T.C.

BAŞBAKANLIK

Devlet Meteoroloji İşleri
Genel Müdürlüğü

248

D İ N A M İ K   M E T E O R O L O J İ

CİLT : II

Yazan :

Taşkın Tuna MSc

Fizik Yüksek Mühendisi

ANKARA/1980

Ö N S Ö Z

Dinamik Meteoroloji konusunda hazırladığımız bu kitapçıkla, 2.cilt tamamlanmış oluyor.

Dinamik Meteoroloji Cilt:2, uzun süren etüd, inceleme ve literatür çalışmalarının bir ürünüdür. Belki en önemli özelliği, konulara sadece matematiksel yönden bir yaklaşımdan ziyade Sinoptik Meteoroloji'nin de temel sonuçlarına bir çözüm ve yorum getirebilme tekniğini geliştirmiş ol[illegible]. [illegible]lece Sinoptik ve Dinamik Meteoroloji'nin bir bakıma [illegible]sit"i meydana gelmiş olmaktadır.

Bu cilt, hemen tüm ileri ülke Üniversitelerinde okutulan Dinamik Meteoroloji Derslerinin tüm konularını içermektedir. Problemlerin bir kısmı çözülmüş, bir kısmı da okuyucuya bırakılmıştır.

Bu cildin en ağırlıklı bölümü diverjans-konverjans ve vorticity ilişkileridir.. Bir bakıma, bu bölümleri gayet iyi inceleme fırsatı bulabilen araştırıcı ve uzmanlar, sanırım Nümerik Hava İstidlâlleri (NWP) konusunda ilk ve temel yaklaşıma da kavuşmuş olacaklardır.

Konular, kuşkusuz Meteoroloji Teknik Lisesi'nin müfredat çerçevesini çok çok aşan boyutlardadır. Bununla beraber, meraklı ve ilgili öğrencilerimize de kitabın faydalı olabileceği ümidini taşımaktayım.

Kitabın hazırlanış ve baskıya hazır hale gelişi sırasında çok titiz bir kontrolden geçirilmesine rağmen, bazı hatalar gözden kaçmış olabilir.

Meslekdaşlarımın bu hatal[illegible]sını ve her çeşit uyarıları için büyük memnuniyet[illegible] ifade etmek isterim.

Taşkın Tuna, MSc
Fizik Yüksek Mühendisi

Ocak/[illegible]

BÖLÜM III

A T M O S F E R İ N   H A R E K E T İ

(RÜZGÂRLAR)

1. Giriş :

Saatlik, günlük ve aylık hava değişmelerini meydana getiren sebep, atmosferin hareketidir denilebilir. Bu hareketi meydana getiren kuvvetin doğmasında, güneşten alınan ısı enerjisinin çok önemli bir payı olduğu muhakkaktır. Husule gelen enerji, atmosferi ısıtınca, havanın hareketi ile birlikte " atmosfer makinesi" de çalışmaya başlar. Arzın ısınmasının birçok faktöre bağlı olduğu bilindiğine göre (meselâ Albedo, yükseklik farkı. enlem derecesi, bulutluluk, mevsimler v.s.) atmosferin geniş bir sahadaki hareketinin yani, gerek sirkülasyonunun tam ve münakaşasız bir "resmini" ortaya çıkartmanın güçlüğü, kendiliğinden ortaya çıkacaktır. Ayrıca, arz yüzeyinin engebeli oluşu dolayısıyla sürtünme, özellikle yere yakın seviyelerde rüzgârın hızına ve yönüne tesir edecektir. Bütün bunlara ilâveten arzın kendi ekseni etrafındaki dönüşü ve bu dönüşten meydana gelen tabii bir kuvvetin -Coriolis Kuvvetin- her zaman göz önünde tutulması gerekecektir.

Atmosferin genel sirkülasyonu (dolaşımı) geniş bir saha için söz konusu olacağından bu konuyu daha ilerideki bölümlerde inceliyeceğiz. Bu bölümde daha ziyade mahalli sebeplerden ileri gelen "orta çaptaki" bir alanda husule gelen rüzgârlar üzerinde duracağız.

Önce meseleyi daha küçük bir açıdan görmek üzere, arzın ekseni etrafında dönmediğini farzedelim.

2. Hareket Denklemleri ve Basınç Gradient Kuvveti :

Arz, kendi etrafında dönmediği takdirde, sabit bir koordinat sisteminde Newton Kanunu'na göre hareket denklemi:

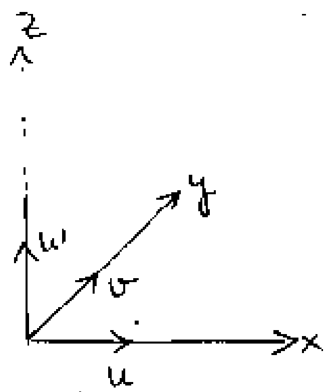
$$F = m.a \qquad (3.1)$$ ile verilir.

Burada m:Hareketlinin kütlesi, a: Hareketlinin ivmesi ve F'de (din) cinsinden bu harekete sebep olan kuvvetin büyüklüğüdür. (3.1) denklemi, karteziyen koordinatlarda 3 buutlu olarak aşağıdaki şekli alır.

$$F_x = m.a_x = m.\frac{du}{dt}$$

$$F_y = m.a_y = m.\frac{dv}{dt} \qquad (3.2)$$

$$F_z = m.a_z = m.\frac{dw}{dt}$$



(Şekil-1)

(Şekil : 1) den de anlaşılacağı gibi u, v, w, x, y, z eksenleri üzerindeki parçacığın hız bileşenleri, $\frac{du}{dt}$, $\frac{dv}{dt}$, $\frac{dw}{dt}$ ise, aynı eksenler üzerindeki ivme bileşenleridir.

Eğer, birim kütleyi (1 gm.) kabul edersek, bu takdirde (3.2) ifadeleri :

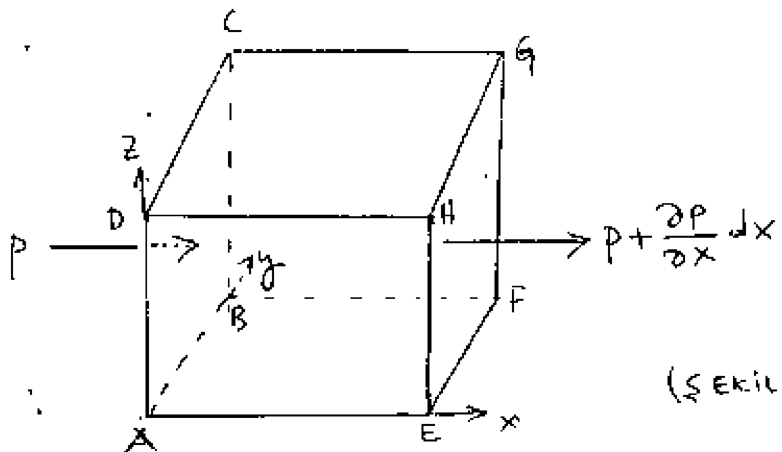
$$F_x = \frac{du}{dt} \quad , \quad F_y = \frac{dv}{dt} \quad , \quad F_z = \frac{dw}{dt} \qquad (3.3)$$

şeklini alırlar. Burada Fx, Fy ve Fz birim kütlüye sahip parçacık üzerine, meselâ birim kütledeki bir hava parseli üzerine etki ederek, onu harekete geçiren kuvvetler "topluluğudur". Bunların içinde sürtünme, viskosite gibi kuvvetler de bulunabilir. Fakat meteoroloji yönünden veya daha açık bir deyişle sinoptik bakımdan bu kuvvetler, "Basınç Gradient Kuvveti" kadar etkili olamazlar. Basınç Gradient Kuvveti, diğer kuvvetlerin yanında gerek büyüklük bakımından, gerekse alt ve üst atmosferin bütün tabakalarında her zaman mevcut olduğundan, dinamikte ihmal edilemez.

Basınç Gradient Kuvveti, iki nokta arasındaki basınç farkından doğan bir kuvvettir. Bu kuvvet, dikey olarak alınan iki basınç seviyesine göre ortaya çıkarsa dikey basınç Gradient Kuvveti adını alır. Eğer noktalar yatay bir düzlemde ise, (meselâ yerde) bu takdirde yatay basınç Gradient Kuvveti tarif edilmiş olur.

Basınç Gradient Kuvvetinin değeri şu şekilde bulunabilir;

Sonsuz küçük bir küp düşünelim. Küpün kenarları kullanılan koordinat eksenlerine paralel olsun.(bk.Şekil-2)



(ŞEKIL-2)

Küpün A B C D yüzeyindeki basınç p olursa, karşıt olan E F G H yüzeyindeki basınç $\left(p+\frac{\partial p}{\partial x}.dx\right)$ olarak gösterilecektir. Burada $\frac{\partial p}{\partial x}$ basıncın x yönündeki artma miktarıdır. dx ise, küpün bir kenarının uzunluğudur. (Misâl olarak farzedelim ki, p=1000 mb.dır ve her metrede de 0,1 mb.lık bir basınç artışı vardır.Küpün uzunluğu 10 m. ise, karşıt yüzeydeki basınç değeri:

$$p+\frac{\partial p}{\partial x}dx = 1000 + \frac{0,1}{1} . 10 = 1001 \text{ mb.dır)}$$

A B C D ve E F G H yüzlerine tesir eden basınçları bulduktan sonra, bu yüzlere isabet eden kuvvet de hesaplanabilir. $p=\frac{F}{s} \Rightarrow F=p.s$ formülüne göre, A B C D yüzeyine tesir eden kuvvet: $(p.dy.dz)$ ve E F G H yüzeyine tesir eden kuvvet de $\left(p+\frac{\partial p}{\partial x}dx\right)(dydz)$ olacaktır.

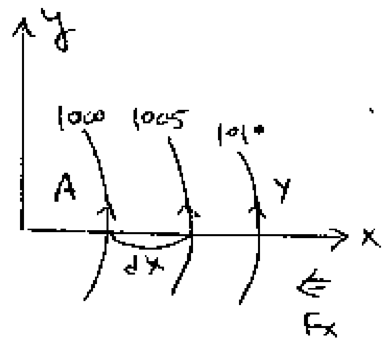
Her iki yüzeye tesir eden basınç kuvveti böylece hesaplandıktan sonra, bu iki basınç kuvvetinin farkı, Basınç Gradient Kuvvetinin değerini verecektir. Yani :

$$F_x = p.dy.dz - \left(pdydz + \frac{\partial p}{\partial x}dxdydz\right) \quad \text{veya:}$$

$$F_x = -\frac{\partial p}{\partial x}dV \qquad (3.4)$$

(3.4) formülündeki dV= dxdydz küpün hacmini göstermektedir. Birim kütle için $dV=\frac{m}{\rho}$ veya $dV=\frac{1}{\rho}$ olacağından (3.4) denklemi, $F_x=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}$ (3.5) şeklini alır.

(3.5) Denkleminde : Eğer $\frac{\partial p}{\partial x} > o$ ise, yani x ekseninin pozitif yönünde (batı-doğu yönünde) basınç artışı görülürse, Basınç Gradient Kuvvetinin doğrultusu $F_x < o$ negatif yönde olacaktır. Başka bir değişle Basınç Gradient Kuvveti yüksek basınçtan alçak basınca doğru yönelen bir kuvvet olarak doğacaktır. Aynı şekilde $\frac{\partial p}{\partial x} < o$ olduğu zaman $F_x > o$ olacak ve Basınç Gradient Kuvveti'nin yönü, yine yüksek basınçtan, alçak basınca doğru olacaktır.



$\frac{\partial p}{\partial x} > o$ ise, (p, $\vec{x}$'in (+) yönünde artar)

F_x = negatif olur.

(3.5) Formülünü küpün bütün yüzeyleri için yaparsak:

$$F_x = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}, \quad F_y = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y}, \quad F_z = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z} \quad (3.6)$$

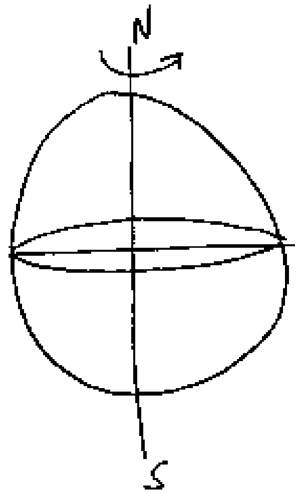
formülleri elde edilir. Fz, dikey Basınç Gradient Kuvvetini göstermekte olup, yine yüksek basınçdan (aşağı seviyelerden) alçak basınca (yukarı seviyelere) doğru yönelmiştir. Bu kuvvet aşağıya doğru yönelen çekim kuvveti ile dengede kalırsa, hidrostatik eşitlik sağlanır.

Havanın dikine olan hareketi, yatay hareketinin yanında oldukça küçüktür. Ve birçok durumlarda göz önüne alınmıyabilir. (Tornado ve Harricanler hariç) Bu yüzden hareketi, yatay bir düzlem için yazacak olursak; (3.3) denklemleri ile (3.6) denklemlerinden:

$$\frac{du}{dt} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}, \qquad \frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y} \tag{3.7}$$

ifadeleri elde edilir. (3.7) denklemleri sabit bir koordinat sisteminde hava parselinin hareket denklemleri olarak belirtilir.

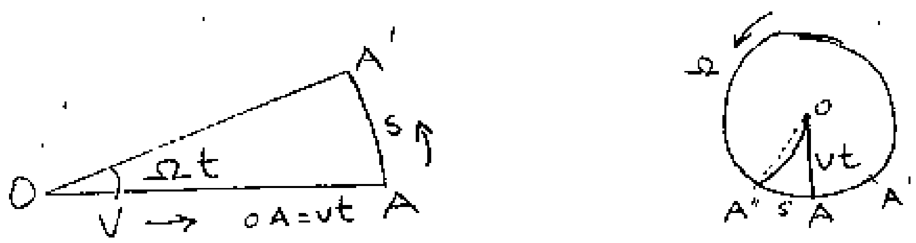
3. Arzın Dönüşünün Tesiri (Coriolis Kuvvet) :



Arz, Ω ile gösterilen bir açısal hızla siklonik olarak (batıdan-doğuya) dönmektedir. Bu dönüş nedeniyle kuzey yarı kürede, herhangi bir hareketlinin hızında bir değişme olmaksızın, yönünde bir değişme olur. Bu yön değişimi, hareket yönünün daima sağına doğru tesir eder. İşte bu sapış kuvvetine Coriolis Kuvvet denilir ve kuzey yarı küresinde hareket yönünün daima sağına tesir ederken, güney yarı küresinde ise, hareketlinin soluna tesir eder.

Coriolis Kuvvetin matematiksel ifadesi aşağıdaki gibi bulunur:

Kabul edelim ki, tam kuzey kutbunun üzerinde bulunan bir gözlemci, kendisinden aşağı enlemlere doğru hareket eden bir hava parselini izlesin. Bu parselin hareketi, meselâ yatay seviyede güneye doğru hareket eden bir balonla takip edilebilir. Eğer arz, kendi ekseni etrafında dönmemiş olsaydı, balon kutup noktasından V hızıyla bir (A) noktasına kadar düzgün bir doğrultuda hareket etmiş olacaktır.



(Şekil - 3)

Halbuki arz Ω değerindeki bir açısal hızla siklonik olarak dönmektedir. Hareketli parselin veya parselin harekctine uyan balonun (O) noktasından V hızıyla hareket etmesinden sonra bir (t) zamanı geçmiş olsun. Bu takdirde gözlemci A noktasını À görmüş olacaktır. Çünkü arz yüzeyi saat yelkovanının her istikâmetinde Ω açısal hızıyla dönüyor, hareketli OÀ mesafesini kat'edinceye kadar geçen zaman içinde (A) noktası (À) ye, (À)noktası da (À) ya gelmiş olacaktır. Netice olarak hareketli parsel veya balon, OÀ yolu boyunu kat'etmiş olacaktır.

S yer değiştirmesinin değeri t zamanı zarfında olduğuna göre :

$$AA'' = AA' = S = \frac{1}{2} a t^2 \qquad (3.8) \text{ dir.}$$

Yani S yer değiştirmesi, a ivmesi ile ve t zamanın karesi ile orantılıdır.

Diğer yandan AÀ = S = V t .Ωt dir.

(OA $\gg$ AA') olduğuna göre :

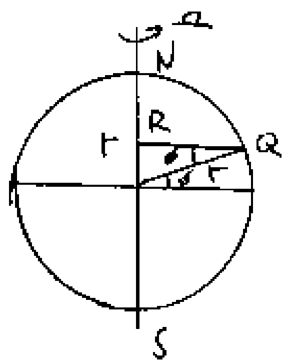
(3.8) ifadesinden : $a = \frac{2S}{t^2} = \frac{2AA'}{t^2} = \frac{2vt\Omega t}{t^2}$

$a = 2\Omega V$ elde edilir. (3.9)

(3.9) ifadesi, birim kütle üzerine tesir eden Coriolis ivmeyi (veya kuvveti) temsil etmektedir. Bu kuvvet, yatay bir düzlemin, düzleme dik bir eksen etrafında dönüşünden ileri gelen bir ivme olarak kendini gösterir, ancak ve ancak göz önüne alınan parsel birim kütleye (1 gm.) sahipse.....

(3.9) İfadesi yatay bir düzlem için doğru olacaktır. (meselâ bir kâğıt parçasının, kâğıt düzlemine dik bir eksen etrafında döndüğünü düşünürsek, meydana gelen kuvvet kâğıt parçasının dönüş hızı (açısal hızı) ile, kâğıt üzerinde hareket eden bir parçacığın hızı ile doğru orantılı olacaktır.)

Eğer arz gibi bir küresel yüzey ele alınırsa, bu kuvvet arzın her noktasında aynı derecede etkili olamaz. Kutuplardan aşağı enlenlere doğru inildikçe, bu kuvvetin değeri azalır. Bu azalmanın miktarı nedir? Bunun cevabı da enlem derecesi ile ilgili olacaktır. (bk.Şekil-4)



(Şekil-4)

Arz, mademki kuzey-güney kutupları boyunca çizilen bir eksen etrafında sabit bir açısal hızla dönmektedir. Şu halde meselâ, orta enlemlerde bulunan bir Q noktasındaki Coriolis Kuvvet, bu noktanın NS ekseni üzerindeki iz düşüm noktası olan R'nin arzın merkezine olan OR=b mesafesi ile orantılı olacaktır.

Şekile göre : $\sin\phi = \frac{b}{r}$, $b = r.\sin\phi$

Burada (ϕ) aynı zamanda enlem derecesini göstermektedir. r ise, arzın yarıçapıdır.. Fakat aynı zamanda $r = \vec{\Omega}$ vektörü ile de gösterilebilir. (Kabul ediyoruz ki, kutup noktasındaki arzın açısal hız vektörünün (Ω) büyüklüğü, arzın yarıçapı ile gösterilsin). Bu takdirde $b = \Omega \sin\phi$ olur.(3.10)

Sonuç olarak, arz yüzeyi üzerindeki herhangi bir noktaya tesir eden Coriolin Kuvvet, bu noktanın bulunduğu enlem derecesi ile orantılıdır. Şu halde (3.9) denklemi ile (3.10) denklemlerinden : Herhangi bir yerdeki Coriolis ivme (veya birim kütleye tesir eden kuvvet).

$$a = F = 2\Omega V \sin\phi \quad (3.11)$$

ifadesi ile verilecektir.

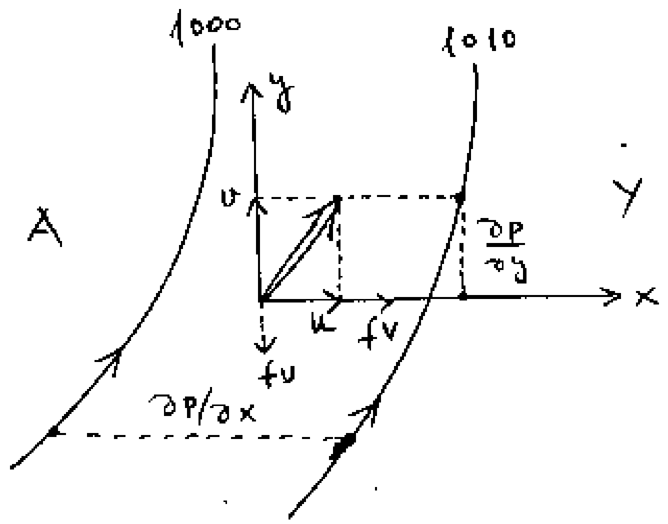
(3.11) ifadesinden hemen görülecektir ki, ekvatorda (ϕ=o, Sinϕ=o) olacağından Coriolis Kuvvet sıfırdır. Buna karşılık, yukarı enlemlere çıkıldıkça artan (ϕ) değerine karşılık (Sinϕ) değeri de artacak ve maximum Coriolis Kuvvet tam kutupta (ϕ=90, Sinϕ=1), $F = 2\Omega V$ değeri ile belirtilecektir ki, bu ifadeyi de daha önce kutup noktası için bulmuştuk. (3.9)

(3.11) ifadesinden de anlaşılacağı üzere, birim kütleye tesir eden Coriolis Kuvvet, hareketlinin hızıyla da doğru orantılıdır. Arzın yüzeyi üzerindeki herhangi bir nokta için, Ω ve ϕ değerleri daima sabit kalacağından $2\Omega \sin\phi$ sabitesini (f) ile göstermek mümkündür. Bu takdirde Coriolis Kuvvet :

(F = f.V) (3.12) şeklinde yazılabilir.

4. Hareket Denklemleri (Arz Döndüğüne Göre) :

(3.6) Denklemleri arzın ekseni etrafında dönmediği düşünülerek yazılmıştı. Arzın Ω açısal hızıyla döndüğü hesaba katılırsa, hareket denklemlerinin Coriolis Kuvvetinin tesiri altında kalarak değişiceği söylenebilir. Havanın Z ekseni yönündeki dikey hareketini, yatay bir düzlem içindeki harekete göre ihmal edersek iki eksenli bir koordinat sisteminde harekete tesir eden kuvvetler (Şekil-5) deki gibi olacaktır.



(Şekil-5)

Bu şekil bize, arz döndüğüne göre, ortaya çıkan Coriolis Kuvvetin, birim kütledeki bir hava parseline nasıl bir etki yaptığını gösterir. Siklonik dönüş yapan 1000 mb. ve 1010 mb.lık iki izobar arasında akan rüzgârın biri x ekseni üzerindeki U, diğeri y ekseni üzerinde bir bileşenlerine sahip olacağı kolayca görülebilir. $\frac{\partial p}{\partial x}$ ve $\frac{\partial p}{\partial y}$ basınç gradientleridir. Daha önceki hareket denklemleri:

$$F_x = \frac{du}{dt} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}$$

$$F_y = \frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y}$$

olarak verilmişti. Bu formüllere şimdi, Coriolis Kuvveti de dahil etmek gerekecektir. Bunun için, rüzgârın V bileşenine etki eden Coriolis Kuvvet, hızla, Coriolis sabite olan (f) nin çarpımına eşit olacak ve bu bileşene dik ve bileşenin sağ tarafında yer alacaktır. (şekilde fv). Öte yandan rüzgârın U bileşenine etki eden Coriolis Kuvvette, yine bileşenin sağında, onunla dik açı yapacak bir şekilde (fu) ile gösterilecek bir kuvvet tarafından temsil edilecektir. (fv), $\vec{x}$ ekseni üzerinde ve x eksenin (+) yönünde olacağından işaret bakımından pozitiftir. Yani, F_x eşitliğinde yer alması gerekir. Öbür taraftan U bileşenine tesir eden (fu) kuvveti $\vec{y}$ ekseni üze 'nde, fakat ters yöndedir. Bu yüzden (fu) nun işareti negatif olacak ve Fy eşitliğinde yer alacaktır. Buna göre hareket denklemleri :

$$F_x = \frac{du}{dt} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} + fv$$

$$F_y = \frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y} - fu \qquad (3.13)$$

halini alır.

5.Geostrofik Rüzgâr Denklemleri :

(3.13) Denklemlerine göre, yatay ivme, basınç gradient kuvveti ile Coriolis Kuvvetin tesirindedir ve gravitasyon (çekim) kuvveti, bu denklemlerde ifade edilmez. Ayrıca sürtünmede göz önüne alınmamıştır.

Sürtünme tabakasının yukarısında, sürtünme tesiri genellikle ihmal edilebilir. Bu takdirde hava parselinin üzerine yalnız Coriolis Kuvvvetle, basınç gradient kuvveti tesir eder. Hareketin eğrisel bir yörünge üzerinde (Siklonik veya antisiklonik dönüş) olmadığı hallerde hava düzgün bir akış halinde yoluna devam edecektir. Hareketin hızında da, zamanla bir değişme olmıyacağı düşünülürse, bu akışa geostrofik akış adı verilir. Demek oluyor ki, geostrofik bir rüzgâr akışında aşağıdaki hipotezlerin tahakkuku istenir :

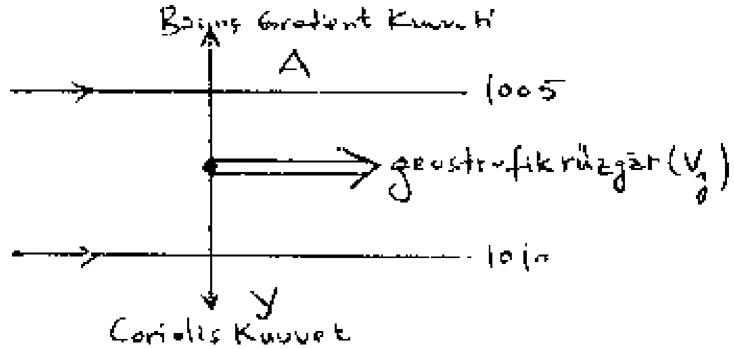
i) Akışa sürtünme tesir etmiyecektir.

ii) Akışın yatay ivmesi sıfır olacaktır.

iii) Akış düzgün bir hat boyunca yoluna devam edecektir. (Eğrisel yörüngede merkezkaç kuvveti ortaya çıkar).

iv) Yukardaki şartlar sağlandığı takdirde hava parçacığına tesir eden kuvvetler yalnız Coriolis Kuvvet ve basınç gradient kuvveti olacaktır. Ve bu iki kuvvet büyüklük bakımından birbirine eşit olacaktır.

Buna göre, sürtünmelerin ihmal edilebileceği yeryüzünde geostrofik rüzgâr aşağıdaki şekil yardımıyla canlandırılabilir.



(Şekil-6)

Geostrofik rüzgârın hızını bulmak için (3.13) denklemlerinden yatay ivmenin $\frac{du}{dt} = 0$, $\frac{dv}{dt} = 0$ olacağını düşünerek :

$$fV_g = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}$$

$$fu_g = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \qquad (3.14) \text{ elde edilir.}$$

Burada : Ug ve Vg geostrofik rüzgârın, $\vec{x}$ ekseni ve $\vec{y}$ ekseni üzerindeki rüzgâr hız bileşenleridir.

Eğer geostrofik rüzgârın bileşke hızı istenirse bu takdirde (3.14) denklemlerinin birleşmesinden

$$fu_g = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial n} \qquad (3.15) \text{ yazılabilir.}$$

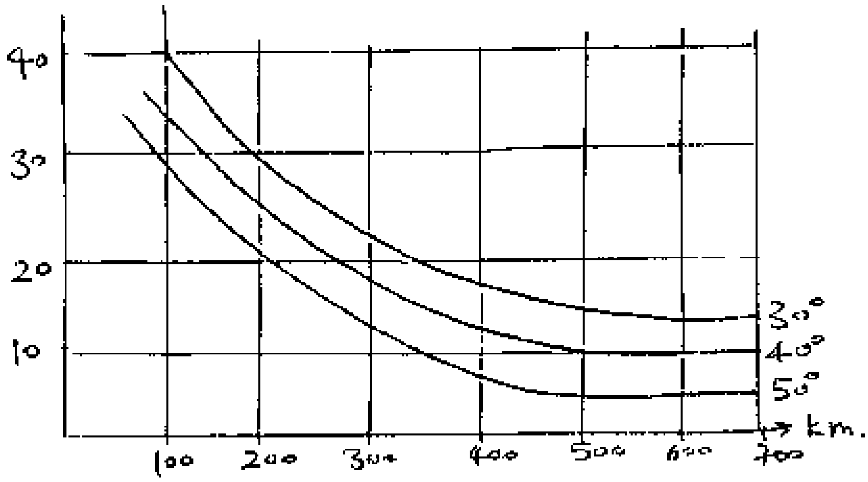
Burada : Ug eostrofik rüzgârın hızı, f: Coriclis sabite ($f = 2\,\Omega \sin\phi$), ρ : Havanın yoğunluğu, ∂p: İki izobarın basınç farkı, ∂n: iki izobar arasındaki mesafedir.

(3.15) Denkleminde Ug çözülerek :

$$U_g = \frac{1}{\rho f} \frac{\partial p}{\partial n} \qquad (3.16)$$

formülü elde edilir. Bu formül, yer kartında iki izobar arasında esen (izobarlara paralel olarak hareket eden) geostrofik rüzgârın denklemini verecektir. (3.16) daki (f) in Coriolis sabitesi olduğunu biliyorduk. (f, belli bir enlem derecesi için sabittir. Enlem derecesi değiştikçe (f) sabitesinin de değişeceği açıktır.) (f) Sabitesi : $f=2\Omega \mathrm{Sin}\phi$ olarak verilmişti. Burada Ω arzın açısal hızı olup, değeri: $\Omega = 7{,}29 \times 10^{-5}$ rad/sec. değerine sahiptir. (3.16) Denklemine göre, geostrofik rüzgâr hızı birçok değişkenlere bağlı olarak değişmektedir. En önemli değişkenin (dn) olduğu söylenebilir. Formüle göre, iki izobar arasındaki mesafe olan (dn) azaldıkça, U_g, geostrofik rüzgâr hızı artar. Bu sık basınç grádientinin bulunduğu yerlerde rüzgârın niçin kuvvetli olması gerektiğinin, matematiksel bir izahıdır. İzobarlar arasındaki mesafe arttıkça, rüzgârın da yavaşlıyacağı yine (3.16) formülüne göre anlaşılmaktadır.

f Coriolis sabitesine gelince : Bu sabitenin, enlem derecesi olan ϕ ile değişeceğini belirtmiştik. Ekvatorda ϕ =0 olduğundan, $\mathrm{Sin}\phi$ =o; dolayısıyla f=o; buna karşılık kutupta ϕ =90°, Sin 90=1, f= max.değerine sahip olacağından, f Coriolis sabitesinin ekvatordan, kutuplara doğru artacağı neticesine varabiliriz. Buna göre, aynı yoğunluğa ve aynı izobar aralığı ile izobar farkına sahip, biri yukarı enlemlerde (f büyük), diğeri aşağı enlemlerde (f küçük) iki rüzgâr ele alsak, yukarı enlemlerdeki rüzgâr hızının, aşağı enlemlere nazaran daha az olacağı hükmüne varırız. Aşağıdaki grafik, geostrafik rüzgâr hızının, enlem derecesi arttıkça nasıl zayıfladığını göstermektedir. Örneğin 4 mb.lık aralarla çizilen bir izobar haritasında 50° enlemde deniz seviyesindeki (ρ = 0,00 125 gm/cm^{3}) rüzgâr hızının 18 knots olduğu görülmektedir.



(Şekil-7)

Enlem derecelere ve izobar açıklıklara göre, geostrofik rüzgâr hızı (knot) izobarların 4 mb.da bir çizildiği ve yoğunluğun deniz seviyesindeki ρ = 0,00125 gm/cm^{3}, dn=300 km. olarak verildiği durumlarda grafik olarak kullanılabilir.

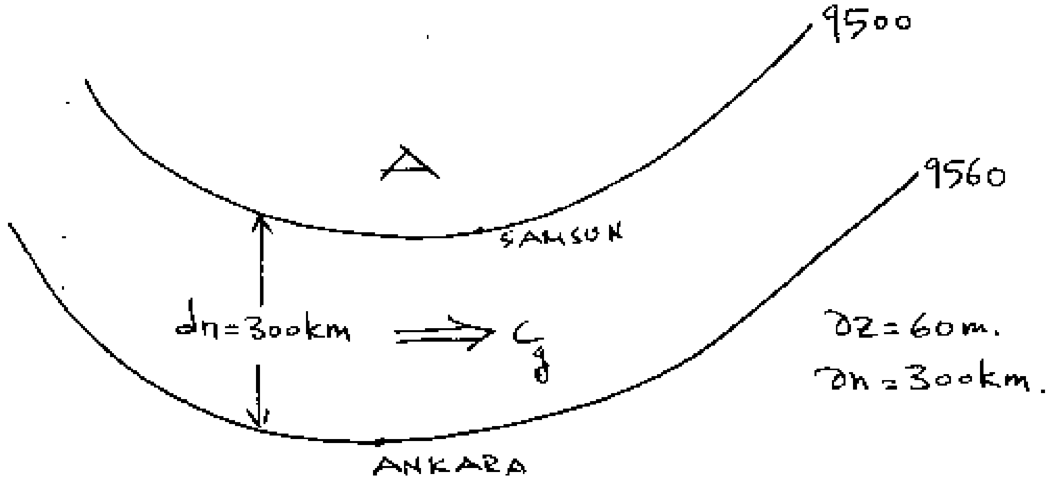
Geostrofik rüzgâr hızının yer haritasında, sürtünmenin ihmal edilebilir olduğu bölgelerde, izobarlara paralel olarak, düz bir hat boyunca esen rüzgâr olarak belirtildiğini gördük. Bilindiği gibi, yüksek kartlarda da geostrofik rüzgârın hızı bir skala ile belirtilebilir. Üst seviyelerdeki geostrofik rüzgâr hızını hesaplamak için (3.16) formülü ile hidrostatik eşitlik formülünden faydalanabiliriz.

$$U_g = \frac{1}{\rho f}\frac{\partial p}{\partial n}$$ ve $\partial p = -g\rho\partial z$ yardımıyla,

$$\rho = \frac{1}{g}\frac{\partial p}{\partial z}$$ bulunur. Bu değer (3.16) da yerine konursa : ve üst seviyedeki geostrofik rüzgâr hızını da (Cg) ile gösterirsek :

$$C_g = \frac{1}{f}\, g\, \frac{\partial z}{\partial p} \cdot \frac{\partial p}{\partial n} \qquad \text{veya} \qquad \left[C_g = \frac{g}{f}\frac{\partial z}{\partial n} \right] \quad (3.17)$$

elde edilir. Burada Cg : Geostrofik rüzgâr hızı, g:yer çekimi sabitesi, f:Coriolis sabite ($f = 2\Omega \sin\phi$) dz: Verilen bir basınç seviyesinde (meselâ 300 mb.da) iki istasyonun yerden olan yükseklik farkları, dn: İki istasyon arasındaki yatay mesafe. (bk.Şekil-8)



(Şekil-8)

Şekil 8'e göre, meselâ 300 mb. sabit basınç haritasında, Samsun'un geopotansiel yüksekliği : 9500 metre, Ankara'nın ise, 9560 metre olsun. Ankara-Samsun arasındaki yatay uzaklık da 300 km. olduğuna göre, Ankara ile Samsun arasında esen geostrafik rüzgârın hızını hesaplıyalım:

Verilenlere göre :

$$\partial z = 9560 - 9500 = 60 = 6000 \, cm.$$

$$\partial n = 300 \, km = 300 \times 10^{5} \, cm.$$

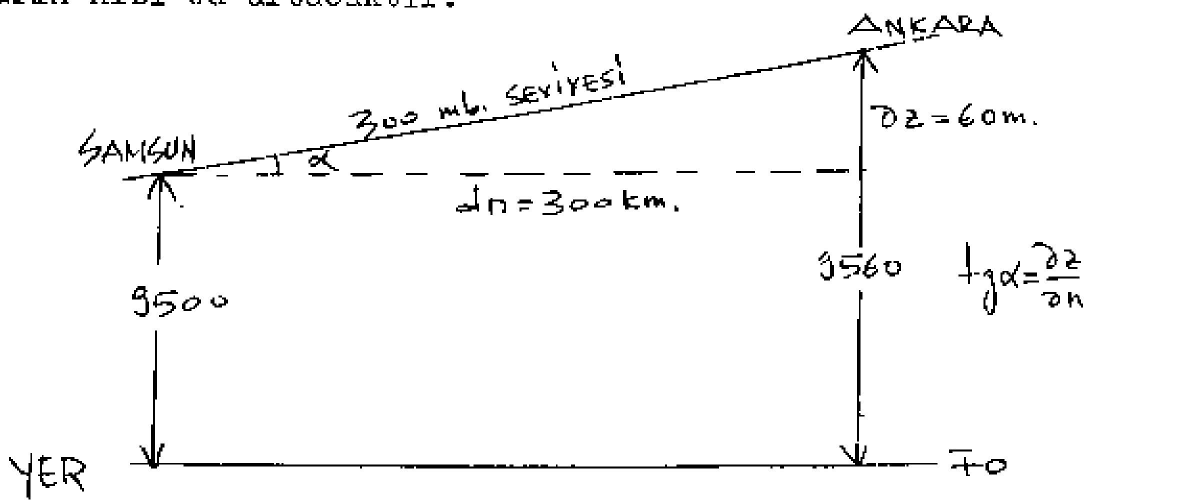
$$g \cong 1000 \, cm/sn^{2}$$

$$f = 2 \Omega \sin \phi = 2 \cdot 7{,}29 \times 10^{-5} \cdot 0{,}642 = 9{,}4 \times 10^{-5}$$

(3.17) formülüne göre :

$$C_g = \frac{g}{f} \frac{\partial z}{\partial n} = \frac{1000}{9{,}4 \times 10^{-5}} \cdot \frac{6000}{300 \times 10^{5}} = 20 \, m/sn = 40 \, knot$$

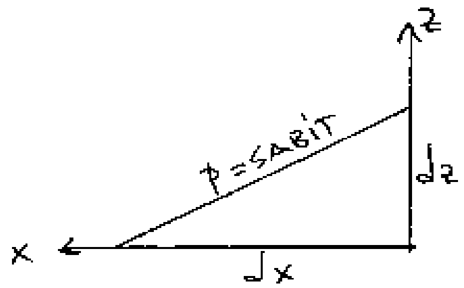
(3.17) formülünden de görüleceği gibi, $\frac{\partial z}{\partial n}$ aslında bir eğimdir. Mübağalalı olarak çizilecek olursa bu eğim (Şekil-9)'daki gibi gösterilecektir. Eğim arttıkça, geostrafik rüzgârların hızı da artacaktır.



(Şekil-9)

Sabit bir basınç seviyesinde geostrofik rüzgârın (U) ve (V) bileşenleri de ifade edilebilir. Bunun için aşağıdaki özellikten faydalanmak gerekir :

$$\partial p = \frac{\partial p}{\partial x} \cdot dx + \frac{\partial p}{\partial y} \cdot dy + \frac{\partial p}{\partial z} dz = 0$$



Herhangi sabit bir kemiyetin, x,y ve z eksenleri üzerindeki değişimleri sıfıra eşittir. Burada p= sabit olduğundan dp=0 olur. Aynı şekilde şekle göre, $\frac{\partial p}{\partial y} = 0$ olacaktır.

Böylece yukarıdaki denklemlerden :

$$\frac{\partial p}{\partial x} \cdot dx + \frac{\partial p}{\partial z} \cdot dz = 0 \quad \text{veya} \quad \frac{dz}{dx} = - \frac{\frac{\partial p}{\partial x}}{\frac{\partial p}{\partial z}}$$

elde edilir. Geostrofik rüzgâr denklemlerini kullanarak (3.14) den :

$$U_g = -\frac{1}{\rho f} \frac{\partial p}{\partial y} \; ; \; V_g = \frac{1}{\rho f} \frac{\partial p}{\partial x}$$ Yazılabilir.

Diğer yandan hidrostatik eşitlikten : $\frac{\partial p}{\partial z} = -g\rho$ yazılabilir.

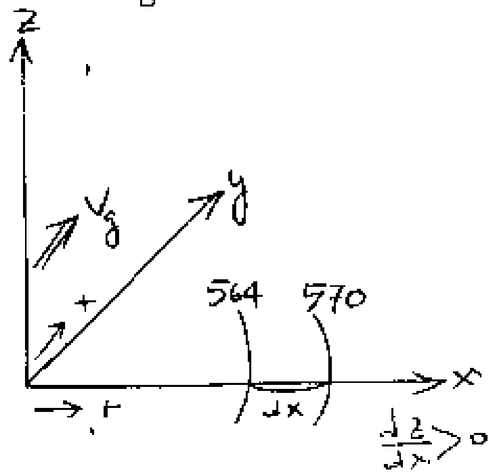
Böylece $\frac{dz}{dx}$ ifadesi teşkil edilirse :

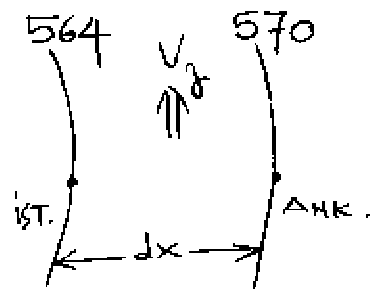
$$\frac{dz}{dx} = \frac{-V_g \rho f}{-g\rho} = \frac{f V_g}{g} \quad \text{veya} \quad \left[V_g = \frac{g}{f} \frac{dz}{dx} \right]$$

aynı şekilde de : $\left[U_g = -\frac{g}{f} \frac{dz}{dy} \right]$ (3.18) elde edilir.

(3.18) Denklemleri, sabit basınç seviyesinde geostrofik rüzgâr hızının U ve V bileşenleri için kullanılmaktadır. Dikkat edilirse, bu denklemlerde yoğunluk ifadesi mevcut değildir.

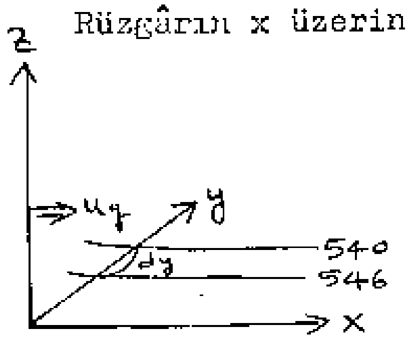
Burada, V_g , rüzgârın y üzerindeki bileşenidir. dz, 2 İstasyonun yükseklik farkıdır. dx ise, bu iki istasyonun arasındaki yatay uzaklıktır.

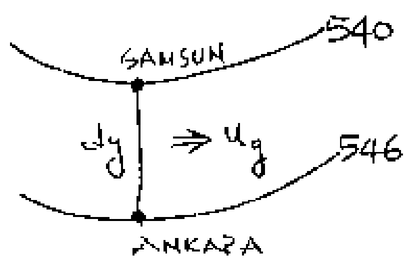




V_g (3.18) Denklemlerine göre pozitifdir. Çünkü, x yönünde artma olduğu zaman, dz değerinde de artma mevcuttur. Bu şart saklandığı zaman rüzgâr y yönünde esecektir, başka bir deyişle soldan sağa doğru kontur kıymetleri artıyorsa ($dz/dx > 0$) geostrofik rüzgârın yönü daima güneyli olacaktır.

Rüzgârın x üzerindeki bileşenine gelince :





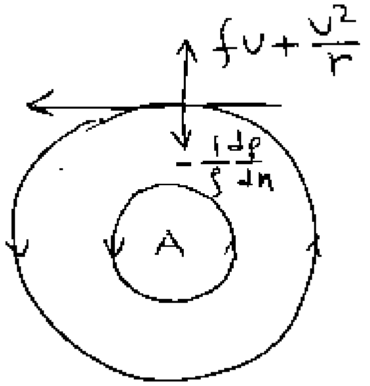
Meselâ, Ankara-Samsun arasında güneyden kuzeye doğru bir (dy) mesafesi var ı, bu mesafe boyunca, dz değerleri artmayıp azalmaktadır. Şekilden de görüldüğü gibi, 546'lık değerden, 540 değerine bir düşüş görülmektedir. (y) Ekseninin (+) yönünde dz değeri azaldığından, eşitliğin başına negatif işareti konmuştur ve bu durumda da rüzgâr daima batıdan esecektir.

$\frac{dz}{dy} < 0$ u_g (+) batılı.

Gradient Rüzgâr :

Gradient rüzgâr, eğrisel bir yörünge üzerinde hareket eden rüzgâra denir. Böyle bir rüzgârda geostrofik rüzgârdan farklı olarak bir "merkezkaç" kuvvet ortaya çıkar. Bu nedenle, basınç gredient kuvveti, Coriolis Kuvvet ve merkezkaç kuvvetinin tesiri altında kalan hava, siklonik veya antısiklonik bir yörünge üzerinde hareket ederek yoluna devam eder.

Siklonik bir yörüngede hareket eden bir hava parseline aşağıdaki şekilden de görülebileceği gibi kuvvetlerin etkisi şöyledir:



(Şekil:10)

Burada $-\frac{1}{\rho}\frac{dp}{dn}$ basınç gradient kuvveti olup, her zamanki gibi yine yüksek basınçtan, alçak basınca doğru yönelmiştir. (fv), hareketin sağına tesir eden Coriolis Kuvvettir. $\frac{v^2}{r}$ ise, birim kütledeki (m=1 gm.) hava için merkezkaç kuvvettir. (r:yarıçap)

Siklonik (alçak) bir dönüş için bu kuvvetler :

$$fV + \frac{V^2}{r} = -\frac{1}{\rho}\frac{dp}{dn}$$

şeklinde dengededir. Burada V, gradient rüzgârın hızı olarak verilir.

$$fVr + V^2 = -\frac{r}{\rho}\frac{dp}{dn}$$

$$V^2 + fVr + \frac{r}{\rho}\frac{dp}{dn} = 0$$

Yukarıdaki denklem $ax^2+bx+c=0$ gibi verilen 2.dereceden bir denklem olup, V hızının çözümü :($\frac{dp}{dn}$ ..olmalı için V=0 olduğu düşünülerek:)

$$V = -\frac{fr}{2} + \sqrt{\frac{f^2r^2}{4} + \frac{r}{\rho}\frac{dp}{dn}}$$

olarak bulunabilir. Bu denklemde karekök içindeki ifadelerin hepsi pozitiftir. Böylece, alçak bir basınç etrafında kuzey yarı kürede siklonik bir dönüş yapan rüzgârın bir üst limit hızı yoktur.

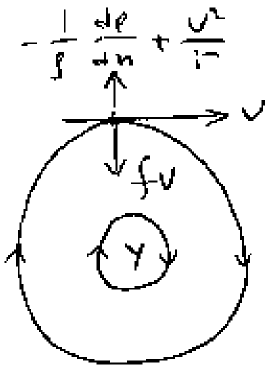
(f)'nin çok küçük olduğu aşağı enlemlerde :

$$V = \sqrt{\frac{r}{\rho}\frac{dp}{dn}} \quad \text{veya,}$$

$$V^2 = \frac{r}{\rho}\frac{dp}{dn} \quad ; \qquad \frac{V^2}{r} = \frac{1}{\rho}\frac{dp}{dn}$$

eşitliği sağlanır. Bu durumdaki rüzgâra"siklostrofik rüzgâr" adı verilir ve tornodo ile harrikeynlerde ve hortumlarda görülür.

Gradient rüzgârın, antisiklonik bir dönüş için hareket denklemlerinin çözümü :



(Şekil-11)

(3.19) Denkleminde olduğu gibidir.

2 nci dereceden olan bu denklemin çözümü :

$$V=\frac{fr}{2}-\sqrt{\frac{f^2r^2}{4}-\frac{r}{\rho}\frac{dp}{dn}}$$

(3.19) ifadesini verecektir.

(3.19) denklemine göre, antisiklonik dönüş yapan bir harekette, hızın erişebileceği bir max. değer vardır. (3.19)un max. olması için, karekök içindeki ifadenin sıfıra eşit olması gereklidir. Bunun için :

$$\frac{f^2r^2}{4}=\frac{r}{\rho}\frac{dp}{dn}$$

. şartı sağlanmalıdır.

Buradan : $\frac{dp}{dn}=\frac{\rho f^2r^2}{4}$ (3.20) elde edilir.

Buna göre, antisiklonik bir dönüşte, veya yüksek basınçta, basınç gradienti $\left(\frac{dp}{dn}\right)$ öyle bir $\frac{f^2r^2}{4}$ sabitesine erişirki, bu halde, rüzgâr hızı en büyük değeri kazanır.

(3.20)'de $\rho = \frac{P}{RT}$ eşitliği yerine konursa;

$$\frac{dp}{dn} = \frac{P}{RT}\,\frac{f^2 r^2}{4} \qquad (3.21)$$ bulunur.

Burada, f hariç, diğerlerinin sabit kaldığını düşünürsek, f'nin artan değerlerine karşılık (kutuplara çıkıldıkça), $\left(\frac{dp}{dn}\right)$ basınç gradienti artacak, yani iki izobar arasındaki mesafe küçülecektir.

(3.21)'e göre, aynı enlem derecesinde ve aynı basınç değerine sahip (P=R=f=r= sabit) iki yüksek basınçtan birinin değerine göre sıcaklığı farklı ise, (meselâ, soğuk yüksek basınçla, sıcak yüksek basınç gibi) bu takdirde $\frac{dp}{dn}$ basınç gradienti de değişmiş olacaktır. Örneğin, soğuk yüksek basınçlardaki (meselâ, Sibirya yüksek basıncı) izobar aralıkları, sıcak yüksek basınçlardaki (meselâ, azor yüksek basıncı) izobar aralıklarından daha küçüktür.

Bu bize önemli bir netice verir, öyle ki, üst seviye haritalarına bakmadan, izobar sıcaklığı veya genişliğine göre, bir yüksek basıncın soğuk veya sıcak nüveli olduğunu anlıyabiliriz.

Yine (3.19) ifadesine göre, ekvatorda veya ekvatora yakın bölgelerde $\phi = 0$, $\sin\phi \cong 0$ olacağından f=0 olacaktır. Bu takdirde, (3.19) denklemi :

$$V = \sqrt{-\frac{r}{\rho}\frac{dp}{dn}}$$ şeklinde yazılabilir.

Bu hızın imaginer (Sanal=hayali) olduğunu göstermektedir. Buna göre, aşağıdaki neticeyi de çıkarabiliriz. Diyebiliriz ki, ekvatora yakın bölgelerde, kapalı yüksek basınç merkezleri teşekkül edemez.

8.Kalınlık Denklemi, Thermal Rüzgârları :

1.25 ifadesini tekrar hatırlarsak, verilen bir tabakanın kalınlığını bulmak için, tabakanın basınç ve tabakanın ortalama sıcaklığı, burada önemli idi.

$$\frac{dp}{dz} = -g\rho \quad \text{veya,} \quad \frac{dp}{dz} = -g\frac{P}{RT} \quad \text{bulunur.}$$

$$\text{Buradan} \quad \int_{P}^{P_o} \frac{dp}{P} = -g\int_{z}^{z_o} \frac{dz}{RT} \quad \text{elde edilir.}$$

(1.25) İfadesi ile (3.20) ifadesi aynıdır. Bu denkleme (thichness) kalınlık denklemi adı verilir. Bu denklemden kolayca görüldüğü gibi, R ve g birer sabittir. T:Tabakanın ortalama sıcaklığını, Po: tabanı; P:tavan basıncını göstermektedir.

$$\left[\log_e P\right]_{P}^{P_o} = -\frac{g}{RT}\left[z\right]_{z}^{z_o} \quad ; \quad \log_e P_o - \log_e P = -\frac{g}{RT}(z_o - z)$$

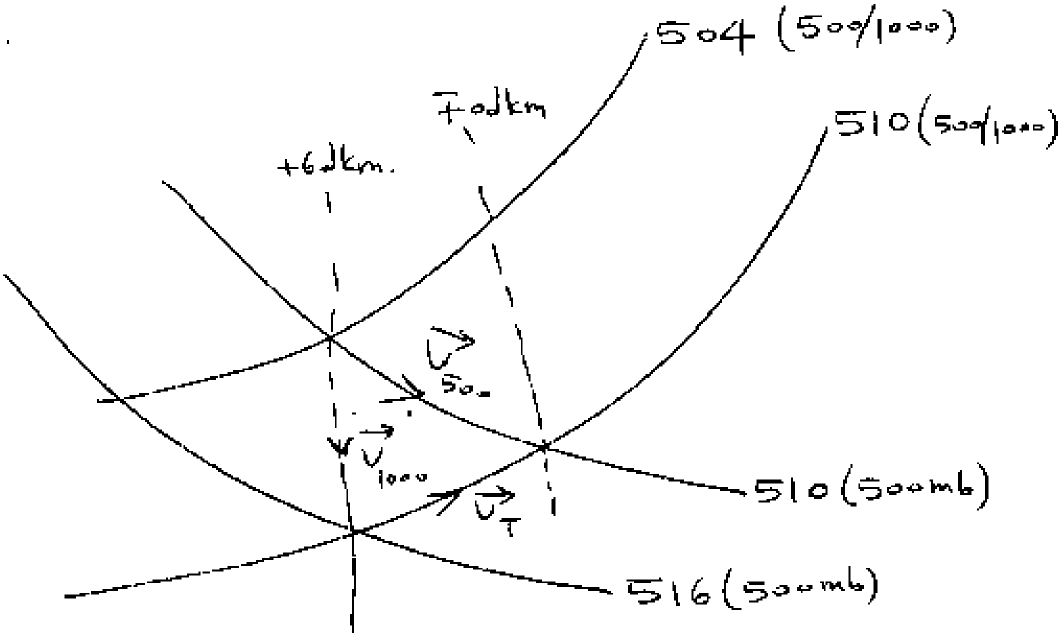
$$-(z_o - z) = \frac{RT}{g}\log_e\frac{P_o}{P} \quad ; \quad dz = z - z_o = \frac{RT}{g}\log_e\frac{P_o}{P} \quad (3.20)$$

(3.20) Denklemini 1000 mb. - 500 mb. seviyeleri arasındaki kalınlığa tatbik edersek Po=1000 mb., P=500 mb. değerleri de daima sabit kalacağından, denklemdeki tek değişken sadece tabakanın sıcaklık ortalaması olan T olacaktır. T arttıkça $Z - Z_o$ dZ kalınlığı artacak, T azaldıkça da dZ küçülecektir.

Kalınlık değeri, 1000 mb. ile 500 mb. arasındaki sıcaklığın bir ifadesi olduğuna göre, pratik meteorolojide de ayrı bir önem kazanır. Cephelerin yerleştirilmesi, soğuk damlaların bulunuşu gibi, istidlâl tekniği yönünden, kalınlık haritaları pek sık kullanılır.

Kalınlık haritasındaki rüzgârlar, 500 mb. seviyesindeki rüzgârın, 1000 mb. seviyesindeki rüzgârdan vektörel olarak çıkarılması sonucu elde edilir.

Aşağıdaki şekil bu çıkarmaya bir örnek olabilir:

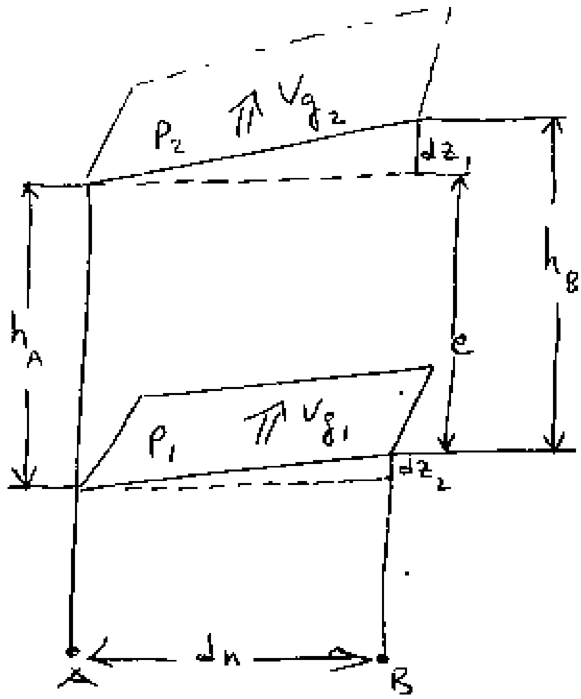


(Şekil-11)

$\vec{V}_T = \vec{V}_{500} - \vec{V}_{1000}$ İfadesi, thermal rüzgârın büyüklüğünü ve yönünü vı ecektir. $\vec{V}_T$: Thermal rüzgârın hızı, $\vec{V}_{500}$: 500 mb.daki geostrofik rüzgârın hızı, $\vec{V}_{1000}$:1000 mb.daki geostrofik rüzgârın hızıdır.

Şimdi thermal denmlemlerine geçebiliriz.

Thermal rüzgâr denklemi çeşitli yollardan elde edilebilir. Biz, burada önce basit bir yolla thermal rüzgârın nasıl bulunacağını göreceğiz, bunun için aşağıdaki şekil incelenebilir:



(Şekil-12)

Ele alınan A ve B istasyonlarının üzerinde P_1 ve P_2 sabit basınçlarının ifade edeceği iki düzlem bulunsun. Bu düzlemler, meselâ : P_1= 700 mb. seviyesi P_2= 500 mb. seviyesi olabilirler. Her iki düzlemin de yukarıya doğru olan eğilimlerinden anlıyoruz ki, B istasyonundan, A istasyonuna doğru, kontur değerlerinden bir düşme olacağından soğuk hava A istasyonu üzerindedir. P_2 basınç yüzeyinin eğimi, P_1'e nazaran daha büyük olduğundan, bu seviyedeki sıcaklık izoterm gradientleri daha da sıktır. Dolayısıyla $V_{g_2} > V_{g_1}$ yazılabilir.

Thermal rüzgâr iki basınç seviyelerindeki geostrofik rüzgârın farkından elde edileceğine göre, burada P_1 ve P_2 basınç düzlemlerindeki geostrofik rüzgârları yazar ve birbirinden çıkartırsak, thermal rüzgârı elde etmiş oluruz.

Üst seviyedeki (P_2) geostrofik rüzgâr : $V_{g_2} = \frac{g}{f}\frac{dz_1}{dn}$ (3.21)

Alt seviyedeki (P_1) geostrofik rüzgâr : $V_{g_1} = \frac{g}{f}\frac{dz_2}{dn}$ (3.22)

$$V_{th} = V_{g_2} - V_{g_1} = \frac{g}{f}\frac{dz_1}{dn} - \frac{g}{f}\frac{dz_2}{dn}$$

$$\boxed{V_{th} = \frac{g}{f}\frac{dz_1 - dz_2}{dn}} \quad (3.23)$$

Diğer yandan şekile göre :

$h_A = dz_2 + e$ ve $h_B = dz_1 + e$ yazılabilir böylece :

$$h_B - h_A = (dz_1 + e) - (dz_2 + e) = dz_1 + e - dz_2 - e = dz_1 - dz_2$$

veya $h_B - h_A = dz_1 - dz_2$ yazılabilir.

(3.23) denklemi tekrar yazılırsa :

$$\boxed{V_{th} = \frac{g}{f}\frac{h_B - h_A}{dn}}$$ (3.24) elde edilir.

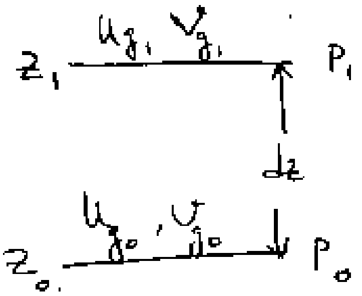
(3.24) ifadesi, thermal rüzgârı verir. Denkleme göre, $h_B=h_A$ olduğunda thermal rüzgâr sıfır olacaktır. Bu ise, şekle göre imkânsızdır. h_B, h_A'dan nekadar büyükse (bu, aynı zamanda P_2 seviyesinin eğiminin çok büyük olduğunu gösterir) thermal rüzgârın hızı o kadar büyük olacaktır. h_B büyük olunca da P_1 düzlemindeki rüzgâr hızı da artacağından, otomatik olarak V_{th}'nin hızında da artış görülecektir.

Thermal rüzgâr, ele alınan tabakanın ortalama sıcaklığı ile orantılıdır. Bu orantı (3.24) denkleminde açık olarak görülmektedir. Gerçi düzlemlerin eğikliği, sıcaklıkla orantılı olduğu bilinmektedir. Fakat daha açık bir ifade bulunabilir. Öyle ki, bulunacak ifade, rüzgârın x ve y yönlerindeki hız bileşenlerini de ihtiva etmiş olsun.

Şimdi thermal rüzgâr denklemlerini, geostrofik rüzgârın U ve V hız bileşenleri cinsinden hesaplıyalım. Geostrofik rüzgâr denklemi :

$$u_g = -\frac{g}{f}\frac{\partial z}{\partial y}$$

$$v_g = \frac{g}{f}\frac{\partial z}{\partial x}$$



olarak verilmişti. İki seviye ele alır ve her seviyedeki geostrofik rüzgârı birbirinden çıkarırsak, thermal rüzgâr denklemini elde etmiş oluruz.

$$du_g = u_{g_1} - u_{g_2} = -\frac{g}{f}\left(\frac{\partial z_1}{\partial y} - \frac{\partial z_0}{\partial y}\right) = -\frac{g}{f}\frac{\partial}{\partial y}(z_1 - z_0)$$

$$dv_g = v_{g_1} - v_{g_0} = \frac{g}{f}\left(\frac{\partial z_1}{\partial x} - \frac{\partial z_0}{\partial x}\right) = \frac{g}{f}\frac{\partial}{\partial x}(z_1 - z_0)$$

Buradan $Z_1 - Z_0 = dZ$ kalınlık değerini yazarsak:

$$du_g = u_{g_1} - u_{g_0} = -\frac{g}{f}\frac{\partial}{\partial y}(dz) \qquad (3.25)$$

$$dv_g = v_{g_1} - v_{g_0} = \frac{g}{f}\frac{\partial}{\partial x}(dz)$$

bulunmuş olur.

diğer yandan (3.20) ifadesine göre, kalınlık değeri :

$$dZ = \frac{RT}{g} \log \frac{P_o}{P} \qquad \text{(3.20) olarak verilmişti.}$$

(3.20) ifadesini, (3.25) denkleminde yerine koyarsak :

$$du_g = u_{g_1} - u_{g_o} = -\frac{g}{f}\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{RT}{g}\log\frac{P_o}{P}\right) = -\frac{R}{f}\log\frac{P_o}{P}\frac{\partial T}{\partial y} \qquad (3.26)$$

$$dv_g = v_{g_1} - v_{g_o} = \frac{g}{f}\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{RT}{g}\log\frac{P_o}{P}\right) = \frac{R}{f}\log\frac{P_o}{P}\frac{\partial T}{\partial x}$$

denklemleri bulunur.

$\frac{du_g}{dz}$ ve $\frac{dv_g}{dz}$ teşkil edilecek olursa :

$$\frac{du_g}{dz} = \frac{-\frac{R}{f}\log\frac{P_o}{P_1}\frac{\partial T}{\partial y}}{\frac{RT}{g}\log\frac{P_o}{P_1}} = -\frac{g}{fT}\frac{\partial T}{\partial y}$$

$$\frac{dv_g}{dz} = \frac{\frac{R}{f}\log\frac{P_o}{P_1}\frac{\partial T}{\partial x}}{\frac{RT}{g}\log\frac{P_o}{P}} = \frac{g}{fT}\frac{\partial T}{\partial x}$$

Buradanda :

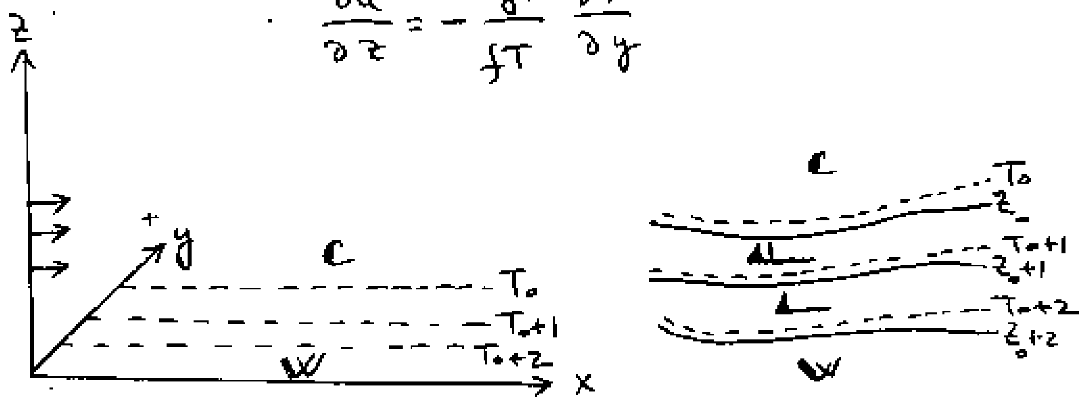
$$\frac{du_g}{dz} = -\frac{g}{fT}\frac{\partial T}{\partial y} \quad \text{ve} \quad \frac{dv_g}{dz} = \frac{g}{fT}\frac{\partial T}{\partial x} \qquad (3.27)$$

denklemleri elde edilir. Bu denklemler thermal rüzgârın $\vec{x}$ ve $\vec{y}$ eksenleri üzerindeki bileşenleridir.

9. Thermal Rüzgârların Tatbikatları :

Termal rüzgâr denklemlerini, U ve V bileşenlerine göre tekrar yazıp bu denklemlerin vereceği neticeleri, Sinoptik yönden giderek inceliyelim :

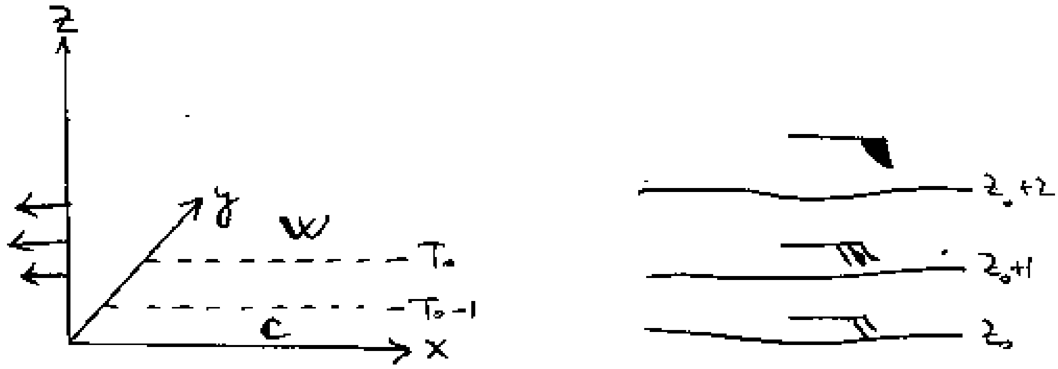
$$\frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{g}{fT}\frac{\partial T}{\partial y}$$



(Şekil-13)

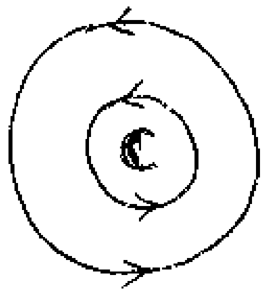
Şekil- 13'e göre,herhangi bir bölgede sıcaklık y istikâmetinin (+) yönünde,yani güneyden kuzeye doğru azalıyorsa,(Ekvatordan kutuplara doğru) bu takdirde rüzgârlar batılıdır. Bu hüküm orta enlem derecelerinde,niçin daha ziyade batılı akışların görüldüğünü de kolaylıkla izah eder. Ele alınan herhangi bir yüksek hava haritasında, akışlar batılı ise, sıcaklık daima kuzeye çıkıldıkça azalıcaktır.

(3.28) denklemine göre,eğer $\frac{\partial T}{\partial y} > 0$ (pozitif ise de) yani,sıcaklık bu defa y ekseni boyunca artıyorsa,rüzgâr doğulu olacaktır. (bk.şekil 14)



(Şekil 14)

Heriki şekilden de anlaşılacağı gibi,soğuk hava akışlara göre daima solda kalmıştır. Kalınlık kartında görülen bir soğuk damla (bk.şekil 15) bunun en iyi bir misalidir. Netice olarak sağ el kaidesini kullanarak (aynı fizikte olduğu gibi) rüzgâr yönünü bulabiliriz. Eğer sağ elin baş parmağı soğuk havayı gösterirse diğer dört parmak rüzgâr akımını gösterecektir veya dört parmak rüzgâr akış yönünü gösterirse baş parmak muhakkak soğuk havayı gösterecektir.



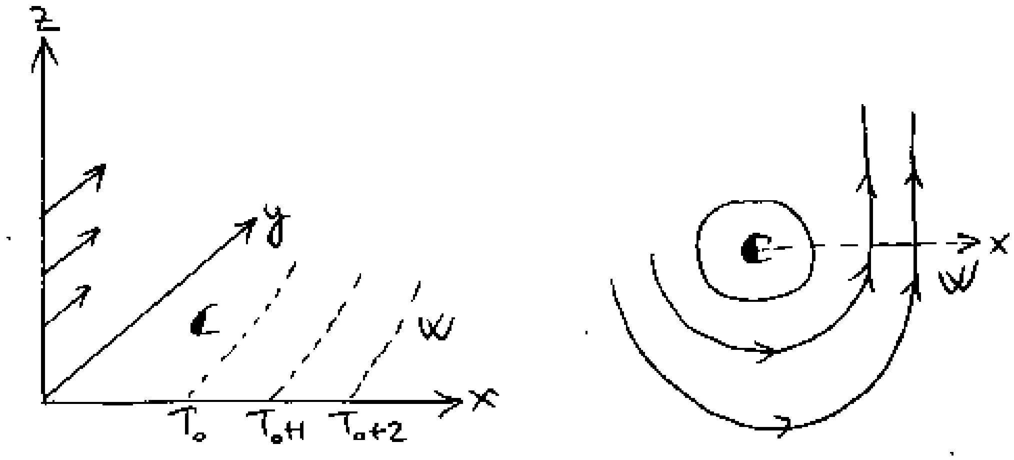
(şekil-15)

Genel olarak,sıcaklık ekvatordan kutuplara çıkıldıkça azaldığı için,akışlar genellikle batılı olacak ve bu akışlara uygun merkezler veya depresyonlar da batıdan doğuya doğru hareket etmek temayülünde olacaklardır.

Thermal rüzgârın V bileşenini de yazacak olursak :

$$\frac{\partial V}{\partial z} = \frac{g}{fT}\frac{\partial T}{\partial x} \qquad (3.29)$$

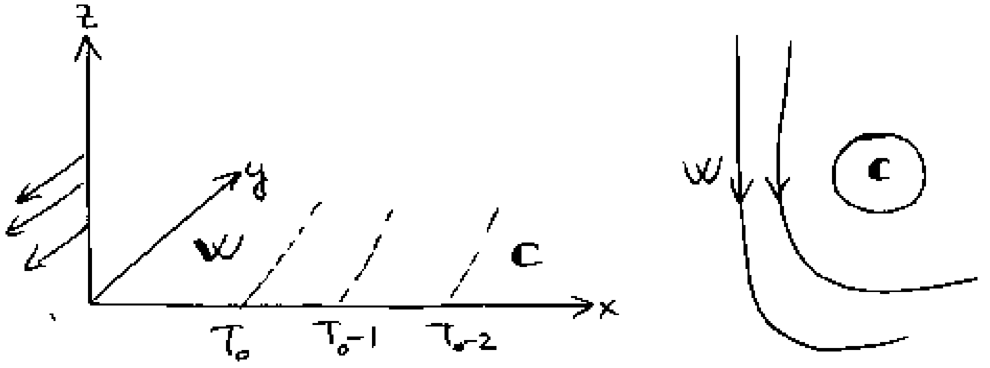
burada, $\frac{\partial T}{\partial x} > 0$ olursa,yani sıcaklık x eksenin (+) yönünde (doğuya doğru) artarsa,rüzgârın daima tek bir hız bileşeni vardır,bu bileşen de (V) dir. Yani y eksenine paralel bileşendir. y eksenine paralel bileşen de güneyli rüzgârlardır. (bk.şekil-15)



(Şekil-15)

(3.29)'a göre, sıcaklık x ekseninin (+) yönünde azalırsa, bu takdirde rüzgâr akışları kuzeyli olacaktır. Başka bir değişle $\frac{\partial T}{\partial x} < 0$ ise, rüzgâr kuzeylidir. (bk. şekil 16)

İki sabit basınç seviyesi için, meselâ 700 mb ise, 500 mb için thermal rüzgârın nasıl hesaplanacağını görelim. eğer bu iki seviyedeki geostrofik rüzgârlar, aynı yönde esmiyorlarsa, bu takdirde konturmarla, izotermler birbirini kesiyorlar demektir.



(Şekil 16)

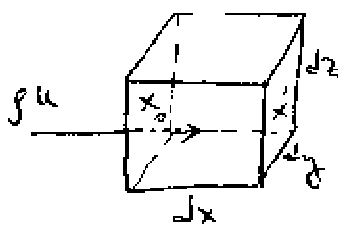
Thermal rüzgârlar yardımıyla, troposferde ve stratosferdeki rüzgâr dolaşımının izahını da yapabiliriz.

Genel olarak troposfer, kutupta soğuk, ekvatorda ise sıcaktır. Yani troposfer içinde sıcaklık, güneyden kuzeye doğru azalmaktadır. Bu nedenle tro[illegible] rüzgâr akışları daha önce de izah ettiğimiz gibi batılı olup, tropopoz seviyesine kadar rüzgâr hızlarında bir artış görülür. (Genel olarak jet streamin tropopoz seviyesinde bulunmasının sebebi de budur.) Buna karşılık, tropopozun hemen üstünde, stratosferin alt tabakalarında, güney enlemler kuzey enlemlere nazaran daha soğuktur. (Çünkü, ekvatorda tropopoz seviyesi yüksek olduğundan burada sıcaklık daha düşüktür.) Bu nedenle alt stratosferde, güneyden kuzeye sıcaklıkta bir artış göze çarpar. $\frac{\partial T}{\partial y} > 0$ (pozitif olduğundan) rüzgâr, thermal rüzgârı denklemlerine göre doğulu olacaktır. Örneğin yaz aylarında 60.000 ft. yukarıdaki seviyelerde doğulu rüzgârlara sık sık rastlarız.

10. Devamlılık Denklemleri. (Equation of Continuity):

Devamlılık denklemi, ele alınan bir akışkanın veya bir gazın, verilen birim hacimdeki bir küpe girişi ve çıkışı sırasında, akışkan kütlesinin, zamana göre değişip değişmiyeceğini inceler. Bu denklem, aynı zamanda dinamik meteorolojide pek sık kullanılan konvergans ve divergans'ın da genel tarifini verir.

1 cm^3 hacmindeki küçük bir kutu düşünelim. Bu kutuya giren akışkanın hızı, U, yoğunluğu da ρ olsun.



Xo yüzeyine giren sıvının veya gazın herhangi bir andaki kütlesi, evvela akışkanın bu küpe girerken haiz olacağı hız (U) ile orantılıdır. Kütle ise hacim bir'e eşit olduğundan, doğrudan doğruya yoğunluğa (g)'nun değerine eşit olacaktır. Bu nedenle Xo yüzeyine giren sıvının kütlesi = ρU , X' yüzeyinden çıkan sıvının kütlesi = $\rho U + \frac{\partial \rho u}{\partial x}$ olacaktır. Herhangi bir an için, küp.. giren kütle ile, küpten çıkan kütle eşit olabilir. Ancak Xo yüzeyinden devamlı olarak içeri giren akışkan X'yüzeyinden çıkarken, akışkanın hızı ve yoğunluluğunun bir dx mesafesini geçinceye kadar kazanacağı ilâve bir kütle $\left(\frac{\partial \rho u}{\partial x}\right)$ ye daha sahip olacaktır. Bu sebeple X' yüzeyinden çıkan sıvının kütlesi $\left(\rho u + \frac{\partial \rho u}{\partial x}\right)$ şeklinde gösterilebilir. Buna göre, net akış miktarı, giren sıvının kütlesinden çıkan sıvının kütlesini çıkarmakla bulunacaktır.

Giren akışkan (Xo)- çıkan akışkan (X')= net miktar.

$$\rho u - \left(\rho u + \frac{\partial \rho u}{\partial x}\right) = - \frac{\partial \rho u}{\partial x}$$

net akışkan miktarının negatif olması küpten çıkan miktarın, giren miktara göre, daha az olduğunu göstermektedir.

Net miktarın $\left(-\frac{\partial \rho u}{\partial x}\right)$şeklinde gösterilmesi, küpün yalnız X yönüne ve X yönündeki (U) hızına göredir. Küpün y ve z yönlerindeki (V) ve (W) hızları da düşünülecek olursa :

y ekseni üzerindeki net miktar: $-\frac{\partial \rho v}{\partial y}$

z " " " " : $-\frac{\partial \rho w}{\partial z}$

olacaktır.

Bütün bunları toplarsak :

$$-\left(\frac{\partial \rho u}{\partial x}+\frac{\partial \rho v}{\partial y}+\frac{\partial \rho w}{\partial z}\right)$$ ifadesi elde edilmiş olur.

Bu ifadenin başka bir ifadeye eşit olması gerekmektedir. Eğer sıvının yoğunluğu, ρ ise ve sıvının yoğunluğu değişiyorsa, son ifade :

$$-\left(\frac{\partial \rho u}{\partial x}+\frac{\partial \rho v}{\partial y}+\frac{\partial \rho w}{\partial z}\right)=\frac{\partial \rho}{\partial t} \qquad (3.30)$$

şeklinde yazılmalıdır. (3.30) ifadesi aşağıdaki şekli alır:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x}(\rho u)+\frac{\partial}{\partial y}(\rho v)+\frac{\partial}{\partial z}(\rho w)=0 \qquad (3.31)$$

$$\frac{d\rho}{dt}=u\frac{\partial \rho}{\partial x}+v\frac{\partial \rho}{\partial y}+w\frac{\partial \rho}{\partial z}+\frac{\partial \rho}{\partial t}$$

Bu ifadeleri birleştirirsek aşağıdaki gibi de yazmak mümkündür:

(3.30)un sol tarafı sağ tarafa geçirilirse :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}+u\frac{\partial \rho}{\partial x}+\rho\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial \rho}{\partial y}+\rho\frac{\partial v}{\partial y}+\rho\frac{\partial w}{\partial z}+w\frac{\partial \rho}{\partial z}=0$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}+\rho\frac{\partial u}{\partial x}+\rho\frac{\partial v}{\partial y}+\rho\frac{\partial w}{\partial z}+u\frac{\partial \rho}{\partial x}+v\frac{\partial \rho}{\partial y}+w\frac{\partial \rho}{\partial z}=0$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}+\rho\left[\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial w}{\partial z}\right]+u\frac{\partial \rho}{\partial x}+v\frac{\partial \rho}{\partial y}+w\frac{\partial \rho}{\partial z}=0$$

$$\rho\left[\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial w}{\partial z}\right]+\frac{d\rho}{dt}=0 \quad ; \quad \frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial w}{\partial z}=-\frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dt}$$

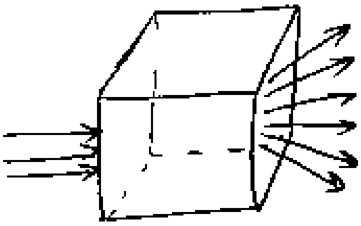
$$-\frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dt}=\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial w}{\partial z} \qquad (3.32)$$

(3.32) denklemi, yoğunluğu değişen bir sıvı için veya en geniş tarifi ile herhangi bir akışkan için devamlılık denklemidir. Bu denklemin sağ tarafındaki $\frac{\partial u}{\partial x}, \frac{\partial v}{\partial y}, \frac{\partial w}{\partial z}$ terimleri, "diverjans" olarak isimlendirilir.

Eğer küpe giren sıvı, küp içinde bir hız artmasına maruz kalırsa meselâ x ekseni üzerindeki hız (U) da bir artış görülürse $\frac{\partial u}{\partial x} > 0$ (pozitif ise) bu takdirde akışkandan diverjans vardır denir. Başka bir değişle diverjans küpten çıkan akışkan miktarından fazla olursa, vuk'u bulur. (bk.Şekil-17) Bu takdirde (3.32) ifadesindeki gibi, eşitliğin sağ tarafındaki terimlerin hepsi (+) değerinde olacaktır. Yani :

$$\frac{\partial u}{\partial x} > 0, \quad \frac{\partial u}{\partial y} > 0, \quad \frac{\partial w}{\partial z} > 0$$

şartı sağlanacaktır.



(Şekil-17)

(3.32)'ye göre eşitliğin sağ tarafındaki terimler (+) olunca, sol taraf (-) dir. Negatif işaretin manası yoğunluğun küp içinde zamanla azalacağını ifade etmektedir.

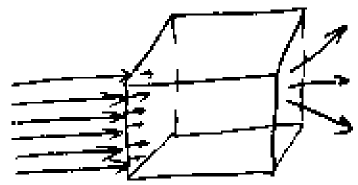
Konverjans vuk'uunda ise, küp içindeki sıvının yoğunluğu zamanla artacaktır. ($\frac{d\rho}{dt} > 0$) .(3.32)'ye göre eşitliğin sol tarafını pozitif yaparsak sağ taraf (-) olacak. Yani ; (3.32) ifadesi:

$$\frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dt} = -\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z}\right)$$

(3.33) şeklini alacaktır.

Şu halde konvenjansda $\frac{\partial u}{\partial x} < 0, \ \frac{\partial v}{\partial y} < 0, \ \frac{\partial w}{\partial z} < 0$

şartı sağlanmış olacaktır. Bu bize, küpe giren akışkanın, çıkan akışkan miktarından daha fazla olduğunu ifade eder. Şu halde konverjansta $\frac{\partial u}{\partial x} < 0, \ \frac{\partial v}{\partial y} < 0, \ \frac{\partial w}{\partial z} < 0$ bileşenleri, (3.33) ifadesi gibi yazılabilmektedir.

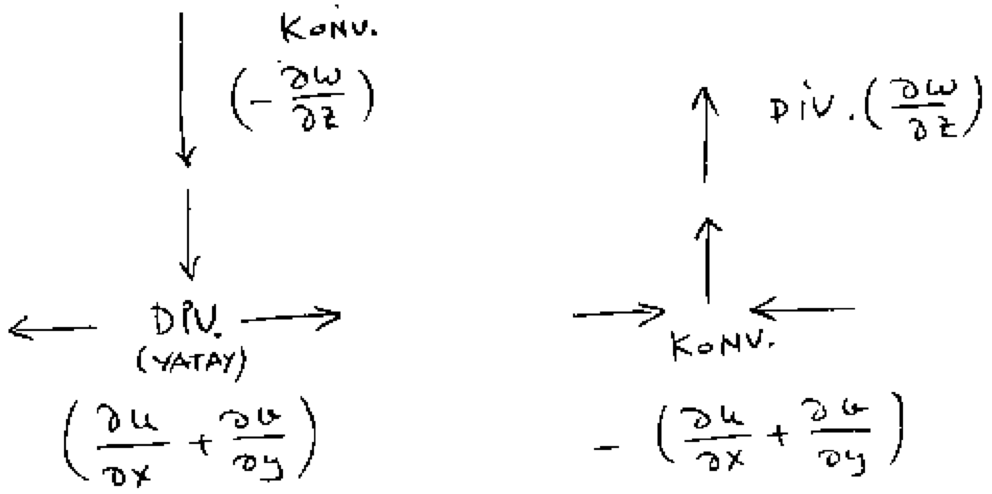


(Şekil-18)

Eğer yoğunluk değişmiyorsa $\frac{d\rho}{dt} = 0$ olacacağından devamlılık denklemi, (3.32)'ye göre: (Havanın yoğunluğu sabit yani hvva sıkıştırılamaz)

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (3.34) \qquad \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{\partial w}{\partial z} \quad (3.35)$$ yazılabilir.

(3.35) İn sol tarafı pozitiftir. Şu halde divengans şartı sağlanmıştır. Sağ tarafın işareti negatiftir. Şu halde konverjans (veya negatif divergans) şartı sağlanmıştır. (3.35) bize, yatay seviyede vuku bulan bir divergansın dikey konvenjansla denge halinde bulunacağını söylemektedir. W, Z ekseni üzerir eki dikey hızdır. Şu halde, yerde divergans olursa, üst seviyede aşağıya doğru (3.35)'in sağ tarafının işareti (-) olduğu için Z ekseninin tersyönünde bir hareket olacağını anlıyoruz.



(Şekil-19)

Şekil-19'dan da gayet iyi anlaşılacağı üzere, yerdeki diverjans $\left(\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}\right) > 0$, üst seviyeden gelen konvenjansla $\left(-\frac{\partial w}{\partial z}\right)$ dengelenir. Eğer yerde, konverjans varsa bu takdirde (3.35) ifadesinin işaretleri değişerek ,

$$-\left(\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}\right)=\frac{\partial w}{\partial z} \qquad (3.36)$$ halini alır.

Yerdeki konverjans halinde ise, $\frac{\partial w}{\partial z}$ terimi pozitif olacağından $\left(\frac{\partial w}{\partial z} > 0\right)$ yerden yukarı doğru bir hareket vardır. Ancak bu tamamen doğru olsaydı, hava kütlesinde bir değişiklik olmıyacak ve bir denge sağlanacağından yer basınçlarında hiç bir zaman değişme görülmiyecekti. Halbuki basınç değişmektedir. Öyle ise, havayı her zaman "sıkıştırılamaz" kabul edemeyiz. Hava sıkıştırılabilir. Yani yoğunluk değişebilir.

PROBLEMLER

1) 4 mb.lık ara ile çizilen iki izobar arasındaki uzaklık 200 km. ise basınç gradienti ne olur?

<u>Çözüm :</u>

$\Delta p = 4$ mb= $4x10^3$ din/cm^2

$\Delta n = 200$ km= $200x10$ cm.

$$\frac{\Delta p}{\Delta n} = \frac{4x10^3}{200x10^5} = 2x10^{-4} \text{ din.cm}^{-3}$$

2) 300 mb.da 50^0 N enlemde 50 knot hızla esen batılı bir akışta, 1 gm.lık hava üzerine etki eden Coriolis kuvveti hesaplayınız. ($\Omega = 7.29x10^{-5}$radyan/sn)

<u>Çözüm :</u>

$\Omega = 7.29x10^{-5}$ rad/san.

$\text{Sin}\,\phi = \text{Sin}\, 50^0 = 0.77$

$V = 50$ knot= $50x \frac{1}{2}$ m/sn = $50x \frac{1}{2} x10^2$cm/sn.

Coriolis sabite : $f = 2\,\Omega\,\text{Sin}\,\phi = 2x7,29x10^{-5}x0,77$

$f = 1,11x10^{-4}$

Coriolis Kuvvet : $2V\Omega\,\text{Sin}\,\phi = 1,11x10^{-4}x50x\frac{1}{2}x10^2$

Coriolis Kuvvet : 0,287 cm/sn^2

3) Yoğunluk 10^{-3}gm/cm^3 olarak veriliyor. 60^{0}N enlemde 200 km. aralıkla ve 5 mb.lık farkla çizilen (2) izobar arasında esen geostrofik rüzgârı hesaplayınız.

<u>Çözüm :</u> $V_g = \frac{1}{gf} \frac{dp}{dn}$

$f = 2\Omega \operatorname{Sin}\phi = 2x7,29x10^{-5} x\operatorname{Sin} 60^o = 1,26x10^{-4}$

$dp = 5mb. = 5x10^3 din/cm^2$

$dn = 200km. = 200x10^5 cm.$

$$V_g = \frac{1}{gf} \frac{dp}{dn} \quad \frac{1}{1x10^{-3}x1,26x10^{-4}} \quad \frac{5x10^3}{200x10^5} \quad cm/sn.$$

$$V_g = \frac{5x10^3}{1x10^3x1,26x10^{-4}x200x10^5} \quad \frac{1}{10^2x\frac{1}{2}} \quad knot$$

$V_g = 38,5$ knot

4)60^oN enlemde, 500 mb.da 30 knot'lık batılı bir rüzgâr ile 300 mb.da 70 knot'lık batılı bir rüzgâr veriliyor. İki seviye arasındaki ortalama sıcaklık -30^oCdir. 500-300mb. arasındaki yatay sıcaklık gradientini hesaplayınız. İki seviye arasındaki fark 3 km.dir ($g=980cm/sn^2$)

<u>Çözüm :</u> $\frac{\partial U_g}{\partial z} = \frac{-g}{fT} \left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)$

$f = 2\Omega \operatorname{Sin}\phi = 2x7,29x10^{-5}x\operatorname{Sin}60 = 1,26x10^{-4}$

$\Delta U_g = 70-30=40$ knot$= 40x10^2x\frac{1}{2}$ 2000 cm/sn.

$\Delta z = 3km. = 3x10^5$ cm.

T=243

$$\left(\frac{\Delta T}{\Delta y}\right)_p = -\frac{f\ T}{g} \frac{\Delta z}{\Delta U_g} = -\frac{1.26x10^{-4}x243}{980} \frac{2000}{3x10^5}$$

$$\frac{\Delta T}{\Delta y} = 2.15x10^{-7} \text{ derece/cm} = -2,15^oK/100 \text{ km.}$$

$$\frac{\Delta T}{\Delta y} \cong -2^oK/100km.$$

5) Siklonik bir dönüş için, $20^{O}N$ enlemde, 4 mb.lık ara ile çizilen iki izobar arasındaki uzaklık 450 kmdir. Merkezden 400 km. uzaklıkda (yarıçap) bir noktadaki gradient rüzgârı hesaplayınız.

$(\rho = 10^{-3} gm/cm^{3})$

Çözüm :

$$V_{gr} = -\frac{fr}{2} + \sqrt{\frac{f^2r^2}{4} + \frac{r}{\rho}\ \frac{dp}{dn}}$$

$r = 400 km. = 400 x 10^{5} cm.$

$f = 2\Omega \, Sin\, \phi = 2x7,29x10^{-5} x Sin20 = 0,49x10^{-4}$

$fr = 0,49x10^{-4} x 400x10^{5}$

$$\frac{fr}{2} = 0,49x10^{-4} x 400x10^{5} x \frac{1}{2} = 9,97x10^{2}$$

$$\frac{f^2r^2}{4} = (9,97x10^{2})^{2} = 9,95x10^{5}$$

$$\frac{dp}{dn} = \frac{4mb.}{450} = \frac{4x10^{3}}{450x10^{5}}$$

$$\frac{r}{\rho}\ \frac{dp}{dn} = \frac{400x10^{5}}{1x10^{-3}}\ \frac{4x10^{3}}{450x10^{5}} = 3,55x10^{6}$$

$$\frac{f^2r^2}{4} + \frac{r}{\rho}\ \frac{dp}{dn} = 3,55x10^{6} + 9,95x10^{5} = 4,55x10^{6}$$

$$\sqrt{\frac{f^2r^2}{4} + \frac{r}{\rho}\ \frac{dp}{dn}} = \sqrt{4,55x10^{6}} = 2,13x10^{3}$$

$$V_{gr} = -\frac{fr}{2} + \sqrt{\frac{f^2r^2}{4} + \frac{r}{\rho}\ \frac{dp}{dn}} = -9,97x10^{2} + 2,13x10^{3}$$

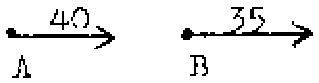
$V_{gr} = 1,13x10^{3} cm/sn. = 11,35 m/sn. = 22$ knot.

$$\boxed{V_{gr} = 22 \text{ knot}}$$

Aynı problemi $40^{o}N$ enlemi için çözünüz. Neticeyi karşılaştırınız. Farkın sebeplerini belirtiniz.(Yukarı enlemlerdeki gredient rüzgâr aşağı enlemlerdekinden küçüktür)

Ayrıca aynı verileri Y B. için uygulayınız ve gösteriniz ki, Y.B.deki gredient rüzgâr, A.B.deki gredient rüzgârdan daha büyüktür.

6) Aynı enlem derecesinde verilen iki istasyonun batılı rüzgâr hızları 40knot ve 35 knottur. Aralarındaki uzaklık 100km. ise, hız diverjansını bulunuz.



Çözüm : Yön X doğrultusunda olup, (Y) bileşeni yoktur.

$$\frac{\partial V}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} = \frac{U_B - U_A}{x_B - x_A} = \frac{(35-40)\ knot}{100\ km.}$$

$$\frac{\partial U}{\partial x} = - \frac{5x10^2x0,5}{100x10^5} = -2,57x10^{-5}\ sn^{-1}$$

(A) -(B) arasında konverjans vardır.

Rüzgâr hızında 1 knotluk bir değişim, $0,5x10^{-5}\ sn^{-1}$ lik bir diverjans değişimine sebep olur. Öte yandan 5 knotluk bir hız değişimi ise, diverjansın işaretini dahi değiştirebilecek büyüklüktür. Bu yönden hesaplanacak diverjans, büyük hatalara sebebiyet verebilir.

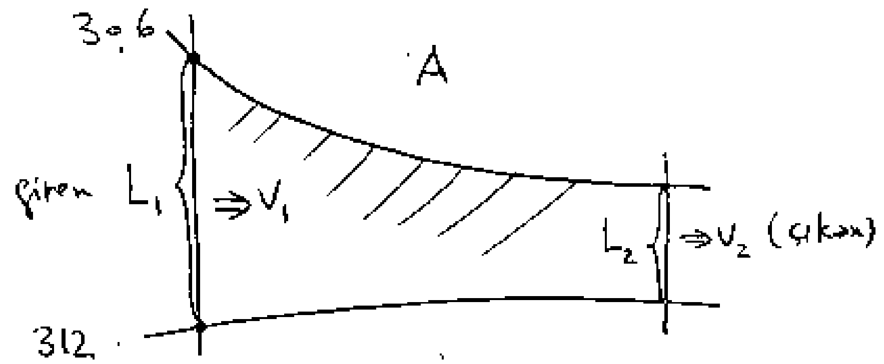
B Ö L Ü M-4

DİVERJANS-KONVERJANS

1- Temel Kavramlar ve Tarifler :

Meteoroloji'de diverjans genellikle yatay bir düzlem için kullanılır. Örneğin, sabit basınç haritalarında, kontur değerleri arasındaki yükseklik farkı, kontur aralığının mesafesi yanında çok küçük kalacağından, eğim ihmal edilebilir. Bu yüzden diverjansı, sabit basınç haritalarının "yatay bir düzlem" için çizilmiş olduğunu düşünerek tayin edebiliriz. Diverjans, rüzgârlarla ölçülür. Yatay diverjans, belli bir alana giren ve çıkan hava akımı ile orantılıdır diyebiliriz. Öyleki, eğer, çıkan hava akımı, giren havadan daha fazla ise, o bölgede diverjans vardır denir. Diverjansın pozitif olduğu durumda çıkan hava, giren havadan daha fazladır. Karşıt olarak eğer belli bir alana giren hava, çıkan havadan daha fazla ise, bu takdirde negatif diverjans yani konverjans vardır denir.

Diverjans hakkında daha iyi bir fikir edinmek için aşağıdaki şekli inceliyelim :



(Şekil-20)

Rüzgârların, konturlara paralel olarak estiği kabul edilerek, giren ve çıkan havayı hesaplıyalım : Giren hava L_1 mesafesi ile, V_1 rüzgâr hızına bağlıdır. Çıkan hava ise L_2 uzunluğu ile V_2 hızına bağlıdır. A alanı da verildiğine göre: Diverjans tarife göre, aşağıdaki gibi verilir.

$$\mathrm{div} = \frac{V_2L_2 - V_1L_1}{A} \qquad (5.1)$$

$$\text{birimi olarak : } \quad \frac{\mathrm{cm.sn^{-1}.cm}}{\mathrm{cm^2}} = \frac{1}{\mathrm{sn.}}$$

eğer, $V_2\,L_2 > V_1\,L_1$ ise, diverjans pozitif olacak, aksi halde, yani $V_1\,L_1 > V_2\,L_2$ ise, diverjans negatif olacak, yani konverjans mevcut olacaktır. Diverjansın birimi de (5.1) denklemine göre $\frac{1}{\text{saniye}}$ veya (sn^{-1}) olarak bulunabilir. Genel olarak $10^{-5}\mathrm{sn}^{-1}$ değeri tipik bir diverjans büyüklüğüdür.

Belirtmek lâzımdır ki, atmosferdeki diverjans aslında pek küçüktür, başka bir deyişle, V_2L_2 , V_1L_1'e yaklaşıklıkla eşittir. (Şekil-20)'e göre konturlar batıdan doğuya doğru gittikçe sıkışmaktadır. Yani L_2, L_1'e nazaran biraz daha küçük görünmektedir. Bu hal konfluens olarak tarif edilir. Fakat diğer yandan $V_2 > V_1$ şartı sağlanmıştır, bu yüzden V_2L_2 çarpımı ile V_1L_1 çarpımı, aşağı yukarı birbirine eşittir.

Rüzgârların geostrofik olduğunu farzedelim. Geostrofik rüzgâr denklemine göre: (bk:3.17 formülü)

$$C_g = \frac{g}{f}\,\frac{dz}{dn}$$

giren ve çıkan hava için dz (kontur farkları) birbirine eşittir. g ve f birer sabite olduğu için zaten değişmemektedir.

Buna göre ;

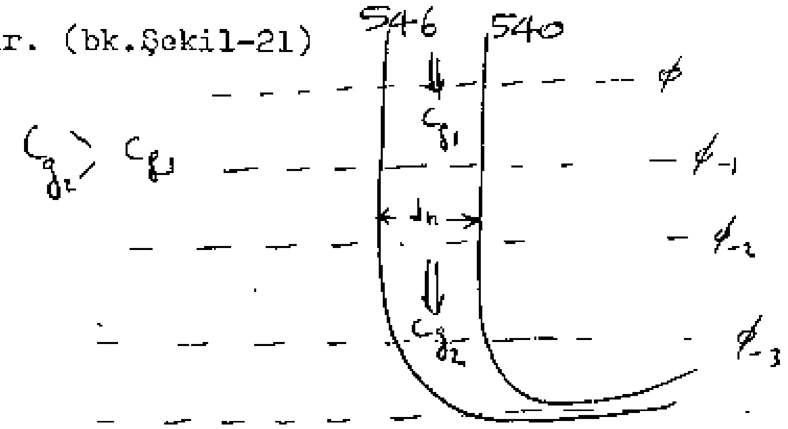
$$\text{giren havada : } Cg_1 dn_1 = \frac{g}{f} dz$$

$$\text{çıkan havada : } Cg_2 dn_2 = \frac{g}{f} dz$$

$$\text{şu halde } Cg_1 dn_1 = Cg_2 dn_2 = L_1 V_1 = L_2 V_2 \text{ olur.}$$

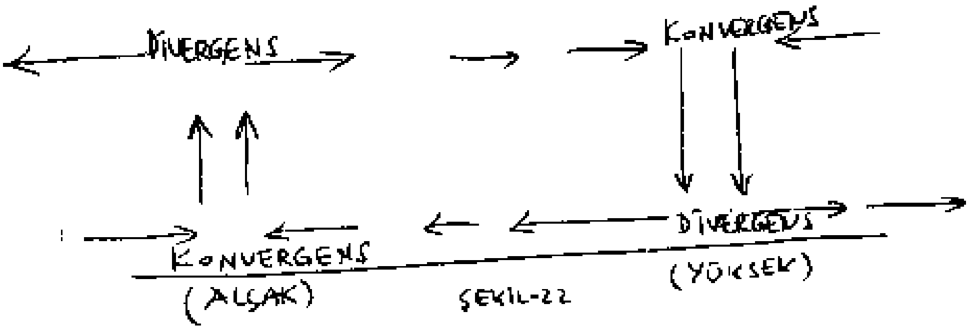
Şu halde geostrofik rüzgârın diverjansı bu misalde sıfırdır. Aynı şekilde, konverjans da sıfırdır. Misalde konfluens olduğu halde konverjansın sıfır olduğunu anlıyoruz. Buna göre, her konfluensın, konverjans olduğu anlaşılmamalıdır.

Eğer hava, Şekil-20'deki gibi batıdan doğuya doğru akmazda, meselâ kuzeyden güneye doğru akarsa, bu takdirde enlem derecesi değişecektir. (ϕ)'nin değişmesi Sin ϕ 'nin değişmesine ve doloyısıyla (f)'in değişmesine sebep olacak, böylece geostrofik rüzgârın hızı da kuzeyden güneye değismiş olacaktır. Daha açık bir ifadeyle (f) kuzeyden güneye azalacağından (3.17) formülündeki g, dz ve dn faktörlerinin aynı olması halinde (f) azaldıkça (Cg) geostrofik rüzgâr hızı artacaktır. Buna göre kuzeyden güneye akan bir havada rüzgârlar daha aşağı enlemlere inildikçe (dz ve dn'in aynı olması şartı ile) kuvvetleneceğinden, belli bir alandan çıkan hava giren havadan daha fazla olacağından, kontur aralıkları eşit olan bir durum için diverjans vuk'u bulacak veya diverjans pozitif değerde olacaktır. (bk.Şekil-21)

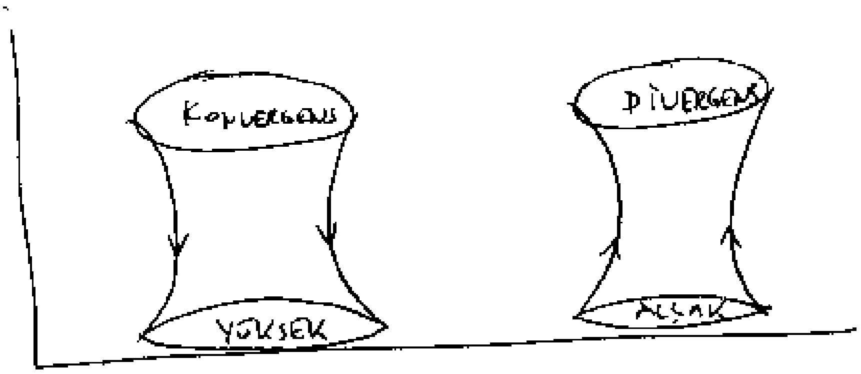


(Şekil-21)

ϕ , Aşağı enlemlere inildikçe azalır. (Sin ϕ azalır) eşit kortur aralığında kuzeyden güneye hareket eden havanın aşağı enlemlere inildikçe hızı artar. Belli bir alan (veya hacim) gözönüne alınırsa; çıkan hava giren havadan daha fazla olacağından pozitif diverjans vuk'u bulur. Ancak diverjans değeri bu misalde de oldukça küçüktür. Atmosferdeki diverjansın ölçülmiyecek kadar küçük olmasına rağmen, sıfıra eşit olmadığı da bir gerçektir. Aslında bazı teorik hesaplarda, diverjansın ölçülebilen en küçük değeri dahi önem taşıyabilir. Meselâ, yatay bir düzlemde bir konverjans varsa (negatif diverjans)bir alana giren havanın çıkan havadan daha fazla olduğu anlaşılmalıdır. Bu takdirde ortaya çıkacak " fazlalık " hava ne olacaktır? Mademki, belli bir alana veya bir bölgeye gelen hava, o bölgeden çıkan havadan fazladır, şu halde devamlı olarak bölgede birikecek hava, yoğunluğun artmasına sebep olabilecektir diye düşünebiliriz. Buna karşılık, yoğunluğun en geniş anlamda basınç ve sıcaklıkla kontrol edildiğini hatırlarsak, daha başka bir olayın meydene geleceğini düşünmemiz gerekecektir. İşte bu olayda, biriken havanın yukarı doğru çıkması (vertical motion) olayıdır. Eğer belli bir bölgede, yukarda da izah edildiği gibi, yerde veya yere yakın seviyelerde konverjans mevcutsa, biriken hava toprağın altına giremiyeceğine göre yükselmeye başlıyacaktır. Böylece o bölge üzerinde kâfi derecede rutubetde mevcutsa, konverjans nedeniyle toplanan hava, üst seviyelere doğru tırmanacak bulut teşekkülüne ve yağıçlara sebep olacaktır. Burada şunu hatırlamak yerinde olur ki, derin alçak basınç zonları ideal bir konverjansa sahiptirler. Aşağı seviyelerde veya yerde meydana gelen bu konverjans, alçak basınç merkezlerinin neden yağıçlı olduğunun da bir izahıdır. Aynı şekilde, yerde veya yere yakın seviyelerde diverjans mevcutsa, yani belli bir bölgeden çıkan hava o bölgeye giren havadan daha fazla ise, bu takdirde üst seviyelerden aşağıya doğru bir çökme (subsidans) görülür. Yüksek basınç merkezlerinden yerde veye yere yakın seviyelerde diverjans görülür. Bu yüzden üst seviyelerden itibaren yere doğru çöken hava ısınır. Bulutlar erir, yağışsız, açık, kararlı ve kuru bir hava görülür. Buna göre, üstden dikey olarak inen hava, yerde yatay olarak yayılmağa başlar. Yüksek basınç merkezlerinde, rüzgârların merkezden dışarı doğru yönelmelerinin sebebi de budur. Aynı şekilde alçak basınç sahalarında da, rüzgârların merkeze doğru yöneldikleri de söylenebilir. Bunun sebebini de alçak basınç merkezlerde yukarı doğru olan harekette aramak lâzımdır. (bk.Şekil-22) ve (bk.Şekil-23)



ŞEKİL-22



ŞEKİL-23

2.Diverjansın Matematiksel İfadesi :

(3.33) Formülü, devamlılık denkleminden elde edilmiştir. Bu formül yardımıyla konverjans ve diverjansın matematiksel ifadelerini ilgili bölümde incelemiştik. Şimdi bu konu üzerinde biraz daha duracağız.

(3.33) denklemine göre :

$$\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial w}{\partial z}=-\frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dt} \qquad (5.2)$$

ifadesi tekrar yazılabilir. (5.2) ifadesi, değişen yoğunluk şartına göre, yazılmış olup ifadesinin sol tarafı diverjansı (pozitif) ifade etmektedir.

$$\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial w}{\partial z}=\operatorname{div}_3\vec{V}=\vec{\nabla}_3\vec{V} \qquad (5.3)$$

(5.2) ve (5.3) denklemlerinin birleştirilmesinden :

$$-\frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dt}=\operatorname{div}_3\vec{V}$$ (5.4) yazılabilir.

Yerdeki rüzgârın genellikle dikey bileşeni (w) ihmal edilebilir. Bu takdirde, geriye yalnız yatay bir düzlem içinde rüzgârın (u) ve (v) bileşenleri kalır. (5.3)ve (5.4) denklemlerinden :

$$\frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dt}=-\operatorname{div}_2\vec{V}=-\operatorname{div}_H\vec{V}$$ (5.5) ifadesi elde edilir.

(5.5) İfadesine göre, eğer $\frac{d\rho}{dt} > o$ ise, yani (ρ) yoğunluğu, zamanla artıyorsa ki bu yerde havanın (sabit basınçta) soğuduğunu ifade etmektedir bu takdirde diverjans, (5.5) den de görüldüğü gibi negatif olacaktır. Negatif diverjans, konverjans demektir. Bu görüş noktasından giderek kışın soğuk karalar üzerinde hakim olan havanın, konverjansa sebep olarak, birikeçeğini ve soğuk nüveli yüksek basınçları meydana getireceği söylenebilir. Sibirya yüksek basıncı, bu tarzda teşekkül eden yüksek basınçlara iyi bir örnek olabilir.

Yine (5.5) denklemini inceleyecek olursak, eğer havanın yoğunluğu sabit basınçta artan sıcaklığa göre zamanla azalıyorsa,-$\frac{d\rho}{dt} < o$ yani, ($\frac{d\rho}{dt}$) negatifse (5.5) ifadesi :

$$-\frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dt} = div_2\ V \quad (5.6)$$

olarak yazılabilir. Bunun manası da şudur :lerdeki veya yere yakın seviyelerdeki havanın sıcaklığı devamlı olarak artar ve yoğunluk da zamanla azalırsa bu takdirde, o bölgede pozitif diverjans görülür. (sabit basınçta)

Şu halde yazın sıcak karalar üzerinde, devamlı olarak artan sıcaklık, diverjansa sebep olacak sıcak nüveli alçak basınçları husule getirecek diyebiliriz. Meselâ, Basra Alçak Basıncı bu tipe giren bir sistemdir.

Şurası önemle kaydedilmelidir ki, şekil- ve şekil- de belirtmeye çalıştığımız görüntü ile, biraz önce yukarda söylediklerimiz tezat teşkil eder gibi görünüyorsa da aslında durum tam bir beraberlik içindedir. Şekil-22 ve şekil-21 'de yerdeki diverjans, yüksek basınca,yerdeki konverjans ise, alçak basınca tekabül etmekte idi. Biraz önce ise, soğuk yüksek basınçların konverjans nedeniyle, sıcak yüksek basınçların ise, diverjans nedeniyle husule geldiğini belirtmiştik... Aradaki tezat gibi görünen husus ikinci misalde, yoğunluğun zamanla değişmesi hususudur. Dolayısıyla dikey faaliyetler, bu durumda önemli değildir. Aşağıya doğru çöküşlerde (subsidans) veya yukarıya doğru hareketlerde yoğunluğun sabit kaldığı kabul edilmiştir. Dolayısıyla soğuk havada yoğunluğun gittikçe artması, dikine faaliyetleri ihmal edilebilir hale getirirken, basınçların yükselmesine ve yüksek basınç sistemlerinin teşekkülüne sebep olur. Buna göre tekrar hatırlatmak icap ederse, yoğunluk arttıkça konverjans (basınçlar yükselir) yoğunluk azaldıkça diverjans (basınçlar azalır) husule gelir diyebiliriz. Öte yandan, yoğunluk sabit kaldığı müddetçe; konverjans yer basınçlarının azalmasına ve yukarı doğru hareketin başlamasına sebep olur. Yine yoğunluk sabit kaldığı müddetçe; diverjans, yer basınçlarının artmasına ve dolayısıyla subsidansa sebep olur. Aslında hangi faktörün hangisine sebep olduğu da karışık bir sorundur. Yoğunluk değişmediği sürece, (5.2) denklemi $\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$ yazılarak:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (5.6)$$ haline gelir.

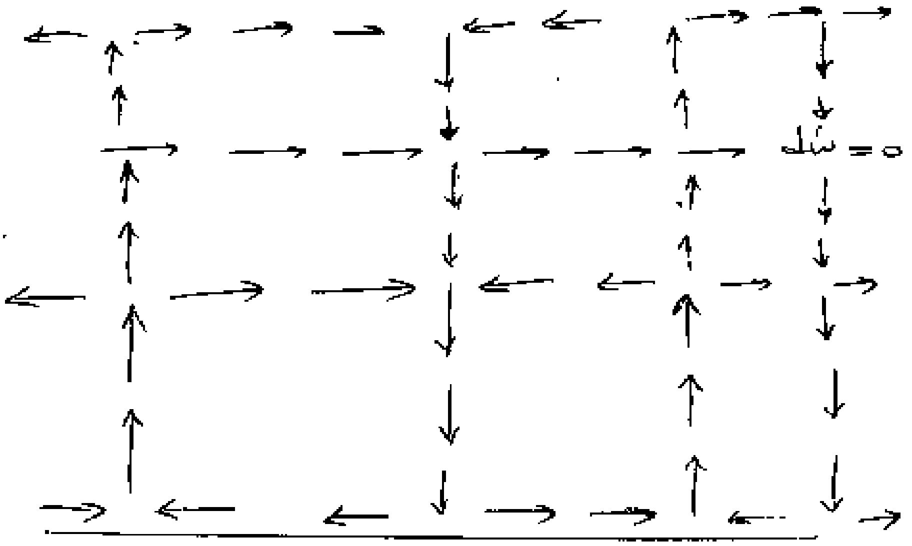
(5.6) ifadesinden

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{\partial w}{\partial z} \quad (5.7)$$

(5.7) de sol taraftaki terimler diverjansı (+) sağ tarafdaki terim ise, negatif diverjansı (-) yani konverjansı ifade eder. (5.7)'den işareti değiştirerek:

$$-\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right) = \frac{\partial w}{\partial z} \quad (5.8)$$ ifadesi yazılır.

Burada da eşitliğin sol tarafı negatif diverjansı (konverjans) sağ taraf ise pozitif diverjansı ifade etmektedir. (5.7) de (w) nın işareti negatif olduğundan (Z) ekseninin ters yönünde yani, yukardan aşağıya (subsidans) olan hareketi ifade ettiği kolayca görülür. Diğer yandan (5.8) ifadesinde (w) nın işareti (+) olduğu için, (Z) ekseni boyunca, yani aşağıdan yukarıya doğru olan bir hareketin varlığı anlaşılmalıdır. Bu matematiksel düşünce de daha önce vardığımız neticeyi doğrular mahiyettedir. (bk.Şekil-24)



(Şekil-24)

Yerden itibaren belli bir seviyede, takriben 500-600 mb.da diverjans sıfıdır. Dolayısıyla konverjans da sıfır olur.

Fiziksel terimlerle, diverjans aynı zamanda hacim değişmesi veyaalan değişmesi olarak da tarif edilebilir.Öyle ki, hacim V') ise:

$$\boxed{\operatorname{div} V = \frac{1}{V'}\frac{dV'}{dt}} \qquad (5.9)$$

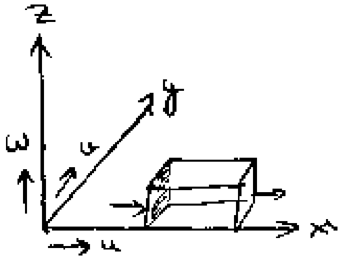
ifadesi yazılabilir. Aynı şekilde, alan (A) ise :

$$\left[div\, V = \frac{1}{A} \frac{dA}{dt} \right] \qquad (5.10) \text{ yazılabilir.}$$

Eğer akış tamamen paralel ve geostrofik ise, diverjans sıfır olur. Dolayısıyla basınç değişimi görülmez. Kontur ve izobarlar aynen devam eder.

3. Diverjansın Uygulamadaki Yeri:(Dikine Hareketler)

Diverjansı, devamlılık (süreklilik) denkleminden bulmuştuk. Süreklilik denklemini kullanarak, atmosferde dikine harekete ait (w) denklemleri çıkarabiliriz.



Devamlılık denklemi :

$$-\frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dt} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z}$$

olarak veriliyordu. Burada eğer

$$\frac{\partial u}{\partial x} > 0 \;,\; \frac{\partial v}{\partial y} > 0 \;,\; \frac{\partial w}{\partial z} > 0 \qquad \text{iseler,}$$

diverjans vardır, eğer sistemde diverjans varsa, yoğunluk zamanla azalmaktadır. Yukarıdaki denklemin sağ tarafının tamamı yani :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \quad : \text{hacim değişimini,}$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \quad : \text{alan değişimini (yatay) göstermektedir.}$$

Devamlılık denkleminden :

$$\frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dt} = -\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z}\right)$$

ifadesi de yazılabilir. Bu takdirde eşitliğin sağ tarafı (negatif diverjans=konverjans) halini göstermektedir. Bu durumda da,

$\frac{d\rho}{dt} > 0$ olur. Başka bir ifade ile yoğunluğun zamanla artması, konverjans ile ilgilidir. Bu takdirde :

$$\frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dt} = -\operatorname{div}_2 \vec{V} - \frac{\partial w}{\partial z}$$

yazılabilir. Son ifadeye göre, eğer yatay akımlar geostrofik iseler (rüzgâr hızı sabit) ve dikey hız (w)ihmal edilirse, ifade :

$$\frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dt} = 0 \qquad (\partial u = \partial v = 0\ ;\ w \cong 0)$$

halini alır.Bu diverjansın o olduğunu gösterir. Diverjans sıfır ise, basınç değişimi görülmeyebilir. Yoğunluğun zamanla değişiminin sıfır olduğu, başka bir ifade ile yoğunluğun sabit kalışı, incompresible (sıkıştırılamaz)bir havayı gösterir. Havanın sıkıştırılabilir bir özelliği olduğunu biliyoruz. Bu bakımdan, kabule göre $\frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dt}$ ifadesi, diğer terimlerin yanında % 10 oranında bir büyüklüğe sahiptir.İhmal edilirse :

$$\operatorname{div}_2 \vec{V} = -\frac{\partial w}{\partial z}$$ ifadesini elde etmiş oluruz.

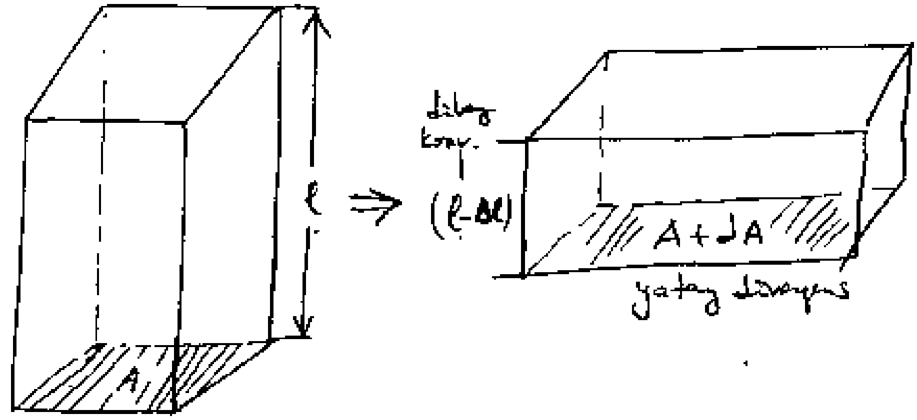
Hatırlıyacak olursak: $\operatorname{div}_2 \vec{V} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}$

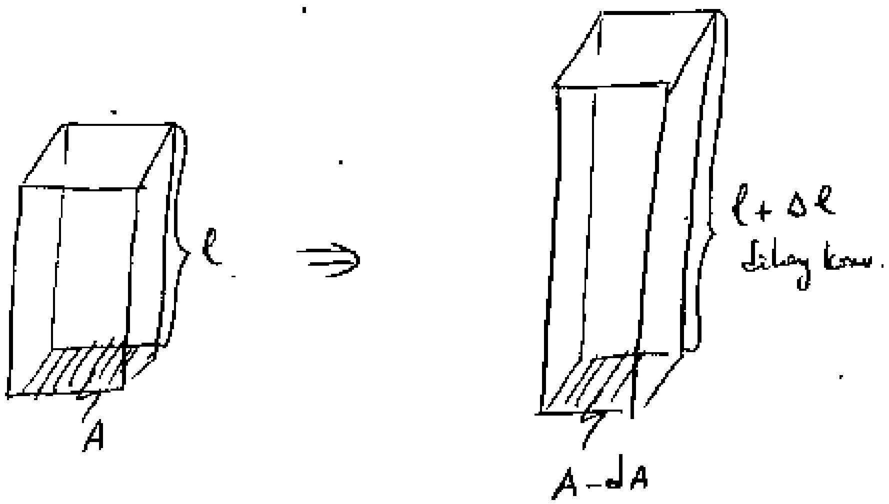
ifadesi, verilen bir alanın büyümesini ölçer. Bu yüzden :

$$\operatorname{div}_2 \vec{V} = \frac{1}{A}\cdot\frac{dA}{dt}$$ şeklinde de yazılabilir. Burada

A alanı gösterir. Kabul edelim ki, bir hesap sonucunda, diverjansı 10^{-5} sn^{-1} olarak bulduk. Buna göre, alan bir saniyede ilk alanın $\frac{1}{100.000}$'i kadar genişliyor demektir. Öyleki, 1000 saniye sonunda, alan % 1 kadar genişliyecektir.

Öte taraftan $\frac{\partial w}{\partial z}$ ise, birim zamanda bir hava parselinin dikey kalınlığının artış oranını verecektir. Örneğin $\frac{\partial w}{\partial z} = 10^{-1}$/saat ise (birimi sn^{-1}) bu takdirde 100 metre kalınlığındaki bir hava kolonu bir saatte $(\frac{1}{10})$ oranında artarak 110 metreye ulaşmış olacaktır.





Şu hale göre $\frac{\partial w}{\partial z}$ ifadesi (+) ise dikey diverjansı (-) ise, yine dikey konverjansı göstermektedir. Devamlılık denklemini $\left(\frac{\partial w}{\partial z}\right)$ 'ye göre düzenlersek :

$$-\frac{\partial w}{\partial z} = div_2 \vec{V} + \frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dt}$$

ifadesi elde edilir. Bu ifadeye göre, eğer bir hava kolonu dikey olarak sıkıştırılırsa ($\frac{\partial w}{\partial z} < 0$) bu takdirde, $div_2\vec{V} > 0$ yani yatay büyüme görülür, ya da yoğunlukta artma görülür. ($\frac{d\rho}{dt} > 0$) veya her ikisi birden görülür.(Yüksek basınç). $\frac{\partial w}{\partial z} < 0$ demek, aşağıya doğru bir hareketin varlığı demektir. (Subsidans olayı)

Yukardaki denklemin yoğunluk terimi ihmal edilirse:

$$div_z \vec{V} = -\frac{\partial w}{\partial z}$$ ifadesi elde edilir. Veya:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{\partial w}{\partial z} \quad ; \qquad \partial w = -\int \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) \partial z$$

$$\int_L^\infty \partial w = -\int_L^\infty div_z \vec{V} dz \; ; \; \Big[-w \Big]_L^\infty = \int_L^\infty div_z \vec{V} dz$$ bulunur.

w_∞ = o olacağından:

$$\left[w = \int_L^\infty div_z \vec{V} \, dz \right]$$ bulunur.

4.(w) İçin Bir Diğer Metot:

Meteoroloji'de herhangi bir kemiyetin değişimi, ferdi ve mahalli olmak üzere iki kısımda incelenebilir. Örnek olarak, yoğunluğu ele alalım.

$$\rho = \rho(x, y, z, t)$$

Buna göre, herhangi bir (t) zamanındaki x, y, z noktalarındaki yoğunluğun, (t+dt) zamanındaki x+dx, y+dy, z+dz noktalarındaki değişimi :

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

ile verilir. Her terim (dt) ile bölünürse:

$$\frac{d\rho}{t} = \frac{\partial \rho}{\partial x} u + \frac{\partial \rho}{\partial y} v + \frac{\partial \rho}{\partial z} w + \frac{\partial \rho}{\partial t}$$ veya:

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + v \frac{\partial \rho}{\partial y} + w \frac{\partial \rho}{\partial z}$$

bulunur. Burada : $\frac{d\rho}{dt}$: ferdi değişim $\frac{\partial \rho}{\partial t}$: mahalli değişim olarak tarif edilir. Son ifadeden :

$$\frac{d\rho}{dt}=\frac{\partial\rho}{\partial t}+div_2\,\rho\vec{V}+\omega\frac{\partial\rho}{\partial z}$$

denklemi bulunur. Eşitliğin sağ tarafındaki son iki terim 3 boyutta advektif değişim olarak tarif edilir. Eğer rüzgâr sakin ise (u=v=w=o) advektif terim sıfıra eşit olur ve ferdi değişim, mahalli değişime eşit olur.

Son ifadenin sağ tarafındaki ikinci terimi açalım :

$$div_2\,\rho\vec{V}=\vec{\nabla}_2\cdot\rho\vec{V}=\rho\,div_2\vec{V}+\vec{V}\vec{\nabla}_2\rho$$

şeklinde yazılabilir. Burada :

$\rho\,div_2\vec{V}$ = hız diverjansıdır.

$\vec{V}\vec{\nabla}_2\rho$ = yoğunluk adveksiyonudur.

genellikle yoğunluk adveksiyonu terimi, hız diverjansına nazaran daha büyüktür.

Yoğunluk yerine sıcaklığı ele alırsak :

$$\frac{dT}{dt}=\frac{\partial T}{\partial t}+\vec{V}\vec{\nabla}_2T+\omega\frac{\partial T}{\partial z}$$

eğer, sıcaklık değişimi adyabatik ise, (yatay adveksiyon=o eşitliğin sağ tarafının ilk iki terimi kalkarak):

$\frac{dT}{dt}=\omega\frac{\partial T}{\partial z}=-\omega\Gamma_d$ yerine konursa:

$-\omega\Gamma_d=\frac{\partial T}{\partial t}+\vec{V}\nabla_2T+\omega\frac{\partial T}{\partial z}$ (Γ_d : kuru adyabatik lapse-rate)

veya : $-\omega\Gamma_d-\omega\frac{\partial T}{\partial z}=-\omega\Gamma_d+\omega\gamma$; $-\omega\Gamma_d+\omega\gamma=\frac{\partial T}{\partial t}+\vec{V}\vec{\nabla}_2T$

$$-\omega\left(\Gamma_d-\gamma\right)=\frac{\partial T}{\partial t}+\vec{V}\,\vec{\nabla}_2 T; \qquad \left[\omega=-\frac{\frac{\partial T}{\partial t}+\vec{V}\,\vec{\nabla}_2 T}{\Gamma_d-\gamma}\right]$$

Γ_d = 1°C/100m.(kuru adyabatik lapse-rate)

γ= halihazır lapse-rate.

5.Dikey Hız İçin Bir Diğer Metot:

Bu metotla da, dikey hız devamlılık denkleminden elde edilmektedir. Devamlılık denklemi :

$-\frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dt}=\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial w}{\partial z}$ olarak veriliyordu. Veya:

$$-\frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dt}=\mathrm{div}_2\vec{V}+\frac{\partial w}{\partial z}\;;\qquad \vec{\nabla}=\left(\frac{\partial}{\partial x}+\frac{\partial}{\partial y}\right)\mathrm{div}_2$$

veya:

$-\frac{\partial w}{\partial z}=\mathrm{div}_2\vec{V}+\frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dt}\;;\quad -\frac{\partial(\rho w)}{\partial z}=\mathrm{div}_2 V+\frac{d\rho}{dt}$ bulunur.Öte yandan:

$\frac{d\rho}{dt}=\frac{\partial\rho}{\partial t}+u\frac{\partial\rho}{\partial x}+v\frac{\partial\rho}{\partial y}+w\frac{\partial\rho}{\partial z}$ eşitliği yukarda yerine

konulursa : $\quad -\frac{\partial(\rho w)}{\partial z}=\mathrm{div}_2\rho\vec{V}+\left(\frac{\partial\rho}{\partial t}+u\frac{\partial\rho}{\partial x}+v\frac{\partial\rho}{\partial y}+w\frac{\partial\rho}{\partial z}\right)$

Bu eşitliğin sağ tarafının iki terimi (parantez içi) ihmal edilebilir :

$-\frac{\partial(\rho w)}{\partial z}=\mathrm{div}_2\rho\vec{V}$ integral olarak :

$$\int_S^L\partial(\rho w)=-\int_S^L\mathrm{div}_2\rho\vec{V}\,dz$$

elde edilir. Burada (S) yeri (surface), (L) ise herhangi bir üst seviye (level) göstermektedir. Son ifadeden:

$$\rho_L w_L-\rho_S w_S=-\int_S^L\mathrm{div}_2\rho\vec{V}\,dz \qquad \text{ve :}$$

$$w_L-\frac{\rho_S}{\rho_L}w_S=-\frac{1}{\rho_L}\int_S^L\mathrm{div}_2\rho\vec{V}\,dz \qquad \text{buradan:}$$

$$\omega_L = \frac{\rho_S}{\rho_L}\,\omega_S - \frac{1}{\rho_L}\int_S^L \mathrm{div}_2\, \rho \vec{V}\, dz$$

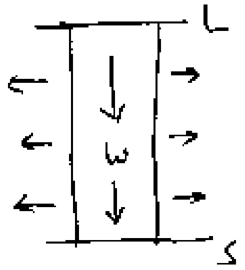
yer seviyesinde $\omega_S \cong 0$ olduğundan, orta troposferde yani bir (L) seviyesinde :

$$\omega_L = -\frac{1}{\rho_L}\int_S^L \mathrm{div}_2\, \rho \vec{V}\, dz \quad \text{veya}$$

$$-\omega_L = \frac{1}{\rho_L}\int_S^L \mathrm{div}_2\, \rho \vec{V}\, dz \qquad \text{elde edilir.}$$

Bu denkleme göre, eğer (S) ile (L) arasında, örnek olarak yer ile üst seviye arasında bir diverjans varsa, W_L, (negatif) olacağından burada bir çökme (Sübsidans) olayı görülecektir.

$$\mathrm{div}_2\, \rho \vec{V} = \vec{\nabla}_2 \cdot \rho \vec{V} = \rho\, \mathrm{div}_2 \vec{V} + \vec{V}\, \vec{\nabla}_2 \rho$$



Burada :

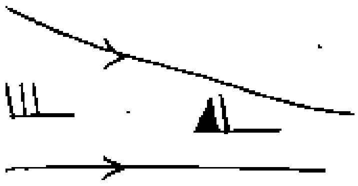
$\mathrm{div}_2\, \rho V$:Kütle diverjansı

$\rho\, \mathrm{div}_2 V$:Hız diverjansı terimi

$\vec{V}\, \vec{\nabla}_2 \rho$:Yoğunluk adveksiyon terimi

Buna göre, Süpsidans olayının gerçekleşmesi için, hava kolonunun diverjansa sahip olması gerekir. Bunun için:

Hız diverjansı sağlanması $\frac{\partial u}{\partial x} > 0$, $\frac{\partial v}{\partial y} > 0$ gereklidir.

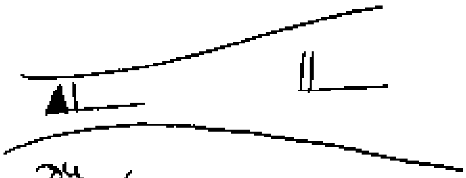


Diverjans $\frac{\partial u}{\partial x} > 0$

$\frac{\partial v}{\partial y} > 0$

Diverjans

Öte taraftan dikey hareketin (w'nin pozitif olması) başlaması için negatif diverjans, yani konverjans meydana gelmelidir:



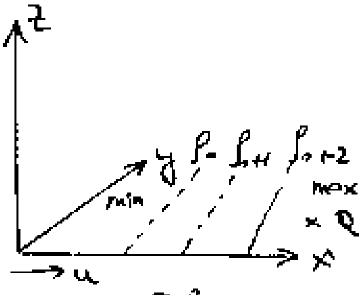
$\frac{\partial u}{\partial x} < 0$ Konverjans

Konverjans $\frac{\partial v}{\partial y} < 0$

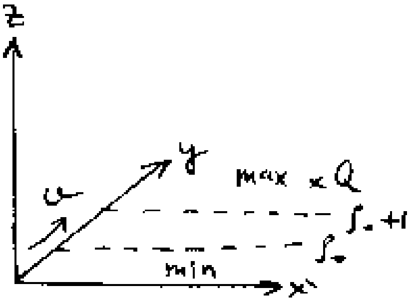
Yoğunluk adveksiyon terimini inceleyelim;

$$\vec{V}\vec{\nabla}_2 \rho = u\frac{\partial \rho}{\partial x} + v\frac{\partial \rho}{\partial y}$$

eğer, $u\frac{\partial \rho}{\partial x} > 0$ ve $v\frac{\partial \rho}{\partial y} > 0$ ise, orada diverjans vardır ve formüle göre sübsidans olacaktır:



$u\frac{\partial \rho}{\partial x} > 0$



$v\frac{\partial \rho}{\partial y} > 0$

Bu duruma göre, bir (Q) noktasına, (istasyona) az yoğun bir adveksiyon geliyorsa, orada diverjans olacaktır. (Yatay kütle diverjansı) sabit basınç haritaları için : (p=sabit)

$\rho = \frac{p}{RT}$ ifadesine göre, (ρ) yoğunluğu sadece (T) sıcaklığına bağlıdır. (T) arttıkça (ρ) azalacağından, eğer (Q) noktasına az yoğun (çok sıcak) bir adveksiyon geliyorsa orada yatay diverjans, dolayısıyla (sübsidans) görülecektir. Yine tecrübelerimize göre sıcak adveksiyonun bulunduğu yerleri de siklojenesis bu yüzden teşekkül edemez. Bunun tersi de doğrudur

Şekle göre, soğk adveksiyon varsa, bu takdirde konverjans meydana gelecek ve dikey hareket yukarı doğru yönelecektir.

Dikine hareket formülü :

$$-w_L = \frac{1}{\rho_L}\int_S^L \operatorname{div}_2 \rho\vec{V}\,dz$$ olarak bulunmuştu.

Eğer integrasyonu (L) seviyesine kadar değil de, en üst atmosfere (∞) kadar uygularsak:

$$\int_L^\infty -\partial(\rho w) = \int_L^\infty \operatorname{div}_2 \rho\vec{V}\,dz$$ yazılabilir.

ρ_∞ =o olacağından :

$$\rho_L w_L = \int_L^\infty \operatorname{div}_2 \rho\vec{V}\,dz$$

bulunur.

Buradan da :

$$w_L = \frac{1}{\rho_L}\int_L^\infty \operatorname{div}_2 \rho\vec{V}\,dz$$

yazılabilir. Burada w, diverjansla aynı işaretlidir. Son ifade ile en yukardaki denklemin sağ tarafını eşitlersek :

$$\left[\int_S^L \operatorname{div}_2 \rho\vec{V}\,dz = -\int_L^\infty \operatorname{div}_2 \rho\vec{V}\,dz\right]$$

eşitliği bulunur. Bu ifadenin yorumu şöyle yapılabilir: (S-L) seviyesinde (aşağıda) diverjans varsa (L-∞) seviyesinde de konverjans mevcut olacaktır. Ara yerde son diverjans seviyesi olmalıdır. Bu seviye takriben 500 mb. yüksekliğine tekabül eder.

Buna göre, 300 mb. seviyesi yüksek seviye konverjansını gösterirse, yerde ya da 850 mb. seviyesinde diverjans görülecektir. İfadenin tersi de doğrudur. Üstte diverjans varsa, altta konverjans olacaktır.

6. Tandans Denklemi (Margules-Bjerknes Denklemi):

Verilen bir noktadaki basınç değişiminin matematiksel ifadesi önce Marguler tarafından, sonra da Bjerknes tarafından çıkarıldı. Bunun için hidrostatik eşitlik ve devamlılık denklemi kullanılır:

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -g\rho \quad , \quad \partial p = -g\rho\,\partial z$$

Belli bir (L) seviyesinden (∞)'a kadar integral alınarak :

$$\int_L^\infty \partial p = \int_L^\infty -g\rho\,\partial z \quad , \quad p = \int_L^\infty g\rho\,\delta z$$

bulunur. Basıncın zamanla değişimi (tandansı):

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t}\int_L^\infty g\rho\,\delta z = \int_L^\infty g\frac{\partial \rho}{\partial t}\delta z$$

olarak yazılabilir. Öte yandan devamlılık denklemi :

$$-\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho w) = \vec{\nabla}.(\rho\vec{V})$$

olarak veriliyordu. Bunu basınç denkleminde yerine koyarsak:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\int_L^\infty g\,\vec{\nabla}(\rho\vec{V})\,\delta z \quad \text{veya açarak :}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\int_L g\left[\frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho w)\right]\delta z$$

Buradan da :

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\int_L^\infty g\left[\frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v)\right]\delta z - \int_L^\infty g\frac{\partial}{\partial z}(\rho w)\delta z$$

Böylece (w) ihtiva eden terimi ayrı bir integral olarak ifade etmiş oluyoruz. Son ifade aşağıdaki şekilde de yazılabilir :

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\int_L^{\infty} g\, \vec{\nabla}_2 (\rho \vec{V})\, \delta z - \int_L^{\infty} g \frac{\partial}{\partial z} (\rho w)\, \delta z$$

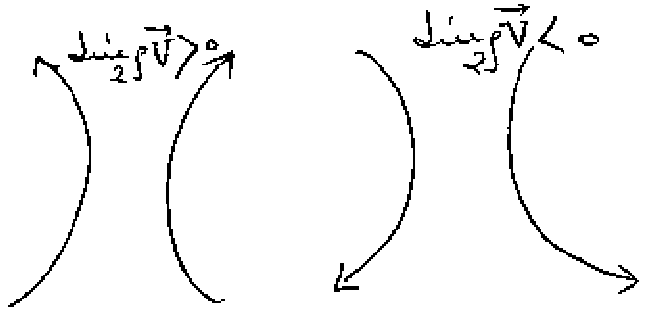
veya :

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\int_L^{\infty} g\, \mathrm{div}_2 (\rho \vec{V})\, \delta z - \int_L^{\infty} g \frac{\partial}{\partial z} (\rho w)\, \delta z$$

sağ taraftaki son terim (∞) için ($w \rho g = o$) halini alır. Böylece:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\int_L^{\infty} g\, \mathrm{div}_2 (\rho \vec{V})\, \delta z + (g \rho w)_L$$

Bu eşitliği inceliyecek olursak, sağ taraftaki ilk terim negatif diverjansı, yani konverjansı göstermektedir. (L) seviyesinin üstünde bir konverjans varsa $\frac{\partial p}{\partial t} > o$ olur, yani basınçlar zamanla artar. İkinci terimde $w > o$ ise, yani gözlem seviyesi olan (L)'nin üstünde dikey hareket varsa, (L) seviyesinde yine o olacak, yani basınçlar artmış olacaktır.



Öte yandan eşitliğin sağ tarafındaki birinci terim kütle diverjansını göstermektedir. Kütle diverjansı da:

$$\mathrm{div}_2\, \rho \vec{V} = \vec{\nabla}_2 \cdot \rho \vec{V} = \rho\, \mathrm{div}_2 \vec{V} + \vec{V}\, \vec{\nabla}_2 \rho$$

olarak verilir. Bunlardan ilk terim hız diverjansı, ikincisi de yoğunluk adveksiyon terimidir. Bu ifadeleri tandans denkleminde yerine koyarsak:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\int_{L}^{\infty} g\rho \, div_2 \vec{V} \, \delta z - \int_{L}^{\infty} g \vec{V} \vec{\nabla}_2 \rho \, \delta z + (g\rho w_L)$$

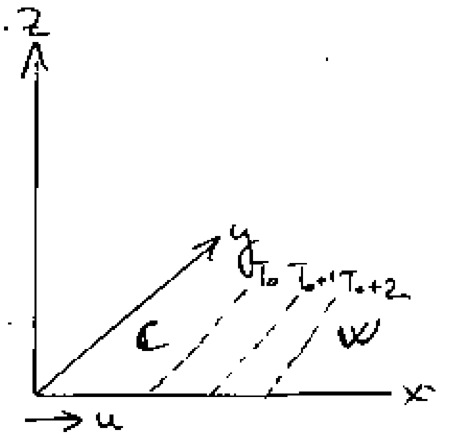
sağ taraftaki ilk terim hız diverjans terimidir. İkincisi adveksiyon terimidir, üçüncüsü dikey hareket terimidir. Önce üçüncü terimi inceliyelim; örnek olarak 700 mb.lık seviyede w=2cm/sn. verilsin. $\rho = 10^{-3} gm/cm^3, \quad g \cong 10^3 \, cm\,sn^{-2}.$

$$g\rho w = 10^3 \cdot 10^{-3} \cdot 2 = 2 \, din \, cm^{-2}/sn = 22 \, mb/3saat$$

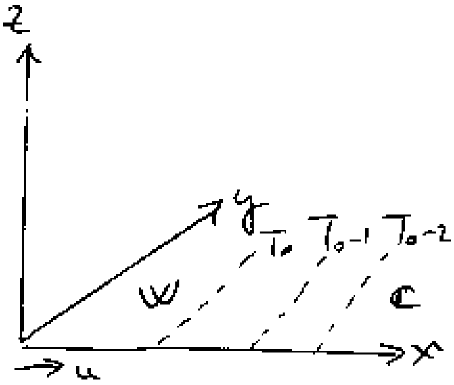
3 saat içinde 22 milibarlık bir artış çok büyüktür. Buradan şu netice çıkar: Basıncın bu kadar yükselmesi için ilk iki terim (kütle diverjans terimi) dengeleyici bir faktör vazifesi görmektedir.

Tandans denkleminin ilk terimi hız diverjans terimi olarak veriliyordu. İlk terime göre verilen bir (L) seviyesinin üstünde (örneğin 850 mb.veya 900mb.da) konverjans varsa, (negatif diverjans) basınçlar yükselecek, diverjans varsa, basınçlar düşecektir.

Öte yandan ikinci terim için (L) seviyesinin üstünde bir yoğunluk adveksiyonu varsa $\frac{\partial \rho}{\partial t} > 0$ olacaktır. Yoğunluk adveksiyonu sabit bir basınç için, sıcaklık adveksiyonu ile ilgilidir.



$\frac{\partial T}{\partial x} > o$(soğuk adveksiyon)



$\frac{\partial T}{\partial x} < o$(sıcak adveksiyon)

İkinci terim olan adveksiyon terimini, (ρ) yerine (T) olarak yazarsak;

1)Eğer $\vec{V}\,\vec{\nabla}_2 T > o$ ise, soğuk adveksiyonu ifade eder $\left(u\frac{\partial T}{\partial x}+v\frac{\partial T}{\partial y}\right) > o$

2)Eğer $\vec{V}\vec{\nabla}_2 T < o$ o ise,sıcak adveksiyonu vardır: $\left(u\frac{\partial T}{\partial x}+v\frac{\partial T}{\partial y}\right) < o$

Bu durumda (L) seviyesinin üstünde soğuk adveksiyon varsa, integralin dışındaki (-) işaret yerinde kalacak ve basınçlar artacaktır. ($\frac{\partial \rho}{\partial t} > o$). Eğer (L) seviyesinin üstünde sıcak adveksiyon varsa, 2. terim pozitif olacak ve basınçlar düşecektir. ($\frac{\partial \rho}{\partial t} < o$).

7.Kararsızlık Değişim Denklemi :

Potansiyel sıcaklık: $\theta = T\,(\frac{1000}{p})^{\chi}$ olarak veriliyordu. Burada (χ=0,288), T, (p) basınç seviyesindeki sıcaklık, p:Basınç seviyesi ise, 1000 mb.daki potansiyel sıcaklıktır. Kuru adyabatik bir harekette θ daima sabittir. ($\frac{d\theta}{dt}$=0) potansiyel sıcaklığının mahalli değişimini değişik basınç seviyeleri için yazacak olursak:

$$\theta = \theta(x,y,z,t)$$

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

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{\partial \theta}{\partial x} u + \frac{\partial \theta}{\partial y} v + \frac{\partial \theta}{\partial z} \omega + \frac{\partial \theta}{\partial t}$$

$\frac{d\theta}{dt}$ = 0 olacağından: (Kuru adyabatik bir hareket için)

$$\left(\frac{\partial \theta}{\partial t}\right)_p = -\vec{V}\,\vec{\nabla}_p \theta - \frac{dp}{dt}\frac{\partial \theta}{\partial p}$$ yazılabilir.

Burada, Z ekseni yerine (p) konulmuştur. Ve $w = \frac{dp}{dt}$ olur.

Bu ifadeye göre, potansiyel sıcaklığın bir (p) seviyesindeki değişimi, yatay ve dikey adveksiyonlarla ilgilidir. (İlk terimi yatay, ikinci terim dikey)

Doymamış bir havada, eğer aktüel lapse-rate, adyabatik lapse-rate'den daha küçükse, örneğin, aktüel lapse-rate $1^{o}/100$ m.den daha küçükse, $0{,}8^{o}/100$ m. $0{,}5^{o}/100$ m. gibi, bu takdirde hava kararlıdır. Bu kararlılığa hidrodinamik kararlı, veya statik kararlı da denir. Kararlı havanın bir başka anlamı da, potansiyel sıcaklığın yükseklikle artmasıdır. ($\frac{\partial \theta}{\partial z} > 0$) Bu taktirde isontropik yüzeyler (eşit potansiyel sıcaklık yüzeyleri) peş peşe olurlar. Eğer, iki isontropik yüzey arasındaki uzaklık ne kadar büyükse, hava o kadar kararlı olacaktır. Kararlılık faktörü olarak :

$$S = \frac{1}{\theta}\frac{\partial \theta}{\partial z}$$

ifadesi tarif edilir. Eğer, (Z) yerine (p) basınç seviyesi ele alınaca .a, bu takdirde: (σ) ile gösterilen yeni bir faktör tarif edilir;

$$\sigma = -\frac{\partial \theta}{\partial p}$$ dir.

Bu son tarife göre, eğer potansiel sıcaklık (θ), (p) basıncı azaldıkça yükseklikle artıyorsa, kararlılık vardır. Bu durumda $\sigma > 0$ pozitif olur. Çünkü $\frac{\partial\theta}{\partial p} < 0$) Potansiel sıcaklığın değişim formülünü tekrar yazalım :

$$\left(\frac{\partial\theta}{\partial t}\right)_p = -\vec{V}\,\vec{\nabla}_p\,\theta - \frac{dp}{dt}\frac{\partial\theta}{\partial p}$$

Bu formülün basınca göre differansielini alırsak :

$$-\frac{\partial^2\theta}{\partial p\,\partial t} = \frac{\partial\sigma}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial p}\left(\vec{V}\cdot\vec{\nabla}_p\,\theta\right) - \sigma\frac{\partial}{\partial p}\left(\frac{dp}{dt}\right) - \frac{dp}{dt}\frac{\partial\sigma}{\partial p}$$

elde edilir. Burada :

$\frac{\partial}{\partial p}\frac{dp}{dt}$: hava kolonunun dikey kısalmasını ifade eder.

($w=\frac{dp}{dt}$) ise, izobarik yüzeylerdeki dikine hızdır.

Devamlılık (süreklilik) denklemi :

$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{\partial w}{\partial z}$ olarak veriliyordu. Bu ifade: $-\frac{\partial w}{\partial z} = \mathrm{div}_z\,\vec{V}$

olarak da yazılıyordu. $\frac{\partial w}{\partial z}$ yerine:

$\frac{\partial w}{\partial z} = \frac{\partial\left(\frac{dp}{dt}\right)}{\partial z}$ yazılabilir. (Z) yerine (p) korsak:

$$-\frac{\partial}{\partial p}\left(\frac{dp}{dt}\right) = \mathrm{div}_p\,\vec{V} \text{ yazılır.}$$

Burada : $\mathrm{div}_p\,\vec{V}$: (p) basınç yüzeyindeki diverjansdır.

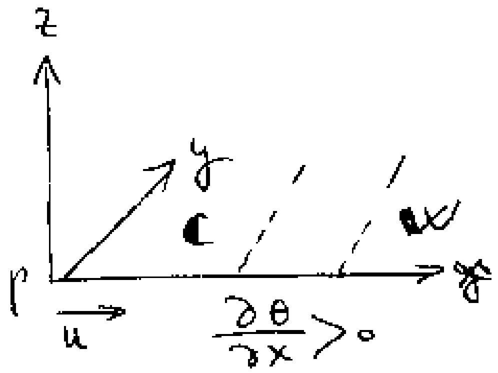
Son ifadeyi yukarıda yerine korsak :

$$\frac{\partial\sigma}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial p}\left(\vec{V}\cdot\vec{\nabla}_p\,\theta\right) + \sigma\,\mathrm{div}_p\,\vec{V} - \frac{dp}{dt}\frac{\partial\sigma}{\partial p}$$

yazılabilir. Bu denkleme göre: Verilen bir noktadaki kararlılık $\frac{\partial\sigma}{\partial t}$ aşağıdaki şartlarla değişir.

i) Birinci terim adveksiyonu gösterir. Eğer:

$\frac{\partial}{\partial p}\left(\vec{V}\cdot\vec{\nabla}_p\,\theta\right) > 0$, $\frac{\partial}{\partial p}\left(u\frac{\partial\theta}{\partial x} + v\frac{\partial\theta}{\partial y}\right) > 0$ ise: $\frac{\partial\sigma}{\partial t} > 0$ olur.



Başka bir deyişle soğuk adveksiyon, p azaldıkça, azalması gerekecektir. Bu, alt seviyede (p: büyük) soğuk adveksiyonun üst seviyede (p: küçük) sıcak adveksiyonun mevcut olması demektir. Ancak bu durumda kararlılık artar.

ii) İkinci terim diverjans terimidir. Mevcut (σ) kararlılığı izobarik yüzeydeki yatay diverjansla artar. İzobarik diverjansda, alan genişliyeceğinden, verilen bir hava kolonunun dikey uzunluğu kısalmış olacaktır.

iii) Üçüncü terim dikey hız terimidir. Eğer subsidans varsa kararlılık artmış olacaktır.

B Ö L Ü M - V

V O R T İ S İ T Y

. VORTİSİTY KAVRAMI :

Vortisity, teorik meteorolojinin en önemli konusudur. Vortisity, dönen bütün cisimlere tatbik edilebilir. Buna göre, arzın da kendi ekseni etrafında dönüşünden dolayı, bir vortisity'e sahip olacağını söyleyebiliriz. Matematiksel olarak, herhangi bir dönüşün veya sirkülasyonun ifadesi aşağıdaki gibi verilir:

$$C = \oint (udx+vdy+wdz)$$

Burada, u,v,w; x,y,z eksenleri üzerindeki hız bileşenleridir. dx, dy ve dz ise, eksenler üzerindeki yer değiştirme miktarıdır. (C) Sirkülasyonu ifade eder. Eğer, yatay bir düzlem nazara alınacak olursa, (dz=0) :

$$C = \oint (udx+vdy)$$

halini alır. Yukardaki ifadelere göre, herhangi bir sirkülasyonun değeri, hız ile uzunluğun çarpımına eşit olacaktır. Buna göre v: herhangi bir hız, dz ise uzunluk olarak gösterilirse :

$$C = \oint V ds \quad \text{veya} \quad \left[dc = V.ds \right] \qquad (5.11)$$

ifadeleri yazılabilir.

Vortisity ise, dönüş (sirkülasyon) ile bir başka yönden ilgilidir ve en genel şekliyle aşağıdaki ifade ile verilir:

$$C = \int \zeta \, dA \quad \text{veya} \quad dC = \zeta . dA \quad (5.12)$$

Burada, dA : alan, ζ : vortisity, C ise sirkülasyondur. Örneğin, yarı çapı (r) ile gösterilen ve merkezinden geçen bir eksen etrafında dönen bir disk düşünelim. Bu takdirde (5.11) ve (5.12) denklemleri yardımıyla (ζ) vortisity değeri hesaplanabilir.

$dC = V.ds = V.2\pi r$ olur. $dS = 2\pi r$ (diskin çevresi)

(5.12) ifadesinden : $dC = \zeta dA$ veya:

$$\zeta = \frac{dC}{dA} = \frac{2\pi r.V}{\pi r^2} = \frac{2V}{r} \qquad (5.13)$$ bulunur.

Diğer yandan dönen bir diskin açısal hızı (w), dönüş hızı ile doğru, diskin yarıçapı ile ters orantılıdır. Yani açısal hız : $w = \frac{V}{r}$ olarak verilir. Son ifade (5.13) formülünde yerine konursa :

$$\zeta = 2w \qquad (5.14)$$

ifadesi elde edilir. Burada, ζ vortisity olup, dönüş eksenine çakışık yani, (dA) alanına dik olan bir vektörle ifade edilebilir. (w) diskin açısal hızıdır. Buna göre dönen bir diskin vortisity'si diskin, açısal hızının iki katı büyüklüğünde olmaktadır.

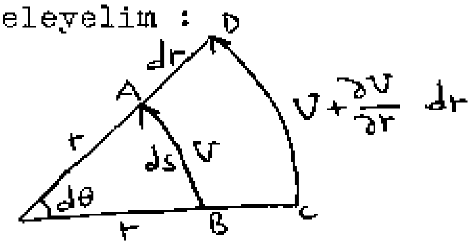
Yukarda verdiğimiz disk misalinde dönüş tamamlanmıştır. Yani diskin kenarı üzerinde işaretlenecek bir nokta, bir dönüş devresinden sonra, tekrar gözlemciye görülecektir. Dönüş tamamlanmadığı zaman yani herhangi eğrisel bir yörünge üzerinde hareket eden, herhangi bir parçacık, vortisity'e sahip olmayacaktır diyemeyiz. Ancak, eğrisel bir yörüngede hareketli parçacığın vortisity'si, disk misalindeki gibi hesaplanamaz. Hesaba bir de shear terimi girecektir. Örneğin, kıvrılarak akıp giden bir nehirin üzerindeki küçük bir tahta parçası nehir yatağının eğrisel bir yörüngede hareket etmesinden dolayı, bir vortisity'e sahip olacaktır. İkinci olarak da, nehirin düzgün aktığı yerlerde, akıntının değişik olması nedeniyle tahta parçasının iki ucuna tatbik edilen hızlar farklı olabilir. Bu nedenle, tahta parçası siklonik veya antisiklonik olarak dönebilir. Bu dönüşte, birinciden tamamen ayrı bir özellikte olduğundan vortisity hesaplarında kullanılmalıdır.

Kabul edilmiş olan düşünceye göre, siklonik yörünge ile, siklonik Shear pozitif (+) vortisity'e antisiklonik yörünge ile antisiklonik Shear, negatif (-) vortisity'e sahiptir denir.

Atmosfere gelince : Geostrofik bir rüzgâr için, akış tamamen düz olacağından ve hızda da ani değişmeler görülmiyeceğinden, vortisity sıfır olacaktır. Buna karşılık, oluk ve sırtlar, sahip oldukları karekteristik yörüngelerinden ötürü (+) ve (-) vortisity'e sahiptirler.

Yörünge Terimi ve Shear Terimi Hesabı :

Şimdi vortisity denkleminde yörünge ve Shear terimin nasıl hesaplanrığını inceleyelim :

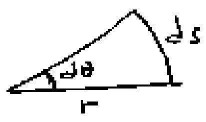


(Şekil-24)

ABCD alanı için, sirkülasyonu hesaplıyalım. Daha önce de gördük ki, sirkülasyon = uzunluk x hız olarak verilmişti. Önce (A) noktasından başlıyarak; sirkülasyonu yazalım :

AB için dönüş : $dC_{AB} = -Vd\theta$

Burada, V: hız, r.dθ ise uzunluktur. Çünkü, küçük açılar için, (bk.Şekil-24) yay uzunluğu, yarıçapla açısının çapına eşittir. Yani,



$d\theta = \frac{dS}{r}$ veya, $dS = rd\theta$

AB için yazılan değerde (-) işareti, dönüşün ters olduğunu ifade eder.

BC için dönüş olmadığından, $dC_{(Bc)} = o$ olur.

$$\text{CD için dönüş}: \quad dC_{(CD)} = \underbrace{\left(V + \frac{\partial V}{\partial r} dr\right)}_{\text{hız}} \cdot \underbrace{(r+dr)d\theta}_{\text{uzunluk}}$$

DA için dönüş olmadığından $dC_{DA}=0$ olur.

Toplam olarak dönüşü (sirkülasyon) yazarsak :

$$dC = AB + BC + CD + AD \quad \text{veya,}$$

$$dC = -Vrd\theta + 0 + \left(V + \frac{\partial V}{\partial r} dr\right)(r+dr)d\theta + 0$$

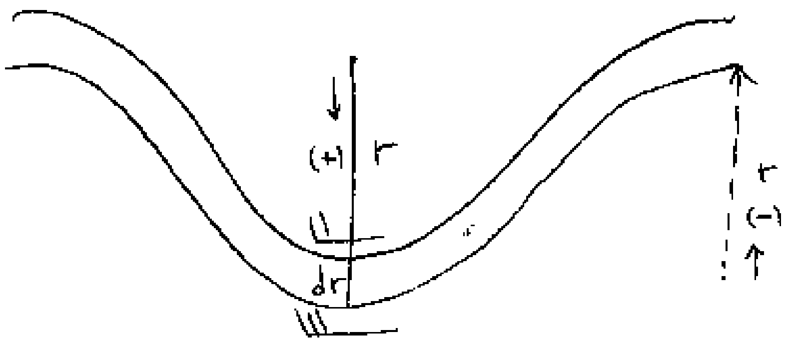
$$dC = -Vrd\theta + Vrd\theta + Vdrd\theta + rdr\frac{\partial V}{\partial r}d\theta + \frac{\partial V}{\partial r}(dr)^2 d\theta$$

Son terim (dr) çok küçük olduğundan, ihmal edilebilir. Alan olarak $dA \cong dS.dr$ yazabiliriz. (Alan, dikdörtgen gibi düşünülebilir) Bu takdirde: $dC = Vdrd\theta + rdr\frac{\partial V}{\partial r}d\theta$ olarak verilmektedir. $dA = dS.dr = rd\theta dr$ olarak bellidir. Buna göre, vortisity formülünden:

$$\xi = \frac{dC}{dA} = \frac{Vdrd\theta + rdr\frac{\partial V}{\partial r}d\theta}{rd\theta dr} = \frac{Vdrd\theta}{rd\theta dr} + \frac{rdrd\theta}{rdrd\theta}\frac{\partial V}{\partial r}$$

$$\left[\xi = \frac{V}{r} + \frac{\partial V}{\partial r}\right] \qquad (5.15)$$

formülü elde edilir. Bu formülde ilk terim, yörünge terimidir. İkinci terim, Shear terimidir, V, parçacığın hızı, ∂V , hız değişimi, r, yörüngenin yarıçapı ve ∂r ise, bu yarıçap üzerinde alınan küçük bir uzunluktur.

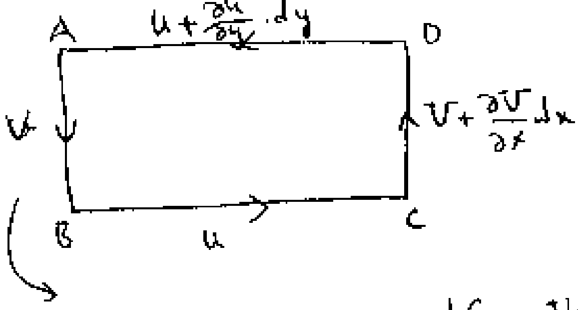


(Şekil-25)

r Yarıçapı, daima olukların bulunduğu yerlerde (+), sırtların bulunduğu yerlerde de (-) olarak alınır. Bu nedenle, (5.15) denkleminde, oluk için (+) yani pozitif vortisity, sırt için de (-), yani negatif vortisity olacaktır.

<u>Vortisity Denklemi (Karteziyen Koordinatlarda):</u>

ABCD gibi herhangi bir dikdörtgenin siklonik olarak dönüşü sırasında, haiz olacağı vortisity'i hesaplamağa çalışalım.



Siklonik bir dönüşte:

$$C = \oint (u\,dx + v\,dy)$$

dA= dx.dy dersek:

$$dC = -v\,dy + u\,dx + \left(v + \frac{\partial v}{\partial x}dx\right)dy - \left(u + \frac{\partial u}{\partial y}dy\right)dx$$

$$dC = -v\,dy + u\,dx + v\,dy + \frac{\partial v}{\partial x}dx\,dy - u\,dx - \frac{\partial u}{\partial y}dx\,dy$$

$$dC = \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}\right)dx\,dy = \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}\right)dA$$

$$\left[\zeta = \frac{dC}{dA} = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}\right]$$

(5.16) Bu denklem xy düzlemindeki vortisity ifadesidir.

Aynı şekilde xz ve yz düzlemindeki vortisity : $\eta = \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x}$, $\xi = \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z}$

ζ :Vortisity'nin dikey bir bileşkenidir ve xy yatay seviyesidir.

<u>Arz'ın Vortisitisi, Mutlak ve Relatif Vortisity :</u>

Arz da ekseni etrafında dönen bir cisim olduğu için, bir vortisity'e sahiptir. Vortisity'nin değeri, yine enlem derecesinin sünüsü ile değişmektedir. Vortisity, kutuplarda max. değerindedir, çünkü arzın dönüş ekseni, tam kutuptan geçmektedir. Ekvatorda ise, vortisity sıfır olur. Arzın herhangi bir yerindeki vortisity değeri : $f = 2\Omega \sin\phi$ değeri ile verilir.

Diğer taraftan arz yüzeyi üzerinde, tek başına kendi ekseni etrafında dönüş yapan herhangi bir cisim veya meselâ hava içindeki bir parselin dönüşü de ayrı bir vortisity değerine sahip olacaktır. Arzın vortisity'si hesaba katılmaksızın, cismin bizzat kendisinin haiz olacağı vortisity değerine "relatif vortisity" adı verilir. Bu vortisity hakikaten "relatif"değerde olacaktır, zira cismin vortisitisi, arza göre hesaplanmış olacaktır. Relatif vortisitiyi (ξ) ile gösterirsek, toplam veya mutlak vortisitiyi de tanımlıyabiliriz. Mutlak vortisity, arzın vortisitisi ile cismin kendi vortisitisi toplamına eşittir. Kabul edilen teoriye göre, mutlak vortisity, daima sabittir. Yani:

$$f + \xi = \text{sabit}$$

Zamana göre türevini alacak olursak :

$$\frac{d}{dt}(f+\xi) = \frac{df}{dt} + \frac{d\xi}{dt} = 0$$

Son ifadeden de :

$$\frac{d\xi}{dt} = -\frac{df}{dt} \qquad (5.17)$$

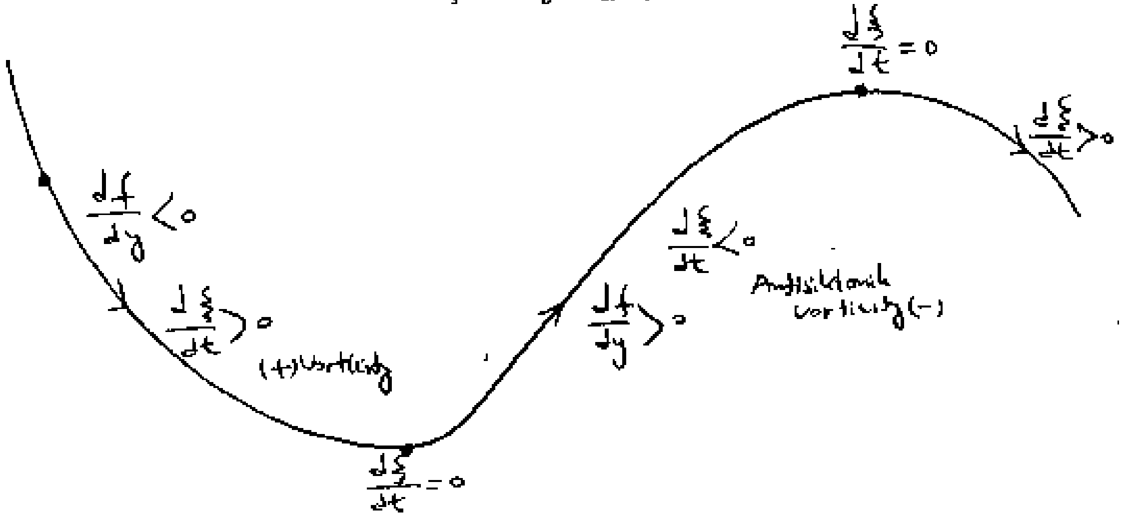
(f) Aynızamanda coriolis değişken olarak verilmişti. (f) enlem derecesine göre, değişmektedir. (5.17) ifadesi :

$$\frac{d\xi}{dt} = -\frac{df}{dy}\cdot\frac{dy}{dt} = -v\frac{df}{dy} \qquad \text{veya :}$$

$$\left[\frac{d\xi}{dt} = -v\frac{df}{dy}\right]$$

(5.18) ifadesi elde edilir.

Buradaki V, hareketlinin y ekseni üzerindeki hız bileşenidir. $\frac{df}{dy}$ ise, arz vortisitisinin $\vec{y}$ ekseni boyunca, yani güney-kuzey doğrultusu boyunca değişim miktarıdır. Aslında bu değişim $f = 2\Omega \sin \phi$ formülünde değişken olan yalnız (ϕ) enlem derecesi ile ilgilidir. (5.18) formülüne göre, meselâ kuzeyden güneye hızla inen bir hava parselinin haiz olacağı vortisity (ζ) ve bu vortisity'nin değişimi ($\frac{d\zeta}{dt}$); parselinin V hızı ile arz vorsitisinin y ekseni boyunca değişiminin çarpımına eşit olacaktır. Bunu bir misalle açıklıyalım.



(Şekil-A)

Kuzeyden güneye, meselâ bir oluk boyunca hareket eden herhangi bir hava parselinin haiz olacağı relatif vortisity değişimini hesaplıyalım. (5.18) formülüne göre :

$$\frac{d\zeta}{dt} = -v \frac{df}{dy} \tag{5.18}$$

Burada, kuzeyden güneye olan bir hareket için $\frac{df}{dy} < 0$ olacaktır. Başka bir deyişle, aşağı enlemlere inildikçe ϕ azalacak, buna bağlı olan f azalacak ve neticede ($\frac{df}{dy}$) negatif olacaktır. $\frac{df}{dy} < 0$ değeri için (5.18) ifadesinin sağ tarafında zaten mevcut negatif işareti dolayısıyla $\frac{d\zeta}{dt} > 0$ pozitif olacaktır. (bk.Şekil-A) $\left(\frac{d\zeta}{dt}\right)$ nin pozitif olması daha önce de belirttiğimiz gibi siklonik dönüşe tekabül etmektedir. Şu halde kuzeyden güneye boylu boyunca hareket eden bir hava akımı, aşağı enlemlere yaklaştıkça, (ϕ) enlem derecesinin küçülmesi nedeniyle, siklonik bir dönüş yapmağa, dolayısıyla (+) vortisity'e sahip olmaya zorlanacaktır. Akımın batılı olduğu yerde (ϕ) enlem derecesi sabittir. f= Sabit olacağından (aynı zamanda V=0) $\frac{d\zeta}{dt} = 0$ olacaktır. Yani burada vortisity değişimi sıfırdır. Hareketine bu defa güneyli akımlar halinde devam eden hava yukarı enlemlere doğru çıkarken (f)'nin artmasından ötürü $\frac{df}{dy} > 0$, (5.18) ifadesine göre, negatif vortisity'e sahip olacaktır. Bu defa vortisity değişimi $\frac{d\zeta}{dt} < 0$ olacak, yani negatif değerde olacaktır. Negatif vortisity ise, antisiklonik dönüş olan yerlerde mevcuttur. Sırtın tepesine böylece ulaşan hava parseli yine kısa bir süre aynı enlem boyunca batıya doğru hareket edecek, dolayısıyla sıfır vortisity'e değişimine haiz olacaktır. Sırtın tepesinden aşağıya inen akım, bu defa ilk durumdaki gibi (+) vortisity'e malik olacaktır.

x, y, p, t Düzleminde Vortisity Denklemi :

(Vortisity-Diverjans İlişkisi)

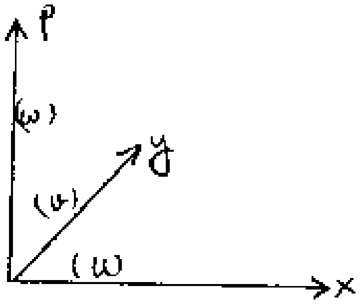
(3.13) Denklemleri yatay bir düzlemde hareket denklemlerini ifade ediyorlardı. Bu denklemleri tekrar yazarsak:

$$\frac{du}{dt} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} + fv \qquad \text{ve} \qquad \frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y} - fu \qquad (3.13)$$

Burada matematiksel olarak :

$$\frac{du}{dt}=\frac{\partial u}{\partial x}+u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}+w\frac{\partial u}{\partial z}$$

eşitliği yazılabilir. Daha önce belirttiğimiz gibi koordinat sisteminde $\vec{Z}$ ekseni, yerden yukarı doğru olan ekseni ifade etmektedir. Z Ekseni yerine, meteorolojide kullanılan sabit basınç haritaları göz önüne alınarak, dikey eksen olarak (p) basınç ekseni kullanılabilir. (bk-Şekil:25)



x,y,p Koordinatları

(Şekil-25)

Ayrıca zaman değişkenini de (t) olarak ele alırsak; W, dikey hız bileşenini: $W=\frac{dz}{dt}$ yerine, $W=\frac{dp}{dt}$ şeklinde yazabiliriz. Bu takdirde, (x, y,p,t) düzlemindeki kullanılacak bütün denklemler -hareket denklemleri ile birlikte- aşağıdaki gibi yazılabilir:

Hareket denklemleri :

$$\frac{\partial u}{\partial t}=u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}+\omega\frac{\partial u}{\partial p}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}+fv$$

$$\frac{\partial v}{\partial t}=u\frac{\partial v}{\partial x}+v\frac{\partial v}{\partial y}+\omega\frac{\partial v}{\partial p}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y}-fu$$

Hareket denklemlerini düzenleyip, her iki tarafı $\left(\frac{\partial}{\partial y}\right)$ ve $\left(\frac{\partial}{\partial x}\right)$ ile çarparak :

$$\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{u}{\partial t}+u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}+\omega\frac{\partial u}{\partial p}-fv\right)=\frac{\partial}{\partial y}\left(-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}\right)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial v}{\partial t}+u\frac{\partial v}{\partial x}+u\frac{\partial u}{\partial y}+\omega\frac{\partial u}{\partial p}+fu\right)=\frac{\partial}{\partial x}\left(-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y}\right)$$

Bu iki eşitliği taraf tarafa çıkartalım. Sağ taraflar birbirini götüreceğinden, geriye :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial y \cdot \partial t} + u\frac{\partial^2 u}{\partial y \cdot \partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \cdot \frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial v}{\partial y}\frac{\partial u}{\partial y} + \overset{A}{\frac{\partial}{\partial y}\left(\omega\frac{\partial u}{\partial p}\right)} - \frac{\partial}{\partial y}(fv)$$

$$-\frac{\partial^2 v}{\partial x \partial t} - u\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} - \frac{\partial u}{\partial x} \cdot \frac{\partial v}{\partial x} - v\frac{\partial^2 v}{\partial y \partial x} - \frac{\partial v}{\partial x}\frac{\partial v}{\partial y} - \overset{B}{\frac{\partial}{\partial x}\left(\omega\frac{\partial v}{\partial p}\right)} - \frac{\partial}{\partial x}(fu) = 0$$

eşitlikteki (A) ve (B) terimleri, dikey hareket ihmal edilirse ortadan kalkar :

$$u\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x}\right) + v\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x}\right) + \frac{\partial u}{\partial x}\left(\frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x}\right) + \frac{\partial^2 u}{\partial y \partial t}$$

$$-\frac{\partial^2 v}{\partial x \cdot \partial t} + \frac{\partial v}{\partial y}\left(\frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x}\right) = \frac{\partial}{\partial y}(fv) + \frac{\partial}{\partial x}(fu)$$

işaret edelim ki, $\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$ olarak veriliyordu.

$\frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x} = -\zeta$ olacağından :

$$-u\frac{\partial \zeta}{\partial t} - v\frac{\partial \zeta}{\partial y} - \frac{\partial u}{\partial x}\zeta - \frac{\partial v}{\partial y}\zeta + \frac{\partial^2 u}{\partial y \partial t} - \frac{\partial^2 v}{\partial x \cdot \partial t}$$

$$= f\frac{\partial v}{\partial y} + v\frac{\partial f}{\partial y} + f\frac{\partial u}{\partial x} + u\frac{\partial f}{\partial x}$$

aynı zamanda; hatırlıyalım ki, $\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + u\frac{\partial f}{\partial x} + v\frac{\partial f}{\partial y}$ olur. Bu ifadeyi yukardaki eşitliğin sağ tarafına yerine korsak:

$$-u\frac{\partial \xi}{\partial x} - v\frac{\partial \xi}{\partial y} - \xi\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right) - \frac{\partial \xi}{\partial t} = f\left(\frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial u}{\partial x}\right) + \frac{df}{dt}$$

Diğer taraftan : $\frac{d\xi}{dt} = \frac{\partial \xi}{\partial t} + u\frac{\partial \xi}{\partial x} + v\frac{\partial \xi}{\partial y}$ olur.

Böylece :

$$-\frac{d\xi}{dt} - \frac{df}{dt} = f\left(\frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial u}{\partial x}\right) + \xi\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right)$$

$$-\left(\frac{d\xi}{dt} + \frac{df}{dt}\right) = (f + \xi)\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right)$$

veya :

$$\boxed{\frac{d\xi}{dt} + \frac{df}{dt} = -(f+\xi)\,\operatorname{div}_2 \vec{V}}$$

veya :

$$\boxed{\frac{d(\xi+f)}{dt} = -(\xi+f)\,\operatorname{div}_2 \vec{V}}$$

$$\boxed{\frac{1}{\xi+f}\,\frac{d}{dt}(\xi+f) = -\operatorname{div}_2 \vec{V}}$$

$$\frac{d(\xi+f)}{dt} = -(\xi+f)\operatorname{div}_2 \vec{V}$$

1)Şimdi yukardaki formülden bazı neticeler çıkarmağa çalışalım. Her iki tarafın (-1) ile çarpılması sonucu :

$$-\frac{d}{dt}(\xi+f) = (\xi+f)\operatorname{div}_2 \vec{V}$$

eşitliğin sağ tarafı pozitiftir. Şu halde akımda diverjans (+ diverjans) mevcutsa ($\xi + f$) ile gösterilen mutlak (absolute) vortisiti, negatif olacaktır. Başka bir değişle, vortisity antisiklonik vortisity ismini alır. Eğer (f) arzın vortisitisinin sabit kaldığını ($\frac{df}{dt}=0$) düşünürsek, kendi başına relatif vortisity $\frac{d\xi}{dt}<0$ olacaktır. Netice olarak diverjansa sahip bir akımda, vortisity negatiftir. Yani, antisiklonik vortisity mevcuttur.

2) Yukardaki formüle göre: eşitliğin sağ tarafı negatiftir (negatif diverjans = konverjans) $\frac{d\xi}{dt}+\frac{df}{dt}=-(\xi+f)\,div_2\vec{V}$ Bu takdirde vortisity (+) olur. Yani konverjanslı bir akımda, mutlak vortisity veya relatif vortisity, siklonik bir vortisitidir. $\left(\frac{d\xi}{dt}>0\right)$

3) Eğer akımda diverjans yoksa, (bu takdirde konverjans da sıfır olur) mutlak vortisity daima sabittir. Yukardaki formülden :

$$\frac{d}{dt}(\xi+f)=0 \quad \text{veya} \quad \left[\xi+f=\text{sabit}\right]$$

Diverjans sıfıra eşit olduğu zaman :

$$\frac{d\xi}{dt}+\frac{df}{dt}=0 \Rightarrow \frac{d\xi}{dt}=-\frac{df}{dt}=-\frac{df}{dy}\cdot\frac{dy}{dt}=-v\frac{df}{dy}$$ yazılabilir.

$\frac{d\xi}{dt}=-v\frac{df}{dy}$ halinde de, akımlar kuzeyli ise (+) siklonik vortisiti, güneyli ise (-) antisiklonik vortisity husule gelir.

4) $\frac{d}{dt}(\xi+f)=-(\xi+f)\,div_2\vec{V}$ formülünü tekrar inceleyelim.

$$\frac{d\xi}{dt}+\frac{df}{dt}=\frac{d\xi}{dt}+\frac{df}{dy}\cdot\frac{dy}{dt}=\frac{d\xi}{dt}+v\frac{df}{dy}=-(\xi+f)\,div_2\vec{V}$$

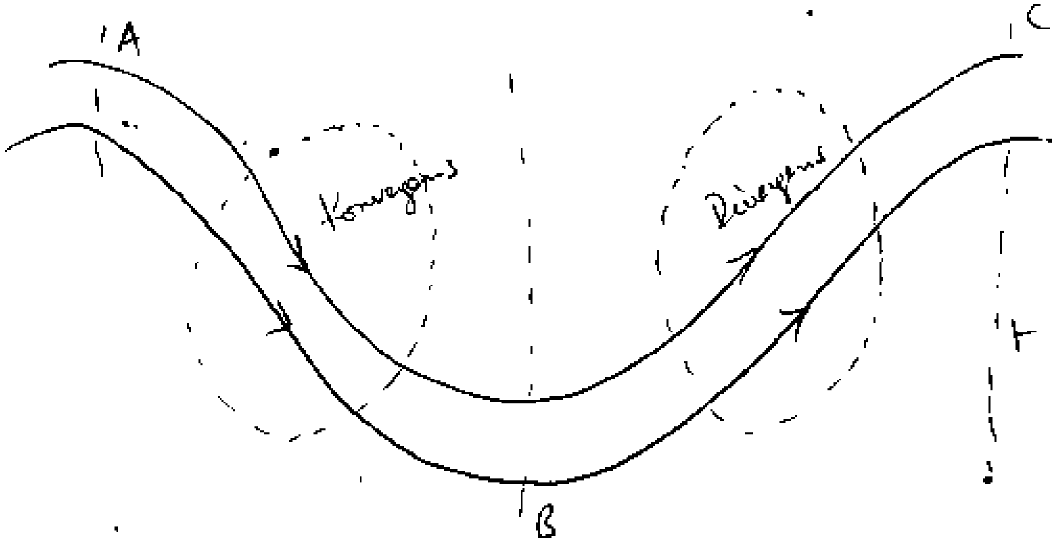
eğer $\frac{df}{dy}$ yani($f=2\Omega\sin\phi$) eşitliği göz önünde tutularak (ϕ) nin değişimi ihmal edilecek kadar küçükse, $\frac{df}{dy}\cong 0$ olacağından, son ifade:

$$\frac{d\xi}{dt}=-(\xi+f)\,div_2\vec{V}$$

şeklinde yazılabilir. Genellikle $f\cong 10^{-4}\,sn^{-1}$ ve $\xi=10^{-5},10^{-6}$ değerine sahiptir. $f>\xi$ olduğundan, ξ ihmal edilirse, yazılan ifade bu defa :

$$\frac{d\zeta}{dt} = -f\, div_2 \vec{V}$$ şeklini alır.

Bu formülü meselâ 300 mb. akışlara veya yer haritasındaki akışlara uygularsak simetrik bir oluk ve sırt hali için, Shear terimini ihmal edip, yörünge terimini dikkate alırsak (bk.Şekil-26)



(Şekil-26)

konturların birbirlerine paralel olduğu bir durum için, akışlar (A) ile (B) noktaları arasında siklonik bir dönüş arzetmektedir. Shear terimini ihmal edersek yörünge terimi gittikçe artacak ve $\frac{d\zeta}{dt}$ (+) siklonik vortisitye sahip olacaktır. Diğer yandan

$$\frac{d\zeta}{dt} = -f\, div_2 \vec{V}$$

formülüne göre, $\frac{d\zeta}{dt} > 0$ olursa, eşitliğin sağ tarafındaki diverjans terimi (-) olacak, yani konverjans vuk'u bulacaktır. Şu halde A ile B arasında k averjans vuk'u bulur.

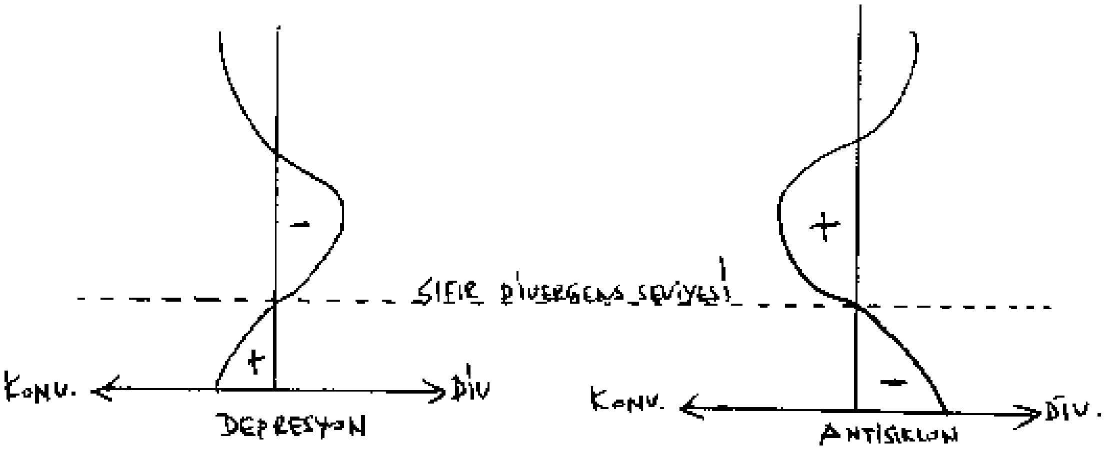
Şekil-26 'ye göre, (B) ile (C) arasında ise, antisiklonik bir yörünge vardır. Buna göre negatif vortisity bu kısımda hakimdir. Böylece : $\frac{d\zeta}{dt} < 0$ olacağından :

$$-\frac{d\xi}{dt} = f \, div_2 \vec{V}$$

ifadesi yazılabilir. Pozitif diverjans, diverjans'ı ifade edeceğinden B ile C arasında diverjans vuk'u bulacaktır. A ile B arasında bir hava birikimi söz konusu olacağından, buradaki basınçlar artacak, B ile C arasında ise, diverjans nedeniyle basınçlar düşecektir.

Buna göre, yer alçak basınçının önünde basınç düşüş zonları; yer yüksek basıncının önünde de basınç yükseliş zonları bulunacağından, alçak basınç sistemi basıncın düştüğü, yüksek basınç sistemi de basıncın yükseldiği yerlere doğru hareket edeceklerdir. Böylece sistemlerin hareketi batıdan doğuya doğru olacaktır.

Ancak, tekrar hatırlatmak gerekecektir ki, atmosferin 500 mb.-600 mb. seviyeleri arasında, diverjans sıfırdır. Yani şekil olarak :



(Şekil-27)

Potansiel Vortisity :

Daha önceki ifadelerden gördükki;

$$div_2 \vec{V} = \frac{1}{A} \cdot \frac{dA}{dt} \quad , \quad div_2 \vec{V} = -\frac{1}{\xi + f} \frac{d(\xi + f)}{dt}$$

yazılıyordu. Bu iki ifadeden :

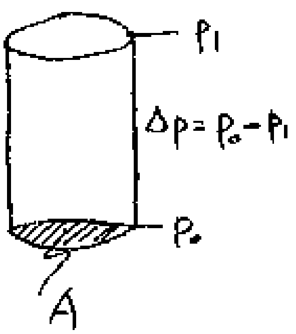
$$\frac{1}{A}\frac{dA}{dt} = -\frac{1}{\zeta+f}\frac{d(\zeta+f)}{dt}$$ yazılabilir veya :

$$(\zeta+f)\frac{dA}{dt} = -A\frac{d}{dt}(\zeta+f)$$ veya :

$$\int A\frac{d}{dt}(\zeta+f) + \int(\zeta+f)\frac{dA}{dt} = 0$$ integral alınırak :

$$A(\zeta+f) = \text{sabit}$$

Burada A yatay kesit (alan), ζ izafi vortisity, f, arzın vortisitisidir. Bu ifadeyi belli kalınlıkta bir atmosfer tabakasına uygularsak atmosferik kolonun alt ve üst basınç seviyeleri farkı (Δp) ise, kesiti (A) olan bir atmosferik kolonda :



$$A.\Delta p = \text{Sabit}$$ yazılabilir.

Buradan :

$$A(\zeta+f) = A.\Delta p = \text{Sabit}$$ veya:

$$\frac{\zeta+f}{\Delta p} = \text{Sbt.}$$

ifadesi bulunur.

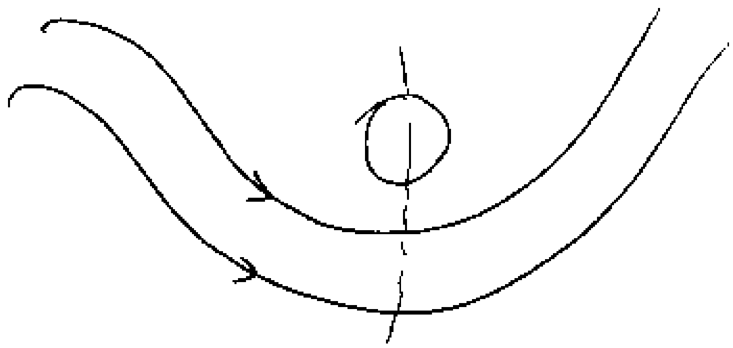
Bu ifade nümerik hava istidlâllerinde önemli bir rol oynar ve geniş ölçüde kullanılır.

Bu ifade yardımıyla aynı zamanda orogrofik olukların veya alçak merkezlerin teşekkül sebeplerini de açıklamaktadır.

Kuze,-güney doğrultusunda bir dağ silsilesini aşmakta olan batılı bir hava akışını göz önüne alalım : Akış batılı olduğu için izafi vortisity sıfırdır. ($\zeta = 0$) Dağa çarparak yükselen havanın ele alınan herhangi iki seviye arasındaki uzaklığı, yükselme sırasında azalacak. Dolayısıyla (Δp) küçülecektir. Bu azalmanın min. değeri, dağın tam tepesinde görülecektir. Hava akımı, dağı aştıktan sonra (Δp) tekrar büyüyecektir :

$$\frac{\zeta + f}{\Delta p} = \text{Sabit ifadesine}$$

göre, dağ yamacından tırmanan havanın (Δp) basınç farkı azalacağından eşitliğin sabit değerde kalmasını temin için ($\zeta + f$) terimlerinin küçülmesi gerekir. Halbuki, başlangıçta $\zeta = 0$ değerdeydi. Dağın yamacına yaklaşırken (ζ)nın artan değerlere , daha sonra da eksilen değerlere sahip olması gerekecektir. (ζ) nın artması, antisiklonik dönüşe sahip ve hava akımının da güney yönlerden olması demektir. Dağın tam tepesinde (Δp) ve ($\zeta + f$) minimum değerdedir. Dağı aşan havanın (Δp) değeri bu defa gittikçe artarak, eşitlik küçülecektir. Eşitliğin küçülmesini önlemek için de, ($\zeta + f$) değeri de artmış olacaktır ki, kesrin değeri sabit kalabilsin. Ancak dağın tepesinde ve tepeye yakın yerlerde akım güneylidir. Güneyli akımlarda (f) artar. Ancak (f)'in bu ilâve artış değerinin tesirini azaltmak için, bu defa (ζ) nın azalması gerekecektir. (ζ) önce zayıflayan bir (-) değere (antisiklonik) sonra ise artan bir (+) değere (siklonik) sahip olacaktır. Siklonik dönüş ise, kuzeyli rüzgârlarla mümkün olduğundan, dağın tepesinden aşağıya akan hava, burada kuzeyliyerek bir trof veya bir alçak merkez teşekkülüne sebebiyet verecektir.



(Yukardan bakış)

Alp dağlarından Greneva Körfezine akan kuzeyli rüzgârların burada bir oluk veya bir alçak merkez meydana getirmesi buna güzel bir misâldir.

Jet Stream ve Diverjans :

Bir jet akımı boyunca, havanın girdiği ve çıktığı yerler, diverjans-konverjansla ve yer basınç sistemlerinin teşekkülü ile ilgilidir. Hava, jet eksenine girerken hızlanır ve ekseni terkederken yavaşlar. Hava hareketinin bu hız değişimi ve akım boyunca görülecek rüzgâr shiiri, hareketin dengesiz olduğunu ifade eder. Üst seviyelerde görülecek bu dengesizliği kapamak için, yine üst sevilerde görülecek konverjans ve diverjansla ilgili olarak yerde de yüksek ve alçak basınçlar teşekkül eder.

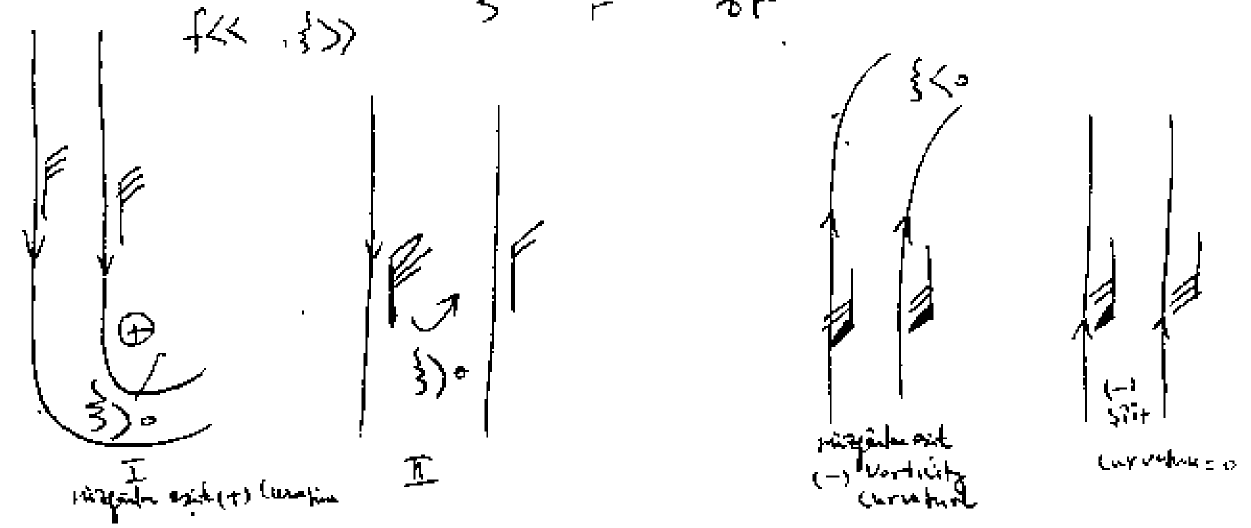
Göz önüne alınan bir oluk-sut modelinde :

trofun gerisinde, havanın hızı, geostrofik rüzgârdan daha azdır. Veya başka bir deyişle, siklonik dönüşte, gradient rüzgâr geostrofik rüzgâr hızından daha küçüktür.

Vortisity'nin Sinoptik Meteoroloji'deki Önemi:

Çok eskiden beri bilinmekte olan bir kaideye göre, güneyden kuzeye doğru olan hava akımları (kuzey yarıkürede) neticede antisiklonik bir dönüşle doğuya doğru dönmekte, buna mukabil kuzeyli akımlarda, siklonik bir dönüşle yine doğuya yönelmektedir. Bu kural, herhangi bir günkü Sinoptik haritalarla genellikle uyuşur. Rosbby'ye göre, enlem derecelerini kat'ederek yol alan hava akımlarının mutlak vortisity'leri sabit kalmakta, ancak, izafi vortisity, değişmektedir. Öyleki, kuzeyli akışlarda siklonik vortisity artmaktadır $\xi > 0$ Bu ise, akımın siklonik bir yörüngeye geçeceğini veya siklonik bir rüzgâr shiir'ine sahip olması demektir. (Rüzgâr hızı, akımın sağ tarafından sol tarafına doğru azalacaktır)

$$\xi = \frac{U}{r} + \frac{\partial U}{\partial r}$$



tatbikatta, genellikle rüzgâr shiir'inden ziyade, akımların siklonik dönüşe sahip oluşu görülür. (kuzeyli akışlarda).

Literatür

- A.H.Gordon, MSc : Elements of Dynamic Meteorclogy
- Elmar R. Reiter : Jet-Stream Meteorology
- Severe Pettersen : Weather Analysis and Forecasting Volume :I, Motion and Motion System
- Hewson and Longley : Meteorology; Theoretical and Applied
- Taşkın Tuna, MSc : Dinamik Meteoroloji Cilt:I
- Walter J. Saucier : Principles of Meteorological Analysis
- Seymour Hess : Introduction to Theoretical Meteorology
- Haltiner Martin : Dynamical and Physical Meteorology
- Panofsky : Introduction to Dynamical Meteorology.