleri yüksek basınç alanı oluşturur ve belli bir yerden sonra arka konumdaki basınç değeri ön bölgedeki basınçtan daha büyük bir değer alır. Böyle bir durumda tıpkı rüzgârın esmesi gibi yüksek basınçtan alçak basınca doğru, ya da diğer bir ifade ile arkadan öne doğru bir akışkan hareketi başlar. Bu olay yüzeye bitişik haldeki akımın yüzeyden ayrılarak geri dönmesi ile sonuçlanır. Bahse konu durum akım ayrılması olarak adlandırılır. İfade edildiği üzere akım ayrılmasının temel nedeni $\partial p/\partial s$ basınç gradyanının pozitif olması, dolayısıyla $\partial u/\partial y$ hız gradyanın negatif olmasıdır.



Şekil 3.47 Kanat profili üzerinde yerel sınır tabaka ayrılması.

Akım ayrılmasının yerel olarak ortaya çıkması ve yine bu halde kalması sonucu oluşan akıma kabarcık (bubble) adı verilir. Kabarcığın yerel olarak kalması profil üzerindeki akımın özelliklerini değiştirse de bu değişim kendisi gibi yerel kalır ve bu durum akış ve kanat üzerinde ciddi sorunlara yol açmaz. Ancak kabarcığın etki alanını genişletmesi ya da daha açık bir ifade ile kanat profili üzerinde yayılması halinde akışın özellikleri tamamen değişerek üst yüzeyde toptan ayrılma olayı meydana gelir. Toptanayrılma (stall) ciddi bir sorun olup, kanadın havada tutunamamasına ve dolayısıyla düşmesine neden olur.

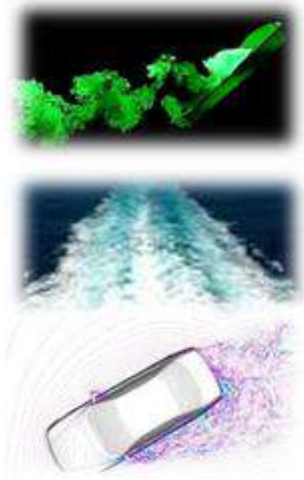
Toptanayrılma esnasında temel etmen akışın hızıdır. Havada ilerleyen bir uçakta ise akışın hızı göreceli olarak uçağın hızı ile eşdeğerdir. Dolayısıyla uçağın hızının belli değerin altına düşmesi halinde ters akımı engelleyecek miktarda bir hava akışının olmaması nedeniyle toptanayrılma vuku bulur. Toptanayrılmaya neden olan azami hız değeri toptanayrılma hızı (V_{stall}) olarak tanımlanır. Hızın düşmesi genellikle uçağın burnunun kaldırıldığı tırmanış veya iniş safhalarında söz konusudur. Örneğin kalkış esnasında yeteri kadar hızlanmadan erken zamanda burnun çekilmesi ani olarak hızın düşmesine ve dolayısıyla toptan ayrılmaya neden olabilir. Ya da keskin dönüşler esnasında hızın düştüğü ve aynı zamanda burnun çekildiği uçuş rejimi de toptanayrılmaya müsait ortam sağlar. Toptanayrılmanın gerçekleşmesi halinde belirtildiği üzere kanat havada tutunamaz ve irtifa kaybeder, daha açık bir ifade ile düşmeye başlar. Böyle bir durumda yapılacak işlem uçağın hızının arttırılması ve hücum açısının düşürülmesidir. Hızın artması için gaz açılması, hücum açısının düşürülmesi için de uçağın burnunun ezilmesi yeterlidir. Belirtilen işlemlerin yapılması halinde kanat toptanayrılmadan kurtulur ve profil üst yüzeyindeki sınır tabaka tekrar üst yüzeye paralel olarak devam eder. Bu işlemler esnasında görülen en önemli netice irtifa kaybıdır. İrtifa kaybı uçağın yüksek irtifada olması halinde bir sorun teşkil etmez. Ancak iniş veya kalkış gibi yere yakın uçuş şartlarında toptanayrılmanın gerçekleşmesi telafisi zor sorunlara yol açar. Zira irtifa kaybı uçağın yere çarpması veya çakılması ile neticelenebilir.



Şekil 3.48 Akım ayrılmasının profil geneline yayılması ve toptanayrılma.

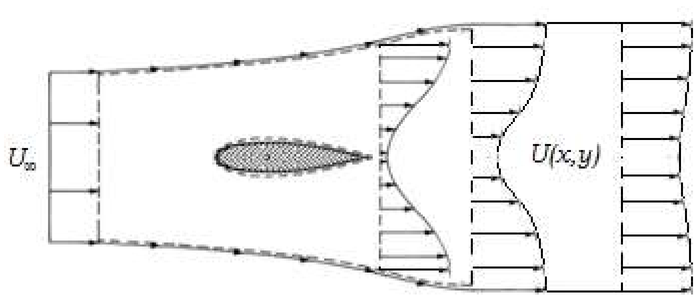
3.3.3 İz bölgesi akışı

Hava akımının cisimle hücum kenarında karşılaşmasından itibaren başlayan sınır tabaka ifade edildiği üzere firar kenarına doğru gidildikçe kalınlaşır ve etkisini daha da arttırır. Firar kenarına gelindiğinde ise katı cidar sonlanır, ancak aynı durum sınır tabaka için geçerli değildir. Sınır tabaka ve içerisinde barındırdığı akışkan özellikleri cismin arka kısmında değişerek de olsa bir süre daha devam eder. Sınır tabakanın etkisinin belli bir mesafe kadar daha devam ettiği bu bölgeye iz bölgesi adı verilir. Sınır tabaka içerisinde yavaşlayan akışkan parçacıkları katı cidarın bitmesi ile beraber ilerleyen mesafelerde bu sefer de serbest akımın etkisiyle hızlanmaya başlarlar ve belli bir mesafe sonunda serbest akım hızı ile aynı hıza sahip olurlar. İlginç bir şekilde bu hızlanmanın sebebinin de yine viskozite olduğunu söyleyebiliriz. Ancak bu sefer viskozite akışkanı yavaşlatmaktan ziyade hızlandırmak için devrededir. Zira serbest akımın sahip olduğu momentum bu sayede yavaşlamış akışkan paketlerine iletilir ve bu paketler hızlanmaya başlar. İz bölgesinin etki alanının bilinmesi önem arz eder, zira bu bölge içerisinde kalan başka yüzeyler doğrudan doğruya bozuntulu ve yavaşlamış akışkan parçacıkları ile etkileşirler ve bu da cismin aerodinamik özelliklerini doğrudan etkiler.



Şekil 3.49 Farklı araçlar arkasında oluşan (hava, deniz ve kara üzerinde) iz bölgeleri.

İz bölgesinin incelenmesi pratikte bazı faydalar sağlar. Daha sonra aerodinamik kuvvet ve momentler bahsinde de üzerinde duracağımız sürükleme kuvvetlerinin hesabında iz bölgesinin hız profilinin bilinmesi büyük kolaylık sağlar. Zira hız profilini kullanarak oluşan momentum kaybını ve buradan da kuvvet etkileşimlerini hesaplamak mümkündür. Aşağıdaki şekilde profil arka kısmına ait iz bölgesi hız profili örneği görülmektedir.



Şekil 3.50 Profile ait iz bölgesi ve farklı mesafelerdeki dikey eksende hız değişimi.

3.3.4 Sınır tabakayı etkileyen faktörler

Sınır tabakayı etkileyen değişik faktörler söz konusudur. Bu faktörler arasında belki de en önemlisi Reynolds sayısı olarak adlandırılan parametredir. Reynolds sayısı boyutsuz bir parametre olup, temelde atalet kuvvetleri ile viskoz kuvvetlerin oranı şeklinde tanımlanır. Aşağıda Reynolds sayısının tanımı verilmektedir.

Özellik	Denklem	Boyut
Re	$\frac{Ud}{\nu}$	1

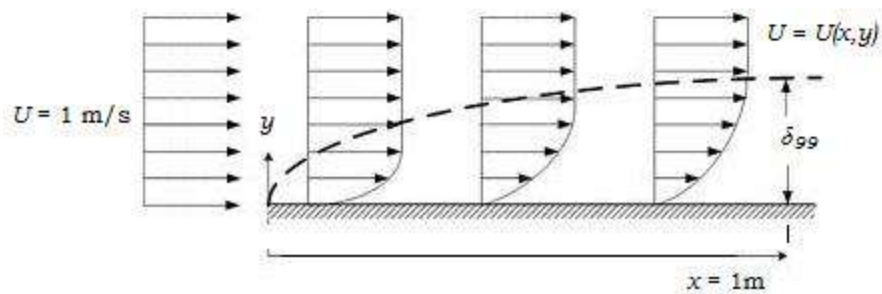
Burada U akış hızını, d akış içerisindeki cisme ait karakteristik uzunluğu ve ν ise kinematik viskozite değerini ifade etmektedir. Reynolds sayısının boyutsuz olması nedeniyle akış özellikleri farklı da olsa aynı Reynolds sayısına sahip akışlar temelde benzer özellikler gösterir. Bu sayının büyük olması atalet kuvvetlerinin viskoz kuvvetlere göre daha baskın olduğunu, aynı sayının küçük olması ise viskoz kuvvetlerin atalet kuvvetlerine göre daha baskın olduğunu gösterir. Özellikle mikro akış gibi küçük ölçekli akışlarda viskoz kuvvetler oldukça baskın hale gelir ve akış özellikleri neredeyse tamamen viskozite özelliğine göre şekillenir. Reynolds sayısı ile sınır tabaka kalınlığı arasında doğrudan bir ilişki söz konusudur. Örneğin düz plaka üzerindeki akış için bu ilişki,

$$\delta_{99} = 4{,}9\sqrt{\frac{\nu x}{U}} \tag{3.384}$$

veya

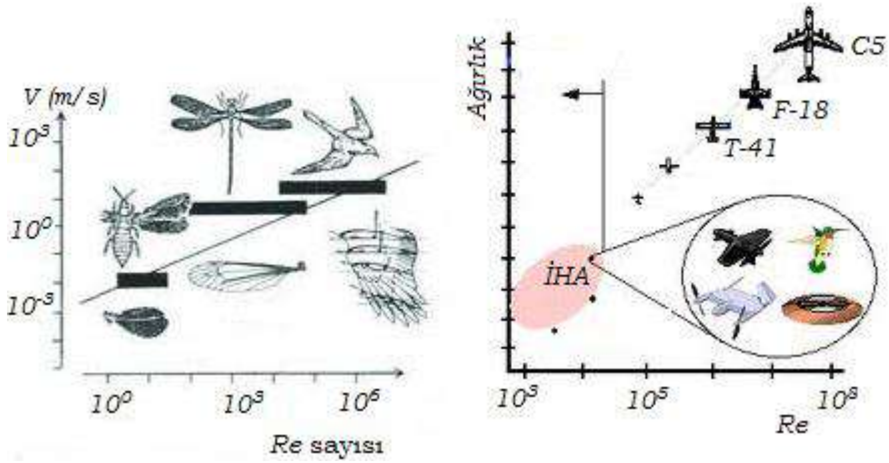
$$\delta_{99} = \frac{4{,}9x}{\sqrt{Re_x}}, \qquad Re_x = \frac{Ux}{\nu} \tag{3.385}$$

şeklindeki bağıntı ile tanımlanır. Burada x değeri genellikle düz plakanın hücum kenarından ya da diğer bir ifade ile başlangıcından itibaren bulunulan konuma kadar olan mesafeyi ifade etmektedir. Buna göre U akım hızı 1 m/s, hücum kenarından itibaren bulunulan konumun uzaklığını ifade eden x değeri 1 m ve Re_x sayısı $6x10^6$ olan bir düz plaka üzeri akışta sınır tabaka kalınlığı o konumda yaklaşık 2 cm olarak hesaplanabilir.



Şekil 3.51 Düz plaka üzerindeki sınır tabaka kalınlığı.

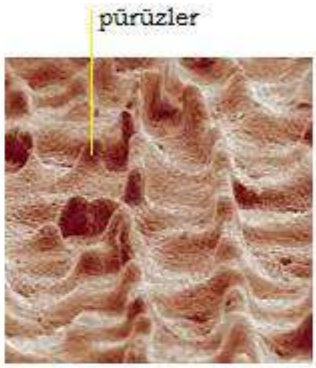
Re sayısının artması halinde sınır tabaka kalınlığı incelecektir. Dolayısıyla yüksek *Re* sayılarında daha ince bir sınır tabakanın varlığından söz edebiliriz. Öte yandan *Re* sayısı sayesinde akışın genel karakteri hakkında da bir fikir sahibi olabiliriz. Aşağıdaki şekilde *Re* sayısı seviyeleri ve bu değerlere karşılık gelen hava aracı/uçan cisimleri görmekteyiz.

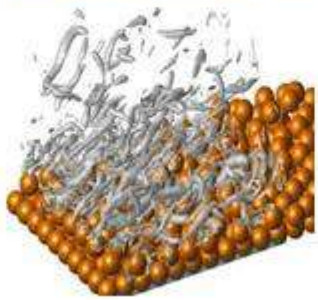


Şekil 3.52 Farklı mertebelerdeki *Re* sayısı ve karşılık gelen uçan cisimler.

Verilen şekilden de anlaşılacağı üzere *Re* sayısının mertebesi böceklerde 10^3 seviyelerinde, mikro insansız hava araçları (İHA) ve büyük kuşlarda 10^5 civarında, hafif eğitim uçaklarında 10^6 değerlerinde, yolcu uçaklarında ise 10^8 mertebelerindedir. İlave olarak *Re* sayısının artması ile burgaçlı akışa geçişin de kolaylaştığını, hatta burgaçlı akış için yüksek *Re* sayısının gerekli olduğunu söyleyebiliriz. Bununla beraber *Re* sayısının düşük olduğu özellikle mikro seviyedeki akışlarda burgaçlı akışı görmek mümkündür.

Sınır tabakayı etkileyen diğer bir etmen ise yüzey pürüzlülüğüdür. Yüzey pürüzlülüğünün artması sınır tabakanın kalınlaşmasına neden olur. Her ne kadar yukarıda verilen denklemde yüzey pürüzlülüğü dikkate alınmamış olsa da reel modellemelerde pürüzlülük de önemli bir faktördür. Gerçek katı cidarlara yakın planda bakıldığında yüzeyin girintili çıkıntılı olduğu görülür. Girinti ve çıkıntının gerek derinlik ve gerekse de sıklık olarak artması pürüzlülüğün artmasına, dolayısıyla ilerlemeye çalışan akışkan paketlerinin bu engellere takılmasına neden olur. Böyle bir engelleme ise akışkanı yavaşlatarak, sınır tabakanın daha da kalınlaşmasına neden olur. Yüzey pürüzlülüğü sürükleme kuvvetinin önemli bir parçası olup, sürtünme kaynaklı sürükleme olarak adlandırılır. Pürüzlülüğün azaltılması için değişik yüzey işleme işlemleri yapılabilir. En yaygın olanı boyama işlemleridir.



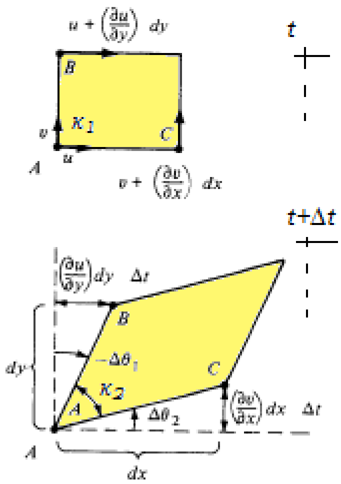


Şekil 3.53 Mikro boyutlu yüzeyde pürüzlülük ve modellenmesi.

Sınır tabakayı etkileyen üçüncü etmen ise serbest akımın durumudur. İçinde uçulan akışın genel özellikleri sınır tabakanın gerek oluşumunu ve gerekse de laminer veya burgaçlı sınır tabaka oluşumunu doğrudan etkileyen bir faktördür. Özellikle burgaçlılık seviyesi yüksek akış ortamlarında laminer sınır tabakanın burgaçlı sınır tabaka haline gelmesi çok daha kısa bir mesafe ve sürede gerçekleşir. İlave olarak basınç gradyanını da önemli bir etmen olarak görebiliriz. Daha önce üzerinde durduğumuz bu husus basınç gradyanının pozitif olması halinde sınır tabaka içerisindeki akımın yüzeyden ayrılacağı şeklindeydi. Basınç gradyanının negatif olması ise istenen bir husus olup, akış alanında bir sonraki konuma ait basıncın bir önceki konuma göre daha düşük bir basınç değerine sahip olduğu manasına gelmektedir. Bu sayede akış yüzeye bitişik şekilde ileriye doğru akmaya devam eder.

3.3.5 Navier-Stokes denklemleri

Daha önce akış alanının modellenmesi kapsamında potansiyel akış yaklaşımını görmüş ve belli bir detayla modelleme üzerinde durmuştuk. Potansiyel akış yaklaşımı viskozitenin söz konusu olduğu reel akış şartlarında geçerliliğini yitirir. Viskozitenin kendini hissettirdiği en önemli bölge ise sınır tabakadır. Dolayısıyla sınır tabaka dâhilinde potansiyel akış yaklaşımını kullanmak mümkün değildir. Hal böyle olunca akışın modellenmesi için başka bir yaklaşım kullanma zorunluluğu doğar. Sınır tabaka içerisindeki akışın modellenmesi için kullanacağımız denklemler esasen yine korunum denklemleridir.



Şekil 3.54 Akışkan paketinde şekil değişikliği.

Hatırlanacağı üzere momentumun korunumu ilkesi gereği elde edilen integral formdaki denklem,

$$\oiiint \rho \mathbf{f} dV - \oiiint \nabla p dV + \mathbf{F}_{viskoz} = \oiint (\rho \mathbf{V}.d\mathbf{S})\mathbf{V} + \oiiint \frac{\partial(\rho \mathbf{V})}{\partial t} dV \qquad (3.386)$$

şeklindeydi. Bu denklemin x ekseni üzerindeki diferansiyel formu ise,

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \nabla.(\rho u \mathbf{V}) + \frac{\partial p}{\partial x} - \rho f_x - (F_x)_{viskoz} = 0 \qquad (3.387)$$

biçimindeydi. Burada yüzeysel kuvvetlerden biri olan viskoz kuvvetler detaylandırılmamış, sadece $\mathbf{F}_{viskoz}$ olarak bırakılmıştı. Şimdi bu terimi detaylandırarak sınır tabaka için de geçerli olan denklemleri elde edebiliriz. Bu maksatla önce standart bir akışkan paketini dikkate alalım ve bu pakette viskoz kuvvetler nedeniyle meydana gelen şekil değişimlerini hatırlayalım. Daha önce akışkan paketinde dönü kavramı üzerinde durmuş ve şekil değişikliklerini temelde kenarlarda meydana gelen açı değişiklikleri ile özdeşleştirmiştik. Buna göre yukarıdaki şekil kapsamında, herhangi bir t anında AB ve AC kenarları arasındaki açının κ_1 olduğunu, $t+\Delta t$ anında ise κ_2 olduğunu düşünelim. Geçen Δt diferansiyel süresi içerisinde akışkan paketinde meydana gelen net şekil değişikliğini $-\Delta\kappa$ olarak tanımlayabiliriz. Burada şekil değişikliğini azalan açı değişimi olarak kabul ediyoruz. Dolayısıyla zaman içerisindeki şekil değişimi hızını,

$$\varepsilon_{xy} = -\frac{\Delta\kappa}{\Delta t} \qquad (3.388)$$

olarak ifade edebiliriz. Değişimin diferansiyel manada gerçekleştiğini düşünerek kenarlardaki açısal değişimleri dikkate alırsak,

$$\varepsilon_{xy} = \frac{d\theta_2}{dt} - \frac{d\theta_1}{dt} \tag{3.389}$$

eşitliğini elde ederiz. Yine dönü bahsinde daha önce kenarlara ait açısal değişimleri,

$$\frac{d\theta_1}{dt} = -\frac{\partial u}{\partial y}, \qquad \frac{d\theta_2}{dt} = \frac{\partial v}{\partial x} \tag{3.390}$$

olarak elde etmiştik. Bu bağıntıları şekil değişim hızında dikkate alırsak,

$$\varepsilon_{xy} = \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \tag{3.391}$$

sonucuna varırız. Aynı yaklaşımı diğer eksenler için de değerlendirirsek,

$$\varepsilon_{yz} = \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \tag{3.392}$$

$$\varepsilon_{zx} = \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \tag{3.393}$$

bağıntılarına ulaşırız. Şekil değişimi ile kayma gerilmeleri arasında da bir ilişki söz konusu olup, daha önce bu ilişkiyi viskozite katsayısı ile sağlamıştık. Dolayısıyla τ_{xy} kayma gerilmesini ve ilave olarak diğer düzlemlerdeki kayma gerilmelerini,

$$\tau_{xy} = \mu\varepsilon_{xy} \tag{3.394}$$

$$\tau_{yz} = \mu\varepsilon_{yz} \tag{3.395}$$

$$\tau_{zx} = \mu\varepsilon_{zx} \tag{3.396}$$

$$\tau_{xy} = \mu\left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y}\right) \tag{3.397}$$

$$\tau_{yz} = \mu\left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y}\right) \tag{3.398}$$

$$\tau_{zx} = \mu\left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z}\right) \tag{3.399}$$

eşitlikleri ile tanımlayabiliriz. Diğer taraftan akışkan paketi üzerinde meydana gelen toplam momentin sıfır olduğunu da kabul edersek bu takdirde,

$$\tau_{xy} = \tau_{yx} \tag{3.400}$$

$$\tau_{yz} = \tau_{zy} \tag{3.401}$$

$$\tau_{zx} = \tau_{xz} \tag{3.402}$$

eşitliklerini de yazabiliriz. Akışkan paketinin yüzeylerine paralel olan kayma gerilmelerinin haricinde daha önce yüzeylere dik olarak etki eden unsur olarak basıncı dikkate almıştık. Ancak fiziksel bir diğer gerçeklik ise yeteri kadar büyük kayma gerilmelerinin etkisiyle yüzeylerde ilave normal gerilmelerin oluşmasıdır.

Yüzeyin normali doğrultusundaki bu gerilmeleri hız gradyanları ile ilişkili olacağını düşünebiliriz. Normal doğrultudaki gerilmeler aşağıdaki şekilde tanımlanır;

$$\tau_{xx} = \lambda(\nabla.\mathbf{V}) + 2\mu\frac{\partial u}{\partial x} \tag{3.403}$$

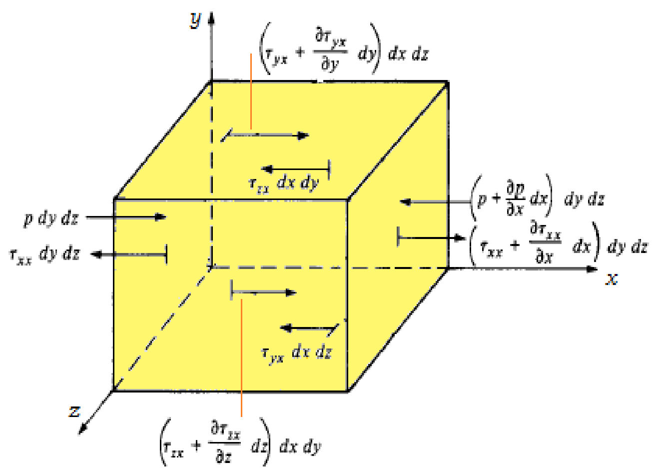
$$\tau_{yy} = \lambda(\nabla.\mathbf{V}) + 2\mu\frac{\partial v}{\partial y} \tag{3.404}$$

$$\tau_{zz} = \lambda(\nabla.\mathbf{V}) + 2\mu\frac{\partial w}{\partial z} \tag{3.405}$$

Bu denklemlerdeki λ değeri "bulk" viskozite katsayısı olarak tanımlanır. "Bulk" viskozitesi ile dinamik viskozite arasındaki ilişki içinse genellikle,

$$\lambda = -\frac{2}{3}\mu \tag{3.406}$$

bağıntısı kullanılır. Yapılan tanımlar kapsamında genel durumu aşağıdaki resimde özetleyebiliriz. Bu resimde örnekleme çerçevesinde sadece x ekseni üzerindeki gerek teğetsel ve gerekse de normal gerilme ve basınç etmenlerinin akışkan paketine etkisi görülmektedir.



Şekil 3.55 Akışkan paketine etki eden x ekseni üzerindeki etmenler.

Şimdi akışkan paketine etki eden hacimsel kuvvetlerin ihmal edildiğini varsayarak öngörülen basınç ve gerilme etmenlerinin dikkate alınması ile yatay x ekseni üzerindeki F_x değerini yazalım;

$$\begin{aligned} F_x = &\left[p - \left(p + \frac{\partial p}{\partial x}dx\right)\right]dydz + \left[\left(\tau_{xx} + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x}dx\right) - \tau_{xx}\right]dydz \\ &+ \left[\left(\tau_{yx} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y}dx\right) - \tau_{yx}\right]dxdz + \left[\left(\tau_{zx} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z}dz\right) - \tau_{zx}\right]dxdy \end{aligned} \tag{3.407}$$

Bu ifadeyi sadeleştirdiğimizde ise,

$$F_x = \left(-\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z}\right) dxdydz \tag{3.408}$$

sonucuna varılır. Elde edilen kuvvet ifadesi birim kontrol hacmi dâhilinde momentumun korunumu ilkesi sonucu bulunan genel denklemde yerine koyulur, akışın sıkıştırılamaz olduğu kabul edilir ve materyal türev tanımı da dikkate alınırsa sonuçta,

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \nabla.(\rho u\mathbf{V}) = F_x \tag{3.409}$$

$$\rho\frac{Du}{Dt} = \left(-\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z}\right) \tag{3.410}$$

denklemine varılır. Benzer yaklaşımları diğer y ve z eksenleri için de yaparsak,

$$\rho\frac{Dv}{Dt} = \left(-\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z}\right) \tag{3.411}$$

$$\rho\frac{Dw}{Dt} = \left(-\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z}\right) \tag{3.412}$$

bağıntılarına ulaşırız. Daha önce elde ettiğimiz kayma gerilmesi ile şekil değişiklikleri arasındaki ilişkileri burada x ekseni üzerindeki denklem için yeniden dikkate alır ve materyal türevi de açarsak,

$$\frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x}\left[\lambda(\nabla.\mathbf{V}) + 2\mu\frac{\partial u}{\partial x}\right] \tag{3.413}$$

$$\frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y}\left[\mu\left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y}\right)\right] \tag{3.414}$$

$$\frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z}\left[\mu\left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z}\right)\right] \tag{3.415}$$

$$\rho\frac{Du}{Dt} = \rho\frac{\partial u}{\partial t} + \rho u\frac{\partial u}{\partial x} + \rho v\frac{\partial u}{\partial y} + \rho w\frac{\partial u}{\partial z} \tag{3.416}$$

nihayetinde

$$\begin{aligned}\rho\frac{\partial u}{\partial t} + \rho u\frac{\partial u}{\partial x} + \rho v\frac{\partial u}{\partial y} + \rho w\frac{\partial u}{\partial z} &= -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x}\left[\lambda(\nabla.\mathbf{V}) + 2\mu\frac{\partial u}{\partial x}\right] \\ &+ \frac{\partial}{\partial y}\left[\mu\left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y}\right)\right] + \frac{\partial}{\partial z}\left[\mu\left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z}\right)\right]\end{aligned} \tag{3.417}$$

denklemi elde edilir. Aynı denklem yaklaşımını sırasıyla y ve z eksenleri için de tekrarlarsak,

$$\rho\frac{\partial v}{\partial t} + \rho u\frac{\partial v}{\partial x} + \rho v\frac{\partial v}{\partial y} + \rho w\frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x}\left[\mu\left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y}\right)\right] \tag{3.418}$$

$$+\frac{\partial}{\partial y}\left[\lambda(\nabla.\mathbf{V})+2\mu\frac{\partial v}{\partial y}\right]+\frac{\partial}{\partial z}\left[\mu\left(\frac{\partial w}{\partial y}+\frac{\partial v}{\partial z}\right)\right]$$

$$\begin{aligned}\rho\frac{\partial w}{\partial t}+\rho u\frac{\partial w}{\partial x}+\rho v\frac{\partial w}{\partial y}+\rho w\frac{\partial w}{\partial z}&=-\frac{\partial p}{\partial z}+\frac{\partial}{\partial x}\left[\mu\left(\frac{\partial w}{\partial x}+\frac{\partial u}{\partial z}\right)\right]\\&+\frac{\partial}{\partial y}\left[\mu\left(\frac{\partial w}{\partial y}+\frac{\partial v}{\partial z}\right)\right]+\frac{\partial}{\partial z}\left[\lambda(\nabla.\mathbf{V})+2\mu\frac{\partial w}{\partial z}\right]\end{aligned} \tag{3.419}$$

bağıntılarına ulaşırız. Bu bağıntılar özetle sıkıştırılamaz ama sürtünmeli ya da diğer bir ifade ile viskoz akış için geçerli olan momentum denklemleri olup, aynı zamanda sıkıştırılamaz akım için Navier-Stokes denklemleri olarak da bilinirler. Bu denklemlere ilave olarak kütlenin korunumu temelli denklem de eklenebilir. Esasen kütlenin korunumu denklemi genel denklemle aynı olup,

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}+\nabla.(\rho\mathbf{V})=0 \tag{3.420}$$

şeklindedir.

3.3.6 Katı yüzeyde kayma gerilmesi

Düz plaka ve özellikle de tam duvar üzerindeki kayma gerilmesini nispeten basit bir yaklaşımla elde etmek mümkündür. Sınır tabaka içerisindeki hız profilinin genel şekli dikkate alındığında hız eğrisinin 2'nci dereceden bir denklemle ifade edilebileceği varsayılabilir. Dolayısıyla,

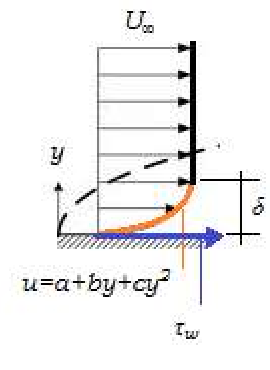
$$u=a+by+cy^2 \tag{3.421}$$

şeklinde genel bir ifade yazılabilir. İlave olarak sınır tabaka dâhilindeki sınır şartlarını da yazabiliriz,

$$y=0,\qquad u=0 \tag{3.422}$$

$$y=\delta,\qquad u=U_\infty \tag{3.423}$$

$$y=\delta,\qquad \frac{\partial u}{\partial y}=0 \tag{3.424}$$



Şekil 3.56 Sınır tabakadaki hız profili.

burada δ sınır tabaka kalınlığını ifade etmektedir. Tanımlanan sınır şartlarına göre ana denklemdeki bilinmeyenleri değerlendirirsek,

$$y = 0, \qquad u = 0; \qquad a = 0 \tag{3.425}$$

$$y = \delta, \qquad u = U_\infty; \qquad U_\infty = b\delta + c\delta^2 \tag{3.426}$$

$$y = \delta, \qquad \frac{\partial u}{\partial y} = 0; \qquad \frac{\partial u}{\partial y} = b + 2cy, \quad b = -2cy, \quad b = -2c\delta \tag{3.427}$$

elde edilir. Son elde edilen ifade bir öncekinde kullanılırsa,

$$U_\infty = b\delta + c\delta^2 = -2c\delta^2 + c\delta^2 \tag{3.428}$$

$$c = -\frac{U_\infty}{\delta^2} \tag{3.429}$$

$$b = \frac{2U_\infty}{\delta} \tag{3.430}$$

katsayıları bulunur. Elde edilen katsayılar ana denklemde yerlerine koyulursa,

$$u = \frac{2U_\infty}{\delta}y - \frac{U_\infty}{\delta^2}y^2 \tag{3.431}$$

elde edilir. Bu noktada η gibi boyutsuz bir parametre tanımlayalım;

$$\eta = \frac{y}{\delta} \tag{3.432}$$

ve bu tanımlamayı elde edilen denklemde kullanalım,

$$\frac{u}{U_\infty} = 2\eta - \eta^2 \tag{3.433}$$

Öte yandan duvardaki kayma gerilmesini,

$$\tau_w = \mu \frac{\partial u}{\partial y}\bigg|_{y=0} \tag{3.434}$$

şeklinde tanımlayıp, bu ifade ile biraz güdümleme yaparsak,

$$\tau_w = \mu \frac{U_\infty}{\delta} \frac{\partial(\frac{u}{U_\infty})}{\partial(\frac{y}{\delta})}\Bigg|_{y/\delta=0} \tag{3.435}$$

veya

$$\tau_w = \mu \frac{U_\infty}{\delta} \frac{\partial(\frac{u}{U_\infty})}{\partial(\eta)}\Bigg|_{\eta=0} \tag{3.436}$$

elde edilir. Daha önce hızlar oranını η cinsinden ifade ettiğimizi hatırlar ve burada o denklemi dikkate alırsak,

$$\tau_w = \mu \frac{U_\infty}{\delta} \frac{\partial(2\eta - \eta^2)}{\partial(\eta)} \bigg|_{\eta=0} \tag{3.437}$$

$$\tau_w = \mu \frac{U_\infty}{\delta} (2 - 2\eta) \bigg|_{\eta=0} \tag{3.438}$$

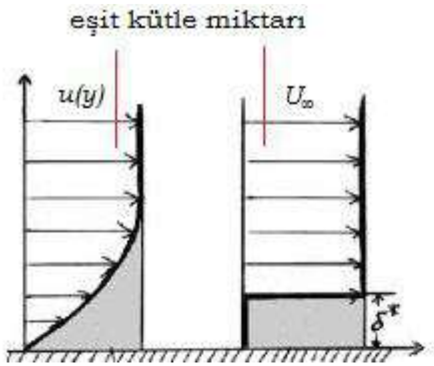
sonuçta,

$$\tau_w = 2\mu \frac{U_\infty}{\delta} \tag{3.439}$$

elde edilir. Bu ifadeye göre duvardaki kayma gerilmesi öncelikle akışkanın viskozitesine, serbest akım hızına ve sınır tabaka kalınlığına bağlıdır.

3.3.7 Kütle ve momentumda gecikmeler

Sınır tabaka dâhilinde viskozite nedeniyle kütle akışında serbest akıma göre bir gecikme söz konusudur. Dolayısıyla belli bir zaman diliminde aynı yüzey alanı üzerinden serbest akım bölgesine göre çok daha az miktarda kütle geçer. Gecikme nedeniyle arta kalan bu kütle miktarını serbest akım hızı cinsinden ifade etmek mümkündür. Ya da diğer bir yaklaşımla sınır tabaka içerisinde parabolik hız profiline sahip akan kütle miktarını uniform ama serbest akım hızına sahip akış ile eşleştirebiliriz. Doğal olarak aynı kütleyi ifade eden mesafe bu takdirde belli bir miktar azalacaktır. İşte bu azalma miktarı δ^* olarak sembolize edilir ve yer değiştirme kalınlığı olarak tanımlanır.



Şekil 3.57 Kütle akışında gecikme ve yer değiştirme kalınlığı.

Her iki tanımlamada da aynı kütle akışının söz konusu olması nedeniyle aşağıdaki eşitliği yazmak mümkündür;

$$\rho U_\infty \delta^* w = \int_0^\infty \rho(U_\infty - u) w dy \quad (3.440)$$

burada hacimsel yaklaşımda w derinliği ifade etmektedir. Bu ifadeden yer değiştirme kalınlığı çekilirse,

$$\delta^* = \int_0^\infty \rho\left(1 - \frac{u}{U_\infty}\right) dy \quad (3.441)$$

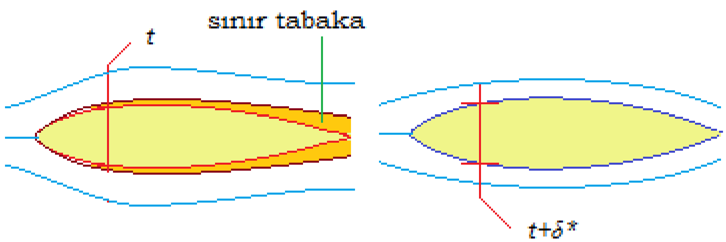
denklemi elde edilir. Geciken kütle beraberinde momentum azalımına da neden olur. Azalan momentum değerini yine serbest akım hızını temel alarak ifade etmek mümkündür. Dolayısıyla,

$$\rho {U_\infty}^2 \theta w = \int_0^\infty \rho(U_\infty - u) u w dy \quad (3.442)$$

eşitliği yazılabilir. Burada θ momentum kalınlığını ifade etmektedir. Yazılan denklemi yeniden düzenler ve momentum kalınlığını çekersek,

$$\theta = \int_0^\infty \rho\left(1 - \frac{u}{U_\infty}\right)\frac{u}{U_\infty} dy \quad (3.443)$$

bağıntısına ulaşırız. Tanımlanan bu iki sınır tabaka parametrelerinden özellikle ilki, yani yer değiştirme kalınlığı pratikte de kullanılabilen bir parametredir. Sınır tabaka kapsamında hesap edilen yer değiştirme kalınlığı dikkate alınarak cismin katı cidarı aynı miktarda ötelenir ve bu sayede sürtünmeli akış yaklaşımından sürtünmesiz potansiyel akış yaklaşımına geçilir. Bu geçiş ise bize hesaplamalarda büyük kolaylıklar sağlar.



Şekil 3.58 Yer değiştirme kalınlığının dikkate alınması ve potansiyel akış yaklaşımı.

YAŞAMDAN BİR SAYFA
(1410 Yavuz BULAKBAŞI)

Bahar Çiçeği

"O yıl İstanbul'da kış Nisan'ın sonuna kadar uzamıştı. Kör olduğum ve yalnız yaşadığım için çoğunlukla evde kalmayı yeğlerdim. Sonunda bir gün soğuk hava gitti bahar kendini gösterdi. Hava coşkulu bir kokuyla dolmuştu. Çatallı bastonumu alıp neşeyle sundurmaya çıktım ve kaldırımın yolunu tuttum.

Köşeye vardığımda alışkanlıkla durdum. Birinin gelip yeşil ışık yandığında beni karşıya geçirmesini bekledim. Sabırla beklerken eskiden hatırladığım "Hoş geldin Bahar" şarkısını mırıldanmaya başladım. Birden güçlü bir erkek sesi "Sesinizden çok neşeli biri olduğunuzu hissettim. Caddeyi birlikte geçme şerefini bağışlar mısınız? " diye sordu, ben de evet dedim. Kibarca koluma girdi ve birlikte kaldırımdan yola indik. Yavaşça karşıya geçerken havadan sudan konuştuk. Karşıya geçmemize az kala ışık değişmiş olmalı ki kornalar sabırsızca çalmaya başladı. Birkaç çabuk adımla karşıya geçtik.

Ona dönüp bana eşlik ettiği için teşekkür etmek üzere ağzımı açmıştım ki o önce davrandı ve "Bilmem farkında mısınız, sizin gibi neşeli bir insanla karşıya geçmek benim gibi bir kör için ne kadar muhteşem bir şey…"

Charlotte Wechler – Ruh İkizi

İstiklal Caddesi'nde Kış

AERODİNAMİK KUVVET VE MOMENTLER

"Başladığın her işi bitir, aynı hatayı tekrarlama, hiç kimsenin sözünü kesme, bol bol gülümse, hayatın zorluklarına karşı çok iyi gelir. "

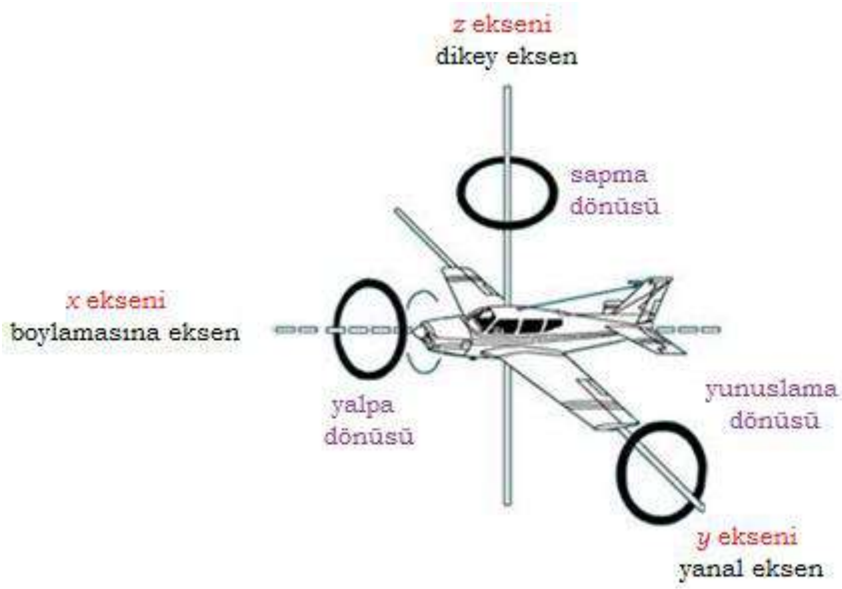
Hayata dair küçük öğütler, 2011

4.1 Aerodinamik kuvvet ve momentler

Aerodinamik kuvvet ve momentler bahsi kapsamında öncelikle hava araçlarına etki eden kuvvet ve momentlerin neler olduğuna değineceğiz. Bilahare bu kuvvet ve momentlerin nasıl oluştuğunu, oluşan bu etkilerin nasıl hesaplandığını göreceğiz. Bu bağlamda boyut analizi yaklaşımına dayalı Buckingham Pi kuramına, aerodinamikte önemli bir yere sahip aerodinamik katsayılara, benzerlik yaklaşımına ve nihayetinde de momentum denkleminin bazı uygulamalarına göz atacağız.

4.1.1 Hava aracına etki eden kuvvet ve momentler

Hava aracına etki eden kuvvet ve momentlerin tanımlanması çerçevesinde öncelikle dikkate alınan husus eksen takımlarının belirlenmesidir. Genellikle eksen takımı olarak hava aracı üzerindeki eksen takımları tercih edilir. Bu meyanda hava aracının ve özelde de uçağın ağırlık merkezi eksen takımının merkezi olarak nitelenebilir. Hava içerisinde hareket eden hava araçlarının altı serbestlik derecesine sahip olduğunu söyleyebiliriz. Serbestlik derecesinden kastedilen herhangi bir eksen üzerinde yapılabilen öteleme veya dönme hareketi sayısıdır. Buna göre hava araçları uzay-zaman sarmalındaki üç eksen üzerinde öteleme ve yine bu eksenler etrafında da dönme hareketi yapabilirler. Dolayısıyla toplamda serbestlik derecesi 6 olarak ifade edilir. Örneğin uçağın pist başındayken itki gücünü tam olarak devreye sokması sonrasında hızlanması ve ileriye doğru hareket etmesi boylamasına eksen üzerinde öteleme hareketi olarak adlandırılır ve bu zaman zarfında sadece 1 serbestlik derecesi kullanılmış olur. Uçağın belli bir hızı geçmesi sonrasında burun kaldırması ve tırmanışa geçmesi ise boylamasına eksen üzerinde öteleme, dikey eksen üzerinde öteleme ve yanal eksen üzerinde dönme ya da diğer bir ifade ile yunuslama hareketlerini içerir ki bu durumda 3 serbestlik derecesi de kullanılmış olur. Mümkün olan 6 serbestlik derecesinin de kullanıldığı hava hareketleri de olasıdır.



Şekil 4.1 Hava içerisinde hava aracı 6 serbestlik derecesine sahiptir.

Merkezi hava aracı üzerinde olmak üzere dikkate alınan kartezyen koordinatlar boyunca oluşan kuvvetleri ise *z* ekseni üzerindeki ağırlık ve taşıma kuvveti, *x* ekseni üzerindeki itki ve sürükleme kuvveti, *y* ekseni üzerindeki yanal kuvvetler şeklinde tasnif edebiliriz. Ağırlık kuvveti yerçekimi alanından kaynaklanmakta olup, yönü daima arzın merkezine doğrudur. Ağırlık kuvveti azalma yönünde değişken bir karaktere sahip olup, bu değişimin temel nedeni uçuş esnasında tüketilen yakıttır. İtki kuvveti ise yakılan yakıttan ya da diğer bir ifade ile harcanan enerji nedeniyle elde edilen, hava aracını ileri doğru hareket ettiren kuvvettir. İtki kuvvetinin karakteri kullanılan itki türüne göre değişebilir, örneğin jet motorlu bir güç grubunda itki doğrudan doğruya egzoz gazlarının çıkışından elde edilirken, pervaneli bir güç grubunda aynı kuvvet pervane üzerinde oluşan aerodinamik kuvvetlere dayanır. Taşıma, sürükleme ve yanal kuvvetler de aerodinamik kuvvetlerdir.

Aerodinamik kuvvetlerin temelinde katı cidar üzerinde meydana gelen basınç ve kayma gerilmesi etmenleri yatar. Özellikle cismin etrafında meydana gelen basınç dağılımı aerodinamik kuvvet oluşumunun öncelikli nedenidir. Bu kuvvetlerden taşına kuvveti büyük oranda kanat yüzeyleri üzerinde meydana gelir. Sürükleme kuvveti ise başta kanat olmak üzere tüm hava aracı yüzeyleri boyunca oluşur.

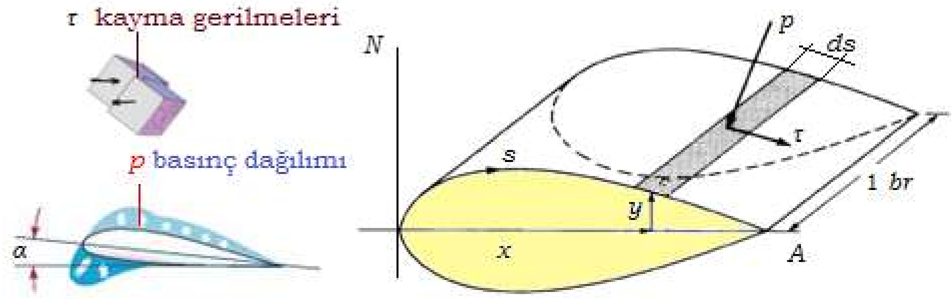
Şekil 4.2 Temel dönü hareketleri

İtki kuvveti pervaneli motorlarda bir nevi döner kanat özelliğindeki pervane üzerinde oluşan taşıma ve sürükleme kuvvetlerinin bileşkesi niteliğindedir. Jet motorlarında ise itki kuvveti aerotermodinamik süreçlerin sonunda meydana gelen aerodinamik kuvvetlere dayanır.

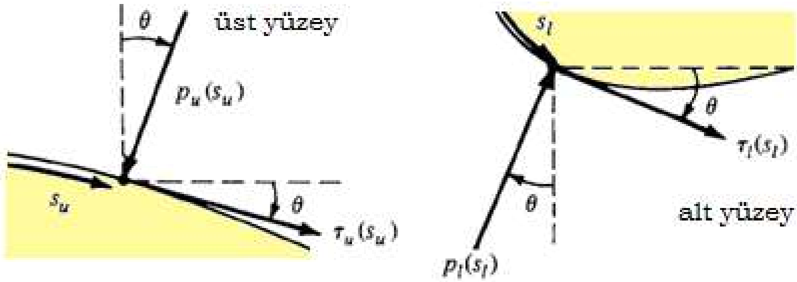
Şekil 4.3 Uçağa etki eden temel kuvvetler.

4.1.2 Kuvvet ve moment hesabı

Aerodinamik kuvvetlerin hesaplanmasında değişik yöntemler kullanılabilir. Biz burada iki yöntemden bahsedeceğiz. İlk yöntemde doğrudan basınç ve kayma gerilmeleri dikkate alınarak yapılan yaklaşım söz konusudur. Buna göre aşağıdaki gibi 1 birim derinliğe sahip bir kanadı dikkate alalım.



Şekil 4.4 Kanada etki eden basınç ve kayma gerilmesi gibi temel etmenler.



Şekil 4.5 Cisim diyagramı.

Kanadımızın yatay ekseni A eksenel hat, dikey ekseni ise N normal hat olarak ifade edilsin. Kanat üzerinde ds uzunluğuna sahip bir yüzey alanını ve bu alan üzerine etki eden basınç ile kayma gerilmesi etmenlerini düşünelim. Yüzey alanının normal eksene olan mesafesini x ile, eksenel hatta olan mesafesini ise y ile ifade edelim. Bu veriler ışığı altında ds birim yüzeyine etki eden diferansiyel mertebedeki yatay ve dikey kuvvetleri,

$$dN_u = -p_u ds_u cos\theta - \tau_u ds_u sin\theta \qquad (4.1)$$

$$dN_l = p_l ds_l cos\theta - \tau_l ds_l sin\theta \qquad (4.2)$$

$$dA_u = -p_u ds_u sin\theta + \tau_u ds_u cos\theta \qquad (4.3)$$

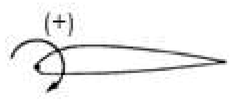
$$dA_l = p_l ds_l sin\theta + \tau_l ds_l cos\theta \qquad (4.4)$$

şeklinde tanımlayabiliriz. Burada $_u$ alt indisi üst yüzeyi, $_l$ alt indisi ise alt yüzeyi, θ ise ds yüzeyinin eğimini ifade etmektedir. Bu eğim aynı zamanda yüzeye teğet olan kayma gerilmesinin yatayla yaptığı açıyı, yüzeye dik olan basıncın ise dikey eksenle yaptığı açıyı göstermektedir. Bu ifadeler kanadın hava akımı ile karşılaştığı ilk nokta olan hücum kenarı (*LE*) ile akışkanın kanadı en son terk ettiği firar kenarı (*TE*) arasında tüm yüzey boyunca integre edilirse,

$$N = \int_{LE}^{TE} (-p_u cos\theta - \tau_u sin\theta)\, ds_u + \int_{LE}^{TE} (p_l cos\theta - \tau_l sin\theta) ds_l \tag{4.5}$$

$$A = \int_{LE}^{TE} (-p_u sin\theta + \tau_u cos\theta)\, ds_u + \int_{LE}^{TE} (p_l sin\theta + \tau_l cos\theta) ds_l \tag{4.6}$$

kuvvet değerleri bulunmuş olur. Benzer yaklaşım hücum kenarı nirengi noktası alınarak moment hesabı için de yapılabilir.



Şekil 4.6 Moment hesabında dikkate alınan pozitif yön.

Moment hesabında saatin dönüş yönünü pozitif yön olarak dikkate aldığımızda,

$$\begin{aligned} M_{LE} = &\int_{LE}^{TE} [(p_u cos\theta + \tau_u sin\theta)x + (-p_u sin\theta + \tau_u cos\theta)y]\, ds_u \\ &+ \int_{LE}^{TE} [(-p_l cos\theta + \tau_l sin\theta)x + (p_l sin\theta + \tau_l cos\theta)y] ds_l \end{aligned} \tag{4.7}$$

yunuslama momentini elde etmiş oluruz. Gerek kuvvet ve gerekse de moment hesabı için ifade edilen denklemlerdeki x, y ve θ değerleri s yüzey eğrisinin fonksiyonu olup, geometriye bağlı bilinen değerlerdir. Geriye kalan alt ve üst yüzeylere ait basınç ve kayma gerilmesi değerleri ise her ne kadar yüzey eğrisine bağlı olarak değişseler de geometriden ziyade akış özelliklerine bağlıdırlar ve hesaplanmaları gerekir. Bu etmenlere yönelik hesaplamalarda kuramsal veya deneysel aerodinamik yöntemler kullanılır.

4.1.3 Buckingham Pi teoremi

Aerodinamik kuvvet ve momentlerin hesap edilmesinde doğrudan doğruya yerel basınç ve kayma gerilmesi değerlerinin dikkate alınması yanında daha kısa ve pratik başka yöntemlerin varlığından da bahsedilebilir. Bu yöntemlerden en bilineni boyut analizi yaklaşımına dayanan Buckingham Pi kuramıdır.

En genel haliyle kanat profili etrafındaki akış sonucu kuvvet ve momentler oluşmaktadır. Bu oluşumun arkasında yatan nedenler ise doğal olarak süreçteki fiziksel etmenlerdir. Dolayısıyla fiziksel etmenlerin dikkate alındığı bir boyut analiz süreci, ilişkiler lineer olmasa da sağlıklı sonuçlar verebilir.

Şekil 4.7 π sembolünün boyut analizinde kullanımı 1914 yılında basılı Edgar Buckingham'ın makalesine dayanır.

Bu yaklaşımdan hareketle farklı değişkenlerin etkileşim içerisinde olduğu aşağıdaki gibi bir denklem yazalım;

$$\begin{gathered} \varphi + \eta + \Gamma = \Phi \\ \varphi + \eta + \Gamma - \Phi = 0 \end{gathered} \tag{4.8}$$

Bu denklem kapsamında geçen ifadelerin arasında mutlaka boyutsal bir denkliğin olması gerektiği aşikârdır. Eşitliğin her iki tarafını değişkenlerden birine, örneğin Φ değerine bölebilir ve bu sayede boyutsuz parametrelerden oluşan farklı bir fonksiyon elde edebiliriz, dolayısıyla;

$$\frac{\varphi}{\Phi} + \frac{\eta}{\Phi} + \frac{\Gamma}{\Phi} = 1 \tag{4.9}$$

$$\frac{\varphi}{\Phi} + \frac{\eta}{\Phi} + \frac{\Gamma}{\Phi} - 1 = 0 \tag{4.10}$$

yazılabilir. İfade edilen ilk hususu genel haliyle,

$$f_1(p_1, p_2, p_3, \dots, p_n) = 0 \tag{4.11}$$

şeklinde de yazabiliriz. Burada p_i; $i = 1, 2, 3, \dots, n$ fiziksel etmenleri, $f_1$ise aradaki fiziksel bağıntıyı belirtmektedir. Bağıntı içerisindeki etmenlerden m sayıdaki bazıları seçilerek diğer etmenleri boyutsuzlaştırmak ve bu sayede yeni bir bağıntı ve hatta bağıntı grupları elde etmek mümkündür;

$$f_2(\pi_1, \pi_2, \pi_3, \dots, \pi_{n-m}) = 0 \tag{4.12}$$

veya örnek olarak

$$\pi_1 = f_3(\pi_2, \pi_3, \dots, \pi_{n-m}) \tag{4.13}$$

boyutsuz parametre ilişkisi gibi. Burada boyutsuz parametreler

$$\pi_1 = f_3(p_1, p_2, p_3, \dots, p_m, p_{m+1}) \tag{4.14}$$

$$\pi_2 = f_4(p_1, p_2, p_3, \dots, p_m, p_{m+2}) \tag{4.15}$$

$$\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots \tag{4.16}$$

$$\pi_{n-m} = f_{n-m+2}(p_1, p_2, p_3, \dots, p_m, p_n) \tag{4.17}$$

ve ayrıca örnek olması açısından

$$\pi_1 = \prod_{i=1}^{m+1} p_i^{a_i} \tag{4.18}$$

şeklinde tanımlanır. Denklemlerde geçen p_i; $i = 1, 2, 3, \dots, m$ fiziksel etmenleri bağımsız değişken, p_{m+j} fiziksel etmenleri ise bağımlı değişkendir. Uygulamada ise yapılacak işlem adımlarını söyle sıralayabiliriz;

1. Öncelikle fiziksel durumla ilgili tüm parametreler sıralanır. Örneğin üzerinde çalıştığımız mühendislik problemini etkilediğini düşündüğümüz n tane parametre olsun. Burada bir hususu belirtmekte yarar görüyoruz, herhangi bir fiziksel olaya katkısı olan tüm parametrelerin öngörülmesi tecrübeye dayalı olup, analizde önemli bir dönemeçtir. Zira eksik parametre öngörüsü ulaşılan sonucun doğruluğunu gölgeler, fazladan parametrelerin dikkate alınması ise iyi tahminle analizin uzamasına, gereksiz terimlere yol açabilir.

Örnek Bir silindir etrafındaki akış sonucu ortaya çıkacak **F** aerodinamik kuvvetini dikkate alalım. Aerodinamik kuvvetin oluşumuna etki edecek parametreler **V** akım hızı, ρ akışkanın yoğunluğu, μ akışkanın viskozitesi ve D silindirin çapı olarak tanımlansın. Dolayısıyla n parametre sayısı kuvvet dâhil 5 olup,

$$\mathbf{F} = f(\mathbf{V}, \rho, \mu, D)$$

yazılabilir.

2. İkinci adımda dikkate alınan fiziksel parametreler temel boyutlar cinsinden ifade edilir.

Örnek

F	$\frac{ML}{T^2}$
V	$\frac{L}{T}$
ρ	$\frac{M}{L^3}$
μ	$\frac{M}{LT}$
D	L

3. Üçüncü adımda dikkate alınan tüm fiziksel parametreleri boyutsal olarak ifade edebileceğimiz asgari temel boyutlar belirlenir. Örneğin asgari boyut sayısı m olsun. Hatırlanacağı üzere aerodinamikte genellikle M kütle, L uzunluk ve T zaman temel parametreleri dikkate alınır. Ancak seçilen parametreye göre θ sıcaklık parametresi de dikkate alınabilir.

Örnek İkinci maddede belirttiğimiz parametreleri ifade etmek için gerekli olan asgari boyutları *M, L* ve *T* olarak seçmek mümkündür. Dolayısıyla *m* değerini 3 olarak alabiliriz.

4. Daha sonra seçilen temel boyut sayısı kadar fiziksel parametre seçimi yapılır. Bu seçimde seçilen parametrelerin genel bağlamda tüm seçili temel boyutları içermesi gerekmektedir. Ayrıca aynı tip boyutu tekrar eden parametrelerin seçimi tekrarlanmaz ve seçimde parametrelerin mümkün mertebe az sayıda terim içermesine dikkat edilir.

Örnek Önceki maddede seçilen boyutların tümünü barındıran ve terim sayısı az olan fiziksel parametreleri *D,* **V** ve ρ olarak seçebiliriz.

5. Müteakiben (*n-m*) adet boyutsuz parametre denklemi yazılır ve bu denklemler yardımıyla üssel eşitliklerden faydalanılarak ilave denklemler elde edilir. Elde edilen ilave denklem sayısı mutlaka bilinmeyen terim kadardır.

Örnek *n-m=5–3=2* adet boyutsuz parametre ifadelerini aşağıdaki gibi yazmak mümkündür;

$$\pi_1 = f_1(\mathbf{F}, D, \mathbf{V}, \rho)$$

$$\pi_2 = f_2(\mu, D, \mathbf{V}, \rho)$$

Bu ifadeleri üssel bilinmeyen terimleri de içerecek şekilde yeniden yazarsak,

$$\pi_1 = \mathbf{F}.D^{a_1}.\mathbf{V}^{a_2}.\rho^{a_3}$$

$$\pi_2 = \mu.D^{b_1}.\mathbf{V}^{b_2}.\rho^{b_3}$$

6. Yapılan denklem çözümleri sonrasında ise tanımlanan boyutsuz parametreler ve bu parametreleri veren fiziksel etmen içerikli eşitliklere ulaşılır.

Örnek Bir önceki maddede yazılan denklemleri 3 temel boyuttan hareketle tekrar yazabilir ve iki ayrı grup olarak üç bilinmeyenli üç denklem elde edebiliriz;

$$M^0L^0T^0 = \frac{ML}{T^2}.(L)^{a_1}.(\frac{L}{T})^{a_2}.(\frac{M}{L^3})^{a_3}$$

$$M^0L^0T^0 = \frac{M}{LT}.(L)^{b_1}.(\frac{L}{T})^{b_2}.(\frac{M}{L^3})^{b_3}$$

Yazılan bu ifadelerin ilkine ait çözüm kapsamında,

$$M^0 = M^{1+a_3}$$

$$L^0 = L^{1+a_1+a_2-3a_3}$$

$$T^0 = T^{-2-a_2}$$

ve buradan da,

$$a_1 = -2$$
$$a_2 = -2$$
$$a_3 = -1$$

elde edilir. Benzer yaklaşım ikinci denklem için de uygulanırsa,

$$M^0 = M^{1+b_3}$$

$$L^0 = L^{-1+b_1+b_2-3b_3}$$

$$T^0 = T^{-1-b_2}$$

ve buradan da,

$$b_1 = -1$$
$$b_2 = -1$$
$$b_3 = -1$$

elde edilir. Bulunan bu katsayılar ana denklemlerde yerlerine koyulursa ilk boyutsuz terim için;

$$\pi_1 = \mathbf{F}.D^{-2}.\mathbf{V}^{-2}.\rho^{-1}$$

$$\pi_1 = \frac{\mathbf{F}}{\rho V^2 D^2}$$

ve ikinci boyutsuz terim için de,

$$\pi_2 = \mu.D^{-1}.\mathbf{V}^{-1}.\rho^{-1}$$

$$\pi_2 = \frac{\mu}{\rho \mathbf{V} D}$$

sonucuna ulaşılır.

4.1.4 Pi kuramının aerodinamik kuvvet ve momente uygulaması

Sezgisel yaklaşım dâhilinde akış alanının içerisinde bulunan bir kanada ait kuvvet ve momentin oluşumunda aşağıdaki fiziksel etmenlerin rol oynadığını düşünebiliriz;

- Serbest akım hızı V_∞
- Serbest akım yoğunluğu ρ_∞
- Akışkanın viskozitesi μ_∞

- Cisme ait boyutsal büyüklük c
- Sıkıştırılabilirlik özelliği a_∞

dolayısıyla,

$$\mathbf{R} = f_1(\rho_\infty, \mathbf{V}_\infty, c, \mu_\infty, a_\infty)$$

yazabiliriz. Dikkate alınan 6 adet fiziksel etmenin boyutlarını temel alarak,

$$\begin{array}{cc} \mathbf{R} & \dfrac{ML}{T^2} \\ \mathbf{V}_\infty & \dfrac{L}{T} \\ \rho_\infty & \dfrac{M}{L^3} \\ \mu_\infty & \dfrac{M}{LT} \\ a_\infty = & \dfrac{L}{T} \\ c & L \end{array}$$

yazıp, bu fiziksel etmenlerin sadece 3 adet M, L ve T temel boyutlarını kullanarak ifade edilebileceğini söyleyebiliriz. Bu boyutları içeren en az sayıdaki bağımsız fiziksel parametreleri ise ρ_∞, $\mathbf{V}_\infty$, c olarak seçebiliriz. Buradan hareketle *6–3=3* adet boyutsuz parametre denklemi yazılabilir;

$$f_2(\pi_1, \pi_2, \pi_3) = 0\ ,\ \ \pi_1 = f_3(\pi_2, \pi_3)$$

$$\pi_1 = f_4(\rho_\infty, \mathbf{V}_\infty, c, \mathbf{R})$$

$$\pi_2 = f_5(\rho_\infty, \mathbf{V}_\infty, c, \mu_\infty)$$

$$\pi_3 = f_6(\rho_\infty, \mathbf{V}_\infty, c, a_\infty)$$

İlk boyutsuz parametreyi,

$$\pi_1 = \rho_\infty{}^{a_1} \mathbf{V}_\infty{}^{a_2} c^{a_3}\ \mathbf{R}$$

şeklinde ifade edip, ifadede geçen değişkenlerin boyutlarını dikkate alırsak,

$$M^0 L^0 T^0 = \left(\frac{M}{L^3}\right)^{a_1} \left(\frac{L}{T}\right)^{a_2} (L)^{a_3}\ \frac{ML}{T^2}$$

$$M^0 = M^{1+a_1}$$

$$L^0 = L^{1+a_3+a_2-3a_1}$$

$$T^0 = T^{-2-a_2}$$

denklemlerine ve buradan da,

$$a_1 = -1$$
$$a_2 = -2$$
$$a_3 = -2$$

üssel değerlerine ulaşılır. Elde edilen bu üssel değerlerin yerine koyulması halinde,

$$\pi_1 = \frac{\mathbf{R}}{\rho_\infty{}^1 \mathbf{V}_\infty^2 c^2}$$

denklemi yazılır. Burada denklemde geçen c^2 ifadesi yerine kanat alanı olarak ifade edebileceğimiz *S* terimini koymak mümkündür. Dolayısıyla aerodinamik kuvvet için,

$$\mathbf{R} = \pi_1 \rho_\infty \mathbf{V}_\infty^2 S \qquad (4.19)$$

eşitliğini yazabiliriz. İfadede geçen π_1 katsayısını C_R kuvvet katsayısı olarak da tanımlamak mümkündür. Dolayısıyla aynı denklemi,

$$\mathbf{R} = C_R \rho_\infty \mathbf{V}_\infty^2 S \qquad (4.20)$$

şeklinde de yazabiliriz. Benzer yaklaşımı π_2 boyutsuz terimi için yaparsak,

$$\pi_2 = \rho_\infty{}^{b_1} \mathbf{V}_\infty{}^{b_2} c^{b_3} \mu_\infty$$

$$M^0 L^0 T^0 = \left(\frac{M}{L^3}\right)^{b_1} \left(\frac{L}{T}\right)^{b_2} (L)^{b_3} \ \frac{M}{LT}$$

$$M^0 = M^{1+b_1}$$

$$L^0 = L^{-1+b_3+b_2-3b_1}$$

$$T^0 = T^{-1-b_2}$$

denklemlerine ve buradan da,

$$b_1 = -1$$
$$b_2 = -1$$
$$b_3 = -1$$

üssel değerlerine ulaşılır. Elde edilen bu üssel değerlerin π_2 eşitliğinde yerine koyulması halinde,

$$\pi_2 = \frac{\mu_\infty}{\rho_\infty{}^1 \mathbf{V}_\infty^1 c^1}$$

denklemine erişilir. Hatırlanacağı üzere bu ifade bize Reynolds sayısını vermektedir. Dolayısıyla π_2 boyutsuz parametresinin aslında *Re* sayısının tersine denk geldiğini belirtebiliriz;

$$\pi_2 = \frac{1}{Re_c} \tag{4.21}$$

Aynı yaklaşımı π_3 boyutsuz terimi için gösterirsek,

$$\pi_3 = \rho_\infty{}^{d_1}\mathbf{V}_\infty{}^{d_2}c^{d_3}a_\infty$$

$$M^0L^0T^0 = \left(\frac{M}{L^3}\right)^{d_1}\left(\frac{L}{T}\right)^{d_2}(L)^{d_3}\,\frac{L}{T}$$

$$M^0 = M^{d_1}$$

$$L^0 = L^{1+d_3+d_2-3d_1}$$

$$T^0 = T^{-1-d_2}$$

denklemlerine ve buradan da,

$$d_1 = 0$$
$$d_2 = -1$$
$$d_3 = 0$$

üssel değerlerine ulaşılır. Aynı şekilde elde edilen bu üssel değerlerin π_3 eşitliğinde yerine koyulması halinde,

$$\pi_3 = \frac{a_\infty}{\rho_\infty{}^0\mathbf{V}_\infty^1c^0}$$

denklemine erişilir. Yine hatırlanacağı üzere bu ifade bize Mach sayısını vermektedir. Dolayısıyla π_3 boyutsuz parametresinin aslında Mach sayısının tersine denk geldiğini belirtebiliriz;

$$\pi_3 = \frac{1}{M_\infty} \tag{4.22}$$

Elde edilen boyutsuz parametreleri beraber dikkate aldığımızda ise,

$$f_2(C_R, Re, M_\infty) = 0$$

$$C_R = f_3(Re, M_\infty)$$

denklemlerini yazabiliriz.

İlk boyutsuz parametreyi kuvvet yerine moment değerini temel alarak yazdığımızda ise,

$$\pi_1 = \rho_\infty{}^{e_1}\mathbf{V}_\infty{}^{e_2}c^{e_3}\,\mathbf{M}$$

denklemini elde edip, ifadede geçen değişkenlerin boyutlarını dikkate alırsak,

$$M^0L^0T^0 = \left(\frac{M}{L^3}\right)^{e_1} \left(\frac{L}{T}\right)^{e_2} (L)^{e_3} \frac{ML^2}{T^2}$$

$$M^0 = M^{1+e_1}$$

$$L^0 = L^{2+e_3+e_2-3e_1}$$

$$T^0 = T^{-2-e_2}$$

denklemlerine ve buradan da,

$$e_1 = -1$$
$$e_2 = -2$$
$$e_3 = -3$$

üssel değerlerine ulaşılır. Elde edilen bu üssel değerlerin yerine koyulması halinde,

$$\pi_1 = \frac{\mathbf{M}}{\rho_\infty{}^1\mathbf{V}_\infty^2 c^3}$$

denklemi yazılır. Bu denklemdeki c^3 ifadesi yerine S kanat alanı ve c kanat veteri boyu dikkate alınırsa aerodinamik moment için,

$$\mathbf{M} = \pi_1 \rho_\infty \mathbf{V}_\infty^2 Sc \qquad (4.23)$$

denklemine ulaşılır.

4.2 Aerodinamik katsayılar

Buckingham Pi kuramı yardımıyla aerodinamik kuvvet ve momentler için elde edilen boyutsuz parametre denklemleri yeni bazı aerodinamik katsayıların tanımlanmasına önayak olur. Önceki kısımda elde edilen ilk π_1 boyutsuz parametresini tekrar ifade edersek,

$$\pi_1 = \frac{\mathbf{R}}{\rho_\infty{}^1\mathbf{V}_\infty^2 c^2}$$

ve buradaki **R** kuvvet ifadesi yerine uçak üzerinde kanat eksenine dikey yönde etki eden **L** taşıma kuvvetini dikkate alır, ilave olarak ½ gibi sayısal bir güdümleme yaparsak bu takdirde π_1 boyutsuz parametresini C_L taşıma katsayısı olarak adlandırabiliriz. Daha açık bir denklem ifadesi ile,

$$C_L = \frac{\mathbf{L}}{\frac{1}{2}\rho_\infty \mathbf{V}_\infty^2 S} \qquad (4.24)$$

denklemini yazabiliriz. Eşitliğin paydasında geçen $0{,}5\rho_\infty \mathbf{V}_\infty^2$ terimlerini q_∞ dinamik basınç tanımı altında toplarsak, aynı denklemi,

$$C_L = \frac{\mathbf{L}}{q_\infty S} \tag{4.25}$$

şeklinde de ifade edebiliriz. Taşıma katsayısı tanımına benzer diğer bir aerodinamik katsayı ise taşıma kuvveti yerine kanat yatay ekseni üzerinde etki eden sürükleme kuvvetini dikkate alan sürükleme katsayısıdır. C_D sürükleme katsayısını matematiksel olarak,

$$C_D = \frac{\mathbf{D}}{q_\infty S} \tag{4.26}$$

denklemi ile tanımlamaktayız. Gerek taşıma ve gerekse de sürükleme katsayıları ifade edildiği üzere kuvvet katsayıları olup, bu iki katsayıya ilave olarak yanal kuvvetlerin dikkate alındığı başka kuvvet katsayılarını da tanımlamak mümkündür.

En az kuvvet katsayıları kadar önemli olan diğer bir katsayı ise C_M yunuslama moment katsayısıdır. Daha önce π_1 olarak ikinci kez tanıladığımız boyutsuz parametreyi bir daha hatırlar,

$$\pi_1 = \frac{\mathbf{M}}{\rho_\infty{}^1 \mathbf{V}_\infty^2 c^3} \tag{4.27}$$

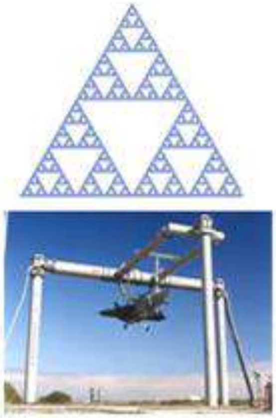
ve uygun güdümleme işlemlerini tekrar edersek sonuçta yunuslama moment katsayısı için,

$$C_M = \frac{\mathbf{M}}{q_\infty S c} \tag{4.28}$$

denklemini elde etmiş oluruz. Şimdiye kadar tanımlanan C_L, C_D, ve C_M katsayıları temel aerodinamik katsayılar olup, bu katsayıları analitik ve sayısal yöntemler kullanarak elde etmek mümkündür. Ancak bu katsayıların gerçek değerlerine deneysel yöntemlerle ulaşılır. Deneysel yöntemlerde ise kullanılan en önemli yaklaşım rüzgâr tüneli yaklaşımıdır. Daha önceki bölümlerde rüzgâr tünellerinden bahsetmiş ve temel bazı tünel seçeneklerini ifade etmiştik. Şimdi ise tünelde yapılan deneyler sonucu elde edilen sonuçların gerçek uçuş şartlarına nasıl uyarlandığını göreceğiz.

4.3 Benzerlik yaklaşımı

Önceki bölümlerde havacılıkla ilgili inceleme yöntemleri bahsinde temel olarak üç yöntemden bahsetmiş ve bunların analitik, sayısal ve deneysel yöntemler olduğunu ifade etmiştik. Deneysel yöntemleri ise rüzgâr tüneli ile yer ve uçuş testleri çalışmalarına dayandırmıştık. Rüzgâr tüneli çalışmaları her ne kadar deneysel çalışma niteliği taşısa da dikkate alınan boyutlar genellikle belli oranda ölçeklendirilmiş boyutlardır, dolayısıyla birebir modellerin kullanımı söz konusu değildir. Boyut farklılığına ilave olarak fiziksel akış şartlarının da aynen sağlanması bazı durumlarda mümkün olmayabilir. Dolayısıyla rüzgâr tüneli dâhilinde yapılan deneyler sonucu elde edilen deneysel verilerin gerçek boyut ve akış şartlarında da geçerli olabilmesi için bazı şartların yerine getirilmesi gerekir. Bu bağlamda gerçek akış şartları ile deney ortamı arasındaki eşleşmeyi benzerlik şartları sağlar.



Şekil 4.8 rüzgar tünellerinin anlamlı hale gelmesini dinamik benzerlik sağlar.

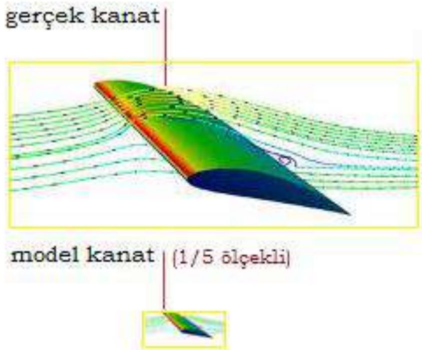
İki akış arasındaki benzerlikten bahsedebilmek için üç benzerlik ölçütünün sağlanması gerekir. Bu ölçütler geometrik, kinematik ve dinamik benzerliktir. Ancak dinamik benzerlik ilk iki şartı da barındırdığı için benzerlik şartları doğrudan dinamik benzerlik olarak da algılanır. Geometrik benzerlik kapsamında öncelikle akış içerisindeki geometrilerin farklı ölçeklerde de olsa birebir aynı olması kastedilir. Kinematik benzerlikten kastedilen ise hareketle ilgili etmenlerin değişim oranlarının aynı olmasıdır. Klasik kinematik kapsamında hareketle ilgili kavramlar arasında hız, ivme ve konum gibi özellikler sayılabilir. Akış alanında ise kinematik benzerlik hız, basınç ve sıcaklık gibi değerlerin oransal olarak dağılımlarının aynı olmasıdır. Dinamik benzerlik ise etki eden kuvvetlerin oransal olarak benzerlik göstermesidir. Örneğin bir cisme etki eden atalet kuvvetleri ile viskoz kuvvetlerin oranlarının aynı olması dinamik benzerlik için gerekli bir koşuldur. Kuvvet oluşumları doğrudan kinematik özellikleri belirlediği için dinamik benzerlik kinematik benzerliği doğrudan barındırır. Dinamik benzerlik parametreleri olarak ifade edilen parametreler temel olarak *Re* ve *Mach* sayılarıdır. Hatırlanacağı üzere Buckingham Pi kuramının uygulanması kapsamında elde edilen π_1, π_2 ve π_3 boyutsuz parametreleri bu bağlamda anlamlı bir ifadeye kavuşmaktadır. Zira C_R kuvvet katsayıları *Re* ve *Mach* sayılarına bağlı olarak ifade edilebilmekteydi. Tekrar hatırlatmak gerekirse;

$$\pi_1 = C_R$$

$$\pi_2 = \frac{1}{Re_\infty}, \qquad Re = \frac{\rho_\infty V_\infty c}{\mu_\infty}$$

$$\pi_3 = \frac{1}{M_\infty}, \qquad M_\infty = \frac{V_\infty}{a_\infty}$$

değerlerinin dinamik benzerlik kapsamında her iki akışta da aynı olması gerekir. Diğer bir ifade ile dinamik benzerliğin olduğu akışlarda boyutsuz parametre niteliğindeki taşıma, sürükleme ve yunuslama moment katsayılarının aynı olduğunu söyleyebiliriz. Dolayısıyla rüzgâr tüneli deneyleri sonucunda elde edilen C_L, C_D ve C_M katsayıları gerçek akış içerisindeki birebir boyuta sahip uçak için de dikkate alınabilir.



Şekil 4.9 Gerçek kanat ve 1/5 ölçek ile yapılan model kanat.

Örnek uygulama

Sıkıştırılabilirlik etkilerinin ihmal edilebileceği 25 m/s gibi V_∞ hızında uçurulması planlanan bir insansız uçağın kanadı 0,4 m uzunluktaki c veter boyuna sahip olsun. Gerçek şartlarda uçulacak ρ_∞ hava yoğunluğunun 1,2256 kg/m^3, μ_∞ viskozite değerinin ise 1,78 x 10^{-5} kg/(ms) olduğu kabul edilsin. Buna mukabil aynı kanat geometrisine sahip, 1/5 ölçekli bir modeli rüzgâr tünelinde kullanmayı planladığımızı düşünelim. Tünelde akışkan olarak hava ve yoğunluk ile viskozite değerlerinin ise sırasıyla 0,998 kg/m^3, 1,08 x 10^{-5} kg/(ms) olduğunu kabul edelim. Bu şartlar altında modelin etrafından geçecek hava akımının hızının ne olması gerektiğini ve model üzerinde ölçülecek kuvvet ile gerçek uçakta meydana gelecek kuvvet arasındaki oranı tespit etmeye çalışalım.

İfade edildiği üzere özelliği $_g$ alt indisi ile gösterilen gerçek kanat ile özelliği $_m$ alt indisi ile gösterilen model arasındaki dinamik benzerliğin kurulması koşulu gereği iki akışın aynı Re sayısına sahip olması gerektiğini düşünebiliriz. İlave olarak her iki yüzeyde de aynı C_p basınç katsayısı dağılımının bulunması gerektiğini de söyleyebiliriz. Dolayısıyla,

$$Re_g = Re_m \tag{4.29}$$
$$C_{p,g} = C_{p,m} \tag{4.30}$$

yazılabilir. Re sayılarını daha açık yazar,

$$\frac{\rho_g V_g c_g}{\mu_g} = \frac{\rho_m V_m c_m}{\mu_m}$$

ve buradan V_m hızını çekersek,

$$V_m = V_g \frac{\rho_g}{\rho_m} \frac{c_g}{c_m} \frac{\mu_m}{\mu_g}$$

eşitliği elde edilir. Bu ifadede verili değerler yerlerine koyulursa,

$$V_m = 93{,}14\ m/s$$

$$V_m = V_g\ 3{,}72$$

sonucuna ulaşılır. Buna göre rüzgâr tünelinde devridaim yaptırılan havanın hızının gerçek hava hızından 3,72 kat daha fazla olması gerekmektedir. Basınç katsayısı ve basıncın kuvvet ile olan ilişkisi dikkate alındığında ise,

$$C_p = \frac{2\Delta p}{\rho V^2}, \qquad (4.31)$$

$$\mathbf{F} = \Delta p c^2 \qquad (4.32)$$

eşitlikleri yazılabilir ve buradan da,

$$C_p = \frac{2\mathbf{F}}{\rho V^2 c^2} \qquad (4.33)$$

$$\frac{2\mathbf{F}_g}{\rho_g V_g^2 c_g^2} = \frac{2\mathbf{F}_m}{\rho_m V_m^2 c_m^2} \qquad (4.34)$$

eşitliği ifade edilip, verilen veriler dikkate alınırsa gerçek şartlardaki kuvvet değerine ulaşılabilir;

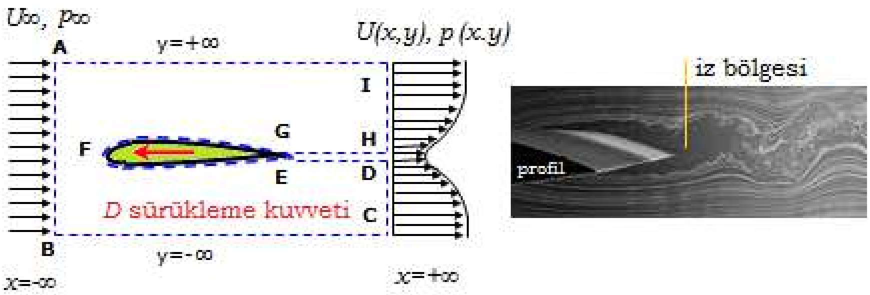
$$\mathbf{F}_g = 2{,}21\mathbf{F}_m \qquad (4.35)$$

Tahmin edileceği üzere denklemde geçen $\mathbf{F}_m$ değeri rüzgâr tünelinde cisme etki eden kuvvet olup, uygun ölçme teçhizatı kullanılarak elde edilir.

4.4 Momentum denkleminin örnek uygulaması

Aerodinamik kuvvetler arasında belirtilen sürükleme kuvvetini deneysel verilere dayalı ama aynı zamanda momentumun korunumu ilkesi ile şekillendirilen basit bir yaklaşımla elde etmek mümkündür. Özellikle rüzgâr tüneli deneyleri vasıtasıyla söz konusu kuvvet doğrudan ölçülebileceği gibi dolaylı ama net bir şekilde de ölçülebilir. Bu yaklaşımdaki temel dayanak noktası momentumdaki kaybın sürükleme kaynaklı olduğu düşüncesine dayanır.

Hatırlanacağı üzere sınır tabaka özellikleri cismin geri bölgesinde bir süre daha devam etmekteydi ve bu bölgeye iz bölgesi adı verilmekteydi. Momentumun korunumu prensibi kullanılarak iz bölgesi hız profili dikkate alınıp, profile etki eden sürükleme kuvveti hesap edilebilir. Bu bağlamda aşağıdaki şekilden de görüleceği üzere profil etrafında ABCDEFGHI noktaları baz alınarak bir kontrol hacmi oluşturalım.



Şekil 4.10 Kanat profili arkasında meydana gelen iz bölgesi ve dikkate alınan kontrol hacmi.

Bu kontrol hacmine etki eden kuvvetler ile momentumun değişimi arasında aşağıdaki genel denklemi yazmak mümkündür;

$$\mathbf{F} = \frac{d}{dt}(m\mathbf{V}) \tag{4.36}$$

$$\oiiint \rho \mathbf{f} dV - \oiint p d\mathbf{S} + \mathbf{F}_{viskoz} = \oiint (\rho \mathbf{V}.d\mathbf{S})\mathbf{V} + \frac{\partial}{\partial t}\oiiint (\rho dV)\mathbf{V} \tag{4.37}$$

Akışın daimi ve hacimsel kuvvetlerin ihmal edildiği dikkate alınırsa, x yönündeki momentumun korunumunu,

$$-\mathbf{D} - \oiint p d\mathbf{S} = \oiint (\rho \mathbf{V}.d\mathbf{S})\mathbf{V} \tag{4.38}$$

denklemine dönüştürebiliriz. Burada viskoz kuvvetler için daha genel bir içeriği olan **D** sürükleme kuvveti ifadesi kullanılmıştır. Kontrol hacminde derinliği birim derinlik olarak dikkate alır ve diferansiyel yüzey alanını tekrar ifade edersek,

$$d\mathbf{S} = dy\,\mathbf{j} \tag{4.39}$$

$$-\mathbf{D} - \int_B^A p dy \mathbf{j} = \int_C^I \rho \mathbf{V}^2 .dy\,\mathbf{j} \tag{4.40}$$

eşitliğini elde ederiz. Bu ifadeyi belirtilen sınırlar ve yüzeylerin normali doğrultularını dikkate alarak,

$$-D - \int_B^A (-p_\infty + p) dy = \int_C^I (\rho U^2 - \rho_\infty U_\infty^2).dy \tag{4.41}$$

halinde tekrar yazabiliriz. Öte yandan daimi akış için süreklilik denklemini dikkate alırsak,

$$\oiint \rho \mathbf{V} d\mathbf{S} = 0 \tag{4.42}$$

ve bu genel ifadede seçilen kontrol hacmine uygun düzenleme yaparsak,

$$\int_B^A \rho U dy = \int_C^I \rho_\infty U_\infty dy \tag{4.43}$$

denklemini buluruz. Bu denklemi uygun bir güdümleme ile momentum denkleminde kullanırsak,

$$-D - \int_B^A (-p_\infty + p) dy = \int_C^I \rho U^2 dy - \int_C^I \rho_\infty U_\infty^2 dy \tag{4.44}$$

$$\int_C^I \rho U^2 dy - \int_C^I \rho_\infty U_\infty^2 dy = \int_C^I \rho U U dy - \int_C^I \rho U U_\infty dy \tag{4.45}$$

$$-D - \int_B^A (-p_\infty + p) dy = \int_C^I \rho U (U - U_\infty) dy \tag{4.46}$$

ifadesine ulaşırız. Pratik uygulamalar göstermektedir ki iz bölgesini yeteri kadar uzakta seçilirse basınç farkı oldukça düşük seviyelere inmektedir. Ayrıca akımın da sıkıştırılamaz olduğu kabul edilirse sürükleme kuvvetini,

$$D = \rho_\propto \int_C^I U(U_\infty - U) dy \tag{4.47}$$

denklemini kullanarak hesaplayabiliriz.

YAŞAMDAN BİR SAYFA
(1421 Ercan CAN)


Çatlak Kova

"Bir sucu boynuna astığı uzun bir sopanın uçlarına taktığı iki büyük kovayla su taşırmış. Kovalardan birisi çatlakmış. Sağlam kova her seferinde ırmaktan patronun evine ulaşan uzun yolu dolu olarak tamamlarken, çatlak kova içine konan suyun sadece yarısını ulaştırabilirmiş. Bu durum 2 yıl boyunca her gün böyle devam etmiş. Sucu her seferinde patronun evine sadece bir buçuk kova su götürebilmiş. Sağlam kova başarısından gurur duyarken çatlak kova ırmağın kıyısında sucuya seslenmiş;

- *Kendimden utanıyorum ve senden özür dilemek istiyorum.*
- *Sucu "Neden? Niye utanç duyuyorsun?" demiş.*
- *Çatlak kova "Çünkü 2 yıldır çatlağımdan su sızdığı için taşıma görevimin sadece yarısını yerine getirebiliyorum. Benim kusurumdan dolayı sen bu kadar çalışmana rağmen emeklerinin tam karşılığını alamıyorsun" demiş.*
- *Sucu "patronun evine giderken yolun kenarındaki çiçekleri fark etmeni istiyorum." diye cevap vermiş.*

Gerçekten de tepeyi tırmanırken çatlak kova patikanın bir yanındaki yabani çiçekleri ısıtan güneşi görmüş, fakat yolun sonunda yine suyun yarısını kaybettiği için kendini kötü hissetmiş ve yine sucudan özür dilemiş. Sucu kovaya tekrar sormuş;

- *Yolun sadece senin tarafında çiçekler olduğunu ve diğer kovanın tarafında hiç çiçek olmadığını fark etmedin mi? Yolun senin tarafına çiçek tohumları ektim ve her gün biz ırmaktan dönerken sen onları suladın. Sen böyle olmasaydın bu güzellikler yaşanmayacaktı. "*

Takvim Yaprağı

KANAT PROFİLLERİ AERODİNAMİĞİ

"Çalışmadan, öğrenmeden, yorulmadan rahat yaşama yollarını alışkanlık haline getiren milletler önce onurlarını, sonra hürriyetlerini, daha sonra da geleceklerini kaybetmeye mahkûmdurlar. "

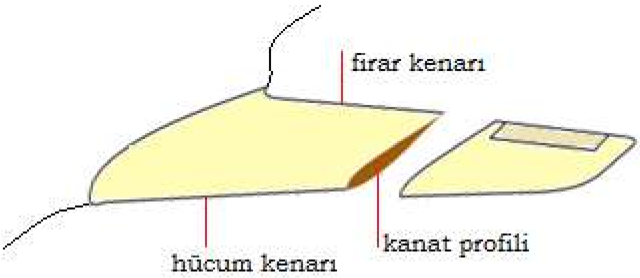
M. Kemal Atatürk

Kanat profilleri aerodinamiği bahsinde öncelikle temel profil parametreleri, bilahare profil aileleri ve NACA profilleri, profil etrafında oluşan taşıma ve sürükleme kuvvetleri, nihayetinde de taşımayı arttırıcı sistemler üzerinde durulacaktır.

5.1 Temel profil parametreleri

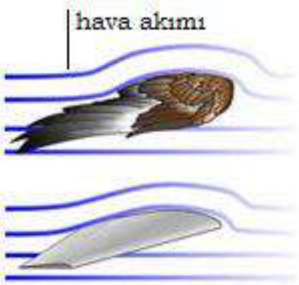
Profil geometrisi doğada var olan ve aerodinamik açıdan oldukça verimli sonuçlar doğuran bir geometridir. Hava araçları içerisinde en yaygın olarak kullanılan uçakların üç boyutlu kanadının daha önce tanımlanan eksen takımına göre *x-z* düzlemindeki iki boyutlu kesit görünümüne kanat profili adı verilir. Kanat profilinin şekli hayati öneme sahip olup, bu şekil tüm kuvvet ve momentlerin oluşumunda başat role sahiptir.

Şekil 5.1 Yağmur damlası aerodinamik olarak düşük sürüklemeye neden olur.

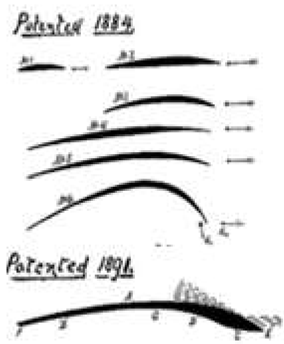


Şekil 5.2 3 boyutlu kanadın yandan kesit görüntüsü 2 boyutlu kanat profili olarak tanımlanır.

Kanat profilinin şekli doğadan esinlenilerek oluşturulmuştur denilebilir. Tabiatta uçan canlıların kanat geometrileri veya daha sade haliyle yağmur damlasının biçimi başlıca esinlenme kaynaklarıdır. Doğadaki örneklerin izlenmesindeki neden ise bu geometrilerin düşük sürükleme, buna mukabil yüksek taşıma kuvveti oluşturma özelliğidir. Örneğin yoğunlaşan yağmur kütlesi hava içerisinde yerçekimi etkisi ile aşağıya doğru düşerken kütlenin yüzeylerinde oluşan kayma gerilmeleri nedeniyle şekil değiştirmeye ve bilinen damla biçimine dönüşmeye başlar. Bu şeklin özelliği ise sürüklemesinin oldukça düşük olmasıdır. Ya da kuşların sahip oldukları kanat geometrileri sayesinde çok az enerji harcayarak uzun süreler havada kalabilmeleri, süzülebilmeleri ve uçabilmeleri yine profil geometrileri sayesinde gerçekleşir. Yağmur damlasına karşılık kanatların ilave getirisi düşük sürükleme ile beraber yüksek taşıma kuvveti de sağlamalarıdır.

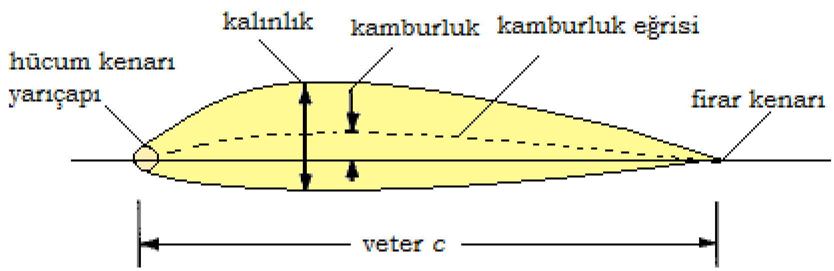


Şekil 5.3 Kuş kanadı düşük sürükleme yanında yüksek taşıma kuvveti de sağlar.



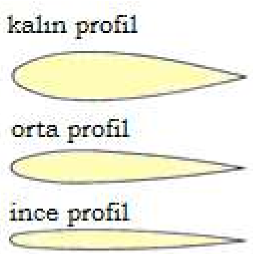
Şekil 5.4 Kanat profiline ait ilk patent çalışmaları.

Zaman içerisinde tabiattaki var olan bu geometri dikkate alınarak benzer şekillerin üretimine gidilmiş, öncelikle bu tür şekillerin nasıl elde edilebileceği üzerinde durulmuş, bilahare deneysel çalışmalar ile en verimli kanat profili geometrileri tespit edilmeye çalışılmıştır. Bu husustaki matematiksel temeller ise elde edilen deneysel ve gözlemsel tecrübelere göre formüle edilmiş, bir manada tümdengelim yöntemleri kullanılmıştır. Kanat profili ile ilgili olarak ilk patent çalışmaları 1880'li yıllara, İngiliz bilim adamı Horatio F. Phillips'e dayanır. Ancak geniş kapsamlı ve sistematik çabalar ise 1930'lu yılların başlarından itibaren başlayıp on yıllarca süren ve *N*ACA (National Advisory Committee for Aeronautics) tarafından gerçekleştirilen çalışmalardır.

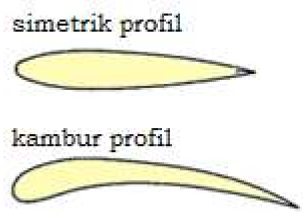


Şekil 5.5 Temel kanat profili parametreleri.

Temel profil parametrelerinin şekil üzerindeki gösterimlerini yukarıdaki resimden gözlemleyebiliriz. Buna göre profilin ön kısmına hücum kenarı, arka kısmına firar kenarı adı verilir. Bu iki kenar arasındaki en kısa mesafe olan doğrusal uzaklığa ise *c* veter hattı denir. Profilin hücum kenarı ile firar kenarını birleştiren üst yüzey ile alt yüzeyin aynı dikey eksen dahilindeki noktalarını birleştiren doğru parçalarına *t* profil kalınlığı, bu doğru parçalarının orta noktaları birleştirildiğinde elde edilen eğriye ise kamburluk eğrisi adı verilir. Kamburluk eğrisinin veter hattı ile olan mesafesi ise *m* kamburluk olarak tanımlanır. Profile ait azami kalınlığın veter boyuna oranına azami kalınlık oranı, azami kamburluğun veter hattına oranına ise azami kamburluk oranı adı verilir. Hücum kenarının eğriliğini belirtmek içinse genellikle hücum kenarından teğet olarak geçtiği düşünülen dairenin yarıçapı dikkate alınır ve bu değere hücum kenarı yarıçapı denir.



Şekil 5.6 Kalınlığa göre profil çeşitleri.



Şekil 5.7 Kamburluğa göre profil çeşitleri.

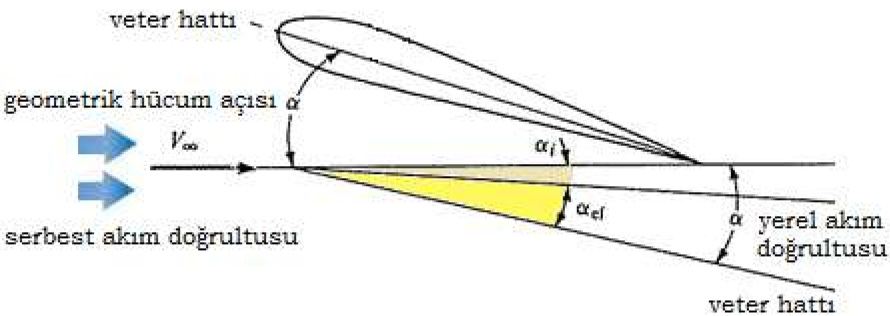
Profilleri kalınlığına göre sınıflandırmak mümkündür. Örneğin azami kalınlık oranı %6'dan küçük olan profillere ince profil, azami kalınlık oranı %6 ila %14 arası olan profillere orta kalınlıkta profil ve azami kalınlık oranı %14'ten büyük olan profillere ise kalın profil denir

.

Diğer bir tasnif ölçütü ise kamburluğun var olup olmamasıdır. Buna göre kamburluğu sıfır olan profillere simetrik profil, sıfırdan farklı olan profillere ise kambur profil adı verilir.

Doğrudan olmasa da dolaylı olarak profil geometrisine ait diğer önemli bir tanımlama ise α hücum açısıdır. Hücum açısı kanat veter hattı ile profile doğru gelen serbest akım doğrultusu arasında kalan açı değeridir. Bu değerin aerodinamik kuvvetlerin oluşumunda etkisi oldukça büyüktür. Zira akışın ve dolayısıyla da akışkanın profil geometrisi ile nasıl ilişkiye girdiğini belirleyen yegane unsurdur.

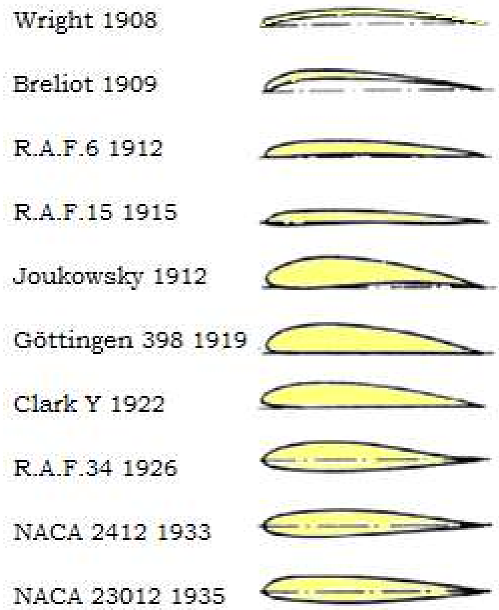
Hücum açısını kuramsal bazda ifade edildiği üzere tanımlasak da uygulamada dikkate alınan hücum açısı biraz daha küçük bir değere sahiptir. Bu nedenle profil veter hattı ile serbest akım doğrultusu arasındaki açı geometrik hücum açısı olarak da tanımlanır ve bu açı etkin hücum açısı değeri ile indüklenmiş hücum açısı değerlerinin toplamına eşittir. Taşıma kuvveti doğrudan etkin hücum açısı ile bağlantılıdır. İndüklenmiş hücum açısı kavramının arka planında kanadın üç boyutlu doğası yatar. Daha sonra kanat bahsinde değineceğimiz üzere akımın üç boyutlu olması nedeniyle x ekseni haricinde y ekseni üzerinde de yerel akımlar oluşur ve bu akımlar serbest akım doğrultusunun yerel bazda değişmesine neden olur. Pratikte bunun manası taşıma kuvvetinde azalma, sürükleme kuvvetinde ise artmadır.



Şekil 5.8 Hücum açısı.

5.2 Profil aileleri ve NACA profilleri

Profil şeklinin oluşan aerodinamik kuvvet ve momentlere etkisinin çok büyük olması nedeniyle geçmişte kuvvet ve moment sadedinde istenen özellikleri veren profil şekli üretmek için pek çok çalışma yapılmıştır. Bu çalışmalar bu gün de devam etmektedir. Bu nedenle farklı sistematik üretim tekniklerine dayanan değişik profil ailelerinden bahsetmek mümkündür. Yaygın profil aileleri arasında Eppler, Wortman, Göttingen, Clark, FX ve NACA profilleri sayılabilir. Ancak bu aileler arasında belki de en kapsamlı, sistematik ve yaygın olanı NACA profil ailesidir ve bu kitap kapsamında da NACA profilleri üzerinde durulacaktır.



Şekil 5.9 1930'lu yıllar ve öncesi kanat profil örnekleri.

NACA profillerinin gelişimi 1930'lu yıllara dayanır. Özellikle ABD'nin Virginia eyaletindeki Langley araştırma merkezi ve bu merkezdeki rüzgâr tünelleri kanat profilleri üzerinde yapılan bilimsel çalışmalar açısından tarihi öneme ve hatıralara sahiptir. NACA Langley araştırma merkezinde onlarca profil üzerinde yapılan yüzlerce rüzgâr tüneli deneyleri sonucunda elde edilen veriler ışığı altında profil geometrisi üretimi amaçlı değişik sistematik yaklaşımların geliştirildiğini görüyoruz. Bu yaklaşımlardan ilki 4 veya 5 basamaklı sayılar ile profil ve geometri tanımlamasıdır.

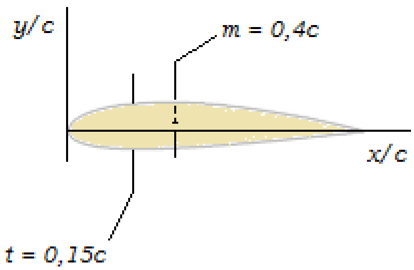
En basit haliyle NACA 4-basamak profilleri olarak da bilinen bu yaklaşımda profile ait temel geometrik özellikler her bir basamakta ifade edilen sayılar ile temsil edilmektedir. NACA 5-basamak profilleri ise bir önceki sistematik yaklaşımdan biraz daha farklı ama temel olarak profilin geometri ve aerodinamik özelliğine ait bilgileri içeren temsil yöntemleri içermektedir. NACA 4- ve 5- basamaklı profiller haricinde değişime uğramış NACA 4- ve 5- basamaklı profillerden, NACA 1- serisi, 16- serisi, NACA 6- serisi, NACA 7- serisi ve NACA 8- serisi gibi değişik profillerden de bahsedilebilir, ancak kitap kapsamında sadece NACA 4- ve NACA 5- basamaklı profil gruplarına değinilecektir. Yaygın olarak kullanılan NACA profillerinin uygulama alanı buldukları bazı uçaklar aşağıdaki çizelgede görülmektedir.

Çizelge 5.1 Kullanımdaki bazı NACA profilleri.

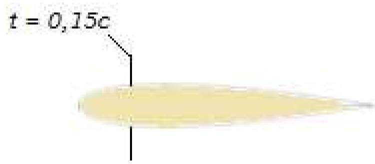
Uçak	Kök veter	Uç veter
Beech 50 Twin Bonanza	NACA 23014	NACA 23012
B-17 Flying Fortress	NACA 0012	NACA 0010
Cessna 152	NACA 2412	NACA 0012
Cessna 172 1973'ten sonrası	NACA 2412	NACA 2412
Cessna 550 Citation II	NACA 23014	NACA 23012
Douglas DC-3	NACA 2215	NACA 2206
Fairchild A-10 Thunderbolt II	NACA 6716	NACA 6713
Sikorsky S-61 SH-3 Sea King	NACA 0012	NACA 0012

5.2.1 NACA 4-basamak profilleri

Kanat profilinin geometrik verilerini temsil eden basamaklardan ilki profilin azami kamburluk oranını verir. İkinci basamak ise azami kamburluğun bulunduğu yeri ifade eder. Bu mesafe hücum kenarından itibaren olup, basamak sayısı ondalık yüzde olarak veter boyuna oranı cinsindendir. Son iki basamak ise azami kalınlık oranını ifade eder.



Şekil 5.10 NACA 2415 kanat profili.



Şekil 5.11 NACA 0015 kanat profili.

Örneğin NACA 2415 profilinin azami kamburluk oranı %2 ya da diğer bir ifade ile kamburluk değeri 0,02c, bu kamburluk değerinin bulunduğu yer ise hücum kenarından itibaren geriye doğru veterin %40'ında ya da başka bir ifade ile 0.4c'de, aynı profilin azami kalınlık oranı ise %15 ya da daha açık bir ifade ile azami kalınlığı 0,15c'dir. Diğer bir örnek olarak NACA 0015 profili verilebilir. Bu profilin kamburluğu sıfır olup, simetrik bir profildir. Buna karşılık azami kalınlığı ise bir önceki profil ile aynı olup, veterin %15'i yani 0,15c kadardır.

4-Basamaklı simetrik kanat profillerinin kalınlık dağılımını ya da diğer bir ifade ile yüzey koordinatlarını veren denklemi ise aşağıdaki gibi 4'üncü dereceden polinomiyal bir denklemle tanımlayabiliriz;

$$y_t = \frac{t}{0,2}c\begin{bmatrix} 0,2969\sqrt{\frac{x}{c}} - 0,1260\left(\frac{x}{c}\right) - 0,3516\left(\frac{x}{c}\right)^2 \\ +0,2843\left(\frac{x}{c}\right)^3 - 0,1015\left(\frac{x}{c}\right)^4 \end{bmatrix} \tag{5.1}$$

$$
\begin{aligned}
x_U &= x \\
x_L &= x \\
y_U &= y_t \\
y_L &= -y_t
\end{aligned}
\tag{5.2}
$$

burada t profil tanımındaki son iki basamak olup, profile ait azami kalınlık oranını, $_U$ ve $_L$ alt indisleri ise sırasıyla üst ve alt yüzey tanımını ifade etmektedir. Dikkat edilirse denklem $x/c = 1$ değeri için normalde sıfıra eşit olması gerekirken oldukça küçük ama sıfırdan farklı bir değer almaktadır. Bu olumsuz durumu bertaraf etmek için son katsayı bazen -0,1036 gibi bir değerle de düzeltilebilir. Öte yandan profillerin hücum kenarını karakterize eden hücum kenarı dairesel yay yarıçapını ise,

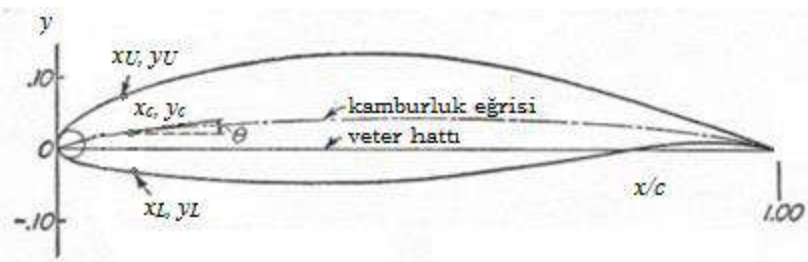
$$
r = 1{,}1019t^2 \tag{5.3}
$$

eşitliği ile elde ederiz.

4-Basamaklı profilin simetrik değil de kambur profil olması durumunda ise profil alt ve üst yüzeyine ait noktaların koordinatlarını belirlemek biraz daha fazla hesap gerektirir. Buna göre öncelikle kamburluk hattının koordinatlarını bulmak gerekir. Kamburluğun y ordinatını veren denklem aşağıdaki gibidir;

$$
y_c = \begin{Bmatrix} m\dfrac{x}{p^2}\left(2p - \dfrac{x}{c}\right) & 0 \le x \le pc \\ m\dfrac{c-x}{(1-p)^2}\left(1 + \dfrac{x}{c} - 2p\right) & pc \le x \le c \end{Bmatrix} \tag{5.4}
$$

burada m azami kamburluk değeri, p azami kamburluğun bulunduğu yer ve y_c ise yatay eksen üzerindeki x apsis değerine karşılık gelen y kamburluk ordinatıdır. Hatırlanacağı üzere m değeri basamak sistematiğinde ilk basamak tarafından, p ise ikinci basamak tarafından temsil edilmektedir.



Şekil 5.12 Kambur NACA kanat profili geometrisi.

Kambur profile ait kamburluk eğrisi bulunduktan sonra profilin üst ve alt yüzeyine ait koordinatlar ise;

$$
x_U = x - y_t \sin\theta \tag{5.5}
$$
$$
x_L = x + y_t \sin\theta \tag{5.6}
$$
$$
y_U = y_c + y_t \cos\theta \tag{5.7}
$$

$$y_L = y_c - y_t \cos\theta \tag{5.8}$$

denklemleri ile elde edilir. Burada θ açı değeri ise kamburluk eğrisinin eğimi olup,

$$\theta = \arctan\left(\frac{dy_c}{dx}\right) \tag{5.9}$$

şeklindedir. Profil geometrisinin elde edilmesinde x apsis değerlerinin dağılımı önem arz eder. Zira hücum ve firar kenarı bölgelerinde yüzey eğimi yüksek değerlerde olup, x dağılımının bu bölgelerde sıklaştırılması uygun geometrinin elde edilmesini kolaylaştırır. Orta bölgelerde ise x dağılımı seyrekleştirilebilir.

5.2.2 NACA 5-basamak profilleri

5-Basamaklı NACA profilleri bir öncekine göre biraz daha karmaşık bir tanımlama sistematiğine sahiptir. İlave olarak basamak değerleri geometrik bilgi yanında aerodinamik veri bilgisi de taşır. Örneğin ilk basamak sayısı 1,5 değeri ile çarpıldığında profile ait tasarım taşıma katsayısı yani C_L değeri ondalık mertebede elde edilmiş olur. Sonraki iki basamak ise 0,5 ile çarpıldığında azami kamburluğun bulunduğu noktanın apsisini vetere oranla ifade eder. Son iki basamak ise azami kalınlık oranını gösterir. Örneğin NACA 23012 profilinin C_L değeri 0,3 rakamına eşittir. Profilin azami kalınlık oranı 0,12, azami kamburluğun hücum kenarından itibaren mesafesi ise 0,15c'dir.

5-Basamaklı kanat profilinin alt ve üst yüzeyine ait profil koordinatlarının belirlenmesi ise yine kamburluk eğrisinin hesaplanması ile başlar. Bu eğri aşağıdaki denklemlerle elde edilir;

$$y_c = \begin{Bmatrix} \dfrac{k_1}{6}[x^3 - 3mx^2 + m^2(3-m)x] & 0 \le x \le pc \\ \dfrac{k_1 m^3}{6}(1-x) & pc \le x \le c \end{Bmatrix} \tag{5.10}$$

İfadelerde geçen k_1 katsayısı 5-Basamak ile tanımlanan profilin ilk üç basamak değerine göre belirlenen bir değer olup, Çizelge 5.2'de bu değerler ifade edilmektedir.

Kamburluk eğrisinin eldesi sonrasında kalınlık dağılımının hesabına geçilir. Bu safhada ve bilahare profil yüzey koordinatları hesabında yapılan işlemler daha önce 4-Basamaklı profil geometrisindeki ile aynıdır. Dolayısıyla;

$$y_t = \frac{t}{0{,}2}c\begin{bmatrix} 0{,}2969\sqrt{\dfrac{x}{c}} - 0{,}1260\left(\dfrac{x}{c}\right) - 0{,}3516\left(\dfrac{x}{c}\right)^2 \\ +0{,}2843\left(\dfrac{x}{c}\right)^3 - 0{,}1015\left(\dfrac{x}{c}\right)^4 \end{bmatrix} \tag{5.11}$$

$$\begin{aligned} x_U &= x - y_t \sin\theta \\ x_L &= x + y_t \sin\theta \\ y_U &= y_c + y_t \cos\theta \\ y_L &= y_c - y_t \cos\theta \end{aligned} \tag{5.12}$$

ve

$$\theta = \arctan(\frac{dy_c}{dx}) \tag{5.13}$$

denklemlerini aynen yazabiliriz.

Çizelge 5.2 NACA 5-Basamaklı profil katsayıları

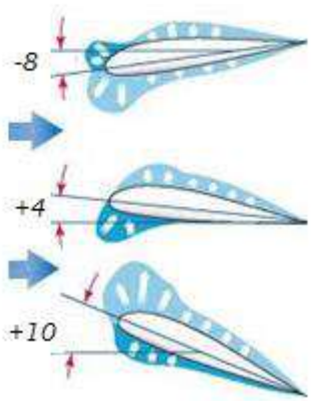
Tanımlama	**p**	**m**	**k_1**
210	0,05	0,0580	361,400
220	0,10	0,1260	51,640
230	0,15	0,2025	15,957
240	0,20	0,2900	6,643
250	0,25	0,3910	3,230

5.3 Taşıma ve sürüklemenin oluşumu

Profilin şeklinin farklılığı ve/veya gelen hava akımının belli bir açı ile profile etki etmesi neticesinde kanat profili etrafında farklı basınç dağılımı ve ilave olarak kayma gerilmeleri, dolayısıyla da taşıma ve sürükleme kuvvetleri oluşur. Aynı profil şekline sahip kanadın farklı hücum açılarında farklı taşıma ve sürükleme kuvveti meydana getirdiğini söyleyebiliriz. Dolayısıyla hücum açısı kuvvet oluşumunda birincil unsurdur. Kanat profiline ait temel kuvvet ve moment parametreleri olan C_L, C_D ve C_M katsayıları genellikle hücum açısına bağlı olarak grafiksel gösterime tabi tutulurlar. Profil yüzeyinin her noktasındaki p basınç değerini dinamik basınç ile boyutsuzlaştırılarak daha önce tanımladığımız C_p basınç katsayısı dağılımını elde etmek mümkündür. Bu dağılım profil alt ve üst yüzeyi boyunca entegre edildiğinde ise kuvvet veya moment katsayıları hesap edilebilir. Hatırlanacağı üzere C_p basınç katsayısı;

$$C_p = \frac{p - p_\infty}{q_\infty}, \qquad q_\infty = \frac{1}{2}\rho_\infty V_\infty^2 \tag{5.14}$$

şeklindeydi. Buradaki q_∞ dinamik basınç olarak adlandırılmaktaydı.

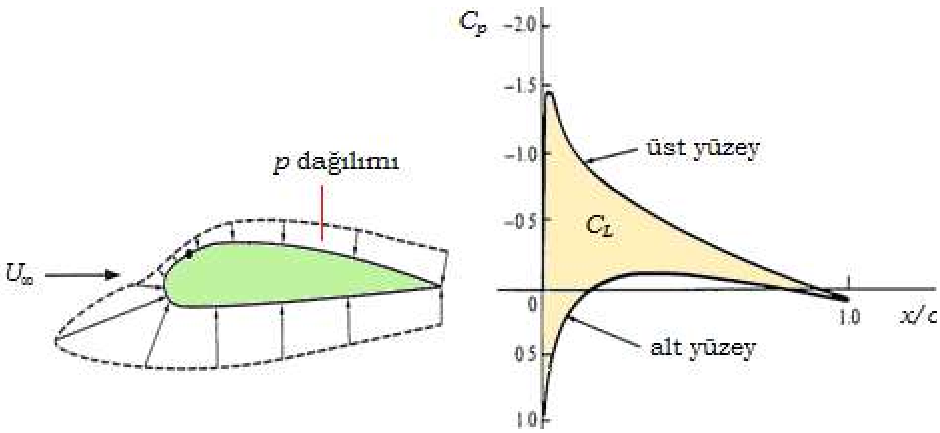


Şekil 5.13 Hücum açısına göre basınç dağılımı.

Basınç katsayısından taşıma katsayısına geçiş ise;

$$C_L = \int_{HK}^{FK} [C_{p,U}(x) - C_{p,L}(x)] d(\frac{x}{c}) \tag{5.15}$$

denklemi ile mümkündür. Burada $_{HK}$ hücum kenarını, $_{FK}$ firar kenarını, $C_{p,U}$ üst yüzeye ait basınç katsayısı değerini, $C_{p,L}$ ise alt yüzeye ait basınç katsayısı değerini ifade etmektedir.



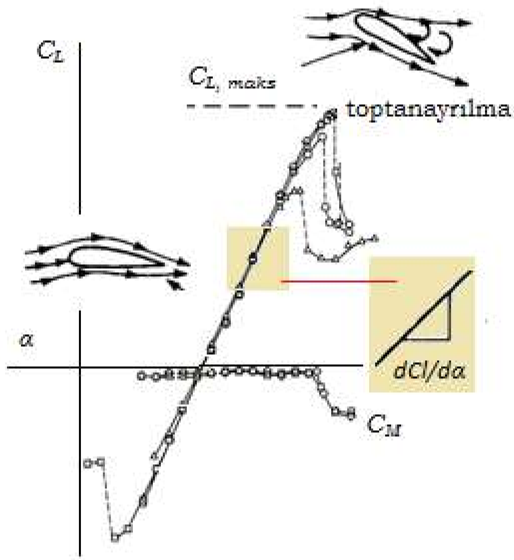
Şekil 5.14 Profil yüzeylerinde basınç ve basınç katsayısı dağılımları.

Taşıma kuvvetinin göstergesi olan C_L taşıma katsayısı belli bir değere kadar hücum açısı ile lineer değişir. Ancak belli bir açı değerinin geçilmesi durumunda profil üzerinde akım ayrılmaları oluşur ve bu oluşum da taşımada ani azalmaya, sürüklemede ise ani artmaya neden olur.

Simetrik profillerde, 0^0 hücum açısı değerinde alt ve üst yüzeylerdeki basınç dağılımları da simetriktir. Dolayısıyla taşıma katsayısı 0 değerine eşittir. Ancak kambur profillerde 0^0 hücum açısı değerinde de kuvvet oluşumu söz konusudur. Dolayısıyla C_L değerini,

$$C_L = C_{L,0} + \frac{dC_L}{d\alpha}\alpha \qquad (5.16)$$

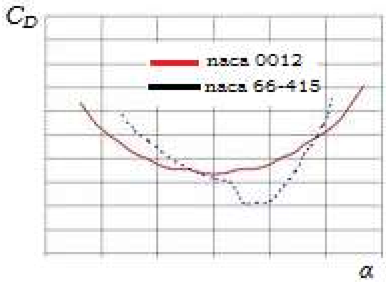
denklemi ile ifade edebiliriz. Burada $dC_L/d\alpha$ lineer bölgedeki taşımanın eğimi, $C_{L,0}$ değeri ise 0^0 hücum açısı değerindeki taşıma katsayısı değeridir. Hücum açısının negatif değerler alması taşıma katsayısının gittikçe azalmasına ve belli bir açı değerinden sonra ise negatif değerler almasına neden olur. Negatif taşıma katsayısının manası ise taşıma kuvveti yerine ters yönde profili bastıran bir kuvvetin oluşumu demektir.



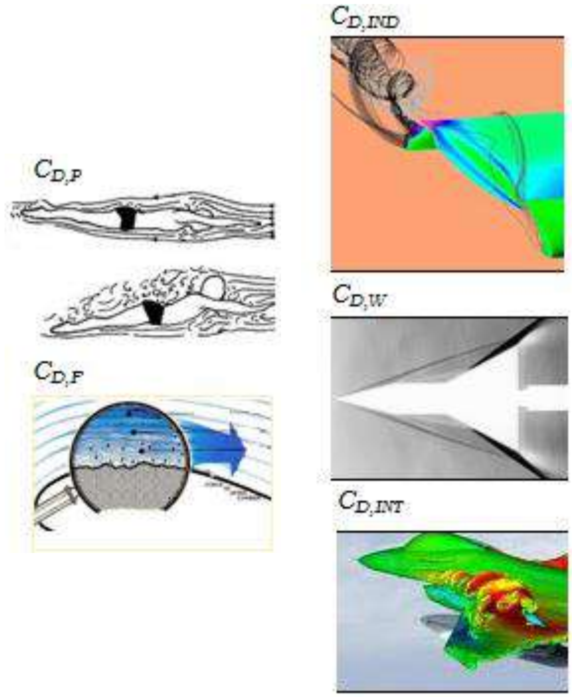
Şekil 5.15 C_L ile α hücum açısı arasındaki ilişki.

Negatif taşıma katsayısının oluşumu kanatlar dahilinde istenmez, ancak kuyruk dahilinde durum farklı olabilir. Uçağa ait ağırlık merkezi ile aerodinamik kuvvetlerin etki ettiği konuş yeri arasındaki ilişkiye göre kuyruğun taşıma yerine bastırma kuvveti oluşturması istenebilir.

Taşıma katsayısının nispeten basit oluşumuna karşılık sürükleme katsayısının ve dolayısıyla sürükleme kuvvetinin oluşumu o kadar basit ve kolay değildir. Sürüklemenin oluşumunda pek çok etmenin varlığından bahsedilebilir. Ayrıca katsayının hücum açısı ile değişimi de neredeyse tüm açı değerlerinde eğriseldir, yani doğrusal değildir.



Şekil 5.16 C_D ile α hücum açısı arasındaki ilişki.



Şekil 5.17 C_D sürükleme katsayısı bileşenleri.

Sürükleme katsayısını;

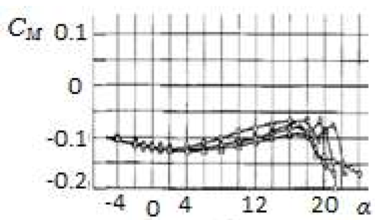
$$C_D = C_{D,P} + C_{D,F} + C_{D,INT} + C_{D,IND} + C_{D,W} \qquad (5.17)$$

şeklinde tanımlayabiliriz. Burada $C_{D,P}$ basınç sürüklemesini, $C_{D,F}$ sürtünme sürüklemesini, $C_{D,INT}$ girişim sürüklemesini, $C_{D,IND}$ indüklenmiş sürüklemeyi ve $C_{D,W}$ dalga sürüklemesini temsil etmektedir. Basınç sürüklemesi ile sürtünme sürüklemesi toplamı genellikle parazit sürüklemesi olarak ifade edilir ve C_{D0} olarak gösterilir.

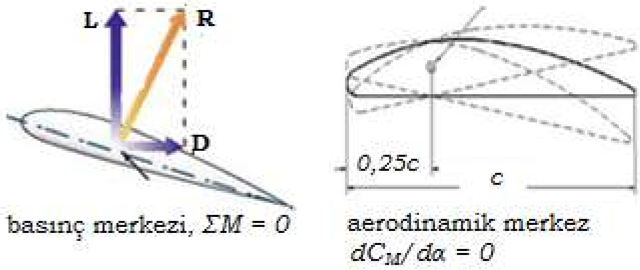
$C_{D,P}$ basınç sürüklemesinin nedeni dikey eksene göre meydana gelen basınç dağılımı asimetrisidir. Cismin ön bölgesindeki laminer akım düzgün bir basınç dağılımı gösterir. Ancak akış cisim boyunca ilerledikçe akım ayrılmaları baş gösterir ve bu nedenle de yüzeyde basınç kayıpları oluşur. Ön bölge ile arka bölge arasındaki bu asimetri yatay kuvvet oluşumunu da etkiler ve sonuçta basınç sürüklemesi dediğimiz etki ortaya çıkar. $C_{D,F}$ sürtünme sürüklemesi ise yüzey pürüzlülüğünden kaynaklanır. Tahmin edileceği üzere katı yüzeyler her ne kadar yüzey işlemlerine tabi tutulsa da mikro ölçekte hala ciddi pürüzler taşır ve bu pürüzler akışkanın yüzeyden engelsizce akmasına mani olur. $C_{D,IND}$ indüklenmiş sürükleme üç boyutlu gerçek dünya akış şartlarından kaynaklanır. Daha sonra kanat bahsinde üzerinde duracağımız kanat ucu girdapları kanat üzerinde taşımanın azalmasına, buna mukabil sürüklemenin artışına neden olur. Öte yandan ayrı ayrı sürükleme kuvvetleri hesaplanan kanat ve motor gibi uçak yapıları beraber dikkate alındıklarında kanat ve motorun meydana getirdiği toplam sürükleme kuvvetinden daha fazla sürükleme meydana getirirler. Bu durumun temel nedeni her ikisinin de birbirlerini etkilemeleri, bir manada tetiklemeleri ve bu nedenle de $C_{D,INT}$ girişim sürüklemesinin ortaya çıkmasıdır. Son sürükleme bileşeni olan $C_{D,W}$ dalga sürüklemesi ise sescivarı veya sesüstü hızlarda ortaya çıkar. Daha önce sıkıştırılabilir akış şartlarını incelerken gördüğümüz şok dalgaları dalga sürüklemesinin birincil sebebidir.

Hatırlanacağı üzere şok dalgasını geçen akışkanın hızı yavaşlamakta ve basıncı da artmaktaydı. Bu yavaşlama katı cisim üzerinde ilave bir dalga sürüklemesine neden olur.

Taşıma ve sürükleme katsayıları yanında kayda değer diğer bir katsayı ise C_M yunuslama moment katsayısı olup, yunuslama momentinin oluş nedeni profil alt ve üst yüzeylerine etki eden basınç ve kayma gerilmesi etmenleridir. Yön itibari ile profilin hücum kenarını yukarıya doğru döndürecek moment pozitif işaretli olarak tanımlanır. Bu yön aynı zamanda saatin dönüş yönüdür.



Şekil 5.18 C_M ile α hücum açısı arasındaki ilişki.



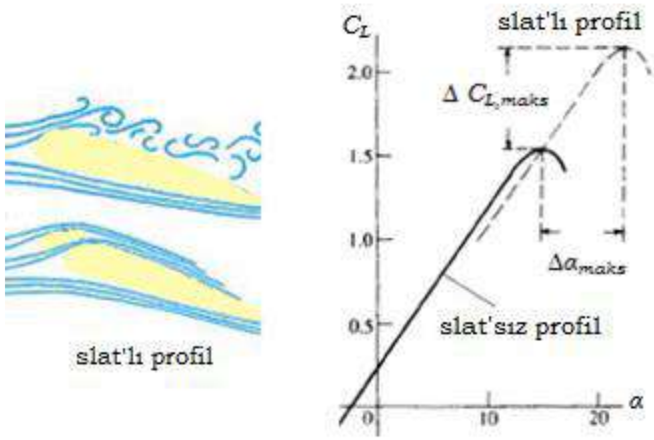
Şekil 5.19 Basınç ve aerodinamik merkez tanımlamaları.

Aerodinamik moment katsayısı da diğer katsayılar gibi hücum açısına bağlı olarak değişir ve bu değişim eğriseldir. Ancak değişimin diğer katsayılardaki gibi güçlü olduğunu söyleyemeyiz. Yunuslama momentinin şiddeti uçağın kuyruk düzenlemesini doğrudan etkiler. Zira düz uçuşun gerçekleşebilmesi için herhangi bir dönünün olmaması, dolayısıyla kanat dâhilinde oluşan yunuslama momentinin toplamda sıfırlanması gerekir. Bununla beraber profil üzerinde seçilecek uygun bir nokta ile yunuslama momentinin değerini sıfırlamak da mümkündür.

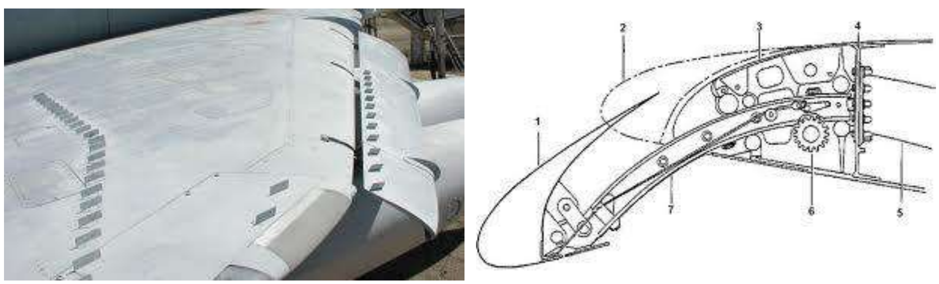
Profil üzerinde toplam momentin sıfır olduğu noktaya basınç merkezi adı verilir. Tabiatıyla hücum açısının değişmesi basınç dağılımının değişmesine, dolayısıyla basınç merkezinin de değişmesine neden olur. Basınç merkezi aynı zamanda bileşke aerodinamik kuvvetin etki ettiği yer olarak da ifade edilebilir. Buna mukabil yunuslama momentinin hücum açısı ile değişmediği noktaya ise aerodinamik merkez adı verilir. Aerodinamik merkez yaklaşık olarak hücum kenarından itibaren *0,25c* mesafesindedir.

5.4 Taşıma ve sürüklemeyi arttırıcı sistemler

Kanat profilleri uçuşun farklı rejimlerinde aynı geometriyle kullanılırlar. Ancak farklı uçuş rejimleri farklı geometrik ihtiyaçları doğurabilir. Zira kalkış esnasında düşük sürükleme, yüksek taşıma gerekleri söz konusu iken iniş esnasında kısa mesafe ve sürede durmak için yüksek sürükleme kuvveti istenir. Öte yandan uçuşun en uzun süreli zamanını alan rejim ise seyir uçuşudur. Seyir uçuşunda minimum sürükleme ve gerektiği kadar taşıma kuvveti istenir. Kanadın eniyilemesi söz konusu olduğunda dikkate alınması gereken uçuş rejimi seyir uçuşudur. Tahmin edilebileceği üzere seyir uçuşu dikkate alınarak tasarlanan bir kanat profilinin özellikle iniş esnasında verimliliği oldukça düşük olacaktır. Dolayısıyla kanat profilinin uçuş rejimine göre modifikasyona uğratılması uygun bir seçenektir. Özellikle iniş ve kalkış gibi düşük hızların söz konusu olduğu uçuş rejimlerinde taşımayı arttırmak için hücum açısı, C_L taşıma katsayısı ve/veya S kanat alanı gibi değerlerin arttırılması yoluna başvurulur. C_L değeri hücum açısı yanında profilin kamburluğuna da bağlıdır. Bu nedenle profilin kamburluğunun ve/veya alanının arttırılması sıkça başvurulan yöntemlerdir. Bu gaye için değişik mekanizmalar kullanılmakta olup, söz konusu mekanizmalar taşımayı arttırıcı sistemler olarak adlandırılırlar. Taşımayı arttırıcı sistemler kapsamındaki yaygın mekanizmalar arasında hücum ve firar kenarı mekanizmaları sayılabilir. Mekanizmalar yanında emme/üfleme sistemleri de gelecek vadeden sistemlerdir. Hücum kenarı mekanizmaları arasında en fazla kullanılanlar slat'lardır. Bu kavram hücum kenarının belli bir kısmının öne ve/veya aşağıya doğru ötelenmesi düşüncesine dayanır. Slat'lar C_L değerini ciddi seviyede daha büyük hücum açılarına doğru ötelerler. Bunun manası daha büyük hücum açılarında toptan ayrılmaya maruz kalmadan uçmak, daha büyük taşıma kuvveti elde etmektir. Slat'ın böyle bir etki göstermesinin nedeni hücum kenarı bölgesinde yerel olarak etkin hücum açısını düşürmesi, buna mukabil profilin kamburluğunu arttırmasıdır.

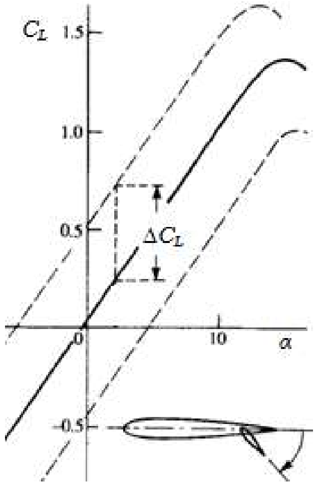


Şekil 5.20a Slat'ın C_L'e etkisi.

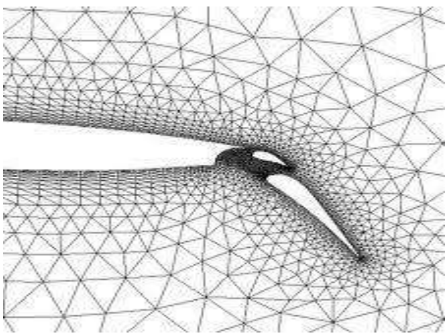


Şekil 5.20b Örnek Slat uygulaması ve mekanizması.

Firar kenarı mekanizmaları arasında en yaygın kullanılanlar ise flaplardır. Flap kavramı firar kenarının tamamen veya sadece alt yüzeyinin geriye ve/veya aşağıya doğru ötelenmesine dayanır. Flaplar C_L değerini ciddi seviyede yükseltirler. Aynı hücum açısında daha fazla taşıma kuvveti ile uçma imkânı sağlarlar. Flap'ın devreye girmesi ile yerel olarak hücum açısı artmakta, geriye doğru öteleme söz konusu olduğunda ise profilin yüzey alanı artmaktadır. Flaplar birden fazla kademeye sahip olabilirler. Büyük uçaklarda genellikle 2 veya 3 kademeli flap sistemleri kullanılır.

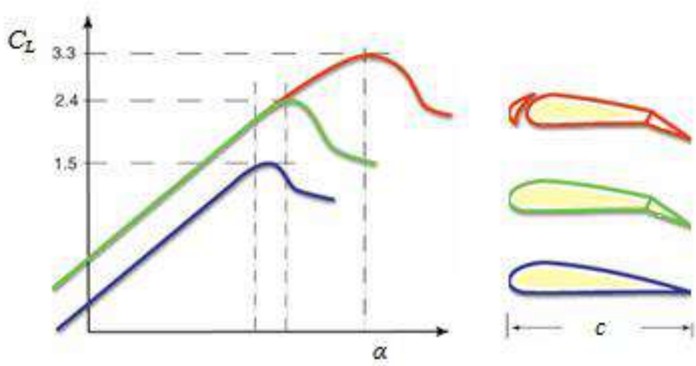


Şekil 5.21a Flap'ın C_L'e etkisi.



Şekil 5.21b Birkaç kademeli Flap uygulaması

Slat ve flap'ın beraber kullanılması halinde taşıma katsayısının hem ötelendiğini ve hem de yükseldiğini söyleyebiliriz. Dolayısıyla sade profil geometrisine göre aynı hücum açısında çok daha fazla taşıma kuvveti oluşabilmekte, ilave olarak profilin toptanayrılmaya maruz kalmadan erişebileceği azami taşıma katsayısı da oldukça büyümektedir.



Şekil 5.22 Taşımayı artırıcı sistemlerin profile ait C_L-α üzerine etkisi.

TARİHTEN BİR SAYFA
(1414 Ö. Faruk TAŞÇIOĞLU)

Mülheim - Almanya

"19. Yüzyılda Almanya'nın Mülheim şehrindeki Ren nehrinin bir tarafında Almanlar, diğer tarafında Fransızlar yaşıyordu. Fransızlar her sene mahsullerin toplanma zamanında karşıya geçip, bütün ürünleri toplayıp Almanları zor durumda bırakıyorlardı. Almanların bu duruma ses çıkartacak kadar yeterli gücü yoktu. Bu nedenle durumu kabullenmek zorunda kalıyorlardı. Son çare olarak Osmanlı Devleti'nden yardım istemeye karar verdiler. "Fransızlar her sene bize zulmediyorlar, mahsulümüzü elimizden alıyorlar. Siz ki dünyaya adalet dağıtan bir imparatorluğun sultanısınız. Bizi bu zulümden kurtarın. Asker gönderin, ürünlerimizi bu sene olsun toplama imkânı sağlayın" şeklinde mektup yazdılar. Gerileme döneminde olan Osmanlı gelen bu yardım isteğini inceler, padişah asker göndermeyi mümkün ve gerekli görmez. Yalnızca asker elbisesi gönderir. Elbiseleri alan Almanlar şaşırırlar. Beraberinde gelen mektubu okurlar: "Fransızlar korkak âdemlerdir. Onlara yeniçeri göndermemize gerek yoktur. Askerimizin kıyafetini görmeleri kâfidir. Elbiseleri adamlarınıza giydirin. Mahsul zamanı nehrin görülecek yerlerinde dolaştırın. Karşıdan gören Fransızlar için bu yeterlidir."

Mektupta yazanları Almanlar hasat zamanı yerine getirirler. Giydikleri yeniçeri kıyafetleri ile nehrin kenarında dolaşırlar. Osmanlı'dan yardım geldiğini düşünen Fransızlar korkudan köylerini terk ederek iç kısımlara doğru kaçmaya başlarlar. Almanlar rahatça mahsullerini toplayabilmişlerdir. Bu olay sonunda Mülheim'da yaşayan Almanlarda müthiş bir Osmanlı hayranlığı olmuştur. Giydikleri yeni çeri kıyafetlerini aha sonra şehrin müzesine koyup, şehrin en yüksek binasına da Osmanlı bayrağı asarlar. Ayrıca halen olayın yıldönümünde şehirde karnaval düzenleyip hadiseyi temsil ederler."

Anonim

Yeniçeri

UÇAK ve UZAY ARACI YAPI ELEMANLARI

“Gözlerimizi kapayıp, yalnız yaşadığımızı varsayamayız. Ülkemizi bir çember içine alıp, dünya ile ilgilenmeksizin yaşayamayız. Tersine, gelişmiş, uygarlaşmış bir ulus olarak uygarlık alanının üzerinde yaşayacağız; bu yaşam ancak bilim ve fenle olur. Bilim ve fen nerede ise oradan alacağız. Bilim ve fen için bağ ve koşul yoktur. ”

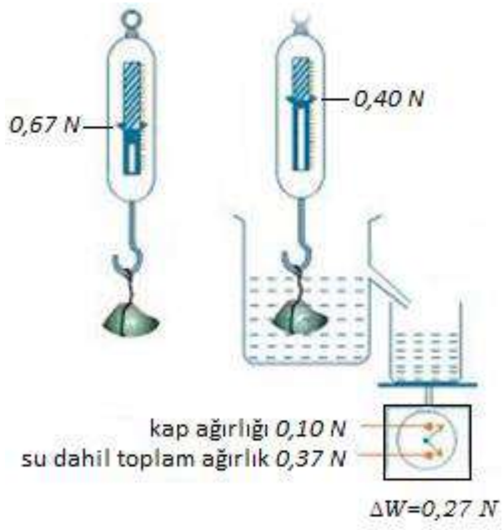
Mustafa Kemal ATATÜRK

Kitabın şimdiye kadar işlenen bölümlerinde daha çok kuramsal hususlar üzerinde durduk. Altıncı bölüm ve sonrasında ise daha çok uygulamalarda görülen konulara değineceğiz. Bu meyanda uçak ve motor elemanları konusunu pratik uygulamalardan örnekleri de kapsayacak şekilde detaylandıracak ve bu kapsamda öncelikle uçma kavramına, bilahare uçak elemanlarına değineceğiz. Müteakiben uçaktan ayrı olarak ele alınan motorlar üzerinde duracağız. Bölümün sonlarına doğru ise atmosfer dışında ya da diğer bir ifade ile uzayda kullanılan araçların temel elemanlarına değineceğiz.

Şekil 6.1 Yusufçuk böceğine ait kanatlar.

6.1 Uçma kavramı

Uçma kavramını “ağırlığın dengelenmesi ve belli bir irtifada tutunabilme, hava veya uzay ortamında kontrollü olarak hareket etme, yer değiştirebilme” şeklinde tanımlayabiliriz. Atmosfer içerisinde havada kalmayı iki şekilde gerçekleştirmek mümkündür; havadan hafif gazlar ile statik dengeyi sağlayarak uçmak veya havadan ağır yapılarla ama ilave güç harcayarak dinamik dengeyi sağlamak ve uçabilmek. İlkinin geçmişi yüzlerce yıl öncesine, temel olarak Archimedes ilkesine dayanır. Archimedes ilkesine göre akışkan içerisindeki bir cisim işgal ettiği akışkan hacminin ağırlığına eşit bir kuvvet ile itilir. Bu durum hava akışkanı için de geçerlidir ve oluşan kuvvete aerostatik kuvvet adı verilir. Deniz yüzeyinde hareket eden deniz araçlarının batmadan konumlarını koruyabilmeleri veya herhangi bir mekanik sistem olmayan balonların havada kalabilmeleri bu etkileşim sayesinde mümkün olabilmektedir.



Şekil 6.2 Archimedes ilkesi; akışkan işgal edilen hacmi kadar cisme kuvvet uygular.

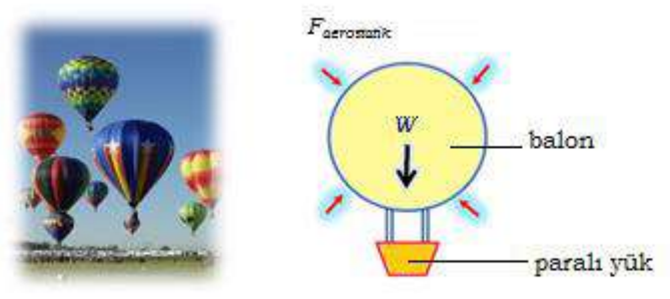
Hava içerisindeki bir balonun statik dengede kalabilmesi için,

$$\sum \mathbf{F}_{aerostatik} - \mathbf{W} = 0 \tag{6.1}$$

eşitliğinin sağlanması gerekir. Burada **W** balonun toplam ağırlığını, $\mathbf{F}_{aerostatik}$ ise balonun dış yüzeyi etrafında oluşan basınç dağılımının neden olduğu aerostatik kuvvetlerin ifade etmektedir. Archimedes kuralına göre aerostatik kuvvetlerin toplamını,

$$\mathbf{F}_{aerostatik} = \rho \mathrm{V}_{balon} \tag{6.2}$$

denklemi ile elde edebiliriz. Burada V_{balon} balonun hava içerisinde işgal ettiği hacmin miktarı, ρ havanın yoğunluk değeridir. Balonun hava içerisinde yukarıya doğru hareket edebilmesi içinse aerostatik kuvvetler ile ağırlık arasındaki farkın sıfırdan büyük olması, dolayısıyla ilave bir **L** taşıma kuvvetinin oluşması gerekir. Aerostatik kuvvetlerin değişimi ancak işgal edilen hacmin büyütülmesi ile mümkündür. Pratikte böyle bir uygulama pek mümkün değildir. Bu nedenle ilave taşıma kuvvetinin oluşturulması ancak ağırlık değerinin azaltılması ile mümkündür. Bu maksatla balonun içerisine sıcak hava verilerek havanın yoğunluğu düşürülür, bu sayede içerdeki havanın ağırlığı azaltılır. Aradaki fark sayesinde balon yükselmeye başlar.



Şekil 6.3 Balona etki eden kuvvetler.

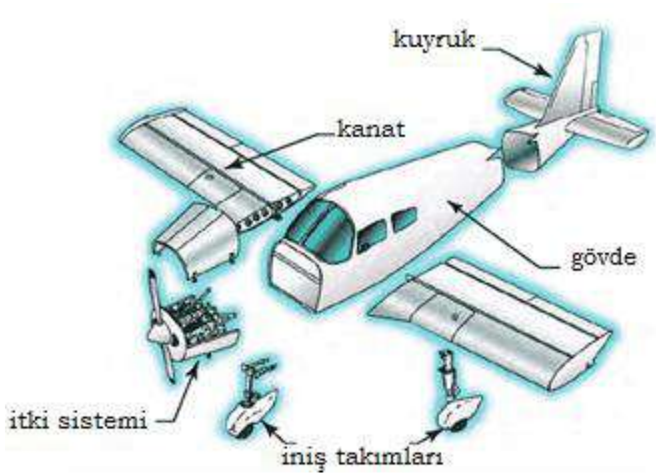
Havadan ağır araçların havada durabilmesi için yerçekimi kuvvetinin tersi yönde bir itki kuvvetinin olması ya da taşıyıcı bir yüzeyin bulunması ve bu taşıyıcı yüzeyin de taşıma kuvveti üretmesi gerekir. Taşıma kuvvetinin oluşabilmesi için havanın taşıyıcı yüzey etrafında hareketlenmesi veya taşıyıcı yüzeyin hava içerisinde hareketlenmesi gerekir. Havanın taşıyıcı yüzey etrafında hareketlenmesi sonucu havada uçabilen hava araçlarına sabit kanatlı hava araçları, taşıyıcı yüzeyin hareketli olduğu hava araçlarına ise döner kanatlı hava araçları adı verilir. Her iki kavramın beraber kullanıldığı tasarımlar da mümkündür. Bu kitap kapsamında genelde sabit kanatlı hava araçları ve özelde de uçaklar üzerinde durulacaktır.

6.2 Uçak elemanları

Sabit kanatlı hava aracı olarak uçağı yapısal bağlamda beş ana gruba ayırmak mümkündür. Bu gruplar;

- Kanatlar,
- Kuyruk,
- Gövde,
- İniş takımları,
- İtki sistemi

şeklindedir. Uçağı oluşturan bu gruplar arasında en önemli olan kısım kanat grubudur. Kanatlar uçak dâhilinde taşıyıcı yüzeyler olup, hava aracının havada tutunabilmesini sağlarlar. Aynı zamanda havada değişik hareketlerin yapılabilmesi de yine kanatlar sayesinde olur.

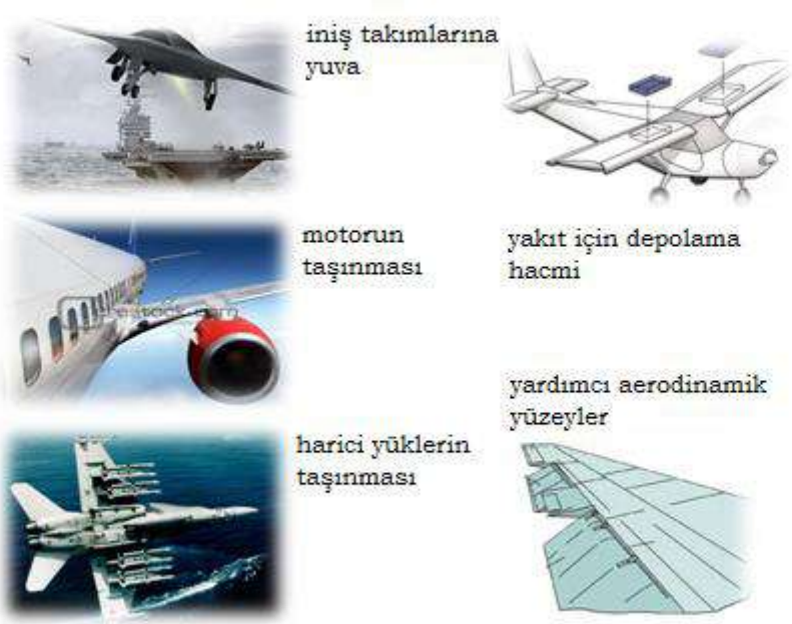


Şekil 6.4 Temel uçak elemanları.

6.2.1 Kanatlar

Bir hava aracının havada tutunabilmesi için ağırlığını dengeleyecek taşıma kuvvetini meydana getiren ana elemanına "taşıyıcı yüzey" veya "kanat" adı verilir. Genel kullanım olarak kanadın bir ucu sabit, diğer ucu ise serbesttir. Kanatlar gibi pervane, kompresör veya türbin pali gibi detaylarını daha sonra göreceğimiz uçak parçaları da belki taşıma değil ama kuvvet oluşturmak için tasarlanmış elemanlardır.

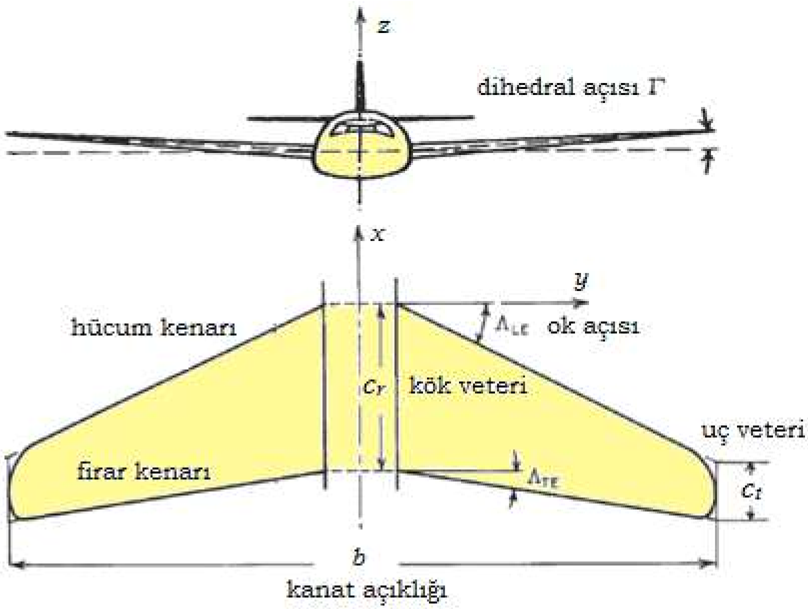
Uçak dâhilinde kanatların taşıma kuvveti oluşturma görevi haricinde ilave görevleri söz konusudur. Bu görevler tasarıma göre değişmekle beraber genellikle rastlanılan ve ortak uygulama örnekleri yaygın olan görevlerdir. Yaygın olarak tercih edilen kullanımlardan ilki uçağın yer ile temasını sağlayan ana iniş takımlarının kanatlar altında taşınmasıdır. Güç grubu olarak nitelediğimiz uçak motorlarının kanat alt veya üstlerinde taşınması da diğer bir uygulamadır. Kanat altlarında harici yüklerin taşınması özellikle savaş uçaklarında çokça tercih edilen bir uygulamadır. Harici yükten kastedilen genellikle füze, bomba, pod veya harici yakıt tanklarıdır. Kanat içerisinde yakıt taşımak ise genellikle boş olan kanat içi hacmin akıllıca değerlendirilmesine iyi bir örnektir. Uygulamada kanat içerisine yakıt depolarını yerleştirmek yanında doğrudan doğruya kanadın yapısal elemanlarını depo olarak kullanmak da mümkündür. Ancak böyle bir uygulamada sızdırmazlığa verilen önem arttırılmalıdır. Kanatların taşıma haricinde kontrol gayesi ile kullanımını sağlayan ise yardımcı aerodinamik yüzeyler olup, bu yüzeyler kanatların doğrudan kendi yapısal unsurlarıdır. Yardımcı aerodinamik yüzeyler arasında kanatçıklar, flaplar, tab'lar, hava frenleri ve slat'lar sayılabilir. Hatırlanacağı üzere slat ve flap elemanlarını daha önce taşımayı arttırıcı sistemler bahsinde tanımlamıştık. Tab elemanları ise yardımcı aerodinamik yüzeyin ucuna yerleştirilen ve bu yüzeyin kumandasını kolaylaştıran, aynı zamanda uçağa trim verilmesini de sağlayan nispeten küçük kontrol yüzeyleridir.



Şekil 6.5 Kanadın ilave görevleri.

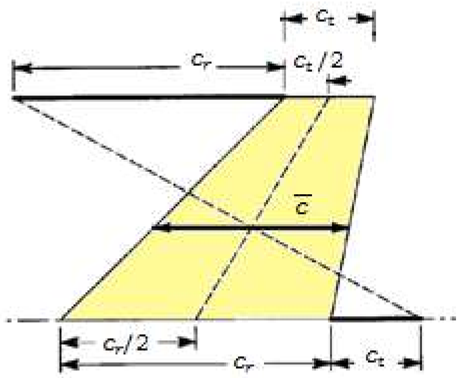
Kanat geometrisi ile ilgili olarak dikkate alınan temel kanat parametreleri müteakip şekilde resmedilmiştir. Buna göre y ekseni üzerinde kanadın bir ucundan diğer ucuna olan mesafeye b kanat açıklığı adı verilir. Kanadın gövdeyle bağlantı yaptığı kök kısmındaki hücum ve firar kenarı arası mesafeye c_r kök veteri, kanat uç kısmındaki vetere ise c_t uç veteri denir. Kanat hücum kenarı ile yanal eksen olarak ifade edilen y ekseni arasındaki açı Λ ok açısı olarak tanımlanır. Ok açısını hücum ve firar kenarlarında farklı değerlerde almak mümkündür. Bu takdirde tanımlanan ok açısı sayısı Λ_{LE} hücum kenarı ok açısı ve Λ_{TE} firar kenarı ok açısı olmak üzere ikiye çıkar. Kanadın yz düzleminde y ekseni ile yaptığı açıya ise Γ dihedral açısı adı verilir.

Kanadın açıklığı ile veter uzunluğu arasındaki orana açıklık oranı adı verilir ve $AR = b/\bar{c}$ şeklinde ifade edilir. Denklemde geçen $\bar{c}$ ifadesi ortalama geometrik veterdir. Kanat kökünden ucuna doğru veter uzunluğunun değişim gösterdiği kanatlara açıklık oranı hesabı için ortalama geometrik veter uzunluğu dikkate alınır.



Şekil 6.6 Üç boyutlu kanada ait temel kanat parametreleri.

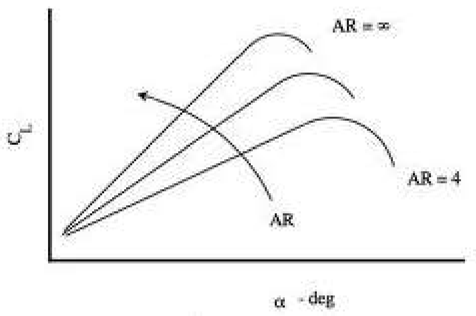
Ortalama geometrik veteri geometrik olarak bulmak mümkün olup, şekilsel gösterimi aşağıdaki resimde görülmektedir.



Şekil 6.7 Ortalama geometrik veterin çizimle eldesi.

Ortalama geometrik veteri elde etmek için önce kanat kök veteri firar kenarına uç veteri kadar mesafe eklenir. Benzer şekilde kanat uç veteri hücum kenarına da kök veteri kadar mesafe ilave edilir. Bilahare ilave edilen mesafelerin uçlarını birleştirecek şekilde bir doğru çizilir. Müteakiben kanada ait kök veteri ile uç veterinin orta noktaları tespit edilerek bu noktaları birleştiren ikinci bir doğru daha çizilir. Çizilen ikinci doğru ile ilk doğrunun kesiştiği nokta ortalama geometrik veterin geçtiği nokta olup, bu noktadan kök veterine paralel bir veter hattı çizildiğinde elde edilen veter boyu ortalama geometrik veterdir.

Hesaplanmasında ortalama geometrik veterin kullanıldığı açıklık oranı aerodinamik açıdan önemli bir parametredir. Zira bu değer 2 boyutlu kanat profili ile 3 boyutlu kanat arasındaki özellik benzeşimini temsil eder. Kanat açıklığının büyük olması kanatta 3 boyutluluğa bağlı olarak görülen etkilerin azalmasına neden olur. Bu ise 2 boyutlu profilin ideal değerlerine yaklaşılması manasına gelir. Daha açık bir ifade ile küçük açıklık oranlarına sahip kanatta büyük açıklık oranına sahip kanada göre taşıma katsayısı daha küçüktür.



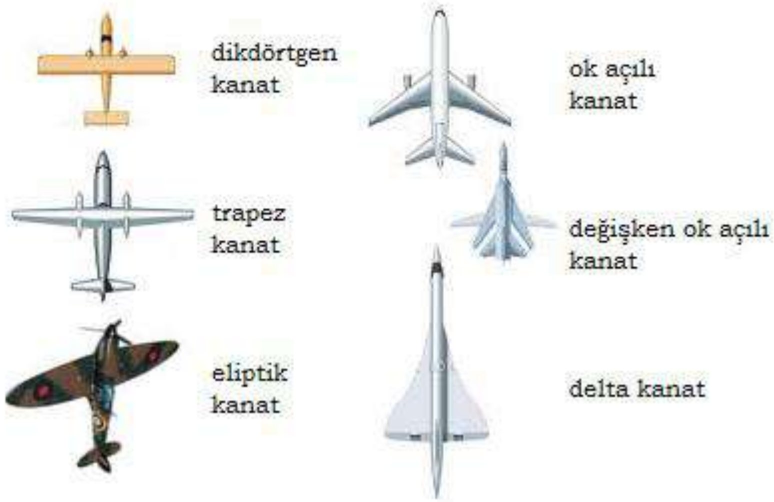
Şekil 6.8 Açıklık oranının taşıma katsayısına etkisi.

Kanada üstten bakıldığında görülen şekle göre kanatları sınıflandırmak mümkündür. Gözlemlenen geometriye göre kanatları;

- Dikdörtgen kanat,
- Trapez kanat,
- Eliptik kanat,
- Farklı seviyelerde ok açılı kanat,
- Basit veya karmaşık delta kanat

olarak tasnif edebiliriz.

Aerodinamik verimlilik açısından eliptik kanadın en verimli kanat olduğunu söyleyebiliriz. Ancak eliptik kanadın imalatı diğer kanatlara göre daha zor ve pahalıdır. Delta kanadın ise kontrolü daha zor olup, elektronik kumanda sistemleri sayesinde tercih edilebilir bir seçenek olarak görülmektedir. Gerek imalat ve gerekse de bakım ve idame açısından en çok tercih edilen kanat tipi ise dikdörtgen kanattır.



Şekil 6.9 Üstten görünüme göre kanat geometrileri.

Şekil 6.10 Kanat-gövde bağlantı tercihleri.

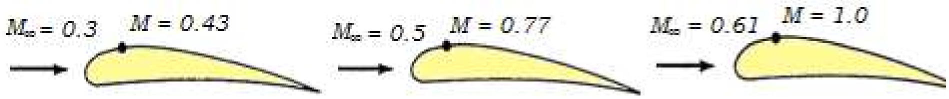
Kanadın gövde ile bağlantısında ise genellikle üç tercih söz konusudur. Bu tercihler;

- Üstten kanat bağlantısı,
- Ortadan kanat bağlantısı,
- Alttan kanat bağlantısı

şeklinde sıralanabilir. Her bir tercihin kendine göre avantaj ve dezavantajları vardır. Örneğin üstten kanat bağlantısına sahip uçakların stabilite ve kontrolü daha iyidir. Ayrıca motorların yabancı madde hasarına uğraması ihtimali daha zayıftır. İlave olarak üstten kanat konuşlandırması gövde bölgesinden yeryüzüne bakışta daha iyi gözlem olanakları sunar. Nakliye uçaklarında ise bu avantaj daha kolay yükleme ve boşaltma şeklinde kendini gösterir. Zira kanatların gövde içerisine ulaşımı engellemesi gibi bir sorun ortadan kalkmış olur. Ayrıca motorların sebep olabileceği çekim riski de belli oranda azaltılmış olur. Ortadan kanat bağlantısının getirisi ise daha az sürüklemedir. Üstten kanat bağlantısında kanadın gövde ile girişim yaptığı bölgelerin yekpareliğini sağlamak için ilave yüzeylere ihtiyaç duyulur. İlave yüzey ise doğrudan ilave sürükleme demektir. Ortadan kanadın dezavantajı gövde içerisinde kullanılabilir hacmi daraltması, bir manada kullanımını engellemesidir. Ortadan kanat bağlantı tasarımı daha çok savaş uçaklarında tercih edilebilir bir seçenektir. Alttan kanat bağlantısının en somut getirisi iniş takımları için iyi bir yuva olanağı sunmasıdır. Ayrıca kazara gövde üzerine inişlerde emniyet açısından daha güvenli bir gövde sağlar. Zira kanat yapısı gövde ile yer arasında tampon vazifesi görür.

a. Ok açısı

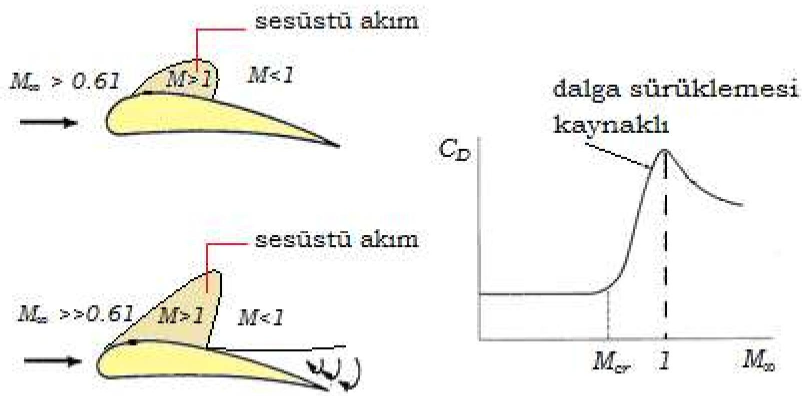
İfade edildiği üzere ok açısı kanat hücum veya firar kenarlarının xy düzleminde y yatay ekseni ile yaptığı açıydı. Ok açısının önemi özellikle sescivarı veya sesüstü uçuşlarda görülür. Ok açısının önemini anlamak için öncelikle M_{cr} yani kritik Mach sayısı kavramı üzerinde durulması gerekir.



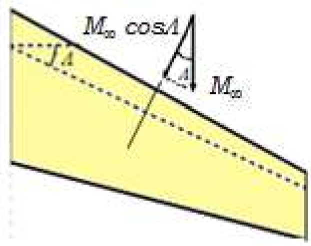
Şekil 6.11 Profil üzerinde ses hızına erişim ve M_{cr}.

Kanat profili her ne kadar $M_\infty < 1$ gibi sesten düşük hızlarda akışkan içerisinde ilerlese de profil geometrisinden kaynaklanan nedenlerden dolayı akışkan paketleri hücum kenarını geçtikten sonra rampa çıkarken hızlanırlar ve bu esnada hızları da ses hızına ulaşabilir. Bu durum M_∞ serbest akım Mach sayısına ve profilin geometrisine bağlıdır. Profil üzerinde akışkanın ses hızına ulaşmasına neden olan M_∞ sayısına kritik Mach sayısı adı verilir. Yukarıdaki şekilde görülen örnekte olduğu üzere M_∞ değeri 0,3 iken profil üzerinde görülen azami Mach sayısı 0,43'tür. Serbest akım Mach sayısının 0,5 değerine yükseltilmesi halinde profil üzerindeki azami Mach sayısı 0,77 değerine ulaşır. M_∞ değerinin 0,61 olması durumunda ise profil üzerindeki azami Mach sayısının ses hızına ulaştığını görüyoruz. İşte bu serbest akım hız değeri M_{cr} kritik Mach sayısı değeridir. Bu değerin aşılması halinde önce profil üst yüzeyinde belli bir alan içerisinde sesüstü akış bölgesi oluşur. Serbest akım M_∞ değerinin daha da artması halinde ise sesüstü bölgeye ilave olarak şok dalgası ve akım ayrılmaları görülmeye başlar. Şok dalgası oluşumunun kanat profili aerodinamik katsayılarına ve özellikle de C_D sürükleme katsayısına etkisi büyüktür. Zira kritik Mach sayısının geçilmesi halinde sürüklemede ani bir artış görülmekte ve bu artış serbest akım hızının ses hızına ulaşması ile zirve yapmaktadır.

Aşağıdaki şekilden de görüldüğü üzere sescivarı olarak tanımladığımız akış rejimi sürükleme kuvvetinde çok ciddi artışa neden olan şok dalgasının oluşumu nedeniyle uçağın hızını sınırlamaktadır. Böyle bir sorunu belli oranda aşmanın basit yollarından ilki kanada ok açısı vermektir. Böyle bir çözümün temelinde ise akışa ait hız yöneyinin kanat profiline dik gelen bileşeninin süreç açısından önem arz etmesidir.



Şekil 6.12 M_{cr} değerinin aşılması sonrasında sesüstü akış ve şok dalgası oluşumu, şokun sürüklemeye etkisi.



Şekil 6.13 Ok açılı kanada etki eden serbest akım hız bileşenleri

Ok açısı sayesinde akışkanın x eseni doğrultusundaki M_∞ hızı yerine akışkan hızının kanat yüzeyine dik gelen $M_\infty cos\Lambda$ bileşeni dikkate alınır. Bu yaklaşım kritik Mach sayısına ulaşımı geciktirerek şok dalgası sorunu ile karşılaşmadan daha hızlı uçmaya imkân verir. Ancak daha büyük ok açısı daha yüksek M_{cr} manasına da gelmemektedir. Farklı uçuş rejimlerinde farklı ok açısı kullanımı aerodinamik verimliliği arttırır. Bu nedenle geçmişte uçuş rejimine göre eş zamanlı olarak kanat ok açısını değiştiren mekanizmalara sahip kanat tasarımları yapılmış ve servise verilmiştir. Değişken ok açılı kanadın bir diğer getirisi ise park esnasında kaplanılan alanın küçülmesi olup, böyle bir durum özellikle uçak gemilerinde büyük önem arz eder.

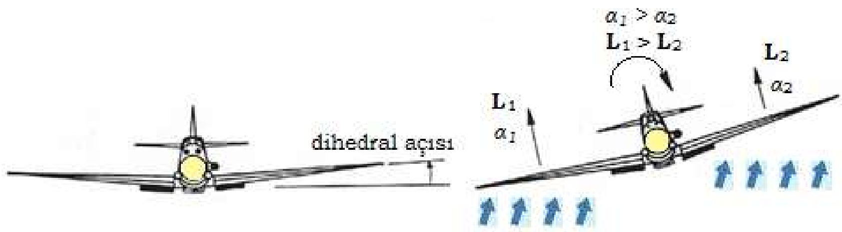
Şekil 6.14 Değişken ok açılı kanada sahip F-14 uçağı ve uçak gemisi üzerindeki konuşlandırılması.

b. Dihedral açısı

Hatırlanacağı üzere kanadın yz düzleminde y ekseni ile yaptığı açıya ise Γ dihedral açısı adı verilmekteydi. Ancak bu tanım genel bir ifade olup, açısının yönüne göre ismi de değişmektedir. Kanadın yatay eksen ile yaptığı açı saatin dönüş yönü ile aynı ise "dihedral" olarak tanımlanmakta, saatin dönüş yönünün tersi ise "anhedral" olarak isimlendirilmektedir. Kanadın birkaç kademeli olması durumunda ise kanat "polyhedral" kanat olarak adlandırılır.

Şekil 6.15 Dihedral ve diğer açı tanımlamaları.

Kanada dihedral açısı verilmesi uçağın stabilite ve kararlılığını arttırır. Özellikle yanal eksen üzerinde meydana gelebilecek yatışlarda dihedral açısına sahip uçaklar daha kolay bir şekilde eski haline dönerler. Bu yönelimin sebebi ise yatışla beraber kanatlarda meydana gelen taşıma kuvvetlerinin farklılığıdır. Aşağıdaki gibi sağa yatışa giren bir uçağın sağ kanadının α_{ef} efektif hücum açısı sol kanada göre daha büyüktür. Bu nedenle sol kanada göre sağ kanat üzerinde daha büyük bir taşıma kuvveti oluşur. Meydana gelen bu kuvvet asimetrisi uçağı eski haline döndürmek için sola doğru moment uygular ve bu sayede uçak yatış öncesi haline dönmeye meyleder. Efektif hücum açısındaki değişimin sebebini ise indüklenmiş hücum açısı kavramında aramak gerekir. Hatırlanacağı üzere üçüncü boyut nedeniyle kanat alt yüzeyinde kanat kökünden kanat ucuna doğru meydana gelen doğal yanal hava akımları efektif hücum açısı değerini düşürmekteydi. Oysa yatışla beraber meydana gelen yanal hava akımları örnek uçakta sağ kanatta doğal yanal hava akımlarını engelleyici nitelikte, sol kanatta ise arttırıcı niteliktedir. Bu nedenle sağ kanatta indüklenmiş hücum açısı değeri azalmakta, sol kanatta ise artmaktadır. Dolayısıyla sağ kanattaki efektif hücum açısı artmakta, sol kanatta azalmaktadır. Nihayetinde ise sağ kanatta meydana gelen taşıma kuvveti sol kanada göre daha büyük değer almaktadır.

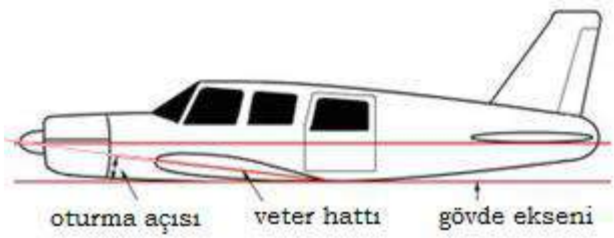


Şekil 6.16 Dihedral açısının yanal kararlılığa etkisi.

Anhedral açısının getirisi ise yapısal açıdan kanat kök bölgesindeki şekil değişimlerini daha kontrol edilebilir hale getirmesidir. Uçuş esnasında meydana gelen taşıma kuvvetleri kanadı uçtan köke doğru eğmeye çalışır ve bu nedenle de kanat yukarıya doğru esneyerek şekil değiştirir. Önceden verilen anhedral açısı sayesinde havada şekil değişimi yatay seviyeye getirilebilir ve bu sayede uçağa istenilen uçuş pozisyonu aldırılabilir.

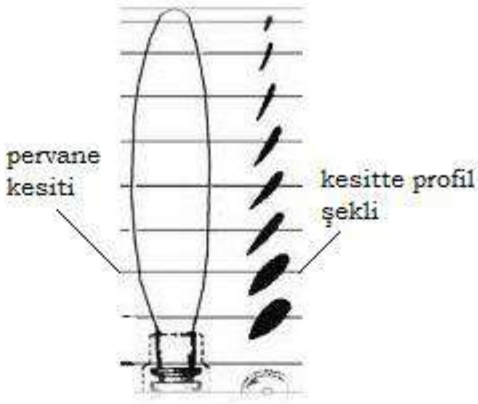
c. Oturma açısı ve kanatta burulma

Kanatta oturma açısı kök veter hattı ile uçak gövdesinin boylamasına ekseni arasında kalan açıdır. Oturma açısı gövdenin yere paralel olduğu düz uçuşta kanada ilave hücum açısı katkısı sağlayarak uçak ağırlığını taşıyabilecek kaldırma kuvvetinin oluşumunu sağlar.



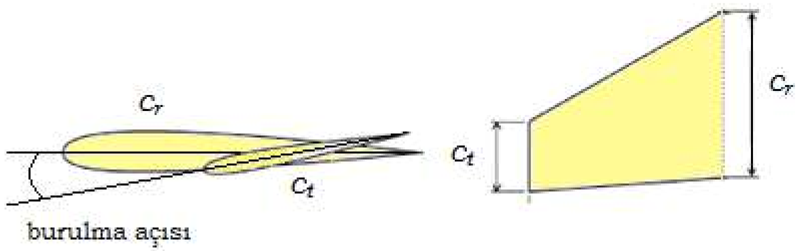
Şekil 6.17 kanatta oturma açısı.

Kanatta burulma ise y ekseni üzerinde aynı profilin farklı hücum açıları ile dizilmesi ile veya kök ile kanat ucuna doğru diğer bir yerde kullanılan profilin farklı olması ile sağlanabilir. Kanada burulma verilmesinin temelinde hücum açısı farklılığı yaratma düşüncesi yatar. Özellikle kanat uç bölgesinde hücum açısının küçülmesi yönünde tasarım yapılır. Bu tercihin nedeni yüksek hücum açılarında daha geç toptanayrılmaya maruz kalma isteğidir. Zira kanat kök bölgesi toptanayrılmaya girse bile kanat uç bölgesinde bulunan kanatçık gibi kumandaların hala kumanda edilebilir olması emniyet açısından tercih edilir bir durumdur. Kanatta burulma özelliğinin en fazla kullanıldığı yer bir manada döner kanat olan pervanelerdir. Pervanelerde profil göbekten uca doğru gidildikçe burulur ve hücum açısı oldukça küçük değerlere indirilir.



Şekil 6.18 Pervane açıklığı boyunca burulma

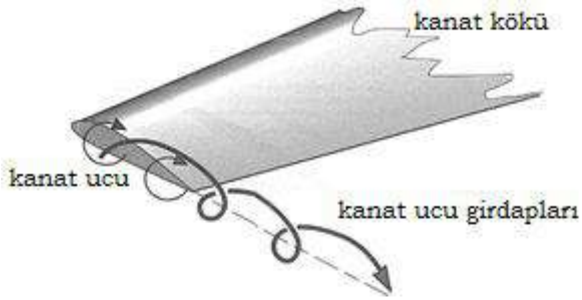
Kanat dâhilinde simetrik profilin kullanılması halinde oturma açısının sıfırdan farklı olması bir zorunluluk haline gelir. Zira 0° hücum açısında simetrik profil taşıma kuvveti üretmez, ancak oturma açısı söz konusu olduğunda gövde yatay durumda olsa da kanat kaldırma kuvveti üretir.



Şekil 6.19 Kanat kökü ile ucu arasındaki burulma açısı.

d. Kanat ucu girdapları

Bilindiği üzere kanat profili 2 boyutlu bir geometri olup, geometrik şeklinden dolayı akış alanında üst yüzeyinde alçak basınç ve alt yüzeyinde ise yüksek basınç oluşur. Yine tahmin edilebileceği üzere rüzgâr misali doğada her zaman yüksek basınçtan alçak basınca doğru hava akımları oluşur. Ancak 2 boyutlu ortamda bu mümkün olmaz, zira hücum kenarı bölgesinde gelen akışkan paketleri, firar kenarı bölgesinde ise alt ve üstten gelen akışkan elementleri alt yüzeyden üst yüzeye doğru gerçekleşmesi muhtemel hava akımlarını engeller.



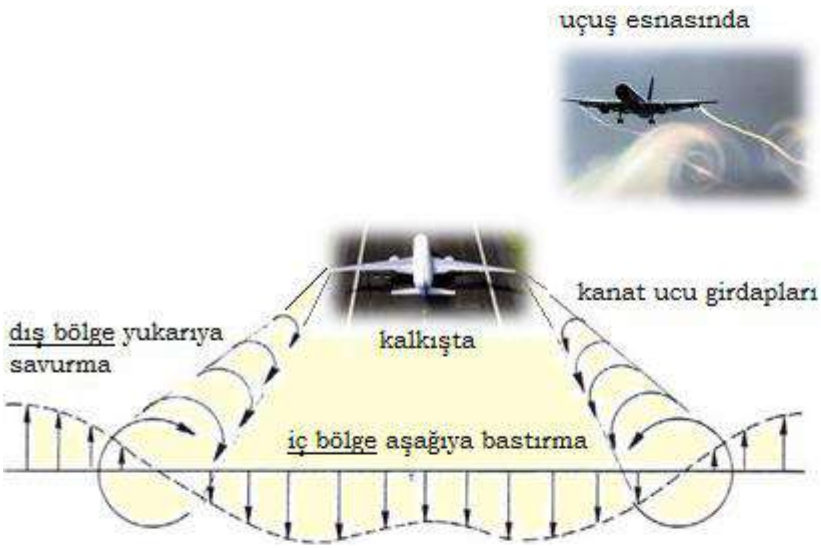
Şekil 6.20 Kanat ucu girdaplarının oluşumu.

Öte yandan kanat 3 boyutlu bir olgudur ve içinde bulunduğu üç boyutlu akış ortamında kanadın alt yüzeyindeki yüksek basınç bölgesinden kanadın üst yüzeyindeki alçak basınç bölgesine doğru kaçak akımlar oluşur. Bu akımların gitme fırsatı yakaladıkları yer ise derinlik boyutundaki kanat ucu bölgeleridir. Kanat altı kök bölgesinden kanat ucuna doğru gerçekleşen bu akımlar kanat uçlarında dönü hareketine, dolayısıyla kanat ucu girdaplarının oluşumuna neden olurlar. Yanal akım niteliğindeki bu akışın en önemli etkisi serbest akım özelliklerini olumsuz yönde değiştirmesi ve daha önce bahsettiğimiz indüklenmiş hücum açısına sebebiyet vermesidir.

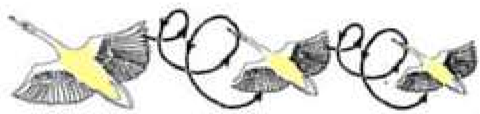
Kanat ucu girdaplarının diğer bir etkisi ise özellikle uçağın arka iz bölgesinde görülür. Kanat kök bölgesinde uç bölgeye doğru sürekli hareket eden hava akımları uçağın geçtiği bölgede hemen etkilerini kaybetmezler. Aksine etki alanlarını artırarak belli bir süre daha gözlemlenirler. Kanadın bir ucundan diğerine iç bölgede bu akımlar aşağıya doğrudur. Kanat uçlarından dışarıya doğru olan bölgede ise girdap akımları yukarıya doğrudur.

Özellikle kalkış esnasında arka bölgede bulunan herhangi bir hava aracı bu akımlardan doğrudan doğruya etkilenir. Tahmin edileceği üzere büyük yolcu uçaklarının arkasında bulunması küçük uçaklarının bulunması halinde konuma göre bu uçakların aşağıya doğru çökmeleri veya yana doğru savrulmaları muhtemeldir. Benzer sorun iniş esnasında da geçerli olup, ardı ardına inişlerle belli bir mesafe veya sürenin bırakılması uçuş emniyeti açısından gereklidir.

Doğada uçan canlılarda da kanat ucu girdaplarını ve bu girdapların etkisini gözlemlemek mümkündür. Örneğin göç gibi uzun mesafe uçuşlar gerçekleştiren kazlar kanat ucu dış bölgesindeki yukarı akımları uygun bir dizilişle daha az enerji harcama imkânı sunan uçuş deseninde kullanmaktadırlar.

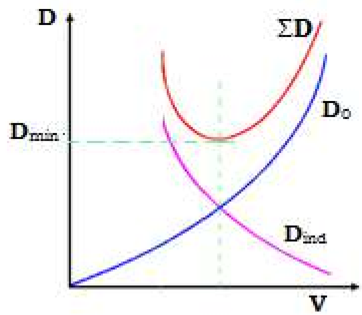


Şekil 6.21 Kanat ucu girdaplarının iz bölgesindeki etkisi.



Şekil 6.22 Kazlarda kanat ucu girdapları.

Kanat ucu girdaplarının özellikle düşük hızlarda dikkate alınması gereken diğer bir olumsuz yanı ise $\mathbf{D}_{ind}$ indüklenmiş sürüklemeye neden olmalarıdır. Gerçi hız arttıkça indüklenmiş sürüklemenin etkisi de azalmaktadır, ancak iniş ve kalkış gibi düşük hızların söz konusu olduğu uçuş rejimlerinde indüklenmiş sürüklemenin $\Sigma\mathbf{D}$ toplam sürüklemesine etkisini dikkate almak gerekir.



Şekil 6.23 Toplam sürükleme bileşenleri; $\mathbf{D}_{ind}$ indüklenmiş sürükleme, $\mathbf{D}_0$ parazit sürükleme

Şekil 6.24 Kanat ucu eklentisinin girdap oluşumuna etkisi ve bazı uygulamaları.

Tabiatta indüklenmiş sürüklemeyi azaltıcı tasarımları sıkça görmek mümkündür. Sürüklemeyi azaltmanın en pratik yolu kanat ucu girdaplarının oluşumunu engellemektir. Bu amaçla bazı kuş türlerinin kanat uçlarını yukarıya doğru sivrilterek kanat kökünden gelen akımları dağıttıklarını, bir manada engellediklerini gözlemlemekteyiz.

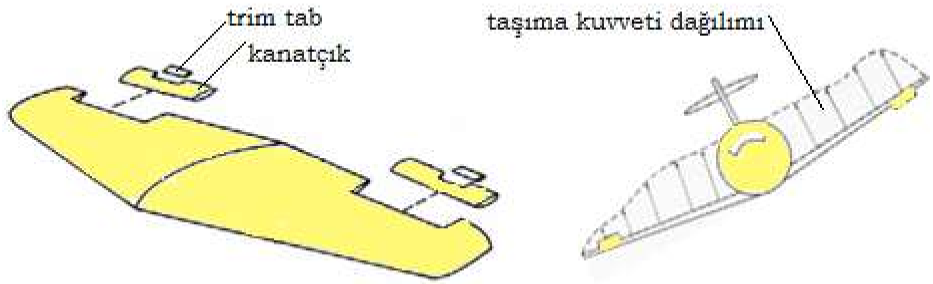
Kanat yapılarında ise benzer uygulamaları görmek mümkündür. Bu kapsamda kanat uç bölgesine eklenen ilave dikey yüzeyler sayesinde (winglet) kanat ucu girdaplarının etkisi azaltılabilir. Pratikte oldukça geniş bir yelpazeye sahip kanat ucu eklenti tasarımları görmekteyiz. Bu tasarımlar basit çıkıntı yapılarından karmaşık aerodinamik geometrilere kadar değişmektedir. Kanat ucu eklenti tasarımları sadece yeni tasarlanan uçaklarda değil, tasarımı eskilere dayanan ama halen kullanımda olan uçaklara da uygulanabilmektedir. Tekrar hatırlatmak gerekirse bu uygulamalardaki ana gaye sürükleme kuvvetini azaltmak ve bu sayede yakıt sarfiyatını aşağılara çekmektir. Ekonomik anlamı yanında çevresel katkıları da unutmamak gerekir.

e. Kanatta kumanda yüzeyleri

Kanadın taşıyıcı yüzey özelliği yanında diğer önemli bir işlevi ise bünyesinde kumanda yüzeylerini barındırmasıdır. Kanat dahilinde temel kumanda yüzeyleri kanatçıklardır. Kanatçıklar genellikle kanadın ucuna doğru firar kenarı bölgesinde konuşlandırılırlar. Kanat uç bölgesinin tercih edilmesinin altında yatan neden ise daha uzun moment kolu sayesinde yanal moment değerinin yükseltilmesi, dolayısıyla daha iyi manevra kabiliyeti istemidir. Sağ ve sol kanattaki simetrik geometriye sahip kanatçıkların asimetrik çalışması sonucunda kanatlar üzerinde farklı taşıma kuvvetleri oluşur. Bu asimetrik kuvvet oluşumu sayesinde kanatlar ve dolayısıyla gövde boylamasına eksen etrafında dönmeye başlar. Dönüş esnasında kanatta oluşan taşıma kuvvetleri uçağın ağırlığını karşılama görevine ilave olarak yanal eksen üzerinde öteleme görevi de icra ederler. Bu nedenle dönüşle beraber dönüş yönüne doğru kayma hareketi de söz konusudur.

Şekil 6.25 Kanatçık kumandası ile sola yatış.

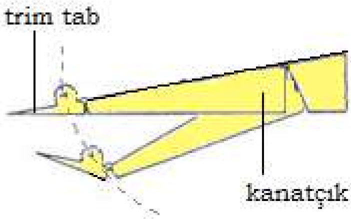
Kanatçıkların simetrik çalışması halinde ise yanal eksen etrafında dönü veya diğer bir ifade ile yunuslama hareketi yapılabilir. Özellikle delta kanat tasarımlarında yatay kuyruğun devre dışı bırakılması sonucu ortaya çıkan irtifa dümeni eksikliği simetrik çalışan kanatçıklar ile giderilmeye çalışılır.



Şekil 6.26 Kanatçıkların taşıma kuvveti dağılımına etkisi.

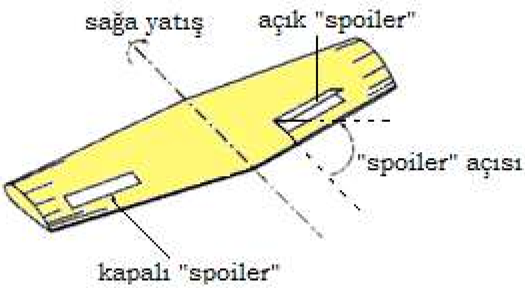
Kanat açıklığının küçük olduğu bazı uçak tasarımlarında kanatçık ve flap gibi iki ayrı kanat yardımcı aerodinamik yüzeyi yerine bu iki yüzeyin görevini icra eden ve her bir kanatta tek bir yüzeyden oluşan“flaperon” yapıları kullanılabilir.

Büyük yolcu veya kargo uçaklarında büyük kumanda yüzeyleri ve tabiatıyla güçlü aerodinamik kuvvetler oluşur. Bu nedenle kanatçıkların özellikle elle kumanda edilmesinde zorluklar yaşanabilir. Böyle bir zorluğu aşmak için kanatçıkların firar kenarlarında ilave kumanda yüzeyleri tasarlanır. Kanatçık üzerindeki bu küçük kumanda yüzeylerine trim veya tab elamanları adı verilir. Trim yüzeyleri kanatçık ile asimetrik olarak çalışırlar, ya da diğer bir ifade ile ters yönde yönlendirilirler.



Şekil 6.27 Kanatçıkta trim kullanımı

Kanat dâhilinde kanatçıklardan başka hava freni veya "spoiler" olarak adlandırılan başka kumanda yüzeylerinden de bahsedilebilir. Özellikle inişin havadaki kısmında ve devamında da yerde daha kısa mesafe ve sürede durabilmek için hava freni denen, kanadın üst ve/veya alt yüzeyine konuşlandırılan ve tek yönlü olarak açılan hava frenleri bazen kanatçık olarak da kullanılabilirler. Ancak böyle bir kullanımın etkinliği zayıftır.



Şekil 6.28 Kanatta "spoiler" kullanımı

Kumanda yüzeylerinin kumandası küçük uçaklarda oldukça basit ama etkin olan makara ve tel veya çubuk sistemi ile, büyük uçaklarda ise makara/tel sistemine ilave olarak elektromekanik veya hidromekanik sistemler ile yapılır. Özellikle insan gücünün yetersiz kaldığı durumlarda mekanik sistemlerin kullanılması kaçınılmazdır.

Bu noktada değinilmesi gereken bir diğer husus ise kanatçıklarda ağırlık-balans ayarıdır. Gerek kumanda edilmelerinin kolaylaştırılması ve gerekse de düz uçuşun sağlanması açısından kanatçığın yataklandığı noktaya göre ağırlık dağılımı dengesinin sağlanması önem arz eder. Bu işlem esnasında genellikle balans ağırlıkları kullanımı yaygındır.

f. Yapısal bağlamda kanat

Klasik kanat yapısı dâhilinde temel olarak 3 yapı elemanı bulunur. Bu yapı elemanları;

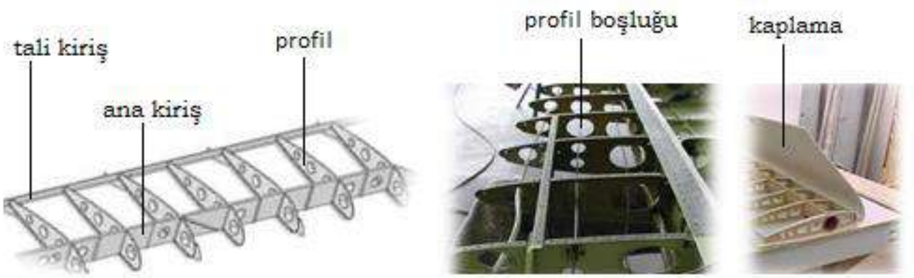
- Ana taşıyıcı kirişler (spar),
- profiller (rib),
- Kaplama (skin)

şeklinde ifade edilir.

Kanadın şeklini belirleyen unsur profil elemanları olup, profil elemanının şekli de kanat profili olarak adlandırılır. Profil elemanlarının ağırlığı genellikle içerlerine açılan dairesel boşluklar ile hafifletilmeye çalışılır. Bu boşluklar aynı zamanda profiller arasında kablo, boru veya duruma göre akışkan geçişini de sağlarlar.

Ana taşıyıcı kirişler ise profilleri bir arada tutan ve uçuş esnasında oluşan taşıma kuvvetlerini karşılayarak gövdeye aktaran yapısal unsurlardır. Genellikle önde ve arkada olmak üzere iki kiriş kullanılır. Önde olan kirişe ana kiriş, arkada olan kirişe ise tali kiriş adı verilir. Kirişlerin kesit şekli genellikle "I" tipindedir. Tahmin edileceği üzere bu tür kesite sahip kirişler öncelikle eğilmeye karşı dayanıklıdırlar.

Kaplama elemanı ise hava ile teması sağlayan ve basınç ile kayma gerilmelerini önce profil elemanlarına ve sonra da kirişlere aktaran kabuksal elemanlardır. Genellikle ince ve yekpare olurlar. Kayma gerilmelerinin az olması için yüzeylerinin pürüzsüz olmasına dikkat edilir. Kiriş, profil ve kaplama elemanlarını bir arada tutan bağlama elemanları ise genellikle perçinlerdir.



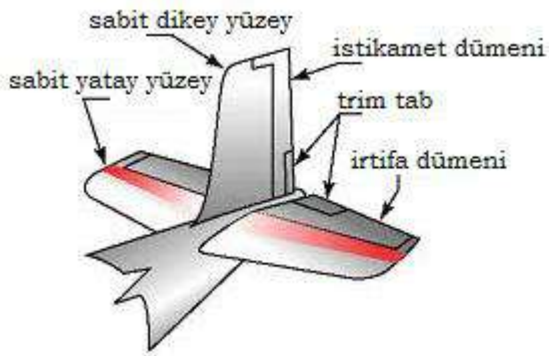
Şekil 6.29 Temel kanat yapısal elemanları.

Klasik kanat yapısı haricinde günümüzde farklı yapısal tasarımlar da kullanılmaktadır. Özellikle hassas üretim ve imalat tekniklerinin gelişmesi klasik perde ile aerodinamik şeklin belirlenmesi yerine doğrudan kirişler ve kaplama ile hassas bir şekilde şeklin verilmesine imkân sağlayabilmektedir.

Şekil 6.30 F-35 uçağı kanat iç yapısı.

6.2.2 Kuyruk

Uçak yapı elemanları arasında kanattan sonra diğer önemli bir paya sahip olan yapısal bölge kuyruktur. Kuyruk genellikle iki yüzeye sahip olup, bu yüzeyler klasik anlamda yatay ve dikey kuyruk yüzeyleridir. Kuyruğun başlıca iki görevi vardır; uçağın kararlılığını sağlamak, istenilen kontrolü verebilmek.

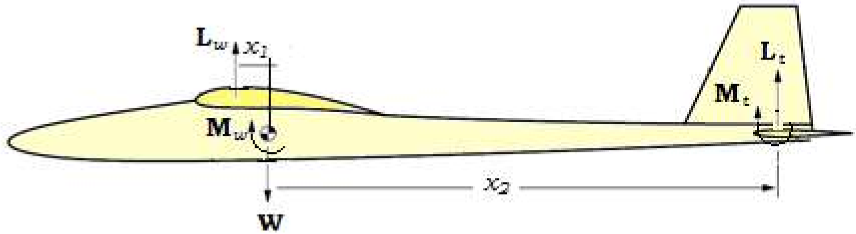


Şekil 6.31 Sabit ve hareketli kuyruk yüzeyleri.

Daha önce ifade ettiğimiz üzere kanat etrafında oluşan basınç ve kayma gerilmeleri yanal y ekseni etrafında yunuslama momentinin oluşmasına neden olurlar. Yunuslama momenti ise kanadı saat yönünde döndürmeye çalışır. Uçağın düz uçabilmesi için kanada ait söz konusu yunuslama momentinin etkisini ortadan kaldırmak gerekir. Buna mukabil kanattan belli bir mesafe uzağa yerleştirilen yatay kuyruk yüzeyi ters yönde moment oluşturarak uçağın y ekseni etrafında kararlılığını sağlar. Kararlılığın istem dâhilinde bozulması ise uçağın y eksenine göre kumanda edilebilmesine olanak verir. Yatay kuyruğun nereye ve nasıl yerleştirileceği bir tasarım konusu olup, büyük oranda aerodinamik merkez ile uçağın ağırlık merkezinin konumlarına bağlıdır. Kanada ait aerodinamik merkeze göre ağırlık merkezinin geride olması durumunda düz uçuş için aşağıdaki eşitliğin sağlanması gerekir;

$$\mathbf{L}_w x_1 + \mathbf{M}_w + \mathbf{M}_t - \mathbf{L}_t x_2 = 0 \tag{6.3}$$

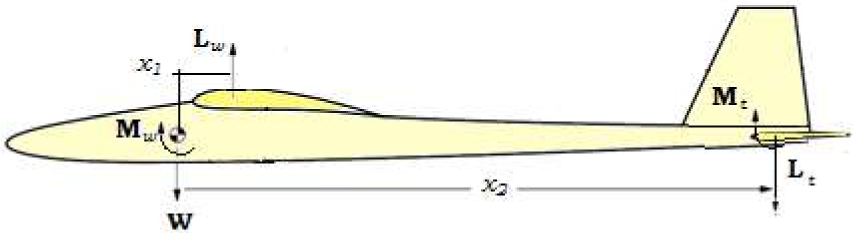
burada $\mathbf{L}_w$ kanada ait taşıma kuvveti, x_1 taşıma kuvvetinin ağırlık merkezine olan mesafesi, $\mathbf{M}_w$ kanadın oluşturduğu yunuslama momenti, $\mathbf{L}_t$ kuyruğa ait taşıma kuvveti, $\mathbf{M}_t$ kuyruğun oluşturduğu yunuslama momenti ve x_2 mesafesi de kuyruk taşıma kuvvetinin ağırlık merkezine olan uzaklığıdır. Kanada ait aerodinamik merkezin ağırlık merkezine göre önde olması kararlılık açısından istenmeyen bir durumdur. Zira hücum açısındaki artış kanatta kuyruğa göre çok daha fazla taşıma kuvveti artışına neden olur. Bu durum ise Yunuslama hareketindeki artışı sürekli kılar. Kuyruğun yukarı doğru taşıma kuvveti oluşturabilmesi için kambur bir profilin veya simetrik profil kullanımında da pozitif hücum açısı ile oturtulmuş bir profilin kullanılması gerekir.



Şekil 6.32 Ağırlık merkezinin arkada olması halinde kuyruk düzeni.

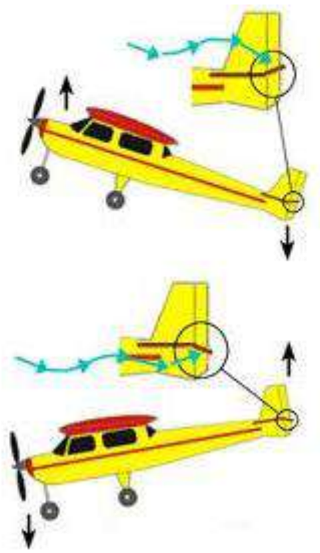
Kanada ait aerodinamik merkeze göre ağırlık merkezinin önde olması durumunda ise düz uçuş için aşağıdaki denklemin sağlanması gerekir;

$$\mathbf{L}_w x_1 - \mathbf{M}_w - \mathbf{M}_t - \mathbf{L}_t x_2 = 0 \tag{6.4}$$



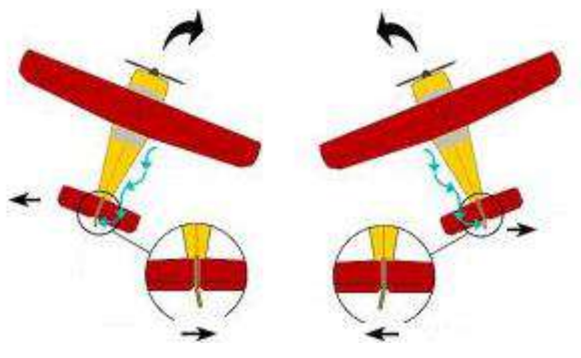
Şekil 6.33 Ağırlık merkezinin önde olması halinde kuyruk düzeni.

Bir önceki durumun tersine kanada ait aerodinamik merkezin ağırlık merkezine göre geride olması statik ve dinamik kararlılık açısından olumlu bir tasarımdır. Zira hücum açısındaki artış kanatta taşıma kuvveti artışına neden olur ve bu da meydana gelen yunuslama momentini azaltıcı bir rol oynar. Kuyruğun aşağı doğru taşıma kuvveti oluşturabilmesi için ters kamburluklu bir profilin veya simetrik profil kullanımında da negatif hücum açısı ile oturtulmuş bir profilin kullanılması gerekir.



Şekil 6.34 İrtifa dümeninin işlevi.

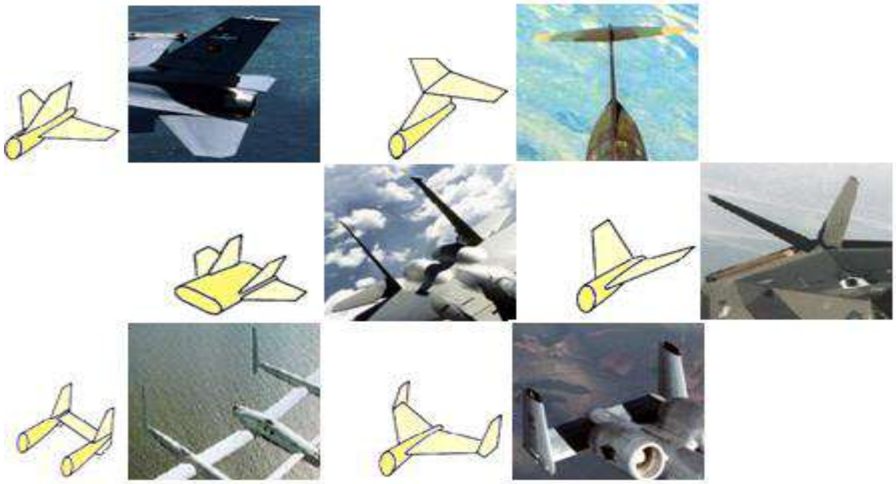
Yatay kuyruk yekpare ya da iki parçalı olabilir. Yekpare yapı tercihinin nedeni daha büyük yüzeyin hareketi ile çok daha güçlü kumanda kuvvetleri meydana getirmek ve bu sayede manevra kabiliyetini arttırmaktır. Genellikle yatay kuyruğu sabit yatay yüzey ve hareketli yatay yüzey şeklinde ikiye ayırabiliriz. Hareketli yatay yüzeye irtifa dümeni adı da verilir. Zira bu yüzey uçağın irtifasını kontrol eder. İrtifa dümeni tıpkı kanatçıklarda olduğu gibi kontrol kolaylığı açısından küçük ebatlı trim tab yüzeyleri barındırabilir.



Şekil 6.35 İstikamet dümeninin işlevi.

Kuyruk dâhilindeki diğer yüzey olan dikey kuyruk ise yanal kontrol ile beraber yanal kararlılığı sağlar. Dikey kuyruğu da hareketli ve sabit dikey yüzeyler şeklinde ikiye ayırabiliriz. Hareketli dikey yüzeye aynı zamanda istikamet dümeni adı verilir. Bu yüzey sayesinde aynı *xy* düzleminde kalınarak uçağın istikameti kontrol edilebilir. İstikamet dümeni tıpkı irtifa dümeninde olduğu gibi kontrol kolaylığı açısından küçük ebatlı trim tab yüzeyleri barındırabilir.

Kuyruğun tasarımı sadedinde ise değişik uygulamalardan bahsetmek mümkündür. Aşağıda bazı güncel kuyruk tasarımları görülmektedir.



Şekil 6.36 Uygulamada görülen bazı kuyruk tasarımları.

Her bir tasarımın kendine göre avantajları ve/veya dezavantajları söz konusudur. Bununla beraber pratikte en yaygın olarak kullanılan kuyruk tipi konvansiyonel kuyruk olarak adlandırılan ilk kuyruk tipidir. Konvansiyonel kuyruk yapısal olarak sağlam, aerodinamik açıdan da tatminkâr bir tasarımdır. Ancak özellikle yatay kuyruk yüzeyinin kanat iz bölgesi içerisinde kalmaması için uygun düzenleme yapılmalıdır. T-kuyruk olarak adlandırılan ikinci kuyruk tipi ise az önce ifade edilen sorunun aerodinamik açıdan tamamen ortadan kaldırılması gayesiyle kullanılmaktadır. İlave olarak kuyruk kolunun uzaması da kuyruğun etkinliğini arttırıcı bir özelliktir. Ancak dikey yüzey ucuna yerleştirilen yatay kuyruğun bağlı olduğu bölgenin ve ayrıca dikey kuyruk yüzeyinin gövdeye bağlı olduğu yerin yapısal olarak güçlendirilmesi gerekir. V-kuyruk olarak tabir edilen dördüncü kuyruk tipi ise kuyruk yüzey sayısını azaltan, dolayısıyla hem ağırlık ve hem de aerodinamik sürükleme değerlerini küçülten bir uygulamadır. Ancak manevra etkinliği açısından diğerlerine göre daha zayıf kalır. V-kuyruk tasarımının diğer bir tercih sebebi ise radara yakalanmama için uygun bir elektromanyetik dalga saptırma geometrisine sahip olmasıdır. Diğer kuyruk tipleri ise daha çok manevra kabiliyetini arttırmak için yüzey sayısı ve moment kolu değerlerini büyütmeye yönelik düzenlemeleri içerir.

6.2.3 Gövde

Uçaklarda gövde yapısının temel işlevi diğer yapısal uçak elemanlarını bir arada tutmaktır. Bu bağlamda gövde uçağa ait ana elemandır. Gövde haricindeki diğer uçak elemanları genellikle gövdeye sökülebilir tarzda bağlanırlar. Gövdeye montajda simetrinin sağlanması önemli bir husus olup, uçuş esnasında asimetrik yüzeyler istenmeyen durumlara neden olabilirler.

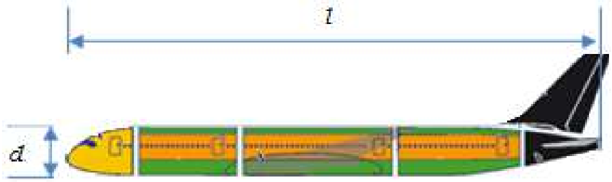
Şekil 6.37 Gövde ve diğer yapısal elemanlar.

Gövde yapısal olarak süreklilik gösterir, ancak kapı ve cam gibi unsurların bulunduğu kısımlar gövde yapısında süreksizliklere neden olurlar.

Ana yapı olarak gövde birkaç alt gövde grubundan oluşacak şekilde tasarlanır. Böyle bir yaklaşımın nedenlerinden ilki üretim, ikincisi ise nakliye kolaylığıdır. Özellikle yolcu veya nakliye uçaklarında gövde görev tanımı gereği büyük hacim kaplar. Gövdenin boyutsal bağlamda şeklini karakterize eden parametreye n_n narinlik oranı adı verilir ve,

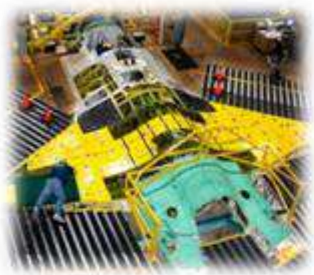
$$n_n = \frac{l}{d} \tag{6.5}$$

şeklinde tanımlanır. Burada l gövdenin x ekseni boyunca uzunluğunu, d ise gövde çapını ifade etmektedir. Gövdeye ait n_n değerinin büyük olduğu uçak narin uçak olarak anılır. Narinlik oranı özellikle ses üstü uçaklarda önem kazanır ve ses duvarı patlaması olarak ifade edilen sorunun giderilmesinde yegâne başvurulan çözüm büyük narinlik oralarına sahip gövde tasarımlarının seçilmesidir.



Şekil 6.38 Gövde narinlik oranını belirleyen boyutlar.

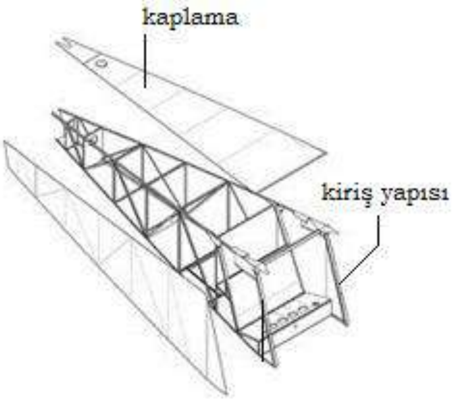
Narinlik oranının büyük olduğu uçaklarda gövdenin alt gruplara bölünmesi daha yaygındır. Örneğin büyük bir yolcu uçağı ön, orta, arka gövde ile pilot köşkü ve kuyruk konisi gibi beş alt gövde grubuna ayrılabilir. Muharip uçaklarda ise alt gövde grup sayısı daha azdır. Ancak bu sayı tasarıma göre değişebilir. Müteakip resimlerde bir yolcu ve muharip uçağa ait ana gövde parçaları görülmektedir. Modern tasarımlarda orta gövde ile ana kanat yapı elemanları beraberce tasarlanabilmekte ve bütünleşmiş halde kullanılabilmektedir.



Şekil 6.39 Monte edilmiş halde F-35 uçağı gövde grupları.

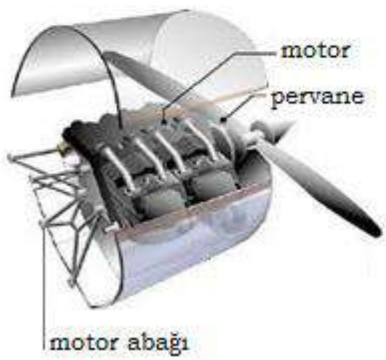
Şekil 6.40 Alt gruplar halinde A-380 yolcu uçağı gövde parçaları.

Uçaklarda genellikle üç tip gövde yapısı kullanılır. Bu yapılar; kafes-kiriş yapıları, yarı-monokok yapılar ve monokok yapılar şeklindedir. Kafes-kiriş yapılarda kirişler uçağa gelen yükleri taşır. Yapı kirişlerin birbirlerine genellikle kaynak yapılması ile inşa edilir. İnşa edilen kafes-kiriş yapısı daha sonra kaplama malzemesi ile kaplanır. Yapının gelen yüklere karşı dirençli olabilmesi için kirişlerin et kalınlığının büyütülmesi veya kullanılan kiriş sayısının arttırılması gerekir.



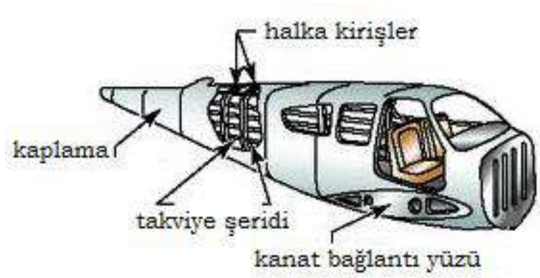
Şekil 6.41 Kafes-kiriş yapısı

Kafes-kiriş yapısı genellikle küçük uçaklarda kullanılır. Basit, yapı hesabı kolay ve imalatı da pratiktir. Ancak büyük yüklerin taşınması pek mümkün değildir. Ayrıca mukavemeti arttırmak için içsel hacim dâhilinde atılan ara kirişler var olan hacmin etkin ve ekonomik kullanımını engeller. Kafes-kiriş yapılarının günümüzde kullanımı yaygın olmayıp, sadece bazı uçakların motor bağlantılarında kafes-kiriş sistemi kullanımı devam etmektedir. Motoru gövdeye bağlayan bu tür kafes-kiriş yapılarına motor abağı adı verilir.



Şekil 6.42 Motor ve gövdeye bağlantıyı sağlayan abağı.

Yarı-monokok yapılarda ise gelen yükler kaplama ve kiriş elemanları tarafından taşınır. Kafes-kiriş yapısına göre gerek tasarımı ve gerekse de imalatı daha zordur. Ancak daha hafif ve mukavimdir. Kaplama malzemesi ile kirişler genellikle tahribatsız sökülme imkânı olmayan bağlama elemanları ile entegre edilir. Bağlantılarda en çok tercih edilen bağlama elemanı perçinlerdir. Gövde dâhilinde temel kiriş elemanları halka ("frame" veya "bulkhead") ve takviye kirişi/şeridi ("longeron" veya "stringer") elemanlarıdır. Halka kirişler aynı zamanda gövdeye istenen şeklin verilmesini ve gövdeye yerleştirilecek yapılara desteği sağlarlar.

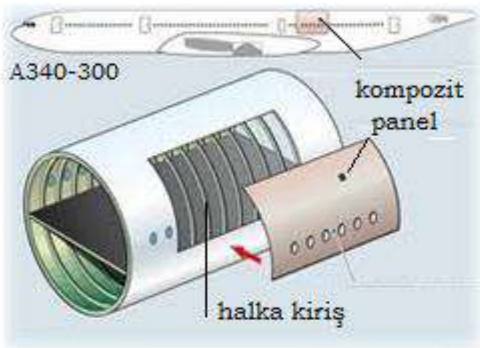


Şekil 6.43 Yarı-monokok gövde yapısı.

Halka kirişlerin içi dolu veya boş olabilir. Genellikle içi dolu olan halka kirişlere dolgun halka kiriş (bulkhead) adı verilir. Halka kirişin içi boş olduğunda ise geleneksel halka kiriş tipi (frame) kastedilir. Takviye kirişleri ise büyüklüklerine göre adlandırılabilir. Büyük takviye şeritlerine "longeron", küçük takviye şeritlerine ise "stringer" adı verilir. Gerek halka ve gerekse de takviye şeritlerinde kesit şekli olarak genellikle eğilmeye karşı mukavemeti yüksek geometrik şekiller tercih edilir. Örneğin "I" profil kesit şekli yaygın kullanılan bir geometridir.

Şekil 6.44 Halka ve takviye kiriş yapısı.

Yarı-monokok yapı kavramı muharip uçaklarda da benzer şekillerde kullanılır. Ancak yeni tasarımlarda halka kirişlerin yapısı aynı zamanda takviye şeridi kavramını da içerecek şekilde biçimlendirilmektedir. Özellikle kanadın bağlantı yaptığı gövde kesiminde halka kirişlerin dış kısımları kanada uygun biçimde gövdenin şekillendirilmesi gayesiyle, iç kısımları ise motorun yerleştirilmesini sağlamak amacıyla tasarlanır. İlave olarak yapıların mümkün mertebe modüler olması, bakım ve onarım safhasında arzu edilen bir durum olup, idame maliyetlerini düşüren bir unsurdur.



Şekil 6.45 Monokok gövde yapısı

Monokok yapılarda ise gelen yükler büyük oranda kaplama elemanları tarafından taşınır. Ancak şekillendirme ve belli oranda yük taşıma halka kirişler tarafından sağlanır. Monokok yapılar ilk iki gövde tipine göre daha hafif ve hacim kullanımı açısından avantajlıdırlar. Bununla beraber eğilme ve burulma gibi yüklerin taşınmasında bazı tasarım zorlukları söz konusudur. Yeni nesil uçak gövdelerinde monokok yapıların kullanımı yaygınlaşmakta olup, özellikle kompozit malzemelerin ortaya çıkışı bu süreci desteklemektedir.

Şekil 6.46 Personel ve yük taşıma seçenekleri.

Gövde yapılarının iç hacminin düzenlenmesinde taşınacak yükün niteliği belirleyici unsurdur. Yolcu uçaklarında ana gaye yolcu taşımaktır. Bu maksatla koltuk düzenlemeleri yapılır. Askeri kargo uçaklarında ise asker veya malzeme/teçhizat taşınması amaçlanır. Ancak sivil uçakların aksine konfor arka plandadır. Askeri teçhizat naklinde önceliği tekerlekli veya paletli askeri araçlar alır. Uçağın boyutlarına göre bazen kargo yolcu uçağı bölümleri veya demonte edilmiş muharip uçak da olabilir.

Gövdede yapısal süreksizlikler arasında pencereler, yolcu ve yük kapıları gelir. Pencereler dış ortamı gözlemek gayesi ile tasarlanır, genellikle sayıca fazla ancak boyut olarak küçüktürler. Yolcu kapıları genellikle birden fazla olup, mürettebat ve yolcuların uçağa iniş/binişlerinde kullanılırlar. Kapılar elle veya otomatik sistemle kumanda edilir. Yük kapıları ise uçağın arka, yan veya ön bölgesinde, sayı olarak az, ancak ebat olarak büyük olacak şekilde tasarlanırlar. Genellikle tercih edilen arka kargo kapısı olup, havada yük atma görevlerinde de bu tip kapı tasarımı uygundur.

Gövde bahsinde değinmeden geçemeyeceğimiz bir diğer bölüm ise pilot mahalli olarak da anılan kokpit bölgesidir. Kokpit aynı zamanda uçağın kumanda bölgesidir. Kumanda kolları, göstergeler ve uyarı ışıkları bu bölgede bulunur. Büyük uçaklarda kokpit bölgesi birden fazla personeli barındırır. Savaş uçaklarında ise genellikle bir veya iki personeli kapsar. Muharip uçaklarda dışarıyı gözlem ayrı bir önem arz etmekte olup, kokpit dış koruması ya da diğer bir ifade ile kanopisi etrafı görmeyi arttıracak şekilde tasarlanır. Günümüz modern kokpitlerinde göstergelerin dijital olması yaygınlaşmakta, ayrıca başüstü göstergesi standart hale gelmektedir.

Şekil 6.47 Muharip ve kargo uçaklarında pilot mahalli.

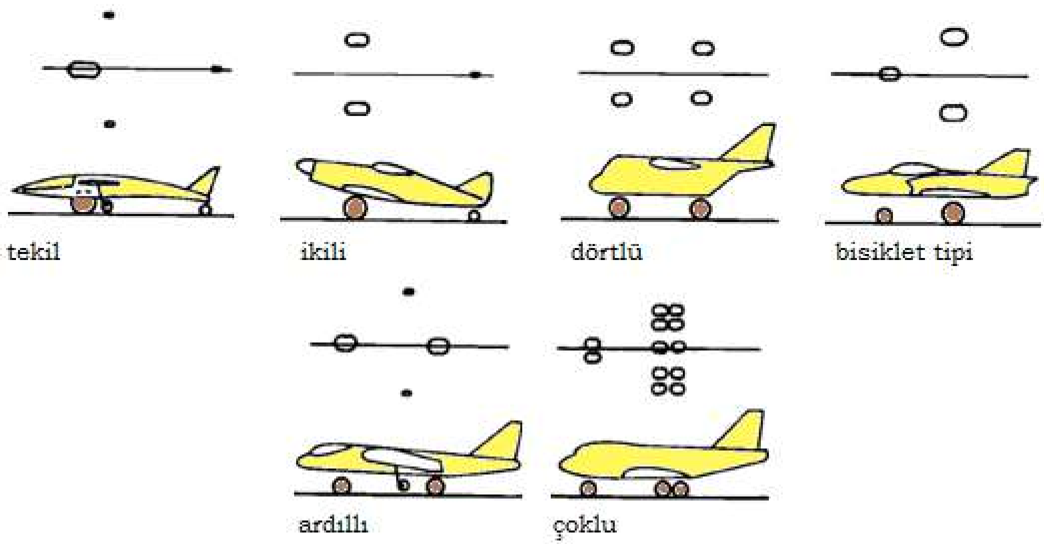
6.2.4 İniş takımları

İniş takımları (İ/T) hava aracının yer ile temasını ve yerdeki hareketini sağlayan temel sistemlerdir. Yer ile temas genellikle iniş esnasında, yerden kesilme ise kalkış esnasında olur. Yerde hareket ise genellikle kalkış öncesi ve iniş sonrası yapılan rule hareketidir. Rule park yerinde başlar ve park yerinde sona erer. Yerde hareket kabiliyeti yanında yerdeki hızın sınırlandırılması da İ/T bünyesindeki frenler sayesinde gerçekleşir. Yer ile temasın sağlıklı olabilmesi için öncelikle İ/T düzenlemesinin doğru yapılması gerekir. Uygulamada değişik İ/T düzenlemeleri mevcuttur. Bu düzenlemeler arasında;

- Tekil ana İ/T düzenlemesi,
- İkili ana İ/T düzenlemesi,
- Dörtlü ana İ/T düzenlemesi,
- Bisiklet tipi İ/T düzenlemesi,

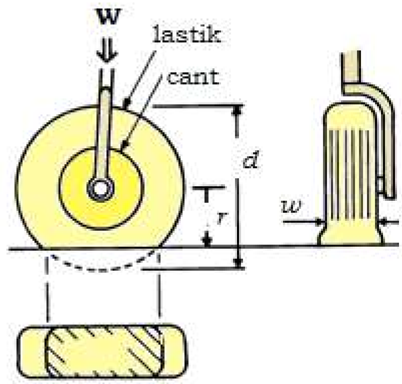
- Ardıllı ana İ/T düzenlemesi,
- Çoklu ana İ/T düzenlemesi

sayılabilir. İ/T düzenlemesi hava aracının ağırlığına ve ağırlık merkezinin yerine bağlıdır.



Şekil 6.48 İniş takımları düzenlemeleri.

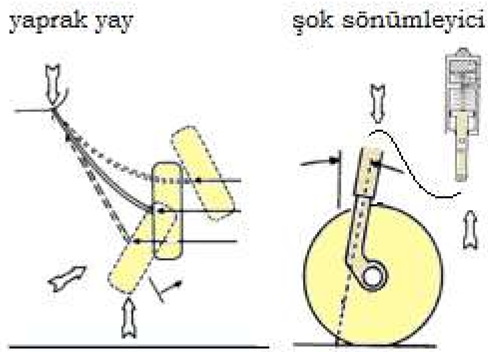
İniş takımı kendi bünyesinde ana, burun veya kuyruk İ/T ayrımına tabi tutulabilir. Ana İ/T gelen ağırlığın büyük bölümünü taşımasına göre, burun veya kuyruk İ/T tabiri ise konuş yerine göre ifade edilir. Ana İ/T genellikle toplam ağırlığın %70-80'ini, burun İ/T ise geriye kalan ağırlığı taşır. İ/T düzenlemesi kapsamında burun veya kuyruk İ/T tercihi farklı avantaj veya dezavantajlar sunar. Örneğin kuyruk İ/T sayesinde kokpit altı burun bölgesine dikme koymanın zorlukları yaşanmaz. Ayrıca yapısal olarak kuyruk gibi diğerlerine göre daha hafif yükü taşıması nedeniyle yapı hafifliği ve imalat kolaylığı söz konusudur. Ancak inişte fren yapıldığında uçağın öne kapaklanma eğilimi vardır, dolayısıyla etkin frenleme yapılamayabilir. İniş takımlarını kontrol açısından da pilotun görüşü kısıtlıdır. İlave olarak kuyruk bölgesinde mekanizma ağırlığı ve uzun moment kolu nedeniyle ciddi yunuslama momenti kaygısına neden olur. Çoklu ana İ/T ise özellikle nakliye veya yolcu uçaklarında tercih edilir. Ana gaye tekerlek sayısını arttırarak büyük yükleri taşıyabilecek iniş takımı sistemlerini tasarlamaktır. Tekerlek sayısı arttıkça her birine düşen yük azalmakta, ihtiyaç duyulan teker ebatları da küçülmektedir. Ayrıca tekerlek sayısı fazlalığı acil durumlarda yedekleme, eksikliği giderme özelliğini de beraberinde getirir.



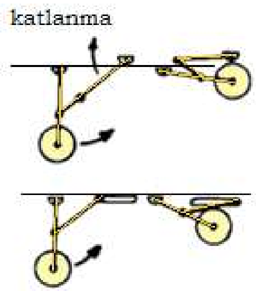
Şekil 6.49 Tekeri oluşturan lastik ve cant aksamı.

Ağırlık değeri doğrudan doğruya iniş takımlarının en önemli kısmını oluşturan tekerleklerin boyutunu belirler. Genellikle hesap ile mevcut tekerlek standartları örtüştürülmeye çalışılır. Tekerlek lastik ve cant aksamından oluşur.

Diğer taraftan iniş esnasında lastiklere mevcut ağırlıktan çok daha fazlası etki eder. Özellikle sert inişlerde bu etki daha fazla hissedilir. Bu tepki kuvvetinin gövdeye yansımaması için değişik tip ve ebatta şok sönümleyicileri kullanılır. En basit şok sönümleyiciler yay tipi olanlardır. Yaygın olarak kullanılan şok sönümleyiciler ise içinde hava veya akışkan barındıran silindirik sistemlerdir. İ/T dikme sistemi tepki kuvvetini kısa bir süre içerisinde sönümleyerek onun gövdeye iletilmesini engeller.



Şekil 6.50 Çarpma tepkisinin sönümlenmesi.

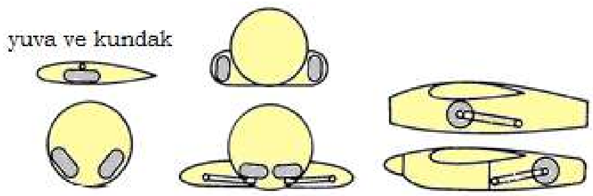


Şekil 6.51 Örnek katlanma mekanizmaları.

Şekil 6.52 Ana iniş takımı kapağı.

Uçuş esnasında dışarıda bırakılan İ/T aerodinamik verimliliği düşürür. Bunun nedeni İ/T sebebiyle ortaya çıkan ilave sürükleme kuvvetidir. Sürükleme kuvvetinin azaltılması veya tamamen ortadan kaldırılması için değişik çözüm yöntemleri mevcuttur. Sürüklemenin azaltılması sabit iniş takımlarının dış yüzeylerinin aerodinamik açıdan uygun olarak tasarlanması ile olabilir. Sürüklemenin tamamen ortadan kaldırılması ise İ/T'nın katlanabilir olması ve kapalı hacim içerisine alınması ile mümkündür. Katlanma farklı mekanizmaları, içeri alma ise değişik yuvalanmaları beraberinde getirir. Katlanma mekanizmaları elektrikle veya hidrolikle çalışan sistemlerden oluşabilir. Mekanizma ayrıca iniş takım yuvasını kapatan kapakları da kumanda eder. İ/T ile kapakların eşanlı çalışması önemlidir. İçeri alma veya açılma sonrasında kilitleme mekanizmaları da kullanılır. Genellikle kapakların kapanması ile beraber İ/T kapanma ikazı, açık olduğunda ise İ/T açık ikazı pilot mahalli dâhilinde alınır.

Yerde hareketin yönlendirilmesi ise küçük uçaklarda dikey kuyruk yüzeyi ile veya asimetrik fren uygulamaları ile sağlanır. Ancak büyük uçaklarda genellikle burun İ/T sistemine entegre edilmiş direksiyon/dümen sistemi ile yönlendirme yapılır. Sistem hidrolikli veya elektrikli mekanizmalarla çalışır.



Şekil 6.53 Örnek yuva ve kundak düzenlemeleri.

6.2.5 İtki sistemleri

Hava araçlarında kullanılan temel itki ya da diğer bir ifade ile motor tipleri;

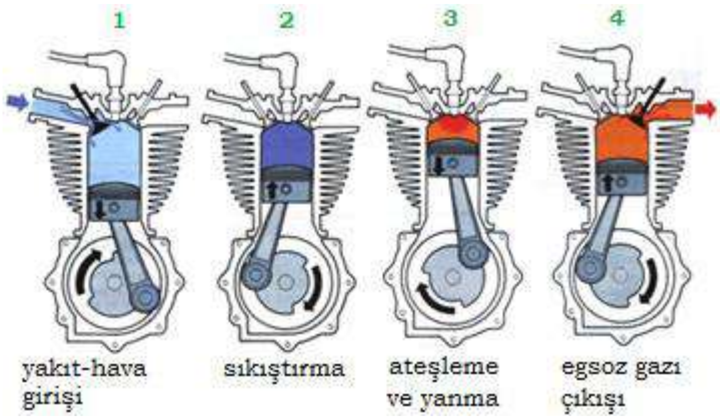
- Pistonlu motorlar,
- Roket motorları,

- Ram-jet/Scram-jet,
- Gaz türbinli motorlar

şeklinde tasnif edilebilir.

a. Pistonlu motorlar

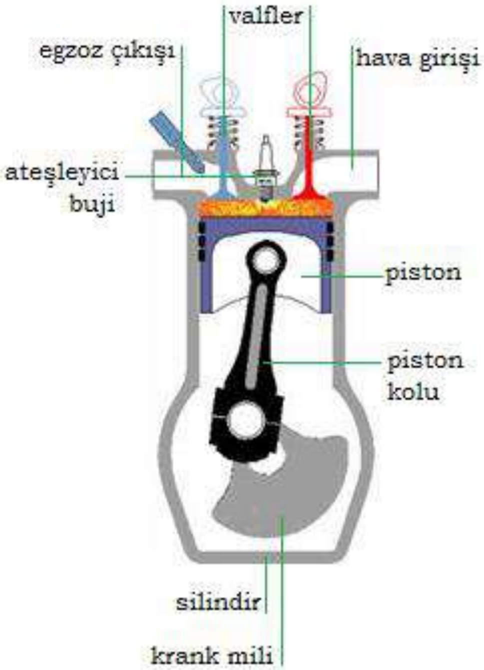
Pistonlu motor dört zamanlı motor olup, aksamı dâhilindeki silindir yapı içerisinde bulunan pistonun ileri-geri hareketi krank mili gibi uygun bir mekanizma ile dönü hareketine, dönü hareketi de yine uygun dişli mekanizmaları ile pervaneye aktarılır. Dört zamanlı terimi yakıt ve hava akışkanlarının silindir içerisine alınması, yakıt-hava karışımının sıkıştırılması, sıkışan karışımının yakılması ve yanma sonrası ortaya çıkan gazların dışarı atılması işlemlerini kapsamaktadır.



Şekil 6.54 4-zamanlı motorda işlem adımları.

Motor birden fazla silindir içermekte olup, silindir aynı zamanda ana gövde hükmündedir. Silindir içerisinde ileri-geri hareket eden ve silindir içerisindeki hacim değişikliğini kontrol eden piston, pistonun ileri-geri hareketini dönü hareketine çeviren ve ileten piston kolu ya da diğer adıyla biyel, dönü hareketini motor dışına aktaran krank mili, yakıt-hava karışımını silindir içerisine alan hava girişi, yanan gazların dışarı atılmasını sağlayan egzoz çıkışı, krank mili ile koordineli olarak giriş ve çıkışları kontrol eden valfler ve yakıt-hava karışımını yakan ateşleyici buji bulunur.

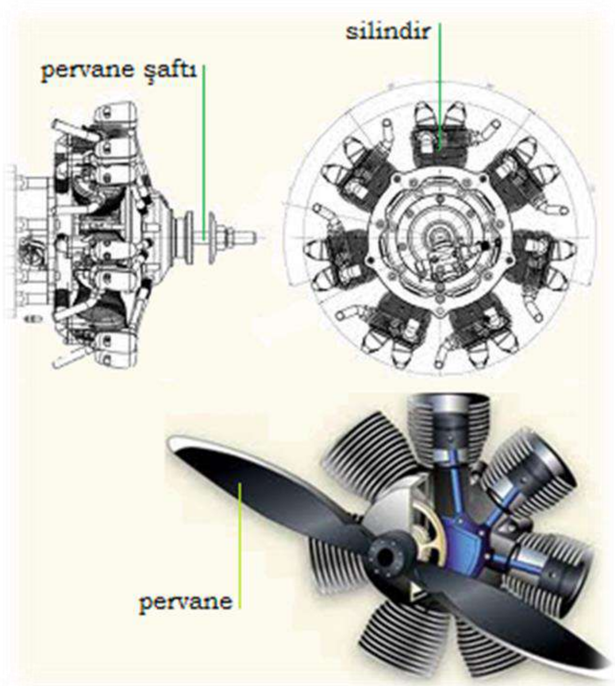
Radyal veya eksenel hat üzerinde çok sayıda silindirin yerleştirilmesi ile aynı anda krank milinin güçlü bir şekilde döndürülmesi ve bu dönü hareketinin kontrollü olarak pervaneye iletilmesi sistemin temelinde yatan düşüncedir. Bu sayede pervane etrafında hava akımı oluşur ve aerodinamik kuvvetler elde edilir. Elde edilen bu kuvvet itme veya çekme şeklinde olabilir.



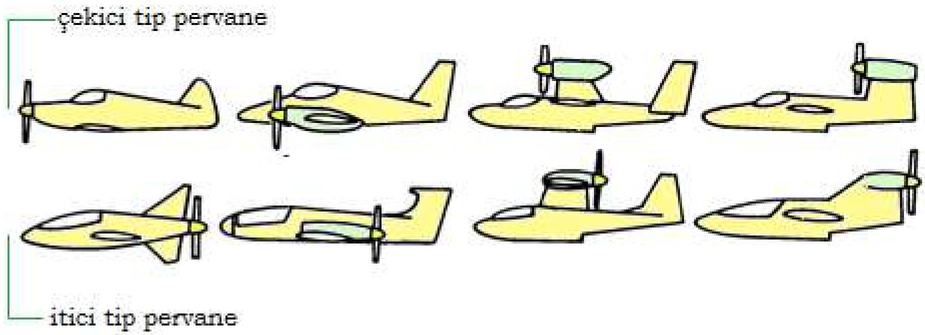
Şekil 6.55 Silindir ve ana parçaları.

İtme veya çekme şeklindeki kuvvet oluşumu motorun ve dolayısıyla pervanenin konuşlandırılma biçimi ile doğrudan ilişkilidir. Pervaneli motorların uçak üzerindeki yerleşimi için değişik seçenekler söz konusu olup, uygulamalarda görülen bazı yerleşim şekilleri aşağıdaki çizimde görülmektedir. Buna göre uçağın x ekseni doğrultusu referans eksen ve uçuş yönü de pozitif yön olmak üzere pervane-motor düzenlemesinde pervanenin önde motorun arkada yerleştirilmesi durumunda pervane çekici kuvvet üretecek şekilde tasarlanır. Pervanenin arkada motorun önde olması durumunda ise pervane itici kuvvet üretecek şekilde biçimlendirilir.

Motor-pervane ikilisi uçak dâhilinde gövde, kanat veya kuyruk bölgesine yerleştirilebilir. Gövdeye yerleştirilmesi haline konuş bölgesi olarak genellikle çekici pervanelilerde burun önü, itici pervanelilerde ise kuyruk konisi arkası tercih edilir. Kanada yerleşimlerde ise kanat altı, ortası veya üstü bölgeler uygun konuş yerleridir. Kuyruk bölgesi tercih edildiğinde ise dikey kuyruğun kök veya uç bölgeleri uygun konuş yerleri olarak sayılabilir.



Şekil 6.56 Radyal olarak yerleştirilmiş 7 silindirli motor ve pervane.



Şekil 6.57 Pervaneli motorlarda muhtemel konuş yerleri.

Pistonlu motorlarda üretilen P gücü,

$$P = \mathbf{V}.\mathbf{T} \tag{6.6}$$

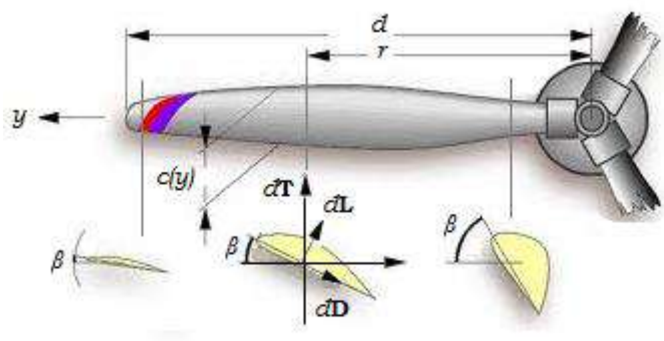
bağıntısı ile elde edilir. Burada **V** uçağını hızı, **T** ise elde edilen kuvvettir. Güç genellikle beygir gücü birimi ile tarif edilir. Elde edilecek kuvvetin belirlenmesinde kullanılan pervane ve pervanenin oturma ya da diğer bir ifade ile β hatve açısı önemli bir etmendir. Pervaneye ait herhangi bir kesit alanda $d\mathbf{T}$ çeki kuvveti için,

$$d\mathbf{T} = d\mathbf{L}\cos\beta - d\mathbf{D}sin\beta \qquad (6.7)$$

ifadesini yazmak mümkündür. Tahmin edilebileceği üzere burada $d\mathbf{L}$ profil kesitine ait taşıma kuvveti, $d\mathbf{D}$ ise sürükleme kuvvetidir. Aerodinamik kuvvetlerin meydana getireceği moment değeri ise,

$$d\mathbf{M} = r(d\mathbf{L}\,sin\,\beta - d\mathbf{D}cos\beta) \qquad (6.8)$$

ifadesi ile elde edilebilir. Denklemde geçen r moment kolu yada diğer bir ifade ile profil kesitinin pervane göbeğinden olan mesafesidir.



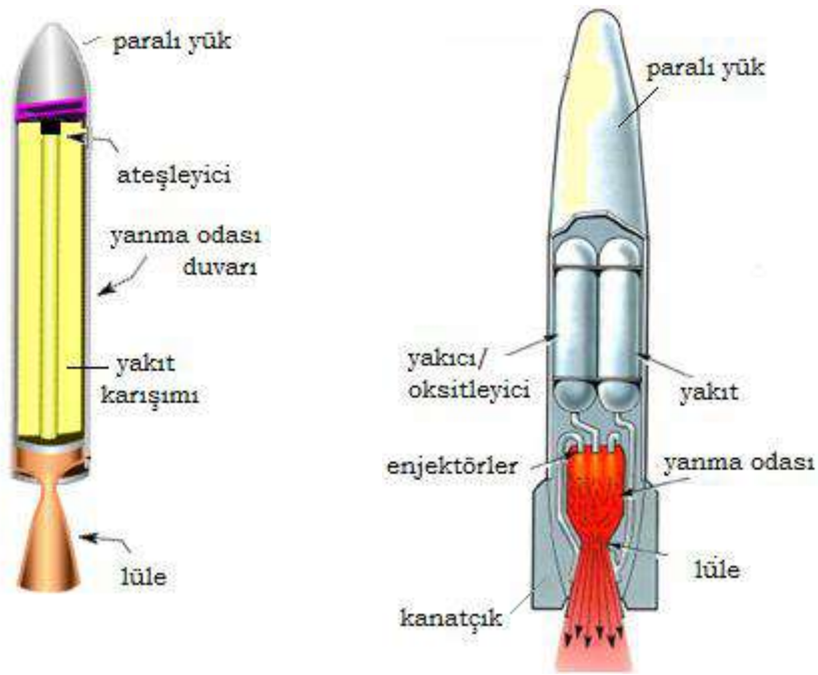
Şekil 6.58 Pervane geometrisi ve oluşan kuvvetler.

Pistonlu motorlar diğer uçak motorlarına göre düşük yakıt tüketimi özelliğine sahiptirler. Ancak pervane uçlarında aşırı hızların varlığı nedeniyle profil üzerinde şok dalgaları oluşacağı için hız sınırlaması söz konusudur. Aşırı hızın nedeni dönü hızına ek olarak ileri hareketten de gelen ilave hız bileşenleridir. Dolayısıyla pistonlu motorlar yüksek hızlara çıkamazlar. Günümüzde pistonlu motorlar idamesi ekonomik, düşük hızlarda uçan küçük uçaklarda tercih edilirler.

b. Roket motorları

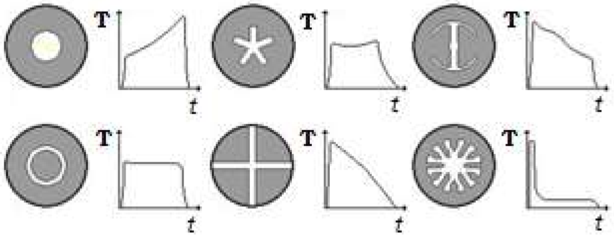
Roket motorları esas itibari ile atmosferdeki havaya ihtiyaç olmadan itki kuvveti elde etmek için tasarlanırlar. Havanın kullanılmaması yanan-yakılan ikilisinin her ikisinin de araç bünyesinde taşınmasını zorunlu kılar. Roket motorundan itki elde etmek oldukça basit bir ilkeye, “etki tepki doğurur” olgusuna dayanır. Hava aracının bünyesinde taşınan yakıcı ve yanıcı maddeler uygun bir ortamda yakılarak yüksek basınçlı egzoz gazları elde edilir. Elde edilen yüksek basınca sahip bu gazlar büyük bir hızla lüle denilen kanaldan dışarıya doğru genişletilirler ve bu sayede lülenin duvarlarına büyük tepki kuvvetleri etki eder. Elde edilen tepki kuvvetleri hava aracını ileri doğru hareket ettirir.

Şekil 6.59 Etki-tepki ilkesi ve roket motoru uygulaması.



Şekil 6.60 Katı ve sıvı yakıtlı roket motoru.

Roket motorlarını kullanılan yakıt türüne göre üç gruba ayırmak mümkündür. Bunlar katı yakıtlı roket motorları, sıvı yakıtlı roket motorları ve karma roket motorları şeklindedir. Katı yakıtlı roket motorlarında yakıt hem yanıcı ve hem de yakıcı maddeyi içinde beraber barındıran katı haldeki bir karışımdır. Karışımın bulunduğu hacim aynı zamanda yanma odası niteliğindedir. Yanma odasının duvarları yüksek sıcaklıklara dayanacak şekilde tasarlanır. Katı yakıtın iç kısmının geometrisi elde dilecek **T** itki kuvvetinin şiddeti ve *t* zaman içerisindeki değişimi açısından önemlidir. İç geometrinin itki-zaman ilişkisi aşağıdaki grafiklerde görülmektedir.



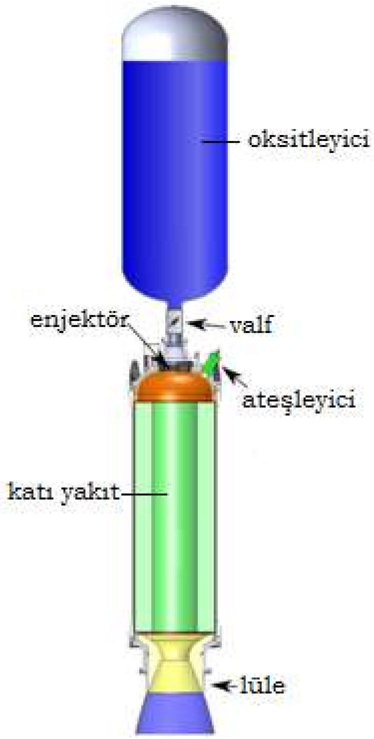
Şekil 6.61 Katı yakıt geometrisine göre **T**-*t* ilişkisi.

Aynı roket motoru bünyesinde farklı yakıt geometrileri kullanılabilir. Ancak bu yaklaşım farklı uçuş fazlarının söz konusu olduğu görevler için uygundur. Uygulamada değişik katı yakıtlar kullanılmakta olup, genellikle homojen ve kompozit katı yakıtlar olarak iki gruba ayrılırlar. En yaygın katı yakıtlar arasında alüminyum, HTPB ve PBAN, oksitleyici olarak ise amonyum klorat sayılabilir.

Katı yakıtlı roket motorlarının önemli bir dezavantajı yanmanın kontrol edilememesidir. Zira yakıt doğrudan yakılmakta ve süreç kesintisiz olarak ilerlemektedir. Buna mukabil çok kısa sürelerde çok yüksek itki kuvvetlerinin eldesi mümkündür. Ayrıca nispeten basit ve üretimi kolaydır.

Kontrol edilemeyen yanmanın neden olduğu sorunları gidermek için sıvı yakıtlı roketler geliştirilmiştir. Bu tip roket motorlarında yanıcı ve yakıcı ya da diğer bir ifade ile oksitleyici maddeler araç bünyesinde ayrı depolarda muhafaza edilirler. Yüksek basınçlı kaplarda bulunan bu kimyasallar pompa ve enjektörler vasıtasıyla kontrollü olarak yanma odasına sevk edilirler ve orada ateşleyiciler vasıtasıyla yakılarak lüleye gönderilirler. Yakıcı olarak genellikle sıvılaştırılmış oksijen tercih edilir. Yanıcı olarak ise değişik seçenekler söz konusu olup, kerozen, sıvı hidrojen veya nitrojen bazlı kimyasallar (N_2O_4 nitrojen tetraoksit, N_2H_4 hidrazin) örnek olarak verilebilir. Özellikle sıvı hidrojen kullanımı sonucu oldukça yüksek tepki kuvvetleri elde etmek mümkündür, ancak sıvı hidrojenin muhafazası bazı sorunlara neden olur. Zira hidrojenin sıvılaştırılması için çok yüksek basınç gerekir, yüksek basınç ise oldukça mukavim malzemeler ve dolayısıyla ağır yapılar manasına gelir. Bu nedenle götürüsü getirisinden fazla olabilir. Ayrıca kontrol edilebilir bir sistem karmaşık ve de pahalı ilave mekanizmalara ihtiyaç duyar.

Katı yakıtlı roketlerin basit ve ucuz olması gibi avantajlarını taşıyan, ama aynı zamanda kontrol edilebilir bir yanma sürecini içinde barındıran sistem arayışı karma roket motorlarını gündeme getirmiştir. Karma roket motorlarında oksitleyici ile katı yakıt ayrı ayrı muhafaza edilmekte ve oksitleyici katı yakıta kontrollü bir şekilde verilmektedir. Bu sayede yanma ve yanmanın karakterini kontrol etme mümkün olabilmektedir. Yanma katı yakıtın bulunduğu çeperler içerisinde gerçekleşmekte ve yanan gazlar lüleye gönderilerek dışarı atılmakta, elde edilen tepki kuvveti sayesinde hava aracı hareket etmektedir. Yanma sürecinin kontrolünün sağlanabilmesi için valf, enjektör ve ateşleyici sistemlerinin bulunması ise sıvı yakıtlı roketten alınan ortak özelliklerdir. Ancak yanmanın sürekliliği bazı durumlarda sağlanamamakta, bu durum ise önemli bir eksiklik olarak görülmektedir.



Şekil 6.62 Karma yakıtlı roket motoru.

Roket motorlarında itki kuvveti ise momentumun korunumu ilkesinde hareketle aşağıdaki denkleme göre elde edilebilir;

$$F = \dot{m}_e V_e + (P_e - P_0) A_e \tag{6.9}$$

burada $\dot{m}_e$ lüleden çıkan kütlesel debiyi, V_e çıkan gazlarının çıkış hızını, P_e çıkış basıncını ve P_0 ise dış ortam basıncını ifade etmektedir. İtki kuvvetini ilave bir hız kavramı tanımlayarak doğrudan doğruya debiye bağlayabiliriz. Buna göre,

$$F = \dot{m}_e V_{eq} \tag{6.10}$$

yazmak mümkündür. İfadedeki V_{eq} eşdeğer hız olarak tanımlanır. Bu denklem bir önceki ile beraber dikkate alınırsa,

$$\dot{m}_e V_{eq} = \dot{m}_e V_e + (P_e - P_0) A_e \tag{6.11}$$

yazılabilir ve buradan da eşdeğer hız ifadesi,

$$V_{eq} = V_e + \frac{(P_e - P_0)A_e}{\dot{m}_e} \tag{6.12}$$

biçiminde elde edilir. İtkinin zaman içerisindeki toplam etkisini ise,

$$I = \int F dt \tag{6.13}$$

şeklinde ifade edebiliriz. Bu denklemde kuvvet ifadesi yerine eşdeğer hızı barındıran eşitliği dikkate alırsak,

$$I = \int \dot{m}_e V_{eq} dt \tag{6.14}$$

ve V_{eq} değerinin sabit olduğunu düşünürsek, toplam etki için,

$$I = V_{eq} \int \dot{m}_e dt \tag{6.15}$$

$$I = V_{eq} m_e \tag{6.16}$$

ifadesine ulaşırız. Roket motorlarında diğer önemli bir parametre ise özgül itki değeri olup,

$$Isp = \frac{I}{W} \tag{6.17}$$

şeklinde tanımlanır. Burada W ağırlık değeri olup, kütle ve yerçekimi ivmesi ile temsil edilebilir. Dolayısıyla özgül itki için,

$$Isp = \frac{V_{eq}}{g} \tag{6.18}$$

veya

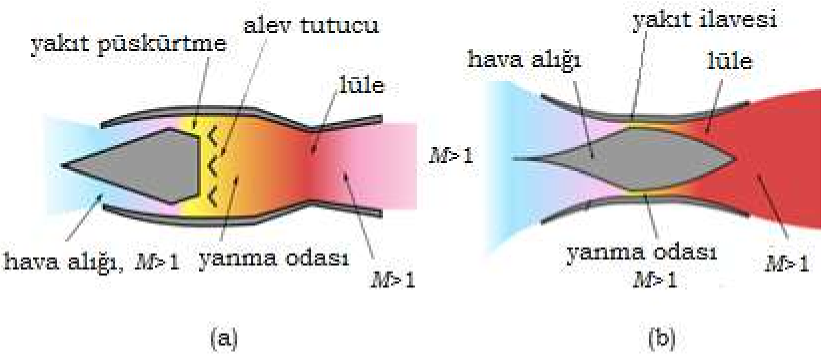
$$Isp = \frac{F}{\dot{m}_e g} \tag{6.19}$$

yazılabilir. Özgül itki değeri roket motorlarının verimliliğini gösteren önemli bir parametredir. Özgül itki değeri yüksek olan roket motoru daha verimli bir motordur denebilir, zira aynı kütle değerine karşılık daha fazla itki kuvveti üretilmektedir.

c. Ramjet-Scramjet motorları

Ramjet veya Scramjet motorlar temel olarak aynı tip motorlardır. Ramjet yüksek hızlı uçuşlarda, Scramjet (supersonic combustion ramjet) ise sesüstü hızlarda tercih edilebilir. Ramjet motorlarda serbest hava akımı sesüstü hızda hava alığı denen ve motora giriş niteliğindeki daralan kanala girer. Burada sıkıştırılarak yavaşlatılır ve basıncı artırılır. Hızı sesaltı hızlara düşen hava akımı müteakiben yanma odası denen kısma girer ve burada yakıt ile karıştırılarak yanma işlemine tabi tutulur. Yüksek basınca sahip yanan gazlar lülede genişletilir ve yüksek hızda dışarıya atılır.

Scramjet motorlarda ise ramjet motorlardan farklı olarak yanma odası akış hızı sesüstüdür. Dolayısıyla yanma çok daha zorlu şartlar altında gerçekleşir. Buna karşılık her iki motorda da büyük tepki kuvvetleri ve dolayısıyla da yüksek hızlı akış rejimleri elde etmek mümkündür. Scramjet motorlar sayesinde M>10 gibi çok daha yüksek hızlara ulaşmak mümkündür.



Şekil 6.63 Ramjet (a) ve scramjet (b) motorları.

Ramjet veya Scramjet motorlarında itki kuvveti yine momentumun korunumu ilkesinde hareketle aşağıdaki denkleme göre elde edebiliriz;

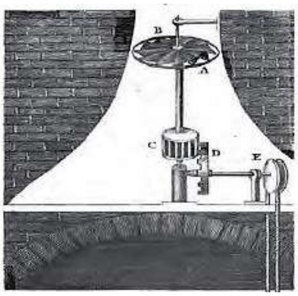
$$F = \dot{m}_e V_e - \dot{m}_0 V_0 + (P_e - P_0) A_e \tag{6.20}$$

burada $\dot{m}_e$ lüleden çıkan kütlesel debiyi, $\dot{m}_0$ hava alığına giren kütlesel debiyi, V_e çıkan gazlarının çıkış hızını, V_0 hava alığına giren havanın giriş hızını, P_e çıkış basıncını ve P_0 ise dış ortam basıncını ifade etmektedir. Denklemden de anlaşılacağı üzere itki kuvveti büyük oranda giren hava ile ve çıkan gazların hız farkına bağlıdır ve bu fark açıldıkça elde edilecek itki kuvveti de fazlalaşır.

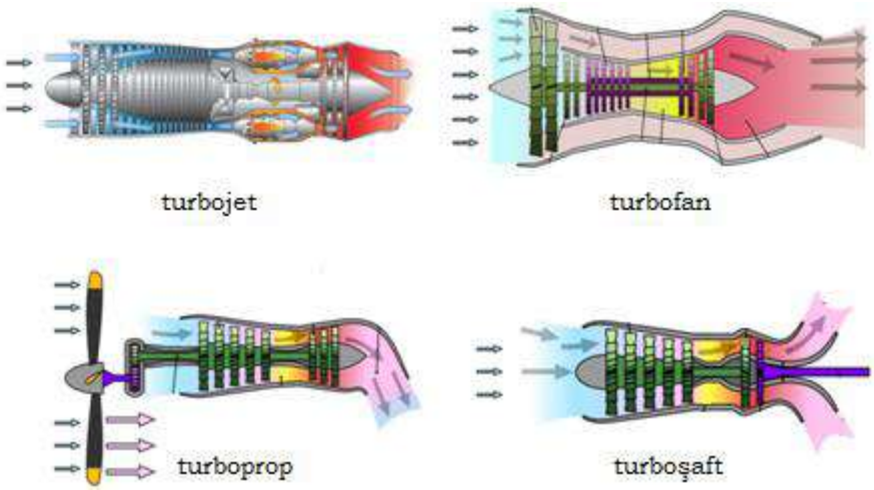
d. Gaz türbinli motorlar

Gaz türbinli motorlar günümüz hava araçlarında en yaygın olarak kullanılan aerotermodinamik makinelerdir. Gaz türbinli motorları dört gruba ayırmak mümkündür. Bunlar;

- Turbojet motorlar,
- Turboprop motorlar,
- Turbofan motorlar,
- Turboşaft motorlardır.

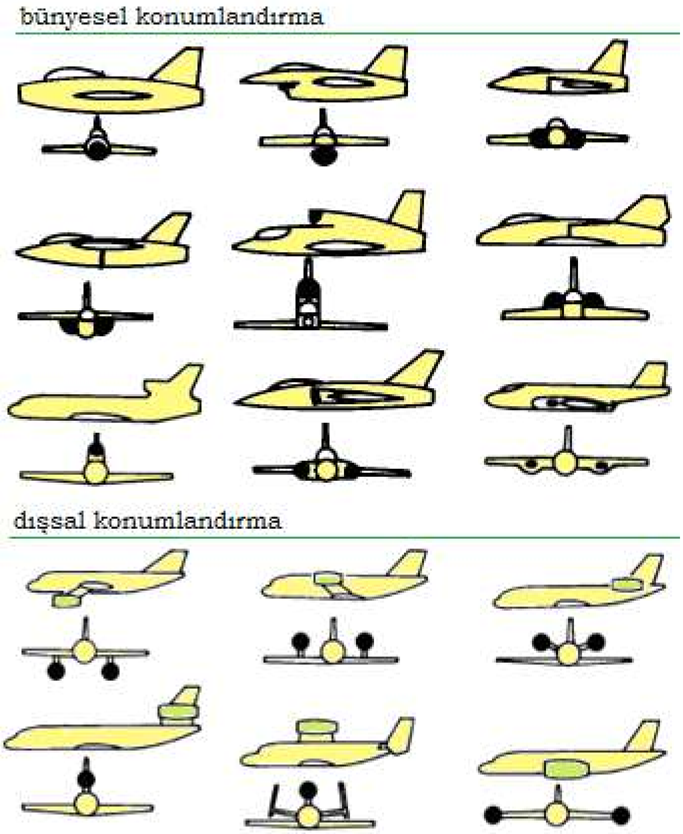


Şekil 6.64 1551 tarihli gaz türbin tasarımı, Osmanlı Türkü Takiyüddin (1526–1585).



Şekil 6.65 Temel gaz türbinli motor tipleri.

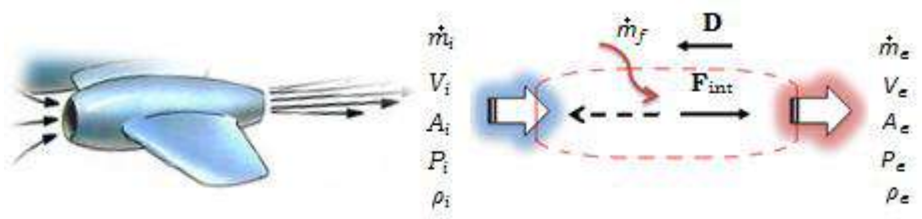
Turboprop, turbofan veya turboşaft motor esas itibariyle turbojet motordur. Ancak turbofan motorda temel turbojet yapılandırmasına fan ilave edilmekte, turboprop motorda pervane ve dişli sistemi eklenmekte, turboşaft motorlarda ise ilave olarak pal ve rotor sistemi bulunmaktadır. Günümüzde turbojet ve turbofan motorlar ses civarı yüksek hızlı uçuşlarda, turboprop motorlar sescivarı ancak düşük hızlı rejimlerde, turboşaft motorlar ise helikopterlerde kullanılmaktadır. Turbojet motorlara bazen ilave ardyanma birimi “after burner” eklenebilmekte ve bu sayede çok daha yüksek itki kuvveti elde edilebilmektedir. Bu uygulamadaki ana gaye egzoz girişindeki yanmamış gazları da içerecek şekilde ilave yakıt püskürtme ile yeniden yanma ve ilave itki sağlamaktır. Turbofan motorlarda fanın sağladığı ilave hava debisine göre düşük “by-pass” veya yüksek “by-pass” oranlı fan düzenlemeleri mevcuttur. Turboşaft motorlarda motorun sağladığı itkiden ziyade dönü hareketi rotora ve oradan da helikopter pallerine iletilir. Turboprop motorlarda da itki değil dönü hareketi önce dişli kutusuna, bilahare pervaneye aktarılır. Gaz türbinli motor elemanları sonraki bölümde detaylı olarak ele alınmaktadır.



Şekil 6.66 Bünyesel ve dışsal jet motor konumlandırma örnekleri.

Turbojet veya turbofan gibi jet motorlarının uçağa yerleşiminde ise oldukça geniş bir seçenek yelpazesinden söz edilebilir. Motorun uçak yapısı ile bütünleşmesine göre öncelikle bünyesel ve dışsal motor konumlandırma şeklinde iki gruptan bahsedebiliriz. Bünyesel motor konumlandırma kapsamında uçak motorunu gövde, kuyruk veya kanat yapısı içerisine konuşlandırabiliriz. Yandaki şekilde muhtemel motor ve motora ait hava girişi konumlandırma örnekleri görülmektedir. Dışsal motor konumlandırmada ise motor ve beraberinde hava girişi kısmı uçak yapı elemanları haricinde ilave yapısal yuvalara yerleştirilir. Böyle bir yaklaşımda motorlar genellikle kanat veya kuyruk yapısına entegre edilirler. Motorların iç yapı içerisine yerleştirilmesi ilave sürtünme kuvvetlerini ortadan kaldırabilir. Dışsal motor konumlandırmada ise ek sürtünme kuvvetleri doğar. Ayrıca motorların uçak yapısına bağlanması da beraberinde ek yapısal ve yüksel ilaveler getirir. Uçağa bağlanma yerinin güçlendirilmesi de dikkate değer diğer bir husustur. Gerek bünyesel ve gerekse de dışsal motor konumlandırmada kuyruk bölgesinin tercih edilmesinin altında yatan temel neden gürültü sorununun geride bırakılması istemidir. Özellikle yolcu uçağı veya iş jeti gibi rahatlık ve konforun önemli olduğu uçak kavramlarında motorlar mümkün mertebe yolculardan uzakta konumlandırılırlar.

Gaz türbinli motorlardan elde edilen itki kuvvetini ise Newton'ın 3'üncü prensibi olan "etki tepki doğurur" yaklaşımı ile yine Newton'ın 2'nci ilkesi olan momentumun korunumu prensibini dikkate alarak bulabiliriz. Buna göre aşağıdaki gibi bir kontrol hacmi dâhilinde girişteki havaya ait özellikleri $_i$ alt indisini kullanarak, çıkıştaki havaya ait özellikleri ise $_e$ alt indisi ile gösterelim.



Şekil 6.67 Jet motoruna ait cisim diyagramı.

Genel olarak momentumun korunumu denklemini,

$$\oiiint \rho \mathbf{f} dV - \oiint p d\mathbf{S} + \mathbf{F}_{\text{int}} - \mathbf{D} = \oiint (\rho \mathbf{V}. d\mathbf{S})\mathbf{V} + \oiiint \frac{\partial(\rho \mathbf{V})}{\partial t} dV \qquad (6.21)$$

şeklinde yazabiliriz. Bu denklemde özellikle dış yüzeylerdeki kayma gerilmeleri nedeniyle ortaya çıkan viskoz kuvvetlerini **D** ile, çıkan gazların neden olduğu içsel tepki kuvvetini ise $\mathbf{F}_{\text{int}}$ ile göstermekteyiz. Basitleştirme adına içsel tepki kuvveti ile dışsal sürükleme kuvveti farkını **T** tepki kuvveti olarak dikkate alır ve akışın daimi, hacimsel kuvvetlerin ihmal edildiği bir akış olduğunu kabul edersek ana denklemi,

$$- \oiint p d\mathbf{S} + \mathbf{T} = \oiint (\rho \mathbf{V}. d\mathbf{S})\mathbf{V} \qquad (6.22)$$

şeklinde tekrar yazabiliriz. Bu ifadeyi simetrik olan alt ve üst yüzeyleri hariç tutarak giriş ve çıkış yüzeyleri üzerinde dikkate alırsak,

$$- \iint_{A_i} p\, d\mathbf{S} - \iint_{A_e} p\, d\mathbf{S} + \mathbf{T} = \iint_{A_i} (\rho \mathbf{V}. \mathbf{V})\, d\mathbf{S} + \iint_{A_e} (\rho \mathbf{V}. \mathbf{V})\, d\mathbf{S} \qquad (6.23)$$

denklemini elde ederiz. Yöneylerin yönlerini dikkate alarak aynı denklemi,

$$p_i A_i - p_e A_e + T = \rho_e V_e^2 A_e - \rho_i V_i^2 A_i \qquad (6.24)$$

veya

$$p_i A_i - p_e A_e + T = (\dot{m}_i + \dot{m}_f) V_e - \dot{m}_i V_i \qquad (6.25)$$

biçiminde ifade edebiliriz. Dikkat edilirse burada kütlenin korunumu kapsamında,

$$\dot{m}_e V_e = \rho_e V_e^2 A_e \quad (6.26)$$

$$\dot{m}_i V_i = \rho_i V_i^2 A_i \quad (6.27)$$

eşitlikleri ve

$$\dot{m}_e = \left(\dot{m}_i + \dot{m}_f\right) \quad (6.28)$$

tanımı göz önünde bulundurulmuştur. Yazılan momentumun korunumu denkleminden itki kuvveti çekilirse sonuçta,

$$T = p_e A_e - p_i A_i + \dot{m}_i[(1+f)V_e - V_i] \quad (6.29)$$

eşitliği elde edilir. Burada f terimi yakıt-hava oranını göstermekte olup,

$$f = \frac{\dot{m}_f}{\dot{m}_i} \quad (6.30)$$

şeklinde tanımlanır. Tepki denkleminde geçen basınç ifadeleri genellikle birbirlerine yakın değerlerdir. Dolayısıyla itki kuvveti için en önemli terimler motora giren kütle miktarı ile giriş ve çıkış hızları arasındaki farktır.

Jet motorlarının verimliliğini gösteren parametrelerden ilki itki bazlı özgül yakıt sarfiyatı değeridir. *TSFC* olarak gösterilen bu değer;

$$TSFC = \frac{\dot{m}_f}{T} \quad (6.31)$$

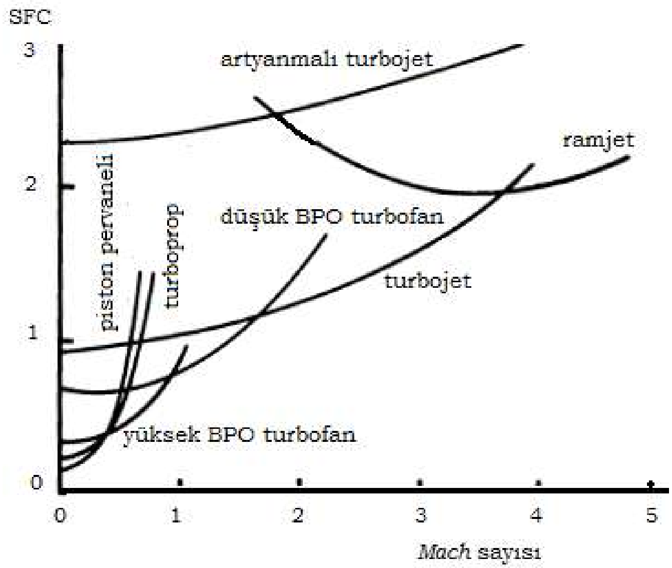
denklemi ile hesaplanır. Buna göre az yakıtla yüksek tepki kuvvetleri veren motorlar düşük özgül yakıt sarfiyatına sahip, verimliliği yüksek motorlardır.

e. Motorların karşılaştırılması

Hava araçlarında kullanılan motorların verimliliği hava aracının hızına göre değişiklik göstermektedir. Dolayısıyla öngörülen seyir hızı motor seçiminde önemli bir parametredir. Diğer önemli parametreler ise özgül yakıt sarfiyatı ile motor ağırlığı başına üretilen güç veya itki kuvveti değerleridir. Aşağıdaki çizelgede hız değerlerine göre uygun motor seçenekleri görülmektedir.

Çizelge 6.1 Hız değerlerine göre uygun motor tipleri.

Hız aralığı	**Motor tipi**
M>5,5	Roket
M<5,5	Ramjet
M<4	Turbojet (art yanmalı)
M<2,5	Turbofan (düşük “by-pass”)
M<0,85	Turbofan (yüksek “by-pass”
M<0,7	Turboprop
V<400 km/h	Piston pervaneli



Şekil 6.68 Özgül yakıt sarfiyatı ile hız arasındaki ilişki.

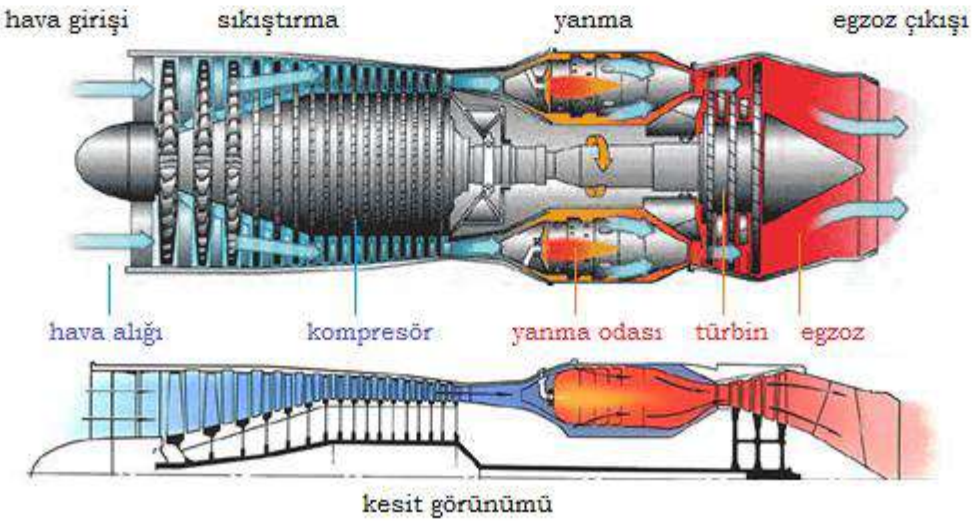
Yukarıdaki şekilde ise hız seviyelerine göre özgül yakıt sarfiyatı mertebeleri görülmektedir. Şekilde verilmeyen roket motorlarının uçuş hızları genellikle 6 Mach ve üzeri olup, özgül yakıt sarfiyat değerleri ise 8 ila 14 arasında değişmektedir. Şekilde verilen değerler arasında özellikle art yanmalı turbojetlerin özgül yakıt sarfiyatları dikkate değerdir. Bu tip motorlar yüksek hızlarda ramjetten çok daha fazla yakıt sarf edebilmektedirler. Diğer önemli bir nokta ise piston pervaneli motorlar ile turboprop motorların yakıt tüketim performansı olarak birbirlerine yakın özellik göstermesidir. Ses civarı hızlarda ise en iyi yakıt tüketim değerlerine yüksek by-pass oranlı (BPO) turbofan motorlar sahiptir. Günümüzde yüksek by-pass oranlı turbofan motorlarında özgül yakıt sarfiyatı değerleri 0,3 mertebesine kadar inebilmektedir.

Öte yandan motor ağırlık kesri olarak ifade ettiğimiz ve motor ağırlığı başına üretilen itki ya da gücü ifade eden değerlere baktığımızda ise daha farklı bir durum görürüz. Örneğin roketlerde itki kesri 75'e 1 gibi yüksek bir değere sahipken bu değer turbojet veya turboprop motorlarda 5'e 1 oranına düşmektedir. Yakıt sarfiyatı açısından en avantajlı olan piston pervaneli motorlarda ise 2'ye 1 gibi oldukça düşük bir değer söz konusudur. Dolayısıyla yüksek hızlar için gereken daha fazla itki kuvveti için çok daha ağır bir pistonlu motor tasarlamak gerekir. Günümüzde daha hafif ama daha güçlü ve daha az yakıt harcayan motor üretim çalışmaları hala devam etmektedir.

6.3 Gaz türbinli motor elemanları

İfade edildiği üzere gaz türbinli motorlar günümüz hava araçlarında en yaygın olarak kullanılan motorlardır ve verimlilikleri de gün geçtikçe artmaktadır. Bir gaz türbini motoru olarak turbojet motorunu başlıca 5 bölüme ayırmak mümkündür. Bu bölümler;

- Hava alığı,
- Kompresör,
- Yanma odası,
- Türbin,
- Egzoz şeklindedir.



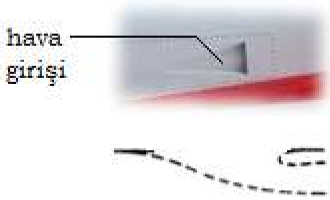
Şekil 6.69 Turbojet motoru temel elemanları.

Sayılan ana bölümlere ilave olarak aksesuar, yakıt, ateşleme, soğutma, yağlama ve ilk tahrik sistemleri gibi alt bölümlerden de bahsedilebilir.

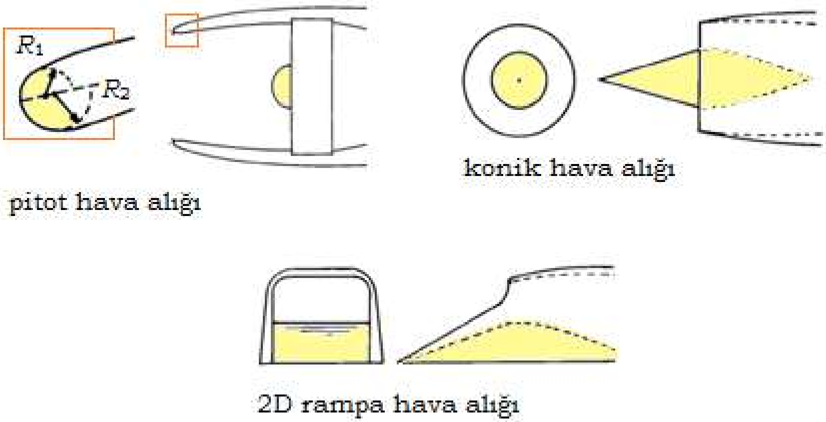
6.3.1 Hava alığı

Hava alığı motor içerisine alınan ve yakıcı madde olarak kullanılan havanın giriş bölgesidir. Tasarımı motorun verimi açısından önem arz eder. Tasarımda uçağın uçacağı hızlar dikkate alınır. Dolayısıyla sesaltı veya sesüstü uçuş rejimine göre farklı hava alıklarının kullanımı söz konusudur. Hava alığının ana gayesi motor içerisine alınan havanın basıncının arttırılması, buna mukabil hızının ise düşürülmesidir. İlave olarak düzgün bir akış eldesi de diğer bir istemdir.

Hava alığının bulunduğu konum motora göre değişmekte olup, hava alıkları gövde, kanat veya kuyruk dâhilinde veya haricinde konuşlandırılabilirler. Geometrik bağlamda dört tip hava alığı tasarımından bahsedilebilir. Bu geometriler NACA “flush” hava alığı, pitot veya normal şok hava alığı; konik, yuvarlatılmış veya çıkıntılı hava alığı ile 2D rampa hava alığıdır.

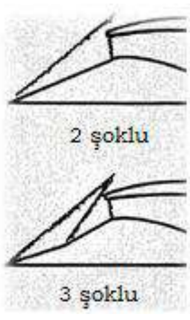


Şekil 6.70 NACA “flush” hava alığı.



Şekil 6.71 Sescivarı veya sesüstü hava alıkları.

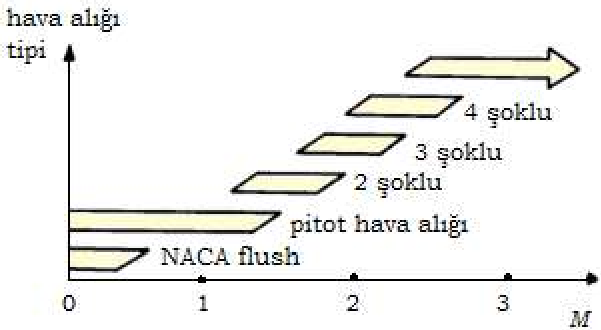
NACA “flush” hava alığı sesaltı hızlarda kullanılmış olup, günümüzde soğutma veya APU (Auxiliary Power Unit) haricinde motorlarda kullanılmamaktadır. Bu yönelimin sebebi geometriden kaynaklanan basınç kayıplarıdır. Ancak ilave yüzeye ihtiyaç duyulmaması ağırlık ve sürükleme açılarından avantaj sağlar. Pitot veya normal şok hava alığı sesaltı veya sesüstü hızlarda kullanılabilir. Bu tip hava alığının verimliliğini etkileyen önemli bir unsur giriş kısmı geometrisidir. Girişin ses üstü hızlarda keskin ve ince, sesaltı hızlarda ise oval ve geniş olması istenir. Yandan bakıldığında oval girişin asimetrik yarıçaplarda olması da avantaj sağlar.



Şekil 6.72 2 veya 3 şoklu hava alığı kesitleri.

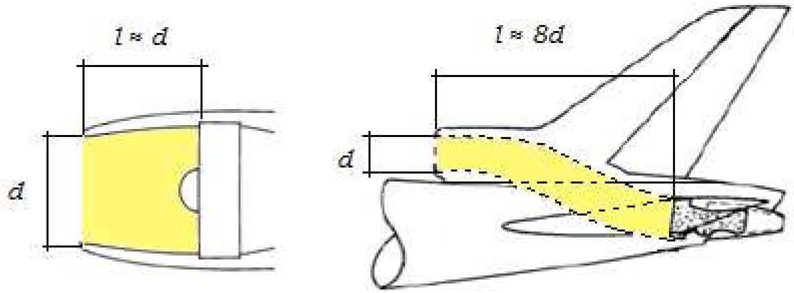
Konik hava alığı ile 2D rampa hava alıkları ise sesüstü hızlarda diğerlerine göre daha verimlidirler. Gelen hava akımı koni veya rampa üzerinde sesüstü hıza sahiptir. Ancak kompresöre giriş öncesinde hava hızının sesaltı ve hatta 0,4 – 0,5 Mach gibi daha düşük hızlara indirilmesi gerekir. Zira kompresör bünyesindeki pallerde şok dalgalarının oluşmaması için hava akımının belli bir değeri aşmaması beklenir. Hava akımının yavaşlatılması ise motora giriş öncesinde oluşturulan şok dalgalarının varlığı sayesinde gerçekleştirilir. Bununla beraber akımı dik kesen kuvvetli normal şok dalgası yerine kademeli olarak akımı yavaşlatan eğik şok dalgalarının varlığı tercih edilir. Zira kademeli yavaşlatmalarda basınç kaybı daha azdır. Rampa içeren hava alıkları 2 Mach ve altında, konik yapı içeren alıklar ise daha yüksek Mach sayılarında kullanılır. Koni veya rampa açısı oluşan şok dalgasını, dolayısıyla da basınç değişimini doğrudan etkiler. Bu bağlamda iki, üç, dört ve daha fazla şoklu rampa tasnifi yapmak mümkündür. Özellikle 2 Mach ve üzeri hızlarda 2 ve üzeri rampa eğim değişikliğine sahip hava alıklarının kullanımı tercih edilir.

Şekil 6.73 Örnek hava alığı uygulamaları.



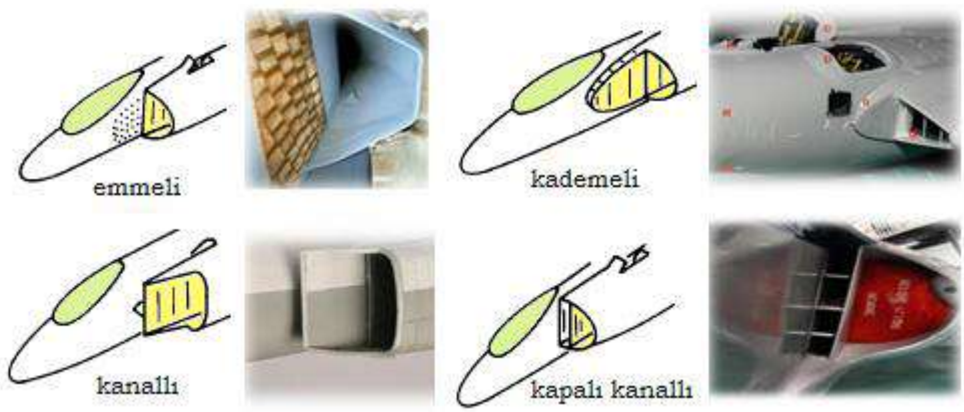
Şekil 6.74 Hıza göre hava alığı tercihleri.

Rampa eğimi yanında dikkate alınan diğer bir özellik ise rampanın tamamen içerde, tamamen dışarıda veya bir kısmı içerde bir kısmı dışarıda olacak şekilde konumlandırılmasıdır. Bazı tasarımlarda uçuş rejimine göre hareketli konik yapılar görülebilmektedir. Hava alığının tasarımında önem atfedilen diğer bir husus ise alığın başlangıcı ile alınan havanın motora girişi arasındaki mesafe ya da diğer bir ifade ile hava alığının boyudur. Alığın verimliliğini yüksek tutmak için sesaltı hızlarda bu boy düşük değerde olup, yaklaşık olarak alığın giriş çapı ile aynı seviyededir. Sesüstü hızlarda ise mesafe alığın çapının sekiz katı civarındadır. Hava alığının boyunun fazla olması basınç kayıplarını fazlalaştırabilir, alığın katı cidarları üzerindeki sınır tabakadan kaynaklanan sürtünme bazlı kuvvet ve enerji kayıplarını da arttırabilir. Fazla kısa olması ise istenen hız düşüşünü engelleyebilir.



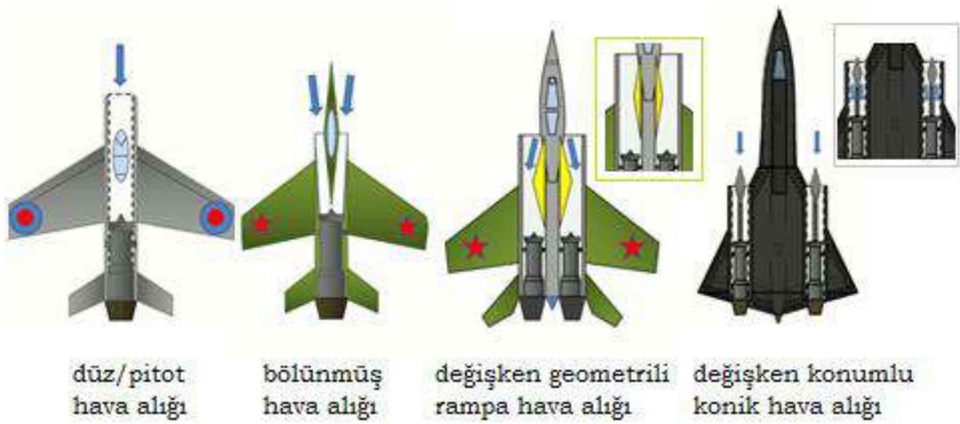
Şekil 6.75 Hava alığının boyu ile ilgili yaklaşımlar.

Özellikle bünyesel motor düzenlemelerinde hava alığının gövde gibi diğer uçak yapıları ile girişim yapması söz konusu olur. Bu durumda alık içerisine giren hava akımının kalitesi alık ile gövde yapılarının girişiminden kaynaklanan sınır tabaka nedeniyle düşer. Bu bozuntu kaynağının etkisini azaltmak için hava alığı girişi ve gövde bölgesi arasında olacak şekilde sınır tabaka yönlendiricileri tasarlanır. Bu tasarımlarda sınır tabakanın emilmesi, doğrudan sınır tabakanın ara bir hava yastığı olarak kullanılması veya açık ya da kapalı kanallar vasıtasıyla sınır tabakanın hava alığı dışında tutulması hedeflenir.



Şekil 6.76 Hava alığı-gövde girişim bölgesindeki sınır tabaka yönlendiricileri.

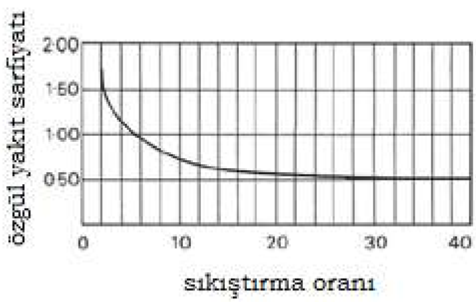
Daha önce yapılan hava alığı tasnifine ilave olarak hava alıklarını, düz/pitot hava alığı, bölünmüş hava alığı, değişken geometrili hava alığı ve değişken konumlu hava alığı şeklinde de sınıflandırabiliriz. İlki hariç diğerleri sesüstü hızlarda tercih edilirler.



Şekil 6.77 Farklı ölçütlere göre hava alığı seçenekleri.

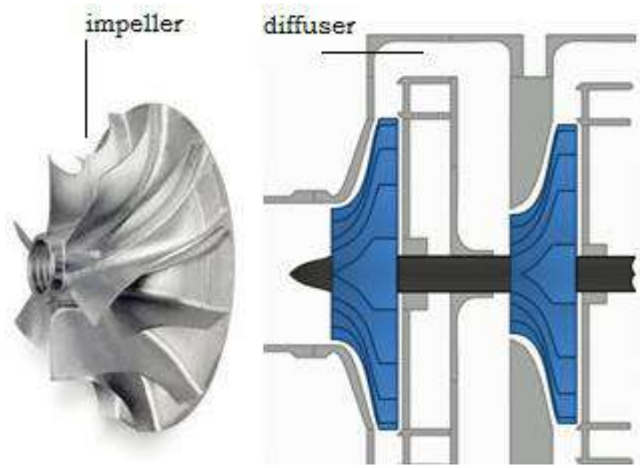
6.3.2 Kompresör

Hava alığını takiben basıncı arttırılmış, hızı düşürülmüş ve nispeten 1 boyutlu düzgün bir akım haline getirilmiş hava akımı kompresör içerisine girer. Kompresörün temel görevi havayı çok daha yüksek bir basınçla yanma odasına sevk etmektir. Kompresöre giriş ile kompresörden çıkış arasında basınçtaki yükselme oranının ifade eden sıkıştırma oranı motordan edilecek tepki kuvvetini doğrudan etkiler. Ayrıca özgül yakıt tüketimini de (SFC) azaltıcı bir etkisi vardır.



Şekil 6.78 Sıkıştırma oranın ile SFC arasındaki ilişki.

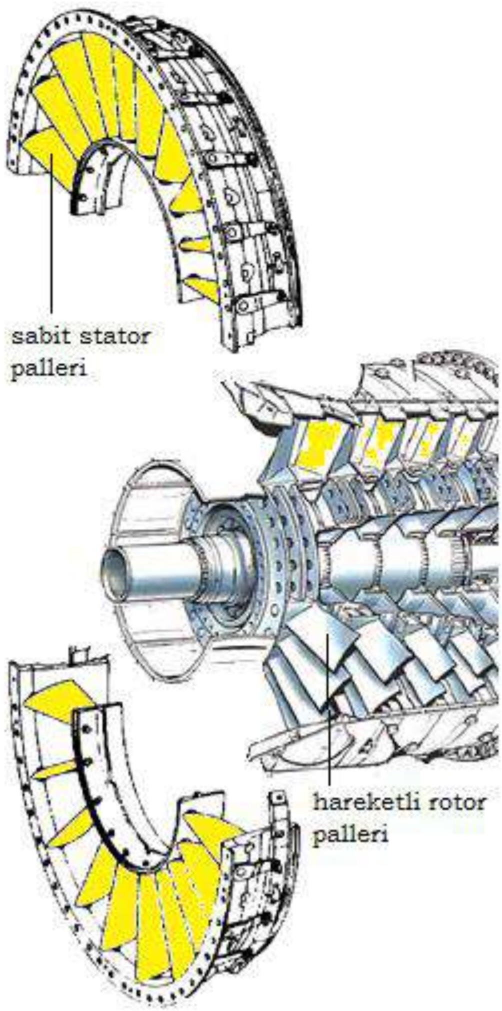
Temelde üç tip kompresör kullanılmakta olup, bunlar; eksenel, radyal ve karma kompresörlerdir. Kompresörlerin tipi ne olursa olsun hepsi de türbin tarafından döndürülürler.



Şekil 6.79 Radyal kompresör.

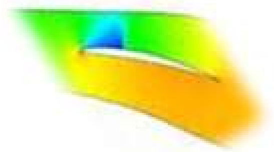
Radyal kompresörlerde hava radyal doğrultuda sıkıştırılır. Genellikle bir ya da iki kademeli olup, gelen havayı ivmelendirmek için önce “impeller” ve sonra da basınç artışı için “diffuser” içerirler. Radyal kompresörlerin eksenel kompresörlere göre gerek tasarımı ve gerekse de üretimi daha kolaydır. Ancak aynı hava girişi kesit alanına göre radyal kompresörler daha az basınç artışları sağlarlar.

Eksenel kompresörler çok kademeli olup, bünyelerinde dönen rotor palleri (blade) ve sabit haldeki stator palleri (vane) içerirler. Kompresör dâhilinde basınç kademeli olarak arttırılır. Sabit stator palleri önceki kademeye ait rotor pallerinden gelen hava akımını tekrar düzenleyerek sonraki kademeye ait rotor pallerine gönderir. Kademe sayısı eksenel doğrultuda çoğaltılabildiği için basınç artışı oldukça yüksek seviyelere çıkarılabilmekte, dolayısıyla çok daha büyük itki kuvvetlerine ulaşılabilmektedir.

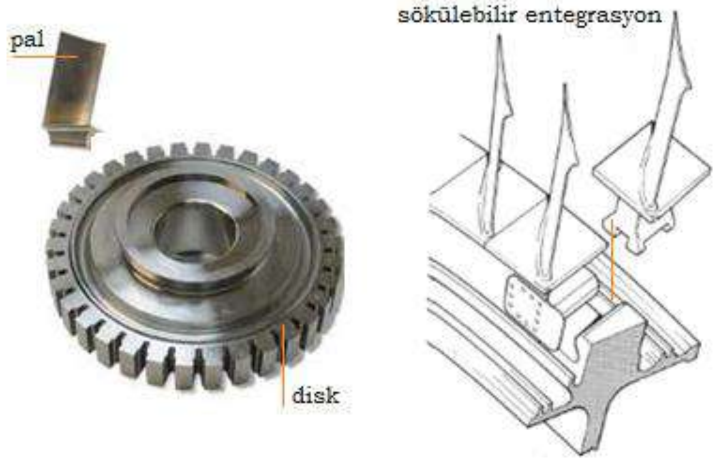


Şekil 6.80 Eksenel kompresör.

Kompresörlerde kullanılan paller kanat profili geometrisi sistematiğinde olduğu gibi aerodinamik disiplinine göre tasarlanırlar. Paller kökten uca doğru burularak üretilir. Burulmada temel amaç pal açıklığı boyunca hava hızlarının eşit olmasını sağlamaktır. Ayrıca burgaçlılık seviyesinin azaltılması ve iz bölgesinin küçültülmesi gayesiyle de firar kenarları oldukça keskin olarak tasarlanır. Kalınlık da kökten uca doğru azalarak devam eder. Paller sabit veya söküm/takıma uygun şekilde tasarlanır. Zaman içerisinde kullanım şartlarına göre pallerin yıpranması ve incelmesi söz konusu olabilir. O takdirde palin kaplanması veya değiştirilmesi yoluna gidilir.

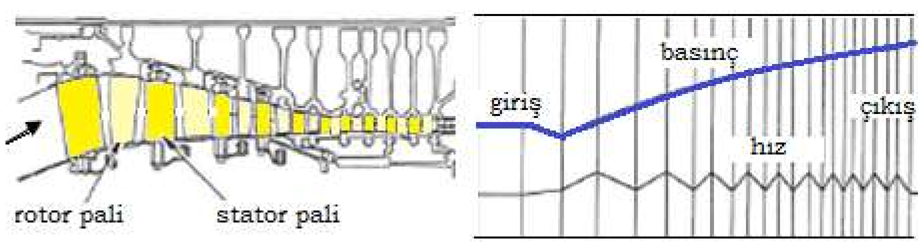


Şekil 6.81 Palin aerodinamik yapısı.



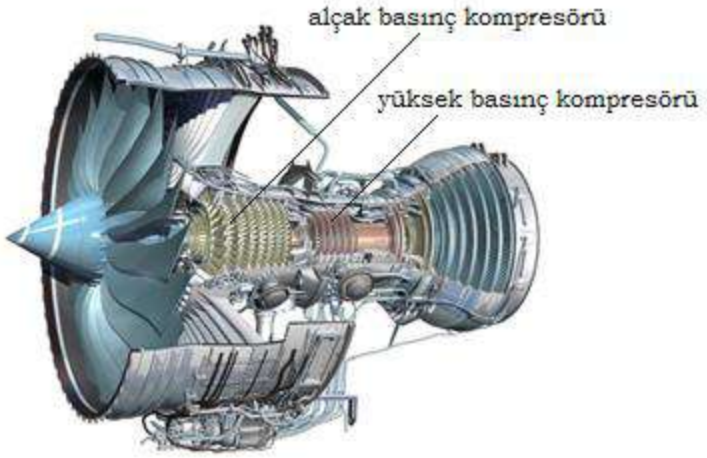
Şekil 6.82 Sökülebilir yapıdaki kompresör diski ve rotor pali.

Stator dâhilinde kullanılan paller ise sabit veya hareketli olabilir. İfade edildiği üzere bu pallerin ana gayesi akımı düzenlemektir. Hareketli yapılarda paller hidrolikli sistemle otomatik olarak yönlendirilir ve akış rejimine göre, yakıt kontrol sistemi ile bütünleşmiş halde aerodinamik verimliliği artıracak şekilde ayarlanır. Kompresör kesit alanı geriye doğru daralarak gelişir. Zira yükselen basınç değerine karşılık düşen hızın düzenlenmesi daralan kesitle gerçekleşir. Bu sayede kompresör dâhilinde havanın hızı aşağı yukarı sabit tutulur, buna mukabil basıncı oldukça yükseltilir.



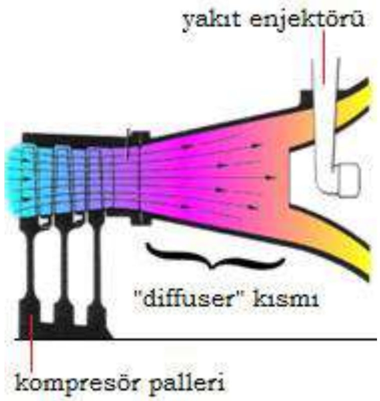
Şekil 6.83 Kompresör boyunca basınç ve hızın değişimi.

Günümüz motorlarında kompresör kendi içerisinde iki kısma ayrılabilir. Hava alığından gelen hava önce alçak basınç kompresöründe yavaşlatılıp basınçlandırılır, bilahare yüksek basınç kompresöründe sıkıştırma devam eder. Böyle bir yaklaşımda kademe sayısı oldukça artsa da yüksek sıkıştırma oranları elde etmek mümkün olur. Örneğin aşağıdaki resimde görülen motorda 15 kademe bulunmakta olup, bu motor 52:1 sıkıştırma oranına sahiptir.



Şekil 6.84 Alçak ve yüksek basınçlı olmak üzere iki kısımlı kompresör.

Kompresör çıkışında veya yanma odası girişi öncesinde “diffuser” bulunur. “Diffuser” dâhilinde hava akımı genişler ve yavaşlar, aynı zamanda basıncı biraz daha artar.



Şekil 6.85 Kompresör çıkışında “diffuser” yapısı.

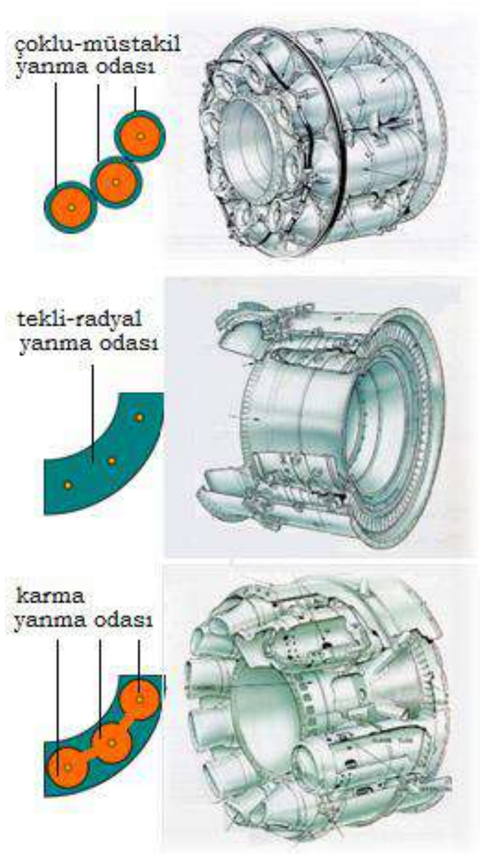
Eksenel kompresörün yüksek sıkıştırma oranı özelliği ile radyal kompresörün ebat olarak küçük olma avantajını birleştirmek amacıyla karma kompresör yapıları tasarlanmıştır. Ancak bu tip kompresör yapıları çok yaygın değildir.

Şekil 6.86 Karma kompresör düzenlemesi.

6.3.3. Yanma odası

Kompresörde yavaşlayan ve basıncı arttırılan hava yanma odasına girer. Yanma odasının kullanım gayesi yüksek basınçlı hava içerisine yakıtı karıştırmak ve bu karışımı yakarak akışın enerjisini arttırmaktır. Yanma odasında verilen ısı enerjisine karşılık akışın sıcaklığı artar. Ancak aşırı sıcaklık değerleri yanma odasının malzemelerine zarar verir, bu nedenle sıcaklık kontrol altına tutulur. Yanma odalarını başlıca üç gruba ayırmak mümkündür. Bu gruplar;

- Çoklu-müstakil yanma odaları,
- Tekli-radyal yanma odaları,
- Karma yanma odalarıdır.

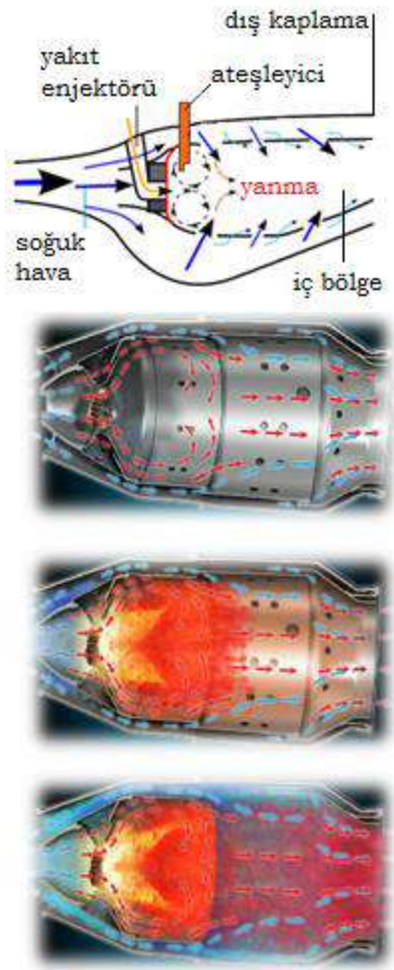


Şekil 6.87 Yanma odası çeşitleri.

Çoklu-müstakil yanma odaları motor yatağına radyal olarak ayrı ayrı sıralanırlar. Kabaca silindirik bir boru şeklindedirler. Birbirlerinden bağımsız oldukları için söküm ve takımı kolay, ayrıca tamiri de daha ekonomiktir. Bununla beraber herhangi bir yanma odasının arızalanması durumunda heterojen sıcaklık dağılımları oluşur. Tekli-radyal yanma odaları radyal çerçevede, bir bütün olarak tasarlanırlar. Yanma ve alev yayılımı tüm yanma odasında dairesel olarak gerçekleşir ve bu nedenle de homojen bir ısıl dağılım söz konusudur. Yekpare bir yapı olduğu için arıza durumunda tamiri zor ve pahalıdır. Karma yanma odaları ise radyal olarak ayrı ayrı sıralanmakta olan, ancak aralarında yanma etkileşimini sağlayan kanallara sahip yanma odalarından oluşur. Bakımı tekli-radyal yanma odasına göre daha kolay ve ekonomik, verimi ise daha düşüktür.

Yanma odası temel olarak “fuel injector”, “igniter”, “liner” ve ”casing” parçalarından oluşur. Yakıtın kompresörden gelen havayla karıştırılması yakıt enjektörü (fuel injector) vasıtasıyla olur. Karışım ateşleyici (igniter) ile yakılır.

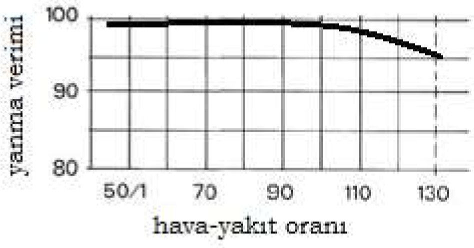
Yanma süreci yanma odası iç bölgesinde (liner) gerçekleşir. Dış kaplama (casing) ise serin havayı ve diğer yanma odası parçalarını barındırır.



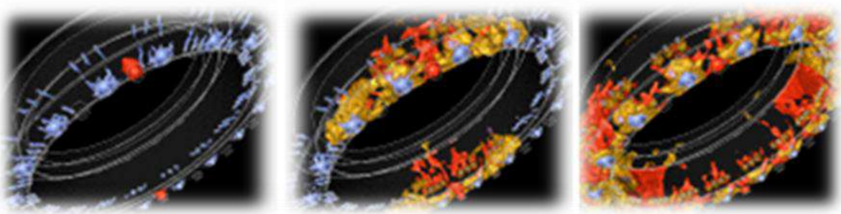
Şekil 6.88 Yanma odası ve süreci.

Yanma odası girişi öncesinde hava 200^{0}C ila 550^{0}C arası sıcaklığa sahiptir. Yanma odasında ise bu sıcaklık 850^{0}C ila 1700^{0}C civarı sıcaklık değerlerine yükselir. Sıcaklıktaki üst sınır bir sonraki motor parçası olan türbininin malzemesinin dayanımına bağlıdır. Yanma odasına giren havanın yaklaşık %25'i iç yanma bölgesine, geriye kalan %75'i ise yan bölgelere gidecek şekilde tasarlanır. Yan kısımlara giden hava öncelikle dış kaplama için soğutma gayeli hava yastığı görevi görür, ayrıca sıcak hava ile karışarak debiyi arttırır. Yanmada önem arz eden diğer bir husus ise yakıt-hava karışımı oranıdır. Bu oran 50:1 ila 130:1 arası değişebilir. Yakıt-hava oranı yanma verimliliğini etkileyen bir parametredir.

Yanmanın kararlı ve sürekli olması istenir. Ani parlama veya heterojen yayılan yanma süreçleri verimliliği azaltır.



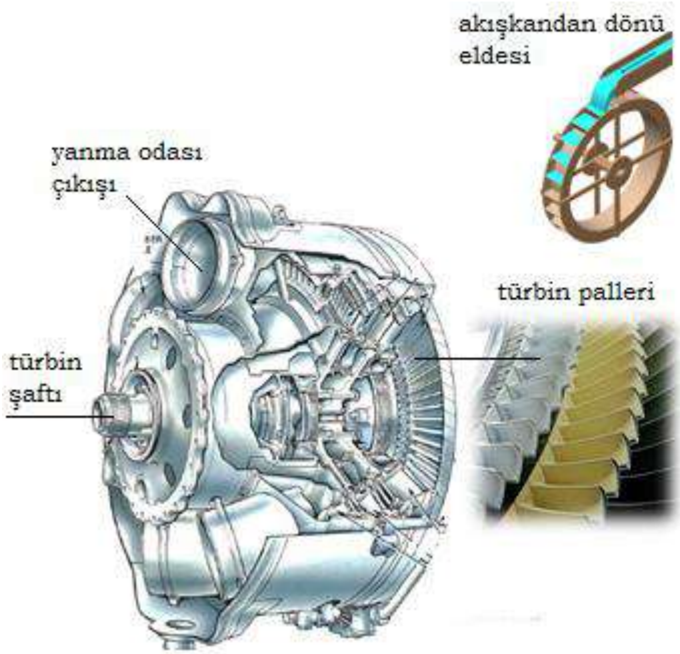
Şekil 6.89 Hava-yakıt oranının yanma verimliliğine etkisi.



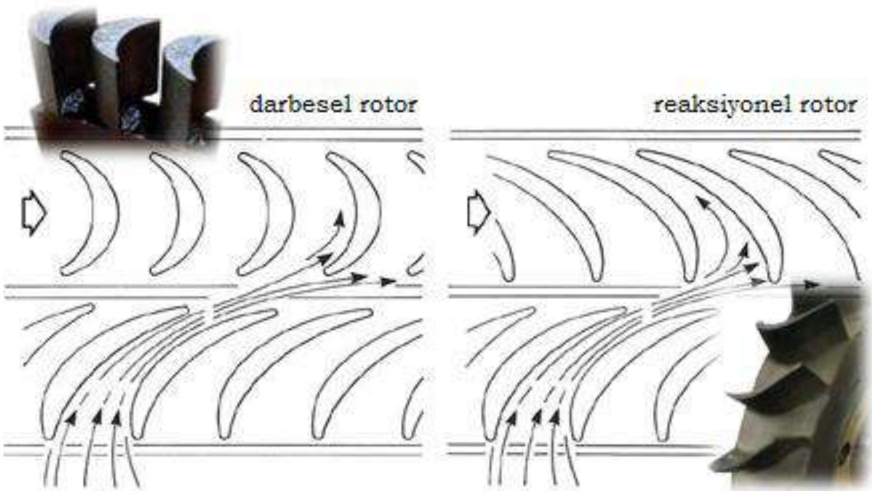
Şekil 6.90 Tekli-radyal yanma odasında yanma süreci.

6.3.4 Türbin

Yanma odasını terk eden yanmış gazlar türbine girer. Türbinin ana görevi kompresör ve motor aksesuarlarının çalışması için gerekli dönü hareketini sağlamaktır. Motor tipine göre bu göreve pervane, fan veya rotorun döndürülmesi gibi görevler de eklenir. Türbin bu görevleri yapmak için yanma odasından çıkan sıcak gazların sahip olduğu enerjiyi, yani yüksek sıcaklık ve basıncı kullanır. Yüksek sıcaklık ve basınç değerleri nedeniyle türbin parçaları hem ısıl ve hem de mekanik gerilmelere maruz kalır. Elde edilecek dönüye göre türbin birkaç kademeden oluşabilir ve her bir kademe de sabit veya hareketli paller kullanılabilir. Sabit paller kompresör stator pallerine benzese de pallerin ana kullanım gayesi akışı hızlandırmak ve türbin rotor pallerine en uygun hücum açısı ile akışı yönlendirmektir. Akış hızı bu pallerde ses civarıdır ve genellikle $M \approx 1$ mertebesindedir. Rotor palleri ise genellikle döner diskler üzerine monte edilirler ve sökülüp takılabilir tiptedir. Ancak son zamanlarda disk ile beraber paller yekpare olacak şekilde (blade-disc: blisk) çelikten imal edilmeye başlanmıştır. Böyle bir tasarımda sorun, hasarlı diskin tümüyle elden çıkma olasılığıdır. Hareketli rotor kısmında üç tip rotor düzenlemesi kullanılabilir. Bu düzenlemeler; darbesel, Reaksiyonel ve karma rotor düzenlemesi şeklindedir.

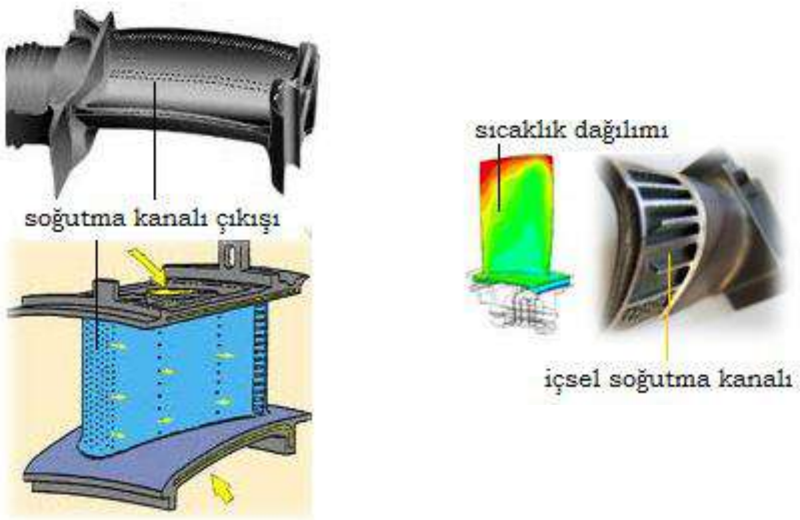


Şekil 6.91 Türbinden dönü eldesi.



Şekil 6.92 Darbesel ve Reaksiyonel rotor düzenlemeleri.

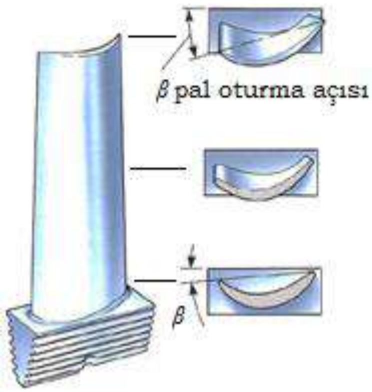
Darbesel rotor düzenlemesinde sabit paller kanalıyla hızlandırılan hava akımının rotor pallerine etki etmesi sonucu elde edilen momentumun ürettiği kuvvet kullanılır. Paller arasında hava akımının basıncı pek değişmez. Reaksiyonel rotor düzenlemesinde ise hızlanarak gelen hava akımının neden olduğu momentumdan kuvvet eldesi ve ilave olarak akımın sıkıştırılarak hızlandırılması sağlanır.



Şekil 6.93 Palin soğutulması işlemi.

Türbin rotor veya stator palleri yüksek sıcaklığın neden olduğu gerilmeleri azaltmak için içten soğutma sistemlerine sahiptir. Pal dâhilinde sıcaklık özellikle uç bölgelerde yüksektir. Palin iç kısmı dâhilindeki küçük kanallar vasıtasıyla kompresörden gelen soğutma havası tüm pali dolaşır ve yapı üzerindeki ısıyı alıp yine pal üzerindeki deliklerden çıkarak akışa dâhil edilir. Bu sayede yüksek sıcaklılarda malzemelerin daha uzun süre çalışmalarına imkân sağlanmış olur. Ayrıca türbin performansını doğrudan etkileyen TIT (turbine inlet temperature) değeri de yüksek seviyelere çıkarılabilir.

Türbin çıkışında hava akımının girdaplı değil, eksenel olması, dolayısıyla egzoza düz bir şekilde giriş yapması istenir. Aksi halde egzoz verimliliği düşer. Akışın eksenel ve muntazam olarak devam edebilmesi için farklı akış hızlarına karşılık türbin pali kökten uca doğru farklı açılarda burulur. Türbin pali veter hattı ile türbin yatağı ekseni arasında kalan açıya β pal oturma açısı adı verilir. Bu açı kökte küçük, uçlarda ise büyük değerler alır.



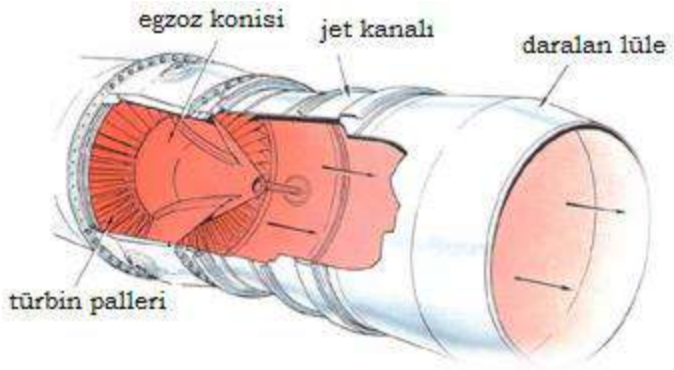
Şekil 6.94 Palin kökten uca doğru burulması.

Türbin palleri kompresöre göre çok daha kısa sürelerde deformasyona uğrarlar. Tahmin edilebileceği üzere bunun nedeni yüksek sıcaklık ve kuvvetli mekanik yüklerdir. Sıkça görülen deformasyon türleri arasında çatlak oluşumu, korozyon, aşınma, eğilme veya bükülme, yanma veya çillenme sayılabilir. Doğal aşınma haricinde içsel veya dışsal kaynaklı yabancı madde hasarları da önemli bir yer tutar. Özellikle kademeli türbinlerde doğal nedenlerden dolayı kopan türbin parçası geri bölgedeki diğer türbin parçalarına büyük zararlar verebilir.

Şekil 6.95 Türbin pallerinde sıkça görülen deformasyon çeşitleri.

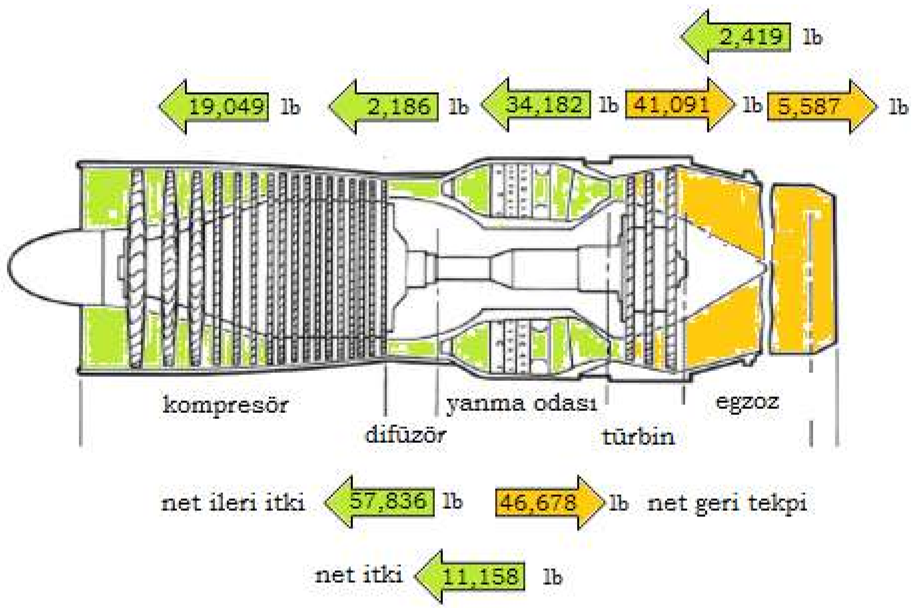
6.3.5. Egzoz

Egzoz bölgesinin ana gayesi yanan gazların dışarıya tahliye edilmesi ve bu sayede kısmen veya tamamen itki kuvveti elde edilmesidir.



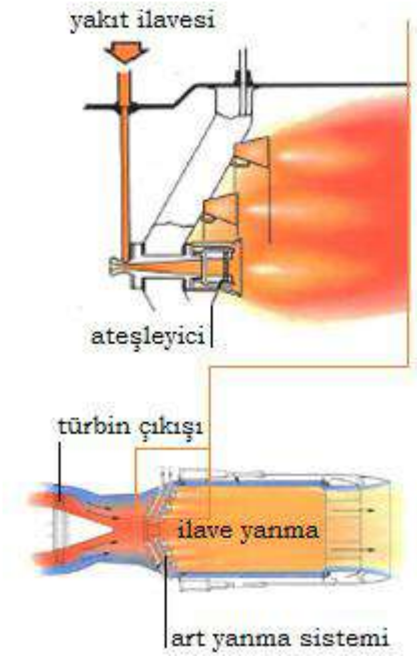
Şekil 6.96 Egzoz ve temel bölümleri.

Egzoz bölgesine gelen gazların sıcaklığı 550^{0}C ila 850^{0}C arasında değişebilir. Art yanmalı egzoz yapılarında ise bu sıcaklık 1500^{0}C ve üzerine çıkabilir. Egzoz yapısı dâhilinde; egzoz konisi, jet kanalı ve lüle ana parçalarından bahsedilebilir. Bu temel parçalara ilave olarak ters itki elde etme sistemleri, art yanma sistemleri veya soğuk hava ile karışım sağlayan sistemler eklenebilir.



Şekil 6.97 Motor dahilinde itki eldesi.

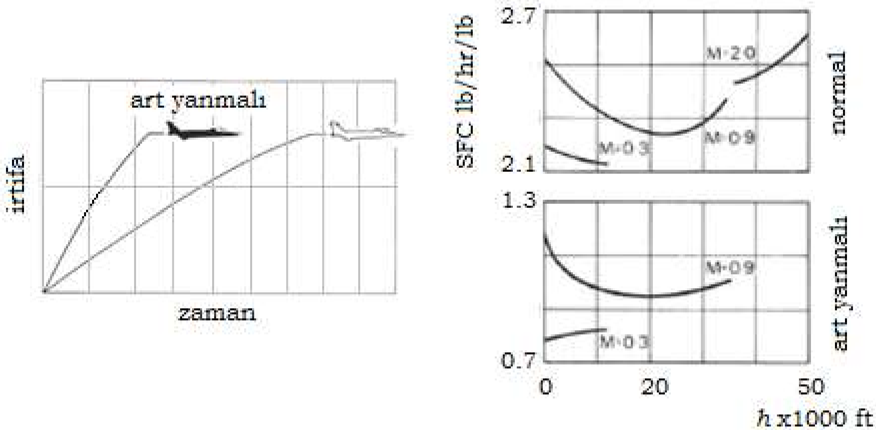
Türbinden çıkan gazlar genellikle daralan veya daralan-genişleyen lüle içerisinde ilerleyerek dışarı salınırlar. Daralan-genişleyen lüle sesüstü hızlara daha uygun olup, bu düzenlemede akış daralan kesit dâhilinde hızlandırılır. Bilahare boğaz bölgesinde boğulma sonrası genişletilir ve büyük hızlara ulaşılır. Bu süreçte statik basınç ise boğaz bölgesi sonrasında aniden büyük düşüş gösterir. Dışarı çıkan yüksek hızlı gazlar etki-tepki ilkesi dâhilinde geriye doğru itki kuvveti oluştururlar ve bu kuvvet lüle dâhil tüm motor yüzeyleri sayesinde motora, dolayısıyla gövdeye iletilir. Şekil 6.97 dâhilinde standart bir motora ait her bir ana bölmenin örnek etki-tepki değerleri görülmektedir. Lüle duvarları sabit veya daha yüksek verim için hareketli olabilir.



Şekil 6.98 Art yanma sistemi.

Egzoz bölgesi türbinde olduğu gibi yanan gazlarının çıkış güzergâhında olduğu için yüksek sıcaklıklara maruz alır. Bu nedenle yüksek sıcaklıklara dayanabilen titanyum veya nikel alaşımlarının malzeme olarak kullanımı yaygındır. Uygun malzeme kullanımı yanında özellikle fanlı motorlarda dış yüzeyden geçen soğuk hava yardımıyla da soğutma işlemi yapılabilir.

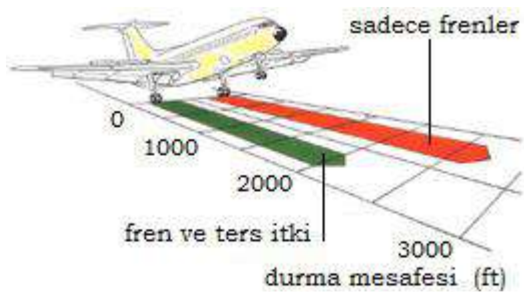
Art yanmalı sistemlerin kullanıldığı motorlarda ise sıcaklık değerleri daha da yükselir. Bu sistemde türbinden çıkan gazlara ilave yakıt enjekte edilerek tekrar yanma olayı gerçekleştirilir. Doğal olarak egzoz boyu da art yanma sistemi nedeniyle daha da uzar. Art yanma nedeniyle elde edilen ek itki kuvveti sayesinde daha kısa sürede daha yüksek irtifalara tırmanmak mümkün olur. Ancak harcanan yakıt miktarı normal uçuşta harcanan yakıt miktarına göre %100'den fazla artış gösterir. Dolayısıyla art yanma sistemi gerektiğinde kullanılabilecek ilave itki sistemidir denebilir.



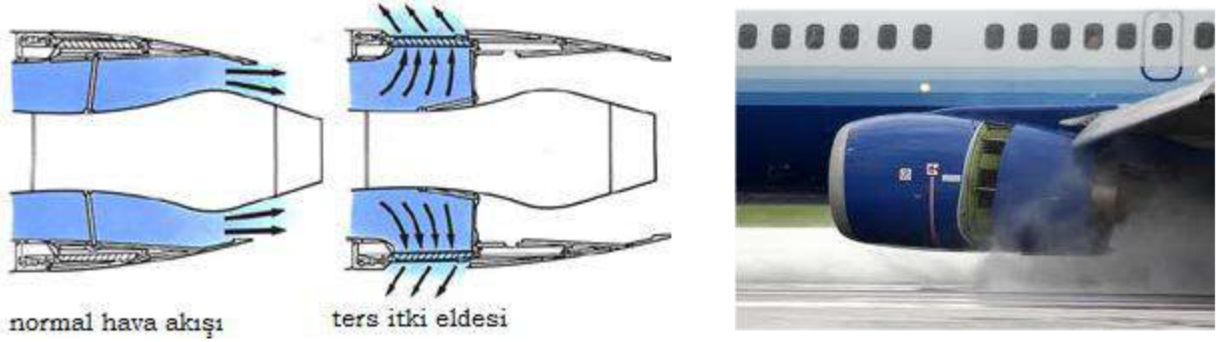
Şekil 6.99 Art yanma sisteminin performansa etkileri.

6.3.6 Ters itki

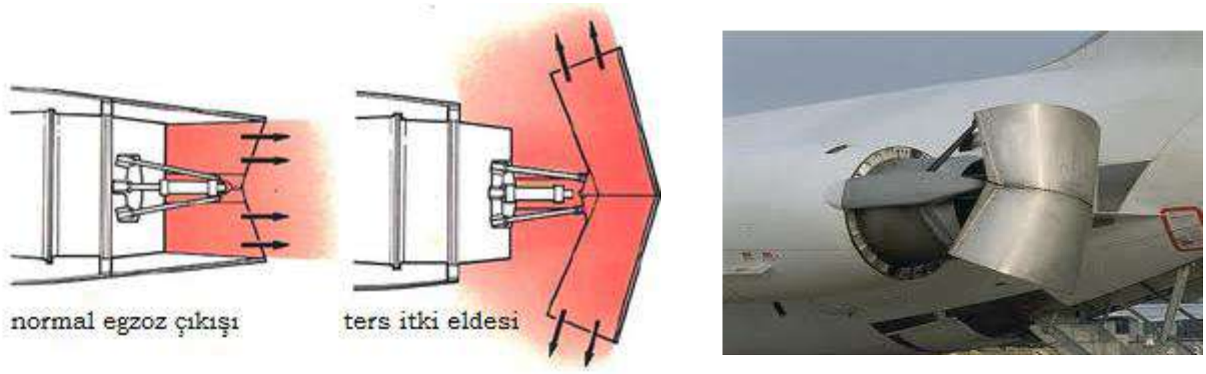
Egzoz bölgesinde yapılan diğer bir uygulama ise ters itki sistemidir. Ters itki sistemleri esasen egzoz bölgesi dâhilinde uygulanmakla beraber hava alığı bölgesinde de kullanılabilir. Sistemin gayesi inişte daha kısa mesafelerde durabilmektir. Egzozdan çıkan gazların önüne bir engelleyici yüzey konularak çıkan gazların bu yüzeye çarpması ve bu sayede ters yönde itki eldesi sistemin temel çalışma ilkesidir. Gazların çarpma sonrası dışarıya salınması ise yanal kanallar vasıtasıyla olur. Egzozdaki sıcak gazların bloke edilmesi yerine özellikle fanlı motorlarda soğuk havanın engellenmesi de aynı gaye için kullanılır.



Şekil 6.100 Ters itki sisteminin durma mesafesine etkisi.



Şekil 6.101 Soğuk havanın kullanılması ile ters itki eldesi.



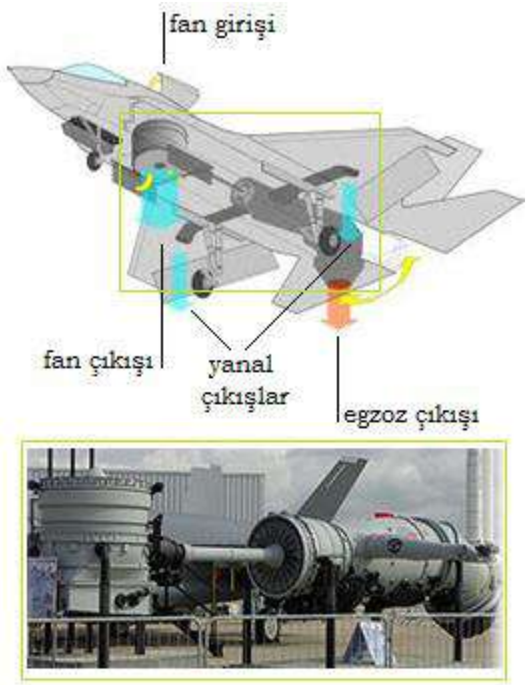
Şekil 6.102 Egzoz gazlarının kullanılması ile ters itki eldesi.

6.3.7 İtkinin yönlendirilmesi

Ters itki sistemlerinde frenleme amacıyla kullanılan ters itki istenildiğinde farklı yönlerde de kullanılabilir. Böyle bir yaklaşımın temelinde hava veya egzoz gazlarının uygun mekanizmalarla istenilen yönde dışarıya atılması yatar. Geçmişi 1940'lı yıllara kadar giden yönlendirilmiş itki yaklaşımında ana gaye dikine iniş kalkış yapma kabiliyetinin elde edilmesidir. Böyle bir gaye için gazların yönlendirilmesi yanında doğrudan doğruya motorun da yönlendirilmesi söz konusu olabilir. Ancak daha çok tercih edilen egzoz gazlarının çıkışta yönlendirilmesidir. Bu yönlendirme dikine iniş-kalkış gayesiyle olabileceği gibi hava aracının manevra kabiliyetini destekleme amacıyla da kullanılabilir.

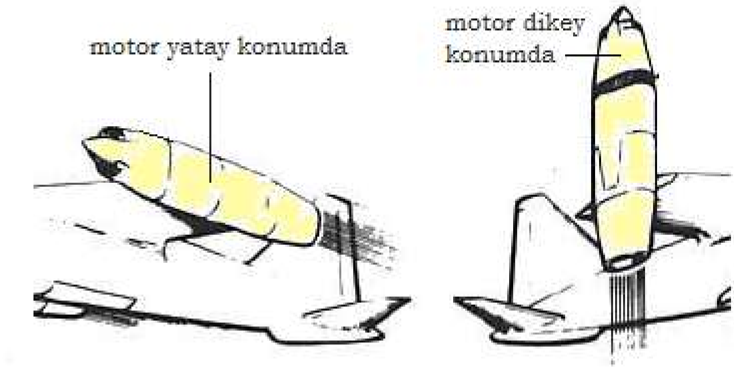
Dikine iniş ve kalkış yapabilmek için sadece egzozdan çıkan gazların yönlendirilmesi genellikle yeterli olmaz. Bu nedenle dengeli bir kalkış veya inişi sağlayabilecek ilave iki ya da üç noktadan daha itki kuvveti eldesi yoluna gidilir. Bu yaklaşımda sıcak gazların yönlendirilmesine ek olarak kompresördeki soğuk havanın da kanallar vasıtasıyla yönlendirilmiş olarak dışarıya verilmesi ya da türbinden elde edilen dönünün bir kısmının motor haricindeki başka bir mekanizmaya, örneğin yeterince büyük bir yatay fana iletilmesi yöntemleri kullanılabilir. Yandaki resimde böyle bir uygulama görülmektedir. Buna göre dikine kalkış veya iniş esnasında egzoz lülesi aşağıya doğru yönlendirilmekte ve çıkan gazların etkisi ile yukarı doğru bir itki kuvveti meydana gelmektedir. Buna mukabil öndeki fan ise pilot köşkü arka kısmından aldığı havayı aşağıya doğru yönlendirerek yine yukarıya doğru ikinci bir itki kuvveti oluşturmaktadır. Yanlardaki iki adet çıkış kanalları ise yanal dengeyi sağlayacak şekilde yukarı doğru ilave iki küçük itki kuvveti sağlamaktadır. Bu sayede muharip jet uçağı uçak gemisi gibi kısa kalkış pistlerine sahip yerlerde kalkış veya iniş yapabilmektedir.

Şekil 6.103 Yönlendirmeli egzoz mekanizması.



Şekil 6.104 Örnek bir dikine iniş-kalkış mekanizması.

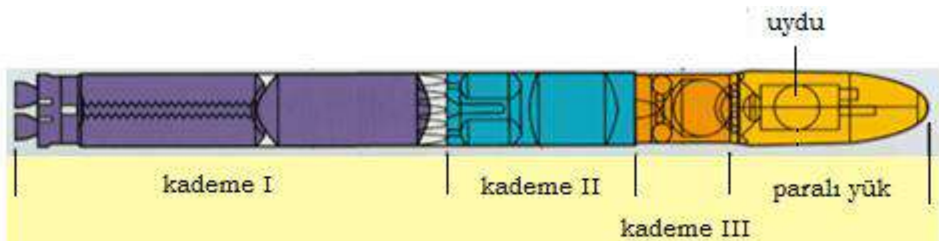
Aşağıdaki resimde ise itkinin yönlendirilmesi gayesi ile motorun konumunun değiştirilmesi yaklaşımı görülmektedir. Bu yöntemde kanada konuşlu motor bütünüyle döndürülmekte ve bu sayede elde edilen motor itkisinin tamamı dikey yönde bir kuvvet olarak kullanılabilmektedir. Ancak böyle bir yaklaşımda hava alığı verimi düşer. Bu nedenle ilave hava giriş kanalları tasarlanır. Ayrıca ağır bir yapı olan motorun havada iken hareketli bir mekanizma ile döndürülmesi gerek uçuş mekaniği açısından ve gerekse de mekanizma kinematiği açısından pek çok soruna neden olabilir. Yapısal problemler ise ayrıca bir sorun yumağıdır.



Şekil 6.105 Motorun yönlendirilmesi ile dikine iniş-kalkış yaklaşımı.

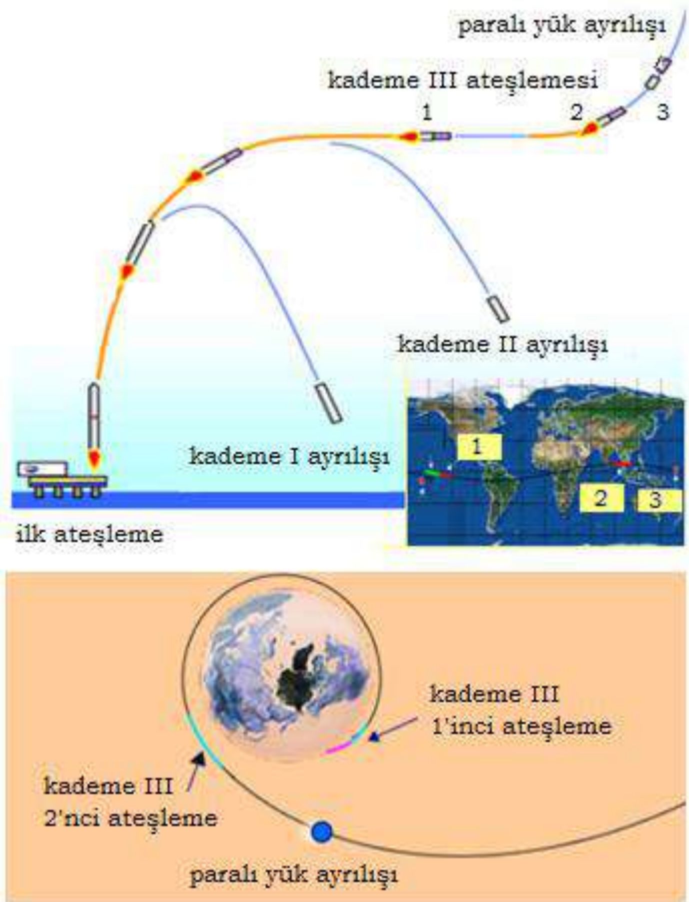
6.4 Uzay aracı yapıları

Uzay araçları ve uydu yapıları günümüzde pek çok alanda kullanılagelen yapılardır. Bu araçlar sayesinde televizyon ve radyo yayınları yapılabilmekte, ülkeler ve kıtalar arası iletişim kurulabilmekte, dünya üzerindeki tüm değişimler gözlenebilmekte, seyir amacıyla konum bilgisi alınabilmekte, güvenlik ihtiyaçları doğrultusunda değişik çalışmalar yapılabilmekte ve daha sayısız pek çok işlev yerine getirilebilmektedir.



Şekil 6.106 Üç kademeli uzay aracı.

Uzay araçları teriminden kastedilen uzaya giden araçlardır. Dolayısıyla bu kapsamda roketleri ve uyduları göz önüne alabiliriz. Roketler daha çok uyduları uzaya götüren araçlar niteliğindedir. Bu araçların yapısal olarak büyük bir kısmı kademeli şekilde tasarlanırlar ve her bir kademe bulunulan irtifaya göre kullanılır. Yukarıdaki şekilde üç kademeli bir roket görülmektedir. Roketlerin üst bölümlerinde ise paralı yük dediğimiz ve roketin kullanım gayesini de içinde barındıran kargo bulunur. Genellikle kargo olarak uydu sistemleri kullanılır. Bazı roketlerde uydular ile beraber insan da taşınabilir. Kademe olarak ifade edilen kısımlar aslında müstakil yakıt ve roket motorları olan bölümlerdir. Her bir kademe yakıtını tükettiğinde ana yapıdan ayrılır ve bu sayede ana yapı daha da hafifleyerek gereksiz yere fazladan ağırlığı taşımak zorunda kalmaz. Aşağıdaki resimde ise bir roketin ateşlenmesinden itibaren geçirdiği evreler görülmektedir.



Şekil 6.107 Uzay aracını ateşlenmesi sonrasındaki uçuş evreleri.

Buna göre roketin ateşlenmesi ile beraber ilk kademedeki yakıt ve roket motorları tüm yapıyı yukarıya doğru taşımaya başlar. Belli bir süre sonra yakıtı tükenen ilk kademe ana yapıdan ayrılarak düşer. Ayrılma sonrasında ise ikinci kademe roket motorları ateşlenir ve yükselme bu ikinci kademe vasıtasıyla devam eder. Atmosfer içerisinde belli bir irtifaya gelen uzay aracı ikinci kademeyi de ana yapıdan ayırır ve geriye üçüncü kademe roket motorları kalır. Üçüncü kademe roket motorları ilk ateşleme sonrasında yeryüzü üzerinde belli bir mesafe kat ederek uzay aracını paralı yükün ayrılacağı konuma getirir. İkinci ateşleme sonrasında ise uzay aracı yörüngeye oturur ve paralı yük araçtan ayrılarak görev tamamlanmış olur.

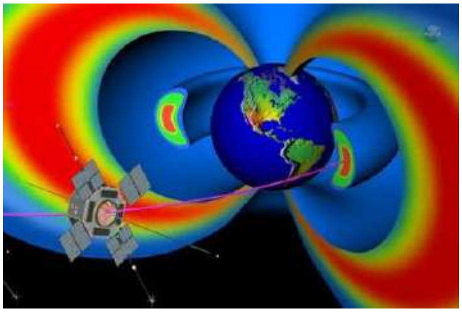
İfade edildiği üzere paralı yük olarak genellikle uydular kastedilir. Uydu ise genellikle iki kısımdan oluşur. İlk kısmı platform olarak, ikinci kısmı ise yine paralı manasında faydalı yük olarak adlandırılır. Her ne kadar roket için uydu paralı yük olsa da uydu içerisinde de benzer bir görev paylaşımı söz konusudur. Platform taşıyıcı bir mekanik yapı olup, faydalı yükü dış etkilere karşı korur. Söz konusu dış etkiler arasında radyasyon, sıcaklık farkları ve meteorit çarpmaları sayılabilir. Platform sistemlerin çalışması için gerekli olan elektrik enerjisini sağlar, ayrıca enerji yönetimi alt sistemini de barındırır. Uydunun komuta, kontrol, seyir ve veri yönetim ile yönelme ve kontrol alt sistemleri de platform kapsamındadır.

Şekil 6.108 Örnek uydu mekanik yapıları

Uzayda mekanik yapının sağlamlığı esasen ikinci plandadır. Zira kuvvet etkileşimi düşük düzeydedir. Ancak fırlatma esnasında yüksek **g** kuvveti ve titreşim seviyeleri doğal olarak mekanik tasarımı hassas hale getirir. Diğer taraftan aşırı sıcaklık farkları da ilave ısıl gerilmelere neden olmakta, bu da yapısal tasarımda ek mekanik yüklerin dikkate alınmasını zorunlu kılmaktadır.

Şekil 6.109 Açık ve kapalı güneş panelleri

Uzay aracının radyasyon, sıcaklık ve meteorit çarpmalarına karşı korunma seviyesi büyük oranda oturtulacağı yörüngeye bağlıdır. Zira yörünge irtifası değiştikçe söz konusu dış etkilerin seviyesi de değişmektedir. Düşük irtifalarda sıcaklık değişimi, radyasyon ve meteoritlere karşı atmosferin belirgin bir koruma sağladığını söyleyebiliriz. Ancak yüksek irtifalarda, özellikle atmosferin özelliğini kaybettiği seviyelerde radyasyona dayanıklı elektronik devrelerin kullanılması kaçınılmazdır. Özellikle 1000 km ve üzeri irtifalarda varlığını hissettiren "van Allen" radyasyon kuşakları yüksek enerjili parçacıklar taşırlar ve bu parçacıklar uydu sistemlerine zararlıdır.



Şekil 6.110 "van Allen" radyasyon kuşakları

Şekil 6.111 "Radiation hardened" yonga örnekleri

Isınma sorununun en önemli kaynağı Güneş'tir. Güneş enerjisi Dünya civarında 1360 W/m^2 mertebesindedir. Buna karşılık uzay boşluğu sıcaklık değeri olarak ise 3^{o}K sıcaklığı dikkate alınır. Harici ısıl etkiler yanında uzay aracının kendi elektrik sistemlerinden kaynaklanan ısı enerjisi de toplamda önemli bir yekün tutar. Buna karşılık soğutma için tek çözüm yöntemi ise en nihayetinde doğal ışınımdır.

Her cisim sahip olduğu sıcaklığa bağlı olarak etrafına elektromanyetik enerji yayar. Bu enerji Stephan-Boltzmann yasasına göre:

$$q_{yayınım} = \sigma \varepsilon A_y T^4 \tag{6.32}$$

şeklinde hesaplanabilir. Burada σ : Stephan-Boltzmann sabiti olup, değeri 5.67x10–8 W/m^{2}K^4, ε cismin yayıcılığı, A_y enerji yayan yüzey alanı ve T ise cismin sıcaklığıdır. Benzer şekilde her cisim üzerine gelen enerjiyi belli oranda soğurarak kendi üzerinde sıcaklığa çevirir. Bu meyanda dikkate alınan denklem ise;

$$q_{soğurma} = \alpha A_s S \tag{6.33}$$

şeklindedir. Burada α soğurma katsayısı, A_s soğurma yüzeyi ve S ise birim alana düşen enerji miktarıdır. Daha önce Dünya etrafındaki bir cisme gelen Güneş kaynaklı enerji miktarı 1360 W/m^2 olarak ifade edilmişti. Dolayısıyla S olarak aynı değer dikkate alınabilir. Diğer taraftan yayınım ile soğurmanın zaman içersinde cisim üzerinde termal dengeye ulaşacağı öngörüldüğünde cismin denge sıcaklığı bu iki ifadenin birbirine eşitlenmesi ile kolayca elde edilebilir. Elde edilen bu değerin önemi soğutmaya olan ihtiyacı belirlemesinden kaynaklanır.

Bir uyduya ait elektrik alt sistemi enerji kaynaklarından gelen elektrik enerjisini düzenler, dağıtır ve aynı zamanda denetleme görevini görür. Uydu kapsamında temel enerji kaynakları ise öncelikle güneş panelleri, pil veya bataryalar ya da yakıt hücreleridir. Güneş panelleri Si (silisyum) veya GaAs (Gallium Arsenide) bazlı malzemeler olup, paneller uydu gövdesine takılı veya gövdeden ayrı olarak düzenlenebilirler. Maalesef panellerin verimi günümüzde oldukça düşüktür ve mertebe olarak %15 ila %20 arasında verimlilikleri değişir. Dolayısıyla Güneş'ten gelen enerjinin büyük bir kısmı elektrik enerjisinden ziyade ısıya dönüşür. Ayrıca ısınan panellerin verimliliği daha da düşer. Zaman içersinde panellerin verimliliğinin düşüşü de ilave bir dezavantajdır. Güneş'ten gelen enerji miktarı ışığın geliş açısına veya gölge durumuna göre ciddi farklılıklar gösterir. Zira gölgede enerji üretimi söz konusu değildir. Bataryalar ise birincil ve ikincil tipte bataryalar şeklinde sınıflandırılır. Birincil tipteki bataryalar kısa görevler için kullanılırlar ve tekrar şarj edilmezler. İkincil tipteki bataryaların ise tekrar şarj edilmeleri söz konusudur. Güneş panellerinden elde edilen elektrik enerjisi ile şarj edilen bu bataryaların verimi düşük sıcaklıklarda düşer. Ayrıca kullanımları belli bir ömürle sınırlıdır.

Kısaca İT&K (TT&C: Track, Telemetry & Control) olarak ifade edilen izleme, telemetri ve kontrol sistemleri uydunun izlenmesi, durumu hakkında bilgi alınması, görevle ilgili komut alış-verişi gibi görevleri yerine getirir. Uydunun Dünya'ya göre konumu, o konumdaki yönelmesi (pozisyonu) izleme kapsamına girmektedir. Uydunun cihazlarına ait sağlık bilgilerinin alınması ise telemetri olarak betimlenir. Kontrolden kasıt ise uyduyu veya uyduya ait alt sistemleri kontrol edecek komutları vermektir. Uydunun konumunu radar bilgilerinden hareketle elde etmek mümkündür. Ancak en sağlıklı konum bilgisi uydudan ölçülerek elde edilebilir. Günümüzde herhangi bir uydunun konumu yörüngedeki diğer uydulardan ve özellikle de GPS (Global Positioning System) uydularında alınan verilerle hassas bir şekilde tespit edilebilir. Uydunun o konumdaki pozisyonu ise değişik sensörlerle bulunur. Bu sensörler arasında yıldız, güneş, ufuk, manyetik alan sensörleri sayılabilir. Ayrıca açısal momentuma dayalı jiroskoplar da yönelme bilgisi açısından önemlidir. Aşağıdaki çizelgede sensör tipleri ve hassasiyet dereceleri görülmektedir.

Çizelge 6.2 Hassasiyet değerlerine göre sensör tipleri.

Hassasiyet	Sensör tipi
~0.0005^0	Yıldız sensörü
~0.01^0	Güneş sensörü
~1^0	Ufuk sensörü
~1^0-3^0	Manyetik alan sensörü
~2^0-5^0	Dünya yerçekimi yönü

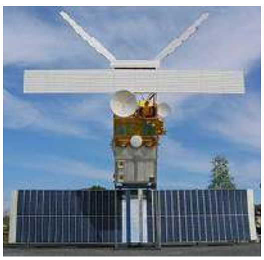
Uyduların görevleri nedeniyle uzaydaki yönelimi ya da diğer bir ifade ile açısal durumu değiştirilebilir. Bu gaye çerçevesinde yakıt kullanımı gerektiren sistemler veya yakıt harcamayan ancak küçük ölçekli düzenekler kullanılabilir. Yakıt harcayan sistemler temelde iticilerdir (thrusters). İticilerin ömrü genellikle 1-2 yıldır. Diğer gruptaki yönelme kontrol düzenekleri arasında ise momentum tekerleri, tepki tekerleri, manyetik tork düzenekleri sayılabilir.

a) İtici örnekleri

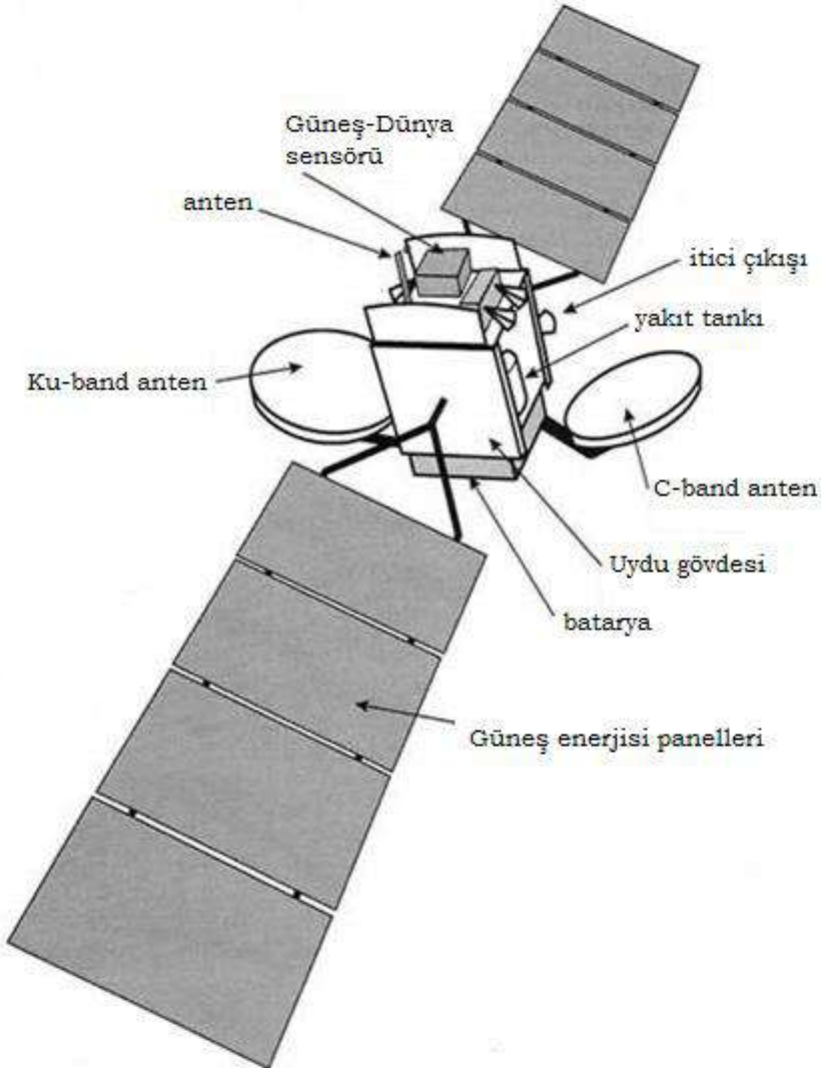
b) Kontrol moment jiroskobu

Şekil 6.112 Kontrol teçhizatı örnekleri

Faydalı yük ise gözlem, haberleşme, seyrüsefer, bilimsel, teknolojik amaçlı sistemleri veya insan gibi diğer yükleri içerebilir. Gözlem uyduların ilk ve belki de en yaygın kullanım alanıdır. Bu bağlamda haritacılık, keşif ve istihbarat, meteoroloji, çevre ve doğal afetleri inceleme, dünya dışı gezegen ve uzayı inceleme gibi değişik uzaktan algılama çalışmaları yapılabilir.

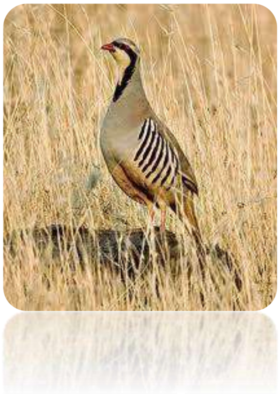


Şekil 6.113 Örnek bir gözlem uydusu.



Şekil 6.114 Uyduya ait bazı temel yapı ve teçhizat elemanları.

TARİHTEN BİR SAYFA
(1402 Abdüssamet GÜLEÇ)



Keklik

"Osmanlı padişahı Yavuz Sultan Selim tebdili kıyafet giyinmiş kuşlar çarşısını geziyormuş. Avcılar avladıkları kuşları; tuzakçılar yakaladıkları maharetli, eğitimli, güzelim kuşları satıyorlarmış.

Bir ara gözü kekliklere ilişir padişahın. Bir grup kekliğin üzerindeki varakta "Tane işi, satış fiyatı 1 altın " yazıyor. Hemen yanıbaşlarında asılı, adeta altın kafes içinde bir keklik daha var ki fiyatı 300 altın. Padişahın gözü 300 altınlık kekliğe takılıyor. "Hayırdır" diyor satıcıya, "Bunun diğerlerinden ne farkı var ki bunlar 1 altın, bu 300 altın." Satıcı "Bu keklik özel eğitimli, çok güzel ötüyor, ötmesi bir yana bunun ötüşünü duyan ne kadar keklik varsa hepsi onun etrafına toplanıyorlar" diyor ve "tabi bu arada avcılar da o etraftaki dolaşan tüm keklikleri daha rahat avlıyorlar" diye ekliyor. "Satın alıyorum" diyor padişah "al sana 300 altın." Parayı veriyor, hemen oracıkta kekliğin kafasını koparıyor. Adam şaşırıp, "Be adam ne yaptın! En maharetli kekliğin kafasını koparttın." Diye döğünürken, padişah gürlüyor "Bu kendi soyuna ihanet eden bir kekliktir. Bunun gibilerin sonu er ya da geç hüsrandır."

Anonim

Yavuz Sultan Selim
(1470-1520)

UÇUŞ VE YÖRÜNGE MEKANİĞİ

"Önemli olan ilkedir, detay değil."

Theodore von Karman, 1954

Uçuş ve yörünge mekaniği kapsamında iki ana hususa değinilecek olup, ilki daha çok uçakları ilgilendiren uçuş mekaniği konusu, ikincisi ise genelde uzay araçlarını ve özelde de uyduları ilgilendiren yörünge mekaniği hususudur. Uçuş mekaniği kapsamında öncelikle temel performans parametrelerine, bilahare temel uçuş rejimleri olan kalkış, tırmanma, seyir uçuşu, manevra ve iniş konularına değinilecektir. Yörünge mekaniği bahsinde ise öncelikle Kepler yasaları, bilahare temel yörünge parametreleri ve bazı yörünge tanımlamaları ifade edilecektir.

7.1 Uçuşa ait bazı temel parametreler

Hava araçları açısından ağırlık kavramı ve ona bağlı olarak tanımlanan ağırlık kesirleri diğer araçlara nazaran çok daha büyük bir öneme sahiptir. Zira hava aracının yerine getirmesi gereken en önemli işlevi ağırlık kuvvetini yenmek ve havada durabilmektir. Bu meyanda hava aracının W_0 toplam ağırlık değerini; W_{yp} yapısal ağırlık, W_m motor ağırlığı, W_{py} paralı yük ağırlığı ve W_{yk} yakıt ağırlığı değerlerinin toplamı olarak ifade edebiliriz. Yapısal ağırlık değeri ile motor ağırlık değerini beraber dikkate alarak W_b boş ağırlık değeri tanımlayabiliriz. Ayrıca paralı yükün yolcu, yük ve mürettebatı kapsadığını ifade edebiliriz. Her bir ağırlık değeri genellikle toplam ağırlık değerine bölünerek ağırlık oranları elde edilir. Dolayısıyla,

$$W_0 = W_{yp} + W_m + W_{py} + W_{yk} \tag{7.1}$$

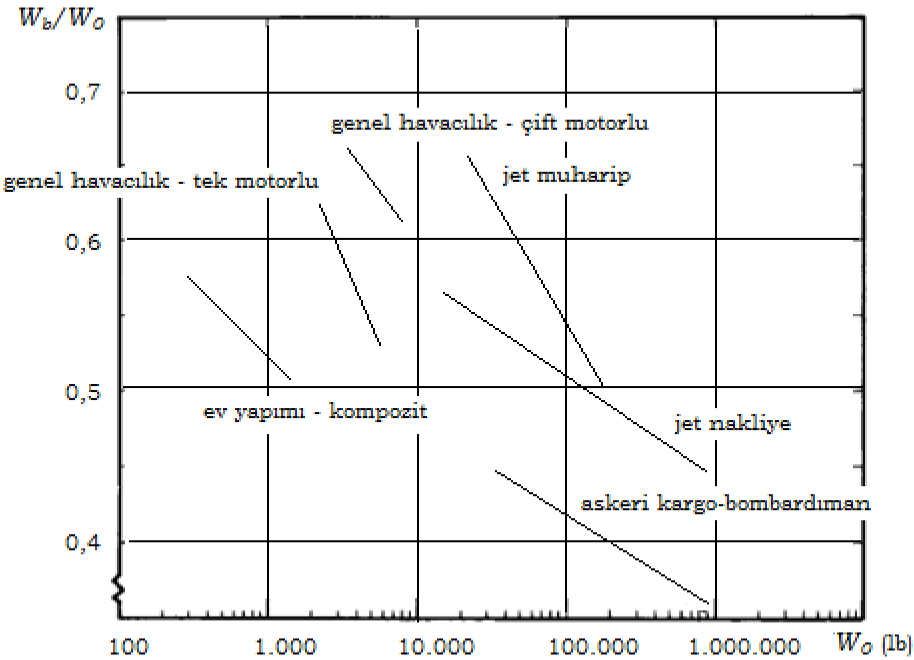
$$W_b = W_{yp} + W_m \tag{7.2}$$

$$W_0 = \frac{W_b}{W_0}W_0 + \frac{W_{py}}{W_0}W_0 + \frac{W_{yk}}{W_0}W_0 \tag{7.3}$$

yazılabilir. Elde edilen bu ifade yeniden düzenlenerek,

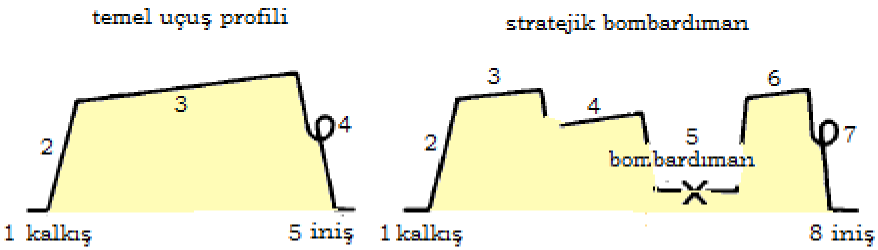
$$W_0 = \frac{W_{py}}{1 - \left(\frac{W_{yk}}{W_0}\right) - \left(\frac{W_b}{W_0}\right)} \tag{7.4}$$

eşitliğine varılabilir. Yazılan bu ifadeye göre paralı yük ile yakıt ve boş ağırlık kesirlerinin bilinmesi halinde uçağa ait toplam ağırlık değerinin bulunması mümkündür. Paralı yük değeri tasarıma bağlı olarak kullanıcı tarafından belirlenir. Yakıt ve boş ağırlık kesirleri ise daha çok istatistikî verilere göre öngörülür ve tasarım sürecinde tekrarlanan hesaplarla netleştirilir. Uçuş esnasında yapısal boş ağırlık değeri sabit olarak kabul edilir. Paralı yük ise yüklemeye bağlı olarak değişir. Uçuş esnasında değişen değer ise tüketime dayalı yakıt ağırlığıdır.



Şekil 7.1 Boş ağırlık kesri genel değerleri.

W_{py} paralı yük değeri bir yolcu ve yolcuya ait bagaj ağırlığı değerleri dikkate alınarak hesaplanır. Genellikle standart yolcu ağırlığı *778 N* ve standart bagaj ağırlığı ise *156 N* olarak alınır. Dolayısıyla *934 N* ağırlık değeri bir yolcu için geçerli olan toplam ağırlık değeridir. Toplam paralı yük değeri ise taşınmak istenen yolcu adedi ile bu sayının çarpılması sonucu elde edilir. Boş ağırlık kesri genellikle 0,3 ila 0,7 arasında değişir. Yakıt ağırlık kesri ise diğerine göre daha karmaşıktır. Bu değer öngörülen uçuş profiline, hava aracının aerodinamik özelliklerine ve seçilen motorun özgül yakıt sarfiyatına bağlıdır. Aşağıdaki resimde bazı örnek uçuş profilleri görülmektedir.



Şekil 7.2 Örnek bazı uçuş profilleri.

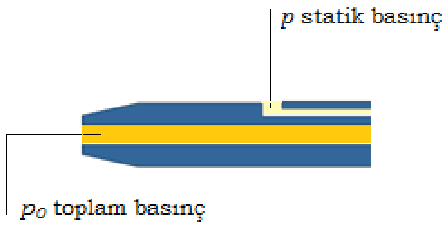
Bu profillerde belki de en önemli etken hava aracının kalkışı ve inişi arasındaki azami mesafe ya da diğer bir ifade ile menzil değeridir. Ayrıca vazife esnasında üstlendiği göreve göre uçtuğu bölge üzerinde kalacağı süre de yakıt sarfiyatını doğrudan etkiler. Yakıt ağırlık kesri tahmininde genellikle kullanılan ifade,

$$\frac{W_{yk}}{W_0} = 1{,}06\left(1 - \frac{W_n}{W_0}\right) \tag{7.5}$$

şeklindedir. Burada W_n değeri görev profiline ait en son bacaktaki ağırlık değeridir. Genellikle bir görevdeki uçuş bacakları kalkış, tırmanma, seyir, göreve has uçuş, seyir ve iniş şeklinde tarif edilebilir. Her bir bacaktaki ağırlık değerini $W_i, i = 1,2,3, \dots, n$ biçiminde ifade edersek son bacağa ait ağırlık kesri değerini,

$$\frac{W_n}{W_0} = \frac{W_1}{W_0}\frac{W_2}{W_1}\frac{W_3}{W_2}\cdots\frac{W_{i+1}}{W_i}\cdots\frac{W_n}{W_{n-1}} \tag{7.6}$$

denklemi ile elde edebiliriz. Bacaklara ait W_{i+1}/W_i ağırlık kesri değerleri ise yine istatistikî verilere dayalı olarak öngörülebilir.



Şekil 7.3 Hız ölçümünde pitot-statik tüp.

Ağırlık değeri yanında uçuş mekaniği açısından diğer önemli bir parametre ise hız değeridir. Sesaltı hızlarda hız değeri Bernoulli denklemi kullanılarak daha önce elde edilmişti. Buna göre hava aracının hızını,

$$V = \sqrt{2\frac{p_0 - p}{\rho}} \tag{7.7}$$

denklemi ile bulabiliriz. Burada p_0 değeri toplam basıncı, p değeri ise statik basıncı ifade etmektedir. Bu ifadedeki yoğunluk değerini ρ_{SL} deniz seviyesindeki yoğunluk değeri olarak dikkate aldığımızda elde edilen hız değerini ise V_e eşdeğer hız değeri olarak tanımlamış oluruz;

$$V_e = \sqrt{2\frac{p_0 - p}{\rho_{SL}}} \tag{7.8}$$

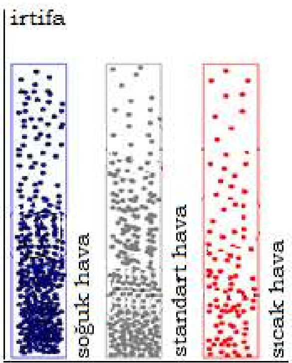
Deniz seviyesi yoğunluk değeri ile uçulan irtifadaki yoğunluk değeri arasındaki oran hava aracı açısından önemli bir parametredir. Yoğunluk oranı olarak ifade edilen bu değer,

$$\sigma = \frac{\rho}{\rho_{SL}} \tag{7.9}$$

eşitliği ile verilmekte olup, bu tanımın dikkate alınmasıyla gerçek hava hızını,

$$V_g = \frac{V_e}{\sqrt{\sigma}} \tag{7.10}$$

denklemini kullanarak elde edebiliriz. Yoğunluk değeri irtifa arttıkça azalmakta, sıcaklık arttıkça da azalmaktadır. Dolayısıyla hava aracının performansı yoğunluk değeri vasıtasıyla irtifa ve sıcaklığa göre değişmektedir.



Şekil 7.4 Sıcaklık ile yoğunluk arasındaki ilişki.

Hız bahsinde ifade edilmesi gereken diğer bir değer ise toptanayrılma hızıdır. Hava aracının havada tutunabilmesi için kanada ait taşıma katsayısının azami olduğu durumda hava aracına ait hızın en az olması gereken değerine V_{stall} hızı adı verilir. Bu hızdan daha düşük hızlarda uçuş yapılması durumunda irtifa kaybı olur ve yeteri kadar irtifa olmaması durumunda da hava aracının yere çarpması söz konusudur. V_{stall} hızını taşıma ile ağırlık kuvvetlerinin eşitliğinden elde etmek mümkündür. Buna göre bir hava aracının havada tutunabilmesi için asgari,

$$L = W \tag{7.11}$$

eşitliği sağlanmalıdır. Bu eşitliğin sol tarafını daha önce Pi teoremini kullanarak elde ettiğimiz denklemden faydalanarak yeniden yazarsak,

$$L = \frac{1}{2}\rho V_{stall}^{2} S C_{L,maks} \tag{7.12}$$

ve önceki denklemde yerine koyarak V_{stall} toptanayrılma hızını bu eşitlikte yalnız bırakırsak sonuçta,

$$V_{stall} = \left[\frac{2\left(\frac{W}{S}\right)}{\rho C_{L,maks}}\right]^{\frac{1}{2}} \tag{7.13}$$

denklemine ulaşabiliriz.

Şekil 7.5 Hızı V_{stall} hızından düşük uçak havada tutunamaz.

7.2 Temel uçuş rejimleri

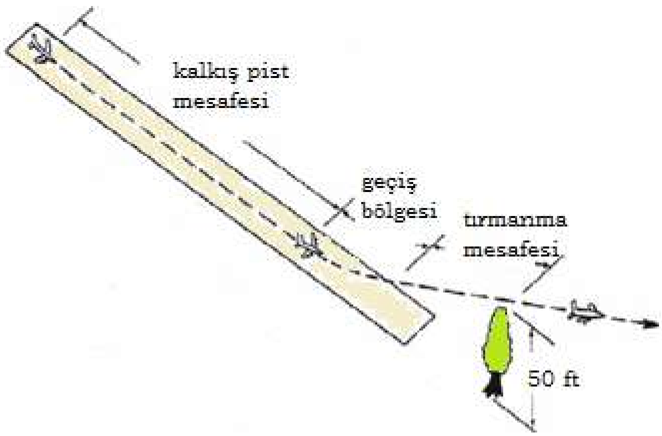
Bir uçak başlıca beş uçuş rejimine sahiptir. Bu uçuş rejimlerini;

- Kalkış,
- Tırmanma,
- Seyir,
- Alçalma,
- İniş

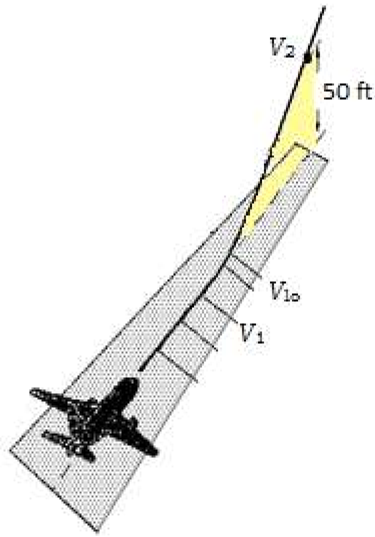
şeklinde sıralamak mümkündür.

7.2.1 Kalkış

Kalkış rejimi tıpkı uçuşun iniş bacağı gibi kritik bir andır. Genellikle kalkış sadece hava aracının tekerlerinin yerden kesilmesi şeklinde algılanmaz. Kalkış mesafesi üç bölümden oluşur. Bunlar; kalkış pist uzunluğu, geçiş bölgesi uzunluğu ve tanımlanmış standart bir mesafe üstünden tırmanma uzunluğudur. Standart mesafe değeri hava aracının sertifikasyon sınıfına göre değişmekte olup, FAR (Federal Aviation Regulations) 25 talimnamesine göre tasarlanmış hava araçlarında *35 ft*, FAR 23 talimnamesine göre tasarlanmış uçaklarda ise *50 ft* olarak belirlenmiştir. Askeri uçaklar için de *50 ft* mesafe değeri geçerlidir.



Şekil 7.6 Kalkış mesafesi ve bölümleri.



Şekil 7.7 Kalkışta önemli hız değerleri.

Ayrıca yine kalkış esnasında önemli bazı hız tanımlamaları da mevcuttur. Bu tanımlamalar arasında V_1, V_{lo} ve V_2 gibi hızlar sayılabilir. V_1 hızı kritik motor arızasından hemen sonraki hız değeridir. Herhangi bir ciddi arıza durumunda hava aracı ancak bu hızın üzerinde ise pistten güvenli bir şekilde kalkabilir. Arıza durumunda eğer uçağın hızı V_1 hızından düşük değerde ise kalkıştan vazgeçilmeli ve frenleme yapılmalıdır. Frenleme mesafesinin yeterli olmaması durumunda uçağın pistten çıkması ve ilave hasar görmesi söz konusu olabilir. V_{lo} hızı hava aracının tekerleklerini yerden kestiği hız değeridir. V_2 hızı ise yerden kategorisine göre belirlenmiş emniyet mesafesi kadar yukarıdaki kalkış tırmanma hızı olup, emniyet açısından en az *1,2* V_{stall} değerine sahip olmalıdır.

Şekil 7.8 Motor arızası durumunda karar anı ve dikkate alınan ölçüt.

Kalkış mesafesi ile kalkış için gerekli sürenin hesaplanması ise sürükleme kuvvetleri ihmal edilerek birinci dereceden bir yaklaşımla yapılabilir. Buna göre kalkış mesafesi,

$$S_{lo} = \frac{WV_{lo}^2}{2g\sigma T_{SL}} \tag{7.14}$$

denklemi ile, kalkış için gerekli süre ise;

$$t = \frac{V_{lo}}{g\sigma (T/W)_{SL}} \tag{7.15}$$

eşitliği ile hesaplanabilir. Buradaki σ değeri,

$$\sigma = \frac{T}{T_{SL}} \tag{7.16}$$

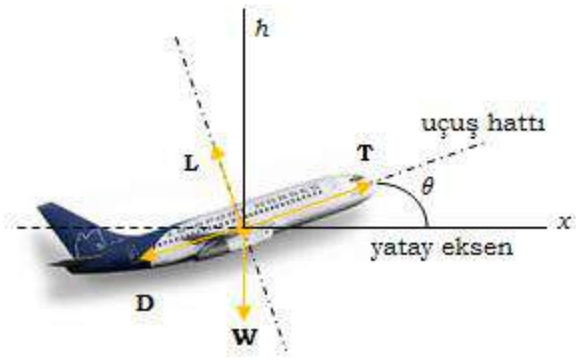
şeklinde tanımlanır.

Şekil 7.9 Klasik ve dikine kalkış örnekleri.

Kalkış pist uzunluğu kritik bir tasarım parametresidir. Verilen denklemden de anlaşılacağı üzere mesafe ağırlık ile doğrudan ilişkilidir. Hava alanına ait pist uzunluğu ihtiyaç duyulan mesafeden kısa ise uçak tam yük kapasitesi ile kalkamaz. Bu durumda ağırlık değeri genellikle paralı yükün veya yakıtın azaltılması ile aşağıya çekilir. Yakıtın azaltılması yoluna gidilmesi halinde tek bacakta alınabilecek mesafenin kısalmasına, dolayısıyla tek bacak yerine birkaç bacak uçuşun planlanmasına neden olur. Hava aracı tasarımında mevcut hava alanı mesafelerinin dikkate alınması ekonomi açısından önem arz eder. Diğer taraftan bazı dikine kalkış temelli tasarımlarda kalkış pisti ve mesafe sorunları sorun olmaktan çıkar.

7.2.2 Tırmanma

Tırmanma hava aracının irtifa kazanmasıdır. Değişik tırmanma programlarından bahsedilebilir. Örneğin azami tırmanma açısı ile tırmanma, azami tırmanma hızı ile tırmanma veya belirtilen seçeneklerin uygun oranlarda dikkate alınması ile yapılan ekonomik tırmanma başlıca tırmanma rejimleridir. Tırmanma açısı ifadesi ile kastedilen uçağın hareket ekseni ile yatay eksen arasındaki θ açısıdır.



Şekil 7.10 Tırmanma esnasında kuvvet dengesi.

Tırmanma dâhilinde birim zamanda dikey eksende alınan mesafeye tırmanma hızı (R/C) adı verilir. Tırmanma esnasında taşıma ve itki kuvvetlerinin dikey bileşenleri ağırlığı dengeleyen kuvveti oluştururlar. Bu bağlamda tırmanma hızı için,

$$R/C = \frac{dh}{dt} \tag{7.17}$$

veya

$$\frac{dh}{dt} = Vsin\theta \tag{7.18}$$

yazılabilir. Benzer şekilde yatay eksen üzerinde,

$$Vcos\theta = \frac{dx}{dt} \tag{7.19}$$

yazmak mümkündür. Tahmin edilebileceği üzere burada V değeri uçağın uçuş ekseni üzerindeki hız değeridir. Öte yandan kuvvetler arasında ise,

$$L = Wcos\theta \tag{7.20}$$

$$T = D + Wsin\theta \tag{7.21}$$

eşitlikleri yazılabilir. Bu ifadelere ek olarak ağırlık değeri ile tepki kuvveti arasında da bir ilişki kurulabilir. Hatırlanacağı üzere uçuş esnasında uçağın ağırlığının harcanan yakıt nedeni ile zaman içerisinde azaldığı ifade edilmişti. Dolayısıyla zamana bağlı olarak,

$$\frac{dW}{dt} = \frac{dW_{yk}}{dt} \tag{7.22}$$

denklemi verilebilir. Öte yandan c özgül yakıt sarfiyatı kavramı tanımından hareketle,

$$c = -\frac{\frac{dW_{yk}}{dt}}{T} \tag{7.23}$$

eşitliği yazılıp,

$$-\frac{dW}{dt} = cT \tag{7.24}$$

sonucuna ulaşılabilir. Bu denklem ise itki denkleminde yerine konularak zamana bağlı bir diferansiyel denkleme geçmek mümkündür.

Tırmanma işlemi doğrusal olarak yapılabileceği gibi yatış ile de yapılabilir. Bu durumda belirli bir bölgede kalınarak tırmanma gerçekleştirilmiş olur. Tırmanma sürecinde genellikle motordan azami itki elde etmek için tam gaz takat verilir. Bu nedenle bazı hallerde azami tırmanma süreci kısıtlıdır, zira motorun aşırı ısınması söz konusu olabilir. Tırmanmanın azami tırmanma açısı ile oldukça dik olarak yapılması bazen meydanın özelliğinden de kaynaklanabilir. Bazı meydanlar yer darlığı nedeniyle etrafında tepe veya yüksek binalarla çevrili olabilir. Bu takdirde gerek inişin ve gerekse de kalkış ve tırmanmanın yüksek eğimli manevralarla yapılması zorunluluğu doğabilir.

7.2.3 Seyir

Seyir uçuşu tırmanma uçuşunun bittiği anda başlar ve süzülüş hareketinin başladığı anda biter. Bu zaman dilimi içerisinde kat edilen mesafeye ise genellikle menzil adı verilir. Uçak uçuşun büyük bir kısmını seyir uçuşunda gerçekleştirir. Bu nedenle harcadığı yakıtın büyük bir kısmı da seyir uçuşunda kullanılmış olur.

Şekil 7.11 Tırmanma ile alçalma arası seyir uçuşu.

Seyir uçuşu bir hava aracının gerek tasarım ve gerekse de servis hayatında ekonomik açıdan dikkate alınan en önemli uçuş rejimidir. Bu rejimde itki sürükleme kuvvetine, taşıma kuvveti ise ağırlığa eşittir.

$$L = W \tag{7.25}$$

$$T = D \tag{7.26}$$

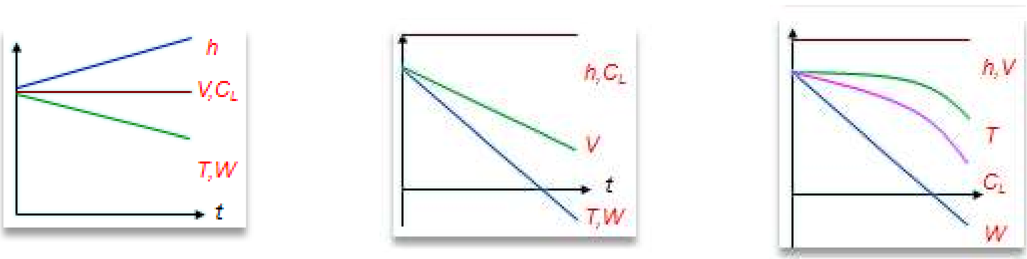
Uçuş esnasında ağırlığın yakıt tüketimi nedeniyle değişmesi taşıma kuvvetinin de zaman içerisinde değişimini zorunlu kılar. Taşıma kuvvetini etkileyen parametreleri burada tekrar ifade edersek,

$$L = C_L \frac{1}{2} \rho V^2 S \tag{7.27}$$

uçuş esnasında değiştirilmesi mümkün olan değişkenleri daha net görebiliriz. Buna göre sürekli azalan ağırlık kuvvetini dengeleyecek taşıma kuvveti C_L, ρ veya V parametreleri değiştirilerek elde edilebilir. Bu üç parametreye göre üç değişik seyir uçuş rejimi uygulanabilir. Buna göre,

- V ve C_L değerleri sabit tutularak ρ değeri ağırlığa paralel olarak azaltılabilir. Havanın yoğunluğu hava aracının irtifa alması, bir manada düşük açıyla da olsa tırmanması manasına gelir. Bu tarz seyir uçuşuna seyir tırmanması (cruise climb) adı verilir. Genellikle menzile en iyi giden uçuş tipi olarak kabul edilir. Ancak hava trafik kuralları irtifanın sürekli olarak arttırılmasını kabul etmez. Dolayısıyla seyir esnasında irtifanın kademeli olarak arttırılması yoluna gidilir.

- C_L ve ρ değerlerinin sabit tutularak V hız değerinin ağırlığa göre azaltılması seçeneği dikkate alınabilir. Yoğunluğun sabit tutulması hava aracının aynı irtifada düz uçuş yapması manasına gelir. Diğer taraftan hava trafik kontrol kuralları hızdaki değişimleri sınırlandırmıştır. Hızın azaltılması uçuş süresini arttırır.
- Son seçenek kapsamında ise V ve ρ değerleri sabit tutularak C_L değerinin azaltılması yoluna gidilebilir. Aynı irtifada sabit hızda uçuş hava trafik kuralları açısından uygun bir seyir uçuşudur.

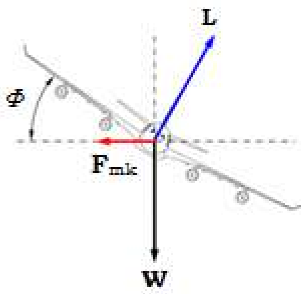


Şekil 7.12 Seyir uçuşu seçenekleri ve parametre değişimleri.

Gerek seyir esnasında ve gerekse de seyir sonrası alçalma esnasında hava araçları değişik hareketler ya da diğer bir ifade ile manevralar yapabilirler. Manevra sadedinde en çok görülen hareket dönüş hareketidir. Genellikle uçuş yörüngesindeki değişikliklere neden olan hareketlere dönüş hareketi denir. Temelde üç tip dönüş rejimi var olup, bu rejimler;

- Azami hızla dönüş,
- Azami dönüş yarıçapıyla dönüş,
- Azami yük katsayısı ile dönüş

şeklinde tanımlanmaktadır.



Şekil 7.13 Nakliye uçağının sola yatış manevrası.

Azami yük katsayısı taşıma kuvvetinin ağırlığa oranı şeklinde tanımlanır;

$$n = \frac{L}{W} \tag{7.28}$$

Dönüş esnasında hava aracının kanat ekseninin dönme düzlemi ile yaptığı açıya Φ yatış açısı adı verilir. Bu açı dikkate alınarak taşıma kuvveti ile ağırlık arasında bir ilişki kurmak ve bu ilişkiyi yük katsayısında dikkate almak mümkündür. Dolayısıyla yük katsayısı için,

$$W = L\, cos\Phi \tag{7.29}$$

$$n = \frac{1}{cos\Phi} \tag{7.30}$$

yazılabilir. Öte yandan dönüş esnasında itki ile sürükleme kuvvetlerinin eşit olduğu kabul edilerek,

$$T = D \tag{7.31}$$

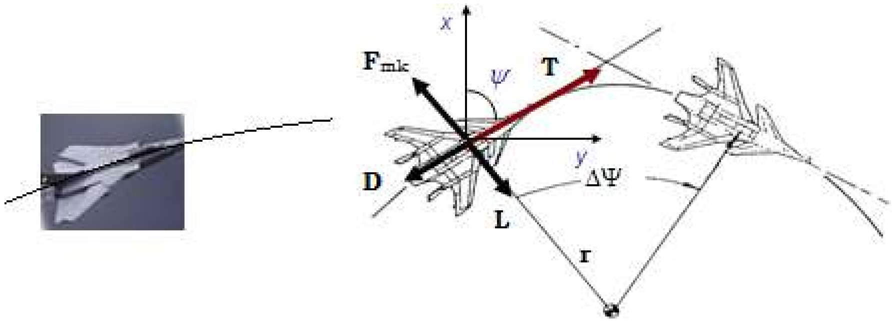
eşitliği ifade edilebilir. Ayrıca önemli bir aerodinamik performans parametresi olan E fines ise,

$$E = \frac{L}{D} \tag{7.32}$$

şeklinde tanımlanır. Bu tanımı da dikkate alarak yük katsayısını,

$$n = \frac{T}{W} E \tag{7.33}$$

denklemi ile yeniden ifade etmiş oluruz. Gerek ticari ve gerekse de askeri uçaklar için yük katsayısı kısıtları söz konusudur. Zira dönüşler esnasında aşırı yük katsayısı değerlerine ulaşılması halinde hava aracının yapısında kalıcı hasarlar meydana gelebilir.



Şekil 7.14 Dönüş manevrasına ait kuvvet etkileşimleri ve sapma açısı tanımı.

Dönüş esnasında hava aracına etki eden taşıma, sürükleme, itki ve ağırlık kuvveti yanında diğer ilave bir kuvvet de $\mathbf{F}_{mk}$ merkezkaç kuvvetidir. Dönüş sürecinde tüm bu kuvvetlerin dengede olması istenir. Bu arada uçağın uçuş yönü ile yukarıdaki şekilde görülen x ekseni arasındaki açıya Ψ sapma açısı adı verilir. Hava aracı dönüş boyunca sürekli belli bir yayı tarayarak açısal dönüsünü gerçekleştirmiş olur. Bu süreçte merkezkaç kuvveti tanımını, sapma açısını ve kuvvetler arasındaki dengeyi dikkate alarak aşağıdaki denklemleri yazmak mümkündür;

$$Lsin\Phi - F_{\boldsymbol{mk}} = 0 \tag{7.34}$$
$$F_{mk} = mV\dot{\Psi}, \tag{7.35}$$

dolayısıyla,

$$Lsin\Phi = \frac{W}{g}V\dot{\Psi} \tag{7.36}$$

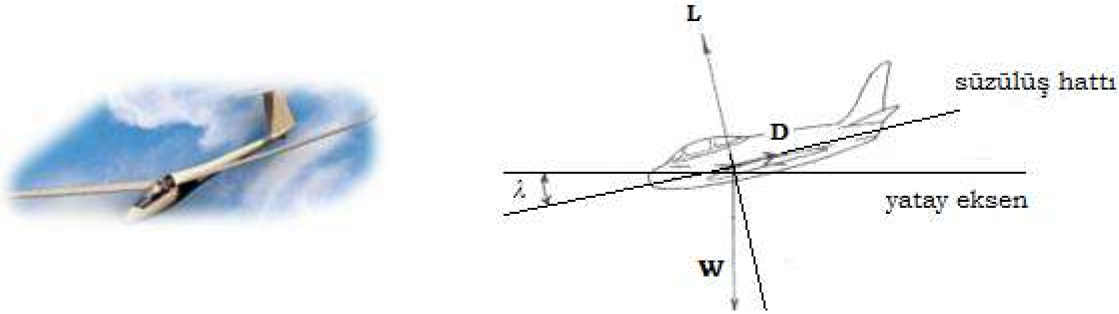
denklemine varılır. Burada,

$$\dot{\Psi} = \frac{d\Psi}{dt} \tag{7.37}$$
$$W = mg \tag{7.38}$$

eşitlikleri dikkate alınmıştır. Ayrıca dönüş esnasında irtifanın değişmediği kabulü de diğer bir husustur.

7.2.4 Alçalma

Alçalma veya diğer bir tabirle süzülüş genellikle takat olmadan irtifa kaybetmek manasına gelmekte olup, iki farklı süzülüş programından bahsedilebilir. Bu programlar; azami menzilli süzülüş ve azami süreli süzülüş şeklinde ifade edilebilir. Alçalma esnasında süzülüş açısı önem arz eder. Uygun bir süzülüş açısı ile ağırlık kuvvetinin süzülüş ekseni üzerindeki bileşeni sürükleme kuvvetini yenebilir ve bu sayede hava aracı ileriye doğru hareketine devam ederek alçalır.



Şekil 7.15 Alçalma rejimi.

Bu bağlamda aşağıdaki denklemleri yazmak mümkündür;

$$L = W\,cos\lambda \tag{7.39}$$
$$D = W\,sin\lambda \tag{7.40}$$

ilave olarak fines için de,

$$E = \frac{L}{D} = cot\lambda \tag{7.41}$$

eşitliği elde edilebilir. Süzülüş açısı için pratik bir ifade ise,

$$tan\lambda = \frac{C_D}{C_L} \tag{7.42}$$

şeklinde verilebilir. Süzülüş esnasında hava aracının hızı tahmin edilebileceği üzere ağırlığına, kanatlarının taşıma kapasitesine ve süzülüş açısına bağlıdır. Bu meyanda süzülüş hızını,

$$V = \sqrt{\frac{2W}{\rho S C_L} cos\lambda} \tag{7.43}$$

denklemi ile ifade edebiliriz.

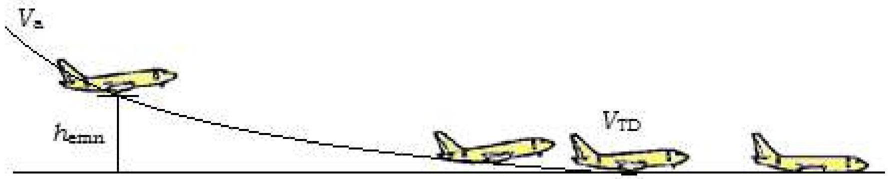
7.2.5 İniş

İniş hava aracının yere temasını ve durmasını içermekte olup, diğer uçuş rejimlerine göre en kısa süreli olan uçuş bacağıdır. Zira kalkış için gerekli olan mesafe iniş için gerekli olan mesafeden daha fazladır. İnişte hava aracının hızını düşürmek için değişik sistemler söz konusu olup, daha önce motorlar bahsinde ifade ettiğimiz ters itkiye ilave olarak en önemli yavaşlatma mekanizması frenlerdir. Frenler iniş takımlarında bulunan sürtünme esaslı sistemler olup, sürtünmenin etkisini arttırmak için yere temas sonrasında flap gibi taşımayı artırıcı sistemler hemen devre dışı bırakılır. Çünkü sürtünme kuvveti zeninin sürtünme katsayısı yanında doğrudan yere etki eden kuvvete, daha açık bir ifade ile ağırlığa bağlıdır. Ağırlığın artması içinse taşımanın sıfırlanması gerekir.

İniş mesafesini etkileyen diğer bir unsur ise V_{stall} toptanayrılma hızıdır. Düşük toptanayrılma hızları hava araçlarının daha kısa sürede durabilmelerini sağlar. Çünkü düşük süratte havada tutunabilen hava aracı meydan üzerine daha küçük hızlarda gelebilir ve bu sayede düşük sürate sahip hava aracının nispeten düşük olan kinetik enerjisi de daha kolay ve kısa sürede elemine edilebilir. İniş mesafesini aşağıdaki denklemi dikkate alarak kabaca hesaplayabiliriz;

$$S_L = \frac{1}{2} f_d V_{stall}^2 \tag{7.44}$$

burada f_d terimi inilen meydanın zeminine bağlı olarak tespit edilen bir katsayıdır. Zemini sert ve pürüzlü olan pistlerde söz konusu katsayı daha küçüktür.

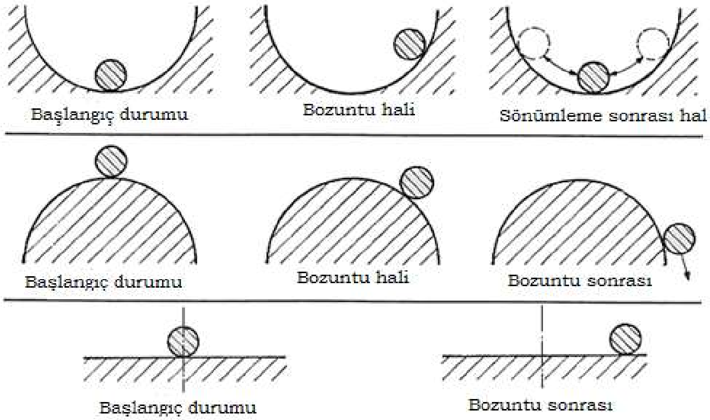


Şekil 7.16 İniş esnasında yaklaşma ve yere temas hızları tanımlaması.

İniş esnasında meydana yaklaşma hızı önemli bir parametre olup, genellikle bu hızın $V_a = 1{,}3V_{stall}$ şeklinde olması istenir. V_a hız değeri aynı zamanda standart emniyet mesafesi üzerinden geçerken hava aracının sahip olması gereken hız değeridir de. Yere temas hızı ize yaklaşma hızından çok daha düşük değerde olup genellikle $V_{TD} = 1{,}15V_{stall}$ şeklinde tanımlanır. Ancak bu tanımlamalar standart olmayıp bazı uçak tiplerine göre değişiklik gösterebilir. Örneğin askeri uçaklarda yaklaşma hızı olarak $V_a = 1{,}2V_{stall}$ ve yere temas hızı olarak da $V_{TD} = 1{,}1V_{stall}$ ölçütleri dikkate alınabilmektedir.

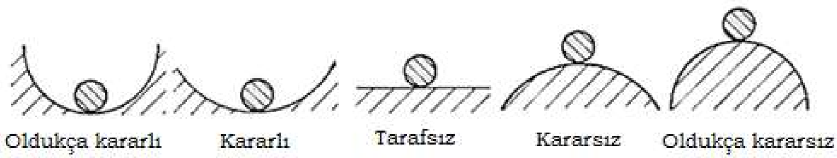
7.3 Kararlılık

Uçuş mekaniği kapsamında önemli bir yeri olan stabilite ve kontrol disiplinleri kararlılık ve kararlılığın kontrollü ile istenen bir şekilde hareketin değiştirilmesi üzerine dayanır. Kararlılık kavramını aşağıdaki gibi tanımlamak mümkündür.



Şekil 7.17 Kararlı, kararsız ve tarafsız davranış halleri.

Buna göre kararlılık bir sistemin herhangi bir nedenden dolayı meydana gelen bozuntuya karşılık sistemin eski haline dönmek için verdiği tepkidir. Bu meyanda bir sistem kararlı, tarafsız ve kararsız özelliğe sahip olabilir. Kararlı sistemde bozuntu sonrası başlangıçtaki hale dönüş söz konusudur. Tarafsız sistemde ise bozuntu sonrası yeni hal aynen korunur. Başlangıç durumuna göre artık yeni bir durumun devamlılığı vardır. Kararsız sistemde ise başlangıç durumundan gittikçe uzaklaşan bir eğilim söz konusudur.

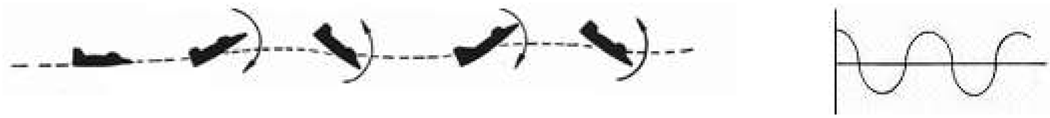


Şekil 7.18 Kararlı, kararsız ve tarafsız davranış halleri.

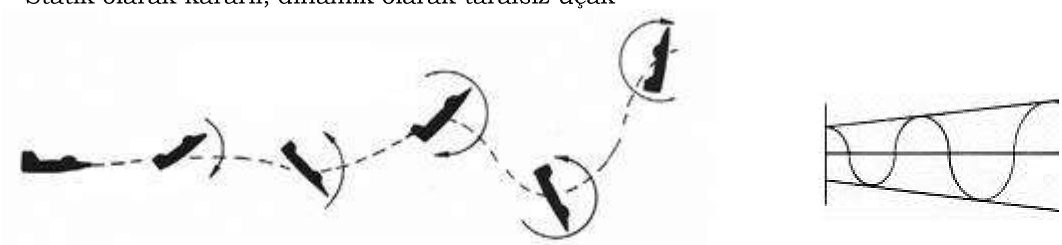
Gerek kararlılığı ve gerekse de kararsızlığı mertebe olarak derecelendirmek mümkündür. Örneğin maruz kalınan bozuntuya verilen tepki oldukça hızlı ve kararlılığı süratle temin yönünde ise bu durumda sistem oldukça kararlıdır. Ancak başlangıçtaki hale dönüş yavaş ve zaman içersinde yaygınlaşarak gerçekleşiyorsa sistemin kararlı olduğu söylenebilir. Aynı değerlendirme kararsızlık için de geçerlidir. Herhangi bir bozuntu nedeniyle sistem yavaşça karasızlık gösteriyorsa kararsız sistem, gösterilen tepki ani ve büyük çalkantılara neden oluyorsa oldukça kararsız sistem tanımı yapmak mümkündür.

Bir hava aracı söz konusu olduğunda ise kararlılık kavramı daha da detaylı bir şekilde sınıflandırılabilir. Bu arada bozuntu kaynakları arasında hamleli rüzgârlar veya sağanaklar sayılabilir. Kararlılığın eksenel temelde tasnifi yapıldığında diklemesine, boylamasına ve yanlamasına kararlılıktan bahsedilebilir. Boylamasına kararlılıkta hava aracının yunuslama hareketine karşı vermiş olduğu tepki dikkate alınır. Yanlamasına kararlılıkta yatışa neden olan bozuntuya karşılık hava aracının vermiş olduğu tepki göz önüne alınır. Diklemesine kararlılık ise sapmalara karşı hava aracının verdiği tepkidir.

a) Statik ve dinamik olarak boylamasına kararlı uçak



b) Statik olarak kararlı, dinamik olarak tarafsız uçak



c) Statik ve dinamik olarak kararsız uçak

Şekil 7.19 Bir uçak için statik ve dinamik kararlılık halleri.

Kararlılığın karakteri dikkate alındığında ise statik ve dinamik kararlılıktan bahsedilebilir. Örneğin maruz kalınan bozuntuya karşılık kendi merkezi baz alındığında hava aracının verdiği tepki dikkate alınıyorsa statik kararlılık, harici bir eksenel sistem temel alınıyorsa dinamik kararlılık sınıflandırması yapılır. Doğal olarak ikincisi zamana yayılı hareket tarzını içermektedir. Şekil 7.19 kapsamında boylamasına statik ve dinamik kararlılığa bazı örnekler verilmiştir. İlk örnekte maruz kalınan bozuntuya karşılık statik ve dinamik olarak kararlı bir uçağın zaman içersinde göstermiş olduğu tepki görülmektedir. Buna göre statik olarak kararlı olan uçak bozuntunun neden olduğu yunuslama hareketinin şiddetini zaman içersinde azaltmakta ve nihayetinde sönümlemektedir. Buna paralel olarak dinamik kararlılık neticesinde de irtifa değişimi artma ve azalma göstermekte, ancak bu artma ve azalmalar zaman içersinde azalarak düz uçuşa geçiş sağlanmaktadır. İkinci örnekte ise statik olarak tarafsız ancak dinamik olarak kararlı bir uçağın maruz kaldığı boylamasına bozuntu neticesinde gösterdiği tepki görülmektedir. Uçak statik olarak tarafsızdır, zira bozuntu sonrası yeni durum aynen muhafaza edilmektedir. Dinamik olarak kararlıdır, zira bozuntuya verilen tepki zaman içersinde herhangi bir irtifa değişimine neden olmamaktadır. Son örnekte ise statik ve dinamik olarak kararsız bir uçak görülmektedir. Bozuntu sonrası hava aracı şiddeti gittikçe artan tepkiler vermekte ve ayrıca zaman içersinde izlediği yol da genliği artan bir hareket almaktadır.

Hava aracının kararalı olması özellikle pilota gelen işyükünü azaltıcı bir rol oynar. Zira kararlı uçak pilot müdahalesi olmadan bozuntuya tepki vermekte ve hava aracını başlangıçtaki haline kendiliğinden döndürmektedir. Oysa kararsız bir uçakta pilot müdahalesi kaçınılmazdır. Öte yandan aşırı kararlı uçak pilot tarafından verilen kumandalara da ters tepki vereceğinden hava aracının kumandasında veya daha genel bağlamda manevra kabiliyetinde zaafa neden olabilir. Bu nedenle yük ve yolcu uçaklarında nispeten kararlı tasarımlar tercih edilirken muharip hava araçlarında daha az kararlı uçak tasarımları seçilir.

7.4 Yörünge mekaniği

Yörünge mekaniği gök cisimleri ile insan yapısı uydu ve uzay araçlarının hareketlerini inceleyen bir bilim dalı olup, esası itibari ile uçuş mekaniğinin bir alt dalıdır denebilir. Geçmişi oldukça eskilere, MÖ 4000'li yıllara kadar giden yörünge mekaniğinin köklerinde ayın, güneşin ve yıldızların hareketlerini gözlemlemek ve onların sonraki hareketlerini tahmin etmek yatar. Gök cisimlerinin izledikleri yolu ya da diğer bir ifade ile yörüngelerini ilk kez doğru bir yaklaşımla açıklayan bilim insanı Kepler'dir (1571–1630). Onun tamamen gözleme dayalı olarak ifade ettiği ve Kepler yasaları olarak tanımlanan bu üç yasa daha sonraki dönemde Newton'ın hareket kurallarına göre kuramsal olarak da kanıtlanmıştır. Kepler'in gözlemlerine göre;

- Gök cisimleri elipssel bir yörünge izlemektedir.
- Yörünge üzerinde eşit zamanda eşit alan taranmaktadır.
- Periyodun karesi ortalama mesafenin küpü ile orantılıdır ve bu orantı katsayısı her gezegen için aynıdır.

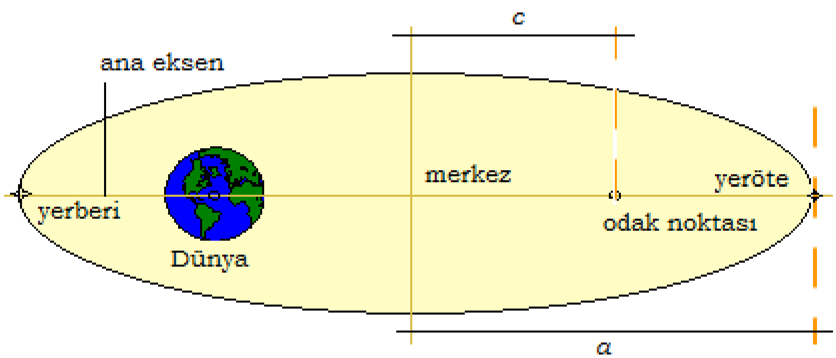
Yörüngeler harici bir kuvvet söz konusu olmadıkça değişmez. Yörüngeyi şekillendiren göz cisimleri arasında var olan çekim alanı ve buna bağlı olarak oluşan çekim kuvvetleri ile ataletten kaynaklanan merkezkaç kuvvetleridir. Bir gök cisminin herhangi bir andaki konumu ve hızı bilindiği sürece bütün geleceğini hesaplamak mümkündür. Zira Kepler ve Newton yasaları dikkate alınarak elde edilen diferansiyel denklem niteliğindeki hareket denklemleri buna imkân sağlar. Bununla beraber yörüngeye ait hareketleri daha anlamlı ve kolayca hesaplamanın başka yöntemleri de mevcuttur. Bu meyanda serbestlik derecelerini gösteren beş sabit ve bir de zamana göre değişen altıncı parametre ile yörünge hesapları yapılabilir. Söz konusu beş sabit parametre uyduya ait yörüngeyi tanımlayan parametrelerdir. Sonuncu parametre ise uydunun yörünge üzerindeki anlık konumunu belirtir.

Yörünge ve konum parametrelerini tanımlamadan önce referans koordinat sistemi tanımlamak gerekir. Ancak uzayda nirengi almak ve ivmesiz bir yörünge sistemi tanımlamak zordur. Zira her şey dönmektedir. İçinde bulunduğumuz Samanyolu gökadası bile kendi çevresinde 240 milyon yılda bir tur atar. Dolayısıyla soruna uygun koordinat sistemlerinin tanımlanması yaygın bir uygulamadır. Herhangi bir koordinat sistemi için bir merkez, bir ana yön ve bu yöne göre de üç eksen tanımlamak gerekir. Dünya ve çevresindeki yörüngeler için dünya merkezli ekvatoral koordinat sistemi uygun bir seçenektir. Bu sistemde Dünya'nın merkezi koordinat sisteminin merkezi, ana düzlem ekvator düzlemi ve ana yön de koç yönüdür. Koç yönü özel bir yön olup, 21 Mart 2000 yılında Dünya'nın merkezinden Güneş'in merkezine olan yön olarak tanımlanmıştır. Koç yönü dünya merkezli koordinat sisteminin x eksenini oluşturmaktadır. Dikey eksen niteliğindeki z ekseni ise kuzey kutbudur. Geriye kalan y ekseni ise doğal olarak sağ el kuralına göre belirlenen eksendir.

7.4.1 Yörünge parametreleri

Dünya etrafındaki herhangi bir yörüngenin tanımlanabilmesi için altı yörünge parametresinin yeterli olduğunu daha önce ifade etmiştik. Bu parametreleri;

- Yarı-ana eksen büyüklüğü (a),
- Eliptiklik (e),
- Eğim açısı (i),
- Çıkış düğüm açısı (Ω),
- Yerberi açısı (ω),
- Uydu açısı $(v(t))$ şeklinde sıralayabiliriz.



Şekil 7.20 Temel elips parametreleri ve yarı-ana eksen tanımlaması.

Yarı-ana eksen büyüklüğü elips tanımlamasındaki yarı ana eksen mesafesidir. Hatırlanacağı üzere bir elipsin iki odağı ve bir merkezi söz konusu olup, merkezden en uzak olan mesafeye yarı-ana eksen mesafesi adı verilir.

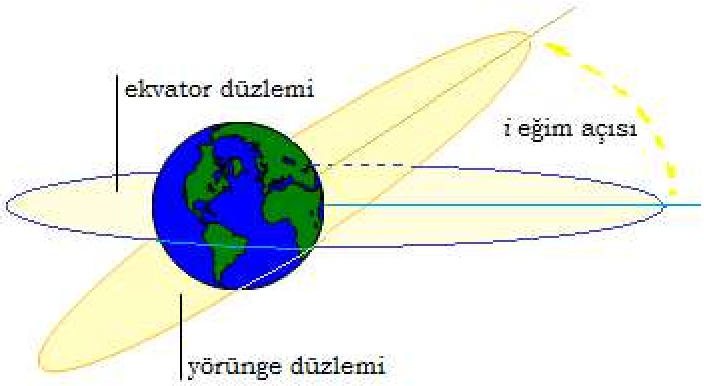
Odaklardan birine Dünya gezegeninin yerleştirildiği düşünüldüğünde Dünya'ya yakın olan yarı-ana eksen noktasına yerberi, Dünya'ya uzak olan yarı-ana eksen noktasına ise yeröte noktası adı verilir.

Eliptiklik ise yörüngenin ne kadar basık veya çembere yakın olduğunu gösterir parametredir. Tanımı itibariyle elipsin odakları arasındaki mesafe ile ana eksen mesafesi arasındaki orandır;

$$e = \frac{2c}{2a} = \frac{c}{a} \tag{7.45}$$

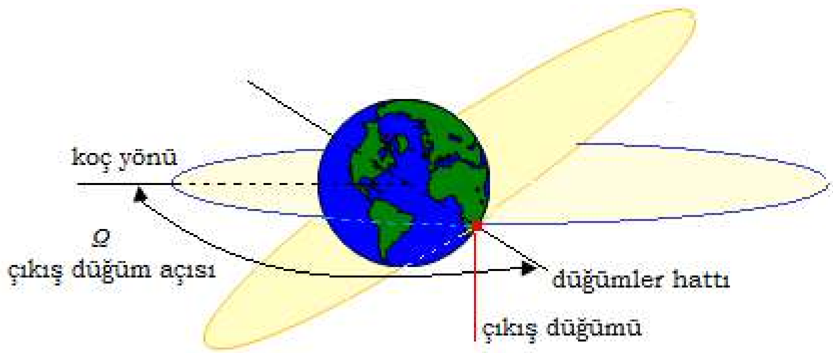
Tahmin edilebileceği üzere çemberin eliptikliği sıfıra eşittir. Eliptikliğin artması ile beraber şeklin basıklığı da artar.

Üçüncü temel yörünge elementi ise yörüngenin eğim açısı olup, elipsin bulunduğu yörünge düzleminin ekvator düzlemi ile yaptığı açıya denir.



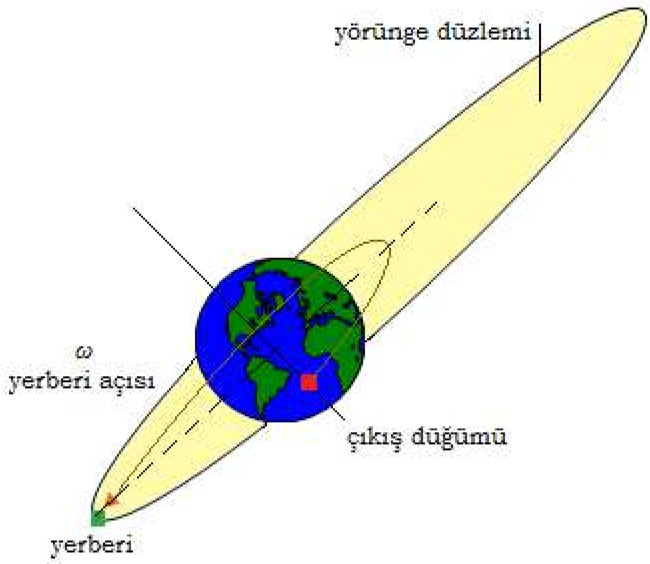
Şekil 7.21 Yörünge eğim açısı.

Çıkış düğüm açısı eliptik yörüngenin uzaydaki yönünü belirleyen açı değeridir. Daha açık bir ifade ile yörünge düzleminin ekvator düzlemi ile kesiştiği noktalardan geçen eksenin daha önce *x* ekseni olarak belirtilen koç yönü ile yaptığı açıya çıkış düğüm açısı adı verilir. Bu açının yörünge mekaniği edebiyatındaki diğer bir terimi ise RAAN (Right Ascension of Ascending Node) olarak ifade edilir.



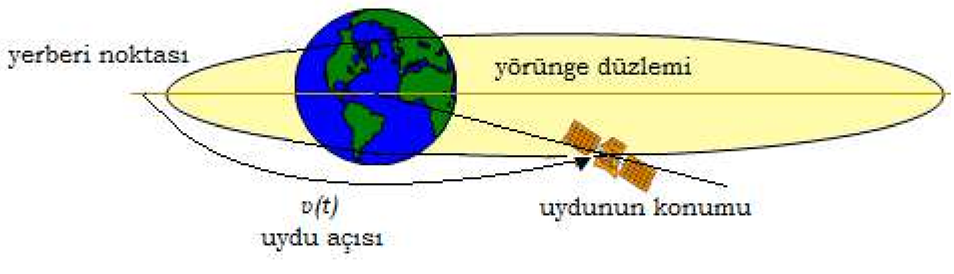
Şekil 7.22 Çıkış düğüm açısı.

Beşinci parametre olan yerberi açısı ise yerberi noktasının yörünge düzleminde nerede olduğunu belirlemek için kullanılır. Yerberi açısı yerberi noktasının çıkış düğümünden itibaren taradığı açı değeridir.



Şekil 7.23 Yerberi açısı.

Son parametre olan uydu açısı zamana bağlı bir parametre olup, $\upsilon(t)$ şeklinde gösterilir ve uydunun herhangi bir anda yörünge üzerinde nerede olduğunu gösterir. Uydu açısı uydunun bulunduğu noktanın yerberi noktasından itibaren taradığı açı değeridir. Tahmin edilebileceği üzere zaman içerisinde uydunun konumunun değişmesi ile beraber uydu açısı da değişecektir.



Şekil 7.24 Zamana bağlı olarak değişen uydu açısı.

Yörüngenin özelliğine göre bazı yörünge parametreleri tek çatı altına toplanabilir. Örneğin yörünge tam bir çember ise yerberi veya yeröte gibi kavramları tanımlamak mümkün olmaz. Dolayısıyla yerberi noktasına bağlı olarak tanımlanan uydu açısı gibi kavram da özelliğini yitirir. Bu durumda her iki terimin yerine zamana bağlı olarak değişen tek bir parametre tanımlanır; $\mu(t)$ enlem açısı. Bu açı yörüngeye ait çıkış düğümünden uydunun bulunduğu noktaya kadarki yay üzerinde taranan açı değeridir.

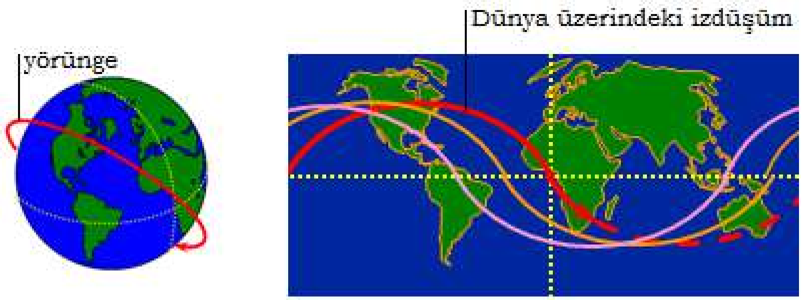
Öte yandan uydu yörüngesi ekvator düzlemi üzerinde bulunuyorsa çıkış düğümü tanımı da hükmünü yitirir. Dolayısıyla yerberi açısı da tanımlanamaz. Bu durumda π yerberi boylamı denen yeni bir açı tanımlaması yapılır. Bu açı koç yönü ile yerberi noktası arasındaki açıya karşılık gelir.

Eğer yörünge tam bir çember ve eğim açısı da sıfır derece ise daha önce tanımlanan çıkış düğümü açısı, yerberi açısı ve uydu açısı gibi kavramlar özelliğini kaybeder. Böyle bir özel durumda $I(t)$ denen gerçek boylam açısı tanımlanır. Gerçek boylam açısı yörünge üzerindeki uydunun bulunduğu nokta ile koç yönü arasında kalan açı değeridir.

7.4.2 Bazı yaygın yörüngeler

Özellikleri yönüyle bazı yörüngeler oldukça sık tercih edilen yörüngelerdir. Bu yörüngeler arasında alçak Dünya yörüngesi (Low Earth Orbit: LEO), Güneş eşzamanlı yörünge, Dünya eşzamanlı yörünge ve GPS (Global Positioning System) uydu yörüngesi sayılabilir.

Alçak Dünya yörüngesinin yarı-ana eksen mesafesi yaklaşık olarak 6.700 ila 7.500 km arası değişmektedir. Yörüngenin eliptiklik değeri 0^0 derece civarında olup, üzerindeki bir uydunun bir tam turu yaklaşık 100 dakika sürmektedir. Uydunun yeryüzünden yüksekliğini gösteren h değeri ise konumuna göre değişmekte olup, ekvatorda $h = a - 6378\ km$, kutuplarda ise $h = a - 6357\ km$ denklemi ile elde edilir.



Şekil 7.25 LEO yörüngesindeki bir uydunun Dünya üzerindeki izdüşümü.

Güneş eşzamanlı yörünge kutupsal bir LEO yörüngesidir. Uydu eğim açısı yaklaşık olarak $98{,}5^0$ olup, çıkış düğüm açısı da yılda 360^0 döner. Dolayısıyla günde yaklaşık 1^0'lik bir değişim söz konusudur.

Yer eşzamanlı yörüngenin ise yarı-ana eksen mesafesi 42,158 km, eliptikliği 0 ve eğim açısı da yine 0^0'dir. Yer eşzamanlı yörünge üzerindeki bir uydu Dünya üzerindeki bir turunu 24 saate tamamlar. Dolayısıyla uydu adeta yere göre sabit kalır. GPS uyduları ise 26.610 km yarı-ana eksen mesafesine, 55^0'lik eğim açısına ve 0 eliptikliğe sahiptir. Dünya etrafındaki bir turu 12 saate tamamlayan uyduların çıkış düğüm açıları 60'ar derecelik faz farkına sahiptirler.

7.4.3 Yörünge denklemi

Yörünge denklemi genel bağlamda bir gök cisminin ve özelde de bir uydunun zamana bağlı olarak konumunun nasıl değiştiğini içeren denklemdir. Bir uydu üzerinde etkinlik gösteren değişik kuvvetler söz konusu olabilir. Ancak içlerinde belki de en önemlisi yerçekimi kuvvetidir. Yerçekimi kuvvetine ilave olarak atmosferik sürtünme, Ay ve Güneş gibi diğer gök cisimlerinin çekim kuvvetleri veya yapay nitelikteki uydu kaynaklı itki kuvvetleri söz konusu olabilir. Ancak yerçekiminin şiddetine göre diğerlerinin etkisi zayıftır ve zaman içerisinde kendilerini gösterirler. Çekim yasası evrende genel bir yasa olup, kütleye sahip her madde arasında mevcuttur. Büyük kütleye sahip M cismi ile küçük kütleye sahip m cismi arasındaki F_g çekim kuvvetini,

$$F_g = \frac{GMm}{R^2} \tag{7.46}$$

denklemi ile hesaplamak mümkündür. Burada R cisimlerin merkezleri arasındaki mesafeyi, G çekim sabitini ifade etmekte olup, çekim sabiti 6,67x10^{-11} Nm^2/kg^2 değerine eşittir. Büyük kütle ile çekim sabiti genellikle tek çatı altında ifade edilerek,

$$\mu = GM \tag{7.47}$$

çekim parametresi tanımı yapılır. Dünya için çekim parametre değeri $\mu_D = 3{,}986005x10^{14}\, m^3/s^2$, Güneş için çekim parametresi değeri ise $\mu_G = 1{,}327124x10^{20}\, m^3/s^2$ şeklinde verilmektedir. Öte yandan Newton'ın 2nci ilkesini dikkate alıp, uydu üzerinde sadece çekim kuvvetinin etki ettiğini varsayarak aşağıdaki denklemi yazmak mümkündür;

$$\mathbf{F}_g = \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} \tag{7.48}$$

hatırlanacağı üzere burada **P** değeri momentumdur. Zaman içerisinde kütlenin değişmediği kabul edilirse bu denklem,

$$\mathbf{F}_g = m\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} \tag{7.49}$$

veya

$$-\frac{\mu m}{\mathbf{R}^2} = m\frac{\partial^2 \mathbf{R}}{\partial t^2} \tag{7.50}$$

şeklinde yazılabilir. Dünyadan uzaklaştıkça çekim kuvvetinin azalacağı dikkate alınarak genellikle kuvvet değeri negatif işaret ile beraber ifade edilir. Elde edilen denklem sadeleştirilir ve yeniden düzenlenirse sonuçta,

$$\frac{\partial^2 \mathbf{R}}{\partial t^2} + \frac{\mu}{\mathbf{R}^2} = 0 \tag{7.51}$$

yörünge denklemi elde edilmiş olur. Bu denklem ikinci mertebeden doğrusal olmayan bir yöneysel diferansiyel denklemdir. Denklemin değişik çözümleri söz konusu olabilir. Bununla beraber eliptik yörüngeler için aşağıdaki çözümü kullanmak mümkündür;

$$R(t) = \frac{k_1}{(1 + k_2 \cos v(t))} \tag{7.52}$$

burada

$$k_1 = a(1 - e^2) \tag{7.53}$$

$$k_2 = e \tag{7.54}$$

Şeklinde olup, hatırlanacağı üzere $v(t)$ değeri de uydu açısı değeridir.

Yörünge denkleminin çözümünden hareketle değişik parametrelere ulaşmak mümkündür. Örneğin uydunun Dünya etrafındaki bir turunun ne kadar sürede tamamladığını gösteren devir değeri,

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{a^3}{\mu}} \tag{7.55}$$

denklemi ile elde edilebilir. Uydunun yörüngedeki hızını ise,

$$V = \sqrt{-\frac{\mu}{a} + \frac{2\mu}{R}} \tag{7.56}$$

eşitliği ile hesaplamak mümkündür.

Belirtildiği üzere şimdiye kadar ifade edilen denklemler ideal şartlar altında elde edilen denklemlerdir. Ancak gerçek şartlarda uydunun yörüngesi zaman içerisinde bozulmaya başlar ve uydunun tekrar yörüngesine yerleştirilmesi için dışarıdan müdahale gerekir. En önemli bozulma nedenleri atmosferik sürtünme ve Dünya gezegeninin ideal küre olmayışıdır. Atmosfer içerisindeki havanın yoğunluğu uzaya doğru yükseldikçe azalsa da sıfır olmaz. Dolayısıyla en az 1000 km yüksekliğe kadar LEO yörüngelerinde atmosferik sürtünme kuvvet hesaplamalarında dikkate alınır. Daha önce Buckingham Pi kuramından faydalanarak elde ettiğimiz denklemden hareketle sürükleme kuvvetini,

$$F_s = C_D \frac{1}{2} \rho V^2 S \tag{7.57}$$

şeklinde ifade edebiliriz. Denklemdeki *V* hızı atmosfere göre uydunun hızıdır. Aşağıdaki çizelgede ise irtifaya göre havanın yoğunluk değerleri görülmektedir.

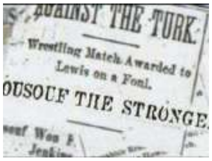
Çizelge 7.1 İrtifaya göre hava yoğunluğunun değişimi.

Yükseklik (km)	**Yoğunluk (kg/m³)**
0	1,2256
100	$5{,}25x10^{-7}$
200	$2{,}41x10^{-10}$
300	$1{,}87x10^{-11}$
400	$2{,}67x10^{-12}$
500	$4{,}76x10^{-13}$
100	$1{,}49x10^{-15}$

Sürtünme kuvvetinden doğan ters yöndeki ivme nedeniyle uydunun yörüngedeki ve özellikle de yerberi noktasındaki hızı azalmaya başlar. Hızın azalmasına bağlı olarak yörüngeye ait yeröte noktası gittikçe Dünya'ya yaklaşır. Zaman içerisinde yörünge önce elips şeklinden çember biçimine döner. Daha sonra ise çember de küçülmeye başlar ve uydu Dünya'ya daha da yaklaşarak düşer.

Dünya'nın basıklığı ise çekim kuvvetinin tam merkeze doğru olmasını engeller. Eğer Dünya tam bir küre olsaydı, çekim kuvveti Dünya'nın merkezine doğru olurdu ve dolayısıyla ona bağlı olarak belirlenen yörünge parametreleri de zaman içerisinde değişmezdi. Ancak bugün biliyoruz ki Dünya ne tam bir küre ne de elipstir. Dünya'nın şekli geoid olarak adlandırılır. Geoid şeklinde çekim ise uydunun bulunduğu enleme göre değişir. Dünya'nın basıklığı tüm yörünge parametrelerinin zaman içerisinde değişmesine neden olur. Ancak bu etki bir önceki sürükleme kuvveti gibi enerji tüketen bir etki değildir. Aksine sadece yörünge parametrelerinde değişime neden olur. Bu etki uygun öngörülerle istenilen sonuçları doğuracak şekilde kullanılabilir. Basıklığın etkisi en fazla çıkış düğüm açısı ile yerberi açılarında görülür. Zaman içerisinde çıkış düğüm açısı batıya veya doğuya doğru ilerler.

Sürükleme ve geoid şeklinden kaynaklanan bozuntulara ilave olarak Güneş ve Ay'ın çekim kuvvetleri, Güneş'in radyasyon etkisi, Dünya'nın manyetik alanı, mevsimsel olarak değişen Dünya ve Güneş arasındaki uzaklık, Güneş'in dönüşü ve hatta Güneş patlamaları dahi yörüngeyi etkileyen diğer nedenlerdir.



Koca Yusuf
Dünyaca ünlü Türk güreşçisi
1857–1898

"Koca Yusuf sadece Türk güreşinde değil, güreş dünyasında da büyük bir zirvedir. Er meydanları Koca Yusuf'u güreş tarihimizin en büyük pehlivanlarından biri olan ve 26 yıl Kırkpınar'ın başpehlivanlığını elinden bırakmayan Ünlü Kel Aliço'nun karşısında tanıdı ilk kez. 27'nci yılında da başpehlivanlığı rakipsiz alacağını umarak Kırkpınar'a gelen Kel Aliço burada "Başa güreşeceğim" diyen Deliormanlı Yusuf isminde körpe bir delikanlı ile karşılaştı.

Herkes er meydanlarının pek yaman kurdu Kel Aliço'nun bu tüysüz kızanı karşısına çıktığına pişman edeceğini umuyordu. Ancak Deliormanlı Yusuf öylesine yaman bir güreş çıkarıyordu ki buna Kel Aliço da şaşırmış ve güreş âlemindeki meşhur gaddarlığını dahi ortaya koymaktan çekinmemişti. Ancak saatler uzayıp gittiği halde Aliço neticeyi lehine çeviremiyordu. Üstelik yorgunluk alametleri baş göstermeye başlamış ve durumu tehlikeye düşmüştü. 26 yıllık tahtını kaybetmesine kimsenin içi razı gelmiyordu. Havanın kararmasını fırsat bilenler güreşi yarıda bırakmak istediğinde Aliço'nun gür sesi meydanı kapladı: "A be burası Kırkpınar'dır… Er meydanıdır buncağız. Burada yenişene kadar güreş tutulur. Pişmiş güreş bırakılır mı hiç. Bu kızancağıza yenilmek kaderimde varsa bırakın yensin beni. Hem ben artık bu er meydanlarından çekileceğim. Aliço'yu yenmek talihini bir daha bu Yusufcağız nerede bulacak." Aliço'nun bu sözleri Yusuf'u öylesine duygulandırmıştı ki gözyaşlarını tutamadı ve büyük ustanın eline sarılıp öptükten sonra ona adeta yalvardı: "Ustaların ustası, pehlivanların pehlivanı, koçyiğit ağam benim. Gel bırakalım bu güreşi, sözlerinle yendin sen beni. Elimde ayağımda derman koymadın. Bu söylediklerinden sonra ben seni tutamam gayri. İstersen sen tut beni, vur sırtımı yere…" Aliço da meydanı çevreleyen kalabalık gibi çok duygulanmıştı, nerede ise ağlayacaktı. Deliormanlı'nın alnına sıcak bir buse kondurdu. "Bu meydan bundan sonra senindir artık. Senin gibi bir pehlivan ortaya çıktıktan sonra gözüm arkada kalmadan ayrılacağım buralardan. Ödül de başpehlivanlık da senindir, ikisi de helal olsun sana oğul" dedi.

O günden sonra Türk güreşinde Koca Yusuf'un devri başladı… "

www.biyografi.net - 2012

Er Meydanı

UÇAK TASARIMINDA TEMEL İLKELER

" İnsanın benliğinin ya da ruhunun bir kısmının uzay ve zamanın yasalarına konu olmadığına tamamen inanıyorum. "

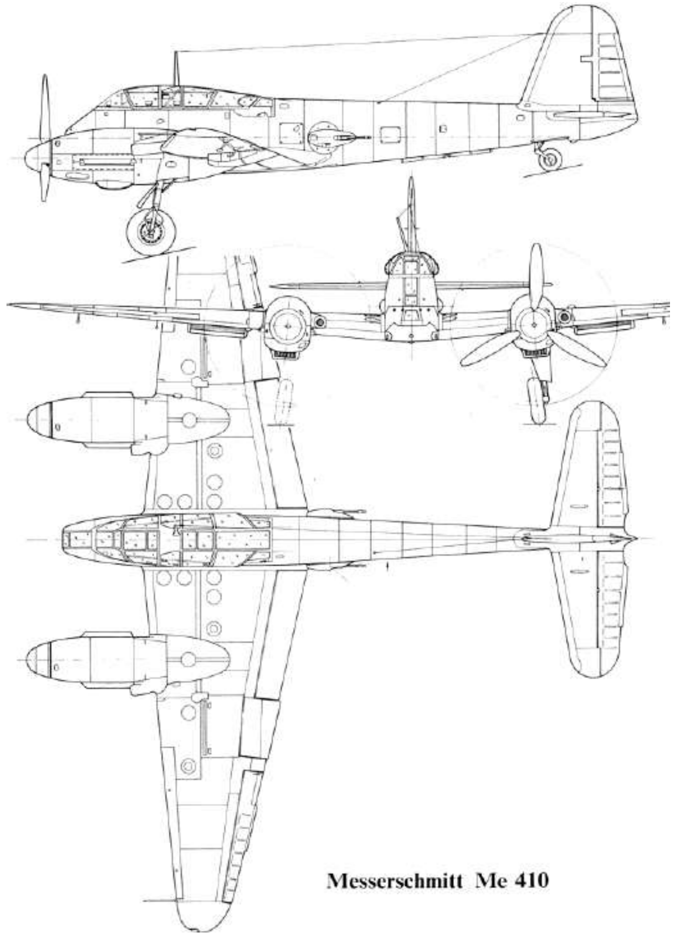
Carl Gustav Jung

"Büyük patlama daha zayıf olsaydı evren neredeyse kendi üzerine çökmüş olacaktı. Öte yandan daha güçlü bir patlama olmuş olsaydı evren hızla dağılacaktı ve gökadalar da oluşamayacaktı. Patlama ile çekim arasında çok hassas bir uyumun varlığı görünüyor. "

Paul Davies

8.1 Giriş

Uçak tasarımını bilim ve sanatın el ele verdiği bir dal olarak tanımlayabiliriz. Bu nedenle tasarım sanatını sadece kitap ve dergilere bağlı kalarak öğrenmek pek mümkün değildir. Onlara ilave olarak tecrübe ve deneyimler gerektirir. Uçak tasarımını tanımlama sadedinde söylenecek söz onun hamur kâğıt ya da bilgisayar ortamında ama sanal düzeyde entelektüel bir yaratım süreci olduğudur. Bu süreç sonunda elde edilen ürün ihtiyaç sahiplerinin beklentilerini karşılamak veya yenilik adına farklı düşünce ve deneyimleri sergilemektir. İlkinde ticari kaygı ve beklentiler ikincisinde ise bilinmeyene doğru yönelmiş macera tutkusu ön plandadır. İster somut kaygı isterse de bilinmezlik sezgisi olsun tasarım sanatını entelektüel bir uğraş olarak nitelemek yanlış olmaz, dolayısıyla bilgi ile tecrübenin yanında yeniliklere açık gezgin bir ruh dünyası da başarılı bir tasarımın olmasa olmazlarındandır.



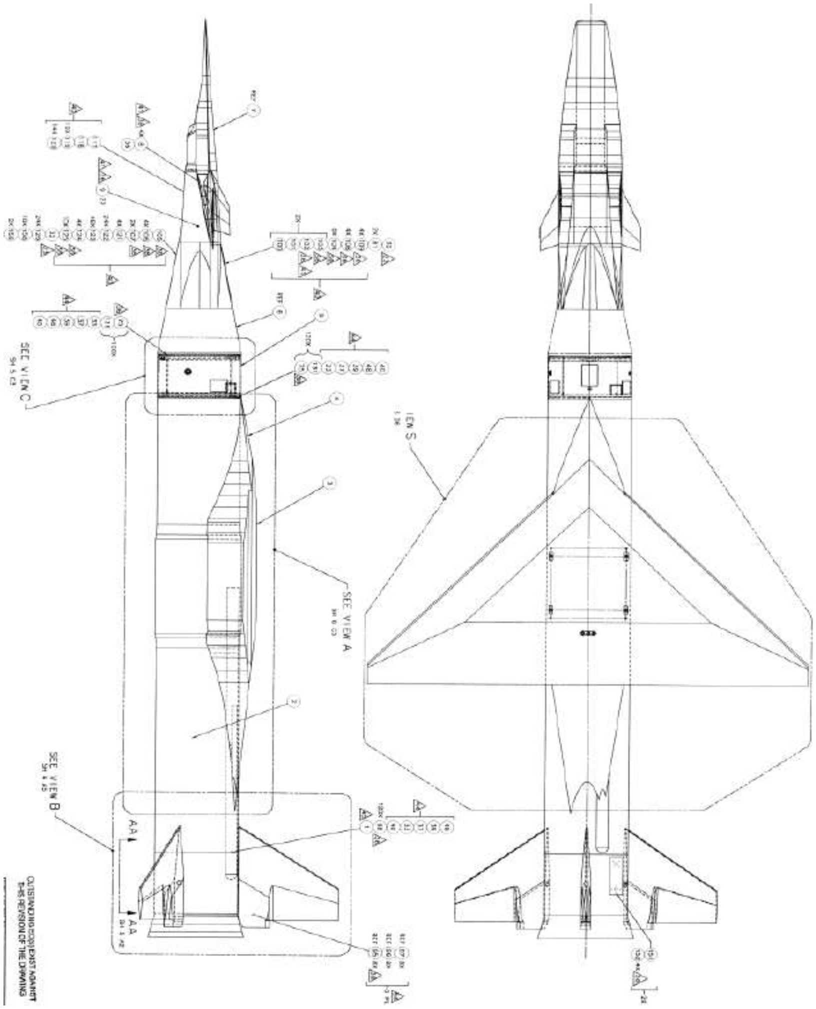
Şekil 8.1(a) Me 410 uçağına ait kavramsal tasarım çıktısı; yandan, önden ve üstten görünüm.

8.2 Tasarımda temel safhalar

Kısa ama yoğun tecrübelere sahip uçak tasarımının geçmişinden günümüze gelen süreç içersinde yaşanılan deneyimler tasarım sürecinin zaman paralelinde üç safhaya ayrılabileceğini göstermektedir. Bu safhalar kavramsal tasarım, öncel tasarım ve detay tasarım alt süreçleridir.

8.2.1 Kavramsal tasarım

Tasarım süreci yeni bir hava aracından beklenen niteliklerin belirlenmesi ile veya yeni bir düşünce ya da teknolojinin uygulamasını istemekle başlar. Sonunda elde edilen ürün ise belki biraz bulanık ama şekil, ebat, ağırlık ve performans açısından özellikleri nispeten belli tasarımdır.



Şekil 8.1(b) Sesüstü hızlarda uçan X-43 ve onu taşıyan rokete ait yandan ve üstten görünüm.

Kavramsal tasarımın sonunda hava aracının genel görünümü elde edilir. Dolayısıyla hayalimizdeki hava aracını farklı perspektiflerden eğri ve yüzeylerle somutlaştırabilir ve hatta onu sanal ortamda canlandırabiliriz. Burada kastedilen animasyondan öte simülasyondur. Daha açık bir ifade ile gerçek hesap değerleri ile elde edilen bilginin somutlaştırılmasıdır. Kavramsal tasarım safhasında hava aracının gövde şekli, kanatlarının şekli ve gövdeye göre yeri, kuyruk dâhilindeki yatay ve dikey yüzeylerin şekilleri ve yerleri, itki sisteminin ebat ve yerleşimi, iniş takımların ebat bilgisi ve düzenlenmesi gibi konular netleştirilir.

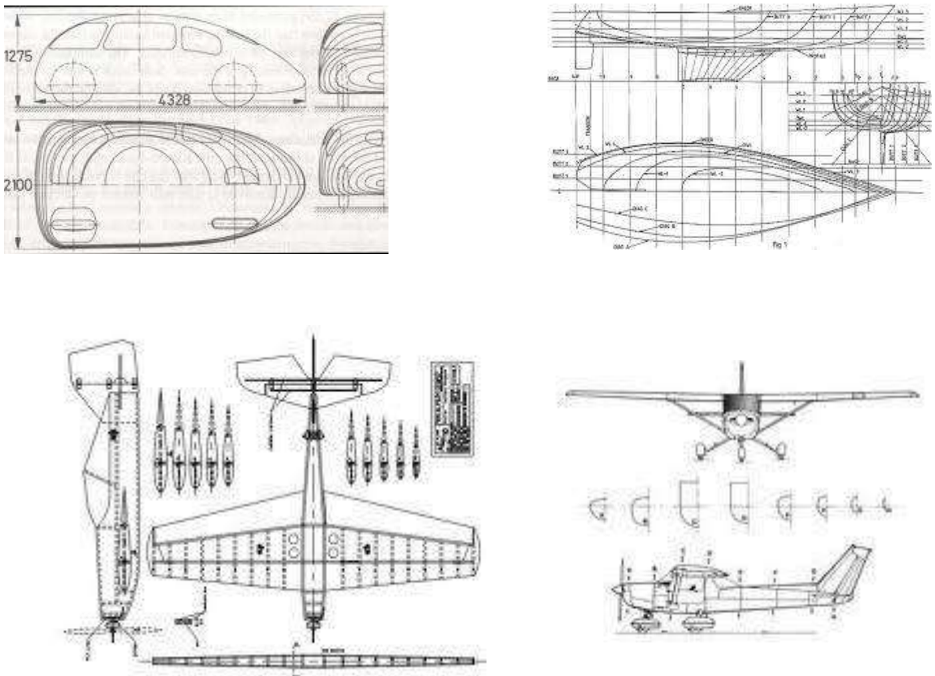
Kavramsal tasarımın detay seviyesini Şekil 8.1'de verilen örnekte görebiliriz. Bu safhanın şekillenmesinde rol oynayan ana dallar aerodinamik, itki ve performanstır. Öncelikle cevaplanması gereken ilk soru yapılan tasarımın istenen gerekleri ya da diğer bir ifade ile beklentileri karşılayıp karşılayamadığıdır. Eğer elde edilen veriler cevabın evet olduğunu gösteriyorsa bu sefer de sunulan tasarım çözümünün en iyi tasarım olup olmadığı sorusunun cevabı aranır. Nihayetinde her iki sorunsalın çözümü de kavramsal tasarım safhasının sonunda büyük oranda yanıtlanmış olmalıdır. Şekil ve biçime yönelik bu arayışın ötesinde yapısal veya kontrol temelli sorunlar üzerinde doğrudan durulmaz.

Kavramsal tasarım diğer tasarım safhalarına göre işyükü açısından daha düşük bir seviyedir. Ancak önem derecesi bakımından durum farklıdır. Zira kavramsal tasarım aşamasında yapılan yanlış bir tercih sonrasında ciddi ve geri dönülmesi zor sonuçlar doğurabilir. Bu nedenle kavramsal tasarım diğer iki safhaya göre ayrı bir öneme sahiptir. Ayrıca tasarımın sanatsal yönü de en çok bu safhada kendini gösterme fırsatı bulur.

8.2.2 Öncel tasarım

Öncel tasarım safhasında hava aracının genel konfigürasyonunda ya da diğer bir ifade ile yapılandırmasında küçük değişikliklere gidilir. Esasen büyük değişikliğe gitmek kavramsal tasarımın tekrar gözden geçirilmesi ve sürecin yeniden başlatılması manasına gelir. Bu safhada dikkate alınan ana işlemler ise ciddi yapısal tasarım ve kontrol analizleridir. Yapılandırmada yapılacak tasarım değişikliklerinin ana kaynağı ise hesaplamalı akışkanlar dinamiğine dayalı akış analizleri ile rüzgâr tüneli test verileridir. Hesaplamalı akışkanlar dinamiği (HAD) büyük oranda sayısal hesaplama teknikleri kullanılarak yapılan hesaplamalara dayanır ve neredeyse tüm çalışmaları bilgisayar ortamında gerçekleştirir. Rüzgâr tüneli testleri ise genellikle dinamik benzerlik kuralları çerçevesinde yapılır. Dinamik benzerlik kapsamında dikkate alınan önemli unsurlar geometri ve akış alanı benzerliğidir. Pratik manada geometri benzerliği hava aracının küçük ölçekli modelinin yapılması ve akış alanı benzerliği ise Re sayısı ile Mach sayılarının eşitliği demektir. Gerek HAD ve gerekse de rüzgâr tüneli çalışmalarından elde edilen veriler öngörülemeyen ve daha da önemlisi istenmeyen aerodinamik etkilerle kararsızlıkların belirlenmesinde önemli rol oynar. Öncel tasarımın sonunda hava aracına ait yapılandırma ve şekil son halini alır ve belli bir hassasiyetle belirlenmiş olur. Elde edilen şekil ve biçimin çizilmesi işlemine ise "kesitleme" (lofting) adı verilir. Kesitleme işlemi ile hava aracına ait dış geometri hassas bir şekilde matematiksel olarak modellenmiş olur.

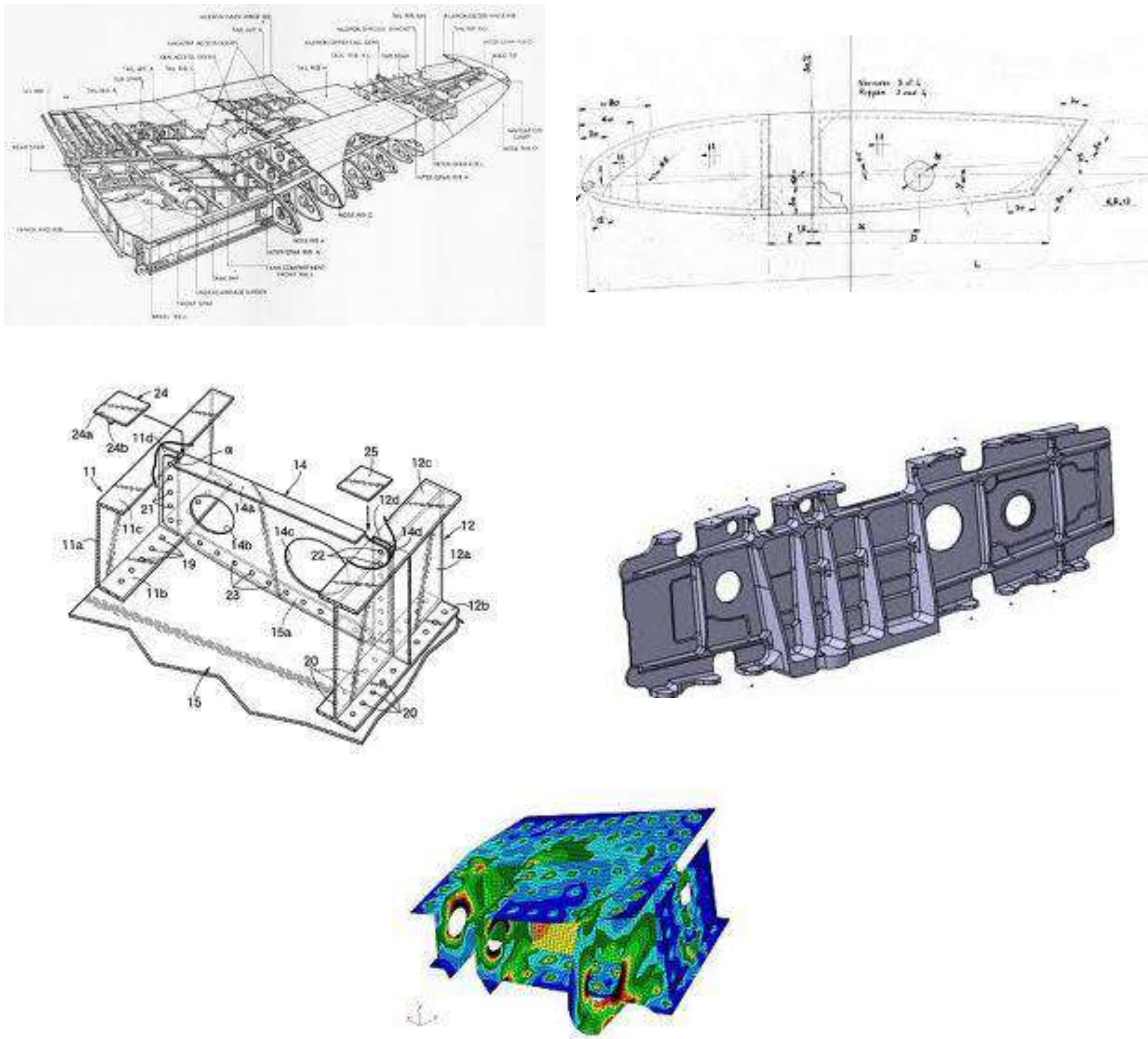
Öncel tasarım sonuçları tasarım safhasının bir sonraki adımı olan imalat sürecine geçiş için bizi yönlendiren yegâne veridir. Zira detay tasarım imalat süreci için gerekli çizimleri kapsar ve bu süreci şekillendiren de öncel tasarımda elde edilen nihai geometridir. Üretime karar vermek kolay bir süreç değildir. Yanlış alınan bir karar harcanan büyük miktarda mali kaynak demektir ve bu da ticari bağlamda bir şirket için ölümcül olabilir.



Şekil 8.2 Kesitleme kara, deniz ve hava araçları için tasarımda önemli bir adımdır.

8.2.3 Detay tasarım

Aerodinamik, itki, yapı, performans ve uçuş kontrol analizlerinin tamamlanmasını içeren öncel tasarımdan sonra geriye detay tasarım safhası kalır. Detay tasarım safhası imalat için gerekli tüm detayları içeren bir süreçtir. Bu meyanda yapısal olarak öne çıkan kuyruk ve kanatlardaki profil elemanları, kirişler, gövdedeki halka kirişler ile dış yüzeyi oluşturan kaplama elemanları tek tek tasarlanır. Ayrıca yapısal elemanların birbirleri ile bütünleştirilmesi de önceden öngörülür. Detay tasarım esasen sadece hava aracı yapı elemanlarının tasarımını kapsamaz, ilave olarak yapı elemanlarının üretimi için gerekli imalat takım ve avadanlıklarının tasarım sürecini de kapsar. Detay tasarım safhasının tamamlanması ile beraber hava aracı tasarımında sona gelinmiş olur. Artık sadece iş üretim programının detaylandırılmasına kalır.



Şekil 8.3 Detay tasarımda imalata esas mekanik tasarım ve analiz işlemleri gerçekleştirilir.

8.3 Kavramsal tasarımda 7 temel aşama

Tasarım süreci her ne kadar hesaplama ve analiz üzerine bina edilse de sürecin doğasında yaratıcı düşünce ve seçim olguları vardır. Dolayısıyla çözüm sadedinde farklı seçenekler ve bu seçeneklerin algılanma seviyelerine göre farklı tercihler söz konusu olabilir. Böyle bir yaklaşım çözümün tek ve alternatifsiz olduğu yargısını da ortadan kaldırır. Farklı yaklaşımlar farklı sistematik süreçleri doğurabilir. Aşağıdaki diyagramda basit ama mümkün mertebe kapsayıcı bir kavramsal tasarım süreci görülmektedir.

1. Gereksinimler

2. Ağrılık tahmini

3. Önemli performans parametreleri
- **a.** Azami taşıma katsayısı $C_{L_{maks}}$
- **b.** Taşıma-sürükleme oranı L/D
- **c.** Kanat yüklemesi W/S
- **d.** İtki yüklemesi T/W

Hayır

4. Şekil ve boyut bilgisi içeren genel yapılandırma.

5. Ağırlık tahmininin güncellenmesi

6. Performans analizleri

Gereksinimler karşılanıyor mu?

Evet

7. Eniyileme süreci

Eldeki tasarım en iyisi mi?

Şekil 8.4 Kavramsal tasarımın 7 temel aşaması.

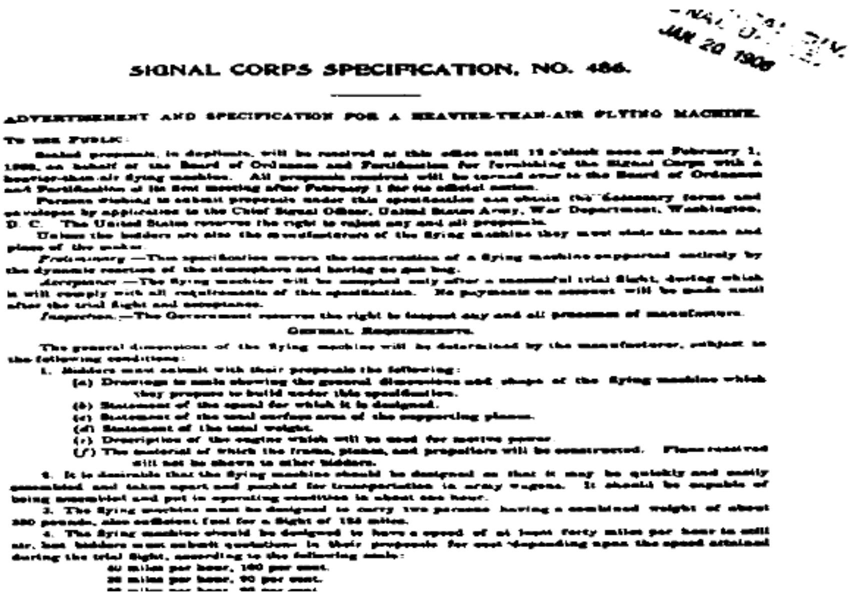
8.3.1 Gereksinimler

Bir hava aracının tasarımında sürecin başlangıcı gereksinimlerin ortaya konmasına dayanır. Gereksinimler tasarımı planlanan hava aracından beklenilen özelliklerdir. Tabiatıyla bu özellikleri hava aracını kullanması beklenilen müşteri belirler. Askeri uçaklarda müşteri devlettir. Devlet adına hava aracının özelliklerini ya da diğer bir ifade ile isterlerini tespit eden kurum ise genellikle Savunma Bakanlığı'dır. Sivil uçaklarda ise genellikle müşteri hava yolu şirketleridir. Ancak yolcu taşına yerine diğer gayeler için üretilen uçaklarda isterler pazardaki talep ve yönelimlere göre daha çok hava aracı üreticisi firma tarafından öngörülür. Ancak bu öngörüyü büyük oranda şekillendiren kişisel hava aracı sahipleri olan bireysel müşterilerdir.

Kullanım amaçlarına göre oldukça geniş bir yelpazeye sahip hava araçlarının gereksinimlerini birebir genelleştirmek zordur. Bununla beraber her hava aracında önem arz eden ve önceden müşteri ya da üretici tarafından öngörülmesi gereken isterleri aşağıdaki gibi sıralamak mümkündür;

- Menzil “range”
- Kalkış mesafesi “takeoff distance”
- Toptanayrılma hızı “stalling velocity”
- Havada kalış süresi “endurance”
- Azami hız “maximum velocity”
- Tırmanma hızı “rate of climb”
- Özellikle muharip uçaklar için azami dönüş hızı veya asgari dönüş yarıçapı “maximum turn rate “ “minimum turn radius”
- Azami yük faktörü “maximum load factor”
- Servis tavanı “service ceiling”
- Maliyet
- Güvenilirlik ve bakım kolaylığı
- Azami boyut

İfade edilen yukarıdaki gereksinimlere ekleme yapmak mümkündür. Hava aracının kulanım maksadına göre isterler listesi uzayıp kısalabilir. Geçmiş dönemlerde nispeten kısa olan isterler dokümanı günümüzde oldukça kapsamlı ve detaylı dosya içeriklerini kapsamaktadır. Müteakip Şekil 8.5 dâhilinde tarihi açıdan öneme sahip ilk askeri görev isterler dokümanı görülmektedir.


JAN 20 1908

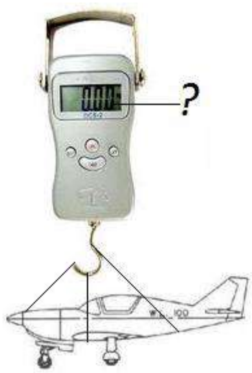
SIGNAL CORPS SPECIFICATION, NO. 486.

ADVERTISEMENT AND SPECIFICATION FOR A HEAVIER-THAN-AIR FLYING MACHINE.

Şekil 8.5 Amerikan Kara Kuvvetlerine ait 1908 tarihli askeri uçak görev isterler dokümanı

8.3.2 Uçağın ağırlığı – ilk tahmin

Herhangi bir hava aracının yerden havalanabilmesi için yerine getirmesi gereken ilk şart kendi ağırlığından daha büyük bir taşıma ya da diğer bir ifade ile kaldırma kuvveti üretmesidir. Bu meyanda hava aracının ağırlığını önceden öngörmek neredeyse tüm tasarım sürecinin başlangıcıdır. Tasarımın da öncelikli olarak cevaplaması gereken soru öngörülen ağırlığı taşıyabilecek aerodinamik kuvvetin üretilip üretilemeyeceği, akabinde ise üretilecek aerodinamik kuvvetin büyük sürükleme kuvvetine neden olmadan bunu gerçekleştirip gerçekleştiremeyeceğidir. Dolayısıyla aerodinamik kuvvetin dikey bileşeninin mümkün mertebe yüksek, yatay bileşeninin ise bir o kadar düşük olması istenir.



Şekil 8.6 Tasarım süreci ilk ağırlık tahmini ile başlar.

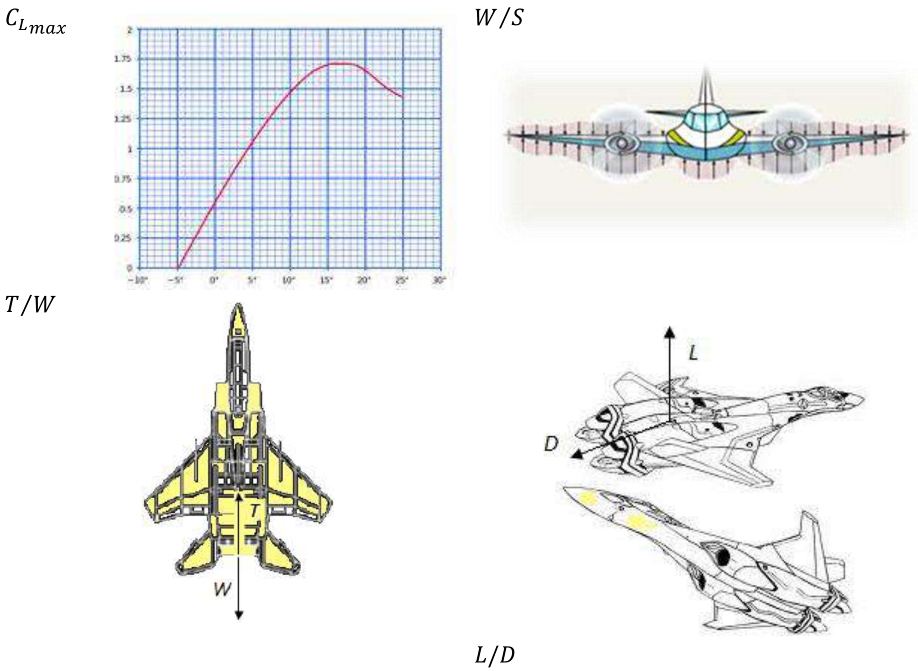
8.3.3 Önemli performans parametreleri

Hava aracının performans parametrelerini şekillendiren unsur tasarım gerekleridir. Önem arz eden performans parametrelerini;

- Azami taşıma katsayısı, $C_{L_{max}}$,
- Seyir uçuş rejiminde taşımanın sürüklemeye oranı, L/D,
- Kanat yüklemesi W/S,
- İtki yüklemesi, T/W,

şeklinde sıralamak mümkündür.

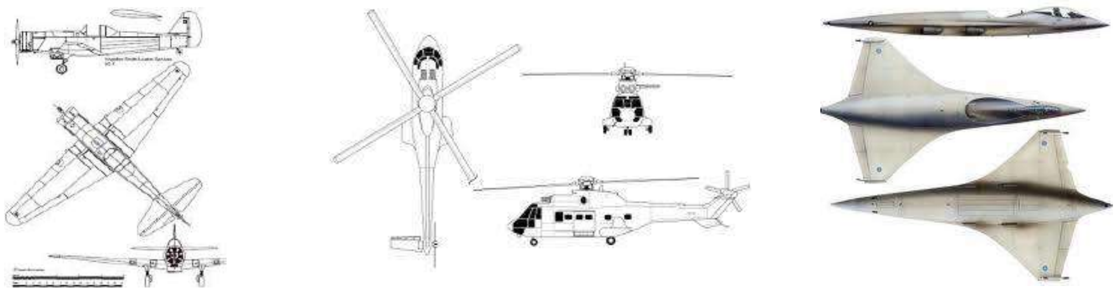
Performans parametrelerinden ilk ikisi öncelikle seçilen kanat profiline ve dolayısıyla da kanadın özelliklerine bağlıdır. Üçüncü parametre olan kanat yüklemesi de esasen yine kanada bağlı olarak şekillenir, zira ifadedeki alan terimi kanat alanını temsil etmektedir. Son parametreye şekil veren olgu ise seçilen itki sistemidir. Bununla beraber itki seçimi sürükleme kuvvetlerine bağlıdır. Sürükleme kuvvetini ise yine aynı hava aracı elemanı, taşıyıcı yüzey hükmündeki kanatlar belirler. Hülasa, performans parametrelerinin temelinde kanat profili ve kanat olgusu yatmaktadır dense yeridir.



Şekil 8.7 Performans parametreleri kavramsal tasarımı şekillendirir.

8.3.4 Taslak çizim

Taslak çizim hava aracının şekil ve boyutlarını içeren teknik resmidir. Hava aracının ağırlığının tahmini ile beraber önemli performans parametrelerinin hesap edilmesi neticesinde hava aracının kaba da olsa geometri ve boyut bilgilerini tespit etmek mümkündür. Taslak çizimi farklı seviyelerde görselleştirmek mümkündür. Genellikle başlangıç çizimi elle yapılan eskiz çalışması şeklindedir. Profesyonellik seviyesine göre gelişmiş bilgisayar destekli çizim yazılımları kullanarak tasarımın ölçekli ama geometrik olarak birebir katı modellerini de çizmek mümkündür.



Şekil 8.8 Taslak çizim ve katı modelleme tasarımda önemli bir aşamanın aşıldığını gösterir.

8.3.5 Tutarlı ağırlık tahmini

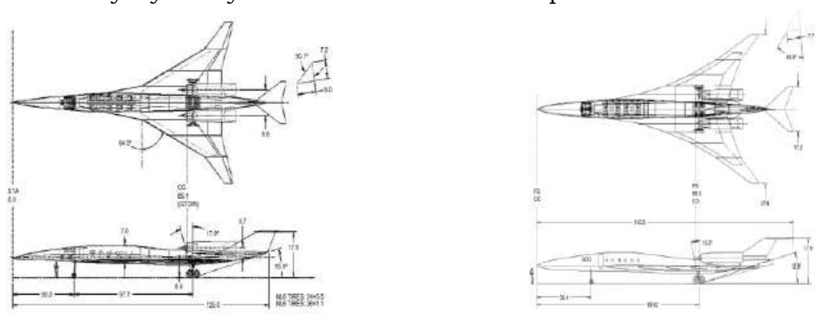
Belirlenen performans parametreleri ile taslak çizim sonrasında elde edilen hava aracı yapılandırması ağırlık tahminini daha detaylı, dolayısıyla daha tutarlı bir şekilde hesaplamak için yeterli olur. Özellikle taslak çizimin hava aracına ait ana uçak elemanlarının yer ve boyut bilgisini içermesi yerel ya da eleman bazında ağırlık tahminini kolaylaştırır. Hatta günümüzün modern katı modelleme programları verilen geometri ve özgül ağırlık değerlerine göre ağırlık dağılımını ve ağırlık merkezini kısa sürede hesaplayabilir niteliktedir.

8.3.6 Performans analizi

Kabaca geometri ve boyut bilgisi belirlenen hava aracının ilk performans analiz hesaplamaları bu safhada gerçekleştirilir. Performans hesaplamalarının sonuçları kavramsal tasarım safhası açısından önemlidir. Zira yapılan tasarımın istenen performans özelliklerini sağlayıp sağlayamadığı kabaca bu aşamada belli olur. İsterlerin karşılanması halinde bir sonraki aşamaya geçilir. Aksi hale tekrarlı işlem süreci başlar. Beklentilerin karşılanamadığı tasarımda önceden öngörülen veya hesaplanan performans parametrelerine geri dönülür ve daha tutarlı yeni değerler dikkate alınarak dar kapsamlı süreç yeniden başlatılır. Sürecin her zaman başarılı olması beklenmemelidir. Bazen istenen performans özelliklerini tanımlayan isterler gerçekçi olmayabilir, ya da güncel teknolojik seviye isterleri karşılamada yetersiz kalabilir. Böyle bir durumda isterlerin kaynağı olan hava aracı muhtemel kullanıcısı ile görüşülüp gereksinimlerin daha gerçekçi olarak tanımlanması yoluna gidilebilir.

8.3.7 Eniyileme

Öngörülen performans parametreleri ile analiz sonucu elde edilen performans değerlerinin örtüşmesi sonrasında kavramsal tasarımın daha da iyi hale getirilmesi aşamasına geçilir. Bu aşama eniyileme aşaması olarak adlandırılır ve temelde T/W itki yüklemesi ya da W/S kanat yüklemesi gibi parametrelerin tasarımı etkilemesi dikkate alınarak performans değerlerinin azamileştirilmesi hedeflenir. Doğal olarak farklı parametre değerleri farklı hava aracı yapılandırmasına neden olacaktır. Dolayısıyla eniyileme süreci tekrarlı ve nispeten zaman alıcı bir süreçtir.



Şekil 8.9 Sesüstü uçağın eniyileme başlangıcında ve sonrasında görünümü.

8.3.8 Kısıt diyagramı

Beklenen isterleri karşılayacak hava aracı tasarımını kısıtlayan bazı hususlar söz konusudur. Bu kısıtların kaynağı fiziksel engeller ya da doğrudan doğruya isterlerin kendisi olabilir. Örneğin önemli performans parametrelerinden olan itki ve kanat yüklemesi değerleri arasında etkileşim söz konusudur. İtki yüklemesi tanımı içeriğinde bulunan W ağırlık değerinin artması itki yüklemesini azaltıcı rol oynar, buna mukabil kanat yüklemesi değerini ise artırır. Ayrıca bu iki parametre değerinin dikkate alınması ile hesaplanan kalkış ve iniş mesafeleri ile azami yük katsayısı değerleri de gerek itki ve gerekse de kanat yüklemesi için belirli değer aralıklarını gerektirir. Dolayısıyla her iki parametrenin alabileceği değerleri belli bir çözüm uzayı bölgesinde seçme zorunluluğu doğar. Bu zorunluluk kısıt diyagramını şekillendiren ana unsurdur.

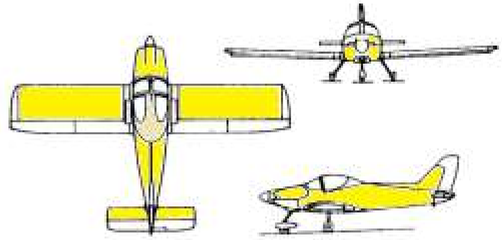
8.3.9 Uçakların sınıflandırılması

Uçakları farklı ölçütlere göre sınıflandırmak mümkündür. Hava araçlarının gruplandırılması özellikle tasarım açısından önem arz eder, zira tasarım aşamasında yapılan öngörüler istatistikî verilere, diğer bir ifade ile benzer tipteki diğer uçakların özelliklerine göre şekillenir. Uçaklar aşağıdaki gibi bir sınıflandırmaya tabi tutulabilir;

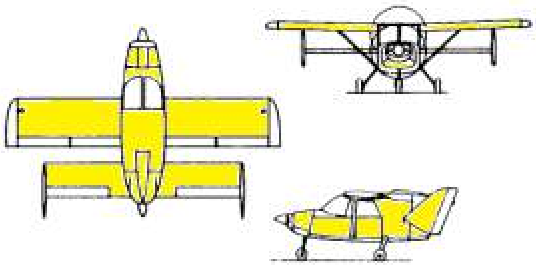
- Amatör yapımı uçaklar,
- Piston pervaneli, tek motorlu uçaklar,
- Piston pervaneli, çift motorlu uçaklar,
- Tarım uçakları,
- İş jetleri,
- Bölgesel turboprop motorlu uçaklar,
- Ticari jet nakliye uçakları,
- Turboprop motorlu askeri nakliye uçakları,
- Askeri jet nakliye uçakları,
- Askeri bombardıman uçakları,
- Deniz uçakları,
- Askeri savaş uçakları,
- Sesüstü yolcu uçakları,
- İnsansız hava araçları.

Müteakip şekillerde bahse konu uçak tipleri ve örnekleri görülmektedir.

Amatör yapım uçaklar

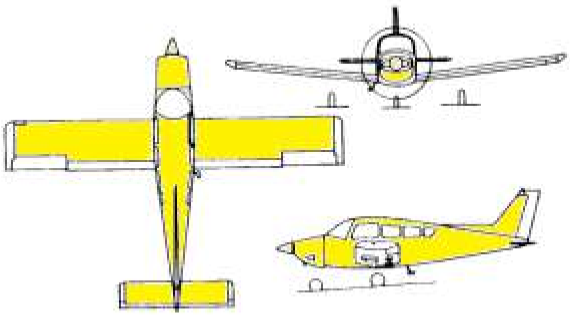


COATES S.A. III SWALESONG

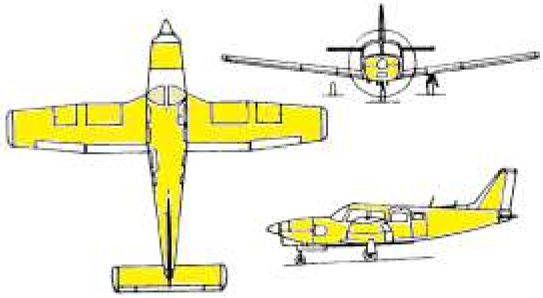


PIEL C.P. 500

Piston pervaneli tek motorlu uçaklar

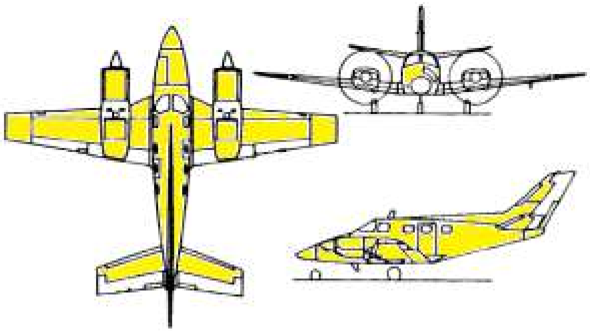


BEACHCRAFT MUSKETEER SUPER R

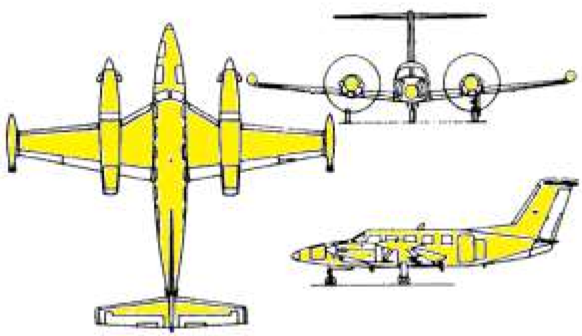


PIPER PA-32R-301T TURBO SARATOGA

<u>Piston pervaneli çift motorlu uçaklar</u>

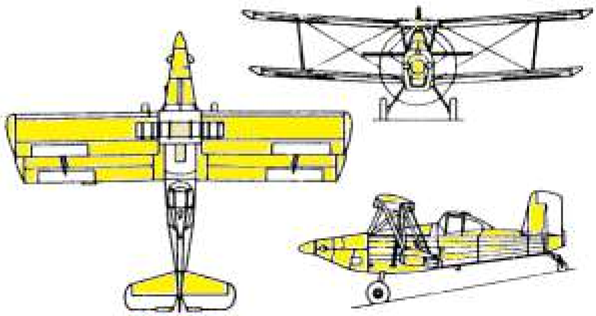


BEACHCRAFT A60 DUKE

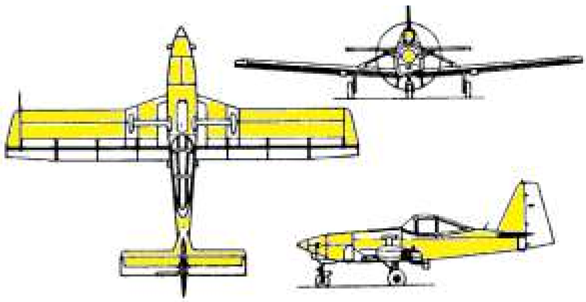


PIPER CHEYENNE III

Tarım uçakları

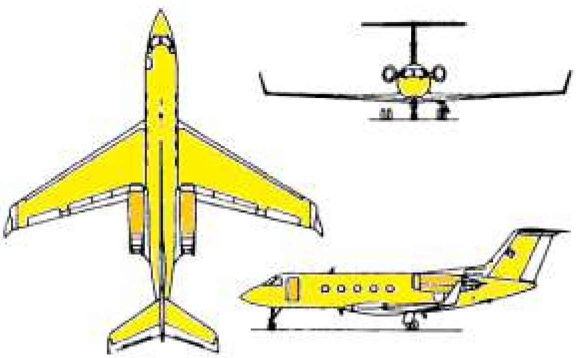


SCHWEIZER AG-CAT TURBINE G-164D

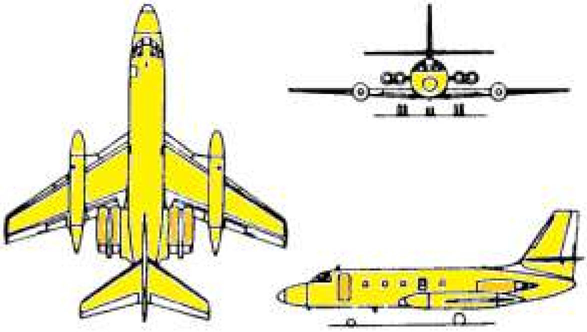


NDN-6 FIELDMASTER

İş jetleri

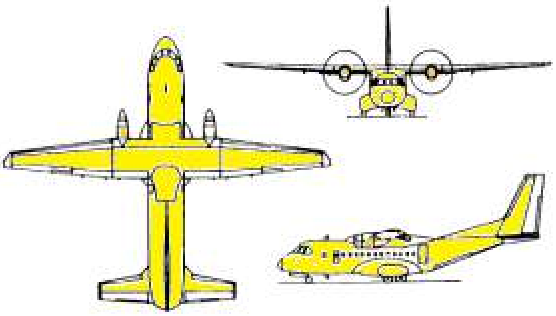


GULSTREAM III

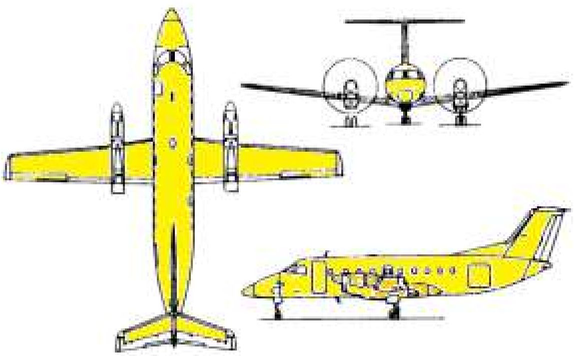


LOCKHEED JETSTAR

Bölgesel turboprop motorlu uçaklar

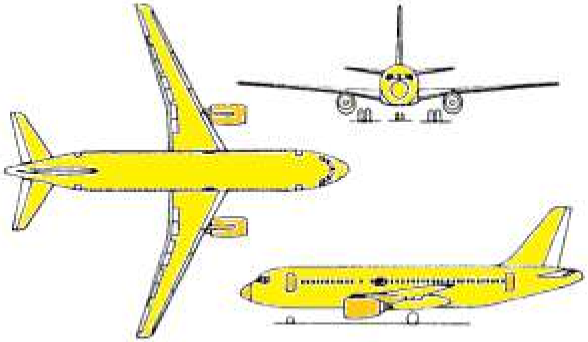


CASA CN-235

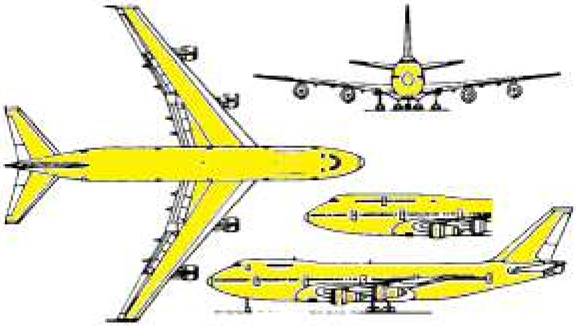


EMBRAER EMB-120

Ticari jet nakliye uçakları

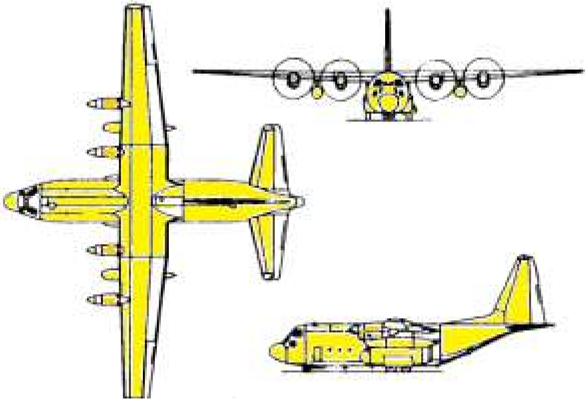


AIRBUS A320-200

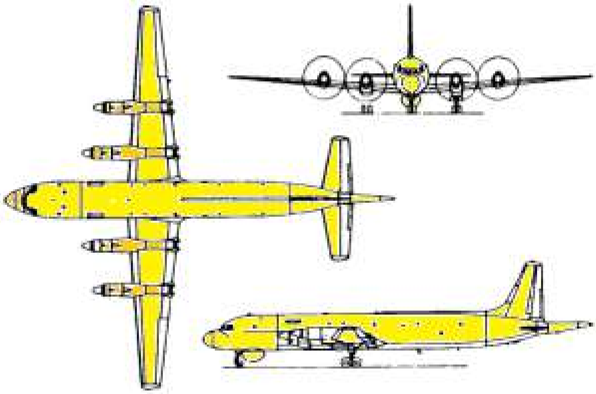


BOEİNG 747-200B

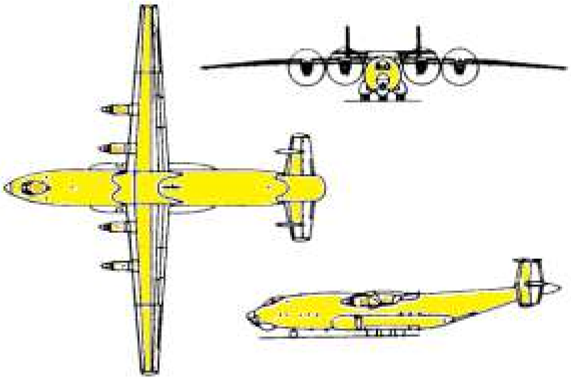
Turboprop motorlu askeri nakliye uçakları



C-130E HERCULES

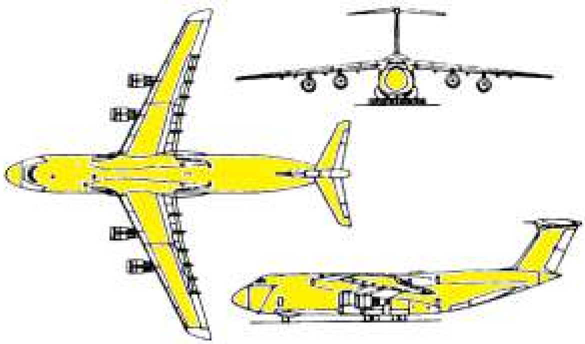


ILYUSHIN IL-38

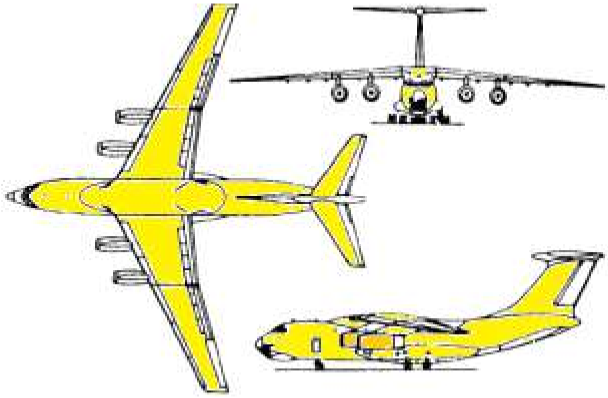


ANTONOV AN-22

Askeri jet nakliye uçakları

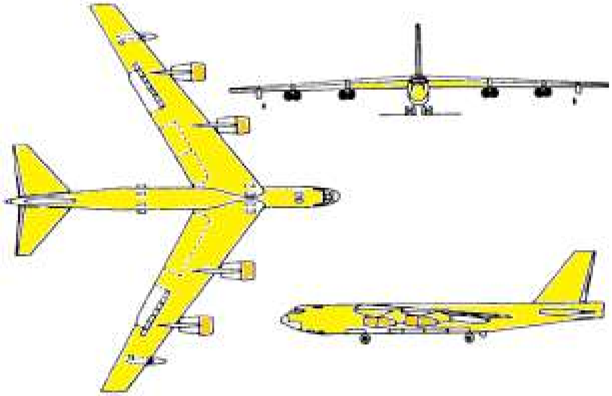


C-5B GALAXY

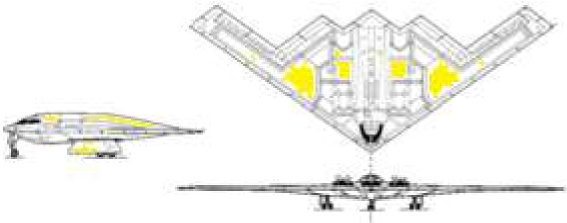


ILYUSHIN IL-76T

Askeri bombardıman uçakları

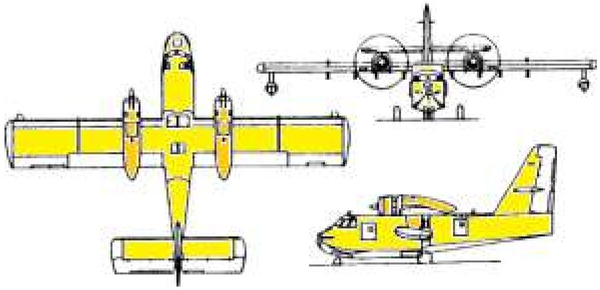


BOEING B-52H

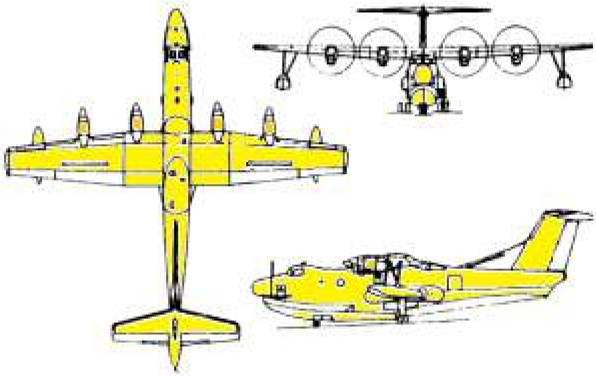


NORTHROP B-2

<u>Deniz uçakları</u>

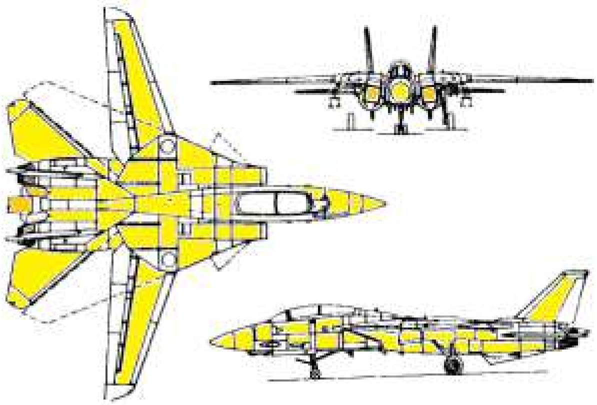


CANADAIR CL-215

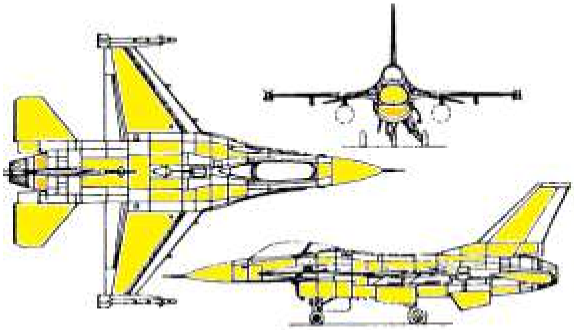


SHIN MEIWA US-1

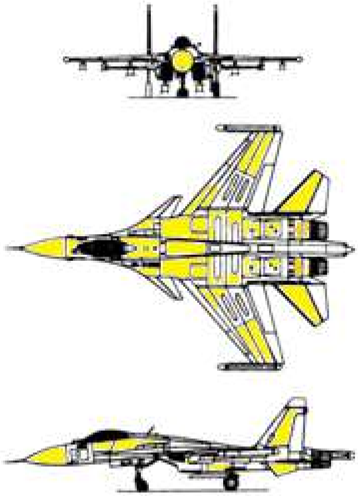
<u>Askeri savaş uçakları</u>



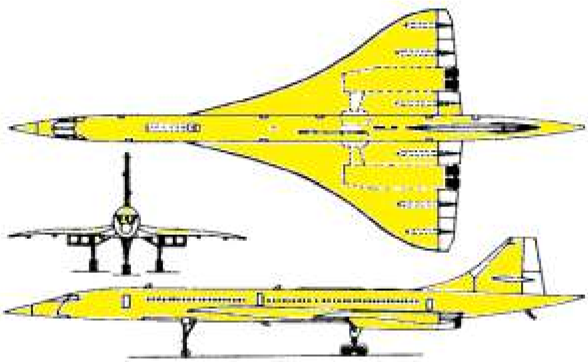
F-14A TOMCAT



F-16 FALCON

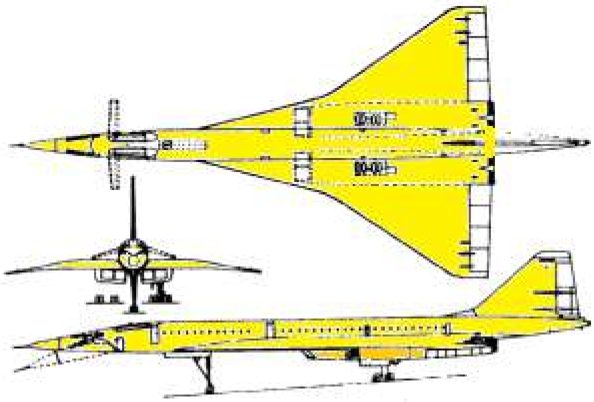


SUKHOI SU-35



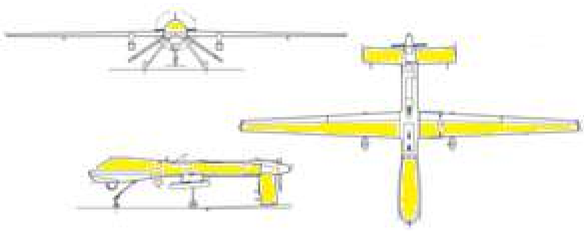
<u>Sesüstü yolcu uçakları</u>

CONCORDE



TUPOLEV TU-144

İnsansız hava araçları



GENERAL ATOMICS MQ-1B

BAYKAR ÇALDIRAN

Atilla
Hun İmparatoru
406–453

Babası Muncuk Han'dır. Amcası Rua, onu babası öldükten sonra bozkırda tek başına yaşamaya çalışırken buldu ve yanına aldı. Vizigotlara karşı Roma İmparatorluğu'yla ittifak yapan Atilla, bir süreliğine Roma'ya Flavius Aetius'un davetlisi olarak gitti. Her şey iyiye giderken, Rua'nın ölüm haberini aldı. Geri dönerek kardeşi Bleda ile birlikte Hun İmparatorluğu'nun ortak hükümdarı oldu. Bleda 445 yılında öldü. Bu durum Atilla'nın tek başına Hun hükümdarı olmasını sağlamıştır. Daha sonra âşık olduğu esir kızla evlenen Atilla'nın bir oğlu oldu, doğum sırasında eşi hayatını kaybetti.

Hükümdarlığı boyunca ordusu ile Batı ve Doğu Roma İmparatorluklarını sık sık istila eden Atilla, Orta Çağ kaynaklarında acımasızlığı ile anılır. Bu nedenle de Avrupa'da "Tanrının Kırbacı" olarak anılır.

Buna karşılık Alman efsanelerinde Atilla, çok büyük ve iyiliksever bir hükümdardır. Atilla'nın sarayında birçok Germen hükümdarı yaşar. Nibelungen Destanı, Hun-Germen mücadelelerinden meydana gelir. Bu hikâyelerde Atilla, Etzel adında büyük otoriteye sahip, barışsever ve yalnız asilere karşı kılıç kuşanan asil ruhlu bir hükümdardır. Avrupa Hun İmparatorluğunun başkenti olan Etzelburg adının buradan geldiği bilinmektedir. Aetius ile yaptığı Katalon Savaşında Roma ordusu dağılmış Batı Got kralı Theodeirch ölmüştür. Atilla ordusunu dinlendirerek kaçan Aetius'u takip etmedi. Batı Roma İmparatorluğuna sefer yaparken Papa'nın araya girmesiyle Atilla Roma'yı fethetmedi ve vergiye bağladı. Atilla 453 yılında son eşi tarafından gerdek gecesi öldürüldü.

Wikipedia.org - 2012

Avrupa Hun Devleti
Bayrağı

PERVANELİ UÇAK TASARIMI

"*Sevgide güneş gibi ol, dostluk ve kardeşlikte akarsu gibi ol, hataları örtmede gece gibi ol, tevazuda toprak gibi ol, öfkede ölü gibi ol, her ne olursan ol, ya olduğun gibi görün, ya göründüğün gibi ol.*"

Mevlana Celaleddin Rumi

9.1 Giriş

Bu bölüm kapsamında sesaltı hızlarda uçan pervaneli bir uçağın kavramsal tasarım aşamaları hesaplamalı olarak ele alınmaktadır. Hesaplamalarda dikkate alınan denklemler verilmekte ve istatistikî verilerin alındığı şekiller de ayrıca gösterilmektedir.

9.2 Gereksinimler

Tasarım sürecinin başlangıcı olan gereksinimlerin ya da diğer bir ifade ile isterlerin tespiti daha önce de ifade edildiği üzere daha çok müşteri olarak ifade ettiğimiz kullanıcı tarafından belirlenir. Buna göre ticari nakliye işleri ile uğraşan bir firmanın işadamlarına yönelik yeni bir uçağı kullanmak istediğini, zira küreselleşen dünyada seyahat ihtiyaçlarının arttığını ve şirketlerin de gittikçe daha fazla iş gezisine ihtiyaç duyduğunu düşünelim. Havayolu şirketinin bu bağlamda istediği uçağın aşağıdaki özellikleri taşıması gerektiğini düşünelim;

- Söz konusu uçak 5 yolcu ve ilave olarak 1 pilot taşıma kapasitesinde olmalı,
- Uçak basınçlandırılma özelliğine sahip olmalı,
- İç mekânı konforlu olmalı,
- Seyir hızı 250 mi/h olmalı,
- Menzili 1200 mi olmalı,
- Servis tavanı 25.000 ft olmalı,
- Deniz seviyesindeki tırmanma hızı 1.000 ft/min olmalı,
- Toptanayrılma hızı en fazla 70 mi/h olmalı,
- İniş mesafesi 2.200 ft olmalı,
- Kalkış mesafesi 2.500 ft olmalı.
- Uçakta 1 veya daha fazla ama piston pervaneli motor kullanılmalıdır.

9.3 Uçağın ağırlığı ve ilk tahmin

Gereksinimlerin elde edilmesini müteakip yapılmasını gereken ilk işlem uçağa ait toplam ağırlık değerinin tahmin edilmesidir. Uçağın ağırlığı değişik alt ağırlıklardan oluşur. Bu ağırlıkları mürettebat ağırlığı, paralı yük ağırlığı, yakıt ağırlığı ve boş ağırlık şeklinde tasnif edebiliriz.

$W_{m\ddot{u}r}$ Mürettebat ağırlığı dâhilinde dikkate alınan ağırlık hava aracının kullanılması kapsamında ihtiyaç duyulan personelin ağırlığıdır. Bizim tasarımını yaptığımız hava aracında sadece 1 pilot uçağın uçurulabilmesi için yeterlidir.

W_{py} Paralı yük ağırlığı dâhilinde dikkate alınan ağırlık basit ifadesi ile uçağın para kazandırdığı ağırlığı ya da neden üretildiğini gösteren ağırlığı ifade eder. Söz konusu tasarım uçağının ana gayesi yolcu taşımak olup, isterler dokümanına göre toplam 5 yolcu taşımak gerekmektedir. Hava aracının gayesi yolcu taşımak yerine daha başka görevleri de kapsayabilir. Örneğin bir savaş uçağında ana gaye mühimmatın taşınmasıdır. Dolayısıyla paralı yük olarak taşınması gereken füze, bomba veya benzeri yükler dikkate alınır.

W_{yk} Yakıt ağırlığı dâhili yakıt depolarındaki yakıtın ağırlığıdır. Uçuş süresi boyunca itki sistemi tarafından yakıt sürekli olarak tüketilir. Dolayısıyla yakıt ağırlığı değeri zaman içinde değişen ve temelde de azalan bir değerdir.

W_b Boş ağırlık değeri yukarıda ifade edilen ağırlıklar dışında kalan diğer tüm ağırlık değerlerini kapsar. Bu bağlamda motor ağırlıklarını, uçağın tüm yapısal ağırlığını ve yakıt haricinde harcanması muhtemel diğer gaz ve sıvı ağırlıklarını sayabiliriz.

Yukarıda ifade edilen ağırlık değerlerinin toplamı uçağın toplam ağırlık değerini verir. Toplam ağırlık değeri, W, bünyesindeki değişken ağırlık değerleri nedeniyle değişkenlik gösterir. Bu nedenle toplam ağırlık değeri olarak hava aracının görevinin başlangıcındaki ağırlık değeri dikkate alınır ve W_0 simgesi ile ifade edilir. Buna göre toplam ağırlık değerini;

$$W_0 = W_{m\ddot{u}r} + W_{py} + W_{yk} + W_b \tag{9.1}$$

şeklinde ifade etmek mümkündür. Tahmin edileceği üzere buradaki W_{yk} ağırlığı başlangıçtaki yakıt ağırlık değeridir. W_0 tasarım süreci açısından önem arz eder, zira ilk tahmin edilecek değer hava aracı toplam ağırlık değeridir. Yukarıda ifade edilen denklemi uygun bir güdümleme ile

$$W_0 = W_{m\ddot{u}r} + W_{py} + \frac{W_{yk}}{W_0} W_0 + \frac{W_b}{W_0} W_0 \tag{9.2}$$

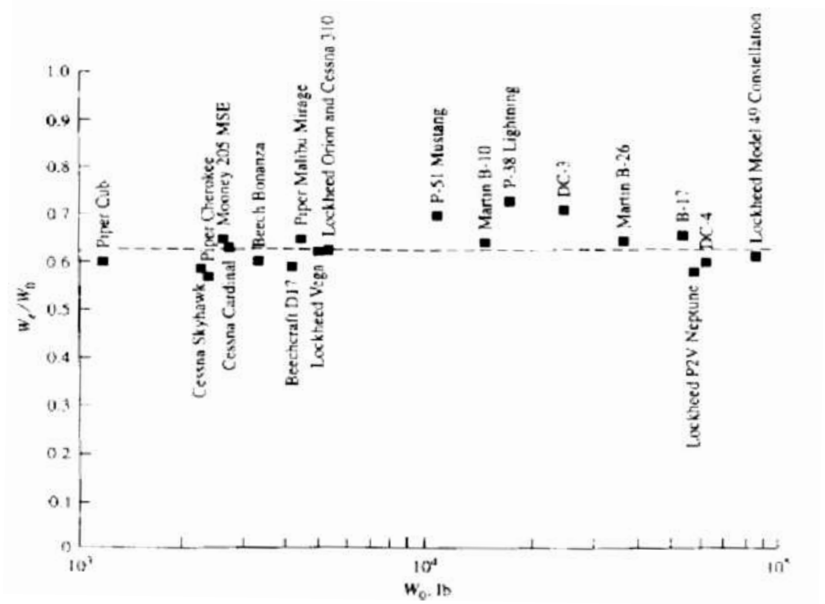
veya

$$W_0 = \frac{W_{m\ddot{u}r} + W_{py}}{1 - \frac{W_{yk}}{W_0} - \frac{W_b}{W_0}} \tag{9.3}$$

şeklinde yazmak mümkündür. Bu denklemin payındaki ifadeler isterler kapsamında zaten bilinmektedir. Bilinmeyen değerler ise paydadadır. Her ne kadar yakıt ve boş ağırlık kesirleri olarak terimlendirilen bu oranlar bilinmese de bazı yaklaşımlarla söz konusu değerleri öngörebilir, dolayısıyla toplam ağırlık değerine ulaşabiliriz.

9.3.1 W_b/W_0 Tahmini

Pek çok hava aracı devrimsel olmaktan ziyade evrimsel bir süreçle ortaya çıkar. Daha açık bir ifade ile yeni hava aracı tasarımı büyük oranda önceki zaman diliminde tasarlanıp kullanıma sunulan diğer hava araçlarına ait verilerin dikkate alınması ile yapılır. Bu meyanda istatistikî veriler ve eğilimler büyük önem arz eder. Aşağıdaki grafikte piston pervaneli hava araçlarına ait istatistikî veriler toplam ve boş ağırlık parametreleri dikkate alınarak resmedilmiştir. Verilen veri 1930 ila 2000 yılları arası servise verilen 19 farklı uçağa aittir.



Şekil 9.1 Geçmiş dönemlerdeki bazı piston pervaneli uçaklara ait W_b/W_0değerleri.

Grafikten de görüldüğü üzere toplam ağırlığı 10.000 lb altındaki uçaklar için W_b/W_0değeri 0,62 değeri etrafında kümelenmektedir. Ağırlığın daha büyük olduğu hava araçlarında ise boş ağırlık kesrinin daha yüksek değerlerde kümelendiği görülmektedir. Ancak bu uçakların tarihsel seyir içersindeki eski uçaklar olduğu görülecektir. Dolayısıyla üzerinde çalıştığımız tasarımımızın ilk boş ağırlık kesri değeri için 0,62 değerini tahmin etmemiz mümkündür.

$$\frac{W_b}{W_0} = 0{,}62 \tag{9.4}$$

Diğer taraftan boş ağırlık kesrini daha detaylı olarak öngörmek de mümkündür. Bu meyanda yine istatistikî verilere eğri uydurma yöntemi ile elde edilen bazı denklemleri kullanabiliriz. Boş ağırlık kesri tahmini için dikkate alabileceğimiz denklem;

$$\frac{W_b}{W_0} = AW_0^C K \tag{9.5}$$

şeklinde yazılabilir. Burada A ve C terimleri uçak tipine göre belirlenen katsayıları, K ise kanat okaçısının sabit veya değişken olmasına bağlı olarak dikkate alınan diğer bir katsayıyı ifade etmektedir. Eğer hava aracına ait kanatlar değişken okaçılı ise K değeri 1,04, sabit okaçılı ise 1,00 olarak dikkate alınır. Aşağıdaki çizelgede uçak tiplerine göre katsayı değerleri verilmiştir.

Uçak tipi	A	C
Planör – motorsuz	0,86	-0,05
Planör – motorlu	0,91	-0,05
Amatör – metal/tahta	1,19	-0,09
Amatör – kompozit	0,99	-0,09
Genel havacılık uçağı – tek motorlu	2,36	-0,18
Genel havacılık uçağı – çift motorlu	1,51	-0,10
Tarım uçağı	0,74	-0,03
Çift turboprop motorlu uçak	0,96	-0,05
Deniz uçağı – gövde üzeri	1,09	-0,05
Jet eğitim uçağı	1,59	-0,10
Jet savaş uçağı	2,34	-0,13
Askeri kargo/bombardıman uçağı	0,93	-0,07
Jet nakliye uçağı	1,02	-0,06

Çizelge 9.1 Boş ağırlık dâhilinde katsayı değerleri.

Gövdesi deniz içinde tutunabilen deniz uçağı “flying boat”

Buna göre üzerinde çalıştığımız tasarımımızın ilk boş ağırlık kesri değeri için;

$$\frac{W_b}{W_0} = 2{,}36 W_0^{-0{,}18} \tag{9.6}$$

denklemini dikkate alabiliriz. Bu denklemde katsayı seçerken hava aracımızın tek motorlu genel havacılık uçağı tipinde olduğu varsayılmıştır. Hatırlatmak gerekirse genel havacılık uçağı ifadede geçtiği üzere genel bir hava aracı tanımlaması olup, askeri veya yük ya da yolcu taşıyan uçaklar dışındaki diğer hava araçlarını kapsamaktadır. Diğer taraftan boş ağırlık kesri için böyle bir yaklaşımın yapılması Denklem (9.3)’ün çözümünde iteratif yöntemlerin kullanılmasını gerektirir.

9.3.2 W_{yk}/W_0 Tahmini

Öngörülen hava aracı görevinin gerçekleşmesi için gerekli yakıt miktarı büyük oranda seçilen itki sistemine, bu bağlamda motor ve pervane grubuna bağlıdır. Motorda özgül yakıt sarfiyatı, pervanede ise pervane verimi önem arz eder. İtki grubu haricinde dikkate alınması gereken diğer önemli bir özellik ise L/D

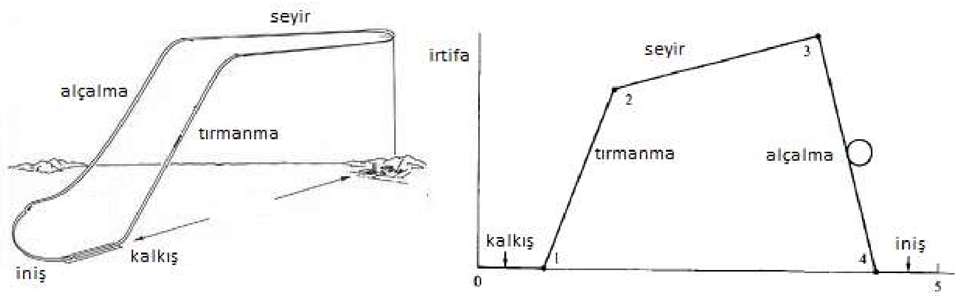
taşımanın sürüklemeye oranı değeridir. Bahsedilen etmenlerin dikkate alındığı denklem Brequet menzil denklemi olup, piston pervaneli uçaklar için;

$$R = \frac{\eta_{pr}}{c}\frac{L}{D}ln\left(\frac{W_{i-1}}{W_i}\right) \tag{9.7}$$

şeklinde verilir. Aynı ilişki jet motorlu uçaklar içinse

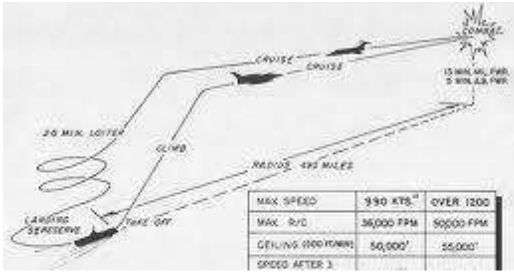
$$R = \frac{2}{c_t}\sqrt{\frac{2C_L}{\rho_\infty S}}\frac{1}{C_D}\left(\sqrt{W_{i-1}} - \sqrt{W_i}\right) \tag{9.8}$$

biçiminde ifade edilmektedir.



Şekil 9.2 Basit bir örnek görev profili.

İlk denklemde geçen c değeri pervaneli motora ait özgül yakıt sarfiyatını, η_{pr} terimi pervane verimini, ikinci denklemde geçen c_t değeri ise jet motoruna ait özgül yakıt sarfiyatını C_L ve C_D sırasıyla taşıma ve sürükleme katsayılarını, ρ_∞ serbest akım yoğunluğunu ve S terimi de kanat alanını ifade etmektedir. W_i terimi ise müteakip paragrafta belirtilmektedir. Yakıt sarfiyatı hava aracının motorunun çalıştırılması ile başlar ve görev sonu motorun durdurulması ile sona erer. Dolayısıyla tüm süre boyunca harcanan yakıt toplam yakıt sarfiyatını ifade eder. Hava aracının bu süreç zarfında yaptığı hareketleri değişik kısımlara ayırabiliriz. Geneline görev profili (mission profile) denilen bu kısımları sırasıyla kalkış, tırmanma, seyir, alçalma ve iniş olarak tanımlayabiliriz. Şekil 9.2 dâhilinde örnek bir görev profili verilmiştir. Verilen görev profili tasarımı üzerinde durulan hava aracı için de geçerlidir. Zira isterler dâhilinde ifade edilen ana görev belli bir yerden başka bir yere yolcu taşma şeklindedir.



Şekil 9.3 Muharip uçak tipi için diğer basit bir örnek görev profili.

Görev profili hava aracının motorunun çalıştırılması ile başlar. Müteakiben görev profilinin ilk bacağı olan 0-1 kalkış bacağı motorun ısınması, taksi ve kalkış işlemlerini kapsar. Kalkışı takiben 1-2 aralığında seyir irtifasına tırmanış başlar. Daha sonra ise uçuşun en uzun bölümü olan ve 2-3 aralığında gösterilen seyir uçuşu gerçekleşir. Seyir uçuşunda genellikle hız ve taşıma katsayısının sabit olması, buna mukabil yoğunluğun azaltılması ya da diğer bir ifade ile irtifanın kademeli olarak arttırılması genellikle tercih edilen bir yaklaşımdır. İrtifanın arttırılmasının arka planında yatan neden ise hava aracının ürettiği taşıma kuvvetinin yine hava aracının ağırlığına paralel olarak azaltılması istemidir. Zira uçuş süresi boyunca harcanan yakıt nedeniyle ağırlık sürekli olarak azalır. Ağırlık ile taşıma kuvveti arasında dengenin sağlanması için de hava aracının ürettiği taşıma kuvvetinin azaltılması gerekir. Seyir uçuşunu takiben alçalma bacağı başlar. Alçalma bacağı 3-4 aralığında olup, iniş öncesi olası hava trafiği kaynaklı gecikmeler de uçuşun bu bölümünde dikkate alınır. Genellikle iniş öncesi meydan turu için 20 dakika gibi bir süre tasarım esnasında dikkate alınır. Son bölüm ise 4-5 aralığı olup, hava alanına yaklaşma ve iniş işlemlerini kapsar. Görev profilinin bölümlere ayrılması yakıt ağırlık kesrinin tahmininin daha isabetli bir şekilde yapılmasına olanak sağlar. Her bir uçuş bacağına ait ağırlık değerlerini;

$$\frac{W_i}{W_{i-1}} \tag{9.9}$$

şeklinde oranlamak mümkündür. Dolayısıyla görev profilinin başlangıcındaki hava aracı ağırlığı ile görev sonu hava aracı ağırlığı arasındaki oranı,

$$\frac{W_5}{W_0} = \frac{W_1}{W_0}\frac{W_2}{W_1}\frac{W_3}{W_2}\frac{W_4}{W_3}\frac{W_5}{W_4} \tag{9.10}$$

biçiminde, her bir görev bölümünün ağırlık kesirlerini kullanarak ifade edebiliriz. Örneğin bu ifadede W_1terimi tırmanma öncesi hava aracının ağırlığını, W_2terimi ise tırmanma sonrası seyir uçuşu öncesi hava aracının ağırlığını göstermektedir. Görev profilinin tamamlanmasını müteakip hava aracının yakıtının tamamen tüketilmiş olması öngörülür. Bu nedenle yakıt ağırlığını;

$$W_{yk} = W_0 - W_5 \tag{9.11}$$

veya

$$\frac{W_{yk}}{W_0} = 1 - \frac{W_5}{W_0} \qquad (9.12)$$

şeklinde ifade edebiliriz. Ancak bu ifadeyi belli bir emniyet payı ile beraber dikkate almakta yarar vardır. Şöyleki, öngörülemeyen uçuş zamanı gecikmeleri veya yakıt depolarında depoların tasarımlarından kaynaklanan ve kullanılamayan yakıt miktarları göz ardı edilmemelidir. Böyle bir yaklaşım takriben %6 mertebesinde ilave yakıt miktarı demektir. Dolayısıyla yukarıdaki ifadeyi;

$$\frac{W_{yk}}{W_0} = 1{,}06\left(1 - \frac{W_5}{W_0}\right) \qquad (9.13)$$

şeklinde revize ederek kullanmak daha doğru olur. Hülasa, yakıt ağırlık kesrinin hesaplanabilmesi için her bir uçuş bacağına ait kısmi ağırlık kesirlerinin öngörülmesi gerekmektedir. Kalkış bacağına ait ağırlık kesri değerini istatistikî verilere dayanarak;

$$\frac{W_1}{W_0} = 0{,}97 \qquad (9.14)$$

alabiliriz. Benzer şekilde yine geçmiş dönemlere ait istatistikî verilerden hareketle tırmanış bacağı için;

$$\frac{W_2}{W_1} = 0{,}985 \qquad (9.15)$$

değerini dikkate alabiliriz. Seyir uçuşuna ait ağırlık kesri değerini ise istatistikî verilerden ziyade menzil denkleminden hareketle elde edebiliriz. Hatırlanacağı üzere menzil denkleminde en önemli parametrelerden birisi fines olarak da ifade edilen L/D oranıydı. Dolayısıyla ağırlık kesri tahmini için öncelikle finesin tahmin edilmesi gerekir. Bununla beraber finesin hesap edilmesi içinde bulunulan aşamada zordur. Yapılabilecek yegâne işlem tıpkı önceki işlem basamaklarında olduğu gibi istatistikî verilere dayalı olarak tahminde bulunmaktır. Bu meyanda Loftin [1] tarafından verilen istatistikî veriler bizim için iyi bir başlangıç olabilir.

Beachcraft Bonanza

Uçak tipi	**Yıllar**	$(L/D)_{max}$
Cessna 310	1954–1980	13,0
Beachcraft Bonanza	1947-	13,8
Cessna 177 Cardinal	1968–1978	14,2

Çizelge 9.2 Bazı uçaklara ait fines değerleri.

Yukarıdaki küçük örnekleme çizelgesinde Loftin'den alınan bazı uçaklara ait L/D değerleri görülmektedir. Buna göre tasarımı üzerinde çalıştığımız uçak için fines değerini;

$$\left(\frac{L}{D}\right)_{max} = 14{,}0 \qquad (9.16)$$

olarak almak mümkündür.

Diğer taraftan menzil denklemindeki c özgül yakıt tüketim değeri için piston pervaneli motor tanımı kapsamında 0,4 lb/hp/h veya uygun birim dönüşümleri dikkate alındığında $2{,}02\text{x}10^{-7}$ lb.s/(ft.lb/s) ve η_{pr} pervane verimi için de değişken hatveli pervane tercihi dâhilinde 0,85 değerini göz önüne alabiliriz. Dikkat edilirse pervane veriminin dikkate alınması kapsamında pervane için bir tasarım tercihi de yapılmış oldu. Pervaneli uçak motorlarında pervane hatve açısının uçuş rejimine göre değişkenlik göstermesi sabit hatveli pervanelere göre daha pahalı ancak diğer taraftan daha verimli bir pervane manasına gelir. Dikkate alınan bu değerler ışığı altında menzil denklemini;

$$R = \frac{0{,}85}{2{,}02 \text{ x } 10^{-7}}.14.ln\left(\frac{W_2}{W_3}\right) \tag{9.17}$$

ve buradan da,

$$ln\left(\frac{W_2}{W_3}\right) = 1{,}697 \text{ x } 10^{-8}R \tag{9.18}$$

elde edilir. Hatırlanacağı üzere isterler bölümünde uçağımızın menzili 1200 mi olarak öngörülmüştü. Bu değeri ft cinsinden ifade eder ve yerine koyarsak;

$$ln\left(\frac{W_2}{W_3}\right) = 1{,}697 \text{ x } 10^{-8}.6{,}64 \text{ x } 10^{6} = 0{,}1127 \tag{9.19}$$

veya

$$\frac{W_3}{W_2} = {}^{1}\!/_{e^{0,1127}} = 0{,}893 \tag{9.20}$$

sonucuna ulaşılır.

Alçalma bacağı seyir uçuşundan inişe yaklaşmaya kadar geçen süreyi kapsar. Bu süre zarfında harcanan yakıtı seyir uçuşu kapsamında değerlendirebilir ve alçalmada yakıt tüketimini göz ardı edebiliriz. Dolayısıyla 3-4 arası ağırlık kesri değerini,

$$\frac{W_4}{W_3} = 1 \tag{9.21}$$

şeklinde dikkate almak mümkündür. Görev profilinin son bacağı olan iniş bölümündeki ağırlık kesri için yine istatistikî verileri kullanabilir ve yaklaşık olarak 0,995 değerini hesaba katabiliriz;

$$\frac{W_5}{W_4} = 0{,}995 \tag{9.22}$$

Şimdiye kadar gerek hesaplanan ve gerekse de öngörülen ağırlık kesirlerini Denklem (9.10) kapsamında yerlerine koyar ve matematiksel işlemleri yaparsak sonuçta görev profili başlangıç ve bitişi arasındaki ağırlık kesri değeri için;

$$\frac{W_5}{W_0} = (0{,}97).(0{,}985).(0{,}893).(1).(0{,}995)$$
$$\frac{W_5}{W_0} = 0{,}85 \quad (9.23)$$

oranına ulaşırız. Bu değeri Denklem (9.13) dâhilinde yerine koyarsak yakıt ağırlık kesri değeri için;

$$\frac{W_{yk}}{W_0} = 1{,}06(1 - 0{,}85) = 0{,}159 \quad (9.24)$$

sonucuna ulaşabiliriz.

9.3.3 W_0 hesabı

Toplam ağırlık değerinin hesaplanması için daha önce verilen Denklem (9.3) ifadesini ilave bazı verilerle bu aşamada kullanmak mümkündür. İhtiyaç duyulan ilave veriler mürettebat ve paralı yük ağırlık değerleridir. Hatırlanacağı üzere isterler dokümanı kapsamında mürettebat olarak sadece 1 pilot ve paralı yük bağlamında yolcu adedi olarak da 5 kişi olması öngörülmüştü. İster mürettebat ve isterse de yolcu olsun kişi başına düşen ortalama ağırlık değeri olarak farklı standart değerler söz konusu olsa da biz 170 lb değerini dikkate alabiliriz. Dolayısıyla mürettebat ağırlığını;

$$W_{mür} = 170\ lb \quad (9.25)$$

olarak ifade edebiliriz. Kişi sayısına ilave olarak her bir kişinin ki buna mürettebat da dâhil taşıyabileceği bagaj ağırlığını ise 20 lb olarak düşünmek mümkündür. Bu durumda paralı yük ağırlığını;

$$W_{py} = 5(170) + 6(20) = 970\ lb \quad (9.26)$$

şeklinde hesap edebiliriz. Daha önce hesap edilen ağırlık kesri değerleri ile bu kısımda bulunan ağırlık değerlerini Denklem (9.3) dâhilinde yerlerine koyabiliriz. Ancak hatırlanacağı üzere boş ağırlık kesri için iki farklı yaklaşımda bulunmuştuk. Bunlardan ilki boş ağırlık kesrini sabit bir değer olarak almaktaydı. İkinci yaklaşımda ise boş ağırlık kesri için bir denklem tahmininde bulunmuştuk. Öncelikle burada ilk yaklaşımı dikkate alır ve bilinen verileri yerlerine koyarsak;

$$W_0 = \frac{W_{mür} + W_{py}}{1 - \frac{W_{yk}}{W_0} - \frac{W_b}{W_0}} = \frac{170 + 970}{1 - 0{,}159 - 0{,}62} = 5.158\ lb \quad (9.27)$$

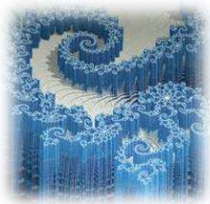
toplam ağırlık değerine ulaşırız. Aynı ana denklemi boş ağırlık kesri için dikkate alınan denklemi de dikkate alarak yazdığımızda ise;

$$W_0 = \frac{W_{mür} + W_{py}}{1 - \frac{W_{yk}}{W_0} - 2{,}36{W_0}^{-0{,}18}} = \frac{170 + 970}{1 - 0{,}159 - 2{,}36{W_0}^{-0{,}18}}$$
$$W_0 = \frac{1140}{0{,}841 - 2{,}36{W_0}^{-0{,}18}} \qquad (9.28)$$

denklemi elde edilir. Görüldüğü üzere bu denklem iteratif yöntemle çözülebilir. Aşağıda iterasyon adımları ve elde edilen veriler görülmektedir.

Tahmini W_0	$\frac{W_b}{W_0} = 2{,}36{W_0}^{-0{,}18}$	**Hesaplanan** W_0
5000	0,5094	3438
3500	0,5432	3828
3900	0,5327	3697
3700	0,5378	3760
3750	0,5365	3744
3745	0,5366	3745,68
3745,50	0,5366	3745,52

Çizelge 9.3 Boş ağırlık kesri için iterasyon adımları ve elde edilen değerler.



Tasarımda iterasyon önemli bir olgudur.

İterasyon sonucu elde edilen değer yaklaşık olarak 3745 lb şeklindedir. Bu değer bir önceki yaklaşımda elde edilen değer ile oldukça farklı görünmektedir. Ancak ileride yapılacak tutarlı ağırlık tahmini hesaplamasında da görüleceği üzere denklem yaklaşımı ile elde edilen değer daha iyi bir tahmini içermektedir.

Elde edilen ilk öngörüyü yakıt ağırlık kesrinde yerine koyarak toplam yakıt ağırlığını da hesaplayabiliriz. Buna göre;

$$\frac{W_{yk}}{W_0} = 0{,}159$$
$$W_{yk} = 0{,}159\ .5158 = 820\ lb \qquad (9.29)$$

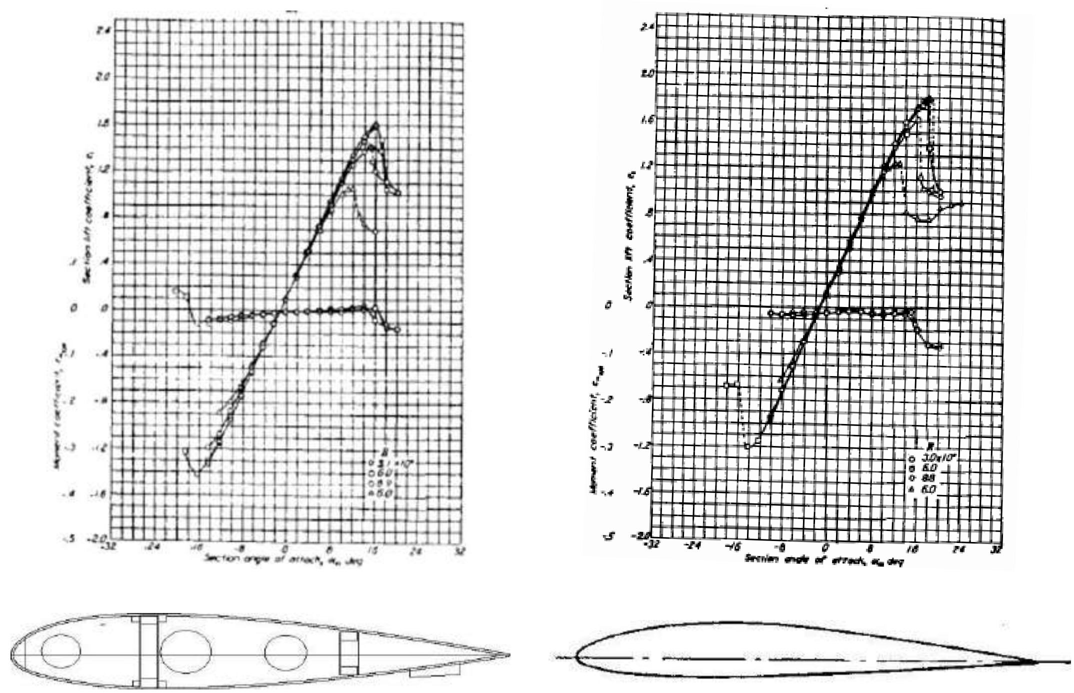
elde edilir. Havacılık sanayisinde kullanılan yakıtın galon başına ağırlığının 5,64 lb/gal olduğu dikkate alındığında hesap edilen yakıt ağırlığının hacimsel olarak yaklaşık 145,4 galon yer kaplayacağı kolayca görülebilir. Bu bilgi daha sonra yapılacak olan yakıt tanklarının boyutlandırılması işleminde girdi verisi olarak kullanılır.

9.4 Önemli performans parametrelerinin tahmini

Daha önce önemli performans parametreleri olarak $(C_L)_{max}$, L/D, W/S ve T/W parametreleri belirtilmişti. Bahse konu parametreler esas itibariyle isterler dokümanı kapsamında öngörülen azami hız, menzil, tavan irtifası, tırmanma hızı, toptanayrılma hızı, kalkış ve iniş mesafesi değerlerine bağlı olarak şekillenir.

9.4.1 Azami taşıma katsayısı

Azami taşıma katsayısı doğrudan doğruya kanadı şekillendiren kanat profili şekline veya seçimine bağlıdır. Üzerinde çalıştığımız tasarım tipi için genellikle laminer akış özelliğini sağlayan NACA 4-, 5- veya 6- basamaklı kanat profilleri tercih edilir. Özellikle 5- basamaklı kanat profil ailesinin yaygın bir kullanım alanı söz konusudur. Bu ailenin karakteristik özelliği yüksek taşıma katsayısına sahip olması, olumsuz yönü ise ani toptanayrılmaya maruz kalmasıdır.



Şekil 9.4 NACA 23018 ve NACA 23012 profiline ait aerodinamik katsayılar (C_L ile C_M) ve profillerin genel görünümü.

Kanat dâhilinde tercih edilen diğer bir yaklaşım ise kök ve uç veter boyunca aynı aileden farklı profillerin kullanımıdır. Aşağıdaki çizelgede bazı uçaklara ait profil tercihleri görülmektedir.

Piper Cheyenne

Uçak tipi	Kök kesiti	Uç kesiti
Beachcraft Bonanza	NACA 23016.5	NACA 23012
Beachcraft Baron	NACA 23015.5	NACA 23010.5
Cessna Caravan	NACA 23017.4	NACA 23012
Piper Cheyenne	NACA 63A415	NACA 63A212

Çizelge 9.4 Bazı uçaklara ait profil tercihleri.

Verilen örneklerden de anlaşılacağı üzere genellikle kanat kök kısmında daha kalın bir profil kullanılmakta olup, kanat ucuna doğru gidildikçe profil kalınlığı azalmaktadır. Böyle bir tercihin temelinde farklı mülahazalar söz konusudur. Yapısal açıdan yaklaşım değerlendirildiğinde kanada etki eden yükler ile tercihin uyumlu olduğu görülmektedir. Zira kanada etki eden yükler ve buna bağlı olarak meydana gelen moment değerleri kök kısmında büyük, kanat ucuna doğru ise düşük değerlerdedir. Dolayısıyla kanat kök kısmını yapısal olarak daha sağlam yapmak, buna mukabil uca doğru yapıyı incelterek fazla ağırlıktan kurtulmak tutarlı bir yaklaşımdır. Öte yandan kalın profiller ince profillere göre daha erken toptanayrılmaya maruz kalırlar. Dolayısıyla hava aracının hücum açısı arttığında önce kanat kök kısmı toptanayrılmaya maruz kalır. Buna mukabil aynı zaman dilimi içersinde kanat uç kısımlarında ise hala akım yüzeye tutunmuş durumdadır. Bu nedenle kumanda yüzeyleri olarak nitelendirilen kanatçıklar hala kontrol edilebilir niteliktedir. Bu özellik ise uçucu personele hava aracının tamamen toptanayrılmaya maruz kalmasından önce kurtulma zamanı ve imkânı verir. İlave olarak kanat kök kısımlarının kalın profil tercihi ile tasarlanması genellikle yakıt depolamak için ihtiyaç duyulan hacim gereksinimini de gidermiş olur. Üzerinde durduğumuz hava aracının kanadı dâhilinde kullanılmak üzere kök veterinde NACA 23018 profilini, uç veterinde ise NACA 23012 profilini tercih edelim. Kök ve uç veteri arasındaki geometriler içinse lineer olarak interpolasyonun ya da diğer bir ifade ile ara değerlerinin kullanılacağını düşünelim. Şekil 9.4 dâhilinde verilen grafiklere göre Reynolds sayısının yaklaşık olarak $3x10^6$ mertebesindeki değerleri için profillerin $(c_L)_{max}$ değerlerinin sırası ile 1,6 ve 1,8 olduğunu görebiliriz. Kanadın azami taşıma katsayısını ise belirtilen iki değerin ortalaması olduğunu varsayalım. Buna göre;

$$(c_L)_{max} = (1{,}6 + 1{,}8)/2 = 1{,}7 \tag{9.30}$$

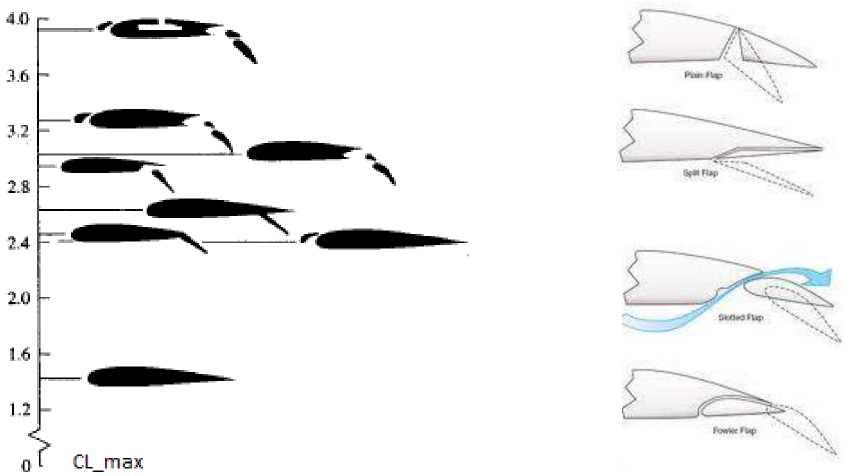
yazılabilir. Bu değerin özellikle iniş ve kalkış aşamalarında ilave firar kenarı flap kullanımı ile arttırılması mümkündür. Basit ama verimli bir tercih olan 45^0'lik düz flap düzenlemesinin kanat firar kenarı kök bölgesinde kullanılacağını varsayıp, azami taşıma katsayısını yaklaşık olarak %50 arttırdığımızı öngörerek;

$$(c_L)_{max} = 1{,}7 + 0{,}9 = 2{,}6 \tag{9.31}$$

değerini ulaşabiliriz. Bununla beraber dikkate alınan profil azami taşıma katsayıları 2 boyutlu akış ortamında geçerlidir. Zira 3 boyutlu akış alanı içersindeki profilin verimliliği yanal hava akımları nedeniyle kuramsal değerinden daha düşüktür. Bu düşüşün büyüklüğü ise açıklık oranının 5 ve üzeri olduğu kanatlar için %10 mertebesindedir. Dolayısıyla tasarlanan hava aracına ait kanadın azami taşıma katsayısının;

$$(C_L)_{max} = 0{,}9(c_L)_{max} = 0{,}9.\,2{,}6 = 2{,}34 \tag{9.32}$$

olacağını öngörmek mümkündür.



Şekil 9.5 Taşımayı arttırıcı sistemlerin taşıma katsayısına etkileri ve bazı flap örnekleri.

9.4.2 W/S Kanat yüklemesi

Kanat yüklemesi genellikle toptanayrılma hızına ve iniş mesafesine bağlı olarak elde edilir. Bununla beraber kanat yüklemesi değeri hava aracının azami süratini de etkiler. Zira kanat yüklemesi arttıkça azami sürat değeri de artar. Tasarladığımız hava aracının hızının nispeten düşük olduğunu düşünerek kanat yüklemesinde sadece toptanayrılma hızının V_{stall} ve iniş mesafesinin dikkate alınabileceğini söyleyebiliriz. Toptanayrılma hızını;

$$V_{stall} = \left(\frac{2}{\rho_\infty}\frac{W}{S}\frac{1}{(C_L)_{max}}\right)^{1/2} \tag{9.33}$$

denklemi ile ifade edebiliriz. Bu denklemden kanat yüklemesi değerini çektiğimizde;

$$\frac{W}{S} = \frac{1}{2}\rho_\infty V_{stall}^2 (C_L)_{max} \tag{9.34}$$

elde edilir. Denklemde geçen ρ_∞ yoğunluk değerini deniz seviyesinde 0,002377 slug/ft^3 olarak alabiliriz. Azami taşıma katsayısının değeri ise Denklem (9.32) kapsamında 2,34 olarak hesaplanmıştı. Toptanayrılma hızı ise isterler dokümanı dâhilinde 70 mi/h veya 102,7 ft/s olarak öngörülmüştü. Dolayısıyla toptanayrılma hızına bağlı olarak öngörülen kanat yüklemesi değerini;

$$\frac{W}{S} = \frac{1}{2}0{,}002377.102{,}7^2.2{,}34 = 29{,}3\ lb/ft^2 \tag{9.35}$$

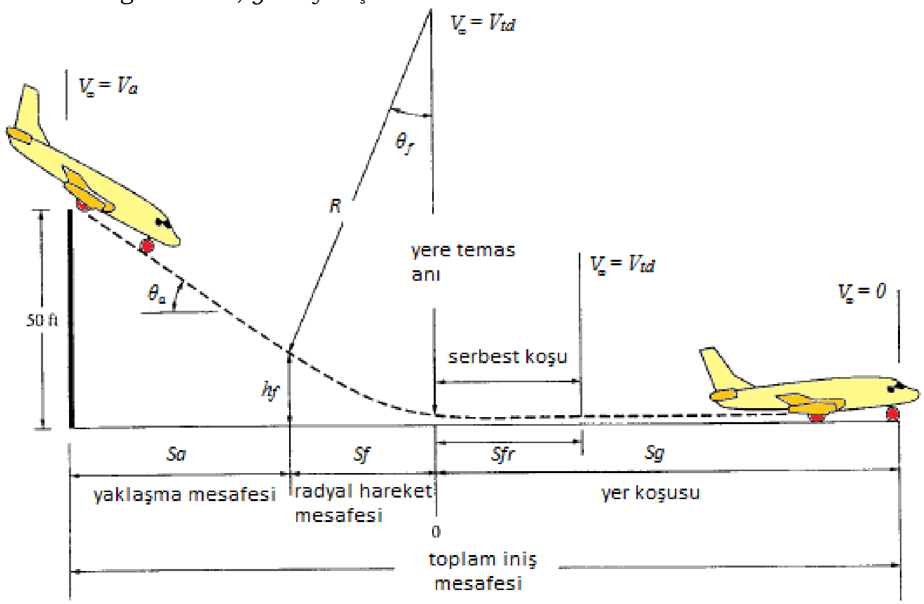
şeklinde hesaplayabiliriz. Öte yandan toplam iniş mesafesini s_a yaklaşma mesafesi, s_f palye mesafesi ve s_g yer koşusu şeklinde üçe ayırmak mümkündür. Yaklaşma açısı θ_a değeri ise fines ve itki yüklemesine bağlı olup,

$$\theta_a = \frac{1}{L/D} - \frac{T}{W} \tag{9.36}$$

denklemi ile verilir. Ancak denklemde geçen itki yüklemesi değeri henüz bilinmemektedir. Bununla beraber tasarımı yapılan hava aracının nihayetinde yolcu taşıma gayeli bir uçak olduğu göz önüne alınarak basitçe $\theta_a \leq 3^0$ alınabilir. Radyal hareketin söz konusu olduğu inişin ikinci aşamasında dönü yarıçapını;

$$R = \frac{V_f^2}{0{,}2g} \tag{9.37}$$

denklemi ile elde etmek mümkündür. Burada V_f radyal hareket esnasındaki ortalama teğetsel hızı, g ise yer çekimi ivmesini ifade etmektedir.



Şekil 9.6 İniş paterni ve mesafesi.

Teğetsel hız ticari uçaklar için genellikle $1{,}23V_{stall}$, askeri uçaklar içinse $1{,}15V_{stall}$ olarak dikkate alınır. Bu yaklaşımdan hareketle hız için;

$$V_f = 1{,}23V_{stall} = 1{,}23.102{,}7 = 126{,}3\ ft/s \tag{9.38}$$

ve radyal yarıçap için de;

$$R = \frac{V_f^2}{0{,}2g} = \frac{126{,}3^2}{0{,}2.32{,}2} = 2477\,ft \tag{9.39}$$

değeri elde edilir. Radyal hareketin başladığı yükseklik ise;

$$h_f = R(1 - cos\theta_a) = 2477(1 - \cos(3)) = 3{,}4\,ft \tag{9.40}$$

şeklinde hesaplanabilir. Ticari uçaklar için dikkate alınan 50 ft referans yükseklik değerini temel alarak hesapladığımız yaklaşma mesafesini ise;

$$s_a = \frac{50 - h_f}{tan\theta_a} = \frac{50 - 3{,}4}{\tan(3)} = 889\,ft \tag{9.41}$$

denklemi ile elde edebiliriz. Müteakiben yapılan radyal hareket mesafesini;

$$s_f = Rsin(\theta_a) = 2477.\sin(3) = 130\,ft \tag{9.42}$$

olarak hesaplamak mümkündür. Hava aracının tekerleklerinin yere değmesini müteakiben yapılan yer koşusunu iki kısma ayırabiliriz. Bu ayrımda dikkat edilen husus frenleme durumudur. Genellikle yere temas sonrasındaki belli bir süre için serbest hareket söz konusudur. Daha sonra ise frenleme yapılır. Yer koşusu mesafesi için;

$$s_g = jN\left(\frac{2}{\rho_\infty}\frac{W}{S}\frac{1}{(C_L)_{max}}\right)^{1/2} + \frac{j^2\left(\frac{W}{S}\right)}{g\rho_\infty(C_L)_{max}\,\mu_r} \tag{9.43}$$

denklemi dikkate alınabilir. Burada j terimi bir katsayı olup, esasen V_{td} yere temas hızının toptanayrılma hızına oranı şeklinde tanımlanır;

$$V_{td} = jV_{stall} \tag{9.44}$$

ve ticari uçaklar için j değeri 1,15 olarak, askeri uçaklar içinse 1,1 olarak alınır. N değeri ise yine bir katsayı olup, yere temas sonrası henüz frenleme yapılmadan geçen süre boyunca alınan mesafenin hesaplanması için kullanılır. Bu değer büyük uçaklar için 3, küçük uçaklar içinse 1 olarak hesaba katılır. Hava aracının iniş yaptığı pistin zemin özelliği frenleme esnasında meydana gelecek sürtünme kuvvetini birincil derecede etkiler. Hesaplamalarda bu etki μ_r zemin sürtünme katsayısı olarak temsil edilir. Aşağıdaki çizelgede zeminin özelliğine göre sürtünme katsayı değerleri görülmektedir.

Zemin	μ_r	
	Frenli	**Frensiz**
Kuru beton/asfalt	0,03–0,05	0,03–0,05
Islak beton/asfalt	0,05	0,15–0,30
Buzlu beton/asfalt	0,02	0,06–0,10
Sert zeminli çimen	0,05	0,4
Yumuşak zeminli çimen	0,07	0,2
Islak otlu zemin	0,08	0,2
Kuru toprak zemin	0,04	0,3

Çizelge 9.5 Zemin sürtünme katsayısı

Belirtilen açıklamalar dâhilinde j için 1,15, N için 3, μ_r için 0,4 değeri seçilir ve Denklem (9.43) kapsamında diğer bilinen değerler yerlerine koyulursa sonuçta;

$$s_g = 1{,}15.3\left(\frac{2}{0{,}002377}\frac{W}{S}\frac{1}{2{,}34}\right)^{\frac{1}{2}} + \frac{1{,}15^2\left(\frac{W}{S}\right)}{32{,}2.0{,}002377.2{,}34.0{,}4}$$

$$s_g = 65{,}4\left(\frac{W}{S}\right)^{\frac{1}{2}} + 18{,}46\left(\frac{W}{S}\right) \tag{9.45}$$

ifadesi elde edilir.

Hatırlanacağı üzere isterler dokümanı kapsamında iniş mesafesi için bir gereksinim öngörülmüş ve 2200 ft olarak belirtilmişti. Toplam iniş mesafesini ifade eden bu değerden yaklaşma mesafesi ile radyal hareket mesafesi çıkarıldığında yer koşusu mesafesinin;

$$s_g = 2200 - 889 - 130 = 1181\ ft \tag{9.46}$$

olarak kolayca elde edilebileceği görülür. Bu değeri bir önceki denklemde yerine koyarak kanat yüklemesi ile ilgili ikinci dereceden polinomiyal bir denklem elde etmek mümkündür;

$$65{,}4\left(\frac{W}{S}\right)^{\frac{1}{2}} + 18{,}46\left(\frac{W}{S}\right) = 1181 \tag{9.47}$$

Uygun matematiksel yöntemlerle denklemin çözümü yapılırsa kanat yüklemesi için;

$$\left(\frac{W}{S}\right) = 41{,}5\ lb/ft^2 \tag{9.48}$$

sonucuna ulaşılır.

Kanat yüklemesi değerinin toptanayrılma hızına bağlı olarak yapılan hesaplamasında 29,3 lb/ft^2 sonucuna ulaşılmıştı. İniş mesafesi temel alınarak yapılan hesaplamada ise 41,5 lb/ft^2 değerine ulaşıldı. Elde edilen bu sonuçlardan da görüldüğü gibi İniş mesafesinin öngörülenden daha kısa olması söz konusudur. Zira kanat yüklemesi için iniş mesafesi kısıtı toptanayrılma kısıtını hayli hayli karşılamaktadır. Hülasa kanat yüklemesi değeri olarak;

$$\left(\frac{W}{S}\right) = 29{,}3\ lb/ft^2 \tag{9.49}$$

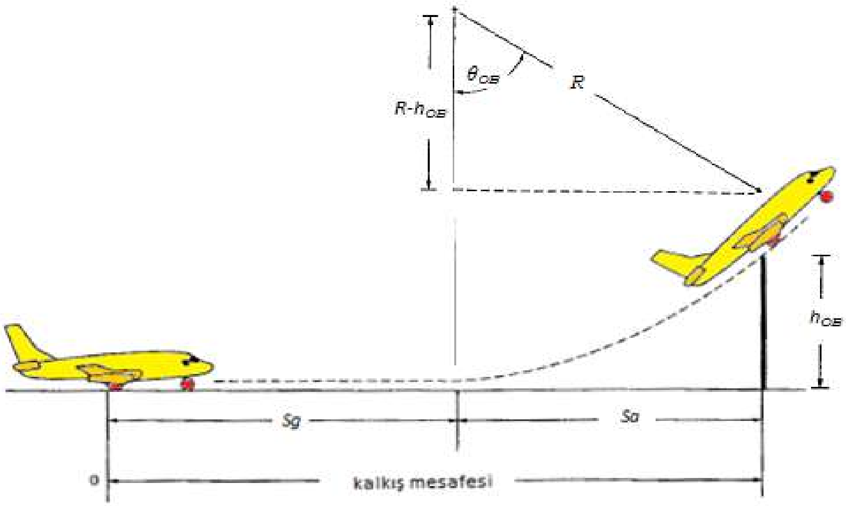
dikkate alınabilir ve bu değer dahilinde kanat alanı için de;

$$S = {}^{W_0}\!\Big/\!\left(\frac{W}{S}\right) = \frac{5158}{29{,}3} = 176\ ft^2 \tag{9.50}$$

sonucu elde edilir.

9.4.3 T/W İtki yüklemesi

İtki yüklemesi değeri kalkış mesafesi, tırmanma hızı ve azami hız gibi pek çok önemli parametreyi etkileyen bir husustur. Dolayısıyla itki yüklemesinin hesaplanabilmesi için bahsi geçen parametre kısıtlarına göz atmak gerekir. Kalkış mesafesi isterler dokümanında tanımlanmış olup, irtifa referansı olan h_{OB} engelini de kapsayacak şekilde 2500 ft olarak öngörülmüştü.



Şekil 9.7 Kalkış paterni ve mesafesi.

Şekil 9.7 dâhilinde görülen kalkış mesafesini s_g kalkış koşu mesafesi ve s_a radyal hareket mesafesi şeklinde ikiye ayırabiliriz. Koşu mesafesi hava aracının tekerleklerinin yerden kesildiği anda ki bu esnada hız V_{LO} olarak simgelenir sona erer. Radyal hareket mesafesi ise kalkış koşu mesafesinden itibaren ticari uçaklar için 35 ft, askeri uçaklar içinse 50 ft olarak öngörülen referans irtifanın geçildiği andaki yatay mesafedir. Kalkış koşu mesafesini;

$$s_g = \frac{1{,}21\left(\frac{W}{S}\right)}{g\rho_\infty (C_L)_{max}(T/W)} \tag{9.51}$$

denklemi ile ifade etmek mümkündür. Ancak burada dikkat edilmesi gereken husus azami taşıma katsayısıdır. Denklemde geçen azami taşıma katsayısını daha önceki hesaplamalarda dikkate aldığımız değerle aynı almak hatalı olur. Zira inişte dikkate alınan flap açısı ile kalkışta dikkate alınması gereken flap açısı aynı değildir. Dolayısıyla azami taşıma katsayısının daha düşük bir değer alınması gerekir. Daha önce inişte 45^0 flap açısı ve taşıma katsayısında da 0,9'luk bir artış öngörülmüştü. Kalkışta ise genellikle 20^0 civarı flap açısı tercih edilebilir. Flap açısı ile taşıma katsayısı arasında lineer bir ilişki olduğu varsayılarak profil taşıma katsayısının;

$$\begin{aligned} \Delta(c_L)_{max} &= 0{,}9\left(\frac{20}{45}\right) = 0{,}4 \\ (c_L)_{max} &= 1{,}7 + 0{,}4 = 2{,}1 \end{aligned} \tag{9.52}$$

şeklinde olduğu düşünülebilir. Kanadın azami taşıma katsayısı ise %10'luk bir verim düşüşü öngörülerek,

$$(C_L)_{max} = 0{,}9(c_L)_{max} = 0{,}9.2{,}1 = 1{,}89 \tag{9.53}$$

şeklinde hesaplanabilir. Eldeki verilerin Denklem (9.51)'de kullanılması sonucu,

$$s_g = \frac{1{,}21.29{,}3}{32{,}20{,}002377.1{,}89.(T/W)} = \frac{245{,}08}{(T/W)} \tag{9.54}$$

elde edilir.

Öte yandan itki yüklemesinin hızla değiştiğini, kalkış koşu mesafesi denkleminin de hızın $0{,}7V_{LO}$ değeri için yazıldığını hatırlatmakta fayda vardır. V_{LO} ise toptanayrılma hızı ile $V_{LO} = 1{,}1V_{stall}$ ilişkisine sahiptir. Dolayısıyla toptanayrılma hızının kalkış şartlarında ne olduğunu hesaplamak gerekir. Daha önce yazılan Denklem (9.33) burada tekrar hatırlanır ve kalkışa ait azami taşıma katsayısı bu denklemde dikkate alınırsa toptanayrılma hızı;

$$V_{stall} = \left(\frac{2}{\rho_\infty}\frac{W}{S}\frac{1}{(C_L)_{max}}\right)^{1/2} = \left(\frac{2}{0{,}002377}29{,}3\frac{1}{1{,}89}\right)^{1/2} = 114{,}2\ ft/s \tag{9.55}$$

olarak bulunur. Kalkıştaki radyal harekete ait yarıçap değerini ise;

$$R = \frac{6{,}96V_{stall}^2}{g} = \frac{(6{,}96).(114{,}2^2)}{32{,}2} = 2819\ ft \tag{9.56}$$

şeklinde hesaplayabiliriz. Buna mukabil radyal açı değerini ise;

$$\theta_{OB} = cos^{-1}\left(1 - \frac{h_{OB}}{R}\right) = cos^{-1}\left(1 - \frac{35}{2819}\right) = 9{,}03^0 \tag{9.57}$$

olarak elde eder ve buradan da radyal hareket mesafesini;

$$s_a = Rsin\theta_{OB} = 2819.sin(9{,}03) = 442.8\,ft \tag{9.58}$$

biçiminde bulabiliriz.

Kalkış koşu mesafesi ile radyal hareket mesafesinin beraber dikkate alınması ile kalkış mesafesini;

$$2500\,ft = s_a + s_g = 442.8 + \frac{245{,}08}{(T/W)} \tag{9.59}$$

şeklinde yazabilir ve buradan da itki yüklemesi değerini;

$$\left(\frac{T}{W}\right) = \frac{245{,}08}{2500 - 442.8} = 0{,}119 \tag{9.60}$$

olarak elde edebiliriz. Elde edilen itki yüklemesinin geçerli olduğu hız değeri ise;

$$V = 0{,}7V_{LO} = (0{,}7).(1{,}1).V_{stall} = (0{,}7).(1{,}1).(114{,}2) = 87{,}93\,ft/s \tag{9.61}$$

şeklindedir. Öngörülen itki ve hız için gerekli olan güç ise;

$$P_R = T.V = \frac{T}{W}W_0.V = 0{,}119.5{,}158.87{,}93 = 5.3974x10^4\,ft.lb/s \tag{9.62}$$

olur. Ancak motorun belli bir verimle bu gücü verdiği düşünülür ve daha önceki hesaplamalarda pervane veriminin 0,85 olarak alındığı hatırlanırsa, dikkate alınması gereken gerçek gücün;

$$P_A = \frac{P_R}{\eta_{pr}} = \frac{5.3974x10^4}{0{,}85} = 6{,}3499x10^4\,ft.lb/s \tag{9.63}$$

veya uygun bir dönüşümle

$$\begin{gathered} 1\,hp = 550\,ft.\frac{lb}{s} \\ P_A == \frac{6{,}3499x10^4}{550} = 115{,}45\,hp \end{gathered} \tag{9.64}$$

olması gerektiği görülür. Tabiatıyla elde edilen bu değer kalkış için ihtiyaç duyulan asgari güç gereksinimini göstermektedir. Daha açık bir ifade ile motordan elde edilecek güç yaklaşık olarak 116 hp ve üzeri olmalıdır.

Öte yandan isterler dokümanında ifade edilen diğer bir kısıt ise tırmanma hızıydı ve bu değer deniz seviyesinde 1000 ft/s olarak öngörülmüştü. Pervaneli uçaklar için tırmanma hızını;

$$(R/C)_{max} = \frac{\eta_{pr} P}{W} - \left(\frac{2}{\rho_\infty} \sqrt{\frac{K}{3C_{D,0}} \frac{W}{S}} \right)^{1/2} \frac{1{,}155}{(L/D)_{max}} \tag{9.65}$$

denklemi ile, jet motorlu uçaklar için tırmanma hızını ise;

$$\left(\frac{R}{C}\right)_{max} = \left[\frac{\left(\frac{W}{S}\right) Z}{3\rho_\infty C_{D,0}} \right]^{\frac{1}{2}} \left(\frac{T}{W}\right)^{\frac{3}{2}} \left[1 - \frac{Z}{6} - \frac{3}{2\left(\frac{T}{W}\right)^2 {(L/D)_{max}}^2 Z} \right]$$
$$Z = 1 + \sqrt{1 + \frac{3}{\left(\frac{T}{W}\right)^2 {(L/D)_{max}}^2}} \tag{9.66}$$

denklemi ile elde etmek mümkündür. Denklem (9.65) dâhilinde tırmanma hızının hesaplanabilmesi için öncelikle $C_{D,0}$ sıfır-taşıma sürükleme katsayısı ile K katsayısının bilinmesi gerekir. Sıfır-taşıma sürükleme katsayısını;

$$C_{D,0} = \frac{S_{wet}}{S} C_{fe} \tag{9.67}$$

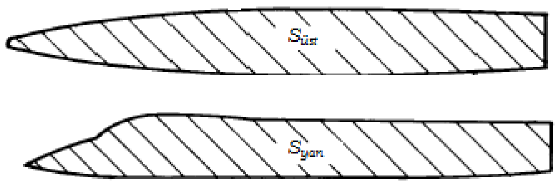
denklemi ile ifade etmek mümkündür. Burada S kanada ait referans alanını, S_{wet} kanat ıslak alanını, C_{fe} ise eşdeğer sürtünme-sürükleme katsayısını ifade eder. Referans alan olarak genellikle kanada üstten bakıldığında görülen ve bazen de planform alan olarak adlandırılan alan alınır. Islak alan ise akışkanın cismin yüzeyleri ile temas ettiği alandır, dolayısıyla kanat alt ve üst bölgesindeki tüm yüzey alanlarını kapsar. Eşdeğer sürtünme-sürükleme katsayısı genellikle Re sayısına bağlı olarak öngörülür. Kanat alanları oranını ise planform alanına bağlı olarak veya istatistikî verilere göre kabaca öngörmek mümkündür. Planform alanına bağlı olarak yapılan hesaplamada kanat, kuyruk ve gövdenin ayrı ayrı dikkate alınması gerekir.

Kanat veya kuyruğa ait ıslak alanın hesaplanmasında profil kalınlık oranına bağlı olarak aşağıdaki yaklaşımlar kullanılabilir;

$$S_{wet} = 2{,}003S \quad eğer \quad \frac{t}{c} < 0.5$$
$$S_{wet} = [1{,}977 + 0{,}52(t/c)]S \quad eğer \quad \frac{t}{c} > 0.5 \tag{9.68}$$

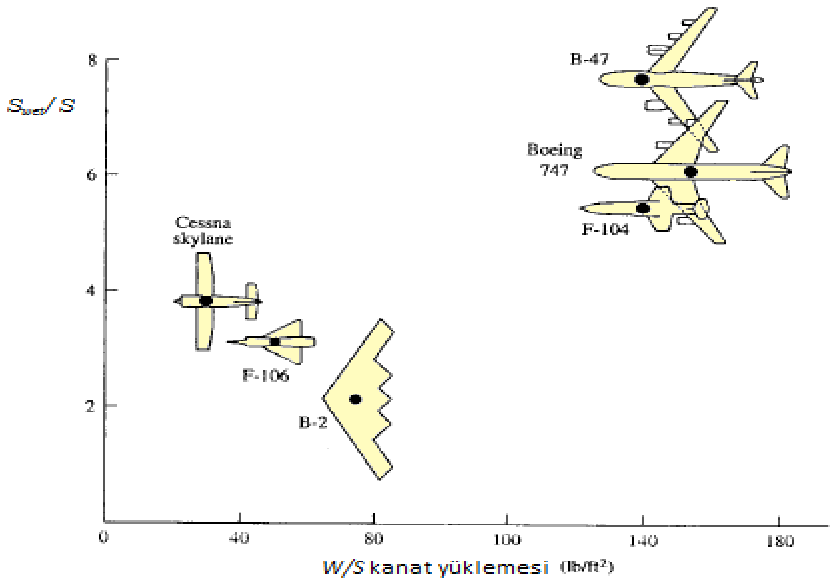
Gövde içinse aşağıdaki yaklaşım kullanılabilir;

$$S_{wet} = k\left(\frac{S_{üst} + S_{yan}}{2}\right) \tag{9.69}$$



Şekil 9.8 Gövde ıslak alanı tahmini.

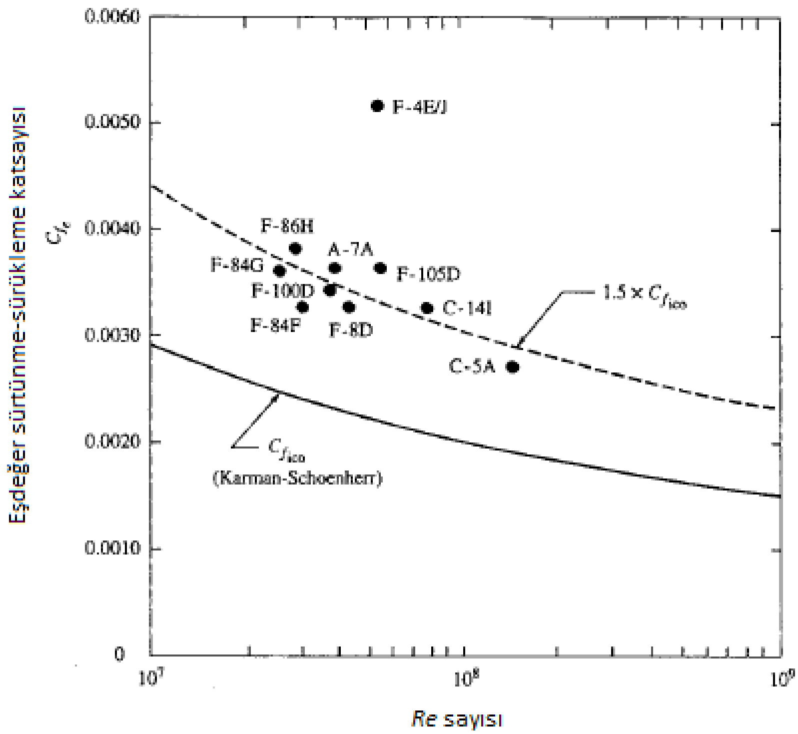
Burada k gövde kesitine göre belirlenen bir katsayı olup, kare kesitte 4, eliptik kesitte π, genel bir tahmin olarak da 3,4 alınır.



Şekil 9.9 Farklı uçak ve kanat yükleme değerlerine göre ıslak alan oranları.

Bununla beraber Şekil 9.9 kapsamında verilen istatistiki verileri de başlangıçta kullanmak pratik olabilir. Daha önce öngördüğümüz 29,3 lb/ft^2 kanat yüklemesi değerine göre hava aracımıza ait ıslak alan oranını yaklaşık olarak 4 alabiliriz.

Eşdeğer sürtünme-sürükleme katsayısının tahmininde ise aşağıdaki çizelge veya grafik kullanılabilir. Grafiğe göre tasarımı üzerinde çalıştığımız hava aracına ait *Re* sayısını mertebe olarak 10^7 civarında öngörebiliriz. Dolayısıyla söz konusu katsayıyı 0,0043 olarak dikkate almak mümkündür.



Şekil 9.10 Eşdeğer sürtünme-sürükleme katsayısının *Re* sayısına göre değişimi.

Uçak tipi	C_{fe}	**Uçak tipi**	C_{fe}
Jet bombardıman ve nakliye uçağı	0,0030	Tek motorlu hafif uçak	0,0055
Askeri jet nakliye uçağı	0,0035	Çift motorlu hafif uçak	0,0045
Savaş uçağı	0,0035	Pervaneli deniz uçağı	0,0065
Uçak gemisi bazlı savaş uçağı	0,0040	Jet motorlu deniz uçağı	0,0040
Sesüstü seyir uçağı	0,0025		

Çizelge 9.5 Uçak tipine göre eşdeğer sürtünme-sürükleme katsayısı.

İfade edilen değerlerin dikkate alınması ile sıfır-taşıma sürükleme katsayısını;

$$C_{D,0} = (4).(0{,}0043) = 0{,}017 \tag{9.70}$$

olarak hesaplayabiliriz.

Denklem (9.65) dâhilindeki K katsayısı ise esasen sürükleme poları olarak adlandırılan ve sürükleme katsayısı ile taşıma katsayısı arasındaki ilişkiyi veren katsayı değeridir;

$$C_D = C_{D,0} + KC_L^2 \tag{9.71}$$

ve bu değerin elde edilmesi için aşağıdaki denklem kullanılabilir;

$$K = \frac{1}{4C_{D,0}(L/D)_{max}^2} = \frac{1}{4(0{,}017)(14)^2} = 0{,}075 \tag{9.72}$$

İfadede görüleceği üzere azami fines değeri daha önce öngörüldüğü gibi 14 olarak alınmıştır. Bu noktada ihtiyaç olmasa da sırası gelmişken K katsayı değerini kullanarak açıklık oranını da elde edebileceğimizi belirtelim. Zira K ile açıklık oranı arasında;

$$AR = \frac{1}{\pi e_0 K} \tag{9.73}$$

ilişkisi yazılabilir. Burada geçen e_0 terimi Oswald verimlilik katsayısı olarak adlandırılır ve daha çok kanadın açıklık oranı ile okaçısına göre değişir. Kanat tipinin eliptik kanat olması halinde bu değer 1'e eşittir. Ancak gerçekte 0 ila 1 arasında ve hatta bazen 1'den büyük değerler alır. Aşağıdaki çizelgede bazı uçak tiplerine göre muhtemel Oswald verimlilik katsayısı değerleri görülmektedir.

Uçak tipi	e_0
Sesaltı jet motorlu uçaklar	0,75–0,85
Turboprop motorlu büyük uçaklar	0,80–0,85
Çift motorlu piston pervaneliler	0,75–0,80
Genel havacılık uçakları	0,65–0,80
Tarım uçakları	0,65–0,75
Planörler	0,80–0,90
Sesüstü jet motorlu uçaklar	0,60–0,80

Çizelge 9.6 Bazı uçaklara ait Oswald verimlilik katsayısı değerleri.

Eliptik kanat örneği

Hava aracımıza ait Oswald verimlilik katsayısı değerinin 0,6 olduğunu öngörerek kanada ait açıklık oranını;

$$AR = \frac{1}{\pi(0{,}6)(0{,}075)} = 7{,}07 \tag{9.74}$$

olarak hesaplamak mümkündür. Gerek hesaplanan ve gerekse de öngörülen değerler dikkate alınarak Denklem (9.65) dâhilindeki güç terimi çekilirse;

$$P = \frac{W}{\eta_{pr}}\left[\left(\frac{R}{C}\right)_{max} + \left(\frac{2}{\rho_\infty}\sqrt{\frac{K}{3C_{D,0}}}\frac{W}{S}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{1{,}155}{(L/D)_{max}}\right] \tag{9.75}$$

$$P = \frac{5158}{0,85}\left[16,67 + \left(\frac{2}{0,002377}\sqrt{\frac{0,075}{3(0,017)}}(29,3)\right)^{1/2}\frac{1,155}{14}\right]$$
$$= 1,9648x10^5\ ft.lb/s$$

veya

$$P \geq 357,23\ hp \tag{9.76}$$

elde edilir. Görüldüğü üzere kalkış isterine karşılık tırmanma hızı isteri çok daha fazla bir motor gücüne gereksinim duymaktadır.

Güçle ilgili dikkate alınması gereken son ister ise azami hızdır. Hatırlanacağı üzere hava aracına ait azami hızın 250 mi/h veya 366,7 ft/s olması öngörülmüştü. Genellikle bu öngörü hava aracının seyir esnasında menzili neredeyse ortalanmış zaman dilimi içersindeki ağırlık dikkate alınarak dikte edilir. Hava aracının bu esnadaki irtifası ise 20.000 ft olarak kabul edilebilir. Seyir uçuşu esnasında üretilen itki kuvvetinin meydana gelen sürükleme kuvvetine eşit olduğu kabul edilir. Dolayısıyla temel taşıma kuvveti ifadesi ile Denklem (9.71) ve (9.72) beraber dikkate alınırsa;

$$T = D = \frac{1}{2}\rho_\infty V_\infty^2 S C_{D,0} + \frac{2KS}{\rho_\infty V_\infty^2}\left(\frac{W}{S}\right)^2 \tag{9.77}$$

yazılabilir ve buradan da;

$$\frac{T}{W} = \frac{1}{2}\rho_\infty V_\infty^2 \frac{C_{D,0}}{(W/S)} + \frac{2K}{\rho_\infty V_\infty^2}\frac{W}{S} \tag{9.78}$$

şeklindeki itki yüklemesi ifadesine ulaşılır. Denklemde geçen ağırlık değerini hesaplamak için öncelikle Şekil 9.2 kapsamında belirtilen uçuş bacaklarını tekrar hatırlayalım. Buna göre ağırlık değerini;

$$W_{MC} = W_2 - \frac{1}{2}(W_2 - W_3) \tag{9.79}$$

olarak hesaplamak gerekir. Bu ifade tekrar yazılır ve seyir uçuşuna ait ağırlık kesri değeri hatırlanırsa;

$$\frac{W_{MC}}{W_2} = \frac{1}{2}\left(1 + \frac{W_3}{W_2}\right) = 0,5(1 + 0,893) = 0,9465 \tag{9.80}$$

elde edilir. Seyir başlangıcındaki ağırlık değerini ise;

$$W_2 = W_0 \frac{W_1}{W_0}\frac{W_2}{W_1} = 5158(0,97)(0,985) = 4926\ lb \tag{9.81}$$

şeklinde elde edebiliriz. Bu ağırlık değerini bir önceki denklemde yerine koyduğumuzda seyir esnasında dikkate alınacak ağırlık değerini;

$$W_{MC} = (0,9465)(4926) = 4662\ lb \tag{9.82}$$

olarak bulabiliriz. Denklem (9.78)'e tekrar döner ve bilinen ve elde edilen değerleri denklemde yerine koyarsak;

$$\frac{T}{W_{MC}} = \frac{1}{2}(0.0012673)(366,7)^2 \frac{0,017}{\left(\frac{4662}{176}\right)} + \frac{2(0,075)}{(0.0012673)(366,7)^2}\frac{4662}{176} = 0,078 \tag{9.83}$$

bulunur. Burada hatırlatalım ki yoğunluk değeri 20.000 ft irtifadaki yoğunluk değeridir. Seyir esnasında ihtiyaç duyulan güç ise;

$$\begin{gathered} P = \frac{1}{\eta_{pr}} T V_\infty \\ P = \frac{1}{\eta_{pr}} \frac{T}{W_{MC}} W_{MC} V_\infty \end{gathered} \tag{9.84}$$

denklemi ile ifade edilir. Bu denklemde bilinen değerler yerlerine koyulursa sonuçta;

$$\begin{gathered} P = \frac{1}{0,85}(0,078)(4662)(366,7) = 1,56876x10^5\ ft.\frac{lb}{s} \\ P \geq 285,23\ hp \end{gathered} \tag{9.85}$$

elde edilir.

Şimdiye kadar dikkate alınan kalkış, tırmanma hızı ve azami hız isterleri dâhilinde ihtiyaç duyulan güç gereksinimlerini değerlendirme yapmak üzere tekrar sıralayabiliriz;

$$\begin{gathered} P \geq 115,45\ hp \\ P \geq 357,23\ hp \\ P \geq 285,23\ hp \end{gathered}$$

Buna göre belirtilen güç gereksinimleri dâhilinde özellikle tırmanma hızı kısıtının belirleyici rol üstlendiğini söyleyebiliriz. Ancak burada dikkat edilmesi gereken bir diğer husus irtifaya göre motorun ürettiği gücün değişebildiğidir. Motor gücünün hava yoğunluğuna ve sıcaklığına bağlı olarak değişimini;

$$\frac{P}{P_0} = 1,132\frac{\rho}{\rho_0} - 0,132 \tag{9.86}$$

denklemi ile karakterize edebiliriz. Burada $_0$ alt indisi deniz seviyesi değerlerini göstermektedir. Dolayısıyla deniz seviyesinde 1000 ft/min tırmanma hızını sağlayan motor gücünün 20.000 ft irtifada 250 mi/h seyir hızını verip veremeyeceğini kontrol etmek gerekir. Buna göre;

$$\frac{P}{357,23} = 1,132\frac{0,0012673}{0,002377} - 0,132 \tag{9.87}$$

$$P = 168,44\ hp$$

elde edilir. Bu sonuca göre seyir hızını gerçekleştirmek içi gerekli olan 285,23 hp motor gücü karşılanamamaktadır. Ancak motor seçiminde deniz seviyesi motor gücünü istenen irtifada da aynen koruyabilen süper-şarjlı (supercharged) tip motor seçilerek bu sorun çözülebilir.

9.5 Performans parametrelerinin özeti

Tasarımın bu aşamasında şimdiye kadar hesaplanan veya öngörülen önemli performans parametrelerini ve özellikleri aşağıdaki gibi özetleyebiliriz:

Özellik	**Değeri**
Kalkışta $C_{L_{max}}$	2,34
$(L/D)_{max}$	14
(W/S)	29,3 lb/ft^2
W/P	14,43 lb/hp
W_0	5158 lb
W_{yk}	820 lb
η_{pr}	0,85
S	176 ft^2
P	357,23 hp
$C_{D,0}$	0,017
K	0,075
AR	7,07
Yakıt hacmi	145,4 gal
Taşımayı arttırıcı sistem	Tek kademeli düz flap

9.6 Taslak çizim

Bir önceki kısımda özetlediğimiz performans parametreleri hava aracının türünü esası itibariyle ortaya koymakla beraber bahsedilen parametreleri karşılayabilecek pek çok tasarım yapılandırması düşünmek mümkündür. Dolayısıyla bu aşamada kesin kurallardan ziyade yaratıcı düşünce, tecrübe ve öngörülerin ön planda olduğu söylenebilir.

9.6.1 Genel yapılandırma

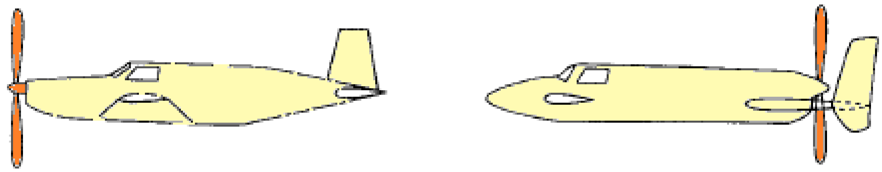
Genel yapılandırma çerçevesinde öncelikle bazı tercihlerin yapılması gerekir. Örneğin tek veya çift motor kullanımı, motorların itici veya çekici konumunda yerleşimi ya da kanadın alttan, ortadan veya üstten kanat şeklinde olması gibi. Bu meyanda öncelikle motor sayısının belirlenmesinde yarar vardır. Performans parametreleri kapsamında ifade edilen güç gereksinimine göre tek veya çift toplam motor gücünün en az 358 hp olması gerekmektedir. Söz konusu güç ihtiyacı ağır ama tek bir motorla karşılanabileceği gibi hafif ama iki motorla da karşılanabilir. Motor seçiminde ihtiyacın ne olduğu yanında piyasadaki mevcut motorların özellikleri de önemli rol oynar. Zira tasarlanan uçak için yeni motorun tasarlanmasından ziyade mevcut motorlardan uygun olanının kullanımı daha etkin ve ekonomik bir çözümdür. Bu bağlamda öngörülen performans parametrelerine yakın özelliklere sahip ve piyasada halen var olan aşağıdaki çizelgede tanımlı motor dikkate alınabilir;

Özellik	Değeri
Deniz seviyesinde gücü	360 hp
Süper-şarj özelliği irtifası	18.000 ft
Silindir sayısı	6
Sıkıştırma oranı	7,3
Kuru ağırlığı	547 lb
Uzunluk	53,21 in
Genişlik ve yükseklik	34,88 in***x***24,44 in

Çizelge 9.7 Olası motor özellikleri

TEXTRON LYCOMİNG TIO–540

Motor performansı açısından aynı ama ürün kaynağı açısından farklı alternatiflerin söz konusu olması durumunda ise karar verme sürecinde emniyet ve ekonomiklik ölçütleri temel alınabilir. Özellikle emniyet ve güvenilirlik havacılık sanayi açısından öncelikli bir husustur. Dolayısıyla ekonomik olmasından ziyade güvenilir olması daha önemlidir. Motorun belirlenmesini müteakip yerleşimi konusu üzerinde durulmalıdır. Bu hususta genel olarak üç seçenek söz konusu olup, ilkinde motorun hava aracı ön bölgesine, ikinci seçenekte hava aracının arka bölgesine, son seçenekte ise hava aracının hem ön ve hem de arka bölgesine yerleşimi söz konusudur. Bununla beraber son seçenek birden fazla motorun kullanımı gerektiğinde dikkate alınabilecek bir yapılandırmadır. Gerek çekici ve gerekse de itici tip motor yerleşimi seçeneklerinin kendilerine göre iyi ve kötü tarafları vardır. Çekici tip motor düzenlemesinde motorun ön bölgeye yerleştirilmesi hava aracının ağırlık merkezinin öne doğru kaymasına neden olur ve bu da kararlılık bağlamında genel olarak tercih edilir bir durumdur. Motorun en önde olması nedeniyle motor pervanesine gelen hava akımı herhangi bir bozuntuya maruz kalmaz. Ayrıca engelsiz bir şekilde gelen hava akımı debisi de motorun soğutulmasını daha verimli kılar. Ancak pervaneyi geçen hava akımında bozuntular oluşur ve bu nedenle özellikle kanat kökleri aerodinamik açıdan olumsuz yönde etkilenir. Ayrıca yine pervane nedeniyle serbest hava akışına göre daha da hızlanan hava akımı gövdeyi geçerken daha fazla sürüklemeye neden olur. İtici tip motor düzenlemesinde ise kanat ve gövdeye hava akımı bozuntuya uğramamış halde gelir. Arka taraftaki pervane gövde arka bölgesinde düşük basınç alanı oluşturarak bu bölgedeki akım ayrılmalarını, dolayısıyla gövde kaynaklı basınç sürüklemesini azaltır. Motorun yolcu bölmesinden uzak olması gürültü sorunu azaltır. İlave olarak pilotun görüş alanı ve kalitesini arttırır. Bununla beraber motorun arkada olması hava aracının ağırlık merkezinin arkaya doğru kaymasına neden olur ve neticede stabilite ve kontrol açısından tasarım zorlukları ortaya çıkar. Pervanenin büyüklüğüne bağlı olarak özellikle iniş ve kalkış esnasında pervanenin yere teması veya yerdeki parçaların pervaneye teması ihtimali artar. İlave olarak motor soğutma sorunu daha ciddi bir hal alabilir. Havacılık sanayisinde genel tercih çekici tip motor düzenlemesinden yanadır. Zira motorun yeteri kadar iyi soğutulamaması veya ağırlık merkezinin geriye kayması ciddi sorunlara neden olabilir. Bu nedenle biz de çekici tip motor düzenlemesini tercih edeceğiz.

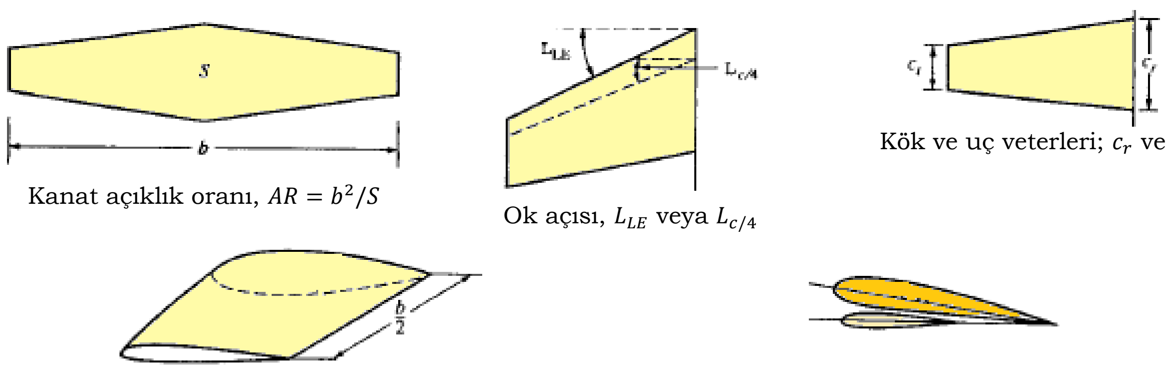


Çekici tip motor düzenlemesi İtici tip motor düzenlemesi

Şekil 9.11 Olası motor yerleşimi

9.6.2 Kanat yapılandırması

Kanat yapılandırması bahsinde iki temel husus indirgenmelidir. Bu hususlardan ilki kanat geometrisi, ikincisi ise yandan bakıldığında kanadın gövdeye göre yerleşimidir. Aşağıdaki şekilde temel kanat geometri parametreleri görülmektedir.



Kanat açıklık oranı, $AR = b^2/S$

Ok açısı, L_{LE} veya $L_{c/4}$

Kök ve uç veterleri; c_r ve c_t

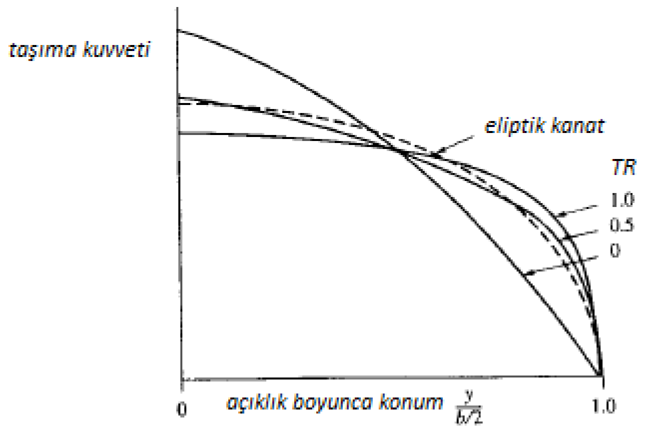
Kök ve uç kanat profilleri

Kök ve uç profil oturma açıları

Şekil 9.12 Temel kanat geometri parametreleri.

Buna göre kanat açıklığı kanadın bir ucundan diğerine olan mesafenin kanat alanına oranı şeklinde tanımlanır. Ok açısı ise kanada üstten bakıldığında kanadın hücum ve/veya firar kenarının yanal eksenle yaptığı açıdır. Ancak hücum kenarından itibaren veter hattının %25 mesafesi gerisindeki hat da ok açısı tanımlanmasında dikkate alınabilir. Özellikle sesüstü hızlarda hücum kenarı hattı, sescivarı hızlarda ise gerideki hat ok açısı olarak önem arz eder. Kanatta ok açısı hatırlanacağı üzere dalga sürüklemesini azaltıcı bir rol oynar. Kök ve uç veterlerinin farklı ebatta olması kanatta TR simgesi ile gösterilen sivrilik oranı terimini tanımlamada kullanılır.

$$TR = \frac{c_t}{c_r} \tag{9.88}$$



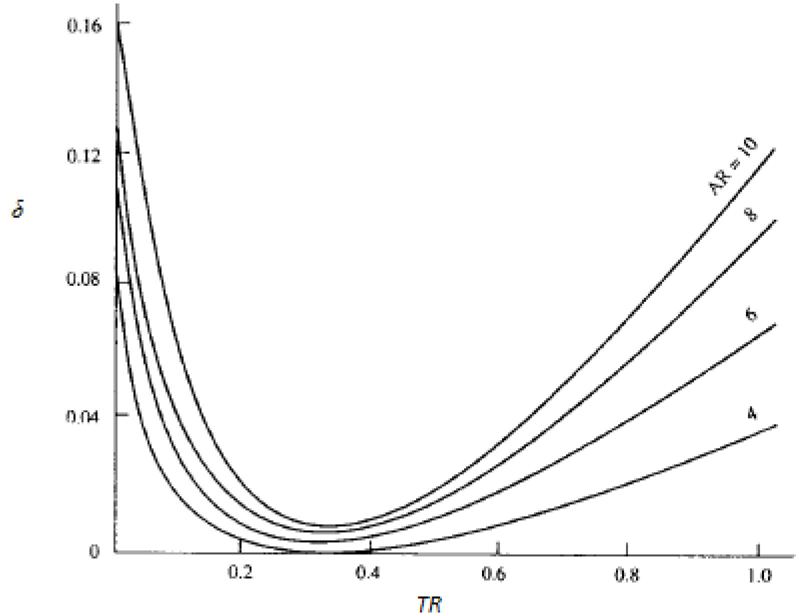
Şekil 9.13 Açıklık boyunca taşıma kuvvetinin dağılımı.

Kanada sivrilik verilmesinin temelinde iki fayda öngörülmektedir. İlki yapısal olarak kanat ağırlığının bu sayede azaltılması, ikincisi ise aerodinamik verimliliğin arttırılmasıdır. Kanadın kökten uca doğru yapısal olarak inceltilip küçültülmesi aslında kanat boyunca meydana gelen aerodinamik kuvvet dağılımına dayanır. Şekil (9.13)'ten de görüldüğü üzere kanat sivrilik oranı küçüldükçe meydana gelen taşıma kuvveti kanat kök kısmına yoğunlaşmakta, dikdörtgen kanat gibi sivrilik oranının 1 olduğu durumda ise taşıma kuvveti neredeyse homojen bir şekilde yayılmaktadır. Dolayısıyla kanada sivrilik verilerek uç bölgeye etki eden taşıma kuvveti azaltılmakta, bu sayede daha hafif bir kanat yapısı ile aynı ağırlık taşınabilmektedir.

Diğer taraftan kanada sivrilik oranı verilerek açıklık verimlilik faktörünü ve dolayısıyla da daha önce ifade edilen Oswald verimlilik katsayısını yükseltmek mümkündür. Kanat açıklığı verimlilik faktörü;

$$e = \frac{1}{1+\delta}, \qquad \delta = f(AR, TR) \tag{9.89}$$

şeklinde tanımlanabilir. Burada görüldüğü üzere indüklenmiş sürükleme faktörü olarak tanımlanan δ değeri açıklık ve sivrilik oranı değerlerine bağlı olup, azaldığı takdirde verimlilik artmaktadır. Aşağıdaki resimde *AR*, *TR* ve δ arasındaki ilişki görülmektedir.

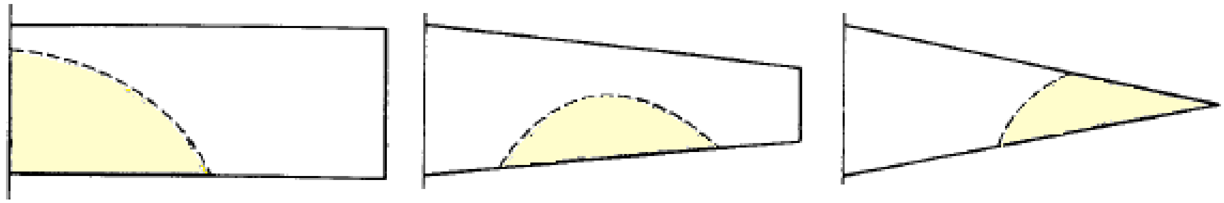


Şekil 9.14 İndüklenmiş sürükleme etmeninin sivrilik ve açıklık oranı ile değişimi.

Açıklık verimlilik faktörü ile Oswald verimlilik faktörü arasındaki ilişki ise kapalı formda;

$$\frac{C_L^2}{\pi e_0 AR} = k_1 + k_2 + \frac{C_L^2}{\pi e AR} = KC_L^2 \qquad (9.90)$$

şeklinde verilebilir. Hatırlanacağı üzere bu terimler sürükleme katsayısının hesaplanmasında dikkate alınan terimlerdi. Şekil 9.13 kapsamında, daha önce dikkate alınan 7,07 açıklık oranı değerine göre asgari δ değerinin yaklaşık olarak 0,3 sivrilik oranı ile sağlandığı görülmektedir. Ancak sivrilik oranının belirlenmesinde sadece kanat açıklığı verimlilik faktörünü dikkate almak hatalı olabilir. Zira sivriliğin artması neticesinde kanatta toptanayrılma karakteristiği de değişmektedir. Aşağıdaki şekilde sivrilik ile toptanayrılma karakteristiği resmedilmiştir.



$TR = 1$ $\quad$ $TR = 0{,}5$ $\quad$ $TR = 0$

Şekil 9.15 Sivrilme ile toptanayrılma bölgesi arasındaki ilişki.

Şekilden de görüldüğü üzere dikdörtgen kanatta toptanayrılma öncelikle kanat kök bölgesinde meydana gelmektedir. Kanadın sivrilmesi sonucu ise toptanayrılma bölgesi kökten uca doğru hareket etmekte ve sivrilme oranının sıfır olması halinde ise toptanayrılma neredeyse tamamen kanat ucu bölgesinde oluşmaktadır. Toptanayrılmanın kanat uç bölgesinde meydana gelmesi istenmeyen bir durumdur. Zira bu bölgede genelde kanat kontrol yüzeyleri, özelde de kanatçıklar bulunur ve herhangi bir toptanayrılma durumunda hava aracının içinde bulunulan durumdan kurtarılması için kontrol yüzeylerinin kullanılabiliyor olması gerekir. Hülasa, yapısal ve taşıma kuvveti dağılımı açısından sivriltmenin olumlu katkıları söz konusuyken sınır tabaka ve ayrılma açısından olumsuz etkisi söz konusudur. Bu nedenle sivrilme oranı olarak orta değerlerin dikkate alınması tercih edilebilir. Bu itibarla tasarımı yapılan hava aracı için sivrilme oranını 0,5 olarak dikkate almak mümkündür.

Kanat alanı ile açıklık oranı bilgileri kullanılarak kanat açıklık mesafesi;

$$b = \sqrt{S.AR} = \sqrt{(176)(7{,}07)} = 35{,}27\ ft \tag{9.91}$$

şeklinde hesaplanabilir. Öte yandan kanadın okaçısı olmaması nedeniyle planform alanını simetrik bir yamuk olarak düşünebiliriz. Dolayısıyla yarı kanada ait yamuk alanından hareketle;

$$\frac{S}{2} = \frac{1}{2}(c_r + c_t)\frac{b}{2}$$

veya (9.92)

$$2S = (c_r + c_t)b$$

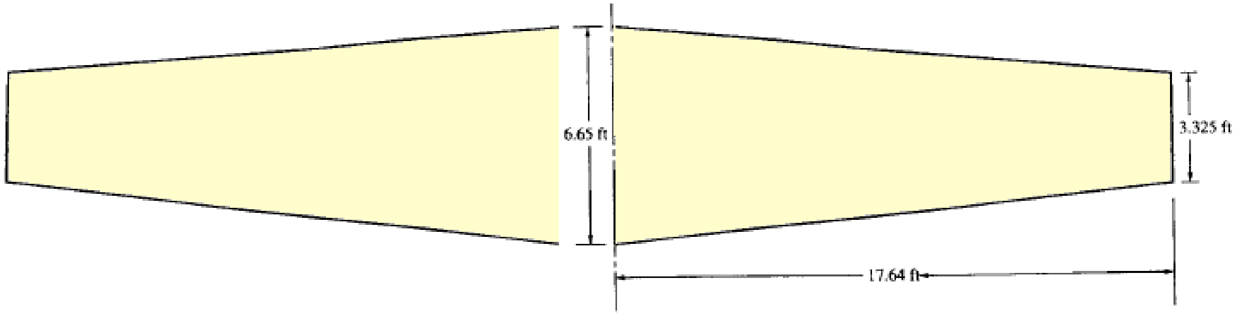
yazılabilir. İfadenin her iki tarafı kök veterine bölünür ve sivrilik oranı da dikkate alınırsa;

$$c_r = \frac{2S}{b(1+TR)} = \frac{(2)(176)}{(35{,}27)(1+0{,}5)} = 6{,}65\ ft$$

(9.93)

$$c_t = c_r.TR = (6{,}65)(0{,}5) = 3{,}325\ ft$$

şeklinde kök ve uç veter değerleri elde edilir. Hesaplanan ebat bilgilerine göre öngörülen kanat aşağıda görülmektedir.



Şekil 9.16 Öngörülen kanat tasarımı.

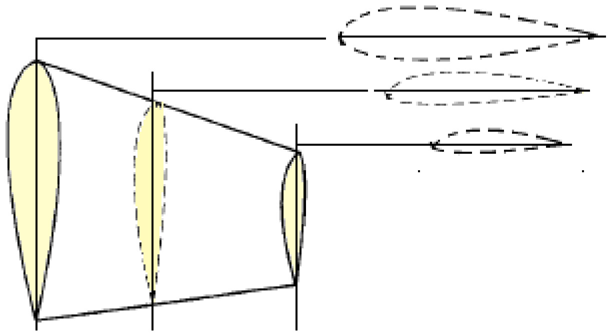
Kanadın veterinin açıklık boyunca değişmesi nedeniyle $\bar{c}$ ortalama geometrik veter tanımı yapılır ve bu değer özellikle yunuslama momenti hesaplamalarında kuvvet kolu olarak dikkate alınır;

$$
\begin{aligned}
M_y &= c_M q_\infty S \bar{c} \\
q_\infty &= \frac{1}{2}\rho_\infty V_\infty^2
\end{aligned}
\tag{9.94}
$$

Ortalama geometrik veter geometrik yolla elde edilebileceği gibi simetrik yamuk planform alanı için aşağıdaki bağıntıları da kullanmak mümkündür;

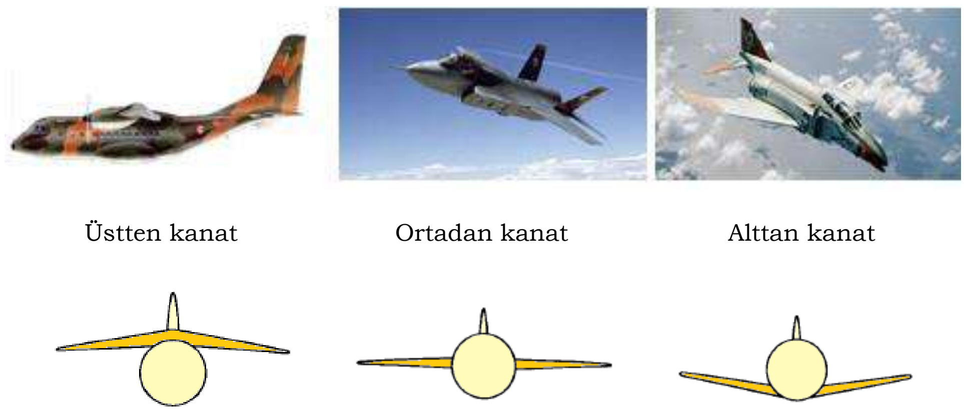
$$
\begin{aligned}
\bar{y} &= \frac{b}{6}\left(\frac{1+2TR}{1+TR}\right) = \frac{35{,}27}{6}\left(\frac{1+2(0{,}5)}{1+0{,}5}\right) = 7{,}84\ ft \\
\bar{c} &= \frac{2}{3}c_r\left(\frac{1+TR+TR^2}{1+TR}\right) = \frac{2}{3}6{,}65\left(\frac{1+0{,}5+0{,}5^2}{1+0{,}5}\right) = 5{,}17\ ft
\end{aligned}
\tag{9.95}
$$

Daha önce azami taşıma katsayısı öngörülürken kanat kök ve uç bölgelerinde kullanılması düşünülen kanat kesit geometrileri olarak sırasıyla NACA 23018 ve NACA 23012 seçilmişti. Söz konusu kesitlerin oturma açılarının birbiri ile aynı olmasını öngörebiliriz. Zira orta büyüklükte bir sivrilme oranı seçimi ile toptanayrılmanın kanat uç bölgesinden uzakta, daha çok kök bölgesine yakın olacağı düşünülmüştü. Dolayısıyla kanat uç bölgesinin hücum açısı değerini düşürme gayeli bir kanat burulmasına ihtiyaç olmayacağı değerlendirilebilir. Buna göre kanat orta bölgesindeki kesit görünümümü de içeren kanat geometrisini aşağıdaki gibi resmedebiliriz. Burada kökten uca doğru lineer bir interpolasyonun yapılacağı kabul edilmektedir.



Şekil 9.17 Burulmanın söz konusu olmadığı kanat kesit görünümü.

Şimdiye kadar yapılan öngörü ve hesaplamalarla kanada ait geometrik şeklin ne olacağı netleştirilmiştir. Şimdi ise kanadın gövde ile bütünleştirilmesi üzerinde durulacaktır. Gövdeye yandan bakıldığında kanadın gövde ile yaptığı yerleşim düzeni temelde üç bölgede olabilir; bunlar üstten, ortadan ve alttan kanat yerleşimleridir. Her bir yerleşim tercihinin kendine göre avantajları ve dezavantajları söz konusudur.

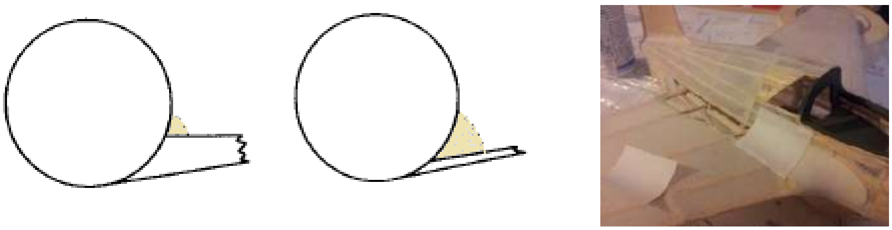


Şekil 9.18 Kanat-gövde bağlantı tercihleri.

Üstten kanat tercihi gövdenin yere yakın olmasına olanak sağlar. Bu sayede uçağa kolayca yük yükleme ve boşaltma imkânı doğar. Kanadın üstten olması hava aracının özellikle yanal kararlılığını da arttırır. Dolayısıyla burgaçlı hava akımları veya başka herhangi bir nedenden dolayı hava aracının hareketinde meydana gelen bir bozuntu ilave bir müdahaleye gerek kalmadan kendiliğinden düzelebilir. Hatta öyle ki bu kararlılık bazen manevra kabiliyetini azaltıcı rol bile oynayabilir. Diğer taraftan gerek uçuş personeli ve gerekse de yolcular açısından üstten kanat yapılandırması gözlem açısından daha avantajlıdır. Bu sayede herhangi bir engel olmadan yeryüzünü görmek ve gözlemlemek kolaylaşır. Kanatların üst bölgede olması üzerine yerleştirilen motor gibi itki gruplarının da yerden uzakta olmasını sağlar. Bu durum ise yer kaynaklı YAMAHA (Yabancı Madde Hasarı) hasarlarını en aza indirir. Ayrıca yer emniyeti açısından da riskleri azaltır.

Ortadan kanat yapılandırmasının en önemli avantajı ise kanat-gövde bütünleşmesinde asgari yüzeylere ihtiyaç duyulmasıdır. Yüzeyin azalması doğrudan doğruya sürtünmeyi ve dolayısıyla da sürüklemeyi azaltıcı bir rol oynar. Ancak ortadan kanat tercihinin en ciddi sorunu yayılı taşıma kuvvetleri nedeniyle oluşan eğilme momentini karşılamak için gerekli yapısal düzenlemenin gövde içinden geçmesidir. Böyle bir yapısal zorunluluk gövde hacminin verimli bir şekilde kullanılmasına engel olduğu gibi hantal halka kiriş kullanımını da zorunlu hale getirir. Dolayısıyla hava aracının boş ağırlığının artmasına neden olunur.

Alttan kanat yapılandırmasının en önemli getirisi ise iniş takımlarının yerleşiminde sunduğu seçeneklerdir. Yere yakın ama yapısal olarak güçlü kanatlar sayesinde iniş takımları kanat yapısı içersine kolayca yerleştirilebilir. Aksi halde iniş takımlarının gövde içersine yerleştirilmesi gerekir ki bu seçenek yolcu taşıyan ve nispeten küçük uçaklar için doğru bir yaklaşım olmaz. Ayrıca alttan kanat yapısı hava aracının yerle teması arasında tampon bölge özelliği de taşır. Dolayısıyla istenmeyen durumlarda yere çarpmanın şiddetini azaltıcı bir tasarım tercihidir dense yeridir. Bununla beraber itki grubunun alttan kanat yapısıyla bütünleştirilmesi onları yerden gelecek tehlikelere karşı zayıflatır. Daha açık bir ifade ile YAMAHA riski artar. Diğer taraftan gövde ile etkileşim de aerodinamik açıdan istenmeyen bir tarzda gelişir. Zira kovuk akışı diye adlandırabileceğimiz ve hava aracının kanadı üzerinde daha fazla ters basınç gradyanlarına, ya da diğer bir ifade ile akım ayrılmalarına neden olan bir akış söz konusu olur. Bahse konu sorun ise ilave yüzeylerin tasarlanması ve monte edilmesi ile aşılır.



Şekil 9.19 Alttan kanatta kovuk akış bölgesi ile kanat-gövde bütünleştirilmesi ve ilave yüzey kullanımı.

Hülasa kanadın gövde ile bütünleştirilmesinde az sayıda yolcu taşıyan bir hava aracı için alttan kanat yapısı tercih edilebilir.

9.6.3 Gövde yapılandırması

Hava aracının gövdesi üç bölme halinde değerlendirilebilir. Ön bölme olarak ifade edilen burun bölgesinin özellikle motor grubunu içine alacak kadar yeterli hacme sahip olması gerekir. Orta bölme ise kabin olarak adlandırılabilir ve bu bölgenin beş yolcu ile beraber pilotu alabilecek kadar geniş olması gerekir. Arka bölme ise kuyruk konisi olup, bagaj veya istenirse yakıt depolarının yerleşimi dikkate alınmalıdır. Görüldüğü üzere gövdenin boyutlandırılmasında esas belirleyici unsur paralı yük olarak dikkate alınan unsurlardır. Bununla beraber ilk boyutlandırma aşamasında gövde uzunluğunu toplam ağırlık değerine bağlı olarak istatistikî veriler ışığı altında öngörmek mümkündür.

Aşağıdaki çizelgede gövde uzunluğunu ile uçak tipi arasındaki ilişki verilmiştir. Buna göre tek motorlu genel havacılık uçağı kategorisindeki bir hava aracının tahmini gövde uzunluğunu;

$$L = aW_0^C = (4{,}37)(5158)^{0{,}23} = 31{,}21ft \tag{9.94}$$

şeklinde hesap edilebilir. Bununla beraber pervane ucundan kuyruk sonuna mesafeyi kapsayan gövde boyunu hesaplamalarda daha küçük bir değer olarak dikkate alınıp öngörülen gövde boyu tekrar güncellenebilir.

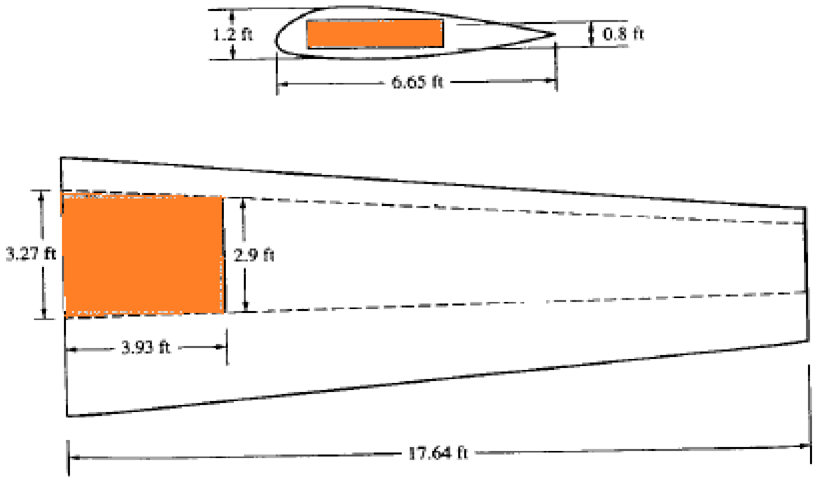
$L = aW_0^C\ ft$

Uçak tipi	a	C	**Uçak tipi**	a	C
Planör-motorsuz	0,86	0,48	Tarım uçağı	4,04	0,23
Planör-motorlu	0,71	0,48	Çift motorlu turboprop	0,37	0,51
Amatör – metal/tahta	3,68	0,23	Deniz uçağı	1,05	0,40
Amatör – kompozit	3,50	0,23	Jet eğitim	0,79	0,41
Genel havacılık – tek motorlu	4,37	0,23	Jet muharip	0,93	0,39
Genel havacılık – çift motorlu	0,86	0,42	Askeri nakliye	0,23	0,50
			Jet nakliye	0,67	0,43

Çizelge 9.8 Gövde uzunluğu hesabında dikkate alınan katsayılar.

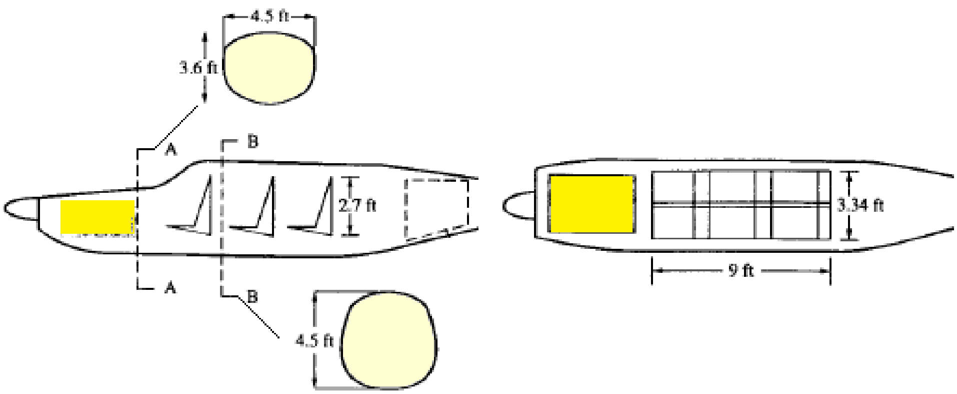
Yolcu taşıyan uçaklarda yakıt depolarının gövdeden ziyade kanatlarda olması istenir. Ayrıca yakıtın tüketilmesi neticesinde meydana gelebilecek ağırlık merkezi dengesizliği de kanatlarda uygun bir düzenleme ile daha kolay bertaraf edilebilir. Aksi halde yakıt miktarına göre depodan depoya aktarım ihtiyacı doğabilir. Daha önce yapılan hesaplamalarda ihtiyaç duyulan yakıt miktarının 145,4 gal veya 19,4 ft^3 olduğu öngörülmüştü. Söz konusu yakıt için ihtiyaç duyulan hacmin kanat dâhilinde yerleştirilip yerleştirilemeyeceği kaba bir yaklaşımla netleştirilebilir. Kanat dâhilinde ana taşıyıcı kiriş genellikle hücum kenarından itibaren veterin %12'si kadar geride, tali taşıyıcı kiriş ise hücum kenarından itibaren veterin %60'ı kadar geride yerleştirilir. Böyle bir alanın kanat ucuna doğru yanal mesafesi de uygun bir düzenleme ile şekillendirilirse istenen yakıt hacminin kolayca sağlanabildiği görülür. Nitekim 0,8 ft yüksekliğinde, 3,93 ft uzunluğunda ve kök ve uçta 3,27 ft ile 2,9 ft genişlikleri olan bir yamuk prizmanın kapsadığı hacim 9,7 ft^3 olarak hesaplanabilir. Kanadın iki parçadan oluştuğu düşünülürse toplamda

19,4 ft³'lük bir hacme ulaşılır. Dolayısıyla aşağıdaki gibi bir yakıt deposu düzenlemesi ihtiyaç duyulan yakıtın kanatlarda taşınabileceğini göstermektedir.



Şekil 9.20 Kanat dâhilinde yakıt deposu düzenlemesi.

Daha önce motora ait boyut bilgileri ifade edilmişti. Buna göre motora ait uzunluk, genişlik ve yükseklik ebatları sırasıyla 4,43 ft, 2,91 ft ve 2,037 ft şeklindeydi. Gövde ön bölgesinin belirtilen motor ebatlarını kolayca kapsaması gerekir. Kabin bölgesi ise pilot dâhil altı kişiyi taşıyacak şekilde tasarlanmalıdır. Bu meyanda her bir koltuk sırası için 3 ft uzunluk, 1,67 ft genişlik ve 2,7 ft yükseklik yeterli olabilir. Yan yana iki koltuk olmak üzere toplam üç sıra koltuğun yolcu ve pilot personeli taşıyabileceği düşünülerek aşağıdaki yapılandırma dikkate alınabilir.



Şekil 9.21 Gövde yapılandırması kapsamında motor ve kabinin yerleşimi.

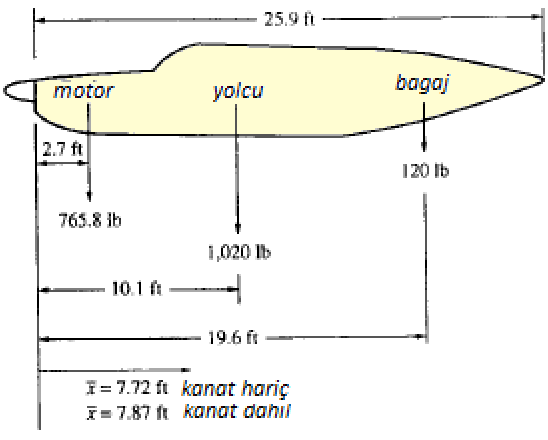
Gövde yapılandırmasında dikkat edilecek bir diğer husus ise kuyruk konisi bölgesi olup, genellikle kabinin devamında bagaj hacmi yerleşimi öngörülür. Ayrıca koninin eğiminin de fazla büyük olmaması istenir. Zira keskin eğimler akım ayrılmalarına neden olur ve dolayısıyla basınç sürüklemesi artar. Sesaltı hızlarda uçması planlanan hava araçlarında azami eğimin 15^0 üzerinde olmaması istenir. Kuyruk konisinin uzunluğu ise kuyruğun uzaklığına ya da daha açık bir ifade ile yunuslama moment değerlerine bağlıdır. Seyir uçuşu esnasında toplam yunuslama momentinin sıfırlanması dengeli ve düz bir uçuşun sağlanması esastır.

9.6.4 Ağırlık merkezi ilk tahmini

Ağırlık merkezi tahmininde bilinen bilgi olarak motor, yolcu ve bagaj yeri verileri dikkate alınabilir. Ayrıca kanat ve gövde için kabaca da olsa bir öngörü yapılabilir. Ağırlık ve konum bilgilerini bildiğimiz motor, yolcu ve bagaj için aşağıdaki gibi bir yerleşimi öngörebiliriz. Bu yerleşimde her bir ağırlık kaleminin merkezinin pervane kapağından itibaren uzaklığı dikkate alınmaktadır. Ayrıca görüldüğü üzere gövde boyu olarak daha önce hesaplanan 31 ft yerine yaklaşık 26 ft'lik bir mesafe dikkate alınmıştır. Buna göre uçağın yatay doğrultudaki ağırlık merkezi konumunu;

$$\sum_i x_i W_i = \bar{x} W_t$$
$$(2{,}7)(765{,}8) + (10{,}1)(1020) + (19{,}6)(120) = \bar{x}(765{,}8 + 1020 + 120) \tag{9.96}$$
$$\bar{x} = \frac{14722}{1905{,}8} = 7{,}72\ ft$$

olarak elde edebiliriz. Motor ağırlığı daha önce kuru ağırlık olarak Çizelge 9.7 kapsamında 547 lb olarak verilmişti. Ancak burada kuru ağırlıktan ziyade kullanım esnasındaki ağırlık önemli olup, bu ağırlık da yaklaşık olarak kuru ağırlığın 1,4 katı şeklinde dikkate alınmıştır. Ağırlık merkezinin hesaplanmasında her bir ağırlık ile uzaklığının çarpımlarının toplamı toplam ağırlığa bölünmekte ve bu sayede ağırlık merkezinin yatay koordinatı hesap edilmektedir.



Şekil 9.22 Ağırlık merkezi düzenlemeleri.

Ağırlık merkezinin hesaplanmasında diğer yapısal ve mekanik sistemlerin ağırlık ve ağırlık merkezi verilerini öngörmek için değişik yöntemler söz konusu olup, en basit yaklaşım yaklaşık grup ağırlık yöntemidir. Aşağıdaki çizelge kapsamında hava aracına ait ana yapısal elemanların ağırlık tahmininde kullanılabilecek veriler görülmektedir.

Yapı	**Uçak tipine ait çarpım katsayısı**			**Çarpan**	**Yeri**
	Savaş	**Nakliye/ bombardıman**	**Genel havacılık**		
Kanat	9,0	10,0	2,5	$S_{planform}$ ft²	%40 $\bar{c}$
Yatay kuyruk	4,0	5,5	2,0	$S_{planform}$ ft²	%40 $\bar{c}$
Dikey kuyruk	5,3	5,5	2,0	$S_{planform}$ ft²	%40 $\bar{c}$
Gövde	4,8	5,0	1,4	$S_{ıslak\ alan}$ ft²	%40–50 L
İniş takımları	0,033	0,043	0,057	W_0 lb	
Motor	1,3	1,3	1,4	Kuru ağırlık lb	
Diğer elemanlar	0,17	0,17	0,1	W_0 lb	%40–50 L

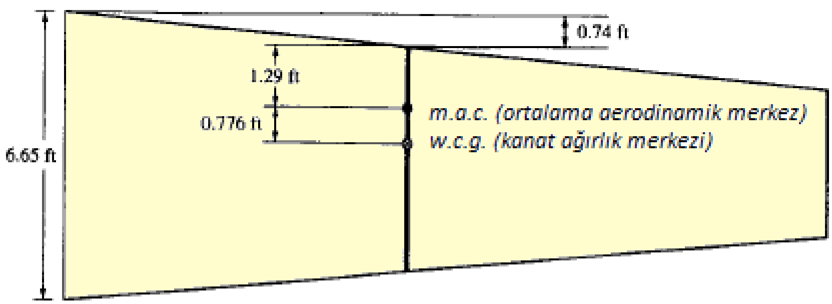
Çizelge 9.9 Yaklaşık grup ağırlık yöntemi verileri.

$\bar{c}$ Ortalama geometrik veter, L Gövde boyu, W_0 Azami kalkış ağırlığı

Buna göre kanadın ağırlığı yaklaşık olarak;

$$W_{wing} = 2{,}5 S_{planform}$$
$$W_{wing} = (2{,}5)(176) = 440\ lb \quad (9.97)$$

şeklinde tahmin edilebilir. Ayrıca kanadın ağırlık merkezi yeri de ortalama geometrik veterin %40'ı şeklinde öngörülebilir. Diğer taraftan kanadın aerodinamik merkezinin ortalama geometrik veterin %25'inde olduğu kabul edilebilir.



Şekil 9.23 Kanatta aerodinamik merkez ve ağırlık merkezi öngörüsü.

Kanadın gövdeyle bütünleşmesi kapsamında kanada ait ortalama aerodinamik merkezin yerleşim yeri olarak kanat hariç daha önce hesaplanan hava aracı ağırlık merkezi dikkate alınabilir. Dolayısıyla kanat dâhil hava aracının ağırlık merkezini;

$$\bar{x} = \frac{14{,}722 + (440)(7{,}72 + 0{,}776)}{1905{,}8 + 440} = 7{,}87\ ft \tag{9.98}$$

şeklinde öngörmek mümkündür.

9.6.5 Kuyruğun boyutlandırılması

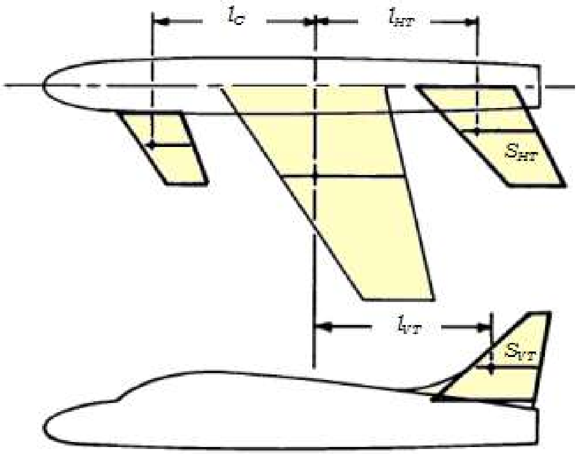
Hava aracı tasarımında analitik hesaplamalardan ziyade deneysel verilere dayalı olarak yapılandırılan belki de en önemli uçak elemanı yapısı kuyruktur denebilir. Kuyruk bünyesinde barındırdığı yatay ve dikey ama sabit ya da hareketli yüzeyleri sayesinde uçağın yunuslama ve sapma kararlılığını kontrol eder. Daha açık bir ifade ile kuyruk boylamasına ve yanlamasına eksenler dâhilinde hem kararlılık ve hem de kontrol için gereklidir. Yatay kuyruk yunuslama hareketini, dikey kuyruk ise sapma hareketini yönlendirir. Dolayısıyla gerek yatay ve gerekse de dikey kuyruk yüzeyleri hava aracının kararlılık ve kontrolünü etkin bir seviyede sağlayacak kadar büyük olmalıdır. Daha açık bir ifade ile kuyruğun üreteceği kuvvetler ile referans alınan aradaki moment kolu onun etkinliğini belirleyen unsurlardır. Kuyruk büyük oranda kanatta meydana gelen yunuslama momentini dengelemek için tasarlanır. Dolayısıyla kuyruğun tasarımında kanada ait özellikler etkin rol oynar. Yüzeylerin tasarlanmasında genellikle kuyruk hacim oranları kullanılır;

$$\text{yatay kuyruk} \quad V_{HT} = \frac{l_{HT} S_{HT}}{\bar{c} S} \qquad \text{dikey kuyruk} \quad V_{VT} = \frac{l_{VT} S_{VT}}{b S} \tag{9.99}$$

İlk denklemde V_{HT} yatay kuyruk hacim oranı, l_{HT} uçağın ağırlık merkezi ile yatay kuyruğun aerodinamik merkezi arasındaki yatay mesafe, S_{HT} yatay kuyruk planform alanı, $\bar{c}$ ortalama aerodinamik veter boyu, S kanat planform alanıdır. İkinci denklemde ise V_{VT} dikey kuyruk hacim oranı, l_{VT} uçağın ağırlık merkezi ile dikey kuyruğun aerodinamik merkezi arasındaki yatay mesafe, S_{VT} dikey kuyruk yandan planform alanı ve b kanat açıklığıdır. Aşağıdaki çizelgede kuyruk hacim katsayıları ile ilgili istatistikî bilgiler verilmiştir.

Uçak tipi	V_{HT}	V_{VT}	**Uçak tipi**	V_{HT}	V_{VT}
Planör	0,5	0,02	Tarım uçağı	0,5	0,04
Amatör	0,5	0,04	Çift motorlu turboprop	0,9	0,08
Genel havacılık – tek motorlu	0,7	0,04	Deniz uçağı	0,7	0,06
Genel havacılık – çift motorlu	0,8	0,07	Jet eğitim	0,7	0,06
Askeri nakliye	1	0,08	Jet muharip	0,4	0,07
Jet nakliye	1	0,09			

Çizelge 9.10 Tipik Kuyruk hacim katsayıları.

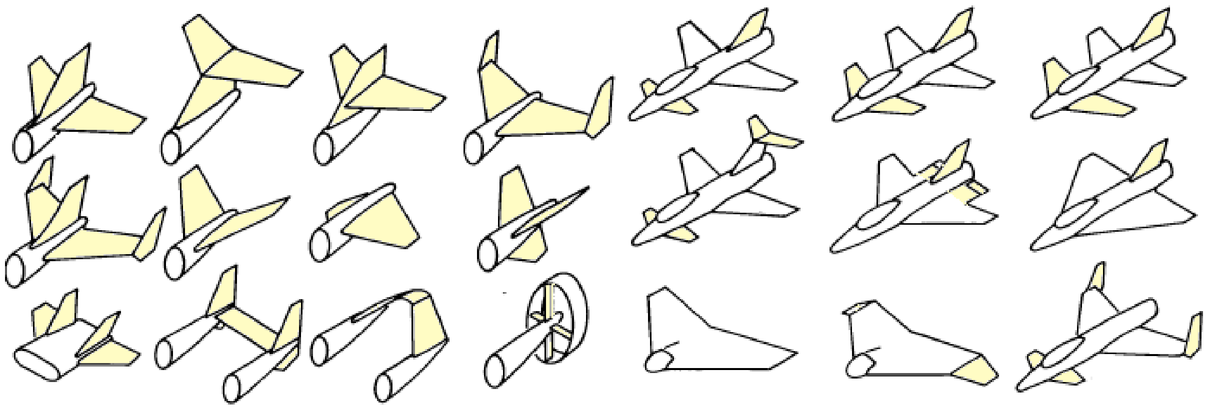


Şekil 9.24 Kuyruk tasarımında önemli ebat tanımlamaları.

İstatistikî verilere göre tasarımı yapılan tek motorlu genel havacılık uçağının kuyruk hacim katsayıları;

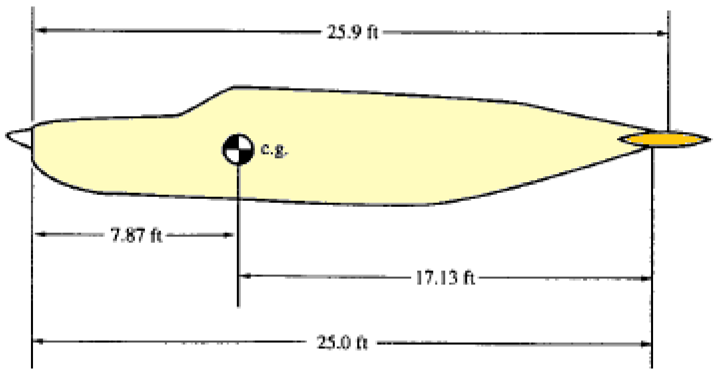
$$V_{HT} = 0{,}7$$
$$V_{VT} = 0{,}04$$

şeklinde dikkate alınabilir. Diğer taraftan kuyruğun yapılandırılması sadedinde oldukça geniş bir yelpazeden bahsedilebilir. Aşağıdaki şekilde bazı örnek kuyruk düzenlemeleri verilmiştir.



Şekil 9.25 Örnek kuyruk düzenleme seçenekleri.

Değişik kuyruk yapılandırmaları söz konusu olmakla beraber uçakların neredeyse %70'inde tercih edilen kuyruk tipi klasik kuyruk tipi (şekle göre sol en baştaki) olup, böyle bir tercihin temelinde dikkate değer gerekçeler söz konusudur. Zira klasik kuyruk tipi ağırlık açısından diğerlerine göre hafif ve aerodinamik verimlilik açısından da yeteri kadar etkindir. Klasik kuyruk yapılandırmasının seçilmesi halinde dikkat edilmesi gereken önemli bir husus hareketli dikey kuyruk yüzeyinin ya da diğer bir ifade ile istikamet dümeninin yatay kuyruk sınır tabakası iz bölgesi etkisinde kalmamasıdır. Kuyruk düzenlemesinde diğer yaygın bir kuyruk tipi ise T kuyruk tipi (en üstte sağdan ikinci) olup, bu düzenlemenin en önemli avantajı aerodinamik açıdan oldukça verimli olmasıdır. Hatta itki grubunun kuyruk konisi bölgesinde konuşlandırılması halinde yatak kuyruk yüzeyinin yukarıya alınması zorunluluk haline gelir. Ancak özellikle burun yukarı uçuş esnasında kanadın iz bölgesinin yukarıdaki yatay kuyruk yüzeylerini etkilemesi hususu dikkat edilmesi gerek bir konudur. Kuyruk bahsinde ifade edilmesi gereken diğer bir konu da kanard kullanımıdır. Kanard yatay bir yüzeyin hava aracı ön bölgesinde ve genellikle de kanadın önünde kullanılmasıdır. Bu meyanda iki farklı kullanım amacı söz konusu olabilir; ilki tıpkı yatay kuyruk gibi stabilite ve kontrol amaçlı kanard kullanımı, ikincisi ise stabilite ve kontrolden ziyade taşıma ve kontrol amaçlı kanard kullanımıdır. Taşıma amaçlı kanard kullanımı kanadın küçülmesine vesile olur. Ancak her iki kullanımda da stabilite ve kontrol zorlukları söz konusudur. Hülasa kuyruk yapılandırması sadedinde klasik kuyruk düzenlemesinin seçimi daha avantajlı görünmektedir.



Şekil 9.26 Yatay kuyruk moment kolu mesafesi.

Yukarıdaki şekilden de görüleceği üzere gövde boyu 25,9 ft olarak dikkate alınmaktadır. Bu değer dâhilinde yatay kuyruğun %25 veterinin burundan itibaren mesafesinin belki gelişigüzel ama bir öngörü niteliğinde 25 ft olarak alınabileceği varsayılabilir. Ancak şunu da ifade edelim ki moment kolu öngörülerinde de istatistikî verileri kullanmak mümkündür. Nitekim önden monteli piston-pervane motorlu uçaklarda moment kolu gövde uzunluğunun yaklaşık %60'ı, motorların kanatlarda olduğu uçaklarda %50-55'i, planörlerde %65'i, itici tip motor düzenlemesine sahip uçaklarda ise %45-50'si kadardır. Örneğimizde olduğu gibi ağırlık merkezinin burundan 7,87 ft geride olduğu hatırlanırsa buradan moment kolu mesafesi;

$$l_{HT} = 25 - 7{,}87 = 17{,}13\ ft$$

olarak hesaplanır. Yatay kuyruğa ait hacim katsayısı denkleminde alan değeri çekilir ve bilinen değerler yerlerine koyulursa;

$$S_{HT} = \frac{\bar{c}SV_{HT}}{l_{HT}} = \frac{(5{,}17)(176)(0{,}7)}{17{,}13} = 37{,}2\ ft^2 \tag{9.100}$$

şeklinde yatay kuyruk kanat alanı elde edilir. Aynı yaklaşım dikey kuyruk kanat alanı için de yapılabilir. Dikey kuyruk moment kolu mesafesi yatay kuyruğa göre biraz daha önden ve mesela 16 ft alınabilir. Buna göre;

$$S_{VT} = \frac{bSV_{VT}}{l_{VT}} = \frac{(35{,}27)(176)(0{,}04)}{16} = 15{,}5\ ft^2 \tag{9.101}$$

olarak dikey kuyruk yandan planform alanını hesaplamak mümkündür.

Gerek yatay ve gerekse de dikey kuyruğun görevi daha önce de ifade edildiği üzere hava aracını taşımak değil hava aracının dengesini ve kontrolünü sağlamaktır. Dolayısıyla her iki yüzeyde de taşıma odaklı profil seçiminden ziyade basit ama yeterli kuvvet ve moment oluşturan profil seçimi tercih edilir. Bu meyanda simetrik profillerin kullanımı oldukça yaygındır. Simetrik profil kullanımı halinde taşıma kuvveti oturma açısı verilerek, kontrol ise irtifa veya istikamet dümenleri gibi hareketli yüzeylerle gerçekleştirilir. Bu nedenle her iki yüzey için de NACA 0012 simetrik profili kullanmak mümkündür.

Hesap edile yatay kuyruk alanının geometrik şekli ise kanattakine benzer tarzda yapılabilir. Aşağıda çizelgede kuyruk yüzeylerinin açıklık ve sivrilik oranları ile ilgili istatistikî veriler görülmektedir.

Uçak tipi	**Yatay kuyruk**		**Dikey kuyruk**	
	A_{HT}	λ_{HT}	A_{VT}	λ_{VT}
Muharip	3–4	0,2–0,4	0,6–1,4	0,2–0,4
Planör	6–10	0,3–0,5	1,5–2,0	0,4–0,6
Diğerleri	3–5	0,3–0,6	1,3–2,0	0,3–0,6
T kuyruk			0,7–1,2	0,6–1,0

Çizelge 9.11 Kuyruk açıklık ve sivrilik oranı verileri.

Buna göre yatay kuyruk yüzeyi için açıklık oranını 4, sivrilik oranını ise 0,5 olarak dikkate alabiliriz. Okaçısı olarak ise genellikle kanat okaçısının 5^0 fazlası alınır. Ancak burada basit olması itibari ile simetrik sivrilme öngörüsü yapılabilir. Buna göre yatay kuyruğun açıklığı;

$$b_t = \sqrt{S_{HT}A_{HT}} = \sqrt{(37{,}2)(4)} = 12{,}2\ ft \tag{9.102}$$

kök ve uç veter boyları;

$$c_{rt} = \frac{2S_{HT}}{(1+\lambda)b_t} = \frac{2(37{,}2)}{(1+0{,}5)(12{,}2)} = 4{,}07\ ft \tag{9.103}$$

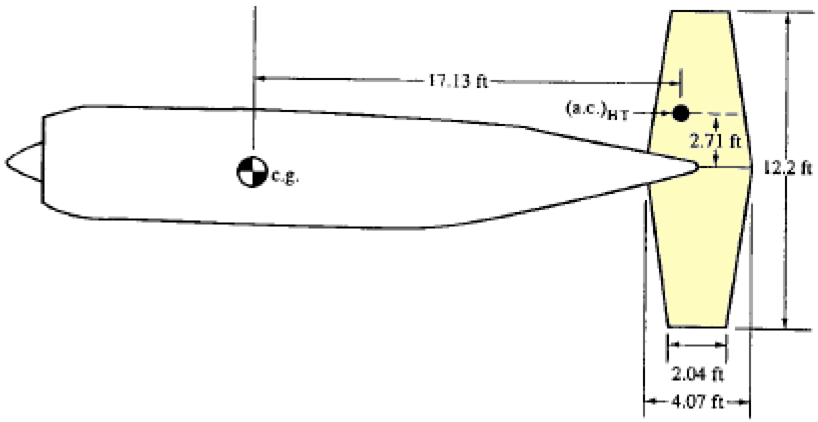
$$c_{tt} = \lambda c_{rt} = (0,5)(4,07) = 2,035\ ft \tag{9.104}$$

şeklinde hesaplanabilir. İlave olarak ortalama geometrik veterin koordinatlarını ise;

$$\bar{y}_{HT} = \frac{b_t}{6}\frac{1+2\lambda}{1+\lambda} = \frac{12,2}{6}\frac{1+2(0,5)}{1+0,5} = 2,71\ ft \tag{9.105}$$

$$\bar{c}_{HT} = \frac{2}{3}c_{rt}\left(\frac{1+\lambda+\lambda^2}{1+\lambda}\right) = \frac{2}{3}4,07\left(\frac{1+0,5+0,5^2}{1+0,5}\right) = 3,16\ ft \tag{9.106}$$

olarak elde edilir. Hesaplanan bu değerlere göre yatay kuyruk düzenlemesi aşağıda resmedilmiştir.



Şekil 9.27 Yatay kuyruk geometrisi.

Dikey kuyruk için açıklık oranı seçiminde 1,3 ila 2,0 gibi oldukça geniş bir yelpazenin söz konusu olduğu görülmektedir. Tasarımın bu ilk aşamasında dikey kanada ait açıklık oranı 1,5 ve sivrilik oranı da 0,5 alınabilir. Bu meyanda dikey kanadın yüksekliği;

$$h_{VT} = \sqrt{S_{VT}A_{VT}} = \sqrt{(15,5)(1,5)} = 4,82\ ft \tag{9.107}$$

kök ve uç veter boyları;

$$c_{rvt} = \frac{2S_{VT}}{(1+\lambda)h_{VT}} = \frac{2(15,5)}{(1+0,5)(4,82)} = 4,28\ ft \tag{9.108}$$

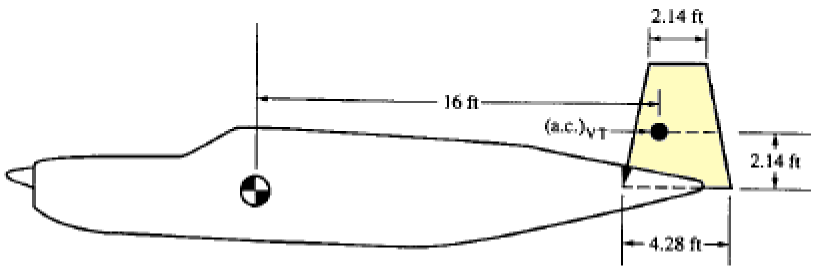
$$c_{tvt} = \lambda c_{rvt} = (0,5)(4,28) = 2,14\ ft \tag{9.109}$$

şeklinde hesaplanabilir. Dikey kuyruk yüzeyine ait okaçısı değeri de genellikle 35^0 ila 55^0 arasında seçilir. Fakat yine burada basitlik tercihi dâhilinde simetrik sivrilme dikkate alınabilir. Dolayısıyla ortalama geometrik veter koordinatları;

$$\bar{z}_{VT} = \frac{2h_{VT}}{6}\frac{1+2\lambda}{1+\lambda} = \frac{2(4{,}82)}{6}\frac{1+2(0{,}5)}{1+0{,}5} = 2{,}14\ ft \tag{9.110}$$

$$\bar{c}_{VT} = \frac{2}{3}c_{rvt}\left(\frac{1+\lambda+\lambda^2}{1+\lambda}\right) = \frac{2}{3}4{,}28\left(\frac{1+0{,}5+0{,}5^2}{1+0{,}5}\right) = 3{,}32\ ft \tag{9.111}$$

olarak elde edilebilir. Hesaplanan bu değerlere göre dikey kuyruk düzenlemesi aşağıda resmedilmiştir.



Şekil 9.28 Dikey kuyruk geometrisi.

9.6.6 Pervane boyutu

Pervane seçilen motora göre belirlenir ve detay özelliklerini de pervane üreticisi tarafından belirlenir. Bununla beraber kavramsal tasarım aşamasında pervanenin en azından çapı öngörülmeye çalışılır. Zira pervane çapı yere yakın hava araçlarında iniş takımlarının dikey mesafesini doğrudan etkileyecek bir husustur. Pervane pistonlu motorlarda şafttan alınan gücü itki kuvvetine dönüştürerek hava aracını iter veya çeker. Ancak motor şaftından alınan güç hiç bir zaman birebir itki veya çeki kuvvetine dönüştürülemez. Zira güç veya diğer bir ifade ile enerji kayıpları söz konusudur. Pervane verimini;

$$\eta_{pr} = \frac{itki\ gücü}{şaft\ gücü} = \frac{TV_\infty}{P} < 1 \tag{9.112}$$

şeklinde tanımlayabiliriz. Pervanenin çapı büyüdükçe verimliliği artar. Zira pervane büyüklüğü ile beraber pervaneyi geçen hava debisi de artış gösterir. Pervane çapı küçüldüğünde aynı debiyi yakalamak için daha hızlı hava akımı elde etmek gerekir. Pervane çapının belirlenmesinde iki temel kısıt söz konusu olup, ilki pervanenin yere çarpmaması gereği, ikincisi pervane ucundaki hava hızının ses hızını aşmaması şartıdır. Ses hızının aşılması halinde pervane üzerinde şok dalgaları oluşur ki bu da hava akımının özelliklerinin olumsuz yönde değişmesine sebebiyet verir. Dolayısıyla pervane çapının büyütülmesi yere çarpma kısıtına, pervane çapının küçültülerek hava akımının hızının arttırılması ise pervane ucu hızları kısıtına bağlıdır. Pervane çapının büyütülmesi yerine alternatif bir seçenek ise pervanedeki pal sayısının arttırılmasıdır. Uygulamada genellikle iki veya üç palli pervanelerin kullanımı yaygındır. Pal sayısına bağlı olarak pervane çapı;

$$2-palli \qquad D = 22hp^{0,25}\ in \tag{9.113}$$

$$3-palli \qquad D = 18hp^{0,25}\ in$$

$$3-palli \qquad D = 20hp^{0,25}\ in \quad (tarım\ uçağı) \tag{9.114}$$

denklemleri ile öngörülebilir. Buna göre iki palli bir pervane seçimi düşünülerek hava aracı pervanesinin;

$$D = 22(360)^{0,25} = 95{,}83\ in = 8\ ft \tag{9.115}$$

çapına sahip olması gerektiği öngörülebilir. Seçilen pervanenin uç bölgesindeki hava hızlarının ne olacağını ise motor özelliğine göre belirleyebiliriz. Hava aracının sabit ancak pervanenin döndüğü durumdaki pervane ucu hava akım hızını;

$$(V_{tip})_0 = \frac{\pi n D}{60} \tag{9.116}$$

denklemi ile elde edebiliriz. Burada n motorun dakikadaki devir sayısıdır. Daha önce seçilen TEXTRON motorunun devir sayısı 2600 olup, pervane çapı ile beraber denklemde yerine koyulursa;

$$(V_{tip})_0 = \frac{\pi(2600)(8)}{60} = 1089\ ft/s \tag{9.117}$$

elde edilir. Hava aracının hareket etmesi halinde ise pervane ucu akışkan hızına hava aracı ilerleme hızı da yöneysel olarak dâhil edilir. Dolayısıyla gerçek hava hızı;

$$V_{tip} = \sqrt{{(V_{tip})_0}^2 + V_\infty^2} = \sqrt{1089^2 + 366{,}7^2} = 1149\ ft/s \tag{9.118}$$

olarak hesaplanmış olur. Hatırlanacağı üzere seyir hızı isterler listesi kapsamında 250 mi/h veya 366,7 ft/s olarak öngörülmüştü. Öte yandan deniz seviyesinde, standart atmosfer şartlarında ses hızı 1117 ft/s'dir. Dolayısıyla seçilen motor ve pervane çapı pervane uçlarında ses hızını aşan hava akımı hızlarına neden olmaktadır ve bu da daha önce ifade edildiği üzere istenmeyen bir durumdur. Sorunun çözümü kapsamında yapılabilecek ilk çözüm pal sayısını arttırmak olabilir. Buna göre üç palli bir pervane seçimi yapılırsa pervane çapı, hava aracının durağan haldeki pervane uç hızı ve hareketli haldeki uç hızı sırasıyla;

$$3-palli \qquad D = 18(360)^{0,25} = 78,4\,in = 6,53\,ft \tag{9.119}$$

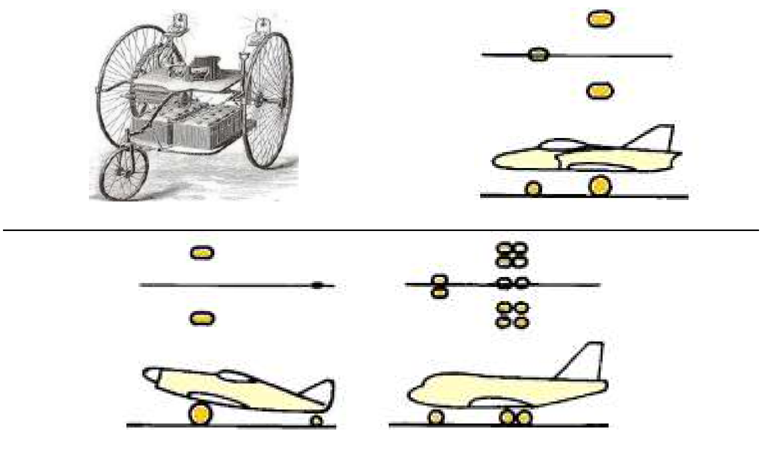
$$(V_{tip})_0 = \frac{\pi(2600)(6,53)}{60} = 889\,ft/s \tag{9.120}$$

$$V_{tip} = \sqrt{889^2 + 366,7^2} = 962\,ft/s \tag{9.121}$$

şeklinde hesaplanır. Elde edilen uç hız değeri ses hızına yakın da olsa ilk öngörüye göre çok daha kabul edilebilir bir değerdedir. Hülasa pervane tipi olarak üç palli ve pal çapı olarak da 6,53 ft seçilebilir. Burada ifade edilmesi gereken diğer bir husus da öngörülen pervane çapına sahip piyasada var olan bir pervanenin bulunabilmesidir. İstenen ebatta bir pervanenin her zaman piyasada satılan bir pervane olması her zaman olası olmayabilir. Dolayısıyla piyasa şartları ile tasarım öngörüsünü örtüştürmek her zaman kolay olmayabilir ve süreç iteratif bir hal alabilir.

9.6.7 İniş takımları ile kanadın yerleşimi

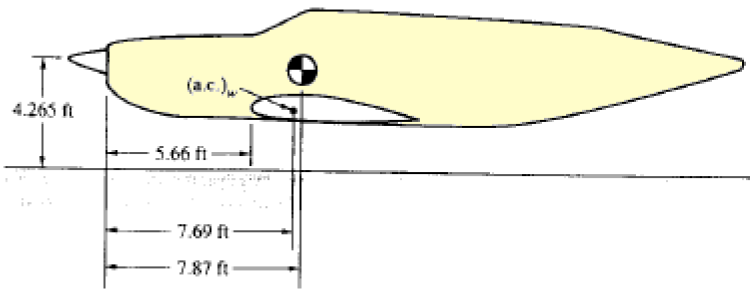
Hava araçlarının iniş takımları (İ/T) düzenlemesinde değişik yapılandırmalar söz konusu olup, aşağıdaki resimde yaygın olarak kullanılan bazı düzenlemeler görülmektedir. Özellikle ilk yapılandırma genellikle tercih edilen bir uygulama olup, bisiklet tipi İ/T olarak da adlandırılır.



Şekil 9.29 Yaygın iniş takımı düzenlemeleri.

Böyle bir uygulamada hava aracının yükünü büyük oranda ve de genellikle %70–80 mertebesinde arkadaki ana iniş takımları taşır. Ön tarafta bulunan burun iniş takımı ise geri kalan ağırlığı yüklenir. Burunda iniş takımının bulunması pervanenin yere yakın olmasına sebebiyet verebilir, bununla beraber frenleme esnasında hava aracının öne doğru eğilmesini önlemesi nedeniyle daha güvenli bir düzenlemedir. Bisiklet tipi İ/T beraberinde hava aracının ağırlık merkezinin ana iniş takımlarının önünde olmasını da gerektirir. Aksi halde statik halde bile hava aracının burnunun yukarı kalkması söz konusu olabilir. Dolayısıyla hava aracının yer koşusu esnasında önceki ağırlık merkezi daha kararlı ve dengeli bir hareket imkânı sunar. Hülasa İ/T düzenlemesi olarak bisiklet tipi İ/T tercihi yapmak mümkündür.

Diğer taraftan pervanenin yerden belli bir emniyet payı içerecek şekilde yüksek olması gerekir. Emniyet payının 1 ft olduğunu ve pervane çapının da 6,53 ft olarak öngörüldüğünü düşünerek aşağıdaki şekilde görüldüğü üzere pervane göbeğinin yerden 4,265 ft yukarda olması gerektiğini söylemek mümkündür.



Şekil 9.30 Hava aracının yerden yüksekliği ve kanat düzenlemesi.

Diğer taraftan yükseklik yanında iniş takım tekerleklerinin ebadını da öngörmemiz gerekir. Bu öngörü için öncelikle her bir tekere gelen yükü, gelen yükü dikkate almak için de uçağın ağırlık merkezini ve bu merkeze göre iniş takımlarının yerini bilmek gerekir. Hava aracının ağırlık merkezinin yeri ise kanatların konumuna bağlıdır. Dolayısıyla anahtar soru kanadın konumunun ne olacağıdır. Sorunun cevabı aslında belli oranda Bölüm 9.6.4 ve 5'te cevaplanmıştı ve hatırlanacağı üzere uçağın ağırlık merkezi kanatlar hariç $\bar{x} = 7{,}72\ ft$ kanatlar dâhil $\bar{x} = 7{,}87\ ft$ şeklinde öngörülmüştü. Ancak bu öngörüde kanadın aerodinamik merkezi ve dolayısıyla kanadın yeri gelişigüzel seçilmişti. Şimdi ise kanadın yerini iteratif işlemlerle daha net bir şekilde tespit etmek mümkündür.

Boylamasına kararlılık açısından hava aracının aerodinamik merkezinin ağırlık merkezinin gerisinde kalması gerektiğini daha önce söylemiştik. Uçağın aerodinamik merkezi aynı zamanda hava aracının tarafsız nokta merkezi olarak da tanımlanabilir. Zira hücum açısı değişse dahi bu noktada yunuslama momentumunun değeri değişmemektedir. Kanat-gövde yapısının aerodinamik merkezi ile tarafsız nokta arasında aşağıdaki gibi bir ilişki tanımlamak mümkündür;

$$x_{acwb} = x_n - V_{HT}\frac{a_t}{a} \tag{9.122}$$

burada V_{HT} yatay kuyruk hacim oranını, a_t yatay kuyruğun taşıma katsayısı eğrisi eğimini, a ise hava aracının taşıma katsayısı eğrisi eğimini simgelemektedir. Öte yandan hava aracının ağırlık merkezi ile tarafsız noktası arasındaki mesafenin normalize edilmiş değerine statik marjin adı verilir ve aşağıdaki gibi tanımlanır;

$$static\ marjin = \frac{x_n - \bar{x}}{\bar{c}} \tag{9.123}$$

burada $\bar{x}$ hava aracının ağırlık merkezini, $\bar{c}$ kanadın ortalama aerodinamik veter boyunu ifade etmektedir. Genel havacılık uçakları için statik marjin değeri genellikle %5 ila %10 arasında seçilir. Hatta nakliye uçakları için de bu yüzdeler geçerlidir denebilir. Üzerinde çalıştığımız hava aracı için statik marjin değerinin %10 olduğunu kabul ederek tarafsız noktanın konumunu;

$$\begin{gathered} 0{,}1 = \frac{x_n - 7{,}87}{5{,}17} \\ x_n = 8{,}387\ ft \end{gathered} \tag{9.124}$$

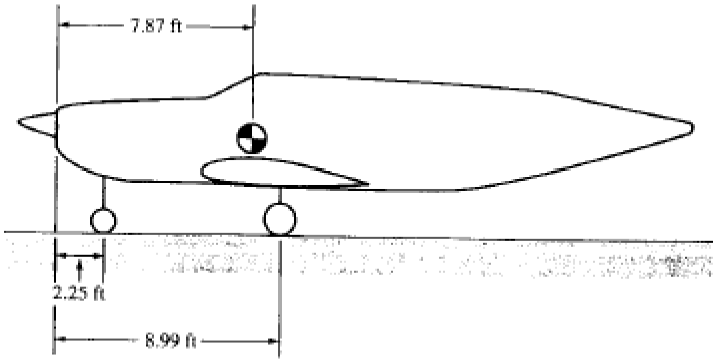
şeklinde elde edebiliriz. Diğer taraftan basitlik açısından Denklem (9.122) dâhilinde ifade edilen kanat-gövde yapısı aerodinamik merkezi ile kanat aerodinamik merkezinin aynı olduğunu, hava aracının taşıma katsayısı eğimi ile yatay kuyruğun taşıma katsayısı eğiminin de benzer olduğunu kabul etmek mümkündür. Dolayısıyla kanada ait aerodinamik merkezi;

$$x_{acwb} = (x_{ac})_{kanat} = 8{,}387 - (0{,}7)(1) = 7{,}69\ ft \tag{9.125}$$

noktasına konuşlandırılabilir. Bu durumda kanadın hücum kenarı da Şekil 9.22'den hareketle burundan itibaren 5,66 ft geride olacaktır. Kanadın pozisyonunun belirlenmesi sonrasında iniş takımlarının konumu artık netleştirilebilir. Gerek yapısal ve gerekse de hacim gerekleri nedeniyle iniş takımları boylamasına eksen dâhilinde genellikle kanadın orta kısmına yerleştirilir. Kök veterinin uzunluğunun 6,65 ft olduğu hatırlanırsa ana iniş takımlarının yeri;

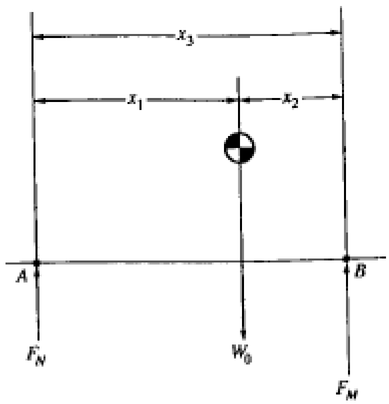
$$x_{LG} = 5{,}66 + \frac{6{,}65}{2} = 8{,}99\ ft$$

şeklinde olur. Burun iniş takımı ise hava aracının yerden yüksekliği ile bu iniş takımının öne veya arkaya doğru katlanması hususları dikkate alınarak öngörülebilir. Hatırlanacağı üzere hava aracı pervanenin yerle temasını önleyecek kadar yüksekte olmalıydı. Ayrıca gövdeye ait ebat bilgileri de öngörülmüştü. Dolayısıyla burun iniş takımının yerinin burundan itibaren 2,25 ft geride konuşlandırılması mümkündür. Hülasa ana ve burun iniş takımlarının yerleri kabaca da olsa öngörülmüş olup, hava aracının ağırlık merkezi ile iniş takımları konumları aşağıdaki şekilde gösterilmiştir.



Şekil 9.31 Ağırlık merkezi ve iniş takımlarının konuşlandırılması.

İniş takımlarının tekerlek ebatları üzerlerine gelen ağırlık yüküne bağlıdır. Bu yükleri aşağıdaki gibi bir cisim diyagramını kullanarak elde etmek mümkündür.



Şekil 9.32 Uçağın ağırlığı ile iniş takımı noktasındaki yer etkisini dikkate alan cisim diyagramı.

Burada $\mathbf{F_N}$ burun iniş takımı yere temas noktasında yerin hava aracına uyguladığı tepki kuvvetini, $\mathbf{F_M}$ ana iniş takımı yere temas noktasında yerin hava aracına uyguladığı tepki kuvvetini göstermektedir. İlave olarak $\mathbf{F_M}$ kuvvetinin her iki ana iniş takımına etki eden tepki kuvveti olduğunu, dolayısıyla bir ana iniş takınma bu kuvvetin yarısının geldiğini söylemek gerekir. Diyagramdaki A ve B noktalarına göre moment dengesi düşünüldüğünde aşağıdaki eşitlikleri yazmak mümkündür;

$$F_M x_3 = W_0 x_1 \tag{9.126}$$
$$F_N x_3 = W_0 x_2 \tag{9.127}$$

Şekil 9.29'dan hareketle mesafe değerlerini;

$$x_1 = 7{,}87 - 2{,}25 = 5{,}62\ ft$$
$$x_3 = 8{,}99 - 2{,}25 = 6{,}74\ ft$$
$$x_2 = 6{,}74 - 5{,}62 = 1{,}12\ ft$$

olarak elde edebiliriz. Bu değerleri moment dengesi denklemlerinde dikkate alarak ana ve burun iniş takımlarına gelen yükleri sırasıyla;

$$F_M = \frac{W_0 x_1}{x_3} = \frac{(5158)(5{,}62)}{6{,}74} = 4301\ lb \quad (9.128)$$
$$F_N = \frac{W_0 x_2}{x_3} = \frac{(5158)(1{,}12)}{6{,}74} = 857\ lb \quad (9.129)$$

şeklinde hesaplayabiliriz. Buna göre bir ana iniş takımına gelen yük de 4301/2=2150,5 *lb* olur. Hesaplanan yükleri dikkate alarak teker çapı ve genişliğini aşağıdaki çizelgede verilen verilere göre öngörmek mümkündür.

$D\ veya\ w = AF^B\ \ in$

	D Çap		***w*** Genişlik	
	A	*B*	*A*	*B*
Genel havacılık	1,51	0,349	0,715	0,312
Çift motorlu İş jeti	2,69	0,251	0,170	0,216
Nakliye/bombardıman	1,63	0,315	0,1043	0,480
Jet muharip/eğitim	1,59	0,302	0,098	0,467

F gelen kuvvet

Çizelge 9.12 Tekerlek boyutlandırmasında dikkate alınan parametre değerleri.

Buna göre ana iniş takımlarının tekerlek çap ve genişliğini;

$$D_{ML} = A(\frac{F_M}{2})^B = (1{,}51)(\frac{4301}{2})^{0{,}349} = 21{,}98\ in \quad (9.130)$$
$$w_{ML} = A(\frac{F_M}{2})^B = (0{,}715)(\frac{4301}{2})^{0{,}312} = 7{,}84\ in \quad (9.131)$$

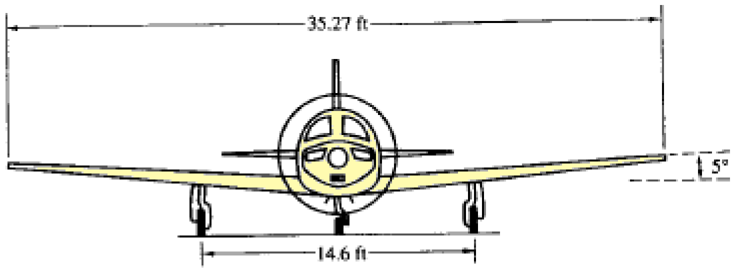
benzer şekilde burun iniş takımı tekerlek çapı ve genişliğini de;

$$D_{NL} = A(\frac{F_M}{2})^B = (1{,}51)(857)^{0{,}349} = 15{,}94\ in \quad (9.132)$$
$$w_{NL} = A(\frac{F_M}{2})^B = (0{,}715)(857)^{0{,}312} = 5{,}88\ in \quad (9.133)$$

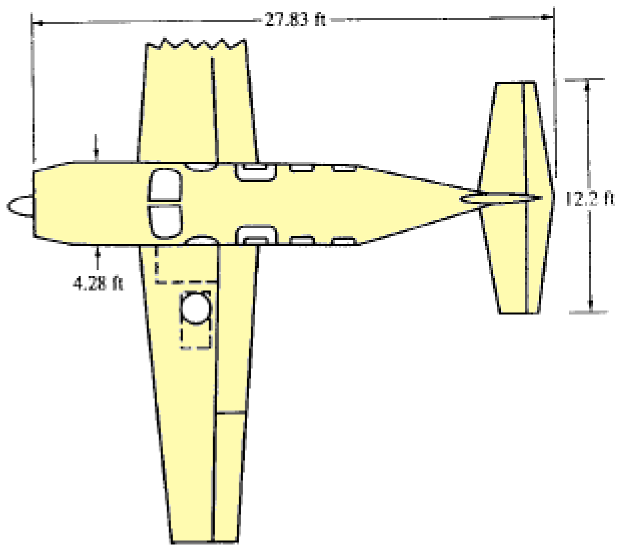
olarak öngörmek mümkündür.

İniş takımları ile ilgili olarak ifade edilmesi gereken diğer bir husus ise şimdiye kadar yapılan hesaplamalarda ağırlık merkezinin yerinin sabit olduğu kabulüdür. Ancak uçuş esnasında ağırlık merkezi değişkenlik gösterir. Bu değişkenliğin sebebi harcanan yakıt, atılan yük veya yer değiştiren paralı yük olabilir. Dolayısıyla yapılan hesaplamalarda ağırlık merkezinin alt ve üst sınırlarının dikkate alınması daha sağlıklı sonuçlar verecektir. Bununla beraber yaptığımız yaklaşım ilk boyutlandırma için yeterli kabul edilebilir.

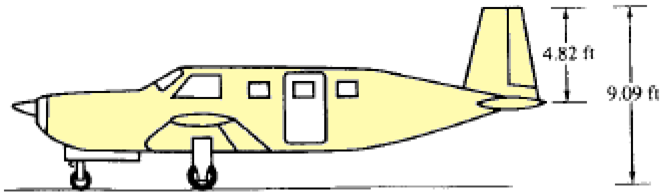
9.6.8 Eskiz çizimi



Şekil 9.33 (a) Taslak çizim – önden görünüm



(b) Üstten görünüm



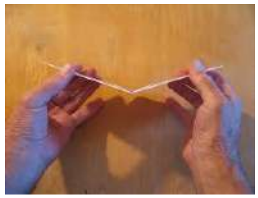
(c) Yandan görünüm

Şimdiye kadar yapılan öngörü ve hesaplamalar neticesinde tasarımı üzerinde çalışılan hava aracının ilk taslak çizimini yukarıdaki şekildeki gibi eskizlemek mümkündür. Bu eskiz aynı zamanda ilk yapılandırma görünümüdür. Çizim dâhilinde esasen ilave öngörüler de resmedilmiştir. Örneğin kanatlara 5^0'lik dihedral açısı verilmiştir. Stabilite ve kontrol için gerekli olan flap, kanatçık, irtifa ve istikamet dümenleri de yerel veter boyunun %30'u olarak şekillendirilmiştir. Ana iniş takımları arası mesafede ise kanat yakıt depolarının ve ana iniş takımının boyutları dikkate alınarak öngörülmüştür. Ayrıca beklendiği gibi ana iniş takımlarının yanal olarak ama gövdeye doğru katlandığı, burun iniş takımının ise eksenel olarak ama kanada doğru içeri alındığı varsayılmıştır.

Dihedral açısının öngörülmesinde dikkate alınan çizelge aşağıda verilmiştir.

	Kanadın pozisyonu		
	Alttan	Ortadan	Üstten
Ok açısız	5 ila 7	2 ila 4	0 ila 2
Ses altı ama ok açılı	3 ila 7	-2 ila 2	-5 ila -2
Ses üstü ama ok açılı	0 ila 5	-5 ila 0	-5 ila 0

Çizelge 9.13 Dihedral açısı tespitinde dikkate alınan değerler.



9.7 Ağırlık tahmininin revize edilmesi

Hava aracının tasarımına başlarken yapılan ilk tahmin hatırlanacağı üzere toplam ağırlık değeriydi. Bu öngörü tamamen istatistiksel verilere göre yapılmıştı. Şimdi ise hava aracının kaba da olsa genel yapılandırma görünümü ve dolayısıyla da ebat bilgileri elde veri olarak bulunmaktadır. Dolayısıyla eldeki bu veriler kullanılarak ağırlık tahminini tekrarlamak ve akabinde de tüm performans verilerini yeni tahmine göre tekrar güncellemek mümkündür. Ağırlık tahmininde daha önce tarif edilen ve Çizelge 9.9 kapsamında tanımlanan yaklaşık grup ağırlık yaklaşımı dikkate alınabilir.

Diğer taraftan yaklaşık grup ağırlık yaklaşımı yerine daha hassas öngörü yapılmasını sağlayan istatistikî verilere dayalı ağırlık hesaplama yöntemleri de mevcuttur. Bu yaklaşımlarda dikkate alınan yöntemler bir manada eğri uydurma yöntemleridir. Müteakip denklemlerde uçak tiplerine göre temel uçak elemanlarının ağırlık değeri öngörüleri verilmektedir.

	Savaş uçağı	
Yapı	**Denklem**	
Kanat	$W_{wing}=0{,}0103K_{dw}K_{vs}(W_{dg}N_z)^{0,5}S_w^{0,622}A^{0,785}(t/c)_{root}^{-0,4}(1+\lambda)^{0,05}cos(\Lambda)^{-0,1}S_{csw}^{0,04}$	
	K_{dw}	Delta kanatlarda 0,768; diğer kanatlarda 1,0.
	K_{vs}	Değişken okaçılı kanatlarda 1,19; diğer kanatlarda 1,0.
	W_{dg}	Tasarım toplam ağırlık değeri, lb.
	N_z	Nihai yük etmeni ve genellikle de 1,5 x limit yük faktörü.
	S_w	Yamuk kanat alanı, ft².
	A	Açıklık oranı.
	$(t/c)_{root}$	Kök veterine ait azami kalınlık oranı.
	λ	Sivrilik oranı.
	Λ	Ortalama aerodinamik veterin %25'indeki kanat ok açısı.
	S_{csw}	Kanada entegreli kontrol yüzeyi alanı, ft²
Yatay kuyruk	$W_{ht}=3{,}316(1+\frac{F_w}{B_h})^{-2}(\frac{W_{dg}N_z}{1000})^{0,26}S_{ht}^{0,806}$	
	F_w	Yatay kuyruk girişim bölgesindeki gövde genişliği, ft.
	B_h	Yatay kuyruk açıklığı, ft.
	S_{ht}	Yatay kuyruk alanı, ft².
Dikey kuyruk	$W_{vt}=0{,}452K_{rht}(1+H_t/H_v)^{0,5}(W_{dg}N_z)^{0,488}S_{vt}^{0,718}M^{0,341}L_t^{-1}(1+S_r/S_{vt})^{0,348}A_{vt}^{0,223}(1+\lambda)^{0,25}cos(\Lambda_{vt})^{-0,323}$	
	K_{rht}	Asimetrik hareket edebilen kuyruklarda 1,047; diğer kuyruklarda 1,0.
	H_t/H_v	Klasik kuyruklarda 0; T kuyruk için 1,0.
	M	Mach sayısı.
	L_t	Kanadın %25 ortalama aerodinamik veter (OAV) hattından kuyruğun %25 OAV'ine kadar olan kuyruk uzunluğu mesafesi.
	S_r	Hareketli dikey yüzey alanı, ft².
	S_{vt}	Dikey kuyruk alanı, ft².
	A_{vt}	Dikey kuyruğa ait açıklık oranı
	Λ_{vt}	Dikey kuyruğa ait ortalama aerodinamik veterin %25'indeki kanat ok açısı.

Gövde		$W_{fuselage} = 0{,}499 K_{dwf} W_{dg}^{0,35} N_z^{0,25} L^{0,5} D^{0,849} W^{0,685}$
	K_{dwf}	Delta kanatlarda 0,774; diğer kanatlarda 1,0.
	L	Radom ve kuyruk kapağı hariç gövde uzunluğu, ft.
	D	Gövde yapısal derinliği, ft.
	W	Gövde yapısal genişliği, ft.
Ana ve burun iniş takımları		$W_{lg} = W_{mlg} + W_{nlg}$ $W_{mlg} = K_{cb} K_{tbg} (W_l N_l)^{0,25} L_m^{0,973}$ $W_{nlg} = (W_l N_l)^{0,29} L_n^{0,5} N_{nw}^{0,525}$
	K_{cb}	“cross-beam” tipi (örneğin F–111 uçağında) iniş takımlarında 2,25; diğer tiplerde 1.
	K_{tbg}	“tripod” tipi (örneğin A–7 uçağında) iniş takımlarında 0,826; diğer tiplerde 1.
	W_l	İnişte tasarım ağırlık değeri.
	N_l	İnişte dikkate alınan nihai yük faktörü ve genellikle 1,5 x iniş yük etmeni.
	L_m	Ana iniş takım uzunluğu, in.
	L_n	Burun iniş takım uzunluğu, in.
	N_{nw}	Burun iniş takımı cant sayısı.

Nakliye uçağı

Yapı	**Denklem**	
Kanat	$W_{wing} = 0{,}0051(W_{dg}N_z)^{0{,}557}S_w^{0{,}649}A^{0{,}5}(t/c)_{root}^{-0{,}4}(1+\lambda)^{0{,}1}cos(\Lambda)^{-0{,}1}S_{csw}^{0{,}1}$	
	W_{dg}	Tasarım toplam ağırlık değeri, lb.
	N_z	Nihai yük etmeni ve genellikle de 1,5 x limit yük faktörü.
	S_w	Yamuk kanat alanı, ft^2.
	A	Açıklık oranı.
	$(t/c)_{root}$	Kök veterine ait azami kalınlık oranı.
	λ	Sivrilik oranı.
	Λ	Ortalama aerodinamik veterin %25'indeki kanat ok açısı.
	S_{csw}	Kanada entegreli kontrol yüzeyi alanı, ft^2
Yatay kuyruk	$W_{ht} = 0{,}0379K_{uht}(1+\frac{F_w}{B_h})^{-0{,}25}W_{dg}^{0{,}639}N_z^{0{,}1}S_{ht}^{0{,}75}L_t^{-1}K_y^{0{,}704}cos(\Lambda_{ht})^{-1}A_h^{0{,}166}(1+S_e/S_{ht})^{0{,}1}$	
	K_{uht}	Tüm yatay kuyruğun hareketli olması halinde 1,143, diğer halde 1.
	F_w	Yatay kuyruk girişim bölgesindeki gövde genişliği, ft.
	B_h	Yatay kuyruk açıklığı, ft.
	S_{ht}	Yatay kuyruk alanı, ft^2.
	L_t	Kanadın %25 ortalama aerodinamik veter (OAV) hattından kuyruğun %25 OAV'ine kadar olan kuyruk uzunluğu mesafesi.
	K_y	Yaklaşık $0{,}3L_t$
	Λ_{ht}	Yatay kuyruğa ait ortalama aerodinamik veterin %25'indeki kanat ok açısı.
	A_h	Yatay kuyruğa ait açıklık oranı
	S_e	İrtifa dümeni alanı, ft^2.
Dikey kuyruk	$W_{vt} = 0{,}0026(1+H_t/H_v)^{0{,}225}W_{dg}^{0{,}556}N_z^{0{,}536}L_t^{-0{,}5}S_{vt}{}^{0{,}5}K_z^{0{,}875}cos(\Lambda_{vt})^{-1}A_v^{0{,}35}(t/c)_{root}^{-05}$	
	H_t/H_v	Klasik kuyruklarda 0; T kuyruk için 1,0.
	L_t	Kanadın %25 ortalama aerodinamik veter (OAV) hattından kuyruğun %25 OAV'ine kadar olan kuyruk uzunluğu mesafesi.
	S_{vt}	Dikey kuyruk alanı, ft^2.
	K_z	Yaklaşık L_t
	A_{vt}	Dikey kuyruğa ait açıklık oranı
	$(t/c)_{root}$	Kök veterine ait azami kalınlık oranı.
	Λ_{vt}	Dikey kuyruğa ait ortalama aerodinamik veterin %25'indeki kanat ok açısı.
Gövde	$W_{fuselage} = 0{,}328K_{door}K_{Lg}(W_{dg}N_z)^{0{,}5}L^{0{,}25}S_f^{0{,}302}(1+K_{ws})^{0{,}04}(L/D)^{0{,}1}$	

	K_{door}	Kargo kapısının olmaması haline 1; yanda 1 kargo kapısının bulunması halinde 1,06; yanda iki kargo kapısının olması halinde 1,12; rampa kapısı olması halinde 1,12; yanda 2 kargo kapısı ve rampa kapısı olması halinde 1,25.
	K_{Lg}	Ana iniş takımlarının gövdeye monte edilmesi halinde 1,12; aksi halde 1.
	L	Radom ve kuyruk kapağı hariç gövde uzunluğu, ft.
	S_f	Gövde ıslak alanı, ft^2.
	K_{ws}	Sivrilik oranı ve açıklığa bağlı parametre; $\frac{0,75(1+2\lambda)}{1+\lambda}(B_w tan\Lambda)/L$
	B_w	Kanat açıklığı, ft.
Ana ve burun iniş takımları		$W_{lg} = W_{mlg} + W_{nlg}$ $W_{mlg} = K_{mp} {W_l}^{0,888} {N_l}^{0,25} L_m^{0,4} N_{mw}^{0,321} N_{mss}^{-0,5} V_{stall}^{0,1}$ $W_{nlg} = 0,032 K_{np} {W_l}^{0,646} {N_l}^{0,2} L_n^{0,5} N_{nw}^{0,45}$
	K_{mp}	“kneeling” tipi (örneğin C–5 uçağında) iniş takımlarında 1,126; diğer tiplerde 1.
	K_{tbg}	“tripod” tipi (örneğin A–7 uçağında) iniş takımlarında 0,826; diğer tiplerde 1.
	K_{np}	“kneeling” tipi burun iniş takımlarında 1,15; diğer tiplerde 1.
	W_l	İnişte tasarım ağırlık değeri.
	N_l	İnişte dikkate alınan nihai yük faktörü ve genellikle 1,5 x iniş yük etmeni.
	L_m	Ana iniş takım uzunluğu, in.
	L_n	Burun iniş takım uzunluğu, in.
	N_{nw}	Burun iniş takımı cant sayısı.
	N_{mss}	Ana iniş takımı şok sönümleme dikme sayısı

		Genel havacılık uçağı
Yapı		**Denklem**
Kanat		$W_{wing} = 0{,}036 W_{fw}^{0{,}0035} (A/cos^2\Lambda)^{0{,}6} q^{0{,}006} \lambda^{0{,}04} \left(\frac{100t/c}{cos\Lambda}\right)^{-0{,}3} (W_{dg}N_z)^{0{,}49}$
	W_{fw}	Kanattaki yakıt ağırlığı, lb.
	q	Seyir uçuşuna ait dinamik basınç, lb/ft^2.
	W_{dg}	Tasarım toplam ağırlık değeri, lb.
	N_z	Nihai yük etmeni ve genellikle de 1,5 x limit yük faktörü.
Yatay kuyruk		$W_{ht} = 0{,}016 (W_{dg}N_z)^{0{,}414} q^{0{,}168} S_{ht}^{0{,}896} \left(\frac{100t/c}{cos\Lambda}\right)^{-0{,}12} \left(\frac{A}{cos^2\Lambda_{ht}}\right)^{0{,}043} \lambda_h^{-0{,}02}$
	S_{ht}	Yatay kuyruk alanı, ft^2.
	Λ_{ht}	Yatay kuyruğa ait ortalama aerodinamik veterin %25'indeki kanat ok açısı.
	λ_h	Yatay kuyruğa ait sivrilik oranı
Dikey kuyruk		$W_{vt} = 0{,}073 \left(1 + 0{,}2\frac{H_t}{H_v}\right) (W_{dg}N_z)^{0{,}376} q^{0{,}122} S_{vt}^{0{,}873} \left(\frac{100t/c}{cos\Lambda_{vt}}\right)^{-0{,}49} \left(\frac{A}{cos^2\Lambda_{vt}}\right)^{0{,}357} \lambda_{vt}^{0{,}039}$
	S_{vt}	Dikey kuyruk alanı, ft^2.
	Λ_{vt}	Dikey kuyruğa ait ortalama aerodinamik veterin %25'indeki kanat ok açısı.
	λ_{vt}	Dikey kuyruğa ait sivrilik oranı
	H_t/H_v	Klasik kuyruklarda 0; T kuyruk için 1,0.
Gövde		$W_{fuselage} = 0{,}052 S_f^{1{,}086} (W_{dg}N_z)^{0{,}177} L_t^{-0{,}051} q^{0{,}241} (L/D)^{-0{,}072} + W_{press}$
	W_{press}	Kabin basınçlandırma sistemi nedeniyle ilave edilen ekstra ağırlık; $W_{press} = 11{,}9 + (V_{pr}P_{delta})^{0{,}271}$
	V_{pr}	Basınçlandırılmış hacim, ft^3.
	P_{delta}	Kabin basınç farkı, genellikle 8 psi.
	L_t	Kanadın %25 ortalama aerodinamik veter (OAV) hattından kuyruğun %25 OAV'ine kadar olan kuyruk uzunluğu mesafesi.
Ana ve burun iniş takımları		$W_{lg} = W_{mlg} + W_{nlg}$ $W_{mlg} = 0{,}095 (N_l W_l)^{0{,}768} (L_m/12)^{0{,}409}$ $W_{nlg} = 0{,}125 (N_l W_l)^{0{,}566} (L_n/12)^{0{,}845}$
	W_l	İnişte tasarım ağırlık değeri.
	N_l	İnişte dikkate alınan nihai yük faktörü ve genellikle 1,5 x iniş yük etmeni.
	L_m	Ana iniş takım uzunluğu, in.
	L_n	Burun iniş takım uzunluğu, in.

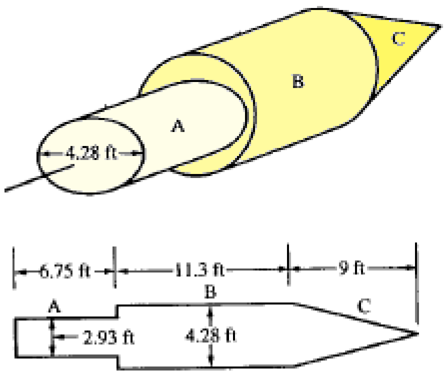
Yukarıda verilen parametrik denklemleri bu aşamada kullanmak mümkündür. Bununla beraber yapılan çalışmanın başından beri dikkate alınan basit yaklaşım ilkesi gereği burada yine nispeten kolay bir yaklaşım olan yaklaşık grup ağırlık yaklaşımı takip edilecektir. Buna göre genel havacılık uçağı için dikkate alınan bağıntılar;

Kanat ağırlığı	$2{,}5S_{planform}$	(9.134)
Yatay kuyruk ağırlığı	$2S_{yatay\ kuyruk\ planform}$	(9.135)
Dikey kuyruk ağırlığı	$2S_{dikey\ kuyruk\ planform}$	(9.136)
Gövde ağırlığı	$1{,}4S_{gövde\ ıslak\ alan}$	(9.137)
İniş takımları ağırlığı	$0{,}057W_0$	(9.138)
Takılı motor ağırlığı	$1{,}4W_{motor}$	(9.139)
Diğer ağırlıklar	$0{,}1W_0$	(9.140)

şeklinde ifade edilebilir. Denklemlerde geçen W_0 değeri güncellenmesi düşünülen toplam ağırlık değerini ifade etmektedir. Alan değerleri ise sırasıyla Şekil (9.16), (9.25), (9.26) ve (9.31) dâhilindeki ebat bilgileri kullanılarak aşağıdaki gibi hesaplanabilir;

$$S_{planform} = 148\ ft^2$$
$$S_{yatay\ kuyruk\ planform} = 35{,}3\ ft^2$$
$$S_{dikey\ kuyruk\ planform} = 14{,}4\ ft^2$$

Gövde ağırlığı denkleminde geçen $S_{gövde\ ıslak\ alan}$ değerinin hesaplanması ise kaba bir geometrik yaklaşımla hesaplanabilir. Buna göre hava aracını eliptik kesite sahip bir silindir (A), dairesel kesite sahip ikinci bir silindir (B) ve uçta da bir koni (C) şeklinde düşünebiliriz. Öngörülen geometrik şekil ve ebat bilgileri daha önceki ebat öngörüleri dikkate alınarak aşağıdaki gibi resmedilebilir;



Şekil 9.34 Hava aracının gövde ıslak alanının hesaplanmasında dikkate alınan prizmatik yapı.

Elipsin alanı;

$$S_{elips} = ab\pi \tag{9.141}$$

Elipsin çevresi ise

$$C_{elips} = 2\pi\sqrt{\frac{a^2 + b^2}{2}} \tag{9.142}$$

denklemleri ile hesaplanabilir. Burada a yatay yarı eksen uzunluğu, b dikey yarı eksen uzunluğudur. Buna göre A olarak simgelenen elipsoit hacmin taban alanı 9,85 ft^2 olarak elde edilir. Aynı hacmin yanal yüzey alanı ise çevre ve boyun dikkate alınması ile 77,8 ft^2 olarak bulunur. Dolayısıyla toplam yüzey alanı 87,63 ft^2'dir. Dairesel silindirin taban alanı 14,39 ft^2, bir önceki eliptik taban alanı dışında kalan net taban alanı değeri 4,54 ft^2, yanal yüzey alanı 151,9 ft^2 olarak hesaplanabilir. Dolayısıyla B olarak tanımlanan dairesel silindirin toplam yüzey alanı 156,5 ft^2 olur. Koninin taban hariç yüzey alanı ise;

$$S_{koni} = \pi r\sqrt{r^2 + h^2} \tag{9.143}$$

denklemi ile elde edilir. Burada r koninin taban yarıçapı, h ise yüksekliğidir. Buna göre C prizmasının yanal alanı 62,2 ft^2'dir. Sonuç olarak toplam ıslak alan değeri;

$$S_{gövde\ ıslak\ alan} = 87{,}63 + 156{,}5 + 62{,}2 = 306{,}3\ ft^2$$

olarak öngörülebilir. Eldeki bu veriler Denklemler (9.130)-(9.136) için kullanılırsa;

Kanat ağırlığı	$2{,}5(148) = 370\ lb$
Yatay kuyruk ağırlığı	$2(35{,}3) = 70{,}6\ lb$
Dikey kuyruk ağırlığı	$2(14{,}4) = 28{,}8\ lb$
Gövde ağırlığı	$1{,}4(306{,}3) = 428{,}8\ lb$
İniş takımları ağırlığı	$0{,}057(5158) = 294\ lb$
Takılı motor ağırlığı	$1{,}4(547) = 765{,}8$ lb
Diğer ağırlıklar	$0{,}1(5158) = 515{,}8\ lb$
Toplam boş ağırlık	$W_b = 2474\ lb$

sonucuna ulaşılır. Toplam kalkış ağırlığı değeri ise diğer ağırlıkların da dikkate alınması kolayca hesaplanabilir;

$$W_0 = W_{mür} + W_{py} + W_{yk} + W_b = 170 + 970 + 820 + 2474 = 4434\ lb$$

Elde edilen bu değer yeni toplam ağırlık değeridir. Ancak süreç iteratif bir süreç olup, bu değer önce iniş takımları ve diğer ağırlıkların yeniden hesaplanmasında kullanılır. Buna göre yeni iniş takım ağırlık değeri 252,7 lb, diğer ağırlıklar değeri 443,4 lb olur. Bu değerler boş ağırlık değerinde tekrar dikkate alınırsa yeni toplam boş ağırlık değeri 2360 lb olur. Yakıt ağırlığı ise yeni toplam kalkış ağırlığına göre yeniden hesaplanarak W_f = (0,159) (4434) = 705 lb şeklinde elde edilir. Dolayısıyla yeni veriler ışığı altında toplam kalkış ağırlığı;

$$W_0 = W_{mür} + W_{py} + W_{yk} + W_b = 170 + 970 + 705 + 2360 = 4205\ lb$$

olur. İfade edilen bu süreç tekrarlanırsa aşağıdaki değerlere ulaşılır;

İterasyon	W_b	W_{yk}	W_0
1	2474	820	4434
2	2360	705	4205
3	2324	668,6	4132,6
4	2313	657,1	4110
5	2309	653,5	4103
6	2308	652,4	4100
7	2308	651,9	4100

Elde edilen bu değerlere göre başlangıçta tahmin edilen toplam ağırlık değeri geriye çekilmiş ve nihayetinde toplam ağırlık değeri 4100 lb, boş ağırlık değeri 2308 lb ve yakıt ağırlık değeri de 652 lb olarak güncellenmiştir. Bundan sonraki aşamada ise yeni elde edilen ağırlık değerleri dikkate alınarak performans değerleri tekrar hesaplanacaktır.

9.8 Performans analizi

Tasarımın başlangıcında yapılan öngörüye göre toplam kalkış ağırlığı 5158 lb şeklindeydi. Ancak yapılan güncelleme sonrasında ağırlığın 4100 lb olduğu görülmektedir. Bu sonuç tasarım süreci açısından olumlu bir gelişme olup, esasen beklenen performans değerlerinin daha da iyi olacağını göstermektedir. Yeni ağırlık değerine göre yapılacak ilk güncelleme kanat ve güç yükleme değerleridir;

$$kanat\ yüklemesi \quad \frac{W}{S} = \frac{4100}{176} = 23{,}3\ lb/ft^2$$
$$güç\ yüklemesi \quad \frac{W}{P} = \frac{4100}{360} = 11{,}39\ lb/hp$$

Tasarımın bu aşamasında aerodinamik karakteristiklerin bir önceki aşamada olduğu gibi aynen seçilebileceğini söyleyebiliriz. Zira bu değerler ağırlık değerinden ziyade istatistikî verilere dayalı seçime göre yapılmıştır. Dolayısıyla;

$$C_{D,0} = 0{,}017$$
$$K = 0{,}075$$
$$C_{L,max} = 2{,}34$$
$$(L/D)_{max} = 14$$

değerleri aynen korunabilir.

9.8.1 Güç ihtiyacı ve değerlendirmesi

Öngörülen hız değerlerine göre ihtiyaç duyulan itki kuvvetini ve buna bağlı olarak da güç ihtiyacını hesaplamak mümkündür. Bu hesaplama için aerodinamik özelliklerin ve özellikle de sürüklemenin bilinmesi yeterlidir. Bahse konu grafiğin eldesi aşağıdaki işlem adımları takip edilerek yapılabilir;

1. V_∞ Seyir hızının seçilmesi,
2. Seçilen seyir hızı için taşıma katsayısının elde edilmesi;

$$C_L = \frac{2W}{\rho_\infty V_\infty^2 S}$$

3. Elde edilen taşıma katsayısına bağlı olarak sürükleme katsayısının hesaplanması;

$$C_D = C_{D,0} + KC_L^2$$

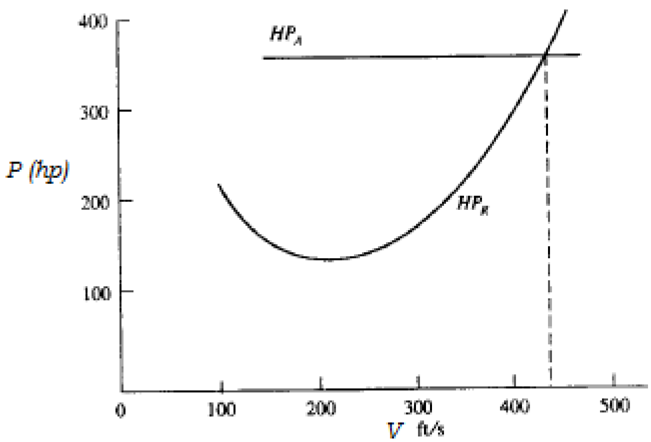
4. Elde edilen sürükleme katsayısından hareketle sürükleme kuvvetinin ve dolayısıyla da gerekli itki kuvvetinin bulunması;

$$T_R = D = \frac{1}{2}\rho_\infty V_\infty^2 S C_D$$

5. İtki kuvvetinden hareketle gerekli gücün hesaplanması;

$$P_R = T_R V_\infty$$

İfade edilen işlem adımlarının belirlenen veriler dikkate alınarak tekrarlanması halinde, 20.000 ft irtifada uçması planlanan uçağımıza ait güç (HP_R) ve hız diyagramı aşağıdaki gibi elde edilebilir;



Şekil 9.35 Gerekli ve sağlanabilen güç ile hız ilişkisi.

Hatırlanacağı üzere seçilen motorun sağlayabileceği güç (HP_A) 360 *hp* şeklindeydi. Grafiğe göre seçilen motor gücü kullanılarak azami 437 ft/sn (298 mi/h) hıza çıkmak mümkündür. Ayrıca bu hız azami kalkış ağırlığı dikkate alınarak hesaplanmıştır. Dolayısıyla seyir esnasında ağırlığın daha da azalacağı dikkate alındığında azami hızın daha da yüksek olacağı söylenebilir. Diğer taraftan tasarım gerekleri kapsamında hızın asgari 250 mi/h olması istenmekteydi. Bu sonuç da açıkça göstermektedir ki mevcut tasarım dikte edilen isteri hayli hayli karşılamaktadır.

9.8.2 Tırmanma hızı

Azami tırmanma hızının irtifaya göre değişimini daha önce yazılan Denklem (9.86) ila Denklem (9.65) ifadelerini kullanarak görselleştirmek mümkündür. Denklem (9.65) burada tekrar hatırlanırsa;

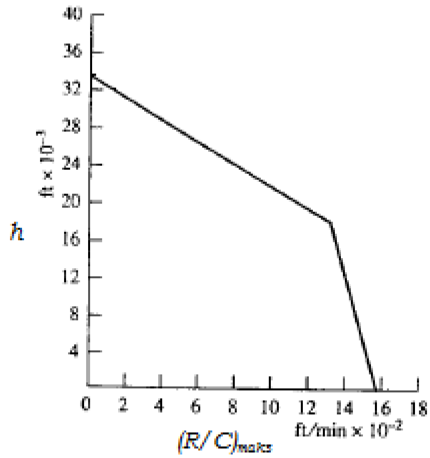
$$(R/C)_{max} = \frac{\eta_{pr}P}{W} - \left(\frac{2}{\rho_\infty}\sqrt{\frac{K}{3C_{D,0}}\frac{W}{S}}\right)^{1/2}\frac{1,155}{(L/D)_{max}} \qquad (9.144)$$

olduğu görülür. Denklemde geçen ifadelerin yoğunluk hariç hepsinin sabit olduğu düşünüldüğünde azami tırmanma hızı ile irtifa arasında doğrusal bir ilişki olduğu anlaşılır. Esasen denklemdeki güç ifadesi de yoğunluğa göre değişir. Ancak itki sistemi seçiminde motorun süper-şarjlı olduğu kabul edilmiş, dolayısıyla 18000 ft irtifaya kadar motorun sabit güç ürettiği düşünülmüştür. İrtifa arttıkça yoğunluğun düşeceği dikkate alındığında azami tırmanma hızının lineer olarak azalacağı öngörülebilir. Ancak bu azalma 18000 ft irtifadan sonra karakter değiştirir. Zira bu irtifadan sonra motordan elde edilen güç de azalmaya başlar. İrtifa ile güç arasındaki Denklem (9.86) burada tekrar hatırlanırsa;

$$\frac{P}{P_0} = 1,132\frac{\rho}{\rho_0} - 0,132 \qquad (9.145)$$

azami tırmanma hızının değişimindeki ilave lineer ilişki dikkate alınmış olur. İfade edilen bu iki denklem toplam ağırlığın 4100 lb olduğu dikkate alınarak hesaplandığında Şekil (9.33)'teki grafik kolayca elde edilebilir.

Çizilen grafiğe göre deniz seviyesinde elde edilebilecek azami tırmanma hızı 1572 ft/min şeklindedir. Hatırlanacağı üzere tasarım isterlerinde azami tırmanma hızı 1000 ft/min olarak öngörülmüştü. Dolayısıyla mevcut motor ile ister gereği hayli hayli karşılanmaktadır. Aynı durum servis tavanı için de geçerlidir. Grafiğe göre azami servis tabanı 32000 ft üzerinde olup, tasarım isterlerinde bu değer 25000 ft şeklindeydi.



Şekil 9.36 Azami tırmanma hızı ile irtifa arasındaki ilişki.

9.8.3 Menzil

Hava aracının menzili büyük oranda aerodinamik karakteristiğe bağlıdır ve ağırlık güncellemesi sonrasında da aerodinamik özelliklerin aynı olduğu kabul edilmiştir. Dolayısıyla hava aracının menzilinde herhangi bir değişiklik beklenmemelidir. Sadece yakıt ağırlığı ile toplam ağırlık oranı aynı kabul edilmesine rağmen toplam ağırlığın düşmesi nedeniyle ihtiyaç duyulan yakıt miktarı da azalma göstermiş olup, bu değer 652 lb olarak öngörülmüştür.

9.8.4 Toptanayrılma hızı

Aerodinamik özellikler değişmemesine rağmen toplam ağırlık değeri değişmiştir. Dolayısıyla toptanayrılma hızının yeniden hesaplaması gerekir. Hatırlanacağı üzere toptanayrılma hızı;

$$V_{stall} = \left(\frac{2}{\rho_\infty}\frac{W}{S}\frac{1}{(C_L)_{max}}\right)^{1/2} \tag{9.146}$$

denklemi ile karakterize edilmişti. Bu denklemde aerodinamik karakteristik olarak dikkate alınan azami taşıma katsayısı yine 2,34 olarak kabul edilir. Ancak kanat yüklemesi değeri yeni haliyle 23,3 lb/ft^2 olarak dikkate alınırsa güncellenmiş toptanayrılma hızı;

$$V_{stall} = \left(\frac{2}{(0{,}002377)}(23{,}3)\frac{1}{(2{,}34)}\right)^{1/2} = 91{,}5\frac{ft}{s} = 62{,}4 mi/h$$

olarak hesap edilebilir. Hatırlanacağı üzere isterler dokümanında asgari toptanayrılma hızı 70 mi/h olarak dikte edilmişti. Hesaplanan yeni değer isterin gereğini karşılamaktadır.

9.8.5 İniş mesafesi

Daha önce Bölüm 9.4.2 kapsamında dikkate aldığımız yaklaşma açısı değerini aynen kabul ederek dönü yarıçapı;

$$R = \frac{V_f^2}{0{,}2g} = \frac{(1{,}23V_{stall})^2}{0{,}2g} = \frac{(1{,}23(91{,}5))^2}{0{,}2(32{,}2)} = 1965\ ft$$

şeklinde hesap edilebilir. Radyal hareketin başladığı yükseklik ise;

$$h_f = R(1 - cos\theta_a) = 1965(1 - \cos(3)) = 2{,}69\ ft \tag{9.147}$$

şeklinde hesaplanabilir. Ticari uçaklar için dikkate alınan 50 ft referans yükseklik değerini temel alarak hesapladığımız yaklaşma mesafesini ise;

$$s_a = \frac{50 - h_f}{tan\theta_a} = \frac{50 - 2{,}69}{\tan(3)} = 902{,}7\ ft \tag{9.148}$$

olarak elde edebiliriz. Müteakiben yapılan radyal hareket mesafesini;

$$s_f = Rsin(\theta_a) = 1965.\sin(3) = 102{,}8\ ft \tag{9.149}$$

olarak hesaplamak mümkündür. Yer koşusu mesafesi içinse;

$$s_g = jN\left(\frac{2}{\rho_\infty}\frac{W}{S}\frac{1}{(C_L)_{max}}\right)^{1/2} + \frac{j^2\left(\frac{W}{S}\right)}{g\rho_\infty(C_L)_{max}\,\mu_r} \tag{9.150}$$

denklemi dikkate alınabilir. Burada;

$$j = 1{,}15$$
$$N = 3$$
$$\mu_r = 0{,}4$$

ve

$$\frac{W}{S} = 23{,}3\ lb/ft^2$$

değerleri dikkate alınırsa;

$$s_g = (1{,}15)(3)\left(\frac{2}{(0{,}002377)}(23{,}3)\frac{1}{(2{,}34)}\right)^{\frac{1}{2}} + \frac{(1{,}15)^2(23{,}3)}{(32{,}2)(0{,}002377)(2{,}34)(0{,}4)} = 745{,}9\ ft$$

değerine ulaşılır. Dolayısıyla güncel toplam iniş mesafesi;

$$s_a + s_j + s_g = 902{,}7 + 102{,}8 + 745{,}9 = 1751\ ft$$

olarak elde edilir. İsterler dokümanında azami iniş mesafesi 2200 ft olarak öngörülmüştü ve hesaba göre bu ister daha iyi bir performans ile karşılanmaktadır.

9.8.6 Kalkış mesafesi

Kalkış esnasında yapılan kalkış koşu mesafesini daha önce Denklem (9.151) olarak ifade etmiştik;

$$s_g = \frac{1{,}21\left(\frac{W}{S}\right)}{g\rho_\infty (C_L)_{max}(T/W)} \tag{9.151}$$

Bu denklemde geçen terimler arasındaki itki yüklemesini hesaplamak için aşağıdaki denklemi kullanmak mümkündür;

$$T = \frac{\eta_{pr} P}{V_\infty}$$
$$V_\infty = 0{,}7V_{LO} = 0{,}77V_{stall}$$

Görüldüğü üzere serbest akım hızı olarak tekerlek yerden kesme hızının belli bir oranı, oradan da toptanayrılma hızının belli bir yüzdesi dikkate alınmaktadır. Motor gücünün 360 hp (360x550 ft.lb/s) olduğu dikkate alındığında tepki kuvveti;

$$T = \frac{\eta_{pr} P}{V_\infty} = \frac{(0{,}85)(360)(550)}{(0{,}77)(91{,}5)} = 2388\ lb$$

şeklinde elde edilir. Buradan da itki yüklemesi;

$$\left(\frac{T}{W}\right)_{LO} = \left(\frac{2388}{4100}\right) = 0{,}582$$

olarak hesaplanır. Öte yandan kalkış esnasında taşıma katsayısının 20^0'lik flap öngörüsü ile 1,89 olduğunu daha önce ifade etmiştik. Bu veriler ışığı altında kalkış koşu mesafesini;

$$s_g = \frac{1{,}21(23{,}3)}{(32{,}2)(0{,}002377)(1{,}89)(0{,}582)} = 334{,}86\ ft$$

olarak buluruz. Kalkıştaki radyal harekete ait yarıçap değerini ise daha önce de yazdığımız denklemleri kullanarak;

$$R = \frac{6{,}96V_{stall}^2}{g} = \frac{(6{,}96).(91{,}5^2)}{32{,}2} = 1810\ ft \tag{9.152}$$

şeklinde hesaplayabiliriz. Buna mukabil radyal açı değerini ise;

$$\theta_{OB} = cos^{-1}\left(1 - \frac{h_{OB}}{R}\right) = cos^{-1}\left(1 - \frac{50}{1810}\right) = 13{,}5^{0} \qquad (9.153)$$

olarak elde eder ve buradan da radyal hareket mesafesini;

$$s_a = Rsin\theta_{OB} = 1810.sin(13{,}5) = 422{,}5\ ft \qquad (9.154)$$

biçiminde bulabiliriz. Kalkış koşu mesafesi ile radyal hareket mesafesinin beraber dikkate alınması ile kalkış mesafesini;

$$s_a + s_g = 334{,}86 + 422{,}5 = 757{,}36\ ft \qquad (9.155)$$

şeklinde yazabiliriz. Bu değer ise isterler dokümanında gerek şart olarak ifade edilen 2500 ft azami kalkış mesafesinden çok daha kısa veya daha uygun bir ifade ile iyi mesafeyi göstermektedir.

9.8.7 Ara özet

Ağrılık değerinin başlangıçta öngörülen 5158 lb'den 4100 lb'ye düşmesi neticesinde performansta görülen değişimin iyi yönde olduğu yapılan ikinci performans analizi sonucu gözlenmektedir. Dolayısıyla yapılan tasarımın çok daha iyi bir performans sergilediği açıktır. Ancak bu tasarımın optimal yada diğer bir ifade ile en iyi tasarım olduğu söylenemez. Zira isterler dokümanında ifade edilen tasarım gerekleri daha az bir motor gücü ve belki de daha küçük bir boyut yapılandırması ile de karşılanabilir. Bu ise daha ekonomik ve daha etkin bir çözümdür. Dolayısıyla tasarımın bu aşamasında eldeki yapılandırmanın optimize edilmesi gerekir. Eniyileme süreci ise tekrarlı işlemleri kapsar. Tasarımın optimizasyonu bu çalışmanın kapsamı dışında olup, kavramsal tasarım süreci bu aşamada sonlandırılmıştır.

Kaynakça

- Y. V. Pehlivanoğlu, Havacılık Bilimlerine Giriş I ve II Ders Notları, HHO Eğitim Portalı, İstanbul, 2010.
- J. D. Anderson Jr., Fundamentals of Aerodynamics, 3rd Edition, McGraw-Hill Inc., 2001.
- F. M. White, Fluid Mechanics, 4th Edition, McGraw-Hill Inc.,. 1999.
- P. K. Kundu ve I. M. Cohen, Fluid Mechanics, 2nd Edition, Academic Press Co., 2002.
- D. G. Hull, Fundamentals of Airplane Flight Mechanics, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2007.
- D. F. Anderson ve S. Eberhardt, Understanding Flight, McGraw-Hill Inc., 2001.
- E. L. Houghton ve P. W. Carpenter, Aerodynamics for Engineering Students, 5th Edition, Butterworth Heinemann, 2003.
- D. P. Raymer, Aircraft Design: A conceptual Approach, 2nd Edition, AIAA Education Series, 1992.
- The Jet Engine, Rolls-Royce Plc, 5th Edition, 1996.
- C. Schiller, Motion Mountain: The adventure of Physics, www.motionmountain.net, 21st Revision, 2007.
- E. Kreyszig, Advanced Engineering Mathematics, 9th Edition, John Wiley & Sons, Inc., 2006.
- J. Bird, Engineering Mathematics, 4th Edition, Newnes Co., 2003.
- Y. A. Çengel ve M. A. Boles, Thermodynamics: An engineering Approach, 5th Edition, Mc-Graw Hill Inc., 2006.
- İ. Koç, Termodinamik ve İtki Sistemleri Ders Notları, HHO Eğitim Portalı, İstanbul, 2010.
- F. İnce, Uzay Teknolojilerine Giriş Ders Notları, HUTEN HHO, 2006.
- J. D. Anderson Jr., Aircraft Performance and Design, McGraw-Hill International Editions, 1999.
- J. Roskam, Airplane Design, Roskam Aviation and Engineering Corporation, 1985.
- Wikipedia, www.wikipedia.com, 2011.
- Wikipedia, www.wikipedia.com, 2012.
- Google Pictures, www.google.com, 2011.
- Google Pictures, www.google.com, 2012.