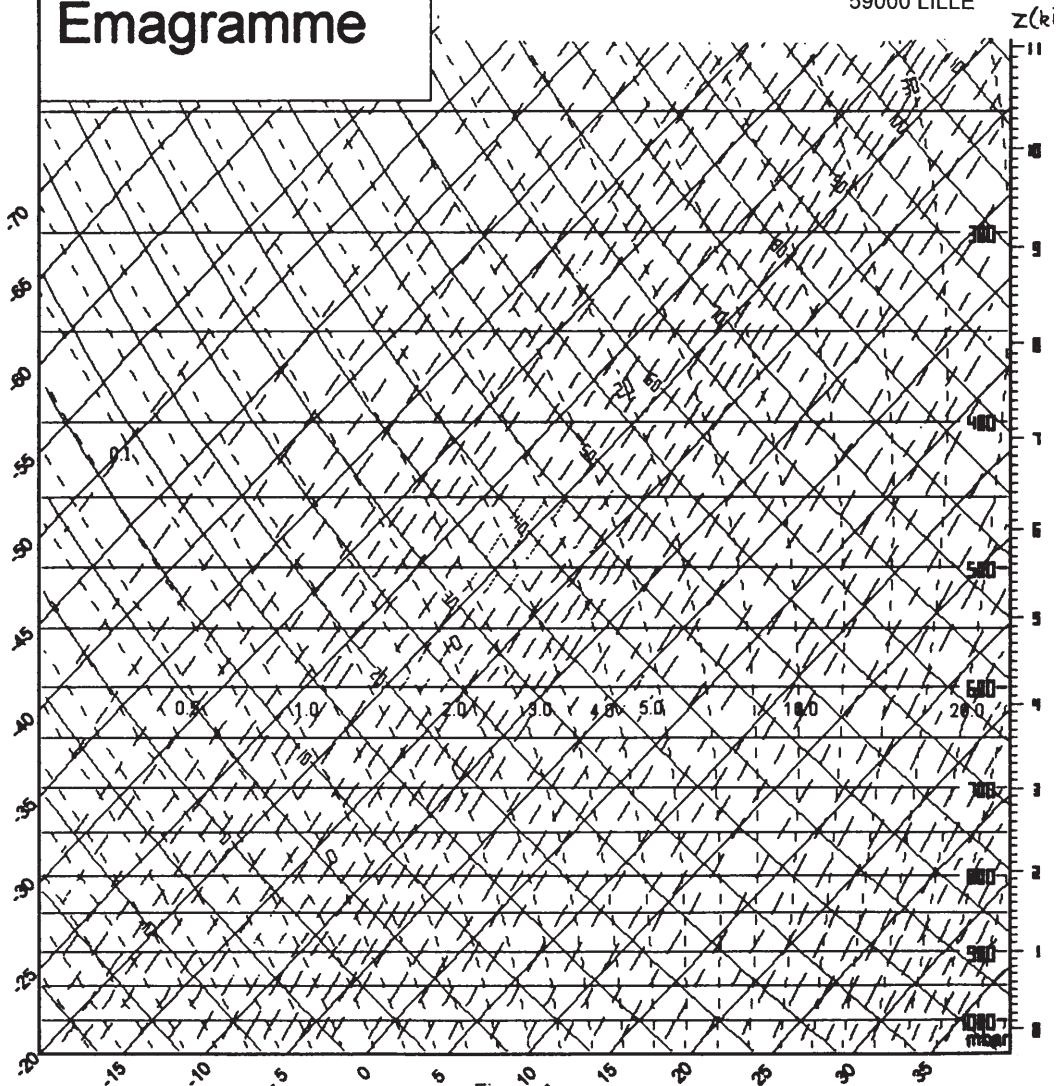


L'ÉMAGRAMME 761 DES MÉTÉOROLOGUES

Olivier BOUVIGNIES
Lycée César Baggio
59000 LILLE

Emagramme



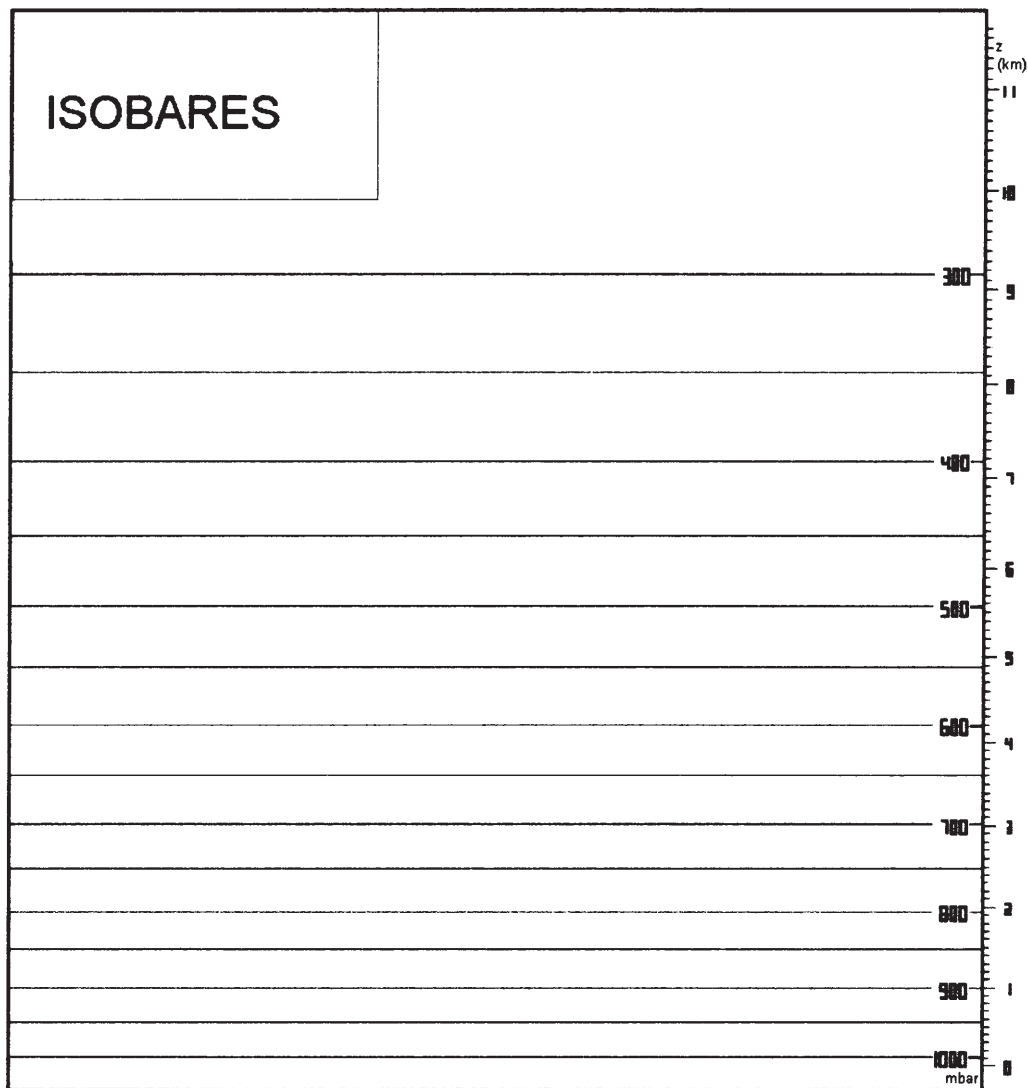


Figure B

1. INTRODUCTION

Depuis plusieurs années, dans le cadre du projet « un ballon pour l'école », une équipe d'élèves et de professeurs du lycée, en collaboration avec l'ANSTJ, lance, vers la fin du mois de Mai, un ballon sonde gonflé à l'hélium, doté d'une ribambelle de capteurs (pression, température, humidité...)

Les mesures effectuées en continu à bord de la nacelle sont envoyées au sol par liaison radio et mémorisées en temps réel sur PC.

L'exploitation (de type météorologique) de ces données a conduit l'équipe à travailler avec un diagramme thermodynamique de l'atmosphère très particulier : **l'émagramme 761**.

L'utilisation de ce diagramme a été rendu possible grâce aux explications d'un ingénieur qui travaille à la Météorologie Nationale et que je tiens à remercier ici pour sa relecture attentive.

L'objectif modeste de cet article est de rendre compte de ces explications et de montrer qu'avec des bases simples de thermodynamique, la lecture succincte d'un radiosondage devient accessible

L'émagramme 761 est présenté sur la figure A précédente. Il est constitué d'un certain nombres de réseaux de courbes auxquels nous allons nous intéresser dans les paragraphes suivants.

2. LES LIGNES ISOBARES ET LES LIGNES ISOTHERMES

2.1 L'échelle logarithmique des pressions

Sur l'émagramme 761, les lignes isobares sont disposées horizontalement et les cotes (exprimées en mbar ou en hPa) vont en décroissant de bas en haut. Comme on peut le constater sur la figure B, l'écartement des isobares n'est pas constant : l'échelle des pressions est logarithmique de la forme :

$$y = k.Log\left(\frac{1000}{P}\right)$$

L'intérêt d'une telle échelle est de lui faire correspondre une échelle d'altitude quasi linéaire. Cette échelle (dont les cotes sont en km), apparaît effectivement à droite de l'émagramme.

L'altitude 0 correspond à la pression 1013 mbar, c'est à dire à la pression du niveau de la mer dans le modèle de l'atmosphère standard ou atmosphère type O.A.C.I (voir annexe 2).

A 1000m d'altitude, cette pression vaut 900 mbar ; elle tombe à 700 mbar à 3000m d'altitude. Cette variation quasi logarithmique de l'altitude avec la pression peut être justifiée par le modèle bien connu mais simpliste de l'atmosphère isotherme. Avec ce modèle en effet :

$$P = P_0.e^{-\frac{M.g.z}{R.T}} \quad (\text{voir annexe 1})$$

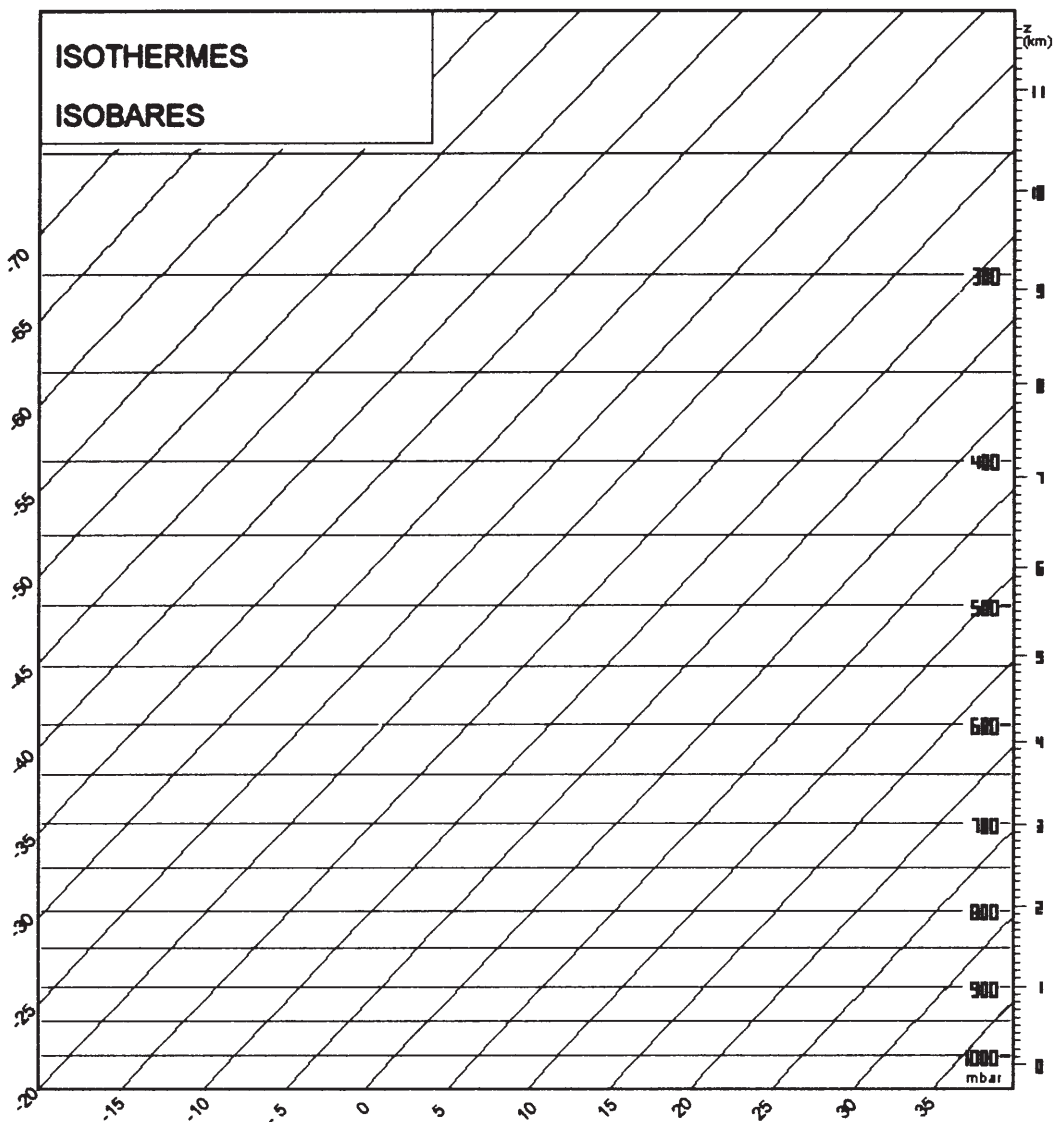


Figure C

Donc
$$\ln\left(\frac{P_0}{P}\right) = \frac{M \cdot g \cdot z}{R \cdot T}$$

où P_0 est la pression à l'altitude $z = 0\text{m}$

M est la masse molaire moyenne de l'air soit 29 g/mol ,

g est l'intensité de la pesanteur dont on néglige la variation avec l'altitude soit $9,81\text{m/s}^2$,

T est la température absolue qu'on peut choisir égale à $288,15\text{K}$ (soit 15°C) pour être en accord au niveau de la mer avec le modèle de l'atmosphère standard.

Cependant, si on observe précisément un émagramme 761, on se rend compte que les graduations altimétriques ont été placées de manière à respecter, non pas le modèle de l'atmosphère isotherme, mais celui de l'atmosphère standard. C'est en particulier cette échelle qui est utilisée pour étalonner les altimètres à capsule anéroïde que l'on trouve sur les planeurs ou sur les avions de tourisme.

On pourra alors noter que, compte tenu des situations météorologiques diverses, les variations de pression et de température avec l'altitude sont rarement conformes aux variations admises pour l'atmosphère standard et cette échelle altimétrique ne peut donc être qu'indicative.

2.2 L'échelle des températures

Concernant les notations, la majuscule T sera réservée à la température absolue et la minuscule t à la température Celsius.

Sur l'émagramme 761, les lignes isothermes sont judicieusement inclinées à 45° . Contrairement aux lignes isobares, leur écartement est constant : l'échelle des températures est donc linéaire (Voir figure C).

Qu'apporte cette inclinaison de 45° ?

Chacun sait que la température décroît avec l'altitude. Dans le modèle de l'atmosphère standard, le gradient de température vertical est choisi constant dans la troposphère (couche atmosphérique comprise entre l'altitude $z = 0\text{m}$ et $z = 11000\text{m}$) :

$$\frac{dt}{dz} = -6,5 \cdot 10^{-3} \text{ } ^\circ\text{C} / \text{m} \quad \text{ou encore} \quad \frac{dt}{dz} = -6,5 \text{ } ^\circ\text{C} / \text{km}$$

□

Or sur l'émagramme 761, on se déplace sur une verticale, on observe une diminution moyenne de température de $-5 \text{ } ^\circ\text{C}/\text{km}$. L'atmosphère standard étant une atmosphère moyenne, la courbe d'état résultant d'un radiosondage doit donc « en moyenne » prendre une allure verticale.

Au delà de 11 km (et ce jusqu'à 20km), on se trouve dans la stratosphère où le gradient

de température est nul : $\frac{dt}{dz} = 0 \text{ } ^\circ\text{C} / \text{km}$

La température moyenne valant -56°C ; la courbe d'état des radiosondages doit donc s'aligner « en moyenne » sur l'isotherme -56°C .

Concernant notre ballon sonde qui peut monter jusqu'à 16000 m, cette dernière particularité est un gage de bon fonctionnement du ou des capteurs températures embarqués.

3. LA COURBE D'ÉTAT :

Les isothermes et les isobares étant en place, on peut a priori placer les points d'état sur l'émagramme 761 simplifié de la figure C, c'est à dire les points représentatifs de l'état de l'atmosphère appréhendés par le ballon au cours de son ascension : à chaque couple de mesures (pression P , température t) correspond un point sur l'émagramme. L'ensemble des points d'état constitue la courbe d'état.

Dans ce qui précède, on a cependant laissé de côté un facteur météorologique très important : l'humidité. Cette dernière, mesurée elle aussi par un capteur du ballon, traduit la teneur en vapeur d'eau de l'air atmosphérique.

3.1 Le rapport de mélange :

Les météorologistes définissent pour l'air humide le *rapport de mélange* noté r .

Soit une masse m_h d'air humide (la vapeur d'eau n'étant pas saturante), occupant le volume V à la température T et à la pression P

$$m_h = m_a + m_v \quad \text{où } m_a \text{ est la masse d'air sec}$$

$$m_v \text{ est la masse de vapeur d'eau.}$$

Par définition

$$r = \frac{m_v}{m_a}$$

r est habituellement nettement inférieur à l'unité ; il reste très souvent inférieur à 10^{-2} ; en pratique r est souvent exprimé en g de vapeur d'eau par kg d'air sec.

En assimilant le mélange (air sec + vapeur d'eau) à un mélange idéal de gaz parfaits, on pourra donc écrire :

$$P = P_a + e \quad \text{où } P_a \text{ est la pression partielle de l'air sec}$$

$$\text{et } e \text{ est la pression partielle de vapeur d'eau.}$$

Mais avec des notations évidentes :

$$P_a = \frac{m_a \cdot R \cdot T}{M_a \cdot V} \quad \text{et} \quad e = \frac{m_v \cdot R \cdot T}{M_v \cdot V} \quad \text{d'où} \quad r = \frac{e}{P_a} \cdot \frac{M_v}{M_a}$$

Soit $r(g/g) = 0,622 \cdot \frac{e}{P - e}$ compte tenu des valeurs des masses molaires de l'air $M_a = 29 \text{ g/mol}$ et de la vapeur d'eau $M_v = 18 \text{ g/mol}$.

3.2 Equation d'état de l'air humide

De cette grandeur r dérive la température virtuelle : T_v . Il est à noter à ce stade que les météorologues traduisent un grand nombre de paramètres thermodynamiques de l'atmosphère en termes de températures comme on le verra par la suite.

Reprenons la masse m_h d'air humide ; son équation d'état s'écrit :

$$P.V = n_h.R.T = \frac{m_h}{M_h}.R.T \quad \text{où } M_h \text{ est la masse molaire moyenne de l'air}$$

humide ; cette grandeur a l'inconvénient de dépendre de r donc de l'état de l'atmosphère. On peut contourner le problème en réalisant la transformation suivante :

$$M_h = \frac{m_a + m_v}{n_a + n_v} = \frac{m_a + m_v}{\frac{m_a}{M_a} + \frac{m_v}{M_v}} = M_a \cdot \frac{m_a + m_v}{m_a + \frac{M_a}{M_v} \cdot m_v} = M_a \cdot \frac{1 + r}{1 + \frac{M_a}{M_v} \cdot r}$$

Soit

$$P.V = m_h \cdot \frac{R}{M_a} \cdot \frac{1 + \frac{M_a}{M_v} \cdot r}{1 + r} \cdot T \quad \text{qu'on pose égal à} \quad m_h \frac{R}{M_a} \cdot T_v$$

Par définition donc la température virtuelle est définie par :

$$T_v = \frac{1 + \frac{M_a}{M_v} \cdot r}{1 + r} \cdot T$$

En d'autres termes, la température virtuelle est la température que prend, dans les mêmes conditions de pression P et de volume V , une masse d'air sec égale à m_h .

Remarque : l'écart entre T_v et T est généralement faible, de l'ordre du degré.

3.3 Rapport de mélange de l'air saturé ; les courbes iso- r_s :

Des gouttelettes d'eau liquide apparaissent dans l'atmosphère dès que la pression partielle de vapeur d'eau atteint la pression de vapeur saturante e_s . Cette dernière n'est fonction que de la température T . Il en résulte qu'au sein d'une masse m_h d'air humide à la température T et à la pression P , les gouttelettes d'eau n'apparaîtront que si le rapport de mélange r atteint sa valeur limite r_s répondant à l'égalité:

$$r_s = 0,622 \cdot \frac{e_s(T)}{P - e_s(T)}$$

Cette grandeur r_s ne dépend donc que de T et P ; la fixer revient à lier T et P ; la courbe qui traduit cette relation est appelée ligne d'égal rapport de mélange de saturation ou

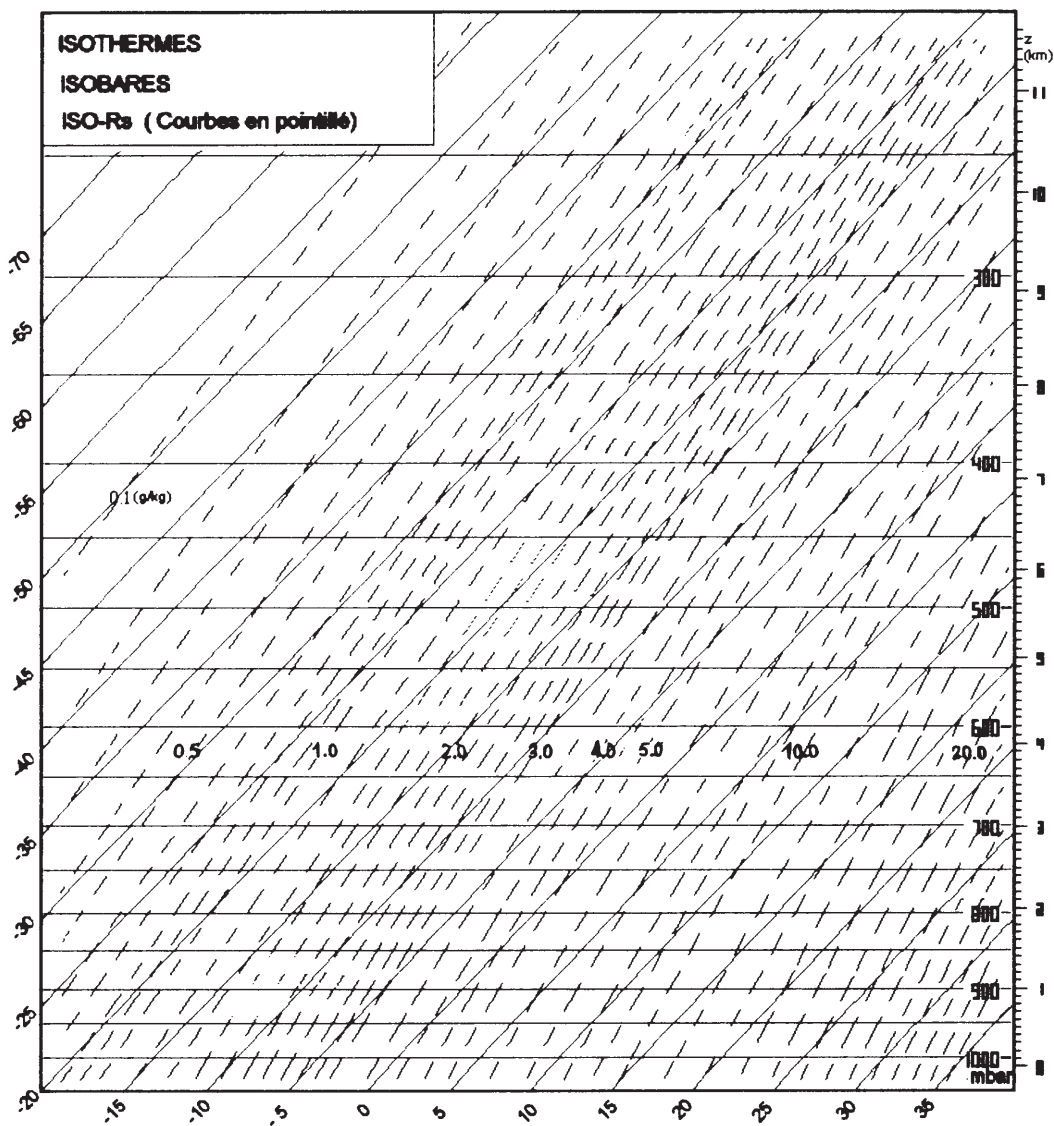


Figure D

courbe iso- r_s . Ces lignes obtenues pour différentes valeurs de r_s constituent donc un réseau de courbes dont les cotes sont exprimées en grammes de vapeur d'eau par kg d'air sec : voir fig D.

On remarquera l'écartement variable des lignes iso- r_s : ceci provient du fait qu'à pression constante, e croît de manière quasi-exponentielle avec T .

Remarque : le rapport de mélange n'est pas directement mesuré par le ballon sonde. Le capteur concerné mesure l'humidité relative U qui est définie de la manière suivante à la température T :

$$U(\%) = 100 \cdot \frac{e}{e_s(T)}$$

Si $U = 0\%$ alors l'air est sec ; si $U = 100\%$ la vapeur d'eau est saturante.

La connaissance de U à la température T et à la pression P permet d'atteindre e et r .

4. LES ADIABATIQUES:

Sur l'émagramme 761 figurent deux autres réseaux de courbes qui sont :

- Le réseau des adiabatiques sèches,
- Le réseau des pseudoadiabatiques saturés.

Isolons par la pensée, une masse m_h d'air atmosphérique occupant un volume dont les dimensions horizontales et verticales sont de l'ordre de la dizaine de mètres : cette particule atmosphérique en l'absence de mouvements trop turbulents a un volume suffisamment faible pour pouvoir considérer que la température et la pression sont quasiment uniformes. Elle peut donc être caractérisée par sa température T et sa pression P .

Au cours de mouvements verticaux (dus au relief ou encore au caractère instable de l'atmosphère comme on le verra par la suite), une telle particule va subir des variations de pression donc des détentes ou des compressions. Compte tenu de la faible conductibilité thermique de l'air, on estime en météorologie que ces détentes ou ces compressions se font de manière adiabatique.

Cependant, deux comportements très différents vont apparaître selon que la vapeur d'eau est sèche ou saturante d'où les deux familles de courbes mentionnées ci-dessus.

4.1 L'adiabatique sèche:

L'adjectif sèche signifie que la vapeur d'eau n'est pas saturante (vapeur dite sèche) : on raisonnera donc sur une particule d'air atmosphérique humide de masse m_h et de rapport de mélange r . Cette dernière a pour équation d'état :

$$P.V = \frac{m_h}{M_a} . R . \frac{1 + \frac{M_a}{M_v} . r}{1 + r} . T$$

$$1 + \frac{M_a}{M_v} \cdot r$$

Contrairement au paragraphe 3.1 où le coefficient $\frac{1 + \frac{M_a}{M_v} \cdot r}{1 + r}$ avait été attribué à T (ce qui avait permis de définir la température T_v), conservons cette forme ;

Lors d'une évolution élémentaire adiabatique (supposée réversible) de cette particule $\delta Q = 0$; or en vertu du premier principe de la thermodynamique :

$$\delta Q = dU - \delta W = dU + PdV$$

En faisant intervenir l'enthalpie $H = U + PV$ de cette particule :

$$dU = dH - d(PV) = dH - P.dV - V.dP \quad \text{soit} \quad \delta Q = dH - V.dP$$

mais pour un gaz parfait $dH = m_h \cdot c_{ph} \cdot dT$ où c_{ph} est la chaleur massique à pression constante de cette particule d'air humide :

$$c_{ph} = \frac{m_a + c_{pa} + m_v \cdot c_{pv}}{m_a + m_v} = \frac{c_{pa} + r \cdot c_{pv}}{1 + r} \quad \text{où } c_{pa} \text{ et } c_{pv} \text{ sont}$$

respectivement les chaleurs massiques à pression constante de l'air sec et de la vapeur d'eau.

Donc
$$\delta Q = m_h \cdot \frac{c_{pa} + r \cdot c_{pv}}{1 + r} \cdot dT - \frac{m_h}{M_a} \cdot R \cdot \frac{1 + \frac{M_a}{M_v} \cdot r}{1 + r} \cdot T \cdot \frac{dP}{P} = 0$$

et
$$m_h \cdot \frac{c_{pa} + r \cdot c_{pv}}{1 + r} \cdot dT = \frac{m_h}{M_a} \cdot R \cdot \frac{1 + \frac{M_a}{M_v} \cdot r}{1 + r} \cdot T \cdot \frac{dP}{P} = 0$$

soit
$$c_{pa} \cdot \left(1 + r \cdot \frac{c_{pv}}{c_{pa}}\right) \cdot \frac{dT}{T} = \frac{R}{M_a} \cdot \left(1 + \frac{M_a}{M_v} \cdot r\right) \cdot \frac{dP}{P}$$

On peut donc exprimer la pente de l'adiabatique sèche :

$$\left[\frac{\partial T}{\partial P} \right]_{adiab} = \frac{T \cdot \left[\frac{R}{M_a} \cdot \left(1 + \frac{M_a}{M_v} \cdot r\right) \right]}{P \cdot (c_{pa} + r \cdot c_{pv})}$$

On peut aussi intégrer entre les deux états (T_0, P_0) et (T, P) :

$$T = T_0 \cdot \left(\frac{P}{P_0} \right)^{\left[\frac{R}{M_a \cdot c_{pa}} \cdot \frac{1 + \frac{M_a}{M_v} r}{1 + r \cdot \frac{c_{pv}}{c_{pa}}} \right]}$$

Si l'air était parfaitement sec, la puissance du coefficient $\left(\frac{P}{P_0} \right)$ serait $\frac{r}{M_a \cdot c_{pa}}$

Ici, cette puissance est légèrement différente.

$$\text{Cependant le coefficient } \frac{1 + \frac{M_a}{M_v} r}{1 + r \cdot \frac{c_{pv}}{c_{pa}}} = \frac{1 + 1,608.r}{1 + 1,850.r} \approx 1 - 0,242.r \text{ est proche de } 1$$

compte tenu du fait que r dépasse rarement 10^{-2} .

En conclusion, une particule d'air humide lors d'une détente adiabatique se comporte quasiment comme une particule d'air sec. Et c'est tant mieux parce que la relation :

$$T = T_0 \cdot \left(\frac{P}{P_0} \right)^{\left[\frac{R}{M_a \cdot c_{pa}} \right]}$$

ne dépend plus de r . On reconnaît ici l'équation d'une

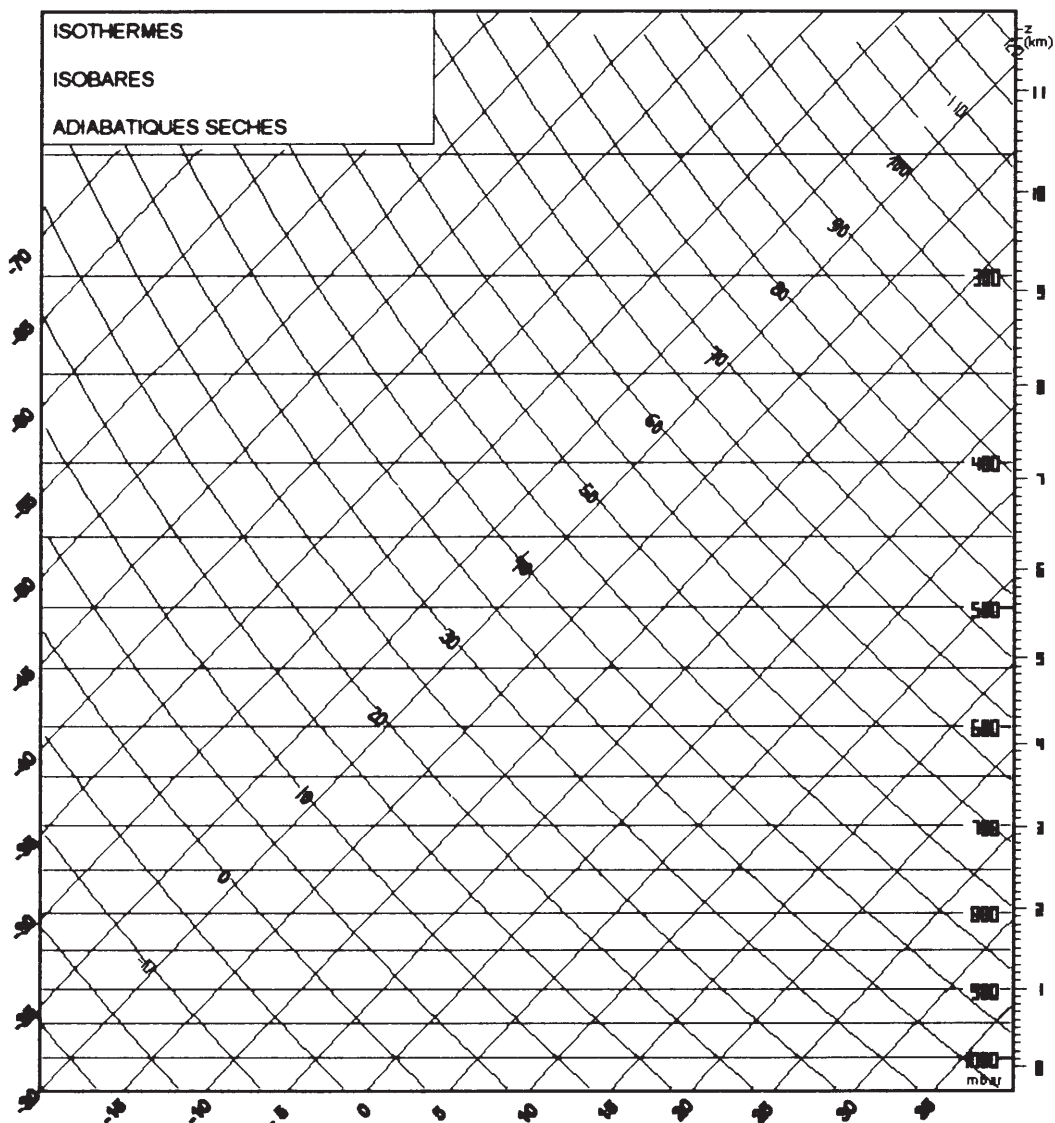
adiabatique réversible ou isentropique en représentation T, P d'une particule d'air sec. La courbe correspondante peut être tracée sur l'émagramme 761.

Fixons $P_0 = 1000$ mbar ; tracer l'adiabatique sèche nécessite de se donner T_0 . Sur l'émagramme, les adiabatiques sèches ont été tracées pour des températures $t_0(^{\circ}\text{C})$ multiples de 5°C .

C'est cette température qui figure sur les adiabatiques sèches et qui permet de les ordonner. (Voir figure E)

Si le point d'état d'une particule atmosphérique se déplace sur une telle courbe de cote t_0 , elle adoptera cette température si sa pression est ramenée à 1000 mbar de manière adiabatique. En conséquence, t_0 constitue une caractéristique de la particule : on l'appelle température potentielle. Une adiabatique sèche est aussi une courbe iso-température potentielle.

L'inclinaison de ces nouvelles courbes par rapport aux isothermes montre qu'une détente conduit à un refroidissement alors qu'une compression conduit à un échauffement.



atmosphérique de rapport de mélange r s'accompagne d'une diminution de rs . Si donc la vapeur d'eau dans l'état initial est sèche, une détente risque de la rendre saturante ; le point d'état de la particule se déplace alors sur une autre courbe qu'on appelle pseudo-adiabatique saturée.

4.2 La pseudoadiabatique saturée:

Les éléments du calcul permettant d'obtenir l'équation de la courbe appelée pseudo-adiabatique saturée sont donnés dans l'annexe 3. On se contentera ici de faire quelques remarques concernant les transformations d'une particule d'air où la vapeur est saturante.

Si au sein d'une particule d'air, la vapeur d'eau est saturante, le rapport de mélange est

$$\text{défini par la relation } r_s = \frac{M_v}{M_a} \cdot \frac{e_s(T)}{P - e_s(T)} = 0,622 \cdot \frac{e_s(T)}{P - e_s(T)} ;$$

où $e_s(T)$ est la pression de vapeur saturante à la température T .

Ce rapport de mélange est donc entièrement fixé par la température T et la pression P .

Or d'après la disposition des courbes iso- r_s par rapport aux isobares, on constate qu'une détente s'accompagne d'une diminution de rs donc d'une liquéfaction et une compression, à l'inverse, d'une vaporisation.

Prenons le cas d'une détente. D'après le paragraphe précédent, du fait du caractère adiabatique de la transformation, on observe un refroidissement ; mais on comprend bien que la liquéfaction mentionnée précédemment qui est un phénomène exothermique va atténuer ce refroidissement. On s'attend donc à ce que pour une même variation de pression l'adiabatique sèche conduise à une diminution de température plus importante que la pseudoadiabatique saturée : cette dernière courbe sera donc moins inclinée par rapport aux isothermes que l'adiabatique sèche. (voir figure F)

On pourra remarquer aussi sur l'émagramme 761 qu'aux basses températures l'écart entre les deux réseaux de courbes : pseudoadiabatiques saturées et adiabatiques sèches tend à disparaître. Cette particularité vient du fait qu'à ces faibles températures rs est faible : le caractère exo-endothémique lié au processus de liquéfaction-vaporisation est donc minimisé.

Comme les adiabatiques sèches, on peut constater que les pseudoadiabatiques saturées sont cotées en températures. Cette température est appelée température pseudoadiabatique potentielle du thermomètre mouillé : si une particule d'air saturée a comme température pseudoadiabatique potentielle t'_{0s} , cela signifie qu'elle adoptera cette température au cas où on l'amène à la pression de 1000mbar tout en la maintenant saturée !

Ce dernier réseau de courbes termine la présentation de l'émagramme 761.

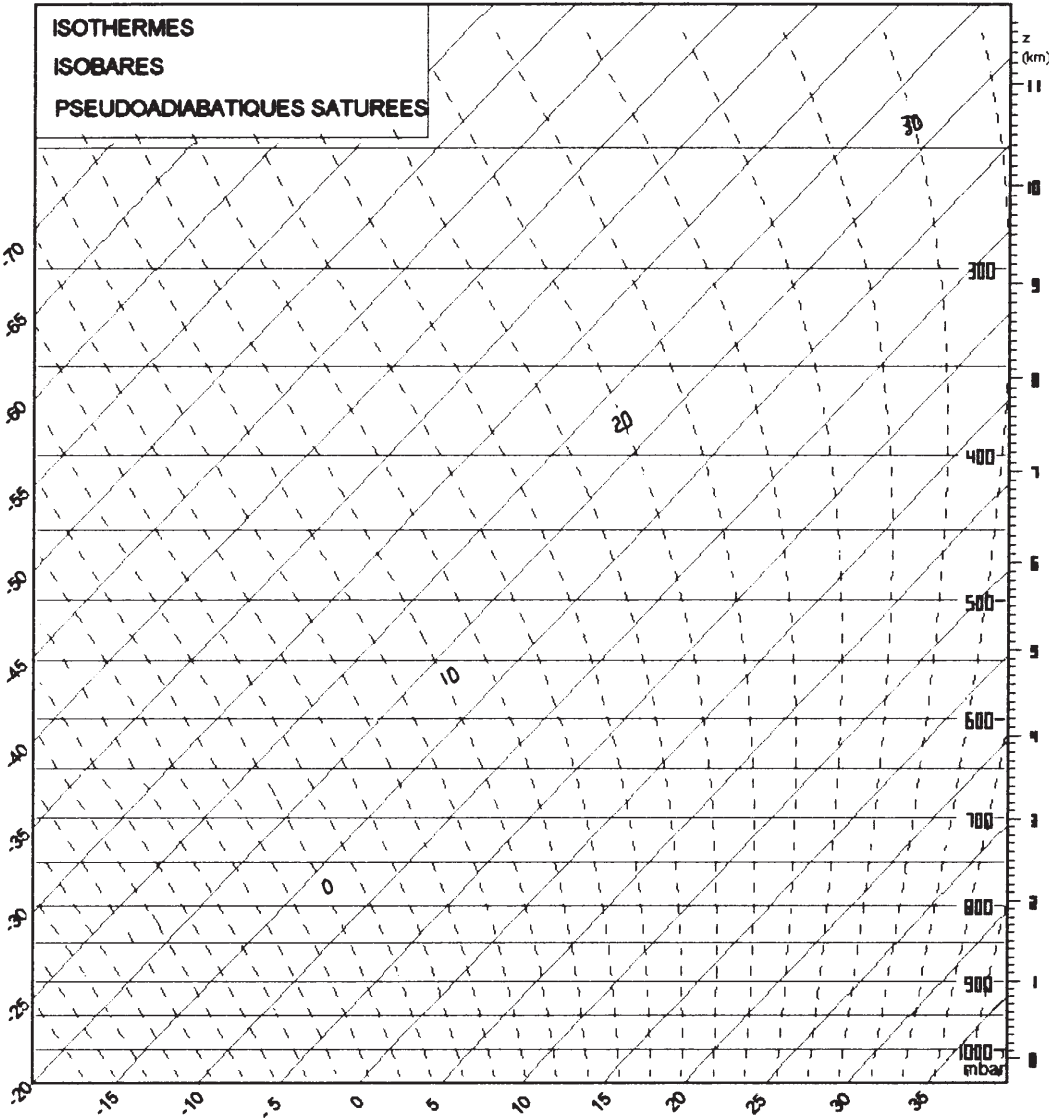


Figure F

Comment utilise-t-on un tel émagramme?

5. REPRÉSENTATION DU RADIOSONDAGE :

Dans le paragraphe 3, on a défini la courbe d'état : elle est constituée par l'ensemble des points d'état E de coordonnées (P,t) enregistrés par le ballon au cours de son ascension. Un tel radiosondage est représenté sur la figure G.

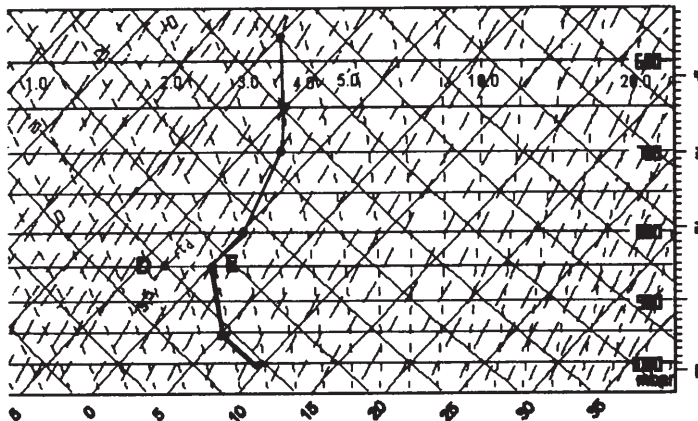
On a vu cependant que la position de E ne renseigne en rien sur l'humidité (ou le rapport de mélange mesuré par le ballon).

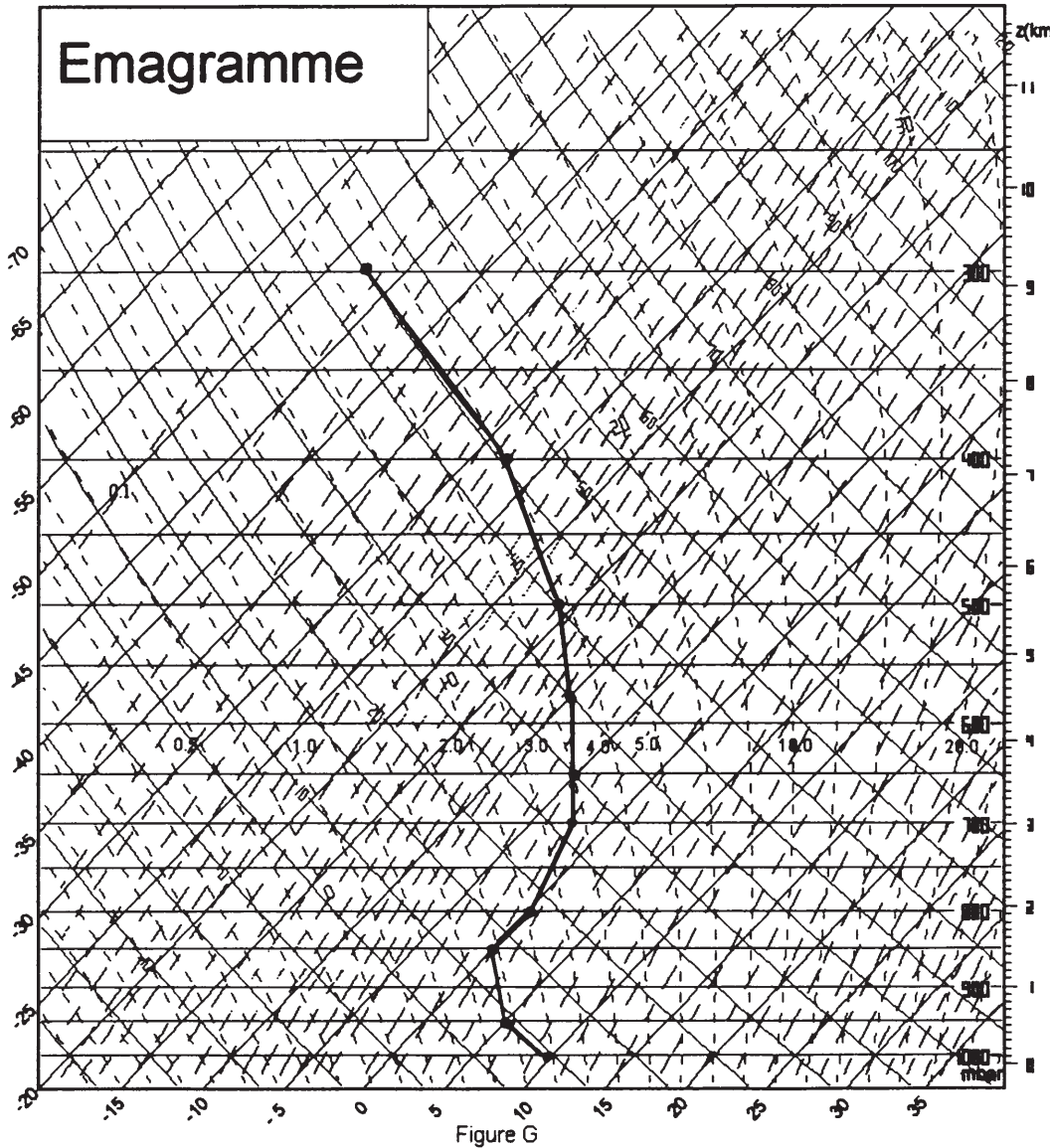
La première manière de rendre compte de l'humidité de l'atmosphère pourrait être de tracer la courbe constituée des points d'état virtuels de coordonnées (tv,P) où tv(°C) est la température virtuelle. Cette courbe figure rarement sur les émagrammes. On lui préfère des courbes telles que la courbe de rosée ou la courbe de condensation.

5.1 Le point de rosée:

Comme son nom l'indique le point de rosée D est le point à partir duquel la particule d'air caractérisé par E voit sa vapeur d'eau devenir saturante par refroidissement isobare (on suppose évidemment qu'au départ cette vapeur n'est pas saturante). En conséquence, la courbe iso-rs sur laquelle se trouve D renseigne directement sur le rapport de mélange associé à E :

si $r_s(D) = 3,5 \text{ g / kg}$ alors $r(E) = 3,5 \text{ g / kg}$





La température de D, t_d est la température du point de rosée. Cette température peut être déterminée précisément par interpolation linéaire si D ne se trouve pas sur une isotherme.

L'été, en l'absence de vent, lorsque le ciel est clair, la proximité sur l'émagramme des points D et E à la surface du sol laisse présager que la rosée « tombe » rapidement : la nuit, le refroidissement de la surface terrestre conduit à une condensation de la vapeur d'eau atmosphérique sur le sol si la température atteint t_d . (Elle ne peut, de toutes manières, pas descendre dessous).

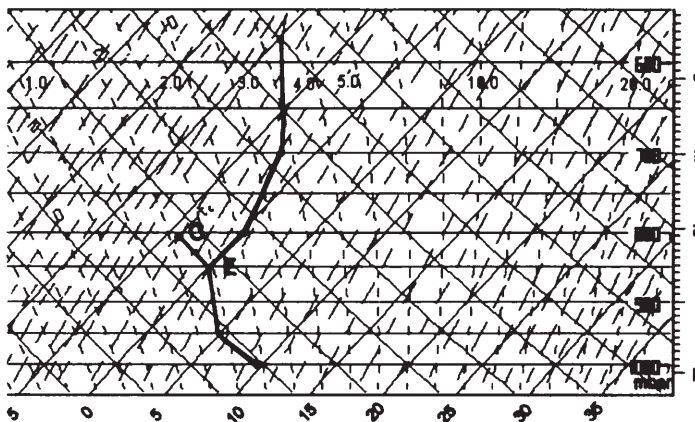
Si le vent n'est pas nul, ce refroidissement peut se propager dans les basses couches de l'atmosphère et entraîner la formation de brumes puis de brouillards.

5.2 Le point de condensation

Dans le paragraphe précédent, la saturation est apparue par refroidissement isobare.

Comme on l'a vu à la fin du paragraphe 4.1, cette saturation peut aussi apparaître lors de mouvements ascendants, la transformation subie étant, rappelons-le, adiabatique.

En effet, si la vapeur d'eau de cette particule est sèche, le point d'état E se déplace sur une adiabatique sèche. Mais lors d'une ascendance, donc lors d'une diminution de pression, r_s diminue : lorsque ce rapport de mélange à saturation r_s atteint celui de la particule r la vapeur d'eau se condense ; on a alors atteint le *point de condensation C* :

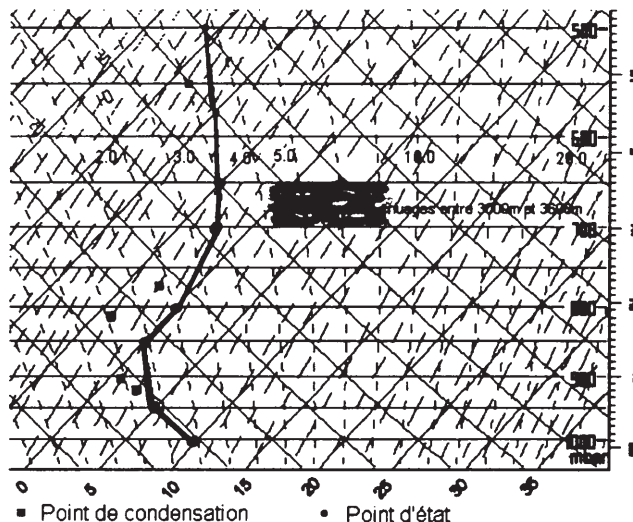


Si l'ascension continue, le point d'état de la particule se déplace sur la pseudoadiabatique saturée.

Evidemment si au départ de l'ascension la particule est saturée, E se confond avec C et le point d'état se déplace sur la pseudoadiabatique saturée.

La courbe constituée des points de condensation est appelée courbe de condensation. La température du point de condensation t_c d'une particule d'air humide est la température à laquelle cette particule devient saturée par détente adiabatique.

Sur un radiosondage, lorsque les points d'état se confondent avec les points de condensation, il y a présence d'une couche nuageuse ; si la couche est stable (on reviendra sur cette notion par la suite) ces nuages se présentent en couches de type stratiforme ; la base et le sommet de la couche nuageuse correspondent respectivement à la base et au sommet de la couche saturée. Suivant l'altitude et l'épaisseur, il s'agit de Stratus-Altostratus-Nimbostratus-Cirrostratus.



Remarque : radiosondage mis à part, ce phénomène de condensation peut apparaître lorsque la particule d'air emportée par le vent voit son altitude augmentée du fait du relief ; c'est ainsi qu'on aperçoit très souvent aux sommets des montagnes, par temps clairs, des nuages blancs de forme lenticulaire qui résultent de ce phénomène. Ces nuages sont appelés nuages d'onde.

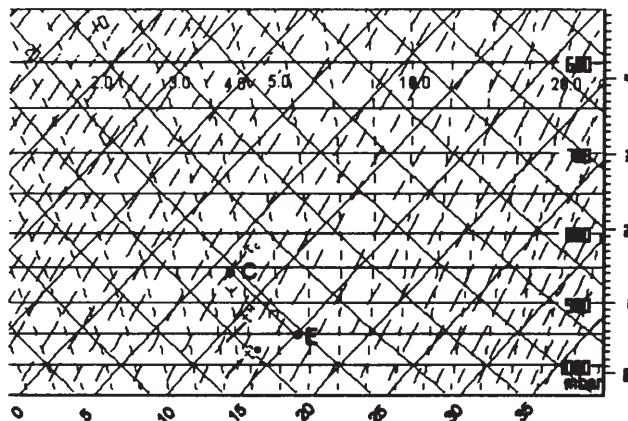
On en aperçoit de magnifiques au Cap Corse lorsque ce dernier subit les « queues de mistral » qui viennent du nord ouest. La véritable barrière que constitue le Cap, génère ce type de nuages d'onde spectaculaires de forme oblongue s'alignant avec la chaîne de montagnes. Les Cap-Corsins, du fait de leur aspect allongé, appellent ces nuages des « Os de seiche ».

La notion de température pseudoadiabatique potentielle du thermomètre mouillé n'a été définie que dans le cas d'une particule d'air saturée. Cette température est aussi définie pour une particule d'air humide (vapeur sèche) :

5.3 La courbe du thermomètre mouillé

Considérons une particule d'air humide représentée sur l'émagramme par le point E de coordonnées (t, P) . Si la vapeur est sèche, ce que nous supposons, le point de condensation C est distinct du point d'état E.

Ce point C est obtenue par détente adiabatique de la particule de manière à rendre la vapeur juste saturante. C étant sur une pseudoadiabatique, il est caractérisé par sa température pseudoadiabatique potentielle t'_0 ; par définition cette température est aussi la *température pseudoadiabatique potentielle du thermomètre mouillé* de la particule d'air humide : cette température est donc celle de la particule d'air humide amenée à saturation (point C) puis ramenée adiabatiquement à la pression 1000 mbar tout en restant saturée ! (voir figure ci-dessous)



Si partant de C la particule est ramenée à sa pression initiale tout en restant saturée, elle adopte une autre température t'' qu'on appelle température pseudoadiabatique du thermomètre mouillé. (cf figure ci-dessus)

Cette température t'' est peu différente de la température qu'indiquerait le thermomètre mouillé d'un psychromètre placé dans la particule.

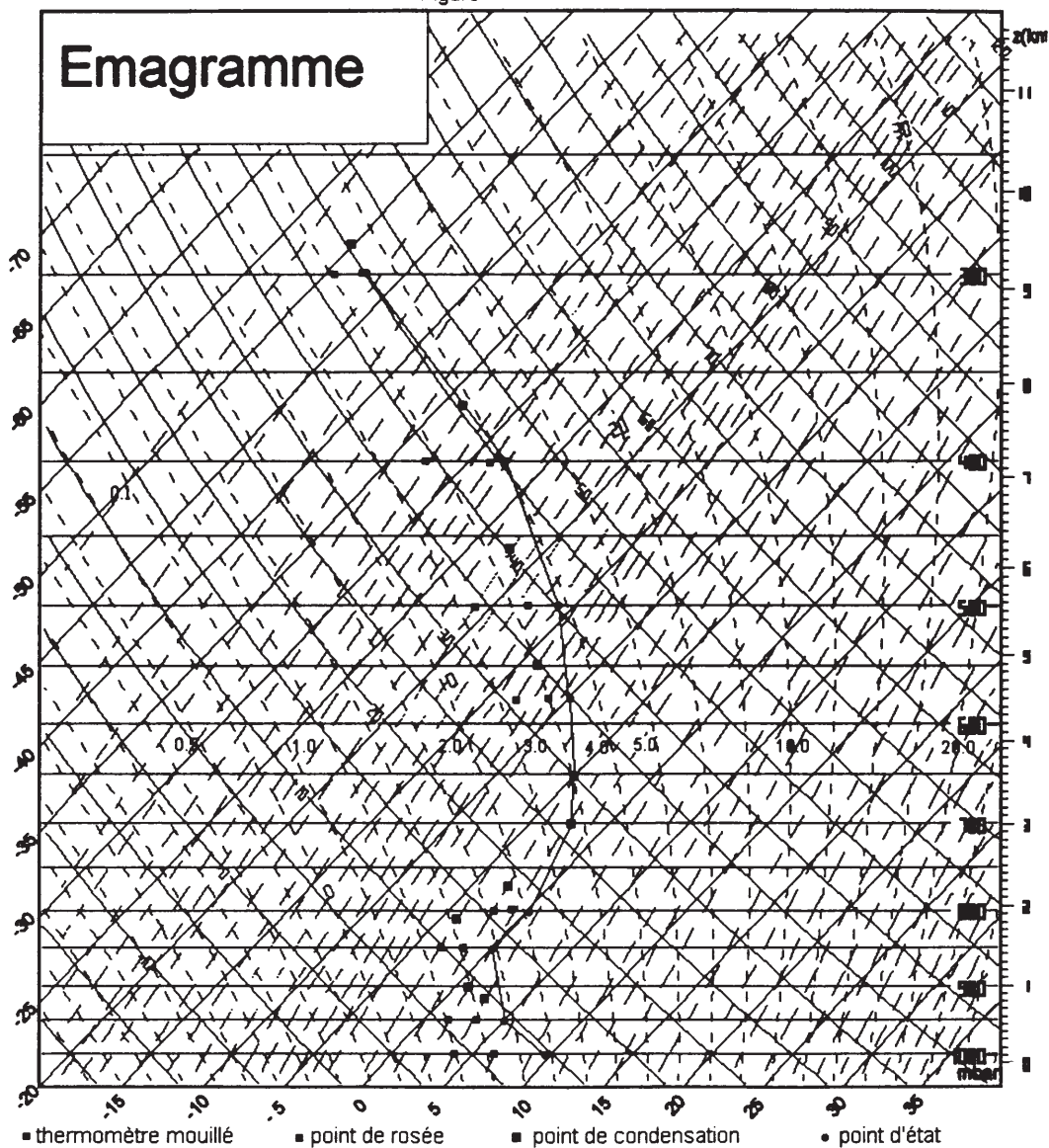
L'ensemble des points de coordonnées (t'', P) constitue la *courbe du thermomètre mouillé*.

Sur la figure H sont représentés les 4 courbes d'état, de condensation, de rosée et du thermomètre mouillé.

Il est évident que lorsque la courbe d'état rencontre la courbe du thermomètre mouillé, on se trouve dans une tranche d'atmosphère saturée ou nuage.

Remarquons enfin qu'en météorologie, à une particule d'air humide sont associés et ce, sans compter les températures t_c et t_d , 5 températures différentes :

Figure H



- La température propre t ;
- La température virtuelle t_v ;
- La température potentielle t_0 ;
- La température pseudoadiabatique du thermomètre mouillé t'' ;
- La température pseudoadiabatique potentielle du thermomètre mouillé t'_0 .

Je terminerai cet article en montrant comment la lecture d'un radiosondage permet de reconnaître rapidement le caractère stable ou instable d'une atmosphère. Ces notions ayant été définies par R. PICCA dans son article « Une application du théorème d'Archimède à l'étude de la stabilité verticale de l'atmosphère » [1], je ne ferai que reprendre ses conclusions pour les réinterpréter.

5.4 Stabilité et instabilité verticales de l'atmosphère:

5.4.1 Interprétation des critères de stabilité , instabilité:

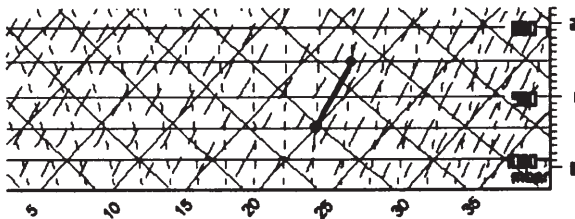
Dans cet article, R. PICCA conclut :

« En définitive, les conditions de stabilité peuvent être résumées ainsi :

$$\left(\frac{dT}{dz} \right)_{\text{sondage}} > \left(\frac{dT}{dz} \right)_{\text{sat}} > \left(\frac{dT}{dz} \right)_{\text{adiabatique}}$$

Il y a stabilité absolue c'est à dire que l'atmosphère est stable dans tous les cas, qu'elle soit saturée ou non ».

Or, dans ce premier cas, un tel critère, sachant qu'il est donné en valeur algébrique, se résume simplement sur le radiosondage : la courbe d'état est inclinée sur la droite de l'adiabatique sèche et de la pseudoadiabatique saturée:

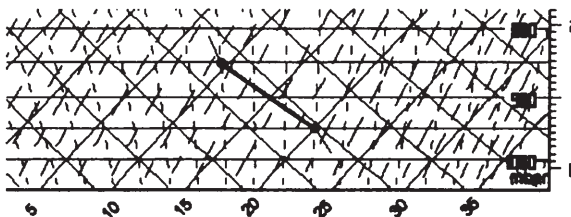


R. PICCA poursuit :

« Si
$$\left(\frac{dT}{dz} \right)_{\text{sondage}} < \left(\frac{dT}{dz} \right)_{\text{adiabatique}} < \left(\frac{dT}{dz} \right)_{\text{sat}}$$

il y a instabilité absolue »

Dans ce second cas, le critère là encore s'interprète simplement sur le radio sondage : la courbe d'état est inclinée sur la gauche de l'adiabatique sèche et de la pseudoadiabatique saturée :



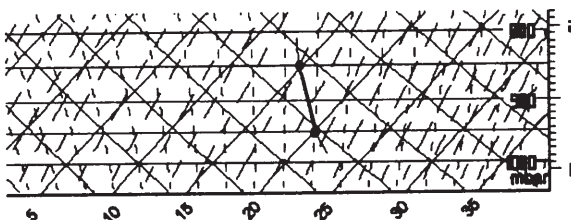
Enfin :

« Si
$$\left(\frac{dT}{dz} \right)_{\text{adiabatique}} < \left(\frac{dT}{dz} \right)_{\text{sondage}} < \left(\frac{dT}{dz} \right)_{\text{sat}}$$

l'instabilité est conditionnelle (ou encore sélective).

Dans ce dernier cas, l'air ne devient instable que s'il s'élève à un niveau suffisant, supérieur à son niveau de condensation. »

Dans ce troisième cas, l'interprétation en terme de radiosondage conduit à situer l'inclinaison de la courbe d'état sur la gauche de la pseudoadiabatique saturée et sur la droite de l'adiabatique sèche.

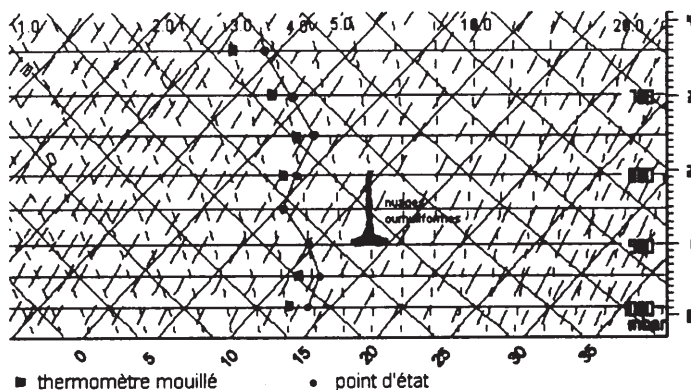


A la simple vue d'un radiosondage, un météorologue détecte rapidement la présence de couches atmosphériques stables ou instables.

6- DEUX EXEMPLES D'APPLICATION :

6.1 - La présence de couches nuageuses s'observent sur un radiosondage simplement par le fait que la courbe du thermomètre mouillé se confond avec la courbe d'état. On distingue cependant les nuages de type stratiforme de ceux de type *cumuliforme* :

- les premiers s'observent lorsque la couche est stable : sur le dernier schéma du paragraphe 5.2 où figurent les nuages stratiformes, on peut vérifier le caractère stable de l'atmosphère traduit par la disposition relative de la courbe d'état et de celle du thermomètre mouillé.
- par contre si l'inclinaison de la courbe d'état est à gauche de la pseudoadiabatique saturée, comme sur la figure suivante,



il y a instabilité ; en plus de la saturation, les particules d'air subissent un mouvement ascendant ce qui donne lieu à des nuages de type *cumuliformes* ; suivant l'épaisseur, il s'agit de **Cumulus-Cumulonimbus-Stratocumulus-Alto cumulus**...

La base de ces nuages correspond à la base de la tranche saturée.

Le sommet est plus incertain du fait du mouvement ascendant. Une règle empirique issue d'observation situe le sommet maximal de ces nuages à l'altitude où la courbe d'état rencontre la pseudoadiabatique saturée issue de la base de ces mêmes nuages.

Quant au sommet moyen de ces nuages, on les situe à l'altitude où cesse l'instabilité c'est à dire là où la courbe d'état est inclinée à droite de la pseudoadiabatique saturée.

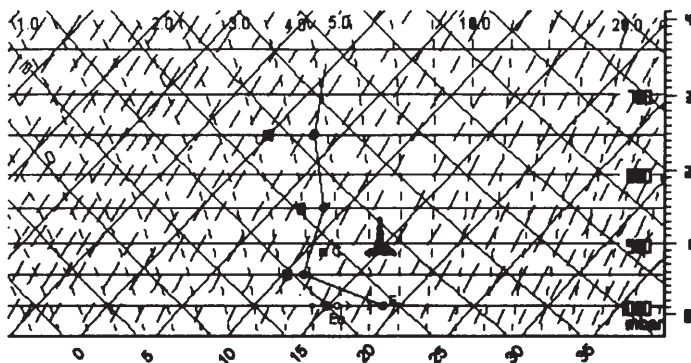
6.2 - La courbe de radiosondage ne vaut évidemment qu'au moment où elle a été « saisie » par le ballon.

Supposons une courbe de radiosondage présentant une atmosphère stable le matin d'une belle journée d'été calme et ensoleillée : le point d'état initial à la surface du sol est représenté par Eo sur la figure suivante.

Du fait du rayonnement solaire, la surface du sol et, par conduction, les très basses couches atmosphériques immédiatement en contact vont se réchauffer. La faible conductibilité thermique de l'air empêche dans un premier temps les couches supérieures

de subir ce réchauffement. Le point d'état E_0 va se déplacer vers la droite pour se transformer, par exemple, en point d'état E .

Cette évolution va créer l'instabilité : le "premier segment" de la courbe d'état issu de E se trouve effectivement à gauche de l'adiabatique sèche passant par ce même point :



La convection, alors, se déclenche :

Des particules atmosphériques, initialement au contact du sol, vont s'élever le long de l'adiabatique sèche, d'abord de manière erratique puis de façon plus ordonnée pour former les fameux courants ascendants recherchés par les vélévoles.

Si au cours de cette ascension, le point de condensation est rencontré (comme sur le schéma précédent) il y a formation de nuage. Le mouvement ascendant laisse penser que ces nuages seront de type cumuliforme : ces nuages blancs à l'allure boursoufflée sont très souvent visibles, l'été, dans le ciel.

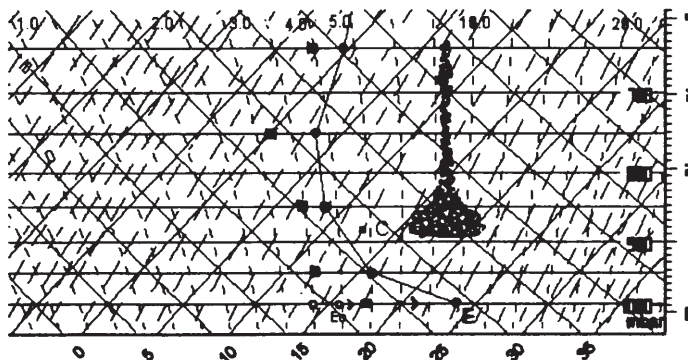
Au delà du point de condensation C , on se déplace sur la pseudoadiabatique saturée et l'ascendance s'arrête dès que cette courbe passant par C rencontre la courbe d'état. La différence d'altitude entre ce dernier point de rencontre et C mesure le développement vertical de ces nuages.

Cette situation est envisagée dans le cas de figure présenté. Si, l'atmosphère est suffisamment sèche, le point de condensation est situé à gauche de la courbe d'état et les nuages n'apparaissent pas.

Mais l'évolution peut ne pas s'arrêter là :

Le brassage convectif va contribuer au réchauffement progressif des couches atmosphériques supérieures. Si ce brassage est important, ce sont les points d'état supérieurs qui vont se déplacer sur la droite.

La conséquence de cette déformation étant un développement vertical plus important des nuages cumuliformes (selon la règle énoncée ci-dessus) pouvant provoquer des averses de pluies ou de grêle voire même, lorsque l'instabilité est très forte, des orages :



7. CONCLUSION:

Les quelques développements précédents ne constituent qu'un faible aperçu des situations diverses et variées présentées par l'atmosphère. Pour ceux qui sont intéressés par le sujet, je ne saurais que trop conseiller le livre « *Météorologie Générale* » de J.P. TRIPLET et G. ROCHE [2] qui constitue pour le néophyte une mine de renseignements.

Je tiens aussi à préciser que, n'ayant pas une formation de météorologue, il est probable que de nombreuses remarques, de la part des professionnels de la météo, pourraient être formulées tant sur le fond que sur la forme de ce présent article.

Mais, je le répète, mon souci principal était de faire découvrir cet aspect, on ne peut plus familier, de la thermodynamique et qui, il faut bien l'avouer, fait défaut dans la plupart des livres du même nom.

BIBLIOGRAPHIE

[1] PICCA R., *Une application du théorème d'Archimède à l'étude de la stabilité verticale de l'atmosphère*, Bulletin de l'Union des Physiciens, n°695, juin 1987.

[2] *Météorologie générale* (J.P. TRIPLET et G. ROCHE) édité par la Météorologie Nationale 1977.

[3] *Encyclopédie Universalis* (Thermodynamique de l'atmosphère).

ANNEXE 1

L'atmosphère isotherme.

Dans ce modèle, comme dans les autres d'ailleurs, l'air atmosphérique est assimilé à un mélange idéal de gaz parfaits de masse molaire $M = 29 \text{ g / mol}$.

L'équation d'état d'une masse m d'air s'écrit donc :

$$P.V = \frac{m}{M}.R.T \quad \text{soit} \quad P = \frac{\rho}{m}.R.T$$

où P est la pression (Pa) ;

V est le volume occupé par cette masse d'air (m^3) ;

T est la température absolue (K) ;

ρ est la masse volumique de l'air ;

$R = 8,31 \text{ J / (mol.K)}$ est la constante molaire des gaz parfaits.

En équilibre dans le champ de pesanteur terrestre (on suppose une atmosphère calme), la pression P est régie par ce qui est connu sous le nom de principe fondamental de l'hydrostatique :

$$\overrightarrow{\text{grad}}(P) = \rho \cdot \vec{g}$$

En projetant cette relation sur la verticale ascendante du lieu : axe Oz

$$\frac{dP}{dz} = -\rho \cdot g$$

Soit :

$$\frac{dP}{dz} = -\frac{P.M.}{R.T} \cdot g$$

Cette relation ne devient intégrable que si l'on fait des hypothèses sur g et sur T ;

- Compte tenu du rayon de la Terre, on peut considérer que g est constant ;

Remarque : Il est à noter que les météorologues pour tenir compte de cette possible variation de g avec z raisonnent en termes de « mètre Géopotiel » (symbole mgp) ; cette notion revient en fait à poser pour une évolution élémentaire de l'altitude dZ :

$$g \cdot dz = G \cdot dZ \quad \text{où } G = 9,8 \text{ (sans unité)} \quad \text{et} \quad Z(mgp)$$

L'utilisation de Z à la place de z revient à s'affranchir de la variation de g .

- Dans le modèle de l'atmosphère isotherme, on prend T constante ;

L'intégration peut être simplement menée en séparant les variables :

$$\frac{dP}{P} = -\frac{M \cdot g}{R \cdot T} \cdot dz \qquad \text{Ln} \left(\frac{P}{P_0} \right) = -\frac{M \cdot g}{R \cdot T} \cdot (z - z_0)$$

En prenant P_0 à l'altitude $z_0 = 0$, on en déduit:

$$P = P_0 \cdot e^{-\frac{M \cdot g \cdot z}{R \cdot T}}$$

ANNEXE 2

L'atmosphère type de l'O.A.C.ⁱ ou atmosphère standard.

Dans ce modèle on suppose :

- au niveau de la mer : température $t_0 = 15^\circ\text{C}$;
pression $P_0 = 1013,25 \text{ mbar}$
- g : accélération de la pesanteur est constante et vaut $g = 9,80665 \text{ m.s}^{-2}$
- le gradient vertical de température est constant :
 - dans la troposphère, qui s'étend de 0 à 11km, $\frac{dt}{dz} = -6,5 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{C} / \text{m}$
 - de 11km à 20km, $\frac{dt}{dz} = 0^\circ\text{C} / \text{m}$ et $t = -56,5 \text{ }^\circ\text{C}$
 - de 20km à 32km, $\frac{dT}{dz} = 10^{+3} \text{ }^\circ\text{C} / \text{m}$
- L'air est sec et sa composition constante à tous niveaux.

Dans la troposphère, l'équation traduisant l'équilibre vertical de l'atmosphère (relation (1) Annexe 1) s'écrit :

Là encore par séparation des variables :

$$\frac{dP}{P} = -\frac{g \cdot M}{R} \cdot \frac{dz}{(T_0 - a \cdot z)}$$

Soit:

$$\ln\left(\frac{P}{P_0}\right) = \frac{g \cdot M}{R \cdot a} \cdot \ln\left(\frac{T_0 - a \cdot z}{T_0}\right)$$

Ce qui conduit numériquement à :

$$P(\text{mbar}) = 1013,25 \cdot \left[1 - \frac{6,5 \cdot 10^{-3} \cdot z}{288,15}\right]^{5,26}$$

ⁱ Organisation de l'Aviation Civile Internationale

ANNEXE 3

Equation différentielle de la pseudoadiabatique saturée

Le but du calcul est d'obtenir l'équation différentielle liant T et P sur une pseudoadiabatique saturée. Précisons que sur une telle courbe les météorologues supposent que la particule d'air qui subit cette transformation reste toujours à la limite de la saturation. Autrement dit, lors d'une telle transformation, l'excès (ou le défaut) d'eau liquide est évacué (ou apporté).

Considérons alors une particule d'air à la limite de la saturation (rapport de mélange à saturation r_s , température T , pression P) subissant une évolution élémentaire qui la garde juste saturée :

$$\begin{vmatrix} P \\ T \\ r_s \end{vmatrix} \rightarrow \begin{vmatrix} P + dP \\ T + dT \\ r_s + dr_s \end{vmatrix}$$

On la supposera constituée de m_a kg d'air et de $m_v = r_s \cdot m_a$ kg de vapeur saturante.

La relation qui lie dT et dP est dictée par le caractère adiabatique de la transformation :

$$\delta Q = 0 \quad \text{ou mieux} \quad dS = 0$$

Au cours de cette transformation il a fallu :

- 1) vaporiser (ou liquéfier si $dr_s < 0$) $dr_s \cdot m_a$ kg d'eau ;
- 2) Chauffer (ou refroidir si $dT < 0$) m_a kg d'air ;
- 3) Chauffer (ou refroidir si $dT < 0$) m_v kg de vapeur saturante ;

L'opération 1 s'accompagne d'une variation élémentaire d'entropie :

$$dS_1 = dr_s \cdot m_a \cdot \frac{L_v}{T}$$

L'opération 2 s'accompagne d'une variation élémentaire d'entropie :

$$dS_2 = m_a \cdot c_{p,a} \cdot \frac{dT}{T} - \frac{m_a}{M_a} \cdot R \cdot \frac{dP}{P}$$

L'opération 3 s'accompagne d'une variation élémentaire d'entropie :

$$dS_3 = m_v \cdot c'_{v,v} \cdot \frac{dT}{T}$$

Les grandeurs mentionnés ont été définis dans l'article sauf $c'_{v,v}$: cette dernière est la chaleur massique de la vapeur le long de la courbe de saturation.

L_v de même que $c'_{v,v}$ (et dans une moindre mesure $c_{p,a}$) sont fonctions de la température.

On obtient donc :

$$dS = dr_s \cdot m_a \cdot \frac{L_v}{T} + m_a \cdot c_{pa} \cdot \frac{dT}{T} - \frac{m_a}{M_a} \cdot R \cdot \frac{dP}{P} + m_v \cdot c_v \cdot \frac{dT}{T} = 0$$

Il reste donc à exprimer dr_s ;

On a vu que r_s est lié à P et à $e_s(T)$ (pression de vapeur saturante de l'eau qui ne dépend que de la température) par la relation :

$$r_s = 0,622 \cdot \frac{e_s}{P - e_s} = \frac{M_v}{M_a} \cdot \frac{e_s}{P - e_s}$$

On peut alors exprimer dr_s en différenciant l'expression ce qui conduit à :

$$dr_s = \frac{M_v}{M_a} \cdot \frac{P \cdot de_s - e_s \cdot dP}{(P - e_s)^2}$$

Le dénominateur peut être exprimé en fonction de e_s et r_s d'après la relation (2) :

$$dr_s = \frac{M_a}{M_v} \cdot \left[\frac{r_s^2 \cdot P \cdot de_s}{e_s^2} - \frac{r_s^2 \cdot dP}{e_s} \right]$$

e_s ne dépendant que de T , $de_s = \frac{de_s}{dT} \cdot dT$; or d'après la relation de Clapeyron relative au changement d'état :

$T \cdot (u_v - u_l) \cdot \frac{de_s}{dT} = L_v$ où u_v et u_l sont respectivement les volumes massiques de l'eau à l'état vapeur et l'eau à l'état liquide.

En négligeant le second par rapport au premier et en assimilant la vapeur à un gaz parfait

$$T \cdot \left(\frac{1}{M_v} \cdot \frac{R \cdot T}{e_s} \right) \cdot \frac{de_s}{dT} = L_v \quad \text{soit} \quad \frac{de_s}{dT} = \frac{L_v}{T} \cdot \frac{M_v \cdot e_s}{R \cdot T}$$

On en déduit :

$$dr_s = \frac{M_a}{M_v} \cdot \left[\frac{r_s^2 \cdot P \cdot L_v \cdot M_v \cdot dT}{e_s \cdot R \cdot T^2} - \frac{r_s^2 \cdot dP}{e_s} \right]$$

Remplaçons e_s par son expression issue de la relation (2) :

$$e_s = \frac{P \cdot r_s}{\frac{M_v}{M_a} + r_s}$$

On obtient :

$$dr_s = \frac{M_a}{M_v} \cdot \left[\frac{r_s \cdot \left(\frac{M_v}{M_a} + r_s \right) \cdot L_v \cdot M_v \cdot dT}{R \cdot T^2} - \frac{r_s \cdot \left(\frac{M_v}{M_a} + r_s \right) \cdot dP}{P} \right]$$

soit :

$$dr_s = \left(1 + \frac{M_a}{M_v} \cdot r_s \right) \cdot \left[\frac{r_s \cdot L_v \cdot M_v \cdot dT}{R \cdot T^2} - \frac{r_s \cdot dP}{P} \right]$$

En remplaçant cette expression dans dS :

$$dS = \left(1 + \frac{M_a}{M_v} \cdot r_s \right) \cdot \left[\frac{L_v^2 \cdot M_v \cdot dT \cdot m_a \cdot r_s}{R \cdot T^3} - \frac{r_s \cdot dP \cdot m_a \cdot L_v}{P \cdot T} \right] + m_a \cdot c_{pa} \cdot \frac{dT}{T} - \frac{m_a}{M_a} \cdot R \cdot \frac{dP}{P} + m_v \cdot c_v \cdot \frac{dT}{T} = 0$$

En divisant par m_a , on obtient l'égalité :

$$\frac{dT}{T} \cdot \left[\left(1 + \frac{M_a}{M_v} \cdot r_s \right) \cdot \left(\frac{L_v^2 \cdot M_v \cdot r_s}{R \cdot T^2} \right) + c_{pa} + r_s \cdot c_v \right] = \frac{dP}{P} \cdot \left[\frac{R}{M_a} + \left(1 + \frac{M_a}{M_v} \cdot r_s \right) \cdot \frac{r_s \cdot L_v}{T} \right]$$

Qu'on peut encore écrire sous la forme :

$$\left[\frac{\partial T}{\partial P} \right]_{pseudoadiab} = \frac{T \cdot \left[\frac{R}{M_a} + \left(1 + \frac{M_a}{M_v} \cdot r_s \right) \cdot \frac{r_s \cdot L_v}{T} \right]}{P \cdot \left[\left(1 + \frac{M_a}{M_v} \cdot r_s \right) \cdot \left(\frac{L_v^2 \cdot m_v \cdot r_s}{R \cdot T^2} \right) + c_{pa} \cdot r_s \cdot c_v \right]}$$

Cette expression représente la pente de la pseudoadiabatique saturée. On avait exprimé de même la pente de l'adiabatique sèche au paragraphe 4.1.

Il est évident que cette relation n'est intégrable que numériquement. Son avantage est de pouvoir situer en chaque point de l'éagramme (où sont connus T , P et r_s) la pente de la pseudoadiabatique.

ANNEXE 4

Mesure d'une altitude

La mesure d'altitude revient à établir une loi de correspondance entre la pression P et l'altitude Z recherchée. Cette loi de correspondance nécessite de se donner un modèle d'atmosphère. On a déjà donné dans les annexes 1 et 2, les modèles d'atmosphère isotherme et O.A.C.I : avec ces deux modèles, la mesure de P permet la détermination de Z .

En météorologie, on utilise aussi le modèle de Laplace, qui apparaît plus fin que les deux premiers, parce plus proche des conditions locales de température et de pression.

Au cours de son ascension, le ballon mesure en continu, la pression P , la température T et l'humidité qui permet d'atteindre le rapport de mélange r .

De T et de r , on peut déterminer la température virtuelle T_v :

$$T_v = \frac{1 + \frac{M_a}{M_v} \cdot r}{1 + r} \cdot T$$

Dans le modèle de Laplace, les hypothèses sont les suivantes :

Dans une couche quelconque de la troposphère comprise entre les niveaux de pression P_1 et P_2 :

- l'accélération de la pesanteur g est constante : $g = 9,8 \text{ m/s}^2$
(Compte tenu de l'épaisseur de la troposphère : 11km , l'approximation est excellente).
- selon la verticale, la température virtuelle est fonction linéaire du logarithme népérien de la pression P :

$$T_v = k \cdot \ln\left(\frac{P}{P_0}\right) \quad \text{où } P_0 \text{ est une pression de référence quelconque.}$$

k est une constante.

L'axe vertical Oz étant ascendant, l'équilibre vertical de l'atmosphère est traduit par :

$$\frac{dP}{dz} = -\rho \cdot g$$

$$\text{Or } \rho = \frac{P \cdot M_a}{R \cdot T_v} \quad \text{donc} \quad dz = -\frac{R}{M_a \cdot g} \cdot T_v \cdot \frac{dP}{P}$$

D'après l'hypothèse de Laplace $dT_v = k \cdot \frac{dP}{P}$ soit en éliminant la pression entre les deux dernières équations :

$$dz = -\frac{R}{M_a \cdot k \cdot g} \cdot T_v \cdot dT_v$$

Après intégration entre les deux altitudes z_1, T_{v1} et z_2, T_{v2} :

$$z_2 - z_1 = -\frac{R}{2 \cdot M_a \cdot k \cdot g} \cdot (T_{v2}^2 - T_{v1}^2) = -\frac{R}{M_a \cdot k \cdot g} \cdot \frac{T_{v2} + T_{v1}}{2} \cdot (T_{v2} - T_{v1})$$

Soit, si T_{vm} est la température virtuelle moyenne:

$$z_2 - z_1 = -\frac{R}{M_a \cdot k \cdot g} \cdot T_{vm} \cdot (T_{v2} - T_{v1})$$

mais d'après l'hypothèse de Laplace :

$$T_{v2} - T_{v1} = k \cdot \ln\left(\frac{P_2}{P_1}\right) \quad \text{donc} \quad z_2 - z_1 = \frac{R}{M_a \cdot g} \cdot T_{vm} \cdot \ln\left(\frac{P_1}{P_2}\right)$$

Et, numériquement n remplaçant le logarithme népérien par le logarithme décimal:

$$z_2 - z_1 = 67,445 \cdot T_{vm} \cdot \log\left(\frac{P_1}{P_2}\right)$$

Cette dernière expression donne en mètres l'épaisseur d'une couche d'atmosphère limitée par les pressions P_1 et P_2 au sein de laquelle la température virtuelle moyenne est T_{vm} .

Remarques :

- la constante k disparaît dans l'expression finale : elle ne doit donc être constante qu'à l'intérieur de la couche considérée mais elle peut très bien varier d'une couche à l'autre.
- le fait de tenir compte localement de la température et aussi de l'humidité conduit à penser que la mesure d'altitude par cette méthode est beaucoup plus fine que les précédentes.

L'inconvénient est que la mesure d'altitude ne peut se faire que de proche en proche, couche par couche. Cependant à partir de la série de mesures envoyées par le ballon au sol, il est aisé de calculer z par l'utilisation d'un tableur.

Lors du dernier lancer de ballon, cette méthode a été mise en oeuvre pour connaître son altitude.

On s'est alors aperçu que pendant la première phase du lâcher (à priori ascensionnelle) le ballon était légèrement redescendu. On a interprété ce phénomène en supposant qu'il avait dû traverser une zone de turbulences ; de plus, l'observation du signal émis par le

BIBLIOGRAPHIE

- [1] PICCA R., Une application du théorème d'Archimède à l'étude de la stabilité verticale de l'atmosphère, *Bulletin de l'Union des Physiciens*, n°695, juin 1987
- [2] TRIPLET J.-P., ROCHE G., *Météorologie générale*, édité par la Météorologie Nationale, 1997.
- [3] Thermodynamique de l'atmosphère, *Encyclopédie Universalis*.