

4 Dynamische achtergrond

4.1 Inleiding

In dit hoofdstuk gaan we de relatie leggen tussen weersystemen en de formules die de dynamische processen in de atmosfeer kwantitatief beschrijven. Hierdoor krijgen we een duidelijk beeld welke forceringen in de atmosfeer aanwezig zijn en welk effect ze hebben op verticale bewegingen, de productie en het oplossen van bewolking.

In paragraaf 4.2 wordt de thermodynamische vergelijking besproken die de lokale temperatuursverandering beschrijft aan de hand van een drietal forceringen (4.2.1). Vervolgens komt vorticeit aan bod (4.3). Deze grootheid is een maat voor de mate waarin lucht ronddraait. Het blijkt dat er twee componenten van vorticeit (4.3.1) zijn die weersystemen een karakteristieke structuur geven (4.3.2). De combinatie van vorticeit en WV-beelden kan duidelijkheid verschaffen omtrent de ligging van jet-assen (4.3.3).

De vorticeit blijkt over het algemeen niet behouden te zijn in de troposfeer. Diverse forceringen op verschillende tijd- en lengteschalen veranderen de vorticeit op een gegeven locatie in de atmosfeer (4.4).

De bespreking van de omega vergelijking volgt in paragraaf 4.5. Met deze formule kunnen verticale bewegingen in de atmosfeer worden berekend. Eerst wordt besproken hoe de omega-vergelijking wordt afgeleid (4.5.1). Het blijkt dat diverse forceringen op een gegeven tijdstip driedimensionaal in de atmosfeer aanwezig zijn en verticale bewegingen produceren. Achtereenvolgens worden temperatuursadvectie (TA, 4.5.2, 4.5.3), vorticeitsadvectie (VA, 4.5.4, 4.5.5) en de overige forceringen: diabatische temperatuursverandering, frictie en orografie (4.5.6, 4.5.7) behandeld. Zij allen kunnen bijdragen aan stijgende bewegingen en wolkenvorming. Verder worden nog een paar parameters behandeld die nuttig zijn van de diagnose van bewolking op satellietbeelden: de thermische frontparameter (TFP, 4.6.1) en de equivalente dikte (4.6.2). In paragraaf 4.7 wordt beknopt ingegaan op potentiële vorticeit.

Bij behandeling van de formules in de hoofdstukken worden ook diverse praktijksituaties besproken waardoor een link gelegd kan worden tussen hetgeen zichtbaar is op satellietbeelden, de forceringen en het weer dat daarbij optreedt.

4.2 Thermodynamische vergelijking

4.2.1 Termen in de thermodynamische vergelijking

De temperatuur op een gegeven locatie op aarde is in het algemeen niet constant maar is voortdurend aan verandering onderhevig. Deze verandering wordt veroorzaakt door een aantal processen die in de atmosfeer een rol spelen en wordt beschreven door de thermodynamische vergelijking:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \underbrace{-\bar{v} \cdot \nabla_p T}_1 + \underbrace{\omega \sigma}_2 + \underbrace{\frac{1}{C_p} \frac{dQ}{dt}}_3 \quad (1)$$

C_p = specifieke warmte bij constante druk

Q = warmteflux

R = universele gasconstante

T = temperatuur

ζ_g = relatieve geostrofische vorticiiteit

σ = statische stabiliteit

\bar{v} = advectie

ω = verticale snelheid

De thermodynamische vergelijking bestaat uit 3 termen aan de rechterzijde die allen een lokale verandering in de temperatuur van een luchtdeeltje kunnen veroorzaken. De eerste term is de quasi-horizontale temperatuursadvectie. Dit treedt op wanneer het windveld lucht aanvoert die een andere temperatuur heeft dan het luchtdeeltje. Bij advectie van koudere lucht zal de lokale temperatuur dalen. In het geval van warme lucht advectie stijgt de lokale temperatuur. In figuur 1 is het ECMWF hoogte- en TA-veld gegeven van 13 september 1999 00:00 UTC. In de golf van Biskaje treedt koude-advectie(CA) op die samenhangt met een langgerekt koufront over west Europa. In figuur 2 is het IR-beeld van een half uur later gegeven.

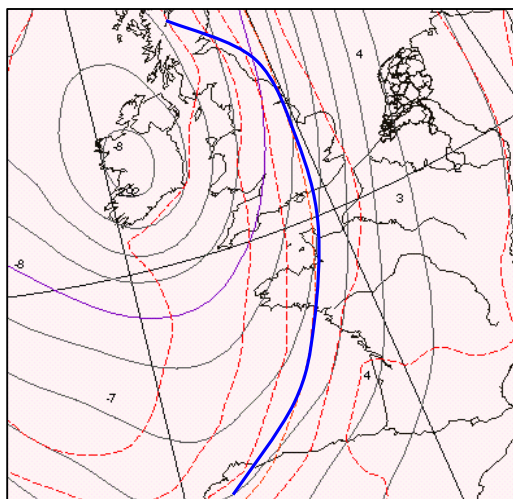


Fig 1: ECMWF +12 voor 13 september 1999 00:00 UTC: hoogte-(ononderbroken) en temperatuurveld (onderbroken) op 700 hPa



Fig 2: IR-beeld 13 september 00:30 UTC

De tweede term aan de rechterzijde is een gecombineerde term die verticale temperatuursadvectie en adiabatische temperatuursveranderingen beschrijft. Afhankelijk van het teken van de statische stabiliteit zal verticale verplaatsing van omgevingslucht een verandering van temperatuur van het luchtdeeltje veroorzaken. Op synoptische schaal in de gematigde breedten heeft de atmosfeer over het algemeen een stabiele gelaagdheid waardoor de statische stabiliteit σ positief is. Dit houdt in dat bij stijgende luchtbewegingen het luchtdeeltje kouder zal worden en bij dalende bewegingen warmer. Op kleinere schaal zoals in een onstabiele grenslaag kan de statische stabiliteit negatief worden.

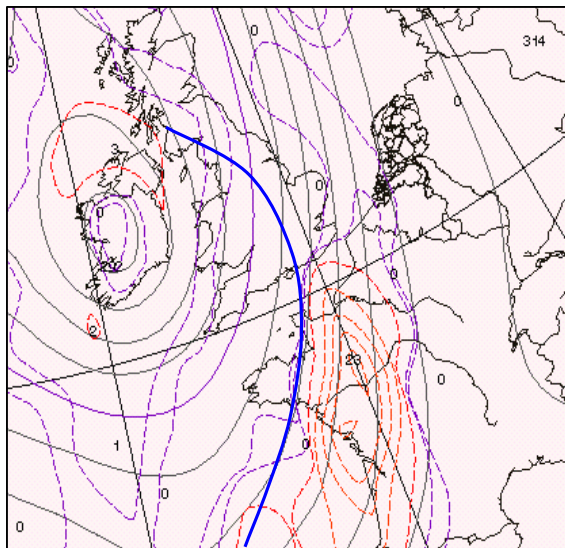


Fig 3: ECMWF neerslagprognose (onderbroken lijnen) geldig voor 13 september 1999 00:00 tot 06:00 UTC



Fig 4: IR-beeld 13 september 00:30 UTC

De derde term van de vergelijking heeft te maken met diabatische processen. Dit betekent dat de luchttemperatuur kan veranderen door voelbare en latente warmtefluxen maar ook door stralingseffecten. De condensatie van waterdamp bij stijgende luchtbewegingen zorgt voor het vrijkomen van latente warmte. Dit gebeurt vooral bij de passage van frontale systemen waar neerslag uit valt maar, ook bij structuren in de koude lucht zoals polar lows, comma's en enhanced cumuli. In figuur 3 is de neerslagprognose van het ECMWF gegeven van 12 september 1999 12:00 UTC geldig voor de periode van 12 tot 18 uur vooruit. Boven West-Frankrijk ligt een intens neerslag gebied dat samenhangt met koufront ten westen van het continent. Uit het IR-beeld, figuur 4, van 13 september 00:30 UTC blijkt dat er boven West-Frankrijk voor het koufront uit buienactiviteit aanwezig is. Deze buien zorgden lokaal voor grote neerslaghoeveelheden.

4.2.2 Praktijkvoorbeelden

11 februari 1997 06:00 UTC

We gaan nu met behulp van figuur 5 de relatie tussen een IR-beeld en het temperatuurveld op 700 hPa na. Zones met een hoge temperatuurgradiëntzones zijn vaak verbonden met frontale wolkenbanden. Ze geven de overgang aan tussen luchtmassa's met een verschillende temperatuur en kunnen op het IR-beeld worden gevonden op verschillende locaties: een brede gradiëntzone op het westen van de foto die samenhangt met een koufront boven de

Atlantische Oceaan, een uitgesproken zone met grote gradiënten over Centraal-Europa die gedeeltelijk achter het koufront ligt, de warmtefrontbanden over het zuidwesten van de Britse eilanden en West-Rusland die gelegen zijn in sterke overgangen van koude naar warme lucht. Temperatuurruggen met een hoge temperatuur worden meestal stroomafwaarts gevonden van koufronten of in samenhang met occlusies. Hier vindt optilling plaats van warme lucht. Een paar voorbeelden hiervan zijn een rug over de Baltische staten en Oost-Europa aan de voorzijde van een koufront over Centraal-Europa, een rug over de Atlantische Oceaan aan de westelijke rand van de kaart ten westen van het Iberische schiereiland, een occlusie over de Baltische staten en Scandinavië.

Troggen impliceren een lage temperatuur en kunnen gewoonlijk worden gevonden aan de achterzijde van koufronten: over het noorden van Duitsland, Nederland en Denemarken, achter het koufront over Centraal-Europa

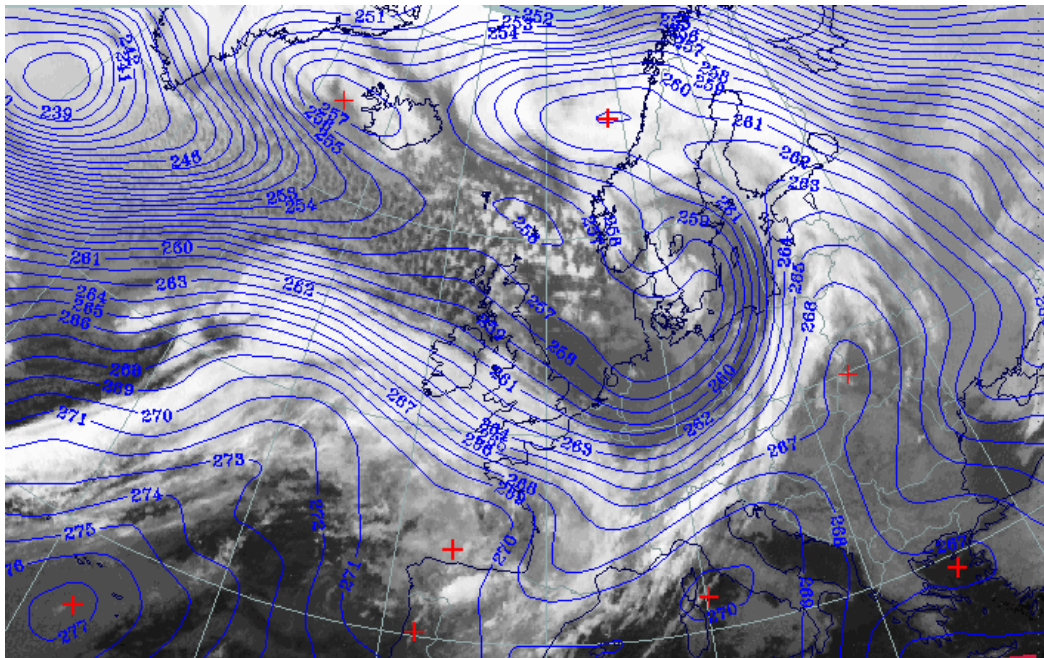


Fig 5: IR-beeld 11 februari 1997 06:00 UTC:: temperatuur op 700 hPa in Kelvin

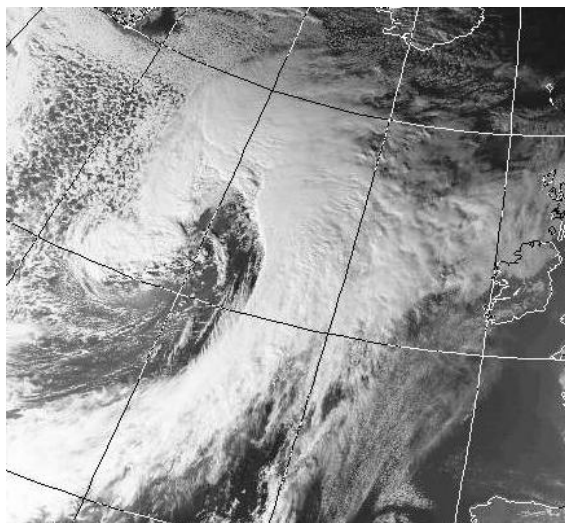


Fig 6: VIS-beeld 1 februari 1999 15:51 UTC

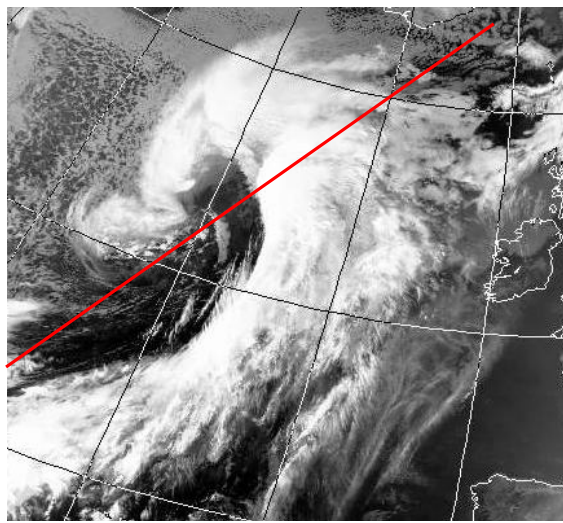


Fig 7: IR-beeld 1 februari 1999 15:51 UTC

Het is overigens niet de temperatuur zelf maar de advectie van deze grootheid die verticale bewegingen tot stand brengt en zodoende ontwikkeling en oplossen van bewolking bewerkstelligt. Advectie treedt vooral op wanneer er een grote temperatuurgradiënt aanwezig is en de stroming een grote hoek maakt met het temperatuurveld.

De tweede situatie die we bespreken betreft de cyclogenese die plaatsvond op de Atlantische Oceaan ten westen van de Britse eilanden op 1 februari 1999. In figuur 6 en 7 zijn het IR en VIS-beeld gegeven om 15:51 UTC. Op beide beelden zien we dat we te maken hebben met een ocluderende golf. De druk in de kern daalde met meer dan 20 hPa in een etmaal. Duidelijk zichtbaar is hoe bij het oclusiepunt rond 55°N/28°W de jet-as een scheiding maakt tussen hoge bewolking die behoort bij een conveyer belt met warme en vochtige lucht en bewolking die minder hoog reikt door intrusie van koude droge lucht in de hogere troposfeer. De bewolking in de oclusie wordt veroorzaakt door een Cold Conveyor Belt (CCB) die relatief ten opzichte van de depressie naar het westen beweegt. De CCB bestaat uit relatief koude en stijgende lucht die alvorens het onder het warmtefront uitbeweegt vocht heeft opgenomen door neerslag die uit de frontale bewolking valt. In de koude lucht ten westen van het systeem bevindt zich polaire lucht waarin zich boven het zee-oppervlak buien ontwikkelen.

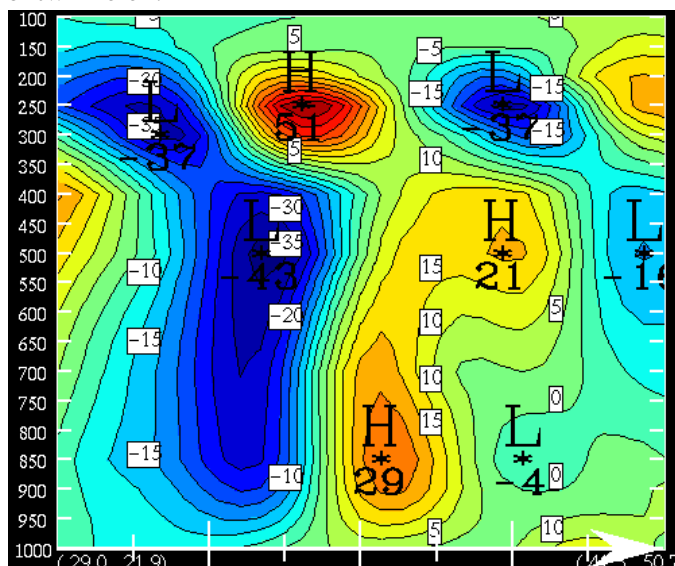


Fig 8: verticale doorsnede met TA (10^{-5} K s^{-1}) door de stormdepressie van 43°N 35°W naar 65°N 10°W

In figuur 8 is een doorsnede gegeven van de temperatuuradvectie die optreedt in de depressie. De doorsnede loopt van 43°N 35°W naar 65°N 10°W en is in figuur 3 aangegeven met een rode lijn. In de koude polaire lucht treedt CA op die maximaal is rond 50°N 30°W en aanwezig is over de gehele diepte van de troposfeer. De doorsnede doorsnijdt hier de thermische trog-as. Uiterst links op de snede treedt rond de tropopauze sterke CA op door de stijgende tropopauze.

De doorsnede loopt door het kou- en warmtefront heen vlak ten zuiden van het oclusiepunt. In de gehele frontale bewolking treedt warmte-

advectie (WA) op die maximaal is rond 850 hPa. Naar rechts op de doorsnede komt het WA-gebied steeds hoger te liggen wat in overeenstemming is met het naar voren hellen van het warmtefront. De WA is overigens een belangrijke veroorzaker van stijgende bewegingen over de gehele diepte van het warmtefront. Boven in het midden van de doorsnede ligt op 250 hPa een sterk WA-maximum wat te maken heeft met de advectie van relatief warme stratosferische lucht rond de tropopauze.

4.3 Vorticiteit

Vorticiteit is een belangrijke term binnen de meteorologie omdat het een karakteristieke eigenschap van de lucht kwantificeert. Het is een microscopische maat voor de rotatie die lucht bezit. Vorticiteit is over het algemeen geen behouden grootte maar verandert door allerlei processen die in de atmosfeer spelen.

4.3.1 Vormen van vorticiteit

Vorticiteit kan op verschillende wijzen gedefinieerd worden afhankelijk van het referentiepunt wat gekozen wordt. Wanneer we de rotatie van de lucht meten vanaf een punt dat in rust is relatief ten opzichte van de bewegende aarde noemen we dit **relatieve vorticiteit**. De formule hiervoor luidt:

$$\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \quad (2)$$

Vorticiteit is dus aanwezig als in de x (y)-richting de v (u)-component van de wind verandert. We kunnen de rotatie van de aardse atmosfeer ook meten door een punt te nemen in de ruimte dat stationair is ten opzichte van de bewegende aarde. Dit is de **absolute vorticiteit** en wordt gegeven door vergelijking 3:

$$\eta = \zeta + f \quad (3)$$

Hierin is f de coriolis-parameter .

Dit zijn de z.g. verticale componenten van de vorticiteit. Relatieve vorticiteit is met name gerelateerd met verstoringen op synoptische schaal zoals depressies, fronten en trogen. Absolute vorticiteit heeft de neiging om behouden te zijn wanneer de stroming rond het 500 hPa niveau gevolgd wordt omdat rond deze hoogte grofweg geen vorticiteit wordt gecreëerd of vernietigd door divergentie.

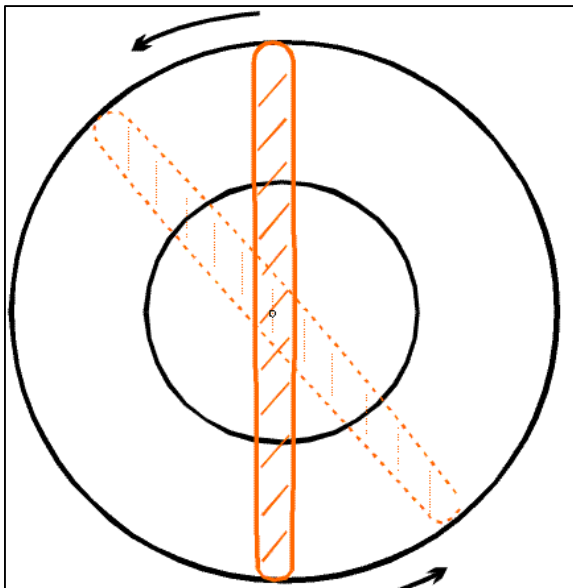


Fig 9a: Krommingsvorticiteit waarbij bewolking ongelimiteerd rond kan spiralen.

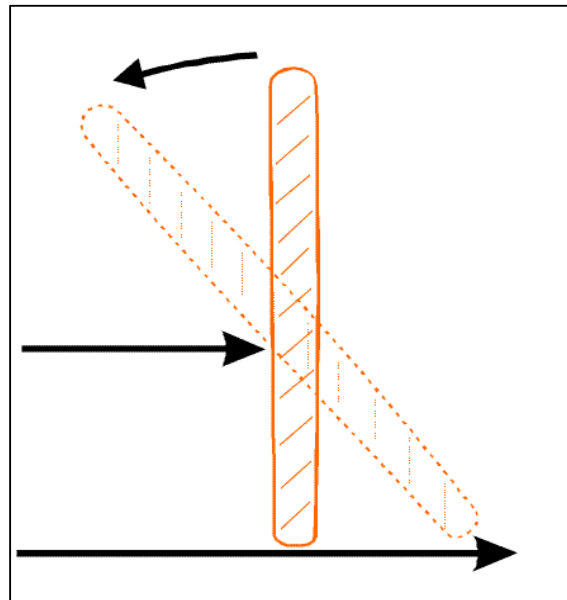


Fig 9b: Bij scheringsvorticiteit is het ronddraaien aan een limiet gebonden.

Een duidelijk onderscheid kan gemaakt worden tussen twee typen van vorticeiteit wanneer we in een natuurlijk coördinatenstelsel werken: scherings- en krommingsvorticeiteit. Vergelijking 4 geeft een onderverdeling van de relatieve vorticeiteit in deze twee termen:

$$\zeta = -\frac{\partial V}{\partial n} + \frac{V}{R_s} \quad (4)$$

Hierin is V de horizontale windsnelheid, n is de vector loodrecht op de bewegingsrichting en R_s de kromtestraal van de beweging die de lucht beschrijft. R_s is positief gedefinieerd voor cyclonaal gekromde stroming. Figuur 9 toont ons de twee componenten waaruit vorticeiteit is opgebouwd.

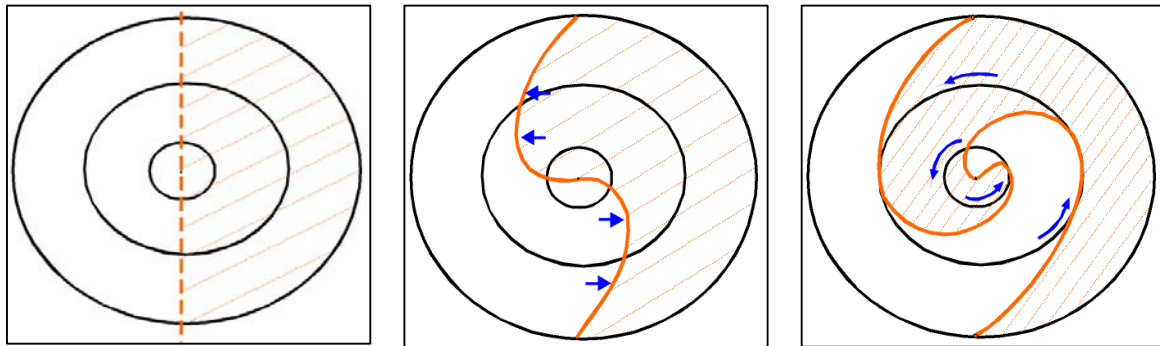


Fig 10: Krommingsvorticeiteit is verantwoordelijk voor de karakteristieke spiraalstructuur die gevonden kan worden bij frontale golven, volwassen depressies en verschijnselen in koude polaire lucht.

Het blijkt dat de structuur van synoptische schaal bewolking patronen op satellietbeelden in grote mate afhankelijk is van de vorticeiteitscomponent die domineert in het betreffende gebied. Depressies en structuren in de koude lucht noordelijk van de polaire jet zoals comma's en polar lows worden voornamelijk gevormd door krommingsvorticeiteit, zoals afgebeeld in figuur 9^a en 10. Het spiralisieren van deze systemen lijkt in principe niet aan een limiet gebonden te zijn waardoor bewolking meerdere keren om zijn as kan krullen. Straten met buien in de nabijheid van de jet worden in lange lijnen gerekt door scheringsvorticeiteit waarvan de draaiende beweging wel aan een maximum gebonden is.

Uitgaande van alleen hoogte- of drukkaarten kan het lastig of onmogelijk zijn om het teken van de vorticeiteit af te leiden. Dit komt bijvoorbeeld voor als schering- en kromming elkaar tegenwerken zoals in figuur 11: lucht stroomt door een 300 hPa trog en gaat dus de bocht om. De kromming is cyclonaal en dus is de vorticeiteit positief maar de scheringsvorticeiteit is negatief waardoor deze twee effecten elkaar (grotendeels) opheffen.

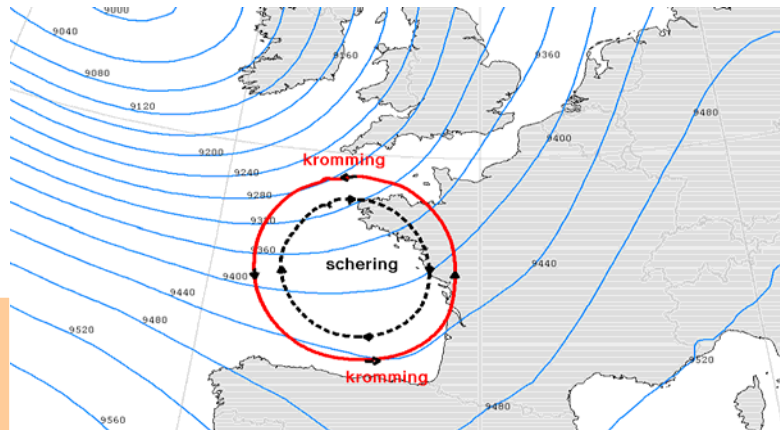


Fig 11: Scherings- en krommingsvorticeiteit kunnen elkaars effect opheffen.

4.3.2 Vorticiteit en weersystemen

Er bestaat een relatie tussen relatieve vorticiteit en de variatie van de geopotentiële hoogte uitgedrukt in de geopotential Φ :

$$\Phi = \int_0^z g dz \quad (5)$$

Deze relatie wordt gegeven in vergelijking 6:

$$\zeta_g = (1/f_0)\nabla^2\Phi \quad (6)$$

De bol- of holheid van het hoogteveld blijkt een maat te zijn voor de vorticiteit.

Hieruit kunnen we concluderen dat relatieve minima in het geopotentiële hoogteveld zoals troggen of depressies een positieve relatieve vorticiteit bezitten. Relatieve maxima zoals hogedruk-gebieden en ruggen bezitten negatieve relatieve vorticiteit. Zodoende kan relatieve vorticiteit gezien worden als een maat voor de aanwezigheid van troggen en ruggen in het hoogteveld.

Extremen in het vorticiteitsveld zijn beter als grootte te gebruiken voor de intensiteit van weersystemen als extremen in het hoogte- of drukveld (De laatste twee zijn uiteraard zeer nauw aan elkaar gecorreleerd. Er kan echter van uit worden gegaan dat intense depressies met een hoge vorticiteit ook een relatief lage centrale druk en hoogte hebben.

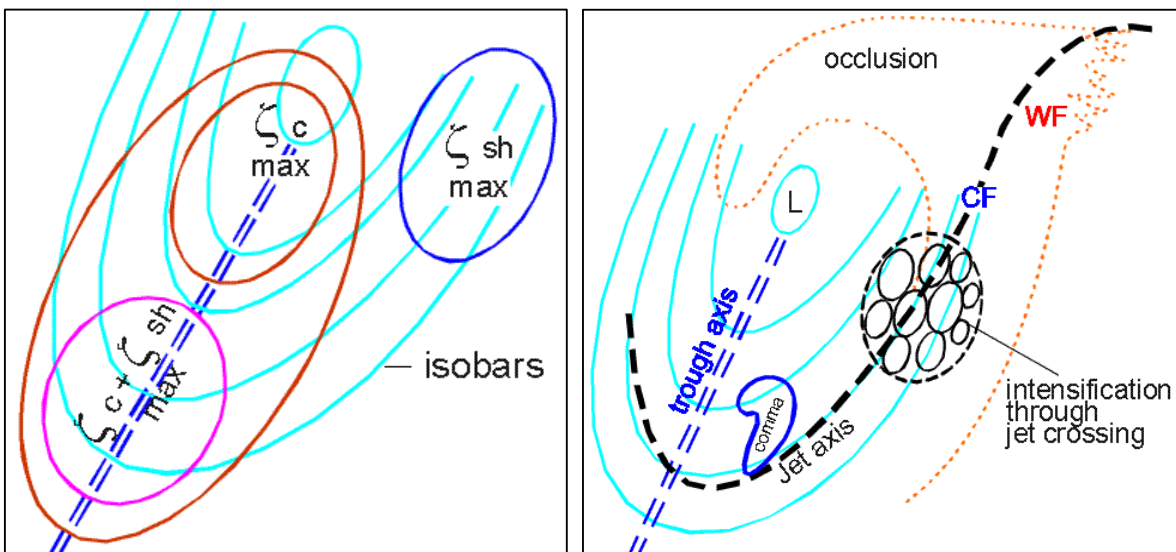


Fig 12: (links): locatie van schering, kromming en maximale vorticiteit in een trog.
(rechts): weersverschijnselen die optreden in relatie met vorticiteit rond de trog.

Wanneer gekeken wordt naar een veel voorkomende stroomlijnconfiguratie van een bovenluchttrog zoals in figuur 12 dan kunnen een aantal kenmerken worden samengevat: Er kunnen extremen in krommingsvorticiteit worden gevonden in het centrum van het laag als ook bij de trog die links onder het laag ligt. De scheringsvorticiteit wordt maximaal stroomafwaarts van de trog rechtsboven de jet-as.

Wanneer beide componenten van vorticeiteit bij elkaar worden opgeteld blijkt de totale relatieve vorticeiteit maximaal te worden in het zuidelijk deel van de ZW-NO georiënteerde trog. In figuur 12 zijn tevens de frontale structuren weergegeven ten opzichte van de synoptische schaal trog.

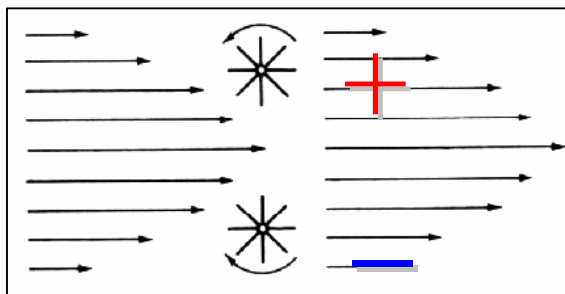


Fig 13: vorticeiteit aan weerszijden van de jet-stream

In de nabijheid van de jet-stream is een sterke horizontale gradiënt aanwezig in de windsnelheid. De wind is maximaal in de jet-as en neemt aan beide zijden sterk af waardoor hier een sterke vorticeiteit aanwezig is. In figuur 13: wordt een vorticeiteits- en windprofiel gegeven behorende bij een jet-stream.

4.3.3 Praktijkvoorbeelden

11 februari 1997 12:00 UTC: combinatie IR-beeld met 500 hPa geopotentiële hoogte en relatieve vorticititeit

In figuur 14 zijn het geopotentiële hoogteveld en relatieve vorticitetsveld van 500 hPa gegeven. Het hoogteveld en vorticititeit zijn onlosmakelijk met elkaar verbonden. Positieve vorticititeit gaat samen met een trog of afgesnoerd laag en negatieve vorticititeit is gerelateerd aan hoogteruggen. Door de twee velden te combineren worden solenoiden verkregen (vierkantjes begrensd door vorticitets- en hoogte-isolijnen) die een maat zijn voor de vorticitets advection (VA). Positieve vorticitetsadvection (PVA) in de bovenlucht veroorzaakt stijgende bewegingen die tot uitdrukking kunnen komen in bewolking op het IR-beeld.

Er kunnen een aantal vorticitetsmaxima worden gevonden: een maximum over Scandinavië, via Polen naar Duitsland die samenhangt met het 500 hPa-laag en de trog achter het koufront over Oost-Europa, een maximum ten westen van de snelle cyclogenese op circa 49°N/34°W in verband met een kleinschalige hoogtetrog, twee maxima ten zuidwesten en zuidoosten van Groenland behorend bij de hier aanwezige laagjes in de bovenlucht.

Er zijn ook een aantal anticyclonale vorticitetscentra aanwezig op figuur 14: een vorticitetsminimum boven Oekraïne, Zweden en Finland samenhangend met een 500 hPa-hoogterug, ook boven Portugal en naar het westen over de Atlantische Oceaan: Dit is het bekende Azorenhoog in de hogere luchtlagen dat overigens ook aan het aardoppervlak dominant aanwezig is.

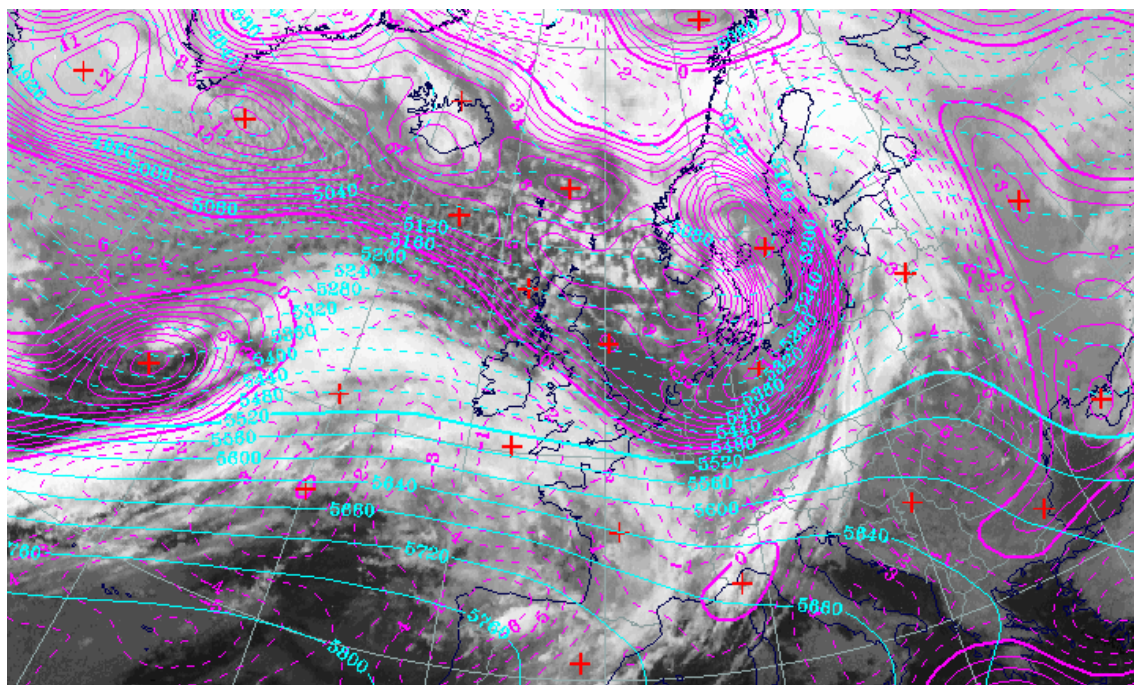


Fig 14: IR-beeld 11 februari 1997: 12:00 UTC: (blauw): 500 hPa geopotentiële hoogte, (paars): 500 hPa relatieve vorticititeit.

1 februari 1999 15:51 UTC

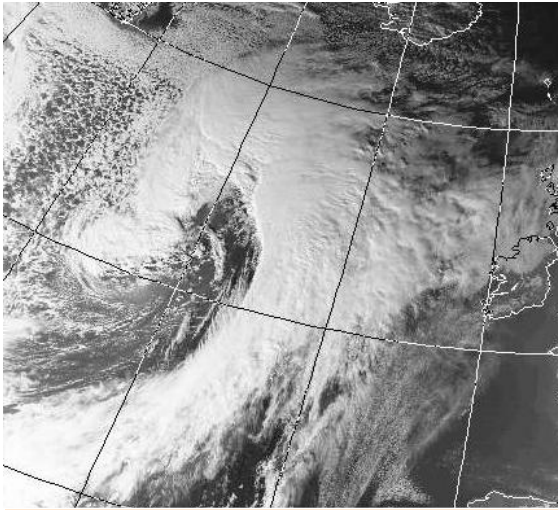


Fig 15: Noaa VIS-beeld 1 februari 1999 15:51

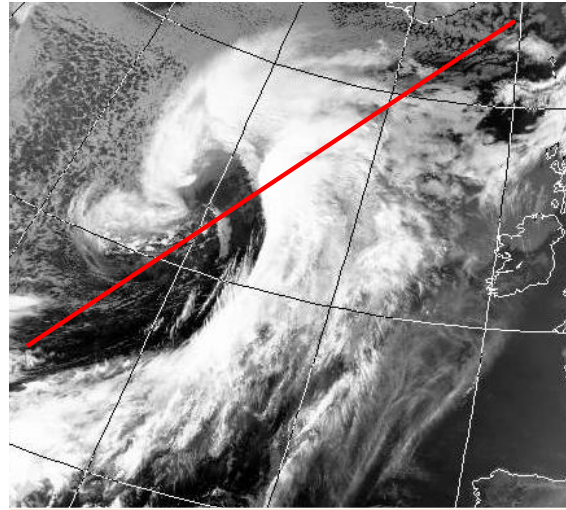


Fig 16: Noaa IR-beeld 1 februari 1999 15:51

Terug naar de situatie van 1 februari 1999. Op figuur 12 hadden we reeds weergegeven welke weerstructuren op kunnen treden in het gebied van een grootschalige bovenluchtrog. Het vortcriteitsmaximum bevindt zich stroomopwaarts van het koufront in de koude lucht. PVA treedt op voor de trog uit en wordt maximaal bij de achterzijde van de bewolking van het koufront. Op het VIS- en IR-beeld van figuur 15 en 16 is rond $30^{\circ}\text{W } 55^{\circ}\text{N}$ de overgang te zien tussen hoge en lagere bewolking. Hier doorkruist een afzwakkende jet de bewolking. Aan de cyclonale zijde lost de hoge bewolking gedeeltelijk op door intrusie van koude en droge lucht.

Er is weer een doorsnede gemaakt door het systeem die loopt van $43^{\circ}\text{N } 35^{\circ}\text{W}$ naar $65^{\circ}\text{N } 10^{\circ}\text{W}$ en waarin de relatieve vortcriteit is afgebeeld. Zie figuur 17. De depressie is zowel aan het aardoppervlak als in de bovenlucht duidelijk zichtbaar. De trog heeft een maximale sterkte op 400 hPa met $15 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ en ligt op circa $28^{\circ}\text{W } 52^{\circ}\text{N}$. Dit is achter het koufront in de koude lucht waarin zich grote opklaringen manifesteren. De trog aan het aardoppervlak ligt op circa $26^{\circ}\text{W } 55^{\circ}\text{N}$ en heeft een intensiteit van $12 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$. Dit is in de frontale bewolking. Naar de achterzijde van het koufront neemt de vortcriteit geleidelijk af. Het systeem heeft een duidelijk achterwaartse helling met de hoogte wat een eigenschap is van ontwikkelende golven. Het systeem is het zwakst ontwikkeld rond 650 hPa. Ook dit is een typische eigenschap van depressies op de gematigde breedten. Dit niveau is ongeveer divergentievrij waardoor de productie van vortcriteit door convergentie slechts een bescheiden rol speelt.

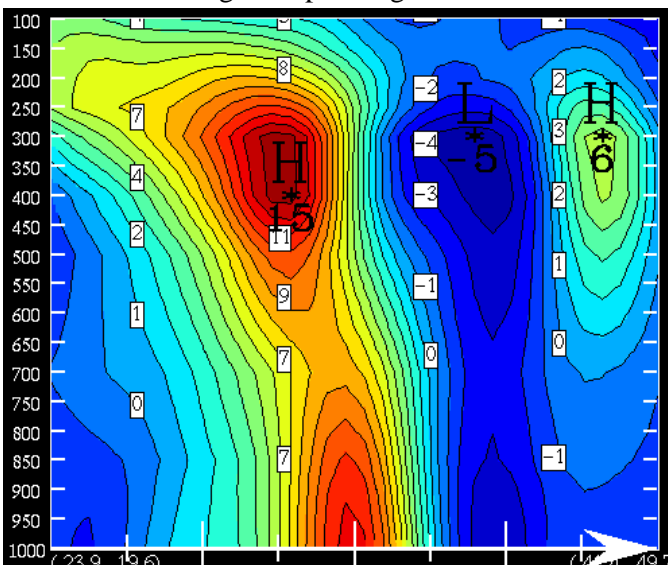


Fig 17: verticale doorsnede met relatieve vortcriteit (10^{-5} s^{-1}) van $43^{\circ}\text{N } 35^{\circ}\text{W}$ naar $65^{\circ}\text{N } 10^{\circ}\text{W}$

4.3.4 Vorticitetsvormen in relatie tot satellietbeelden

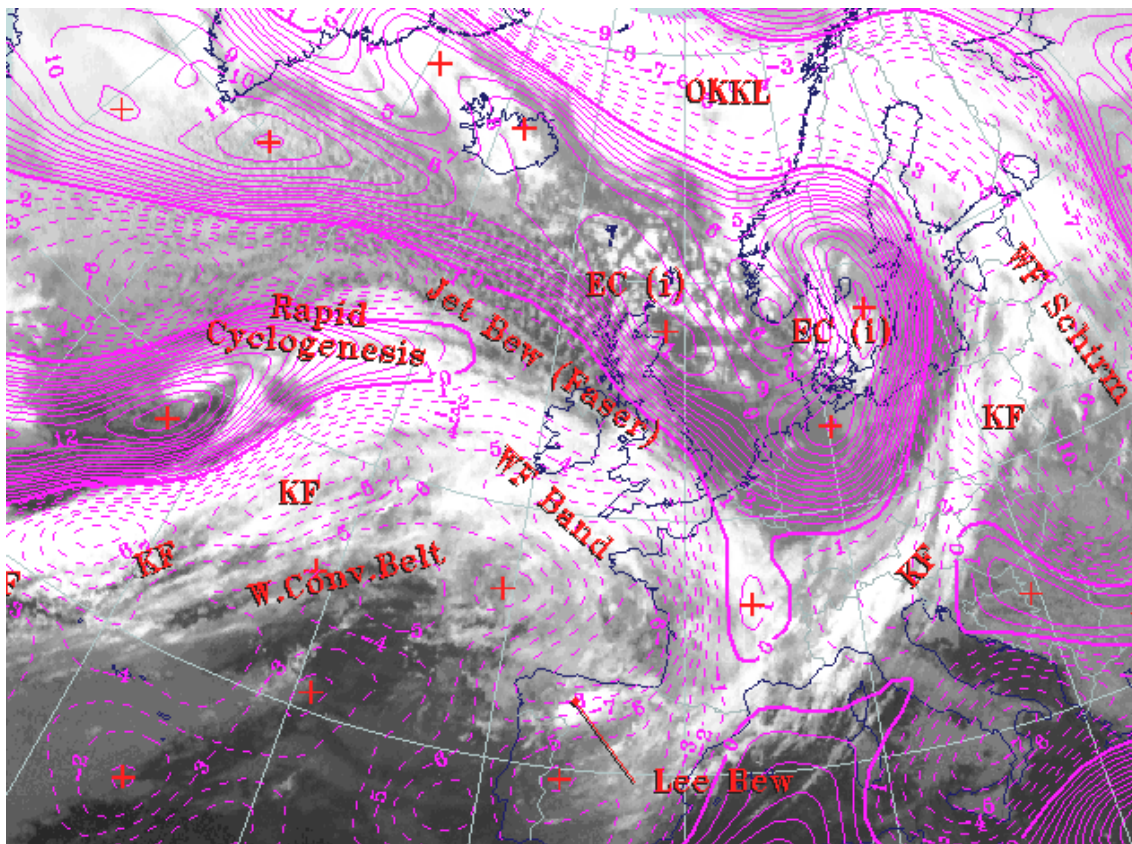


Fig 18: IR-beeld 11 februari 1997 06:00 UTC: conceptuele modellen en de relatieve vorticeit op 300 hPa (ononderbroken lijn is positieve vorticeit).

In figuur 18 is een IR-beeld weergegeven waarop de relatieve vorticeit op 300 hPa is geprojecteerd. De voornaamste maxima in vorticeit hebben te maken met conceptuele modellen met actieve weersverschijnselen: Op de Atlantische Oceaan ten westen van Ierland treedt snelle cyclogenese op. Hier bevindt zich een actief lagedrukgebied met een diepe kern en hoge vorticeit. Bewolking begint zich om het systeem heen te krullen maar dit proces is nog niet zo lang aan de gang waardoor je nog geen uitgesproken spiraalstructuur hebt. In de omgeving van de Noordzee bevinden zich twee gebieden met z.g. enhanced cumuli. Deze hangen samen met troggen in de bovenlucht die lokale maxima in vorticeit veroorzaken. Boven het noordelijk deel van de Atlantische Oceaan is een lange W-O georiënteerde strook aanwezig met hoge vorticeitwaarden. Dit gebied bevindt zich aan de noordzijde van de jet-stream. De koufronten op de Atlantische Oceaan en boven het oosten van Europa liggen in de gradiëntzone van negatieve- naar sterk positieve vorticeit stroomafwaarts van grootschalige bovenluchttroggen. Op deze zone treedt sterke PVA op die stijgende beweging en uitgebreide wolkvorming veroorzaakt. De jet-cirrus ten noordwesten van Ierland bevindt zich in de as van de straalstroom waar de relatieve scheringsvorticeit ongeveer gelijk aan nul is.

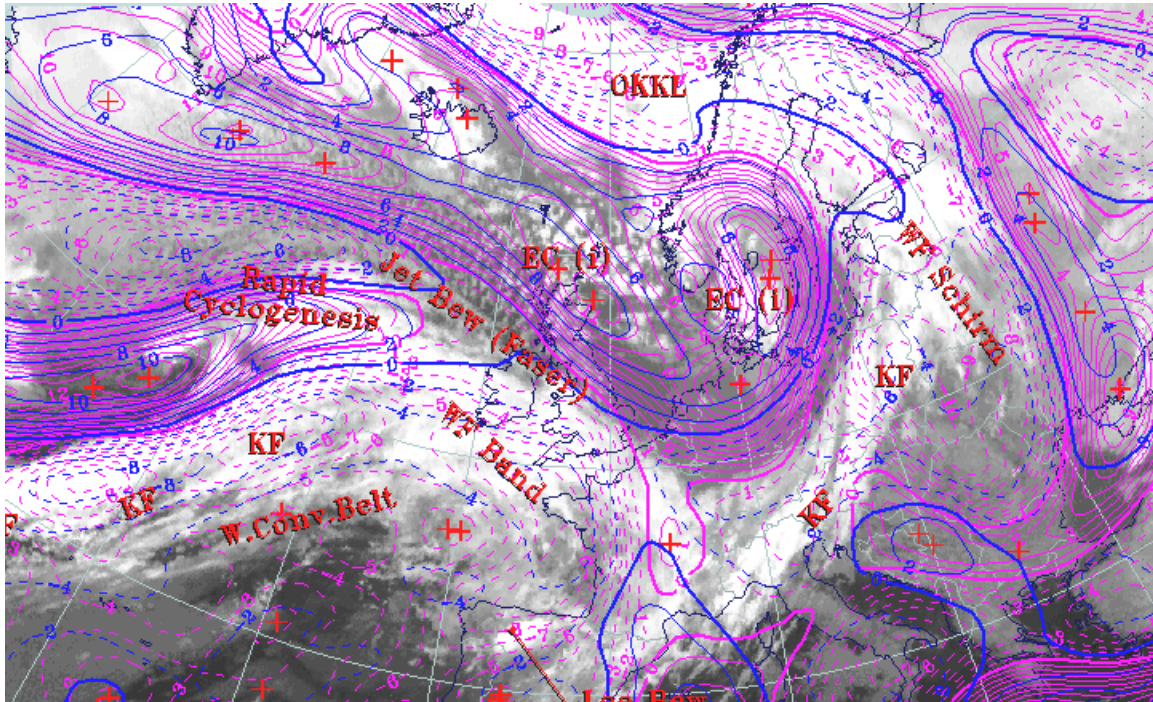


Fig 19: IR-beeld 11 februari 1997 06:00 UTC: (rood): conceptuele modellen, (paars): totale relatieve vorticititeit op 300 hPa, (blauw): scheringsvorticititeit op 300 hPa

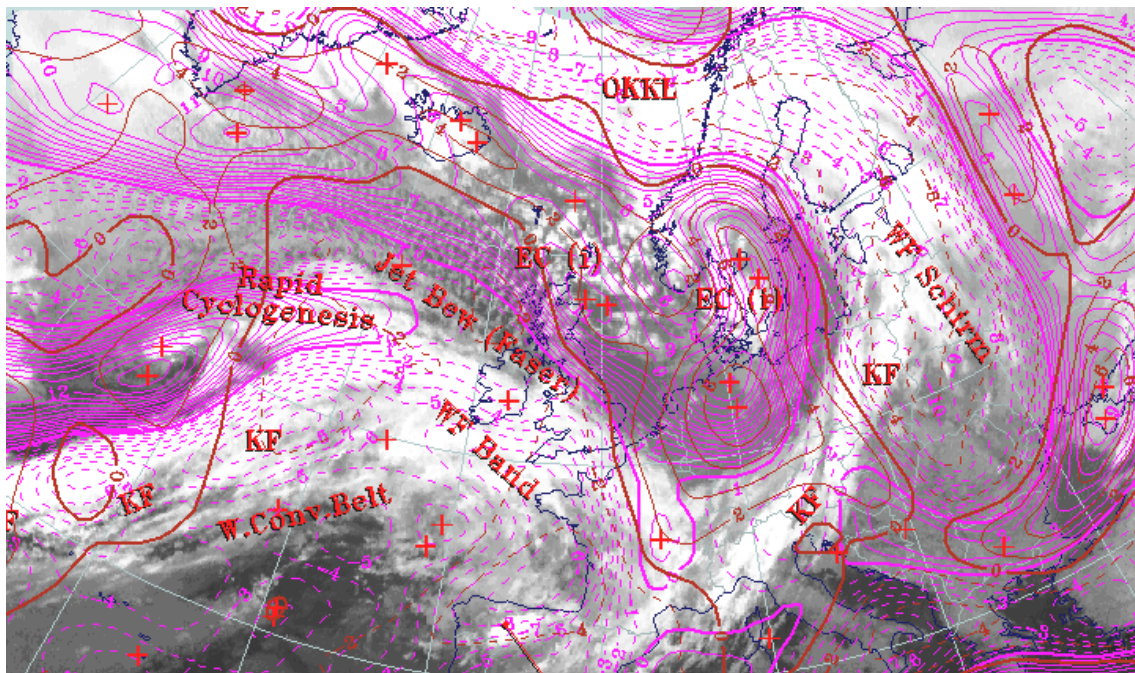


Fig 20: IR-beeld 11 februari 1997 06:00 UTC: (rood): conceptuele modellen, (paars): totale relatieve vorticititeit op 300 hPa, (bruin): krommingsvorticititeit op 300 hPa.

Zoals reeds in paragraaf 4.3.1 is uiteengezet is de totale relatieve vorticeit opgebouwd uit twee componenten: schering en kromming. In figuur 19 zijn de schering en totale relatieve vorticeit op een IR-beeld geprojecteerd.

Het blijkt dat er grote gebieden aanwezig zijn waarin de twee velden veel gelijkenis met elkaar vertonen. Dit houdt in dat scheringsvorticeit meestal een grote bijdrage levert aan de totale relatieve vorticeit. In de volgende locaties vertonen schering en totale relatieve vorticeit veel overeenkomst: het maximum over Zweden wat zich stroomopwaarts bevindt van het koufront over het oosten van Europa, de langgerekte oost-west georiënteerde band met hoge waarden op het noordelijk deel van de Atlantische Oceaan, het maximum stroomopwaarts van het koufront over de Atlantische Oceaan en ten westen van de snelle cyclogenese.

Naast gebieden met een grote gelijkenis zijn er ook gebieden waar de totale relatieve en scheringsvorticeit van elkaar afwijken. Dit houdt in dat krommingsvorticeit hier een belangrijke rol speelt: Boven Duitsland, stroomopwaarts van het koufront over Oost-Europa is de totale vorticeit negatief terwijl de scheringsvorticeit nog positief is. Verder naar het oosten boven Polen is de totale vorticeit licht negatief terwijl de scheringsvorticeit veel sterker negatief wordt. In het meest westelijk deel van het IR-beeld in het koufront op de Atlantische Oceaan is het minimum in totale vorticeit veel sterker dan het minimum in scheringsvorticeit. Verder is boven IJsland het maximum in totale vorticeit ook sterker dan het scheringsmaximum.

In figuur 20 zijn de totale relatieve en krommingsvorticeit op een IR-beeld geprojecteerd. Er zijn grote gebieden waar kromming maar een klein deel uitmaakt van de totale vorticeit maar er zijn ook plekken waar kromming significant of zelfs de dominante term is: boven het oosten van Europa is een groot gebied aanwezig met negatieve kromming bij het warmtefrontscherm en het koufront. Hier bevindt zich een rug op 300 hPa. Boven het noorden van Duitsland en het zuiden van Zweden liggen twee maxima in kromming. Het zuidelijke maximum wordt veroorzaakt door een hoogtetrog terwijl de noordelijke gekoppeld is aan de jet-stream. Een langgerekte band met positieve krommingswaarden bevindt zich in een W-O georiënteerde band die samenhangt met een jet-stream op het noordelijk deel van de Atlantische Oceaan.

Er zijn ook gebieden waar kromming en schering in gelijk mate bijdragen aan de totale vorticeit. Hier lijken beide velden op het veld van de totale vorticeit. Dit is het geval bij onder meer de jet-stream. Naast schering is ook kromming in de jet-stream aanwezig. Het windveld is hier cyclonaal gekromd waardoor krommingsvorticeit een positieve bijdrage levert aan de totale vorticeit. Het komt overigens ook regelmatig voor dat het windveld anti-cyclonaal georiënteerd is. Boven de Oceaan op het WV-beeld van figuur 21 is een snelle ontwikkeling (Rapid Cyclogenesis) zichtbaar, o.a. door een verdikking in de bewolkingszone. Hier is zowel kromming als schering aanwezig. Tenslotte wordt het vorticeitsmaximum ten oosten het koufront over Oost-Europa in gelijke mate door schering en kromming geproduceerd.

4.3.3 WV-beelden en scheringsvorticeit in relatie tot de ligging van de jetstream

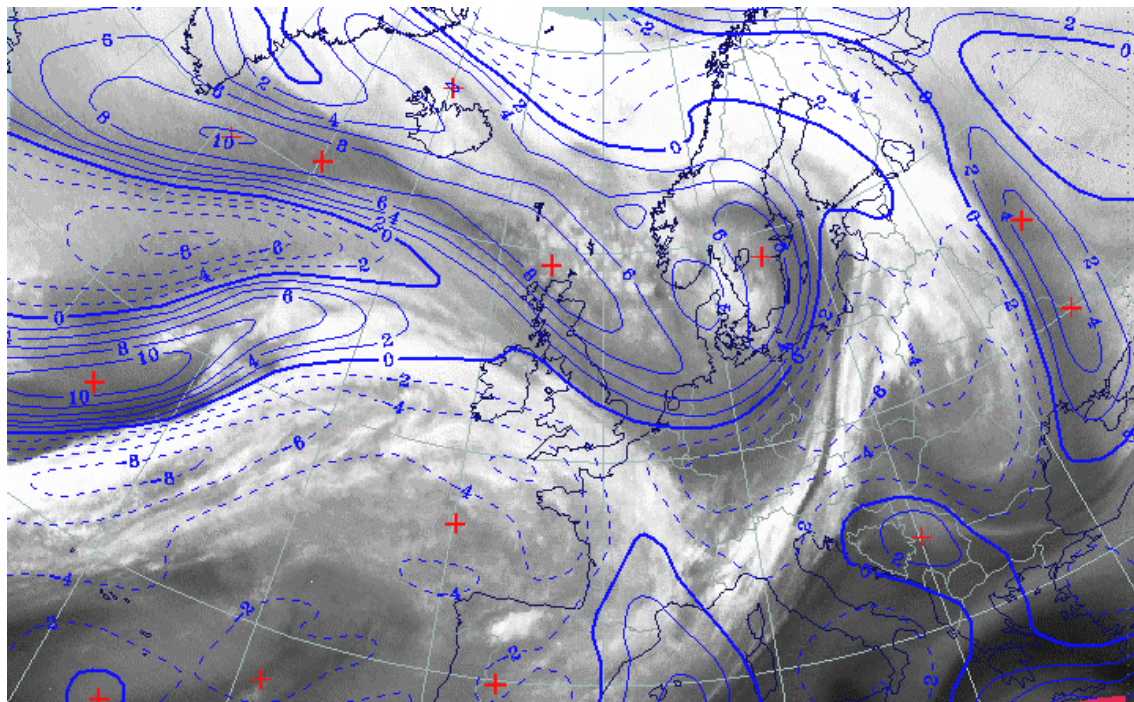


Fig 21: WV-beeld 11 Februari 1997 06:00 UTC: scheringsvorticeit op 300 hPa (ononderbroken is positieve vorticeit)

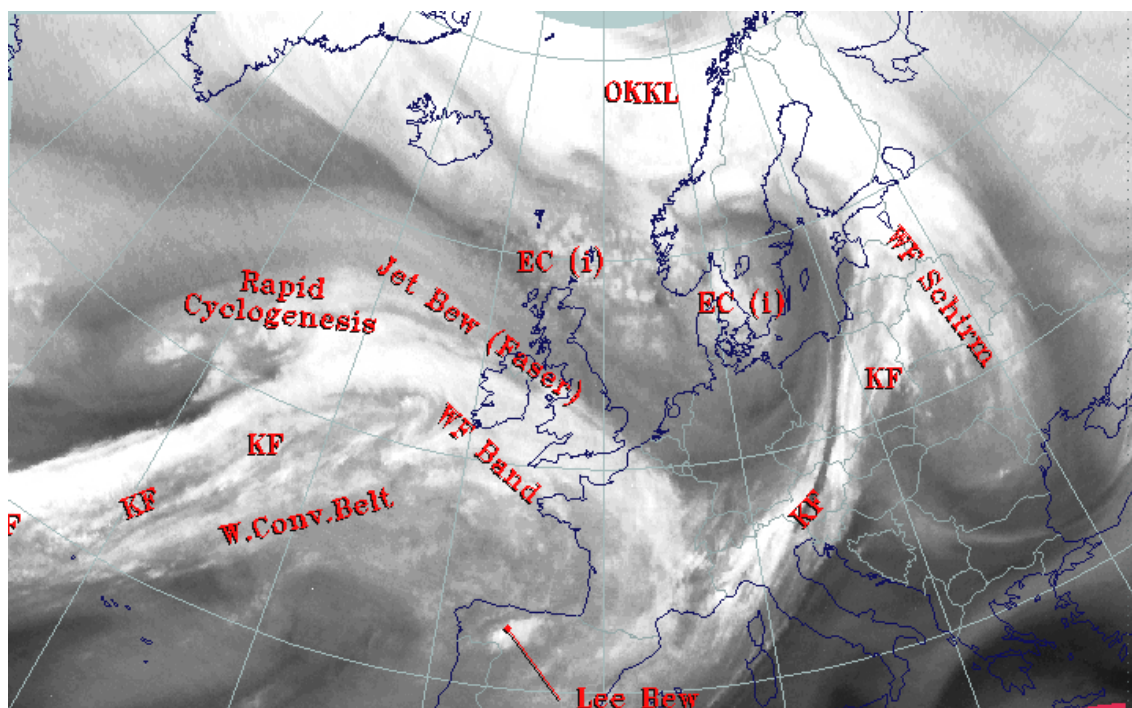


Fig 22: WV-beeld 11 Februari 1997 06:00 UTC): conceptuele modellen

Scheringsvorticeit op 300 hPa kan een handig hulpmiddel zijn om jet-assen te identificeren. Jet-streams bestaan uit een kern met zeer hoge windsnelheden. Aan beide zijden van dit maximum neemt de wind weer in kracht af. Dit leidt tot een gebied met positieve scheringsvorticeit aan de linkerkant van de jet-as en met negatieve schering aan de rechterkant wanneer in de richting van de stroming wordt gekeken. De nullijn van de scheringsvorticeit geeft de as van de jet aan.

Een andere manier om de jet-as te vinden zijn WV-beelden. Hierop zijn jet-assen terug te vinden aan de sterke gradiëntzone van droge naar vochtige lucht. Aan de cyclonale kant van de jet-as zijn kenmerkende zwarte strepen zichtbaar die bestaan uit droge dalende lucht die afkomstig is uit de hogere niveaus van de troposfeer of zelfs de stratosfeer. De grijs getinte banden aan de rechterkant van de zwarte strepen vertegenwoordigen stijgende, warmere en vochtigere lucht aan de anti-cyclonale kant van de jet.

Op het WV-beeld in figuur 22 kunnen een aantal zwarte strepen worden teruggevonden: over Polen en Duitsland aan de achterkant van het koufront over Oost-Europa bevindt zich een uitgesproken zwarte streep. Deze loopt van ongeveer $51^{\circ}\text{N}/10^{\circ}\text{O}$ naar $52^{\circ}\text{N}/15^{\circ}\text{O}$ en $55^{\circ}\text{N}/16^{\circ}\text{O}$. Een tweede structuur bevindt zich op het noorden van de Atlantische Oceaan ten zuiden van IJsland van ongeveer $55^{\circ}\text{N}/40^{\circ}\text{W}$ naar $61^{\circ}\text{N}/20^{\circ}\text{W}$. Vervolgens loopt de streep over Schotland door naar Nederland waar deze verbinding maakt met de eerste jet. Boven de snelle cyclogenese ontwikkelt zich een nieuwe jet getuige de zwarte streep van $50^{\circ}\text{N}/37^{\circ}\text{W}$ naar $56^{\circ}\text{N}/28^{\circ}\text{W}$. Een vierde streep ligt aan de achterkant van het Atlantische koufront van $40^{\circ}\text{N}/40^{\circ}\text{W}$ naar $48^{\circ}\text{N}/29^{\circ}\text{W}$. Deze strekt zich uit over een breder gebied.

De combinatie van zowel de zwarte strepen in het WV-beeld en de nullijn van scheringsvorticeit geeft een meer compleet beeld over het bestaan van jet-streams en de locatie van de jet-as. Bovendien kunnen de modellen geverifieerd worden door de juistheid van de ligging van scheringsvorticeit te bepalen met hulp van het WV-beeld. Afwijking van de nullijn van schering van de locatie van een zwarte streep kan een duidelijke aanwijzing zijn voor een foutieve modelanalyse.

We gaan nu de ligging van de jet-assen in de analyse van het ECMWF-model controleren aan de hand van het WV-beeld. Het veld van scheringsvorticeit is gegeven in figuur 21. Op het noordwestelijk deel van de Atlantische Oceaan bevindt zich een zwarte streep van de jet waarbij de gradiëntzone in het WV-beeld in het westelijk deel goed overeenkomt met de nullijn van scheringsvorticeit. Verder naar het oosten toe ligt de nullijn zuidelijk van de overgang in het WV-beeld. Ten noorden van de snelle cyclogenese ontwikkelt zich een tweede jet die echter niet overeenkomt met de scheringsvorticeit. Hier is het vorticeitsveld namelijk geïnverteerd met de anticyclonale schering aan de noordkant en cyclonale schering aan de zuidkant van de gradiëntzone in het WV-kanaal. Dit kan ook te maken hebben met de zuidelijker gelegen jet behorende bij het koufront waardoor het model deze twee vlak bij elkaar gelegen windmaxima niet goed modelleert. Bovendien zijn er op de Atlantische Oceaan maar weinig waarnemingen. De nullijn van schering bij het koufront op de Atlantische Oceaan komt overigens wel vrij goed overeen met de WV-gradiënt. De nullijn van schering bij het koufront op de Atlantische Oceaan komt overigens wel vrij goed overeen met de WV-gradiëntzone met uitzondering van het uiterste westen van de kaart waar de nullijn te noordelijk ligt. De jet-stream over Duitsland en Polen wordt goed gemodelleerd.

4.4 Vorticiteitsvergelijking

4.4.1 Termen in de vorticiteitsvergelijking

Normaal gesproken is de vorticeit van een luchtdeeltje niet behouden omdat er diverse processen op verschillende lengte- en tijdschalen werkzaam zijn die de vorticeit van grootte veranderen. De vorticiteitsvergelijking laat ons zien door welke forceringen de vorticeit in de loop van de tijd kan veranderen. Deze kan afgeleid worden door de x-component van de impulsvergelijking naar y te differentiëren en de y-component naar x:

$$\frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} - fv = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \right] \quad (7)$$

en

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} + fu = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \right] \quad (8)$$

Wanneer we vergelijkingen 7 en 8 van elkaar aftrekken en de uitdrukking voor de vorticeit invoeren zoals die gegeven is in vergelijking 2 komen we uit bij de vorticiteitsvergelijking:

$$\frac{d}{dt}(\zeta + f) = \underbrace{-(\zeta + f)}_1 \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) - \underbrace{\left(\frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial z} \right)}_2 + \underbrace{\frac{1}{\rho^2} \left(\frac{\partial \rho}{\partial x} \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{\partial \rho}{\partial y} \frac{\partial p}{\partial x} \right)}_3 \quad (9)$$

Kijkend naar bovenstaande vergelijking kijken zien we dat er 3 termen zijn die de verandering van de lokale absolute vorticeit bepalen: De eerste term aan de rechterzijde is de divergentie. Deze term vertelt ons dat vorticeit verandert door horizontale divergentie. Het vertegenwoordigt het uitrekken ($dw/dz > 0$: convergentie) en inkrimpen ($dw/dz < 0$, divergentie) van een luchtkolom waardoor de lucht met een andere snelheid rond gaat draaien. Het effect van divergentie is analoog aan de toename of afname in rotatiesnelheid die een kunstschaatser ervaart als deze zijn armen intrekt of uitspreidt. Impulsmoment blijft behouden waardoor bij een kortere afstand tot de draaias de bewegingssnelheid sterk toeneemt.

De tweede term van de vorticiteitsvergelijking wordt de draaiingsterm genoemd. Deze

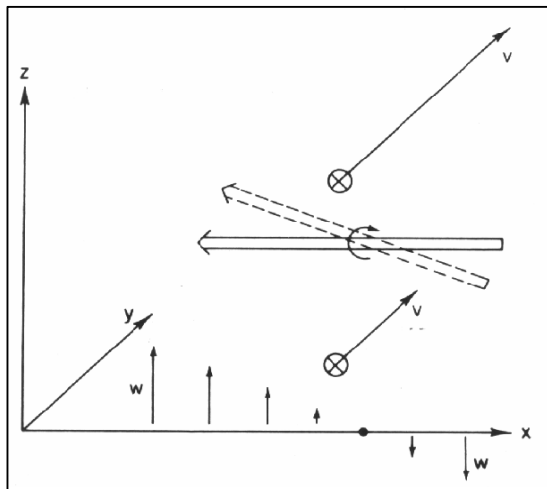


Fig 23: draaiingsterm zorgt voor productie van de verticale component van vorticeit

beschrijft de transformatie van een deel van de horizontale component van de vorticeit van het windveld naar de verticale component van vorticeit. Hierbij wordt een deel van de rotatie om een horizontale as omgebogen in rotatie om de verticale as. Dit treedt op in een niet-uniform verticaal windveld waarin een horizontale component van vorticeit aanwezig is. Figuur 23 geeft een voorbeeld van draaiing van vorticeit. De v-component van de wind neemt met de hoogte toe waardoor er horizontale vorticeit aanwezig is. De w-component neemt lineair af in de x-richting. Door het inhomogene verticale snelheidsveld wordt een deel van de horizontale vorticeit omgebogen in verticale vorticeit. De draaiingsterm kan een

dominante rol spelen bij fronten omdat door de grote temperatuurgradiënt sterke verticale windschering aanwezig is. Bovendien komen langs het frontvlak dalende en stijgende luchtbewegingen vlak naast elkaar voor.

De laatste term wordt de solenoïde term genoemd. Dit treedt alleen op wanneer de atmosfeer baroklien is. Een voorbeeld is een uniform drukgradiëntveld waarin de dichtheidsisolijnen een hoek vormen met de isobaren. Hierbij treden differentiële horizontale versnellingen op bij een uniforme drukgradiëntkracht.

Wanneer schaalanalyse wordt toegepast op de vorticeitsvergelijking, dan kan deze voor synoptische schaal weersystemen in grote mate vereenvoudigd worden:

$$\frac{d}{dt}(\zeta + f) = -f \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) \quad (10)$$

De gesimplificeerde versie van de vorticeitsvergelijking vertelt ons dat veranderingen van absolute vorticeit op synoptische schaal in grote mate tot stand worden gebracht door divergentie wanneer de stroming wordt gevolgd. Op kleinere schaal echter (meso-, microschaal) kunnen de andere termen in formule 9 een stuk groter worden en een belangrijke rol gaan spelen.

4.4.2 Vorticietsadvectie in relatie tot IR-beelden

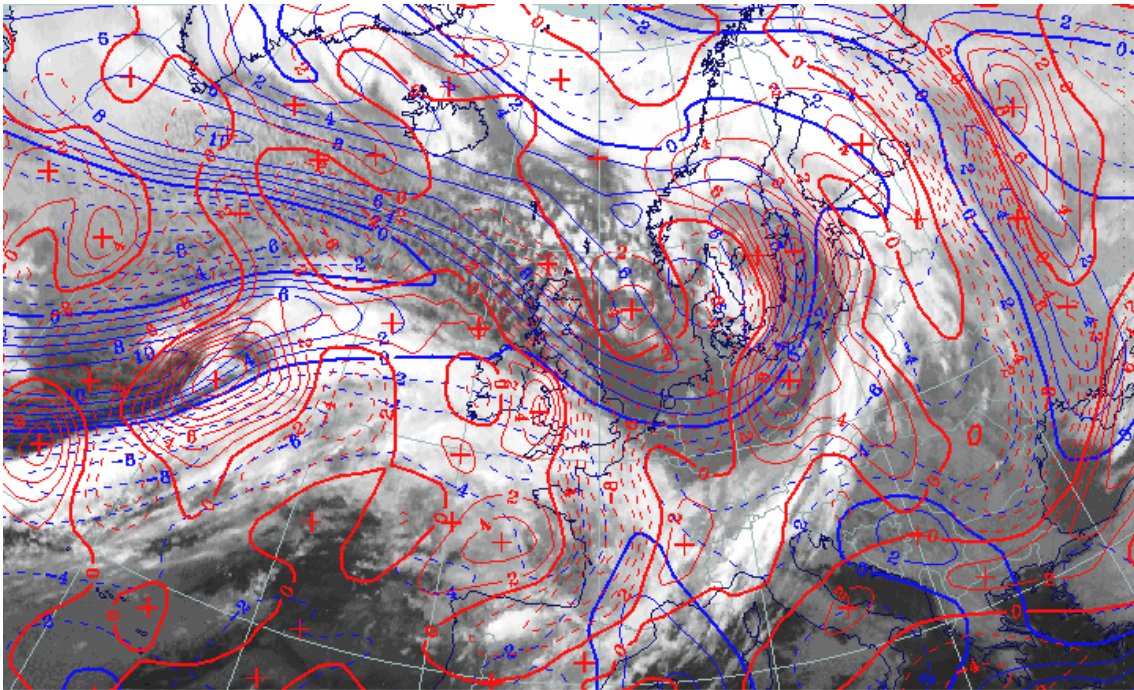


Fig 24: IR-beeld 11 februari 1997 06:00 UTC: (rood): vorticietsadvectie op 300 hPa
(blauw): scheringsvorticiet op 300 hPa.

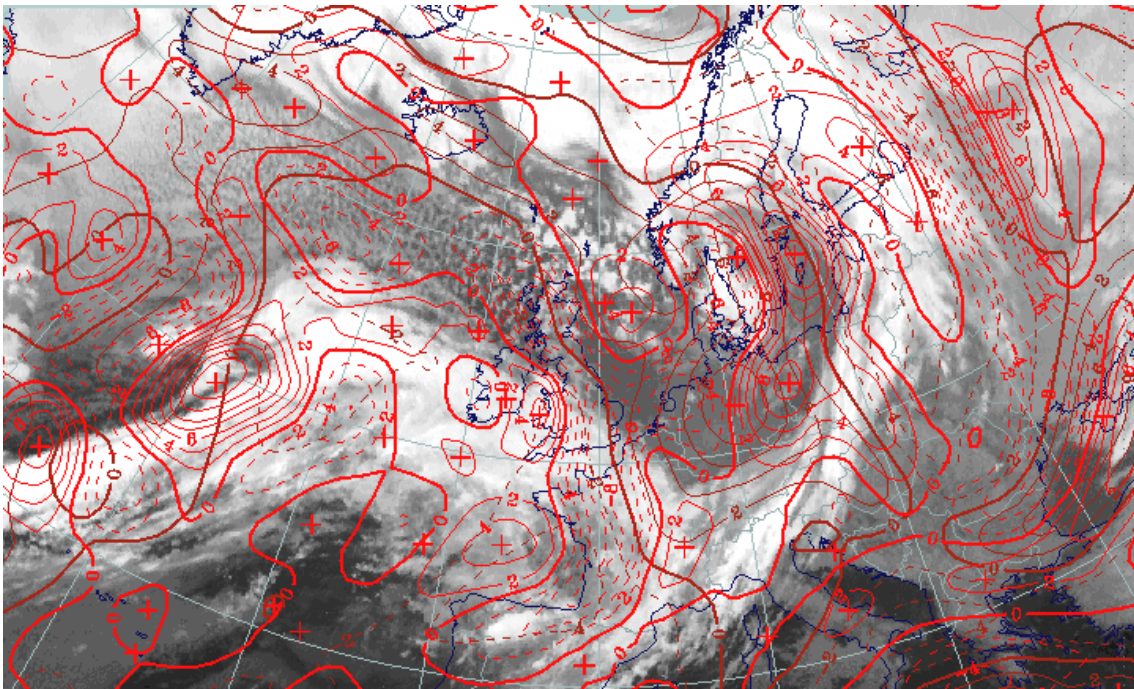


Fig 25: IR-beeld 11 februari 1997 06:00 UTC: (rood): vorticietsadvectie op 300 hPa
(bruin): krommingsvorticiet op 300 hPa.

Advectie van vortciteit is een belangrijke term omdat deze voor verticale bewegingen kan zorgen. Dit treedt op wanneer door het windveld vortciteit met een andere waarde wordt aangevoerd. PVA is gerelateerd aan stijgende bewegingen waardoor dit vaak samengaat met de productie van bewolking. Dat dit niet altijd het geval is komt doordat er ook andere forceringen aanwezig zijn in de atmosfeer die ook verticale bewegingen veroorzaken zoals warmte-advectie, frictie en het vrijkomen van latente warmte. Deze kunnen dan partiële dalingen bewerkstelligen die het effect van PVA teniet doen. Ook is het mogelijk dat de atmosfeer erg droog is of dat de stijgingen pas kort aanwezig zijn waardoor de lucht nog niet voldoende is opgetild om condensatie te bewerkstelligen. PVA kan zowel tot stand komen door krommings- als scheringsvortciteit. Hierdoor hebben we een extra hulp in bezit waarmee we onderscheid kunnen maken tussen verschillende conceptuele modellen.

We gaan nu PVA in relatie tot scherings- en krommingsvortciteit bespreken zoals die is weergegeven in figuur 24 en 25. Aan de achterzijde van het koufront boven Oost-Europa bevinden zich twee maxima in PVA. Beide liggen in de gradiëntzone van positieve naar negatieve krommings- en scheringsvortciteit. Dit houdt in dat beide termen in dit gebied bijdragen aan PVA. Het noordelijke maximum treedt op door de jet-stream terwijl de zuidelijke het resultaat is van een bewegende bovenluchtrog. Aan de achterzijde van het koufront vindt nog steeds PVA plaats, maar wolkenvorming blijft hieruit door CA met intrusie van droge dalende lucht die de PVA domineert.

Het PVA-maximum boven de Noordzee komt tot stand door een bewegend maximum in scheringsvortciteit. Deze hangt samen met de linker uitgang van de jet-stream in dit gebied. Er is ook lichte CA maar het netto-effect is stijgende bewegingen in onstabiele lucht die een cellulair patroon laat zien van goed ontwikkelde cumuliforme bewolking. De afwezigheid van sterke krommingsvortciteit bij de buienclusters(EC's) komt ook tot uitdrukking in de vorm van de bewolking die geen commavorming vertoont.

Boven de Atlantische Oceaan bevindt zich een sterk PVA-maximum achter het gebied van de snelle cyclogenese. Hier is schering de dominante forcering hetgeen karakteristiek is voor de explosieve ontwikkeling van een depressie. De PVA bevindt zich in de linker uitgang van een sterke jet-stream.

Bij minder snelle frontale ontwikkelingen is niet schering maar kromming de dominante forcering die PVA veroorzaakt. Dit is het geval op de rand van de kaart waar zich een golf ontwikkelt getuige de verdikking van de bewolking. Het PVA-maximum ligt in het uiterste westen van de kaart en het maximum in krommingsvortciteit valt net buiten deze kaartsnede. Dat de golf zich inderdaad ontwikkelt en tevens naar het oosten beweegt valt af te leiden uit figuur 26 en 27 die het verdere verloop in de volgende 12 uur laten zien.

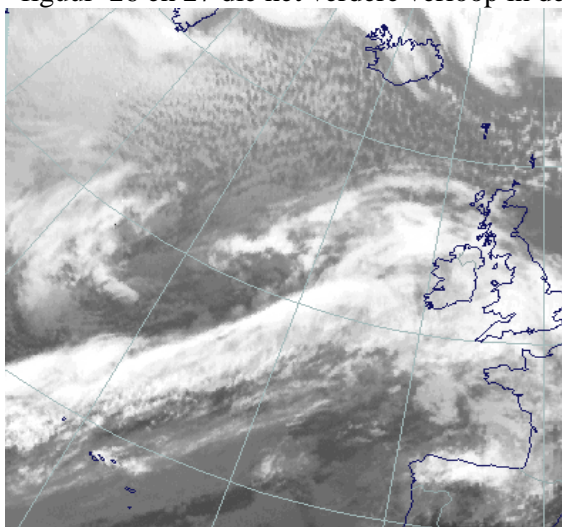


Fig 26: Noaa IR-beeld 11 februari 1997 12:00

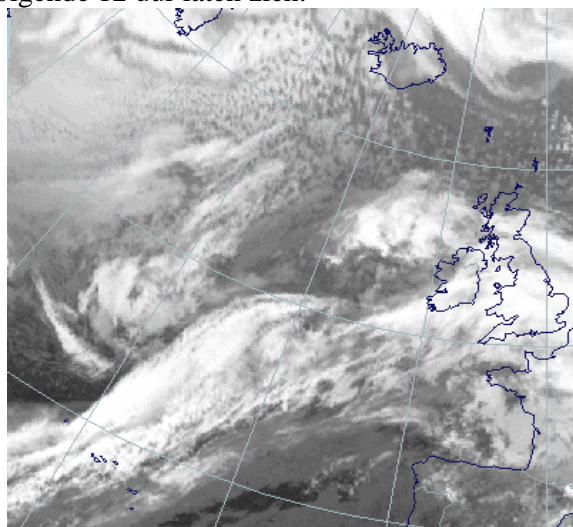


Fig 27 : Noaa IR-beeld 11 februari 1997 18:00

4.4.3 Praktijkvoorbeeld

1 februari 1999 15:51 UTC: vorticeitsadvectie in relatie tot IR- en VIS beelden

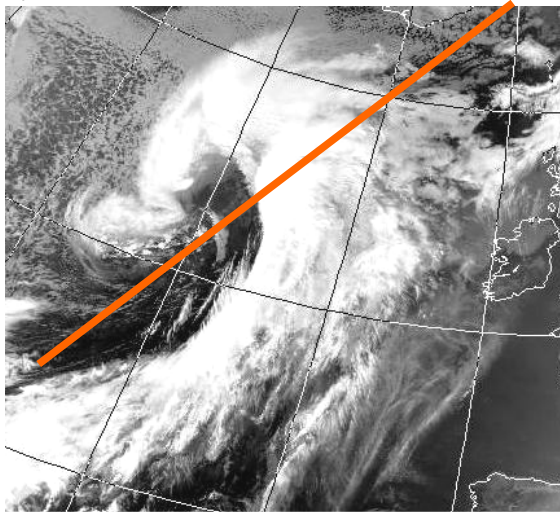


Fig 28 : IR-beeld 1 februari 1999 15:51 UTC

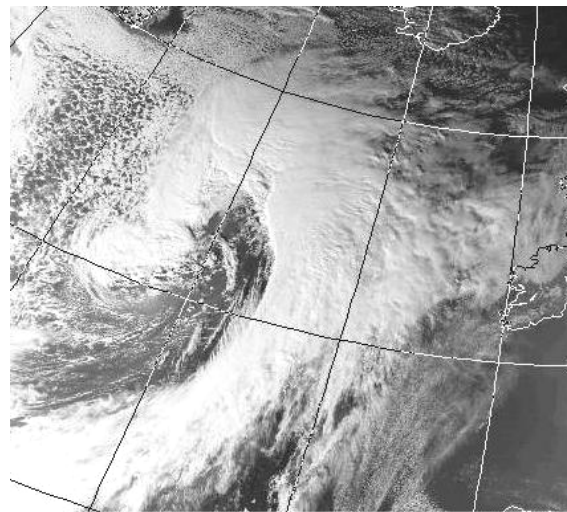


Fig 29: VIS-beeld 1 februari 1999 15:51 UTC

In figuur 28 en 29 zijn weer het IR- en VIS-beeld gegeven van 1 februari 1999 15:51 UTC. Uit de theorie weten we dat PVA vooral optreedt stroomafwaarts van een mobiele bovenluchtrog die gewoonlijk gevonden kan worden achter het koufront. Bovendien zijn door de sterkere stroming hoger in de atmosfeer en de meer cirkelvormige systemen aan het aardoppervlak velden van vorticeitsadvectie rond 300 hPa gewoonlijk het sterkst.

De doorsnede is weer van ZW naar NO door het systeem genomen van $43^{\circ}\text{N}35^{\circ}\text{W}$ naar $65^{\circ}\text{N}10^{\circ}\text{W}$ en is gegeven in figuur 30. Direct valt op dat patronen van PVA en NVA het krachtigst ontwikkeld zijn rond 300 hPa met waarden tot $13 \cdot 10^{-9} \text{ s}^{-2}$. Deze hangt samen met de linkeruitgang van een krachtige jet. Het PVA-maximum bevindt zich aan de achterzijde van de bewolking bij het koufront en zorgt voor sterke stijgende bewegingen en de productie van neerslag en bewolking die tot diep in de troposfeer reikt getuige de heldere tinten op het

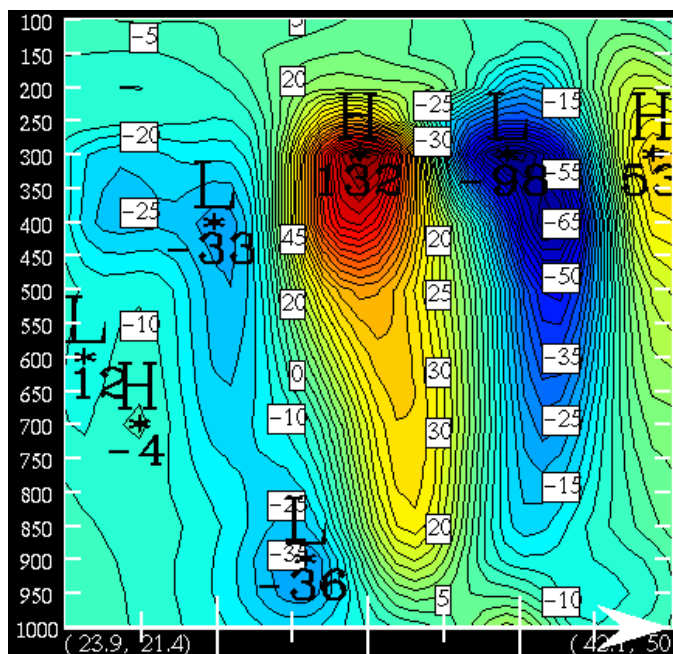


Fig 30: doorsnede vorticeitsadvectie (10^{-10} s^{-2})

IR-beeld. Achter het koufront klaart het behoorlijk op. Aan het aardoppervlak bevindt zich een rugje achter het koufront. Opvallend is dat hier zoals uit fig 30 blijkt aanzienlijke NVA optreedt tot $-4 \cdot 10^{-9} \text{ s}^{-2}$ rond 900 hPa. In het bewolkingsscherm van het warmtefront treedt in de bovenlucht NVA op. De cirrus wordt dus niet geproduceerd door VA. Het valt op dat de cirrus aan de voorzijde van het warmtefront wat warmer en lager is dan de bewolking rond en ten zuiden van het oclusiepunt. In de bovenlucht treedt aan de voorzijde namelijk sterke NVA op tot $-10 \cdot 10^{-9} \text{ s}^{-2}$ rond 300 hPa die voor dalende luchtbewegingen zorgt in de hogere troposfeer.

4.5 Omega vergelijking

4.5.1 Afleiding van de omega vergelijking

Verticale bewegingen in de atmosfeer zijn essentieel voor de ontwikkeling en het oplossen van bewolking en de productie van neerslag. Gebieden met bewolking op satellietbeelden geven een duidelijke indicatie waar stijgende bewegingen aanwezig zijn of waren. Het heeft tot lang in de 20^e eeuw geduurd voordat een adequate afleiding werd gevonden om verticale beweging te berekenen die alleen de input van standaard meteorologische waarden behoeft.

De verticale bewegingen kunnen worden berekend met de omega vergelijking. Deze kan worden afgeleid door de thermodynamische (vgl 1) en de vorticitetsvergelijking (vgl 9) te combineren:

$$\left(\sigma \nabla_p^2 + f_0^2 \frac{\partial^2}{\partial p^2} \right) \omega = - \frac{R}{p} \nabla^2 [-V_g \cdot \nabla_p T] - f_0 \frac{\partial}{\partial p} [-V_g \cdot \nabla_p (\zeta_g + f)] - \frac{R}{pc_p} \nabla^2 H \quad (11)$$

1

2

3

4

C_p = specifieke warmte bij constante druk

H = diabatische warmte uitwisseling

R = universele gasconstante

V_g = geostrofische windvector

ζ_g = relatieve geostrofische vorticitet

σ = statische stabiliteit

ω = verticale snelheid

Aan de rechterzijde staan een drietal termen die verticale bewegingen kunnen forceren. Dit zijn achtereenvolgens: temperatuursadvectie, absolute vorticitets-advectie en de diabatische term. Voor de volledigheid zouden frictie en orografie ook nog in de vergelijking moeten worden opgenomen, maar deze termen worden op synoptische schalen vanwege hun zeer geringe bijdrage t.o.v. de andere termen meestal verwaarloosd.

Het blijkt dat de forceringen een groter effect hebben op verticale bewegingen bij afnemende statische stabiliteit σ van de atmosfeer. Bovendien zijn temperatuursadvectie en de diabatische termen efficiënter in de bovenlucht omdat het effect van deze forceringen omgekeerd evenredig is met de druk. Het totale veld van verticale beweging is gelijk aan de som van de verticale bewegingen die veroorzaakt wordt door de individuele forceringen. De satellietmeteorologie toont aan dat niet alleen het totale verticale bewegingsveld overeenkomt met bewolkingsgebieden maar dat ook de individuele forceringen in verband kunnen worden gebracht met verschillende bewolkingsstructuren. Hieruit kan worden afgeleid dat verschillende CM's ieder karakteristieke forceringen hebben die stijgende bewegingen veroorzaken waardoor analyse van de individuele verticale bewegingsvelden een waardevol hulpmiddel kan zijn voor de satellietmeteorologie en omgekeerd.

4.5.2 Interpretatie van de temperatuuradvectie forcering

We gaan nu eerst het effect van alleen de temperatuurforcering bespreken. De temperatuur advectie forcering wordt gegeven door:

$$\text{temperatuursadvectie} = -\frac{R}{p} \nabla^2 \left[-V_g \cdot \nabla_p T \right] \quad (12)$$

Het omgekeerde driehoekje is een horizontale laplaciaan. Dit is een tweede orde horizontale afgeleide. Vervolgens komt de advectie term. Het blijkt dat er stijgende bewegingen optreden als er een lokaal maximum in WA aanwezig is. Bij afwezigheid van de andere forceringen houdt WA in dat de temperatuur van een luchtlaag stijgt. Om de atmosfeer hydrostatisch te houden moet dit gepaard gaan met een diktetoename van de laag waardoor de afstand tussen de onder- en bovenkant van de laag toeneemt. Dit kan als volgt worden uitgedrukt:

$$\frac{\partial}{\partial t} (Z_{\text{boven}} - Z_{\text{onder}}) > 0, \quad (13)$$

Hierbij is Z_{boven} de bovenkant van de laag en Z_{onder} de onderkant. Het blijkt nu dat in de atmosfeer het horizontale windveld en de isothermen een sinusoidale distributie hebben. Hieruit volgt dat het TA-veld en het lokale hoogteveld ook sinusoidaal is. Dit is belangrijk omdat wanneer de tweede orde afgeleide wordt genomen van deze velden het teken verwisselt. We nemen bijvoorbeeld de tweede afgeleide van een sinus-functie:

$$\frac{\partial^2 (\sin Z(x, y, p, t))}{\partial x^2} = -\sin Z(x, y, p, t)$$

Als we nu de horizontale laplaciaan nemen van vgl 13 dan geldt:

$$\nabla_p^2 \left(\frac{\partial}{\partial t} (Z_{\text{boven}} - Z_{\text{onder}}) \right) < 0 \quad (14)$$

Vergelijking 6 geeft de relatie tussen het geopotentiële hoogteveld en de relatieve vorticeit. Deze herhalen we hier nog een keer:

$$\zeta_g = \frac{1}{f_0} \nabla^2 \Phi \quad (6)$$

Deze vergelijking kunnen we nu in 14 invullen waarbij we de constanten in 5 gelijkstellen aan 1 omdat we alleen een grootte-orde willen weten. Hieruit volgt:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\zeta_{\text{boven}} - \zeta_{\text{onder}}) < 0 \quad (15)$$

We kunnen nu concluderen dat als de dikte tussen 2 lagen toeneemt in de tijd door relatief maximum in WA dat dit moet samengaan met een tendens van het verschil tussen de vorticeit aan de boven- en onderzijde van de laag die kleiner is dan nul zoals in 15 gegeven wordt. Als dit niet zou gebeuren dan zou de atmosfeer niet geostrofisch en hydrostatisch blijven. We zijn er echter vanuit gegaan dat de enige aanwezige forcering TA is waardoor VA niet voor een verandering van vorticeit kan zorgen. Uit de vorticeitsvergelijking (vgl 10)

volgt dat stijgende bewegingen die samengaan met convergentie onderin en divergentie boven in de laag een tendens veroorzaken tussen de vorticititeit aan de onderzijde en bovenzijde van de laag die kleiner is dan nul. Het effect van stijgende bewegingen is wel dat er volgens de thermodynamische vergelijking afkoeling optreedt in de laag. Deze werkt de WA tegen. De atmosfeer blijkt dus de WA-verstoring tegen te werken door stijgende bewegingen waardoor het effect van de verstoring wordt gereduceerd. Dit gedrag van de atmosfeer wordt het ‘Chatelier’s’ principe genoemd. Bovenstaande redenering kan ook gebruikt worden als er CA optreedt in een bepaalde laag.

Typische wolkenstructuren die compleet of gedeeltelijk verband houden met WA zijn: warmtefronten, conveyer belts, bewolking in dikteruggen, frontale golven en snelle cyclogenese. In tegenstelling tot WA is CA van minder belang voor de interpretatie op satellietbeelden om dat CA met dalende bewegingen gepaard gaat. Dit treedt vooral op stroomopwaarts van koufronten. Hier zien we vaak dat er cellulaire bewolking ontstaat die het gevolg is van sterke uitwisseling van voelbare warmte tussen het zeeoppervlak en de grenslaag. Het is overigens niet de absolute waarde van WA die stijgende bewegingen veroorzaakt maar een lokaal maximum in deze grootte. Zo kunnen er ook stijgende bewegingen optreden in een veld van CA. Dit gebeurt als er een lokaal minimum in CA aanwezig is.

4.5.3 Praktijkvoorbeeld

relatie tussen TA, verticale bewegingen en IR-satellietbeelden

Nu volgt een situatie van 11 februari 1997 06:00 UTC, afgebeeld in figuur 31, waarbij de velden van 700 hPa temperatuur en $TA_{1000-500}$ over het IR-beeld zijn geprojecteerd. WA vindt plaats stroomafwaarts van temperatuurruggen. Dit geeft aan de as van de rug in beweging is. Een duidelijk voorbeeld is de rug over Scandinavië en de Baltische Staten waarbij significante WA optreedt in de occlusie en het warmtefront. Een uitgesproken WA-maximum ligt bij Ierland en de Golf van Biskaje. Deze zorgt voor de noordoostelijke verplaatsing van de warme lucht behorende bij een rug over de Atlantische Oceaan. De WA hangt samen met de conveyerbelt en het warmtefront ten zuidwesten van de Britse eilanden.

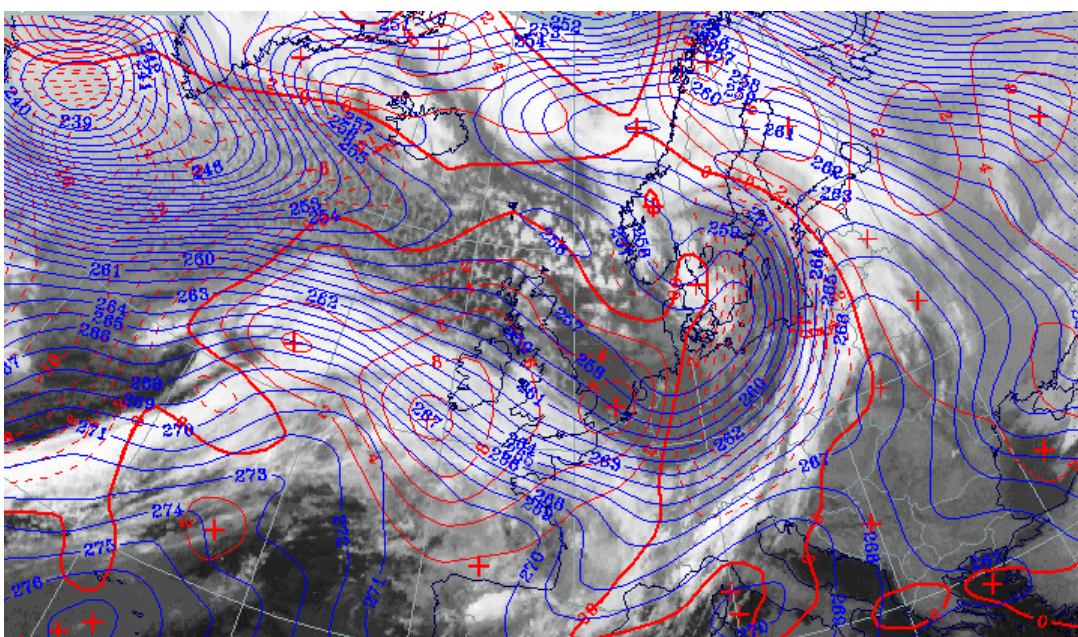


Fig 31: IR-beeld 11 februari 1997 06:00 UTC: (blauw) de temperatuur 700 hPa in Kelvin, (rood) TA (500-1000 hPa) (onderbroken lijnen negatieve Ta = kouadvectie CA)

Op de Atlantische Oceaan is nog een secundair WA-maximum aanwezig op 52°N/23°W dat samenhangt met de snelle cyclogenese. Waarschijnlijk veroorzaakt dit maximum een klein deel van de explosieve uitdieping naast differentiële vorticeitsadvectie en het vrijkomen van latente warmte. CA kan worden gevonden aan de voorzijde van thermische troggen vanaf de troglijn. De CA geeft aan dat de koude lucht mobiel is. De volgende voorbeelden kunnen worden gevonden op figuur 31: er is uitgesproken CA achter het koufront over Centraal-Europa, oostelijk van de thermische trog lijn over Denemarken en zuidelijk naar Oost-Frankrijk. In het grootste deel van deze trog is slechts weinig bewolking aanwezig. Sterke CA komt voor ten noorden en noordwesten van de snelle cyclogenese. Hier beweegt zich polaire lucht over relatief warm zeewater waarbij de sterke warmte-uitwisseling tussen oceaan en atmosfeer voor productie van convectieve bewolking zorgt. De grootschalige dalingen in de bovenlucht die samengaan met de CA beperken het verder uitgroeien van de buiencellen waardoor de toppen van de Cu en Cb lager en grijzer overkomen op het IR-beeld zoals in het westen van de kaart het geval is. Bij de comma's in de koude lucht vindt geen CA plaats maar wel PVA waardoor de toppen tot in de bovenste regionen van de troposfeer door kunnen dringen. In de directe nabijheid van de snelle cyclogenese is een CA en WA-maximum aanwezig wat duidt op een cyclonale circulatie die zich in de loop van de tijd zal intensiveren.

4.5.4 Interpretatie van de vorticeitsforcering

De vorticeitsforcering is gegeven in vergelijking 16 en is voornamelijk opgebouwd uit het product van de advectie van absolute vorticeit en de verandering hiervan met de hoogte:

$$\text{differentiële vorticeitsadvectie} = -f_0 \frac{\partial}{\partial p} [-V_g \cdot \nabla_p (\zeta_g + f)] \quad (16)$$

Wanneer nu VA in relatieve zin toeneemt met de hoogte dan geldt:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\zeta_{\text{boven}} - \zeta_{\text{onder}}) > 0 \quad (17)$$

We gebruiken weer de relatie tussen het hoogteveld en de relatieve vorticeit zoals die in vergelijking 5 gegeven is en vullen deze in 17:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{1}{f} \nabla^2 (\Phi_{\text{boven}} - \Phi_{\text{onder}}) \right] \quad (18)$$

We gaan er weer vanuit dat het hoogteveld sinusoidaal varieert waardoor:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\Phi_{\text{boven}} - \Phi_{\text{onder}}) < 0, \quad (19)$$

Hieruit volgt dat wanneer er toename van VA is met de hoogte behorende bij een verstoring in de bovenlucht zoals een mobiele kortgolvlige trog of de jet-stream dat de dikte van de laag afneemt. Dit houdt in dat de gemiddelde temperatuur van de laag moet afnemen om de

atmosfeer hydrostatisch te houden. Bij afwezigheid van TA en het vrijkomen van latente of sensible warmte is de thermodynamische vergelijking als volgt:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \omega \sigma \frac{p}{R} \quad (20)$$

In afwezigheid van de overige forceringen kan de atmosfeer dus alleen afkoelen door stijgende bewegingen. Deze gaan gepaard met convergentie aan de onder- en divergentie aan de bovenzijde van de laag, veroorzaakt door PVA. Deze secundaire circulatie tracht dus de vorticeit boven in de laag te doen toenemen en onderin te doen afnemen. Dit is dus een tegengesteld effect aan de primaire forcering waarbij door positieve differentieële vorticeitsadvectie de thermische vorticeit toeneemt in de tijd (d.w.z. de verandering van het verschil in de vorticeit tussen de bovenzijde en onderzijde van de laag in de tijd is negatief). Ook hier zien we weer dat de atmosfeer het effect van de verstoring tracht te verminderen door de secundaire circulatie. Dezelfde redenatie als hierboven kan gemaakt worden als differentieële vorticeitsadvectie afneemt met de hoogte.

In de praktijk treden er twee mogelijkheden op wat betreft het optreden van stijgende bewegingen door VA. Zowel PVA die toeneemt met de hoogte als NVA die afneemt met de hoogte veroorzaken stijgende bewegingen. Vanuit synoptisch oogpunt is de eerste conditie veel interessanter dan de tweede omdat de voornaamste wolkenstructuren verbonden zijn met PVA en niet met NVA. In de operationele dienst wordt geen gebruik gemaakt van de gradiënt van VA maar wordt gekeken naar maxima in PVA op 300 en 500 hPa. Dit is alleen verantwoord wanneer de horizontale wind toeneemt met de hoogte. Hoewel deze aanname meestal gerechtvaardigd is in de atmosfeer, is het goed om in gedachten te nemen dat op sommige tijdstippen en locaties hier niet aan voldaan wordt. Niettemin is het in de satellietmeteorologie gebleken dat gebruikmaking van kaarten met PVA-maxima op hogere niveaus een handig hulpmiddel is.

Er zijn een aantal wolkenstructuren die gedeeltelijk of geheel in verband staan met de PVA-parameter: frontale ontwikkelingen, snelle cyclogenese, structuren in koude lucht zoals comma's en EC's, front intensivering.

4.5.5 Praktijkvoorbeeld

11 februari 1997 06:00 UTC: relatie tussen VA, verticale bewegingen en IR-satellietbeelden

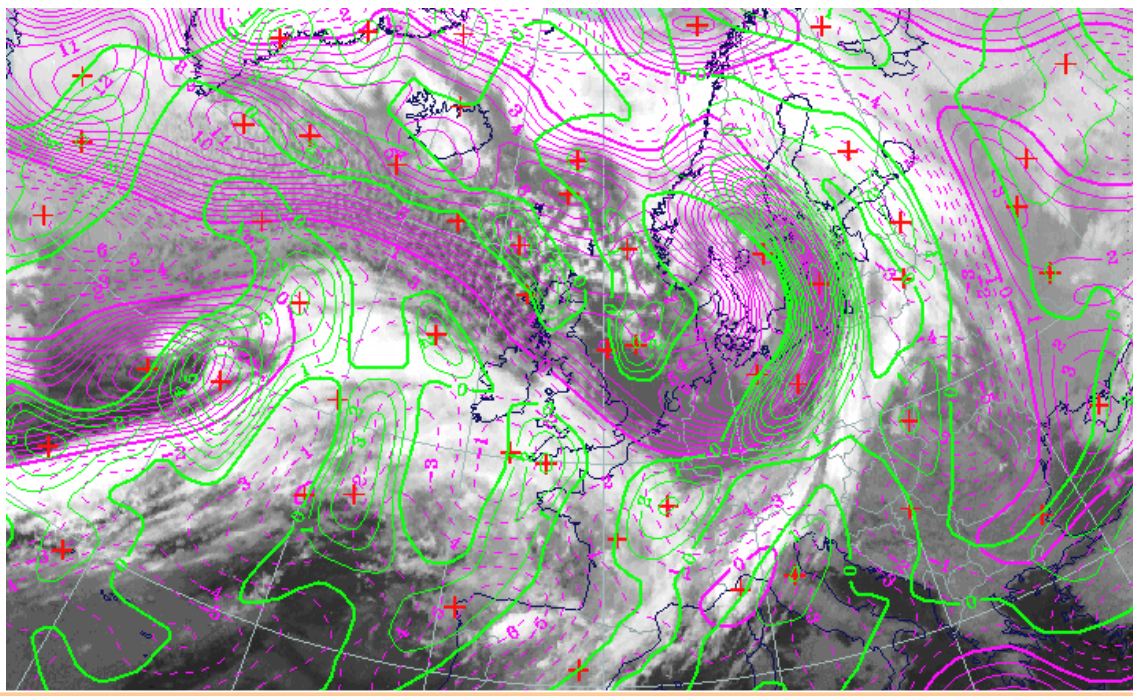


Fig 32: IR-beeld 11 februari 1997 06:00 UTC: (paars): relatieve vorticeit op 500 hPa, (groen): PVA op 500 hPa.

Uit figuur 32 kan een tweetal relaties worden afgeleid: het verband tussen PVA en relatieve vorticeit en het verband tussen het IR-beeld en PVA. Bij deze bespreking zullen we tevens gebruik maken van figuur 31 waarin TA wordt gegeven. Zodoende kan er bepaald worden in welke mate TA en VA bijdragen aan stijgende bewegingen en de bewolking die zichtbaar is op de IR-beelden.

De voornaamste maxima in PVA blijken voor te komen stroomafwaarts van gebieden met een hoge vorticeit. Dit is het geval over Midden-Scandinavië en de Baltische staten bij het koufront over Oost-Europa. Het PVA-gebied ligt ten oosten van een mobiele trog op 500 hPa en geeft een indicatie dat de trog oostwaarts beweegt. Twee maxima treden op bij het koufront op de Atlantische Oceaan links op de kaart. Het linker maximum ligt ten oosten van een gebied met hoge krommingsvorticeit en hangt samen met de ontwikkelende golf. Het oostelijke PVA maximum ligt in de uitgang van een jet waar een sterke vorticeitsgradiënt aanwezig is en behoort bij de snelle cyclogenese. Op het noorden van de Noordzee liggen twee PVA-maxima stroomafwaarts van lokale vorticeitsmaxima. Deze behoren bij kortgolvlige troggen en gaan samen met de EC's. In het warmtefrontscherm ten westen van het continent treedt PVA op stroomopwaarts van vorticeitsminima.

De PVA-gebieden komen vaak overeen met karakteristieke wolkenstructuren op het IR-beeld: het PVA-gebied bij het koufront over Oost-Europa ligt grotendeels aan de achterzijde van de wolkenband terwijl naar het oosten toe in de bewolking VA snel afneemt en zelfs negatief wordt aan de voorzijde van de bewolking. Het grootste deel van de stijgende bewegingen door PVA zit volgens het ECMWF-model dus achter de bewolking. Dat het hier grotendeels onbewolkt is kan verklaard worden door te kijken naar het TA-veld in fig 31. PVA wordt achter de bewolking te niet gedaan door sterke CA. Het netto resultaat is dus dalende bewegingen. Bovendien is de polaire lucht zeer droog. In het koufront treedt vooral naar de achterzijde CA en sterke PVA op die aan de voorzijde beide afnemen naar nul.

Uit de forceringen kan geconcludeerd worden dat de twee forceringen elkaar ook in het front tegenwerken waardoor de stijgende bewegingen niet sterk zijn. Het blijkt dat de geostrofische wind in dit front maar een geringe neiging heeft om het hydrostatische evenwicht in de atmosfeer te ondermijnen want de advectiepatronen van TA en VA heffen elkaars partiële bewegingsvelden grotendeels op.

In het koufront boven de Atlantische Oceaan zijn twee substructuren zichtbaar in zowel het VA-veld en op het IR-beeld: de frontale golf en snelle cyclogenese. Beide liggen in de nabijheid van een jet in sterke PVA. Dit veroorzaakt partiële stijgende bewegingen in de ontwikkeling van bewolking. Bij de golf is lichte CA aanwezig die de PVA gedeeltelijk opheft. In de snelle cyclogenese werken PVA en WA gebroederlijk samen om stijgende bewegingen te bewerkstelligen. Daardoor zijn de verticale bewegingen hier veel krachtiger en diept het systeem snel uit. Het geostrofische windveld zorgt bij de snelle cyclogenese voor sterke verstoring van het hydrostatische evenwicht doordat het PVA- en WA-veld hydrostatisch en geostrofisch gezien niet bij elkaar passen. De secundaire stroming past door verticale bewegingen en divergentie het temperatuur- en vorticeitsveld dusdanig aan dat de atmosfeer toch in balans blijft. Verticale bewegingen zijn het antwoord van de atmosfeer op TA- en VA-verstoringen.

De cellulaire bewolking op de noordelijke Noordzee komt tot stand door kleinschalige PVA-maxima. Tezamen de diabatische temperatuursverandering zorgt deze forcering voor verticale bewegingen die door de instabiele opbouw van de atmosfeer tot uiting komt in mesoschaal-clustering van polaire buien met daartussen compenserende onbewolkte gebieden met dalende bewegingen. TA speelt hier nauwelijks een rol bij het ontstaan van verticale bewegingen.

Bij het warmtefrontscherm ten westen van de Britse eilanden is weinig forcering door VA aanwezig aan de voorzijde van de bewolking. In de warme sector zijn wel VA-maxima en minima aanwezig maar het partiële verticale snelheidsveld wordt grotendeels bepaald door het TA-veld.

4.5.6 Interpretatie van de overige forceringen

Naast de belangrijke temperatuur- en vorticitetsforcering zijn er nog andere forceringen aanwezig in de atmosfeer die significant bij kunnen dragen aan verticale bewegingen. Een belangrijke term is diabatische term. Daarnaast zijn er frictie en orografie. Het effect van deze forceringen wordt hierna besproken.

Diabatische term

$$-\frac{R}{pc_p} \nabla^2 H \quad (21)$$

Latente warmte komt vrij wanneer opstijgende lucht oververzadigd raakt en condenseert. Hierbij gaat water over van de damp- naar vloeistoffase. Door de opwarming zet de lucht uit waardoor in de bovenlucht een hoog en aan de grond een lagedrukgebied ontstaat. Het vorticitetsveld past zich aan door de secundaire circulatie: stijgende bewegingen veroorzaken convergentie (vorticitetsstoe name) aan het aardoppervlak en divergentie (vorticitetsafname) in de bovenlucht waardoor hoogte- en vorticitetsveld weer in balans komen. Ook hier werkt afkoeling door stijgende bewegingen de opwarming door het vrijkomen van warmte tegen. De diabatische term staat niet op zichzelf maar kan alleen bestaan bij de gratie van andere forceringen die verticale bewegingen veroorzaken. Alleen dan kan warmte vrijkomen en additionele stijgende bewegingen bewerkstelligen. Hoewel diabatische aanwarming een neveneffect is van de andere forceringen kunnen stijgende bewegingen door latente warmte significant zijn en vooral in frontale structuren domineren met bijdrages tot 50 % van de totale verticale beweging. De diabatische term is ook heel belangrijk bij Cb's, mesoschaal convectieve systemen en bij tropische stormen in de gebieden rond de evenaar. Ook als de forcering die de ontwikkeling getriggerd heeft (bijvoorbeeld PVA in de bovenlucht) niet meer aanwezig is kan deze term het verticale snelheidsveld in stand houden.

Differentiële frictie

Wanneer er cyclonale vorticitet aanwezig is in de grenslaag wordt een deel hiervan vernietigd door frictie. Door wrijving met het aardoppervlak neemt de windsnelheid af en gaat positieve vorticitet verloren. Hoe hoger in de grenslaag, hoe minder de invloed van het aardoppervlak gevoeld wordt. Als gevolg hiervan is de afname van vorticitet aan de top van de grenslaag kleiner dan aan het aardoppervlak. Dit wordt gegeven door vergelijking 22:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\zeta_{\text{boven}} - \zeta_{\text{onder}}) > 0 \quad (22)$$

Door de relatie tussen vorticitet en gepotentiële hoogte neemt de dikte van de laag lokaal af:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\Phi_{\text{boven}} - \Phi_{\text{onder}}) < 0, \quad (23)$$

Bij afwezigheid van TA en latente warmte kan alleen afkoeling veroorzaakt door stijgende bewegingen een afname van de gemiddelde temperatuur veroorzaken die nodig is om de atmosfeer hydrostatisch te houden.

Orografische forcering

In een bergachtig landschap beweegt de lucht over diverse obstakels heen en zal vaak opstijgen of afdalen. We nemen nu het geval dat de geostrofische wind aan het oppervlak is gericht van een bergtop naar een dal. Omdat lucht niet uit de grond kan komen moet deze afkomstig zijn van hogere gebieden. Aan het aardoppervlak is hierdoor een naar beneden gericht windcomponent aanwezig. Bij het adiabatisch afdalen van deze lucht zal in een stabiel gelaagde atmosfeer opwarming optreden. Hydrostatisch gezien geeft dit een lokale toename van de dikte van de lucht boven het aardoppervlak:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\Phi_{\text{boven}} - \Phi_{\text{onder}}) > 0, \quad (24)$$

En door de relatie tussen vorticeiteit en geopotentiële hoogte geldt:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\zeta_{\text{boven}} - \zeta_{\text{onder}}) < 0 \quad (25)$$

De dalende bewegingen veroorzaken een verschil in vorticeiteitstendens tussen de boven- en onderkant van de laag die kleiner is dan nul. Bij afwezigheid van VA en frictie kan alleen de secundaire circulatie met convergentie onderin en divergentie bovenin, de vorticeiteit aan de onderkant van de laag doen toenemen en aan de bovenkant doen afnemen. Dit treedt op bij stijgende bewegingen. We hebben nu dus te maken met orografisch geforceerde dalende bewegingen en stijgende bewegingen door de secundaire circulatie. Het effect van de secundaire stijgingen is om de temperatuurtoename door de dalende lucht te doen tegenwerken.

4.5.7 Praktijkvoorbeeld

25 juni 1997 17:39 UTC: partiële forceringen, omega en satellietbeelden

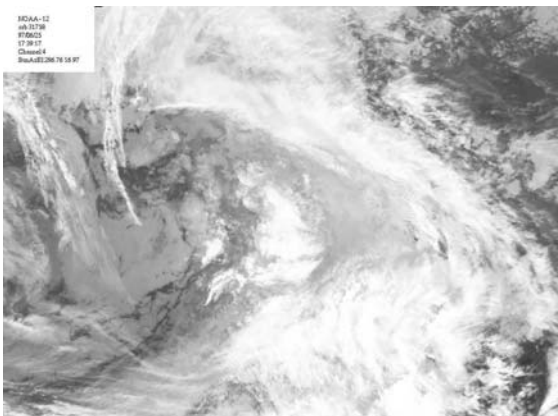


Fig 33: IR-beeld ch 4: 25 juni 1997 17:39 UTC: depressie over West-Europa

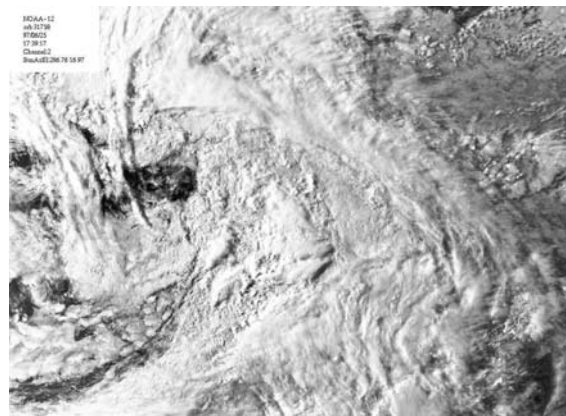


Fig 34: VIS-beeld ch 2: 25 juni 1997 17:39 UTC: depressie over West-Europa

De tweede case die we bespreken is 25 juni 1997. Hierboven zijn in figuur 29 en 30 het IR- en VIS-beeld gegeven van een depressie die eind juni 1997 slecht weer veroorzaakte boven West-Europa.

Er zijn op de beelden geen landcontouren gegeven maar het koufront bevindt zich op dit tijdstip boven Frankrijk. Door opwarming van het land onder de instabiele lucht ontstaan boven Frankrijk diverse buien. Achter het koufront is er niet echt ruimte voor opklaringen maar ontstaan er in de koude vochtige lucht boven de Atlantische Oceaan op uitgebreide schaal stratocumulusvelden onder een subsidentie-inversie.

Links in het midden van het IR- en VIS-beeld is een verticaal profiel gemaakt van TA en verticale bewegingen behorende bij deze forcering. Dit is in de koude lucht waarop wat cirrus en de stratocumulusvelden na in de lagere troposfeer geen middelbare bewolking voorkomt.

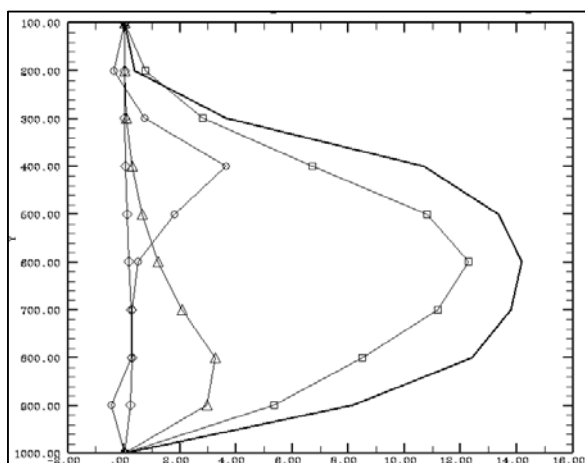


Fig 35: bijdragen van de partiële forceringen aan de totale vert. beweging in het dalings-maximum: TA = vierk., VA = rondjes, frictie = driehoekjes, LDL (Laplaciaan diabatische aanwarming) = ruiten.

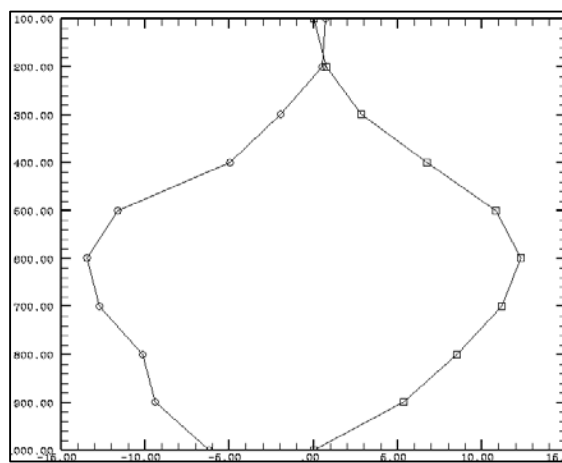


Fig 36: TA-forcing = rondjes en partiële verticale beweging door TA = vierkantjes

Volgens modelgegevens van het ECMWF komen hier de sterkste dalende bewegingen voor. In figuur 35 zijn de totale verticale beweging en de partiële bijdragen door TA, VA, LDL en FR gegeven. Over de gehele diepte van de atmosfeer zijn dalende bewegingen aanwezig die maximaliseren rond 600 hPa met een waarde van circa $15 \cdot 10^{-2} \text{ Pas}^{-1}$. Dit komt overeen met -12 cms^{-1} . Dicht bij het aardoppervlak en nabij de tropopauze zijn de verticale bewegingen gering. De stratocumulus ontstaat door de ontwikkeling van een vochtige grenslaag. De cirrus bevindt zich in de bovenste niveaus van de troposfeer en kan het gevolg zijn van stijgende bewegingen door PVA in de bovenlucht. Het blijkt dat de dalende bewegingen grotendeels tot stand komen, rond 600 hPa voor meer dan 80%, door TA. Rond 400 hPa heeft de vorticeits forcering een significante maar kleinere bijdrage. Onder 700 hPa veroorzaakt frictie enige daling. De bijdrage van LDL is te verwaarlozen.

In figuur 36 is het verticale profiel van TA en de partiële verticale beweging door TA tegen elkaar uitgezet. Beide grootheden maximaliseren rond 600 hPa. TA met een waarde van $-13 \cdot 10^{-5} \text{ K s}^{-1}$ ($0,5 \text{ K uur}^{-1}$) geeft op dit niveau een dalende bewegingen van $+12 \cdot 10^{-2} \text{ Pas}^{-1}$ of -10 cms^{-1} .

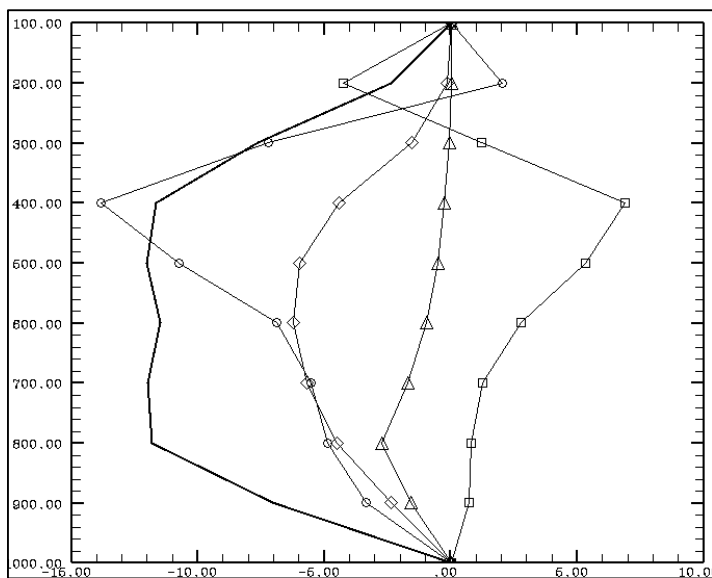


Fig 37: lijdragen van de partiële forceringen aan de totale verticale beweging in het stijgings-maximum: TA = vierkantjes, VA = rondjes, frictie = driehoekjes, LDL = ruiten.

In figuur 37 zijn de profielen weergegeven van de totale verticale bewegingen en de partiële bijdragen in het maximum van stijgende bewegingen. Op het IR- en VIS-beeld is de locatie van dit profiel op het midden van de figuren. De totale stijging maximaliseert tussen 800 en 400 hPa met circa $-12 \cdot 10^{-2} \text{ Pas}^{-1}$. Onder 600 hPa dragen PVA en LDL in gelijke mate bij aan stijgende bewegingen. Boven dit niveau neemt de invloed van LDL weer af maar de PVA-forcering wordt maximaal rond 400 hPa met $-14 \cdot 10^{-2} \text{ Pas}^{-1}$. De CA-forcering werkt over de gehele diepte van de atmosfeer de stijgende bewegingen tegen door partiële dalingen die maximaal zijn op 400 hPa met $7 \cdot 10^{-2} \text{ Pas}^{-1}$. De stijgende lucht bevindt zich voor het koufront uit en de forcering die voornamelijk wordt veroorzaakt door PVA en LDL is typisch voor koufronten.

Uit het VIS- en IR-beeld blijkt dat we met een dik pakket bewolking te maken hebben die tot hoog in de troposfeer reikt. Er is veel structuur te vinden op beide beelden. In het koufront bevinden zich meerdere ingebedde Cb's die zich ontwikkelen in onstabiele lucht. De lagere bewolking wordt zowel veroorzaakt door PVA en LDL. In de bovenlucht is PVA dominant bij het produceren van bewolking.

Uit fig 38 blijkt dat er in de bovenlucht sterke PVA optreedt die maximaal is rond 300 hPa met $4 \cdot 10^{-9} \text{ s}^{-2}$. De gradiënt in PVA is het grootst op 400 hPa en valt samen met het de hoogte van de maximale stijgende beweging veroorzaakt door deze forcering. De sterke PVA in de bovenlucht hangt samen met een trog die stroomopwaarts van het totale stijgingsmaximum ligt.

LDL is niet afgebeeld maar bedraagt tussen 500 en 900 hPa circa $7 \cdot 10^{-5} \text{ K s}^{-1}$. Dit veroorzaakt maximaal stijgende bewegingen rond 600 hPa van $-6 \cdot 10^{-2} \text{ Pas}^{-1}$. Op dit niveau is de verticale beweging door LDL van dezelfde grootte-orde als PVA. Overigens dient te worden opgemerkt dat het vrijkomen van LDL voor een belangrijk deel door PVA wordt mogelijk gemaakt.

Op figuur 39 is zichtbaar dat in de middelbare atmosfeer rond 400-500 hPa matige CA optreedt met waarden tot $-10 \cdot 10^{-5} \text{ K s}^{-1}$. Dit komt overeen met $0,4 \text{ Kuur}^{-1}$. Dit geeft dalende luchtbewegingen door de TA-forcering die maximaal zijn op 400 hPa met $7 \cdot 10^{-2} \text{ Pas}^{-1}$. Dit komt overeen met 17 cms^{-1} .

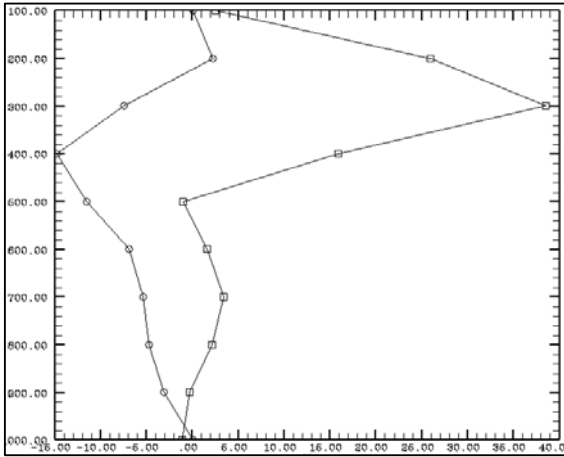


Fig 38: PVA-forcing = vierkantjes, partiële verticale beweging door PVA = rondjes

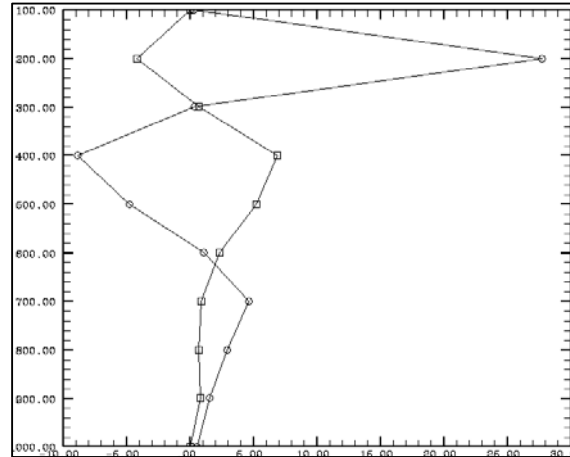


Fig 39: TA-forcing = rondjes, partiële verticale beweging door TA = vierkantjes.

4.6 Overige parameters voor de diagnose van bewolking

In dit sub-hoofdstuk worden een paar parameters behandeld die een hulp kunnen zijn bij de locatie van fronten: de thermische frontparameter in 2.5.1 en de equivalente dikte in 2.5.2. Combinatie van deze parameters met IR-beelden geeft vaak duidelijk aan waar in de bewolking behorende bij frontale systemen het front kan worden gelocaliseerd. Dit wordt gedaan in een praktijksituatie die wordt uitgewerkt in 2.5.3.

4.6.1 Thermische frontparameter (TFP)

Een veel gebruikte parameter om fronten te analyseren die ook bij de bespreking van de conceptuele modellen in dit dictaat wordt gebruikt is de thermische frontparameter (TFP). De wiskundige definitie van de TFP wordt gegeven in figuur 40. Het eerste deel van de vergelijking beschrijft de verandering van de temperatuurgradiënt. Wanneer de verandering van de temperatuurgradiënt maximaal is wordt deze term ook maximaal. Het tweede deel dient om de TFP evenwijdig met de maximale temperatuurgradiënt te projecteren.

De definitie voor de locatie van een front legt een koufront vast op het punt waar de temperatuur begint te dalen en een warmtefront waar de temperatuur eindigt met stijgen. Dit is identiek aan de plek waar de TFP maximaal wordt voor fronten. In figuur 41 wordt weergegeven hoe uit een temperatuurveld op een gegeven lijn de TFP kan worden afgeleid. De TFP is maximaal waar de tweede orde afgeleide van de temperatuur maximaal wordt. De temperatuur die gebruikt wordt in de TFP kan op elk niveau genomen worden. In de operationele dienst wordt vaak gebruik gemaakt van de temperatuur op zeeniveau om de plaats van het grondfront te identificeren.

$$TFP = - \nabla |\nabla T| \cdot \frac{\nabla T}{|\nabla T|}$$

↓ temperature gradient
↓ change of the temperature gradient
↓ projection in direction of the temperature gradient

TFP thermal front parameter
T temperature

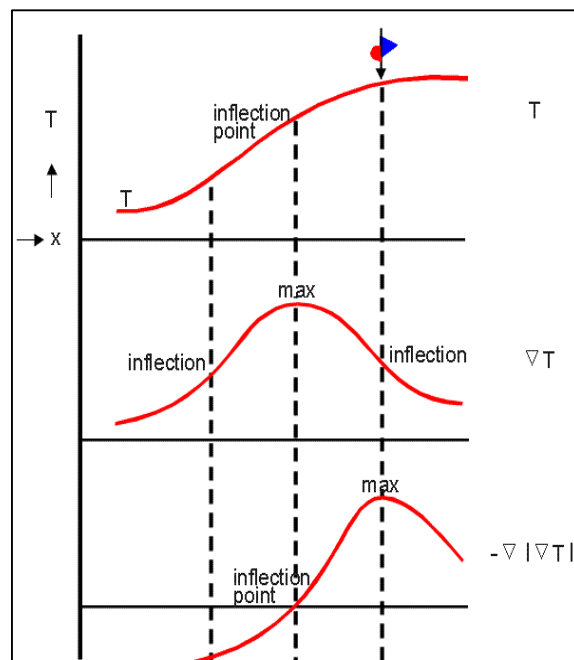


Fig 40: definitie van de thermische frontparameter (TFP)

Fig 41: afleiding van de TFP uit een temperatuurveld

4.6.2 Equivalente dikte en relatie met TFP

Om de locatie van een front te bepalen kan ook de gemiddelde temperatuur van een laag worden genomen in plaats van op een gegeven drukvlak of zeeniveau. Dit heeft een paar voordelen bij de frontanalyse omdat een front een verschijnsel is dan niet alleen aan het aardoppervlak voorkomt maar over een diepe laag in de troposfeer. Bij de bespreking van de CM's wordt gebruik gemaakt van de zogenoemde equivalente dikte die gebaseerd is op de temperatuur die wordt gemeten van de lucht wanneer alle aanwezig waterdamp gecondenseerd is. Het voordeel van deze gemodificeerde parameter is een verscherping van de frontale gradiënten.

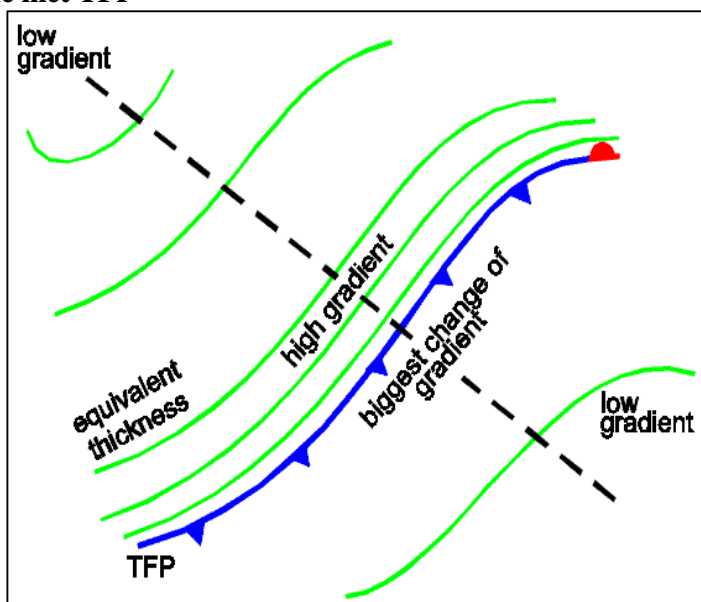


Fig 42: Er is een duidelijke relatie tussen de dikte van een laag en de TFP

Er bestaat een relatie tussen het dikteveld en de TFP. Dit kan worden afgeleid uit figuur 42. Het blijkt dat het maximum van de TFP die de locatie van het front aangeeft teruggevonden kan worden aan de warme zijde van zones met een grote diktegradiënt. Dit kan verklaard worden omdat hier de verandering van de diktegradiënt maximaal is.

4.6.3 Praktijkvoorbeeld

11 februari 1997

In het IR-beeld van 11 februari 1997 6 UTC, figuur 43, zijn tevens de equivalente dikte en TFP weergegeven. Er is een langgerekte band zichtbaar met een grote diktegradiënt die al meanderend loopt van west naar oost. De maximale diktegradiënt ligt noordelijk van de bewolingsband. Op het noordwestelijk deel van de Atlantische Oceaan is ook een grote diktegradiënt aanwezig. Hier stroomt koude polaire lucht zuid- en oostwaarts. Boven het oosten van Europa is een uitgesproken dikterug te zien die samenvalt met het noordwaarts stromen van subtropische lucht. Boven Scandinavië is de rug ook zichtbaar maar hier is de warme lucht reeds van het aardoppervlak opgetild en behoort de bewolking bij een occlusie. De maximale TFP ligt voortdurend aan de warme zijde van de diktegradiënt. Zowel bij het koufront boven het oosten van Europa als het warmtefront op de Atlantische Oceaan ligt het TFP-maximum aan de achterzijde van de bewolking. Ook in de occlusie boven Scandinavië is een uitgesproken TFP aanwezig. Er vindt van oost naar west een snelle overgang plaats van temperatuurtoename naar afname waarbij de gradiënt in de temperatuurverandering maximaal is waar de gemiddelde temperatuur van de laag tussen 850 en 500 hPa het hoogst is.

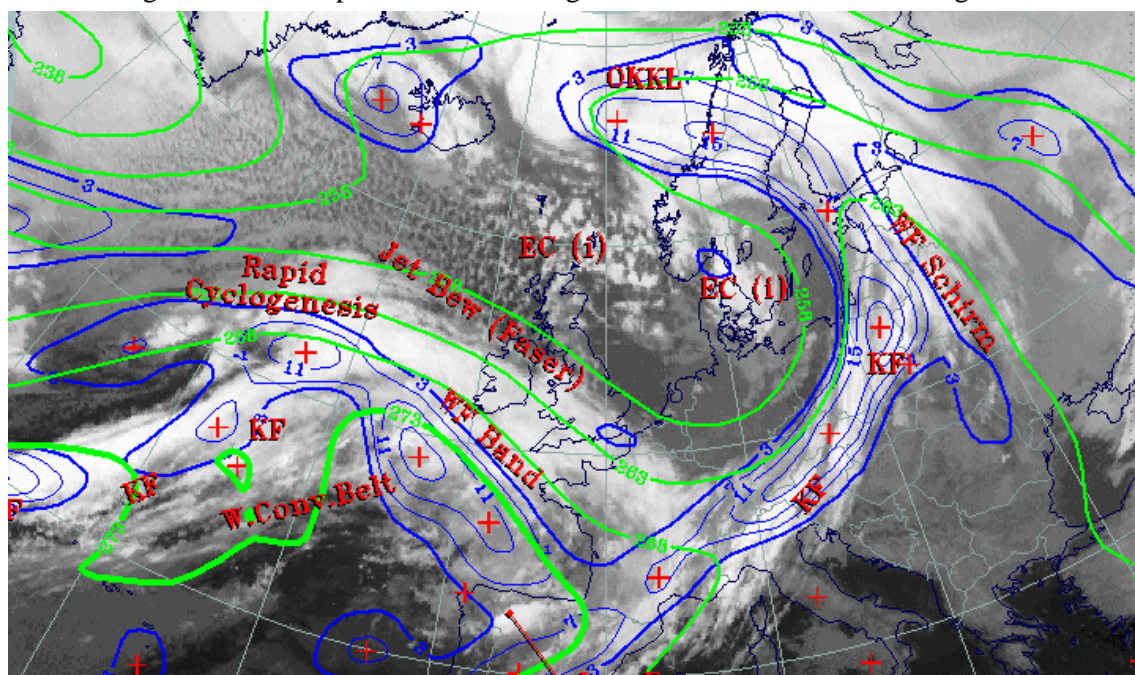


Fig 43: IR-beeld 11 februari 1997 06:00 UTC: (groen): equivalente dikte (500/850 hPa), (blauw): TFP (500/850 hPa)

4.7 Potentiële Vorticeit (PV)

In de synoptische meteorologie wordt gedacht in luchtmassa's en de veranderingen die ze in plaats en tijd ondervinden. Deze benadering wordt Lagrangeaans genoemd in tegenstelling tot numerieke modellen die uitgaan van lokale verandering van meteorologische parameters zonder dat daarbij met structuren of luchtsoorten rekening wordt gehouden. Dit is de z.g. Euleriaanse benadering.

Bij de Lagrangeaanse benadering volgen we dus een luchtdeeltje expliciet in zijn beweging. Dit vereist dat we dit deeltje moeten 'labelen'. Helaas is dat niet zo simpel omdat lucht z'n eigenschappen niet zo makkelijk behoudt door allerlei processen die het kan ondergaan. De eigenschappen van een luchtsoort die het minst gevoelig zijn voor dit soort processen zijn o.a.: de Potentiële Vorticeit (PV) en de potentiële temperatuur θ .

4.7.1 De theorie

De potentiële temperatuur θ is de temperatuur die een luchtdeeltje krijgt als het adiabatisch, dat wil zeggen zonder verandering van entropie, wordt samengedrukt totdat hij een bepaalde referentiedruk heeft. Daarom noemt men een vlak van gelijke θ ook een isentropenvlak.

De potentiële temperatuur voor een ideaal gas kan worden uitgedrukt als:

$$\theta = T \left(\frac{P_s}{p} \right)^{R/c_p} \quad (26)$$

R = gasconstante, p = druk, P_s = referentiedruk en c_p = de specifieke warmte.

Volgen we dus een deeltje met een gegeven potentiële temperatuur dan zal het niet van eigenschap veranderen mits de entropie niet verandert.

Dit is een reden waarom het gebruiken van isentropenvlakken in plaats van drukvlakken in de meteorologie soms te prefereren is.

Als we van zo'n isentropenvlak uitgaan kunnen we een andere conservatieve grootheid: de potentiële vorticeit goed als label voor een luchtdeeltje gebruiken.

Als we θ als verticale coördinaat gebruiken met de aanname van hydrostatisch evenwicht dan geldt:

$$pv = (\zeta + f) \left(-g \left(\frac{\partial \theta}{\partial p} \right) \right) = \frac{\zeta_\theta + f}{\sigma} \quad (27) \quad (\text{Ertel's potentiële vorticeit})$$

$$\sigma = -\frac{1}{g} \cdot \frac{\partial p}{\partial \theta}$$

σ is dus evenredig met het drukverschil tussen twee θ -vlakken. ($\partial p / \partial \theta$).

Dat betekent dus dat de potentiële vorticeiteit groot is als de θ -vlakken dicht op elkaar liggen zoals boven de tropopause.

Op de verticale dwarsdoorsnede van figuur 44 is duidelijk de overgang te zien tussen de zwakke en sterke gradiënten van de θ . In dit overgangsgebied ligt de tropopause.

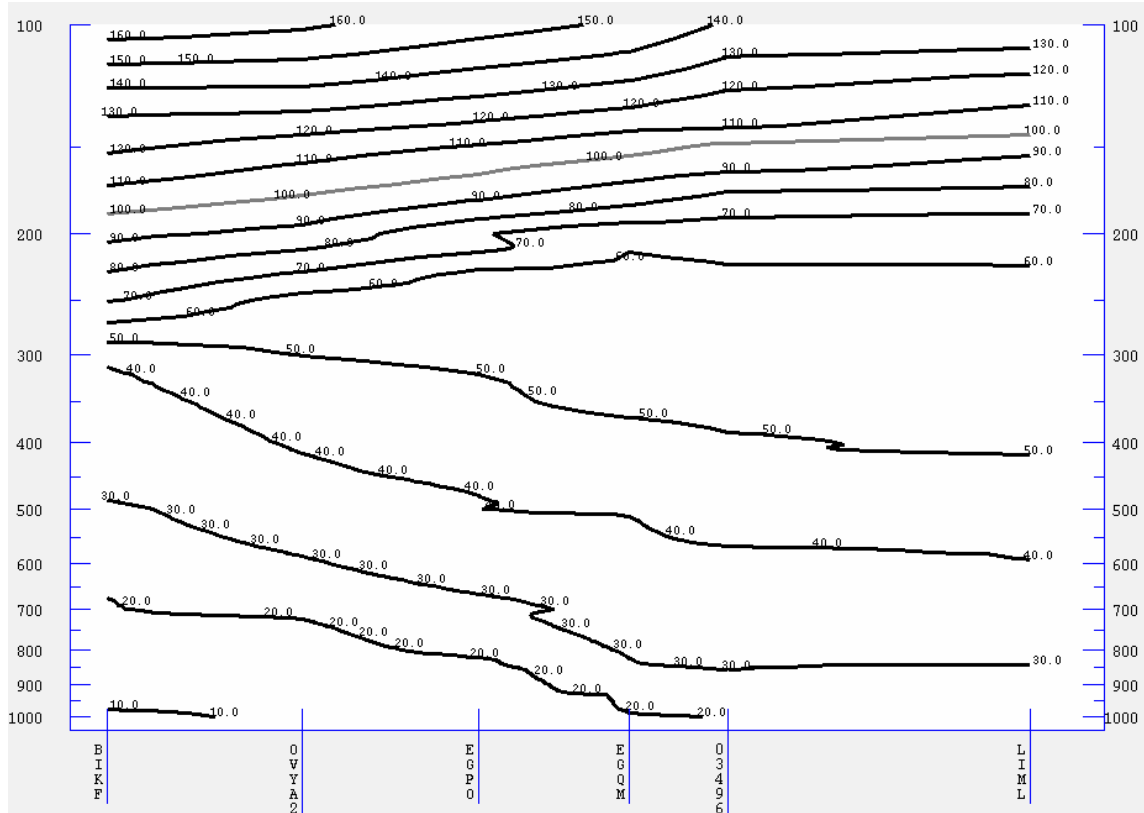


Fig. 44: Dwarsdoorsnede van de potentiële temperatuur tussen Reykjavik en Milaan met als verticale as de luchtdruk in hPa. De tropopause bevindt zich in de overgangszone tussen sterke en zwakke θ gradiënten, hier bij ongeveer 60 graden Celsius (333 graden Kelvin)

Lucht boven de tropopauze heeft dus hoge PV waarden. De waarde van PV wordt uitgedrukt in $\text{m}^2 \text{s}^{-1} \text{K kg}^{-1}$, de waarde wordt meestal uitgedrukt in PV eenheden (PVU).

1 PVU komt overeen met $10^{-6} \text{ m}^2 \text{s}^{-1} \text{K kg}^{-1}$. De tropopauze heeft de waarde variërend tussen 1.5 en 2 PVU. Het classificeren van de tropopauze als PV-vlak wordt meer en meer toegepast men spreekt dan meestal van de dynamische tropopauze.

Uit de formule blijkt dat de waarde van de absolute vorticeiteit ($\zeta + f$) afhangt van de afstand tussen twee isentropenvlakken ($\partial p / \partial \theta$), ervan uitgaande dat de PV behouden blijft.

Neemt de afstand tussen twee θ -vlakken toe dan neemt de vorticeiteit ook toe. Als lucht dus van een omgeving van hoge PVU (boven de tropopauze) gebracht wordt naar een omgeving waar de θ -vlakken ver van elkaar liggen (onder de tropopauze), dan neemt de vorticeiteit toe. Dit is in wezen het behoud van impulsmoment. Zie figuur 45.

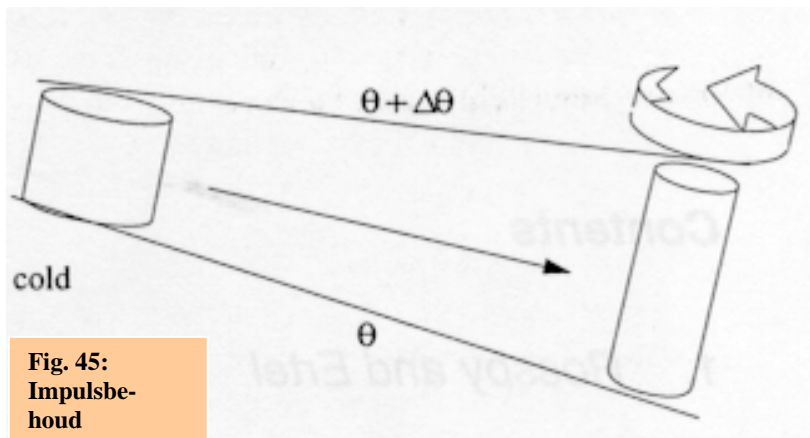


Fig. 45:
Impulsbe-
houd

Het dalen van de tropopauze zorgt dus voor toename van de vorticeiteit en bij verplaatsing ook voor vorticeitsadvectie met als gevolg verticale bewegingen in de troposfeer.

4.7.2 Het inverteerbaarheidsprincipe

Het principe zegt dat de verdeling van de potentiële vorticeiteit alle overige dynamische velden vastlegt mits:

1. We weten hoeveel massa zich onder elk θ -vlak bevindt.
2. Het verloop van de θ op de onderste en bovenste rand van de atmosfeer bekend is.
3. De atmosfeer zich in een hydrostatisch en geostrofisch evenwicht bevindt.

Dit alles betekent dat men in principe uit het PV veld de andere velden kan vastleggen en omgekeerd. Dit biedt grote mogelijkheden om op een consistente manier aanpassingen te doen aan meteorologische parameters waarbij de invloed hiervan op de andere grootheden duidelijk wordt. Op deze wijze is het bijvoorbeeld mogelijk de consequenties van foute modelanalyses door te berekenen naar relevante parametervelden.

4.7.3 PV en het Waterdampkanaal

PV velden passen over het algemeen wondermooi in de patronen van het waterdampbeeld. Het waterdampkanaal geeft een indicatie van de vochtverdeling in de atmosfeer, met uitzondering van het onderste deel van de troposfeer. In gebieden waar uitdroging plaats vindt door sterk dalende luchtbewegingen b.v. achter koufronten is het WV-beeld donkergrijs tot zwart. Dit is ook het gebied waar de tropopauze daalt en stratosferische lucht in de troposfeer brengt. Dus neemt in die omgeving de PV toe, mits met een isentropenvlak kiest in de omgeving van de tropopauze. Sterke gradiënten van PV vindt men aan de achterkant van koufronten, maar ook in gebieden waar cyclogenese plaatsvindt (zie hiervoor ook hoofdstuk 5.4.2).

4.7.4 Praktijkvoorbeeld

Figuur 46 laat het waterdampbeeld zien boven ZW Europa. Op het 318- Kelvinvlak is hier een sterke gradiënt te zien bij de overgang tussen warme en vochtige lucht en koude droge lucht in de strook van ZW Engeland tot aan Sardinië. Ten westen van deze lijn bevindt zich lucht met hoge PV waarden en een lagere tropopauze.

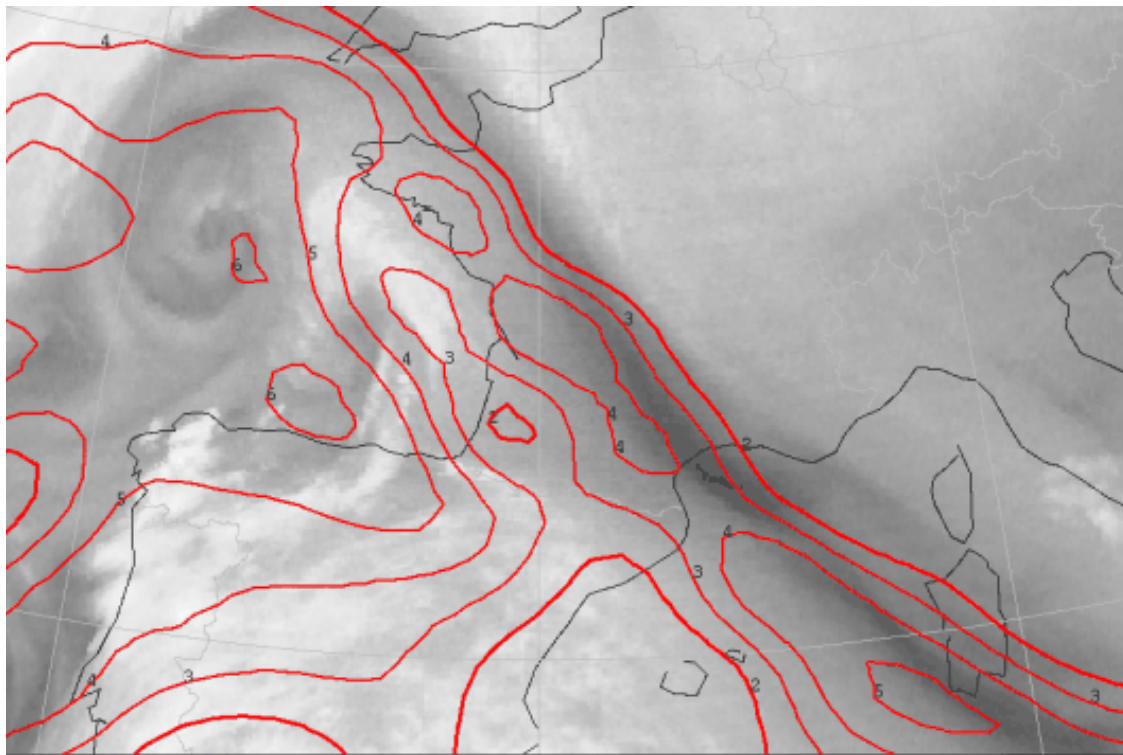


Fig. 46: 21 maart 2000 12 utc. Meteosat WV beeld gecombineerd met het PV-veld op het vlak van 318 graden Kelvin