

## **BÖLÜM 6**

### **TÜRBÜLANSA GEÇİŞ**

- 6.1- Giriş
- 6.2-  $Re_\theta$  ya dayanan basit bir yöntem
- 6.3- Hidrodinamik kararlılık teorisi
- 6.4-  $e^N$  yöntemi
- 6.5- Başka tahmin yöntemleri
- 6.6- Ampirik bilgiler
  - 6.6.1- Geçişin doğası
  - 6.6.2- Serbest akım türbülansının etkisi
  - 6.6.3-Basınç gradyantının etkisi
  - 6.6.4-Yüzey pürüzlülüğünün etkisi:
  - 6.6.5-Düşük hızlarda küt cisimler:

EK - Granville Kriteri

## BÖLÜM 6

### TÜRBÜLANSA GEÇİŞ

#### 6.1- Giriş

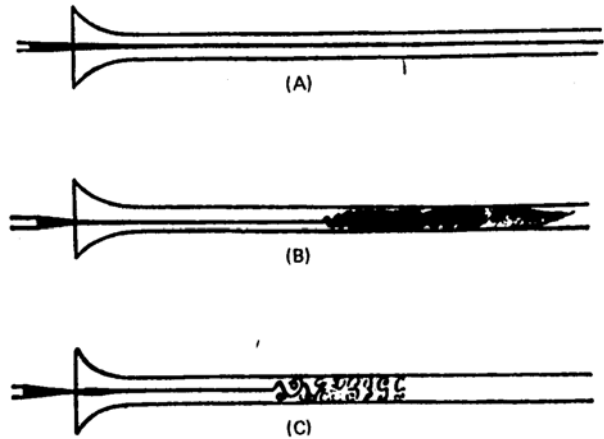
Çoğu mühendislik probleminde karşılaşılan akım türbülanslıdır. Akımın laminer veya türbülanslı olması halinde yüzey sürtünmesi ve ısı transferi çok farklı olur. Bu farklılık geniş ölçüde türbülans girdaplarının rastgele hareketleri sonucu artan karışımdan kaynaklanır. Yüzey sürtünmesi ve ısı transferi gibi akım ayrılmasının da akımın tipinden büyük ölçüde etkileneceği beklenir. Analizci veya tasarımcının ilgileneceği konular akımın laminer veya türbülanslı olmasına bağlı olabilir. Bütün bu nedenlerle verilen koşullarda bir akımın laminer mi yoksa türbülanslı mı olacağına bilinmesi önem kazanmaktadır.

Genel deneyimlerimiz yüksek Reynolds sayısında akımların daha ziyade türbülanslı olduğunu göstermektedir. Ancak böyle kaba bir tahmin dikkatli bir tasarım için yeterli değildir. Tasarımcının laminardan türbülansa geçişi tahmin edecek daha doğru yöntemlere ihtiyacı vardır. Ancak ne yazık ki bu pek de kolay değildir.

Bu bölümde sınır tabaka çalışmalarındaki en önemli ve muhtemelen en zor konulardan biri olan türbülansa geçiş konusu incelenecektir. İzleyen paragraflarda önce analitik yöntemler ve bu yöntemlerin kısıtlamaları izah edilecek, kalan kısımlarda ise konuyla ilgili seçilmiş ampirik bilgilere yer verilecektir.

Bazı analitik tahmin yöntemlerini incelemeden önce geçiş konusunda Reynolds (1883) tarafından gerçekleştirilen organize deneysel çalışmaları gözden geçirmek yararlı olacaktır. Okuyucu bir musluktan akan suyu veya sigaradan çıkan dumanı gözleyerek ilave bilgi sağlayabilir.

Reynolds, söz konusu deneylerini şematik olarak Şekil 6.1 de gösterildiği gibi bir boru içerisinde gerçekleştirmiştir. Görüldüğü gibi cam boru içerisindeki hız arttırıldıkça boyalı akımının davranışı değişmekte, laminardan türbülansa geçişi ortaya koymaktadır. Reynolds, sabit  $D$  çapındaki boru içerisinde akışkanın hızını arttırmakla daha sonraları kendi adıyla anılacak olan  $Re = \rho V D / \mu$  - "Reynolds sayısı"nı arttırmıştır. Bu deneyler sonucunda geçiş olayının gerçekleştiği "kritik Reynolds sayısı"nı 2,300 olarak bulmuştur. Daha sonraki incelemeler bu kritik değer giriş koşullarına karşı çok hassas olduğunu göstermiştir.

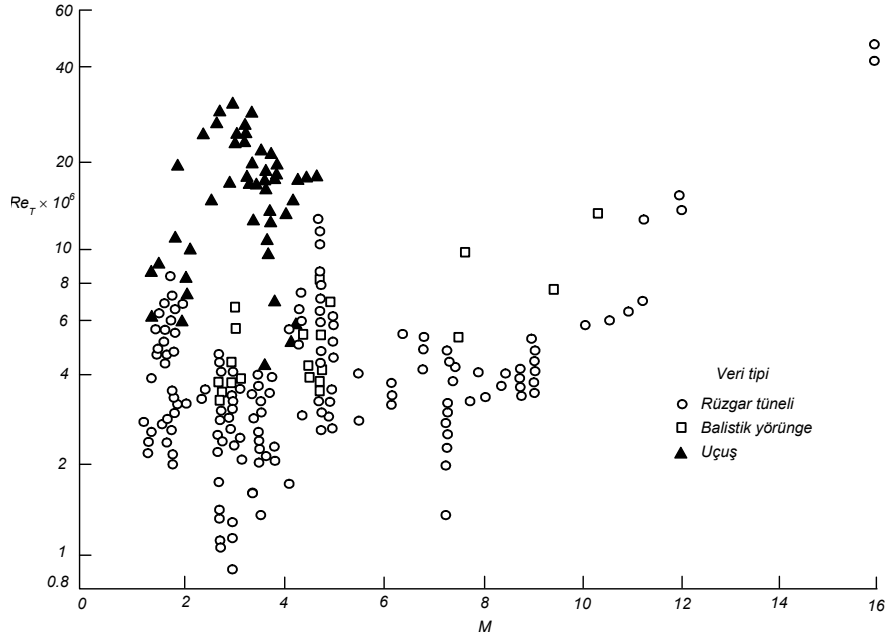


Şekil 6.1: Reynolds'un geçiş deneyleri

Nitekim giriş akımını dikkatli düzenleyerek laminer akımı  $20,000 Re_D$  sayısına kadar korumak mümkün olmaktadır. 2,300 civarındaki değer genellikle pratik mühendislik çalışmalarında kullanılmaktadır. Ki bu gibi durumlarda giriş koşulları nadiren "laboratuvar anlamında" temizdir. Ancak geçişin deney koşullarına karşı son derece hassas olması bütün geçiş çalışmalarını etkiler. Ampirik sonuçlardaki saçılmalara katkıda bulunur.

Şekil 6.2 de rüzgar tünellerinde, balistik yörüngede ve uçuşta yapılmış geçiş ölçümleriyle ilgili sonuçlar yer almaktadır. Çoğu rüzgar tüneline arka-plan bozuntuları balistik

yörüngedekinden veya uçustakinden, özellikle sesüstü hızlarda çok daha büyüktür. Bu etkinin geçiş Re sayısında kabaca bir mertebe değişimi büyüklüğünde olduğu belirtilebilir.



Şekil 6.2 – Rüzgar tünellerinde, balistik yörüngelerde ve uçuşta Reynolds sayısının fonksiyonu olarak geçiş ölçümleri (Owen, 1990)

## 6.2- $Re_\theta$ ya dayanan basit bir yöntem

Düşük hızlı akımlarda türbülansa geçiş noktasının konumunu kabaca belirleyen basit bir yöntem Michel (1952) tarafından aşağıdaki şekilde ortaya konulmuştur.

$$\boxed{Re_{\theta,trans} \approx 2.9 Re_{x,trans}^{0.4}} \quad (6.1)$$

Bu bağıntıda belirtilen koşulun gerçekleştiği x konumunda türbülansa geçişin gerçekleştiği kabul edilmektedir. Burada:

$$Re_\theta = \frac{\rho U_e \theta}{\mu}; \quad Re_x = \frac{\rho U_e x}{\mu}$$

olup gerekli  $\theta(x)$  değerleri, örneğin, Thwaites-Walz yöntemi kullanılarak hesaplanabilir. Michel kriteri ile elde edilen sonuçların %30-50 civarında güvenilir olduğu belirtilmektedir.

Yöntemin nasıl uygulanacağını göstermek bakımından bir düz levha hali dikkate alınır (4.25) bağıntısından

$$Re_\theta = 0.664 Re_x^{0.5}$$

yazılabilir. Bu bağıntı Michel kriterinde kullanılarak

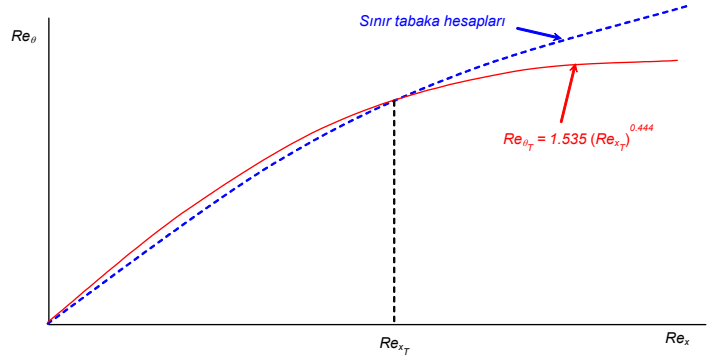
$$0.664 Re_{x,trans}^{0.5} \approx 2.9 Re_{x,trans}^{0.4} \rightarrow \boxed{Re_{x,trans} \approx 2.5 \times 10^6}$$

elde edilir.

**Not:** Michel kriteri Cousteix tarafından farklı katsayılarla

$$Re_{0,trans} \approx 1.535 Re_{x,trans}^{0.444}$$

şeklinde verilmiştir.



### 6.3- Hidrodinamik kararlılık teorisi

Türbülansla ilgili gözlemler göstermektedir ki geçiş olayı genel olarak akım içerisindeki küçük ve muhtemelen rastgele rahatsızlıkların büyümesinin bir sonucudur. Herhangi bir akımda gürültü gibi veya katı yüzeylerin hafif titreşimi gibi küçük bozuntular her zaman vardır. Akımda bazı koşullarda bu bozuntular sönümlenirken bazı hallerde büyümektedir. Reynolds'un deneylerine göre Reynolds sayısının uygun bir değerinin bu iki durum arasındaki sınırı belirlemesi beklenir.

Hatırlanacağı gibi Reynolds sayısı bir akım içerisindeki atalet kuvvetlerinin viskoz kuvvetlere oranını belirtmektedir. Buna göre Re sayısının artması viskoz kuvvetlerin ve dolayısıyla viskoz sönümlenmenin öneminin azaldığı anlamına gelir. Bu durum mekanik sistemlerin titreşimi problemiyle benzerlik göstermekte olup titreşim problemlerinde kullanılan genel yöntemleri akımın kararlılığı problemine uygulanması bir sürpriz değildir. Nitekim bu tür çalışmalar başarılı olmuştur. Uygulanan matematik hayli karmaşık ve ilginçtir. Bu bakımdan teorinin burada sadece genel yapısı verilecektir. İlgilenen okuyucular için bu konuya ayrılmış kitaplar mevcuttur. Malik'in (1990) literatür incelemesi de hayli bilgi vericidir.

Genel olarak laminer sınır tabakada bir küçük bozuntunun daimi olmayan üç-boyutlu davranışı analiz edilmek istenir. Bu incelemenin genel halde zor olacağı açıktır. Bu bakımdan bazı basitleştirici kabuller gerekir. Squire'nin (1939) "iki-boyutlu bozuntuların üç-boyutlu hale kıyasla daima daha az kararlı olacağına ilişkin teoremi" hayli yararlı olmaktadır. Buna göre asgari kararlılık koşullarını bulmak için sadece iki-boyutlu hali incelemek yeterli olacaktır.

Temel basitleştirici kabuller şunlardır:

- 1) Bozuntu büyüklükleri esas akım hızına göre küçüktür ( $u = u_0 + \hat{u}, \hat{u} \ll u_0$ )
- 2) Asıl akım hızı sadece dikey koordinatın fonksiyonudur. ( $u_0 = u_0(y)$ )
- 3) Bozuntular bir akım fonksiyonu cinsinden

$$\psi(x, y, t) = \phi(y) e^{i\alpha(x - ct)} \quad (6.2)$$

şeklinde yazılabilir. Burada  $\phi(y)$  bir kompleks amplifikasyon fonksiyonu,  $\alpha$  bozuntunun dalga numarası ( $=2\pi/\text{dalgaboyu}$ ),  $i = \sqrt{-1}$  ve  $c = c_T + ic_i$  de kompleks faz hızıdır.

Akım fonksiyonu için yukarıda verilen bağıntı zamana göre kararlılığın  $\alpha c_i$  değerine bağlı olduğunu göstermektedir.  $\alpha c_i < 0$  için sönümlenme vardır, yani bozuntular zamanla azalır.

$\alpha c_i = 0$  tarafsız durumu belirtir.  $\alpha c_i > 0$  ise bozuntuların büyümesi halini yani kararsızlığı ifade etmektedir. Akım fonksiyonunun türevleri bozuntu hız bileşenlerini verecektir:

$$\hat{u} = \frac{\partial \Psi}{\partial y} = \frac{\partial \phi}{\partial y} e^{i\alpha(x-sb)} \quad (6.3)$$

$$\hat{v} = -\frac{\partial \Psi}{\partial x} = -i\alpha \phi(y) e^{i\alpha(x-sb)}$$

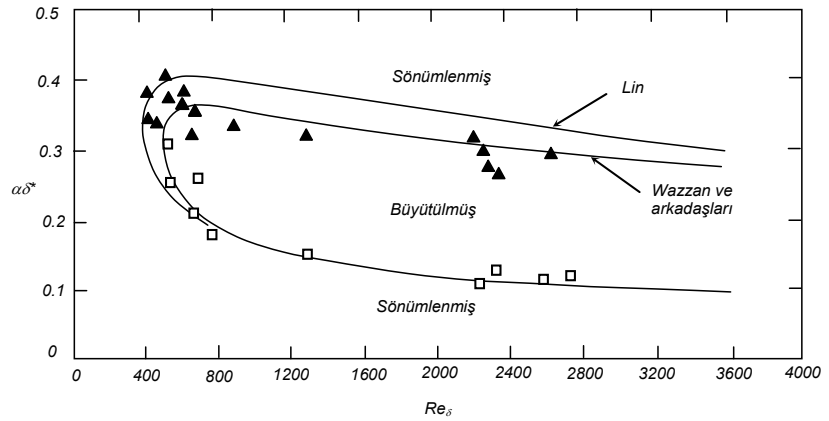
Bu bilgiler kullanılarak laminer, sıkıştırılmaz, sabit özellikli akım için zamana bağlı Navier-Stokes denklemi

$$(u_0 - c)(\phi'' - \alpha^2 \phi) - u_0'' \phi = -\frac{i}{\alpha Re} [\phi^{(iv)} - 2\alpha^2 \phi'' + \alpha^4 \phi] \quad (6.4)$$

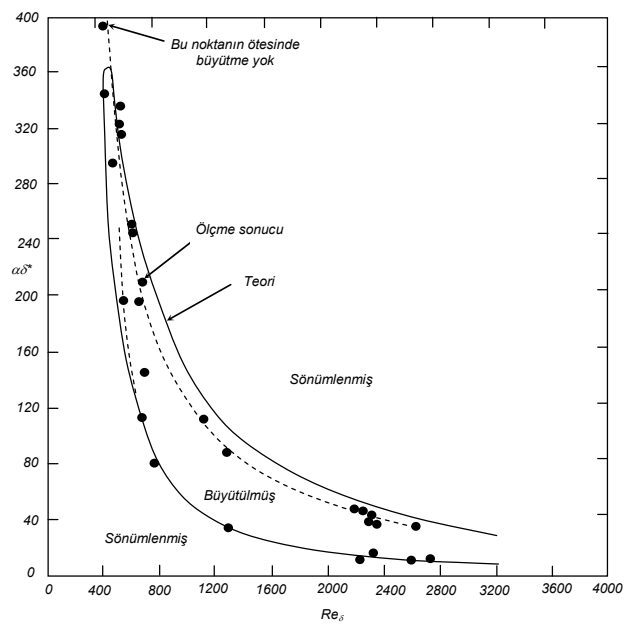
şeklinde düzenlenebilir. Bu bağıntı çok iyi bilinen "*Orr-Sommerfeld denklemi*"dir. Bu denklemin herhangi genel bir  $u_0(y)$  hız profili için çözümü güçlü bilgisayarların geliştirilmesinden önce hayli zor gözüküyordu. Bu nedenle konuyla ilgili ilk çalışmaların çoğu linear bir hız profili ( $u_0 \sim y$ , yani  $u_0'' = 0$ ) ve/veya viskoz olmayan akım ( $Re \rightarrow \infty$ ) halinde yoğunlaşmıştır.

Genel hal için birçok çalışma yapılmıştır. Lin (1945) ve başka araştırmacılar asimptotik teoriyi kullanmışlardır. Daha yakın zamanlarda Wazzan (1968) tarafından yapıldığı gibi direkt sayısal çözümler elde edilmiştir. Bu sonuçların bazıları Şekil 6.3 ve 6.4 de sunulmuştur. Teorik sonuçlar deneylerle doğrulanmıştır. Schubauer ve Skramstad (1947) düz levha üzerindeki laminer akımı ince bir manyetik şeritle titreştirerek belli dalga boylarında bozuntular elde etmişlerdir. Teorik ve deneysel sonuçlar şekillerde görüldüğü gibi uyumludur.

Bir bozuntunun kararlı olduğu maksimum  $Re$  sayısı ( $\delta^*$  cinsinden) bozuntunun  $\alpha$  dalga numarasına bağlı olduğu gösterilebilir. Ancak arka plandaki gürültünün büyüklüğüne göre için genellikle bu numaranın ne olacağı bilinmemektedir. Bu nedenle gerçekçi tek seçim en kötü halde elde edilecektir. Buna göre



Şekil 6.3



Şekil 6.4

$$\alpha\delta^* = 0.30 \quad \text{için} \quad (\text{Re}_{\delta^*})_{crit} = 520$$

bulunur. Tipik kararsız bozuntu için dalga boyları sınır tabaka kalınlıklarına kıyasla büyüktür. En küçük kararsız dalga boyu  $\alpha\delta^* = 0.30$  değerine karşılık gelir. Buradan minimum dalga boyu

$$\frac{2\pi\delta^*}{0.30} \approx 21\delta^* \approx 7\delta$$

olarak bulunur. Bu dalgalar "*Tolmein-Schlichting dalgaları*" olarak adlandırılır.

"Şayet kararsızlığın başlangıcı iyi tahmin edilirse bu durum geçiş noktasının da iyi tahmin edileceği anlamına gelir mi" sorusunun cevabı ne yazık ki hayırdır. Deneyler göstermektedir ki nispeten temiz bir dış akımda (serbest akım türbülansı % 0.1 den küçük) yer alan bir düz levha üzerindeki akımda geçiş

$$(\text{Re}_x)_{trans} = 2.5 \times 10^6$$

Reynolds sayısında gerçekleşmektedir. Bu değer Blasius çözümünde kullanılarak

$$(\text{Re}_{\delta^*})_{trans} = 2,700$$

bulunur ki bu da kararsızlık için bulunan 520 değerinden çok büyüktür. Sorun kararsızlık ve geçişin aynı şey olmamasından kaynaklanmaktadır. Kararsızlık sonuçtaki türbülansa geçişin sadece erken bir habercisidir. Sadece kararsızlık için gerekli koşulların bilinmesi geçiş için koşulların  $(\text{Re}_{x, trans})$  tahmini için yeterli değildir.

Buna rağmen hidrodinamik kararlılık teorisi hangi koşulların geçişi hızlandıracağı veya yavaşlatacağını göstermesi bakımından faydalıdır. Örneğin bir büküm noktasına sahip  $(\partial u/\partial y)$  türevinin işaret değiştirdiği hız profilleri çok kararsızdır. Bunun nedeni büküm noktasının kararlılık denklemindeki  $u_0^2$  teriminde bir işaret değişimine yol açmasıdır. Ters basınç gradyanları, büküm noktasına sahip hız profillerine götürdüğü için kararsızlık ve geçişin başlamasını çabuklaştırır. Bu niteliksel tahminler deneylerle doğrulanmıştır.

Gözenekli duvarlardan akışkan enjeksiyonu veya yüzeyin ısıtılması da büküm noktalı hız profilleri yaratır. Bu durum ısıtılmış düz levha için  $dp/dx=0$  halinde momentum denkleminden görülebilir. Duvar üzerinde sınır şartı gereği  $u=v=0$  alınarak momentum denklemi

$$0 = \frac{\partial}{\partial y} \left[ \mu(T) \frac{\partial u}{\partial y} \right] \quad (6.5)$$

şekline gelir. Buradan duvar üzerinde hız profiline eğriliği için

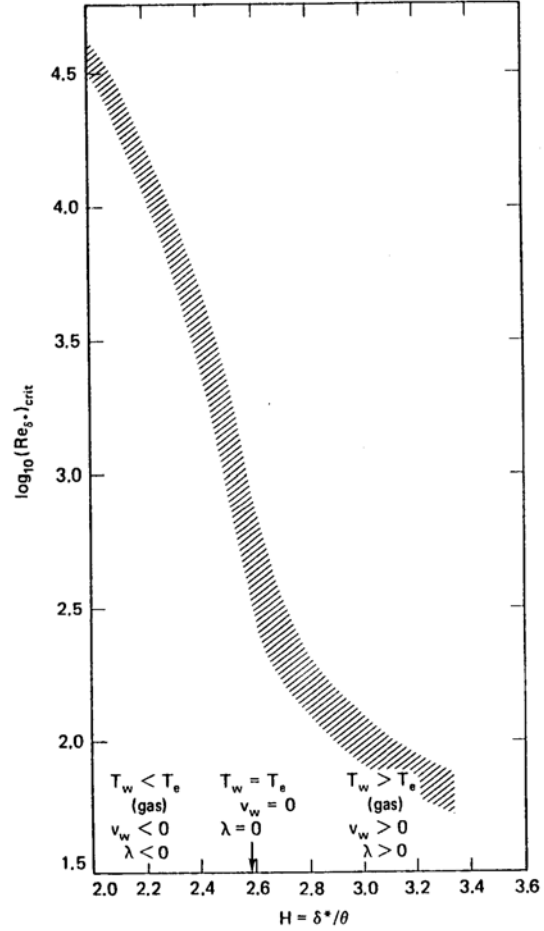
$$\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = - \frac{1}{\mu} \frac{\partial \mu}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial y} \quad (6.6)$$

bulunur. Isıtılmış yüzey için sıcaklık  $y$  ile azalır. Gazlar için viskozitenin sıcaklıkla arttığı dikkate alınırsa

$$\frac{\partial \mu}{\partial y} < 0 \quad \rightarrow \quad \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} > 0$$

olacağı görülür. Oysa sınır tabakanın kenarında hız profilinin eğriliği daima negatiftir. Buna göre arada bir yerde bir büküm noktası olacaktır. Sonuç olarak gaz akımı içindeki bir yüzeyin ısıtılması sınır tabaka içinde bir büküm noktası yaratarak kararlılığı azaltmaktadır. Sıvılar için vizkozite sıcaklıkla azaldığından bu durum tersine döner.

Hız profilinin şekli üzerindeki bütün bu etkiler  $H = \delta^*/\theta$  şekil parametresi cinsinden ifade edilebilir. Ters basınç gradyanı halinde, yüzeyden enjeksiyon halinde veya gaz akımı içinde duvarın ısıtılması halinde  $H$  parametresi büyür. Buna karşılık olumlu basınç gradyanı halinde, yüzeyden emme halinde veya gaz akımında duvarın soğutulması halinde  $H$  parametresi küçülür.  $H$  parametresindeki değişimlerin kararlılık üzerindeki etkileri Stuart (1963) tarafından incelenmiş olup sonuçlar Şekil 6.5 de sunulmuştur. Basınç gradyanı ve emme veya enjeksiyon etkileri gazlar ve sıvılar için aynıdır. Buna karşılık duvarın ısıtılmasının veya soğutulmasının etkileri gazlar ve sıvılar için tam tersine olmaktadır. Bu sonuçlar *laminer* olarak nitelendirilen kanat profillerinin maksimum kalınlık noktaları mümkün mertebe geride olacak biçimde tasarlanmaları sonucuna yol açmıştır. Maksimum kalınlık noktasının geride olması ters basınç gradyanının



Şekil 6.5-

başlangıç noktasının ve dolayısıyla geçişin geride olmasını sağlamaktadır. Yüzeyden emme uygulaması da laminer akımın kontrolü anlamında geçişin geciktirilmesi ve böylece uçağın toplam sürüklemesinin azaltılması açısından önemli bir inceleme konusudur.

#### 6.4- e<sup>N</sup> yöntemi:

Hidrodinamik kararlılık teorisi verilen bir akım problemi için geçiş noktasının yerinin bulunmasında uzun yıllar pek kullanışlı olmamıştır. Teoriye geçişin yaklaşık tahmini için genişleten bir yöntem Jaffe ve arkadaşları (1970) tarafından daha yakın zamanlarda geliştirilmiştir. Yöntemin temel fikri fiziksel bakımdan cazip ve akılcı olmakla birlikte kesin değildir: Amplifikasyon hızı doğal kararlılık noktasında sıfırdır Bunun ötesinde ise çabuk bir şekilde artar. Muhtemelen, başlangıçtaki küçük iki-boyutlu bozuntuların birikimli amplifikasyonu üç-boyutlu büyük bozuntulara ve nihayet türbülansa yol açmaktadır. Yöntem, bir bozuntunun doğal kararlılık noktasından itibaren yüzey boyunca amplifikasyon hızını gözlemleyerek, amplifikasyon hızının yüzey mesafesiyle integralinin, geçişi işaret eden belli ve üniversal olması beklenen bir değere erişmesini izler. Yöntem doğrudan sadece iki-boyutlu bozuntularla ilgilenmesi nedeniyle kesin değildir.

Yöntemin üç aşaması söz konusudur. Önce küçük bozuntuların, daha önce olduğu gibi zamansal davranışlarıyla değil de konumsal davranışlarıyla ilgilenilir. Bu iki husus sadece doğal kararlılık noktasında aynıdır. Konumsal analizin yürütülmesi zor değildir.

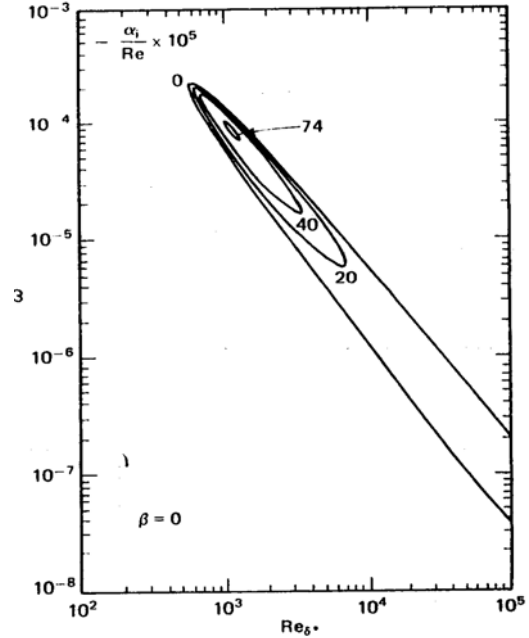
$$\psi(x, y, t) = \phi(y) e^{i\alpha(x-sb)} \quad (6.2)$$

denkleminde  $\alpha$  kompleks bir sayı ve bunun imajiner kısmı  $\alpha_i$  de amplifikasyon hızıdır. Yine

$$(u_0 - c)(\phi'' - \alpha^2 \phi) - u_0'' \phi = -\frac{i}{\alpha \text{Re}} [\phi^{(iv)} - 2\alpha^2 \phi'' + \alpha^4 \phi] \quad (6.4)$$

denklemini uygun sınır koşullarıyla çözülecektir. Bir düz levha üzerindeki akım için sonuçlar Şekil 6.6A da yer almaktadır. Burada "0" ile belirtilen eğri doğal kararlılık eğrisi olup, içerideki eğriler amplifikasyonun sabit değerlerini belirtmektedir.

İkinci aşama ilgilenilen cisim yüzeyi boyunca doğru laminer hız profilleri üretilmesidir. Bunlar hücum kenarı noktasından (veya ön durma noktasından) itibaren bunun iyice arkasında, daha kaba bir yöntem veya veri korelasyonları esas alınarak geçişin tahmin edildiği bir noktaya kadar bir çok istasyondaki kararlılık hesaplarında  $u_0(y)$  profilleri olarak kullanılacaktır. Bu profillerin doğru olması gerektiği açıktır. Aksi halde bunlar esas alınarak yapılan kararlılık hesapları hatalı olacaktır. Ayrıca, bir çok istasyonda hesap yapılacağından verimlilik de önemlidir. Bu amaçla modern, kapalı formülasyonlu bir



Şekil 6.6A

sonlu fark yöntemi tavsiye edilir.

Üçüncü aşama sonuçları deneylerle karşılaştırarak yöntemin, amplifikasyon hızının integrali için daha sonraki hesaplamalarda geçişi tahminde kullanılabilecek universal bir değer verip vermediğini görmektir. Şayet  $A_0$ , doğal kararlılık noktasında belirlenmiş bir frekansın genliği ve  $A$  da daha büyük bir  $x$  deki genlik olmak üzere

$$\frac{A_0}{A} = e^N \quad (6.7)$$

$$N = \int_{x_N}^x \alpha_i(x') dx' \quad (6.8)$$

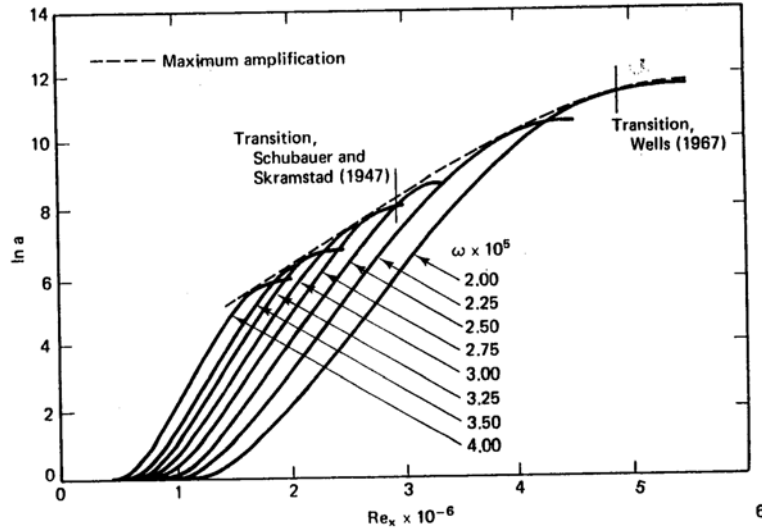
Amplifikasyon hızının integrali daha önce boyutsu bir amplifikasyon faktörü

$$a(\bar{x}) = \exp \left[ -\frac{U_\infty L}{\nu} \int_{x_N}^{\bar{x}} \frac{\alpha_i}{U_e \delta / \nu U_\infty} d\bar{x} \right] \quad (6.9)$$

cinsinden hesaplanmıştır. Burada  $\bar{x} = x/L$  olup  $\bar{x}_n$  de doğal kararlılık noktasının konumunu belirtmektedir. Boyutlu frekans  $\nu/U_e^2$  ile çarpılarak boyutsuz frekans  $\omega$  elde edilebilir.  $a(\bar{x})$  nin herhangi bir istasyondaki değeri frekansla değişecek ve  $a_m(\bar{x})$  gibi bir maksimum değer verecektir. Şekil 6.6A da, tipik bir hal olmak üzere örneğin  $Re_{\delta^*} = 10^3$  noktasından düşey bir çizgi çekilirse, doğal kararlılık eğrisi kesilerek yukarı doğru



gidildiğinde amplifikasyon maksimum bir değere kadar yükselecek, daha sonra doğal kararlılık eğrisinin üst kolu üzerinde tekrar sıfıra gerileyecektir. Eksen boyunca her bir konumda sınır tabaka içinde ne olduğuna veya hangi frekansa karşılık geldiğine bakılmaksızın  $a_m$  maksimum değeri kullanılacaktır.



Şekil 6.6B

Şekil 6.6B de düz bir levha üzerindeki akım için, boyutsuz bozuntu frekansının  $2 \times 10^{-5}$  ile  $4 \times 10^{-4}$  arasındaki çeşitli değerleri halinde  $a(\bar{x})$  nin logaritmasının  $Re_x$  ile değişimi yer almaktadır. Bu eğrilerin zarfı  $a_m(\bar{x})$  maksimum amplifikasyon faktörüne karşılık gelmektedir.  $(Re_x)_{trans}$  in düşük serbest akım türbülanslı deneylerden elde edilen ve literatürde yer alan büyük ve küçük değerleri gösterilmiş olup bunlar

$$\ln[a_m(\bar{x})] = 8.3, 11.8; \quad N = 8.3, 11.8$$

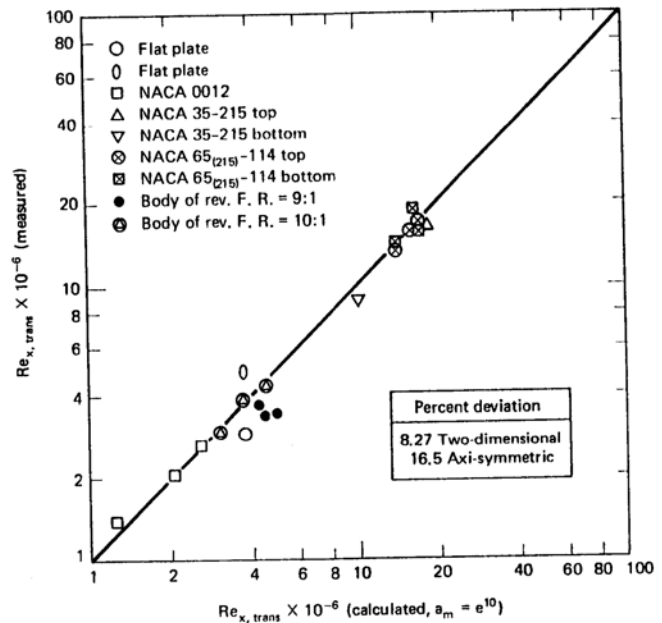
değerlerine karşılık gelmektedir.

Çeşitli cisimler üzerindeki akımlar için deneylerle yapılan çok sayıda karşılaştırma geçişi ortalama

$$\ln[a_m(\bar{x})] = N \approx 10$$

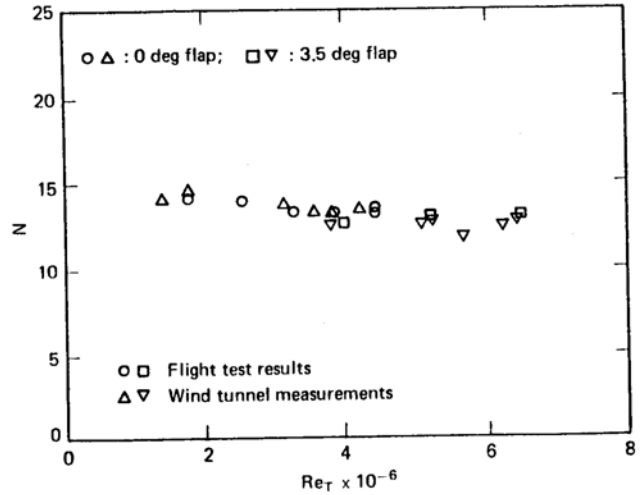
değerinin belirttiğini göstermiştir.

Analizlerde bu değer kullanılarak elde edilen sonuçların deneylerle karşılaştırması Şekil 6.7 de yer almaktadır. Erişilen hassasiyet çok büyük olmamakla birlikte, geçişin tahmini için daha ziyade fiziksel kavramlara dayanan çalışır bir yöntemin geliştirilmiş olduğu görülmektedir.



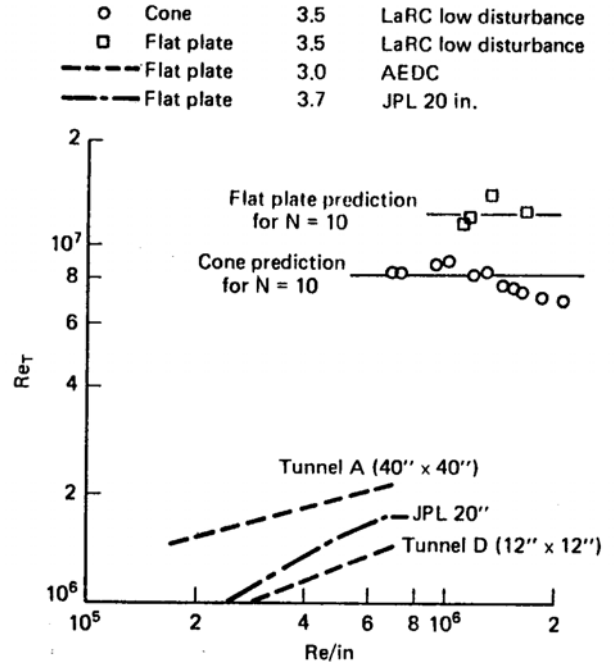
Şekil 6.7

Daha yakın zamanlardaki bazı çalışmalarda her zaman  $N \approx 10$  üniversal değerini kabullenmek yerine bütün proses bazen baştan itibaren terse çevrilerek, verilmiş şartlarda deneylerle uyum sağlamak için gerekli  $N$  değeri araştırılmıştır. Bu yaklaşımın bir örneği olarak Horstmann ve arkadaşları (1989) bir kanat profili üzerindeki geçişi bir rüzgar tüneline ve uçuş sırasında ölçmüş ve ayrıca  $eN$  yöntemiyle hesaplayarak bu ölçümlere dayanan korelasyonla  $N=13.5$  değerini elde etmişlerdir (Şekil 6.8)



Şekil 6.8

Temel yöntem ısı transferi, sıkıştırılabilirlik, eğrilik vb etkileri içerecek biçimde genişletilebilir (Malik, 1990). Düz levhalar ve 3.5 Mach sayısındaki koniler için hesaplamaların deneylerle karşılaştırması Şekil 6.9 de yer almaktadır.  $N=10$  alınarak iyi bir uyum sağlandığı görülmektedir. Temiz, gürültüsüz akım üretmek üzere tasarlanmamış daha yaşlı süperonik rüzgar tünellerinde düz levha üzerinde eski ölçüm sonuçları da gösterilmiş olup, bu ölçümlerin arka plan bozuntularından kuvvetli bir biçimde etkilendiği açıktır.



Şekil 6.9

### 6.5- Başka tahmin yöntemleri:

Geçişin tahmini için daha özenli başka iki yaklaşım daha vardır. Birisi türbülans modellerinden yararlanmaktadır. Örneğin Vancoillie (1984)  $K-\epsilon$  türbülans modelini kullanarak geçişel akımları başarıyla hesaplamıştır. İkinci yaklaşım bir küçük bozuntu kabulü veya başka bir basitleştirici kabul yapmaksızın doğrudan üç-boyutlu zamana bağlı laminer akımla ilgilenmektedir. Çok karmaşık ve maliyetli hesaplamalar içermektedir.

Bu yaklaşımların hiçbiri de mühendislik amaçları için kullanışlı bulunmamaktadır.

## 6.6- Ampirik bilgiler:

Analitik yöntemlerin yukarıda izah edilen durumuna göre mühendislerin pratikteki çalışmalarında geçişin tahmini için ağırlıklı olarak ampirik bilgilere güvenmesi gerektiği fark edilebilir. Burada, mevcut ampirik bilgilerin temsilcisi sayılabilecek örnekler verilecektir.

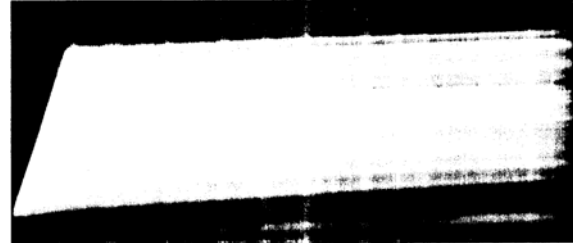
### 6.6.1- Geçişin doğası:

Geçişle ilgili olarak anlaşılması gereken ilk önemli husus bunun tekil ve ani bir olay olmadığıdır. Geçiş akımın belli bir bölgesinde oluşan, çeşitli aşamalar içeren bir süreçtir. Bazı araştırmacılar kararsızlıktan başlayıp üç-boyutlu büyük bozuntulara ve nihayetinde de türbülansa varan yediye kadar aşama tanımlamaktadır. Bu süreç bir düz levha üzerinde Werle (1982) tarafından çekilen mükemmel ayrıntılı fotoğraflardan görülebilir (Şekil 6.10).

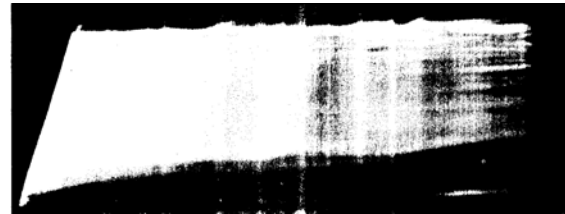
Burada akım soldan sağa doğru akmakta olup, doğal kararlılık noktasından itibaren iki-boyutlu bozuntular büyümeye başlamaktadır.

Bunlar daha sonra üç-boyutlu bozuntular şeklinde parçalanmaktadır. Biraz sonra lokal türbülans spotları oluşmakta, ve nihayet bunlar birbirine karışarak tam türbülanslı akım oluşturmaktadır.

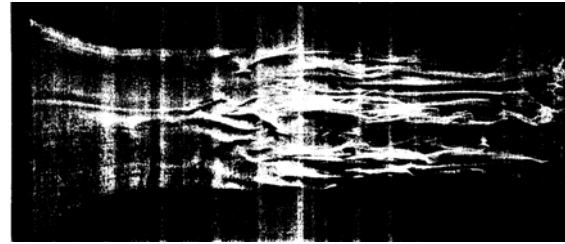
Geçiş bölgesinin  $\Delta x_{tr}$  uzunluğu Mach sayısının ve geçişteki Reynolds sayısının fonksiyonu olarak Potter ve Whitfield (1962) tarafından incelenmiş olup sonuçlar Şekil 6.11 de yer almaktadır. Geçiş bölgesi uzunluğunun geçişin sonuna kadar olan toplam uzunluğun bir kesiri olduğu belirtilebilir.



$Re_L=20,000$  Kararlı akım

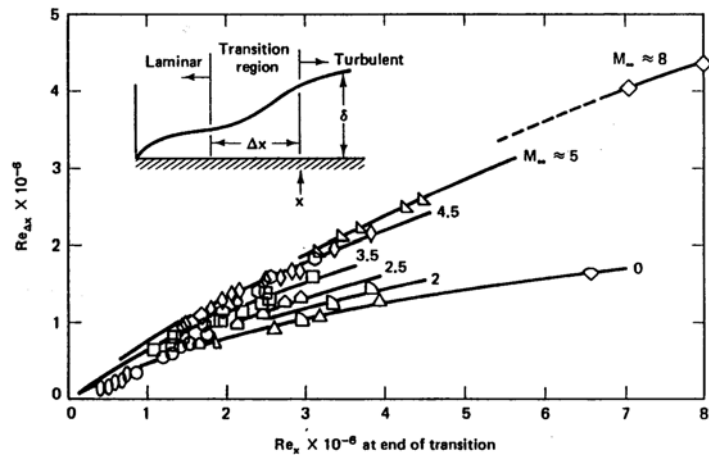


$Re_L=100,000$  Bozuntular büyümekte



$Re_L=100,000$ , Hücum açısı 1 derece, türbülanslı akım

Şekil 6.10



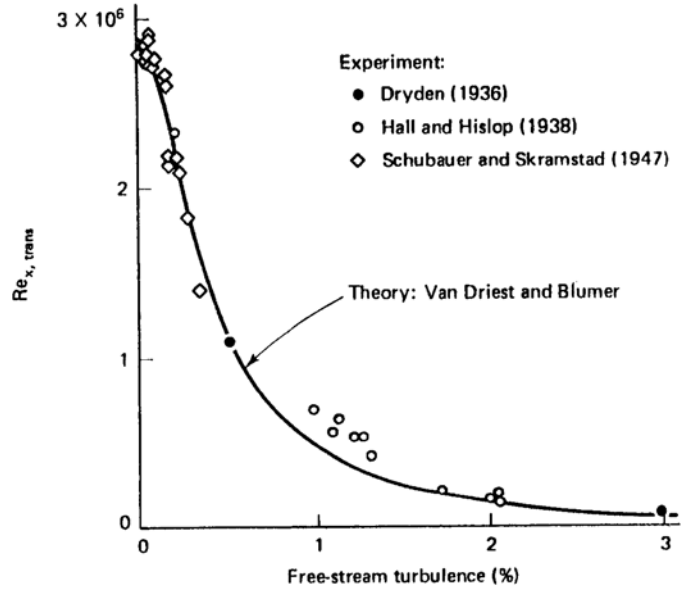
### 6.6.2- Serbest akım türbülansının etkisi:

Sezgisel olarak, akımın arka planında mevcut olan bozuntuların seviyesinin ve tabiatının geçişi etkileyeceği beklenir. Düz levha üzerindeki düşük-hızlı akımda alınmış bazı veriler, Van Driest ve Blumer'e (1963) ait bir teoremin sonuçlarıyla birlikte Şekil 6.12 de yer almaktadır.

Bu teori basit bir fiziksel kavrama dayanmaktadır. Buna göre geçiş, vortisite cinsinden

$$Re_{vort} = \frac{(\partial u / \partial y) y^2}{\nu} \quad (6.10)$$

şeklinde tanımlanan bir Reynolds sayısının kritik bir değerine karşılık gelecektir. Bu özel Reynolds sayısı



Şekil 6.12

ataletsel gerilmeler  $\rho y^2 \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2$  ve lokal kayma gerilmesi  $\tau = \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)$

arasındaki oranı temsil etmektedir. Düz levha üzerindeki akım için Van Driest ve Blumer

$$\frac{1.690}{Re_{x,trans}^{1/2}} = 1.0 + 19.6 Re_{x,trans}^{1/2} \left[ \frac{\overline{(u')^2}}{U_e^2} \right] \quad (6.11)$$

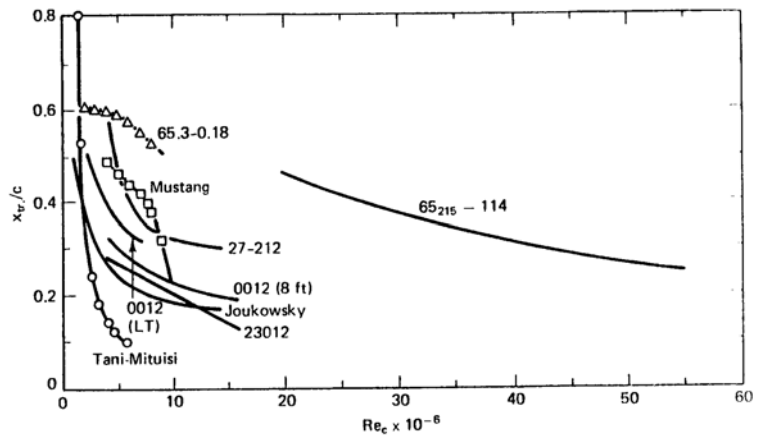
bağıntısını vermişlerdir.

### 6.6.3-Basınç gradyantının etkisi:

Şekil 6.13 de, sıfır hücum açısındaki çeşitli kanat profilleri üzerinde geçişin veter boyunca konumu için elde edilmiş birçok rüzgar tüneli verisinin, vetera göre

$$Re = \frac{\rho U_\infty c}{\mu}$$

şeklinde tanımlanan Reynolds sayısı ile değişimi yer almaktadır. Reynolds sayısı arttıkça geçiş noktası daima öne doğru kaymaktadır. Ancak kaymanın miktarı kanat profilinin şekline ve dolayısıyla basınç dağılımının ayrıntısına bağlıdır.



Şekil 6.13

Pohlhausen basınç gradyanı parametresi  $\lambda$  ile tanımlanan laminer, basınç gradyanlı hız profilleri için Van Driest ve Blumer (1963) korelasyon şemalarını genişleterek

$$\frac{9.860}{Re_{\delta, trans}} = 1.0 - 0.49\lambda + 3.36 Re_{\delta, trans} \left[ \frac{(u')^2}{U_e^2} \right] \quad (6.11)$$

bağıntısını bulmuşlardır. Bu bağıntıya göre yüksek serbest akım türbülansının ve ters basınç gradyanlarının ( $\lambda < 0$ ) geçişi çabuklaştıracağı görülmektedir.

#### 6.6.4-Yüzey pürüzlülüğünün etkisi:

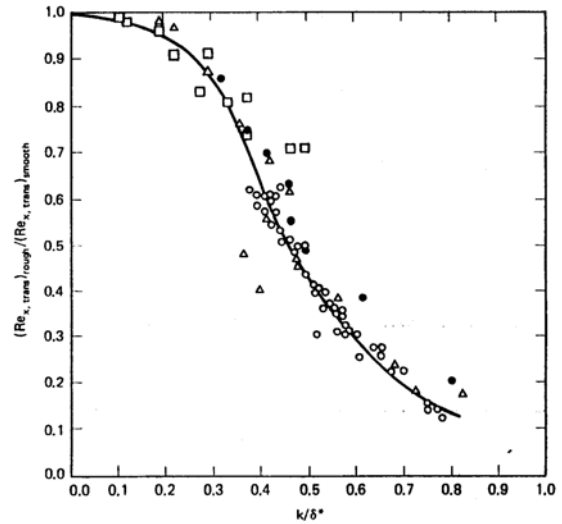
Yüzey pürüzlülüğünün tanımı kolay gözükmeyle birlikte pek de öyle değildir. Pürüzlülüğün işlenmiş bir yüzey ile paslanmış bir yüzeydeki veya paslanmış çelik ve alüminyum yüzeylerdeki karakteri bir diğerinden farklıdır. Bütün bu gözlemler pürüzlülüğün etkisinin, ortalama pürüz yüksekliği,  $k$ , gibi tek bir parametre ile tanımlanması konusunda önemli bir zorluk yaratmaktadır. Çoğu dikkatli çalışmalar ekseriyetle yüzey üzerinde bulunan bir tel gibi tekil, izole edilmiş, iki-boyutlu pürüzlülük elemanı ile veya yüzeye yapıştırılmış üniform-boyutlu zımpara kağıdıyla oluşturulan basit dağılmış pürüzlülük ile gerçekleştirilmiştir.

Tekil pürüzlülük elemanlarıyla yürütülen çalışmalar, düşük  $Re$  sayılı rüzgar tünellerinde veya çekme tanklarında gerçekleştirilen deneylerde, daha büyük  $Re$  sayısındaki uçuş koşullarını benzeştirmek amacıyla laminer sınır tabakanın "trip" edilmesi şeklindeki uygulama nedeniyle ilgi çekmektedir. Dryden (1953) iki-boyutlu tekil bir pürüzlülüğün etkisini içeren verileri bir araya getirmiş olup, sonuçların

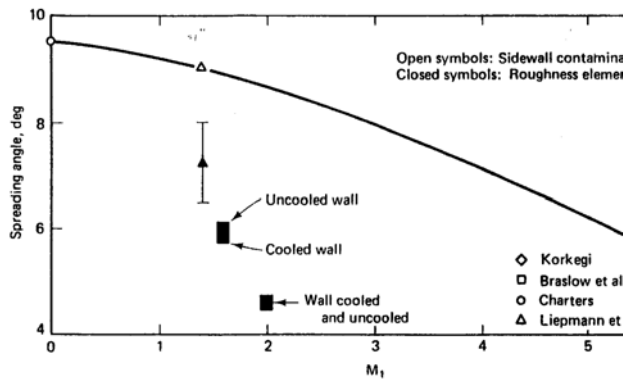
$$\frac{(Re_{x, trans})_{pürüzlü yüzey}}{(Re_{x, trans})_{düzgün yüzey}}$$

oranı ile değişimi Şekil 6.14 de yer almaktadır.

Bazen bir sınır tabaka aynı hatta yer alan münferit pürüzlülük elemanlarıyla trip edilebilmektedir. Bu gibi durumlarda türbülanslı bölge her bir pürüzlülük elemanından küçük bir açıyla yanlara doğru yayılmaktadır. Bu açılar için yapılan bazı ölçme sonuçları Şekil 6.15 de yer almaktadır. Bu konuyla ilgili bir husus da tünel yan duvarlarından veya ana akıma dik yer alan bir başka cisimden kaynaklanan türbülansın yanallı yayılmasıdır. Bu açı için yapılan ölçme sonuçları da aynı şekil üzerinde sunulmuştur. Her iki açının da Mach sayısı arttıkça azalmakta olduğu belirtilmelidir.



Şekil 6.14



Şekil 6.15

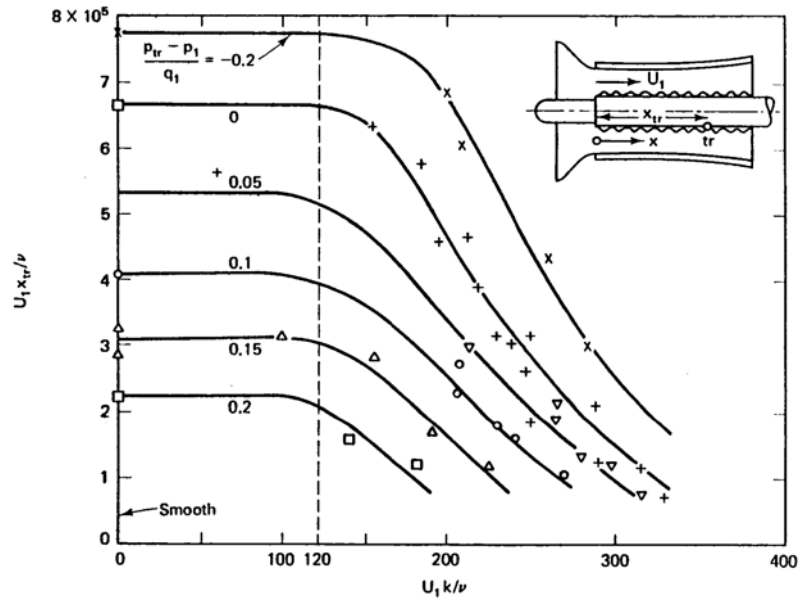
Feindt (1956), Şekil 6.16 da gösterildiği gibi bir araç içerisinde üniform-boyuttaki zımpara kağıdının etkisiyle basınç gradyanının etkisini birlikte incelemiştir. Burada sadece pürüzlülük etkisiyle ilgilenildiğinden sadece "0" ile belirtilen eğri dikkate alınacaktır.

Açık ki,  $k$ 'nin çok küçük değerleri için geçiş üzerinde pürüzlülüğün bir etkisi yoktur. Ancak

$$\frac{U_1 k}{\nu} \geq 120$$

İçin çabucak artan bir etki gözlemlenmektedir. Bu değer

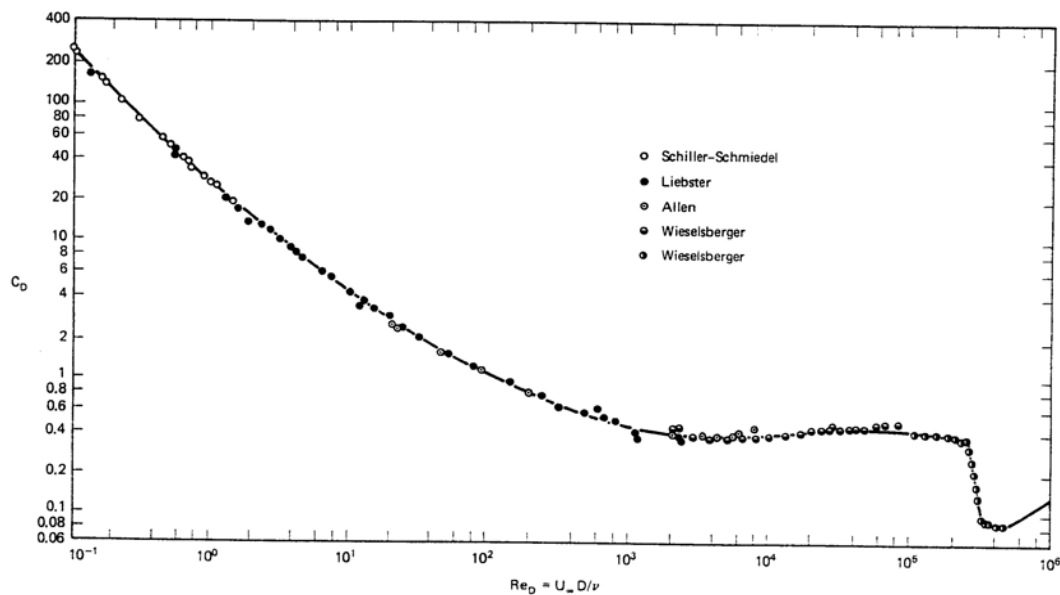
bir kritik pürüzlülük boyutu olarak nitelendirilebilir. Bu kavram düzgün bir yüzeyin nasıl olması gerektiğini belirlediği için mühendislik pratiği açısından önemlidir. Nitelik bu kavram kullanılarak geçiş açısından gereken yüzey parlaklığı akılcı bir biçimde belirlenebilir. Şekilde ayrıca olumlu ve ters basınç gradyanı etkileri de görülmektedir.



Şekil 6.16

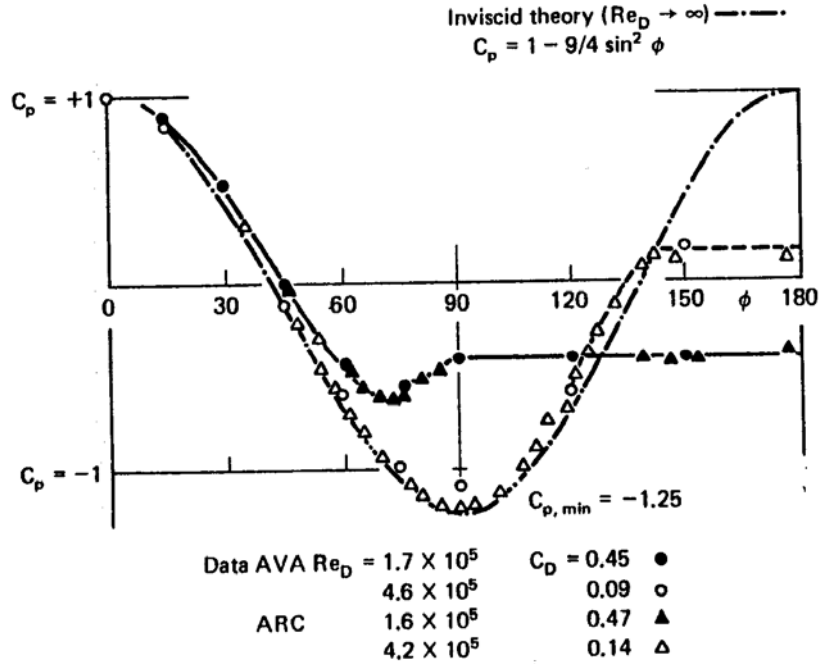
### 6.6.5-Düşük hızlarda küt cisimler:

Küre veya dairesel silindir gibi küt cisimler üzerinde düşük hızlardaki akımda geçişin etkisi son derece önemlidir. Öncelikle kürenin sürüklenme katsayısının Reynolds sayısı ile değişimi için Şekil 6.17 incelenirse  $Re_D \approx 3.5 \times 10^5$  civarında sürüklemenin  $C_D \approx 3.5$  olan değerinde ani bir düşüş olduğu dikkati çekmektedir.



Şekil 6.17

Akım görüntüleme deneyleri bu ani düşüşün, küre üzerindeki sınır tabakada türbülansa geçişin laminer ayrılma noktasından (82 derece açısız konumda) önce gerçekleştiğini göstermektedir. İleride görülecektir ki, türbülanslı sınır tabaka ayrılmaya karşı laminer sınır tabakaya göre daha dirençlidir. Buna göre geçiş sonrası türbülanslı sınır tabaka küre boyunca bir miktar daha yapışık olarak kalabilmektedir. Bu bölgede basınç dağılımı da viskoz olmayan haldeki dağılıma laminer haldekenden daha yakın kalmaktadır. Bu durum Şekil 6.18 de görülmektedir. Sonuç olarak, türbülanslı halde yüzey sürtünme sürüklemesi laminer haldekenden daha fazla olmasına rağmen basınç sürüklemesi büyük miktarda azaldığından toplam sürüklenme de düşmektedir.



Şekil 6.18

**EK - Granville Kriteri:****Yarı ampirik yöntem (Deneysel veriler + kararlılık teorisi)**

$$\text{Re}_{\theta, Trans} - \text{Re}_{\theta, Inst} = 375 + e^{6.1+55 \pi_{2T}}$$

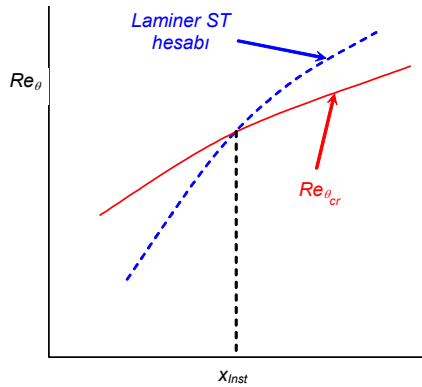
$$-0.04 \leq \pi_{2T} \leq 0.024$$

$$\text{Re}_{\theta} \geq \text{Re}_{\theta, Trans}$$

ise **GEÇİŞ GERÇEKLEŞİR!**

Burada

$\pi_{2T}$	Ortalama Pohlhausen parametresi	$\pi_{2T} = \frac{1}{x - x_{Inst}} \int_{x_{Inst}}^x \frac{\theta^2}{\nu} \frac{dU_e}{dx'} dx'$
$\text{Re}_{\theta, Trans}$	Geçiş Re sayısı	
$\text{Re}_{\theta, Inst}$	Kararsızlık Re sayısı	
$x_{Inst}$	Kararsızlık noktası	
$x$	Laminer sınır tabaka hesap noktası	
$x$	Laminer sınır tabaka hesabı ile bulunan momentum kalınlığı	

**Kararsızlık noktasının bulunması**

Falkner-Skan benzerlik profillerinin kararlılık analizinden

$$\text{Re}_{\theta_{cr}} = \begin{cases} \frac{1}{H} e^{5.27+17.2 \left( \frac{1}{H} - 0.39 \right)^{0.5}} & H < 2.5 \\ \frac{1}{H} e^{3.5 + \frac{2.897}{H} + \frac{22230}{H^{10}}} & H > 2.5 \end{cases}$$