

ELEMENTS DE METEOROLOGIE

CHAPITRE IV

ELEMENTS DE THERMODYNAMIQUE ET DE STATIQUE
DE L'ATMOSPHERE

par A. DESCAMPS et L. DUFOUR

Ce chapitre expose des notions fondamentales de thermodynamique (31) et de statique de l'atmosphère, ainsi que certaines applications à l'exploitation des radiosondages décrits au chapitre III, à savoir le calcul des géopotentiels et l'examen de la stabilité verticale de l'atmosphère. La plupart de ces notions seront encore utilisées fréquemment dans les chapitres ultérieurs.

Nous avons cru préférable d'explicitier l'enchaînement des principales formules, dont plusieurs sont des équations différentielles. Cependant, le lecteur que cela rebuterait peut se dispenser de suivre le détail de ces formules, notamment celles des n^{os} 2, 3, 4; les notions les plus usuelles figurant dans ces n^{os} 2, 3, 4 réapparaissent sous leur aspect graphique, plus simple, au n^o 5 (il est toutefois nécessaire de se reporter aux n^{os} 2, 3, 4 pour les définitions).

Par ailleurs, on peut pratiquement interpréter un symbole tel que dS , différentielle de la grandeur S , comme représentant plus simplement une variation suffisamment petite de S .

1. Les changements d'état de l'eau.

L'eau existe dans l'atmosphère sous forme solide, liquide ou gazeuse. La neige, la grêle sont des formes solides de l'eau; la pluie, la bruine en sont des formes liquides. A l'état gazeux, l'eau est invisible et l'on emploie erronément le mot de vapeur d'eau quand on l'applique, par exemple, à l'eau condensée en fines gouttelettes qui sort du bec d'une bouilloire.

Tous les passages de l'eau d'un état à l'autre se produisent dans la nature; ces passages sont les suivants :

solide → liquide (*fusion*),
 solide → gazeux (*sublimation*),
 liquide → gazeux (*évaporation*);
 gazeux → liquide (*condensation*),
 gazeux → solide (*solidification*),
 liquide → solide (*congélation*).

(31) Pour une étude approfondie, voir : Van Mieghem, J. et Dufour, L. *Thermodynamique de l'atmosphère*, I.R.M., Mémoires, vol. 30, 1948.

Rappelons brièvement quelques propriétés de ces changements d'état. Au-dessus d'une surface plane d'eau pure, il y a toujours de la vapeur d'eau car l'air, même limpide, contient de l'eau à l'état de vapeur. A travers la surface de séparation entre l'eau et l'air, des molécules d'eau changent de phase. Il y a *évaporation* lorsque le nombre de molécules passant de l'état liquide à l'état gazeux est supérieur au nombre de molécules qui effectuent le passage inverse; dans le cas contraire, il y a *condensation*.

La quantité de vapeur d'eau qu'une masse donnée d'air peut contenir n'est pas illimitée; par conséquent, l'évaporation de l'eau cesse lorsque la pression de sa vapeur atteint une valeur maximum p_v^* appelée *pression de saturation*. L'expérience montre et le calcul confirme que, pour les pressions rencontrées dans l'atmosphère, la pression de saturation par rapport à une surface plane d'eau pure ne dépend que de la température et croît avec celle-ci. On trouvera au tableau I, la valeur de cette pression pour quelques températures. L'état de *saturation* est un état d'équilibre car, lorsqu'il se produit, le nombre de molécules qui passent de l'état gazeux à l'état liquide est égal au nombre de molécules effectuant le passage inverse. La courbe 1 de la figure 1 représente l'ensemble de ces états d'équilibre.

TABLEAU I.

Pression de saturation par rapport à une surface plane d'eau pure.

T (°C)	—40°	—30°	—20°	—10°	0°	10°	20°	30°
p_v^* (mb)	0,19	0,51	1,25	2,86	6,11	12,27	23,37	42,43

On sait, par expérience, que pour s'évaporer tout liquide doit emprunter de la chaleur au milieu extérieur. Dans le cas de l'eau, la quantité de chaleur nécessaire pour convertir un gramme de liquide en vapeur ou *chaleur d'évaporation* est de l'ordre de 600 calories, c'est-à-dire qu'il faut environ six fois plus de chaleur pour évaporer un gramme d'eau que pour faire passer la température de la même masse d'eau de 0 à 100° C. Il est important de noter dès maintenant que, dans l'atmosphère, la chaleur nécessaire à l'évaporation de l'eau est empruntée suivant les cas au sol ou à l'air, ce qui a pour résultat de refroidir le sol ou l'air ou bien de ralentir le réchauffement dû à d'autres influences. Lorsque la vapeur d'eau se condense, les processus physiques inverses se produisent, c'est-à-dire que de la chaleur est alors cédée au milieu extérieur.

Tout ce que nous venons de dire de l'évaporation et de la condensation s'applique à la *sublimation* et à la *solidification*, à condition de remplacer l'eau pure par la glace pure. Il existe donc une pression

de saturation par rapport à une surface plane de glace pure qui ne dépend que de la température, croît avec celle-ci et dont on trouvera au tableau II la valeur pour quelques températures. L'état de saturation correspondant à cette pression est également un état d'équilibre; l'ensemble de ces états est représenté à la figure 1 par la courbe 2. Il existe aussi une *chaleur de sublimation* qui est environ égale à 675 cal/gr.

TABLEAU II.

Pression de saturation par rapport à une surface plane de glace pure.

T (°)	—40°	—30°	—20°	—10°	0°
p_v^* (mb)	0,13	0,38	1,03	2,60	6,11

En ce qui concerne la *fusion* et la *congélation*, nous nous bornons à rappeler que la *chaleur de fusion* de la glace est approximativement égale à 80 cal/gr et que, pour les pressions observées dans l'atmosphère, on peut considérer que ces changements d'état ont lieu à température constante. L'ensemble des états d'équilibre entre l'eau et la glace est représenté, à la figure 1, par la courbe 3.

Les trois phases de l'eau ne peuvent coexister qu'à une seule température et à une seule pression pour lesquelles les propriétés des trois phases sont parfaitement définies. En négligeant la pression de l'air sec qui, dans le cas qui nous occupe, n'altère les valeurs considérées que d'une façon insignifiante, cette température et cette pression qui définissent ce que l'on appelle le *point triple* sont respectivement 6,11 mb et 273,1675° K.

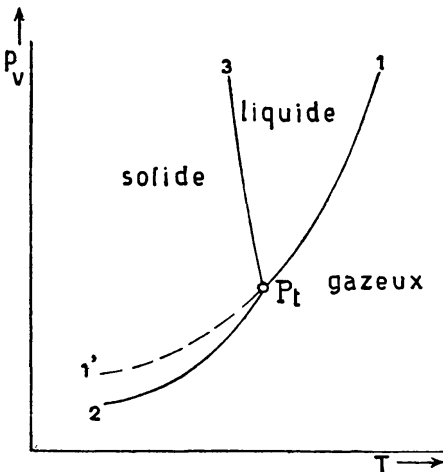


Fig. IV, I. — Représentation schématique des différents états de l'eau

Sur un diagramme (fig. 1) où les températures sont portées en abscisses et les pressions de la vapeur d'eau en ordonnées, l'état correspondant au point triple est représenté par le point P_t . De ce point partent trois courbes : la courbe 1 des pressions de saturation par rapport à l'eau, la courbe 2 des pressions de saturation par rapport à la glace et la courbe 3 des points de fusion. Le plan est divisé par ces courbes en régions aisément reconnaissables : 1°) le domaine de l'état gazeux situé

au-dessous des courbes 1 et 2, caractérisé par une pression inférieure à la pression de vapeur saturante, 2°) le domaine des états liquides et solides situé au-dessus des courbes 1 et 2, caractérisé par une pression supérieure à la pression de vapeur saturante. Pour séparer le domaine de l'état solide de celui de l'état liquide, il suffit de remarquer que, sous une pression donnée, la température est plus basse dans le premier que la température de fusion; l'état solide est donc à gauche de la courbe 3.

Les états d'équilibre représentés par les courbes 1, 2, 3 sont des états d'équilibre véritable. A côté de ces états d'équilibre véritable, il y a aussi des états de faux équilibre, en particulier la *surfusion* que l'on observe fréquemment dans l'atmosphère. On sait, en effet, qu'à -10°C la plupart des nuages sont encore constitués de gouttelettes d'eau et que l'on observe même de telles gouttelettes à -40°C . A cause de cette propriété de l'eau, la courbe de saturation de la vapeur d'eau (courbe 1) peut être prolongée pour les températures inférieures à celle du point triple. A ces températures, il existe donc une pression de saturation par rapport à l'eau surfondue et une autre pression de saturation par rapport à la glace, cette dernière étant inférieure à la première (cf. tableaux I et II). Le fait qu'aux températures inférieures à 0°C l'eau existe à la fois à l'état solide et à l'état liquide dans l'atmosphère joue, comme nous le verrons par la suite, un rôle important en météorologie.

Il importe de ne pas perdre de vue que les propriétés des changements d'état que nous venons de rappeler ne s'appliquent qu'à des masses d'eau *pure* et de glace *pure* limitées par des surfaces *planes*. Elles ne peuvent donc être utilisées telles quelles que dans l'étude des phénomènes atmosphériques où les masses d'eau considérées sont suffisamment grandes pour que l'on puisse admettre que leur surface est plane et où la masse des substances dissoutes est suffisamment faible pour être négligée.

2. Le premier principe de la thermodynamique.

2,1. **Enoncé.** — Considérons un système *fermé*, c'est-à-dire un système qui ne peut effectuer aucun échange massique avec le monde extérieur. Soient p la pression, T la température absolue et V le volume de ce système.

Le premier principe de la thermodynamique affirme que *la quantité de chaleur dQ reçue par le système de l'instant t à l'instant $t + dt$ ($dt > 0$) est égale à l'accroissement dE de l'énergie interne du système considéré, pendant le laps de temps dt , augmenté du travail mécanique $p \cdot dV$ effectué par ce système pendant le même laps de temps.*

Analytiquement, le premier principe s'écrit

$$(IV, 1) \quad dQ = dE + p \cdot dV$$

On peut interpréter physiquement l'énergie interne en disant que son accroissement représente l'excès d'énergie calorifique reçue par le système sur l'énergie mécanique cédée par le système au milieu extérieur.

2.2. **Application aux gaz parfaits.** — Supposons que le système considéré soit un gaz parfait de masse m . En divisant par m l'expression (1), celle-ci s'écrit, en vertu de l'invariance de la masse m ,

$$(IV, 2) \quad dq = de + p \cdot dv$$

où nous avons posé

$$(IV, 3) \quad dq = dQ : m, \quad e = E : m, \quad v = V : m.$$

Les symboles e et v représentent respectivement l'énergie interne spécifique et le volume spécifique du système; la forme différentielle dq exprime la quantité de chaleur reçue par le système par unité de masse.

D'après la loi de Joule, l'énergie interne spécifique d'un gaz parfait ne dépend que de la température de ce gaz :

$$(IV, 4) \quad e = e(T)$$

L'équation (2) peut alors s'écrire

$$(IV, 5) \quad dq = \frac{de}{dT} dT + p \cdot dv$$

Pour une transformation isométrique (v constant, donc $dv = 0$)

$$(IV, 6) \quad \frac{de}{dT} = \left(\frac{dq}{dT} \right)_v = c_v$$

où c_v est la chaleur spécifique à volume constant du gaz considéré.

L'équation (5) prend alors la forme suivante

$$(IV, 7) \quad dq = c_v \cdot dT + p \cdot dv$$

Différentions maintenant l'équation des gaz parfaits, ce qui donne

$$(IV, 8) \quad p \cdot dv = R \cdot dT - v \cdot dp$$

où R est la constante spécifique du gaz considéré.

En remplaçant dans (7) $p \cdot dv$ par sa valeur tirée de (8), il vient

$$(IV, 9) \quad dq = (c_v + R) dT - v \cdot dp$$

Pour une *transformation isobare* (p constante, donc $dp = 0$),

$$(IV, 10) \quad \left(\frac{dq}{dT} \right)_p = c_v + R = c_p$$

où c_p est la *chaleur spécifique à pression constante* du gaz considéré.

L'équation (9) prend alors la forme suivante

$$(IV, 11) \quad dq = c_p dT - v \cdot dp$$

En divisant par T les deux membres des équations (7) et (11), elles s'écrivent, eu égard à l'équation des gaz parfaits,

$$(IV, 12) \quad \frac{dq}{T} = c_v \frac{dT}{T} + R \frac{dv}{v} = c_p \frac{dT}{T} - R \frac{dp}{p}$$

ou encore (32)

$$(IV, 13) \quad \frac{dq}{T} = d [\lg T^{c_v} v^R] = d [\lg T^{c_p} p^{-R}]$$

2,3. Transformations adiabatiques. — On appelle *transformation adiabatique* d'un système une transformation au cours de laquelle le système n'échange pas de chaleur avec le milieu extérieur. La condition qui doit être satisfaite pour qu'une transformation soit adiabatique est donc

$$(IV, 14) \quad dq = 0$$

L'équation différentielle d'une telle transformation dans le cas d'un gaz parfait est, compte tenu de (13) et (14),

$$(IV, 15) \quad d [\lg T^{c_v} v^R] = d [\lg T^{c_p} p^{-R}] = 0$$

En intégrant ces équations entre l'instant initial (T_0, v_0) ou (T_0, p_0) et un instant quelconque (T, v) ou (T, p) , on a

$$(IV, 16) \quad \frac{T}{T_0} = \left(\frac{v_0}{v} \right)^{\frac{R}{c_v}} \quad \text{et} \quad \frac{T}{T_0} = \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{R}{c_p}}$$

(32) Le symbole \lg désignera toujours des logarithmes népériens, de base $e = 2,71828\dots$

3. L'air humide.

3,1. **Généralités.** — L'*air humide* est de l'air atmosphérique qui ne contient ni eau liquide, ni glace. Il est donc composé uniquement d'air sec et de vapeur d'eau, que l'on considère généralement comme des gaz parfaits pour les pressions et les températures observées dans l'atmosphère.

Représentons par m_a et m_v la masse d'air sec et celle de vapeur d'eau qui, à la pression atmosphérique p et à la température T , occupent le volume V . Désignons par p_a et p_v , par M_a et M_v , par R_a et R_v les pressions partielles, les masses molaires et les constantes spécifiques de l'air sec et de la vapeur d'eau. On a alors, compte tenu des lois des gaz parfaits,

$$(IV, 17) \quad p = p_a + p_v \quad (\text{loi de Dalton})$$

$$(IV, 18) \quad M_a R_a = M_v R_v \quad (\text{loi d'Avogadro})$$

$$(IV, 19) \quad p_a = \frac{m_a R_a T}{V}, \quad p_v = \frac{m_v R_v T}{V} \quad (\text{lois de Gay-Lussac et de Dalton})$$

3,2 **Les indicateurs d'humidité.** — En météorologie, ce qu'on appelle l'humidité de l'air se rapporte uniquement à la vapeur d'eau contenue dans l'atmosphère; on ne tient donc pas compte de l'eau sous forme liquide ou sous forme solide.

Il existe, comme nous allons le voir, plusieurs indicateurs d'humidité de l'air présentant tous des avantages et des inconvénients, mais dont chacun est adapté à un usage particulier.

3,2,1. La concentration en vapeur d'eau

$$(IV, 20) \quad d_v = m_v : V$$

est le rapport de la masse de vapeur d'eau au volume d'air atmosphérique qui la contient.

Eu égard à (19), la formule (20) peut s'écrire

$$(IV, 21) \quad d_v = \frac{P_v}{R_v T}$$

La concentration en vapeur d'eau est souvent appelée *humidité absolue* ou *densité de vapeur*, termes ambigus dont l'emploi est à éviter.

3,2,2. Le rapport de mélange

$$(IV, 22) \quad r_v = m_v : m_a$$

est le rapport de la masse de vapeur d'eau à la masse d'air sec avec lequel la vapeur d'eau est mélangée.

Compte tenu de (17) et de (19), ce rapport peut s'écrire

$$(IV, 23) \quad r_v = \frac{\varepsilon P_v}{p - P_v}$$

où $\varepsilon = R_a/R_v \cong 0,622$.

3,2,3. L'humidité spécifique

$$(IV, 24) \quad q_v = m_v : (m_a + m_v)$$

est le rapport de la masse de vapeur d'eau à la masse d'air humide dans laquelle la masse de vapeur d'eau est contenue.

Eu égard à (17) et (19) la formule (23) peut s'écrire

$$(IV, 25) \quad q_v = \frac{\varepsilon P_v}{p - (1 - \varepsilon) P_v}$$

Dans l'atmosphère, la pression atmosphérique dépasse rarement 1050 mb et la pression partielle de la vapeur d'eau, 60 mb. On peut donc, en première approximation, négliger p_v par rapport à p , d'où la formule approchée

$$(IV, 26) \quad q_v \cong r_v \cong \varepsilon p_v : p$$

Les masses m_a et m_v étant des constantes pour toutes les transformations de l'air humide, il résulte de (22) et (24) que r_v et q_v sont des invariants de ces transformations.

3,2,4. Un indicateur d'humidité de l'air, très employé en météorologie, est l'*humidité relative* U (en pour cent) définie par

$$(IV, 27) \quad U = 100 \frac{P_v}{P_v^*(T)}$$

où $P_v^*(T)$ est la pression de saturation à la température T , définie au n° 1.

L'humidité relative est définie univoquement lorsque la température de l'air est supérieure au point de gelée. Si cette température est inférieure à

0°C, il n'en est plus de même, car il existe alors (voir n° 1) une pression de saturation en présence d'eau surfondue et une autre pression de saturation en présence de glace. Aux températures inférieures à 0°C, on calcule, par convention, l'humidité relative par rapport à l'eau surfondue. Il en résulte que, sauf au point de gelée, l'humidité relative est inférieure à 100 % lorsque la saturation par rapport à la glace est atteinte.

Compte tenu de (26), on a en première approximation

$$(IV, 28) \quad U \cong 100 \frac{r_v}{r_v^*} \cong 100 \frac{q_v}{q_v^*}$$

où r_v^* est le *rapport de mélange à la saturation* et q_v^* l'humidité spécifique à la saturation. Pour une particule d'air donnée, U est fonction de p et T, comme r_v^* et q_v^* .

3,2,5. Un autre indicateur de l'humidité de l'air, dont l'usage est fréquent en météorologie, est la *température thermodynamique du point de rosée* : c'est la température T_d à laquelle l'air doit être refroidi pour qu'il soit saturé, relativement à l'eau liquide, à la pression initiale p et avec le rapport de mélange r_v .

Puisque p et r_v restent constants au cours de ce refroidissement, il résulte de (23) qu'il doit en être de même de p_v . La température thermodynamique du point de rosée est par conséquent la température à laquelle la pression p_v de la vapeur d'eau est égale à la pression de saturation :

$$(IV, 29) \quad p_v^*(T_d) = p_v$$

ou encore, eu égard à (23),

$$(IV, 30) \quad p_v^*(T_d) = \frac{r_v}{\varepsilon + r_v} \cdot p$$

Remarquons qu'en vertu de sa définition, la température thermodynamique du point de rosée est un invariant pour les transformations isobariques ($p = \text{Cte}$) en l'absence d'évaporation ou de condensation ($p_v = \text{Cte}$).

Lorsque la température est inférieure au point de rosée, il existe, à côté de la température thermodynamique du point de rosée, une *température thermodynamique du point de givre* T_f prise relativement à la glace. Par convention, on utilise T_d au lieu de T_f aux températures inférieures à 0°C.

Dans la pratique courante, l'humidité de l'air se détermine à l'aide d'un hygromètre à absorption qui donne l'humidité relative U

ou à l'aide d'un psychromètre (cf. 4, 3) qui permet de déterminer la pression partielle de la vapeur d'eau p_v . Dès que p_v est connu, les formules (21), (23), (25), (27) et (29) permettent de calculer respectivement la concentration en vapeur d'eau, le rapport de mélange, l'humidité spécifique, l'humidité relative et la température thermodynamique du point de rosée. Quand c'est l'humidité relative qui est connue, on déduit de (27) la valeur de p_v à l'aide de laquelle il est possible de calculer, comme nous venons de le voir, la valeur des autres indicateurs d'humidité.

3.3. L'équation caractéristique. — Cette équation s'obtient en substituant (19) dans (17), ce qui donne

$$(IV, 31) \quad p V = (m_a R_a + m_v R_v) T$$

En divisant les deux membres de (31) par la masse totale du système $m = m_a + m_v$, on obtient

$$(IV, 32) \quad p v = \frac{P}{\rho} = [(1 - q_v) R_a + q_v R_v] T$$

où ρ est la *masse spécifique* de l'air humide.

En posant

$$(IV, 33) \quad R = [(1 - q_v) R_a + q_v R_v] = R_a \left[1 + q_v \left(\frac{R_v}{R_a} - 1 \right) \right]$$

l'équation (32) prend la forme suivante

$$(IV, 34) \quad p v = R T$$

où la constante spécifique de l'air humide R dépend du contenu en vapeur d'eau par l'intermédiaire de q_v .

3.4. La température virtuelle. — L'équation caractéristique (32) peut s'écrire, eu égard à (33),

$$(IV, 35) \quad p = R_a \rho T_v$$

en posant

$$(IV, 36) \quad T_v = T \left[1 + q_v \left(\frac{R_v}{R_a} - 1 \right) \right]$$

où T_v est la *température virtuelle*, c'est-à-dire la température à laquelle on devrait porter de l'air sec pour que, à la même pression p , il ait la même masse spécifique que l'air humide considéré.

Dans (36), remplaçons q_v par sa valeur tirée de (28); on obtient ainsi

$$(IV, 37) \quad T_v - T \cong \left(\frac{R_v}{R_a} - 1 \right) q_v^* \frac{U}{100} T = T_v^* - T \frac{U}{100}$$

où

$$(IV, 38) \quad T_v^* = T \left[1 + q_v^* \left(\frac{R_v}{R_a} - 1 \right) \right]$$

représente la température virtuelle de l'air saturé à la température T et à la pression p .

La température virtuelle T_v , qui intervient par exemple dans le calcul des géopotentiels (cf. n° 6, 3), ne diffère sensiblement de la température ordinaire T qu'aux fortes humidités et aux températures élevées. Dans l'atmosphère, la différence $T_v - T$ atteint rarement 5°C; elle se détermine pratiquement comme suit : on multiplie par $U/100$ la valeur de $T_v^* - T$ donnée par une table (ou bien sur un diagramme) en fonction de p et de T .

3.5. Les transformations adiabatiques. — Dans l'atmosphère, beaucoup de transformations sont tellement rapides que les gains et les pertes de chaleur par conductibilité et par rayonnement peuvent être négligés : on peut admettre que ces transformations sont adiabatiques.

Avant d'écrire l'équation des transformations adiabatiques de l'air humide, rappelons qu'on peut écrire, en vertu de l'hypothèse fondamentale de Gibbs,

$$(IV, 39) \quad mc_p = m_a c_{pa} + m_v c_{pv}$$

où c_{pa} et c_{pv} sont les chaleurs spécifiques à pression constante de l'air sec et de la vapeur d'eau. En divisant les deux membres de cette équation par m , on a, grâce à (24),

$$(IV, 40) \quad c_p = (1 - q_v) c_{pa} + q_v c_{pv} = c_{pa} \left[1 + q_v \left(\frac{c_{pv}}{c_{pa}} - 1 \right) \right]$$

Dès lors, en se reportant à l'équation générale (16) des transformations adiabatiques, on peut écrire, compte tenu de (33) et (40),

$$(IV, 41) \quad \frac{T}{T_0} = \left(\frac{P}{P_0} \right)^{k(R_a : c_{pa})}$$

où l'on a posé

$$(IV, 41') \quad k = [1 + q_v \left(\frac{R_v}{R_a} - 1 \right)] : [1 + q_v \left(\frac{c_{pv}}{c_{pa}} - 1 \right)]$$

Dans le cas de l'air sec ($q_v = 0$), k vaut 1, de sorte que (41) devient

$$(IV, 42) \quad \frac{T}{T_o} = \left(\frac{P}{P_o} \right)^{R_a : c_{pa}}$$

Remplaçons, dans (41), R_a , R_v , c_{pa} , c_{pv} par leur valeur numérique :

$$(IV, 43) \quad \begin{cases} R_a = 6,8557 \cdot 10^{-2} \text{ cal/gr } ^\circ\text{C}; & R_v = 11,0226 \cdot 10^{-2} \text{ cal/gr } ^\circ\text{C} \\ c_{pa} = 0,240 \text{ cal/gr } ^\circ\text{C}; & c_{pv} = 0,441 \text{ cal/gr } ^\circ\text{C} \end{cases}$$

On obtient ainsi, en première approximation,

$$(IV, 44) \quad \frac{T}{T_o} \cong \left(\frac{P}{P_o} \right)^{(1 - 0,23 q_v) (R_a : c_{pa})}$$

Comme q_v est de l'ordre de 10^{-2} à 10^{-3} , on peut négliger $0,23 q_v$ par rapport à l'unité dans (44), ce qui revient à dire qu'*en pratique, on peut assimiler l'air humide à l'air sec en ce qui concerne les transformations adiabatiques.*

3.6. La température potentielle. — La température potentielle θ est la température que prend une particule d'air humide lorsque, par une transformation adiabatique, elle est amenée à une certaine pression standard p_s qui, dans la pratique, est généralement 1000 mb.

Grâce à (41), cette température est donnée par

$$(IV, 45) \quad \theta = T \left(\frac{P_s}{P} \right)^{k (R_a : c_{pa})} \quad (k \text{ défini par (41')}, p_s = 1000 \text{ mb})$$

ou encore, en première approximation, par

$$(IV, 46) \quad \theta = T \left(\frac{P_s}{P} \right)^{R_a : c_{pa}}$$

Lorsque le point (T, p) représentant l'état physique d'une particule d'air décrit une adiabatique, il résulte de (46) que la température potentielle de cette particule reste constante; à chaque adiabatique

correspond donc une valeur de θ et réciproquement. Il s'en suit que la température potentielle d'une particule d'air humide peut servir à la reconnaître, à condition que la particule ne soit soumise qu'à des transformations adiabatiques au cours desquelles l'air reste non saturé.

Le calcul de la température potentielle s'effectue à l'aide d'une table fournissant la valeur de $(p_s/p)^{R_a : c_{pa}}$ en fonction de p ; il suffit de multiplier la valeur trouvée par T pour avoir θ .

4. L'air humide avec de l'eau ou de la glace.

4,1. **Généralités.** — L'air atmosphérique est, dans ce cas, un mélange d'air sec, de vapeur d'eau et d'eau liquide ou de glace. Les formules établies aux nos 3,1; 3,3; 3,4 restent applicables. Il en est de même des formules du no 3,2 avec toutefois cette différence essentielle que m_v n'étant plus une constante, le rapport de mélange r_v et l'humidité spécifique q_v ne sont plus des invariants pour les transformations de l'air humide avec de l'eau liquide ou de la glace.

4,2 **Les transformations adiabatiques.** — Considérons une particule d'air atmosphérique, de pression p et de température T , contenant les masses m_a , m_v et m_e d'air sec, de vapeur d'eau et d'eau liquide. Supposons qu'à la suite d'une détente adiabatique de la particule, il se condense une quantité dm_v de vapeur d'eau tandis que la température varie de dT et la pression de dp .

La formation d'une masse $dm_e = -dm_v$ d'eau liquide libère une quantité de chaleur exprimée par $L_v \cdot dm_e$ où L_v est la chaleur de vaporisation de l'eau. Pour simplifier le problème, admettons que cette quantité de chaleur ne serve qu'à réchauffer la masse m_a d'air sec contenue dans la particule. Puisque la transformation est adiabatique, il n'y a pas d'échange de chaleur avec le milieu extérieur et la quantité de chaleur dégagée par la condensation est égale à celle que reçoit l'air sec. On a alors, compte tenu de (12),

$$(IV, 47) \quad -L_v \cdot dm_v = m_a c_{pa} \cdot dT - m_a R_a T (dp_a : p_a)$$

ou, en divisant les deux membres de (47) par m_a et en utilisant (22),

$$(IV, 48) \quad -L_v \cdot ds_v = c_{pa} \cdot dT - R_a T (dp_a : p_a)$$

Telle est l'équation différentielle des transformations adiabatiques de l'air humide avec de l'eau liquide. Cette équation n'est pas directement intégrable; en pratique, on la résoud par intégration graphique. La courbe que l'on obtient montre que le refroidissement est moins rapide pour l'air humide avec de l'eau liquide que pour l'air humide sans eau liquide, ce à quoi il fallait s'attendre puisque la chaleur déga-

gée lors de la condensation de la vapeur d'eau freine le refroidissement de la particule.

Dans ce qui précède, on suppose que le système considéré est fermé, c'est-à-dire que l'eau condensée reste dans la particule. Il n'en est pas ainsi dans l'atmosphère où la condensation est souvent suivie de précipitation et où, par conséquent, la particule ne peut plus être considérée comme un système fermé, mais doit être traitée comme un système ouvert. Dans le cas limite où tous les produits de la condensation quittent la particule dès leur formation, on dit que la transformation est *pseudoadiabatique*.

Les transformations atmosphériques réelles ne sont ni adiabatiques, ni pseudoadiabatiques, mais se situent entre les deux cas sans qu'il soit possible de dire si elles se rapprochent plus de l'un que de l'autre. Cela n'a d'ailleurs qu'une importance toute relative puisque, en première approximation, les résultats auxquels on arrive sont les mêmes dans les deux cas.

Les considérations précédentes restent applicables lorsque la particule considérée contient de la glace au lieu de l'eau liquide. Les équations auxquelles on arrive ont la même forme que (47) et (48), avec toutefois la différence que L_v est remplacé par la chaleur de sublimation de la glace L_s .

Dans l'atmosphère, les transformations adiabatiques de l'air humide avec de l'eau sous forme liquide ou solide se subdivisent en trois stades : 1°) aux températures supérieures à 0°C, le stade de la pluie pendant lequel la vapeur d'eau se condense; 2°) à 0°C, le stade de la grêle, caractérisé par la transformation de l'eau en glace; 3°) aux températures inférieures à 0°C, le stade de la neige, pendant lequel la vapeur d'eau se solidifie. Le stade de la grêle ne se produit pas en réalité à 0°C, mais à une température beaucoup plus basse à cause de la tendance des gouttelettes d'eau atmosphérique à la surfusion.

Les transformations pseudoadiabatiques ne comprennent que deux stades, à savoir : celui de la pluie et celui de la neige. Le stade de la grêle n'existe pas puisque l'eau quitte le système dès sa formation et ne peut donc pas se congeler.

Lorsque la transformation que nous venons de considérer est non seulement adiabatique, mais également isobare (p constante), l'équation (48) se simplifie et s'écrit

$$(IV, 49) \quad c_{pa} \cdot dT + L_v \cdot dr_v = 0$$

Cette équation est immédiatement intégrable si l'on suppose L_v constant et l'on a

$$(IV, 50) \quad T - T' = (r'_v - r_v) L_v : c_{pa}$$

où p, T, r_v et p, T', r'_v représentent l'état de la particule à l'instant t et à un instant $t' > t$.

4,3 La température thermodynamique du thermomètre mouillé.

— La formule (50) permet de faire l'étude thermodynamique du psychromètre (cf. Chap. II, 4,2), qui est constitué d'un thermomètre ordinaire (thermomètre sec) et d'un thermomètre dont le réservoir est entouré d'une gaine de mousseline humidifiée par capillarité au moyen d'une mèche de coton plongeant dans un flacon rempli d'eau (thermomètre mouillé).

Supposons : 1°) que la masse d'air amenée, à la température du thermomètre sec, au contact du psychromètre cède la chaleur requise pour vaporiser l'eau de la mousseline, 2°) que la même masse d'air se disperse saturée à la température du thermomètre mouillé et 3°) que la transformation de la masse d'air soit adiabatique et isobare.

La température thermodynamique du thermomètre mouillé T_w s'obtient alors en remplaçant, dans (50), r'_v par r_v^* , où $r_v^*(> r_v)$ représente le rapport de mélange à la saturation à la température T_w et à la pression p ; on a ainsi

$$(IV, 51) \quad T_w = T - \frac{(r_v^* - r_v) L_v}{c_{pa}}$$

Compte tenu de (26), cette équation s'écrit

$$(IV, 52) \quad p_v^* - p_v \cong \frac{c_{pa}}{\varepsilon L_v} p (T - T_w)$$

En principe, l'étude du psychromètre ne peut être élaborée en système fermé, comme nous venons de le faire, puisqu'on introduit de l'eau dans le système, à savoir l'eau de la mousseline. En fait, on peut très bien admettre que le système soit fermé à condition de supposer qu'il contienne suffisamment d'eau liquide pour que la saturation puisse être atteinte par évaporation. L'équation à laquelle on arrive en supposant le système ouvert est, d'ailleurs, en première approximation, identique à (51).

En réalité, l'eau n'est pas à la température T de l'air à l'instant initial, mais bien à la température T_w . De plus, la quantité de chaleur nécessaire à l'évaporation n'est pas cédée uniquement par l'air sec comme il a été supposé pour établir l'équation (51). Lorsqu'on tient compte de ces conditions, on arrive à la formule adoptée par l'Organisation météorologique mondiale

$$(IV, 53) \quad T_w = T - \frac{(r_v^* - r_v) \cdot L_v (T_w)}{c_{pa} + r_v c_{pv}}$$

qui s'écrit, compte tenu de (26)

$$(IV, 54) \quad p_v^* - p_v \cong \frac{c_{pa} + r_v c_{pv}}{\varepsilon L_v (T_w)} p (T - T_w)$$

Comme on néglige en général $r_v c_{pv}$ devant c_{pa} en météorologie, on voit que (51) et (52) sont de bonnes approximations de (53) et (54) à condition de poser $L_v = L_v(T_w)$.

La formule (54) est analogue à la formule suivante

$$(IV, 55) \quad p_v^* - p_v = A p (T - T_w)$$

utilisée pour calculer l'humidité de l'air à l'aide du psychromètre; A est un facteur, dépendant entre autre de la vitesse de l'air. Pour que les formules (54) et (55) soient identiques, il faudrait que A soit égal à $c_{pa} + r_v c_{pv} / \varepsilon L_v$. Comme il n'y a pas actuellement de psychromètre pour lequel cette condition soit remplie, il convient de faire la distinction entre la température thermodynamique du thermomètre mouillé, grandeur thermodynamique définie par (53), et la température du thermomètre mouillé, grandeur instrumentale qui entre dans l'équation psychrométrique (55).

En vertu de sa définition, la température thermodynamique du thermomètre mouillé est un invariant pour les transformations adiabatiques et isobares de l'air.

Les températures thermodynamiques du point de rosée et du thermomètre mouillé correspondent, toutes deux, à la saturation, à pression constante, d'une masse d'air. Mais, dans le cas de T_a , cette saturation se fait à pression partielle de la vapeur d'eau constante tandis que dans le cas de T_w , elle se fait par introduction de vapeur d'eau par évaporation, c'est-à-dire à pression partielle de vapeur d'eau croissante. Il en résulte que $p_v^*(T_w) > p_v^*(T_a)$ et, comme la pression de saturation de la vapeur d'eau est une fonction croissante de la température, on en déduit que $T_w > T_a$.

Lorsque la température est inférieure à 0°C , il existe, à côté de la température thermodynamique T_w du thermomètre mouillé, une température thermodynamique T_i du thermomètre recouvert de glace. Par convention, on utilise T_w au lieu de T_i aux températures inférieures au point de gelée.

5. Représentation graphique de l'état et des transformations d'une particule d'air.

5.1. **Généralités sur les diagrammes aérologiques.** — La thermodynamique de l'atmosphère, conjointement avec la statique (cf. nos 6 et 7), intervient en premier lieu dans l'exploitation et l'analyse des sondages, qui fournissent la pression p , la température T et l'hu-

midité relative U de l'air le long d'une ligne qu'on regarde pratiquement comme verticale et instantanée.

Pour éviter le maniement des équations et de longs calculs, pour obtenir en même temps une figuration plus imagée autant que pour simplifier les raisonnements, on a recours, dans la pratique, à des représentations graphiques : on utilise à cet effet des diagrammes, appelés *diagrammes aérologiques*, qui permettent la représentation de l'état d'une particule d'air et la résolution graphique rapide de divers problèmes.

Il convient de préciser ce qu'on entend, d'une manière générale, par *particule d'air* : on appelle ainsi un certain volume d'air assez petit pour que les variables d'état envisagées (pression, température, humidité, vitesse, etc.) puissent y être considérées comme constantes; ce volume dépend manifestement de l'échelle adoptée (cf. Chap. I, 1,4) et de la précision des mesures.

Sur un diagramme aérologique, un point A correspond à une valeur déterminée de la pression et de la température, qui sont deux grandeurs directement accessibles à la mesure. Il existe divers modèles de diagrammes, suivant le choix des coordonnées cartésiennes. Pour fixer les idées, nous adopterons ici l'un des modèles les plus répandus, l'*émagramme* (33), de coordonnées proportionnelles à $(T, \lg p)$: en abscisses, une échelle linéaire de température et en ordonnées, une échelle logarithmique des pressions. Le choix de ces échelles trouvera sa justification plus loin (6,3). Pour la facilité, nous avons adopté des axes rectangulaires, bien qu'on utilise souvent aussi dans la pratique des axes obliques; sur l'*émagramme*, la pression décroît de bas en haut, comme dans l'atmosphère (cf. fig. 4).

Les sondages fournissent trois variables d'état indépendantes : p , T , U . L'état d'une particule d'air humide sera donc représenté, sur l'*émagramme*, par un point A correspondant à (p, T) , auquel on doit adjoindre un indicateur d'humidité, par exemple l'humidité relative U ou le point de rosée (cf. 5,2). Il y a cependant deux cas particuliers importants où un point A de l'*émagramme* (c'est-à-dire la donnée de p, T) suffit à représenter l'état d'une particule d'air, c'est lorsque l'air est sec ou saturé, puisqu'on sait alors que l'humidité relative U vaut respectivement 0 % ou 100 %.

Si une particule subit une *transformation* au cours du temps, sa pression et sa température sont soumises à des variations qui se tra-

(33) L'origine de cette dénomination est la suivante : *éma* est formé avec le début des mots *énergie* et *masse*, pour rappeler que, sur un *émagramme*, l'aire intérieure à une courbe fermée représentant une certaine transformation est proportionnelle au travail effectué par l'unité de masse du gaz au cours de sa transformation.

duiront graphiquement sur l'émagramme par une courbe, décrite par le point-image A. Pour autant qu'il n'y ait jamais condensation au cours de la transformation d'une particule d'air humide, il y aura invariance du rapport de mélange (3,2,2) et de l'humidité spécifique (3,2,3).

Sur les diagrammes aérologiques sont imprimées plusieurs familles de lignes (cf. fig. 2) :

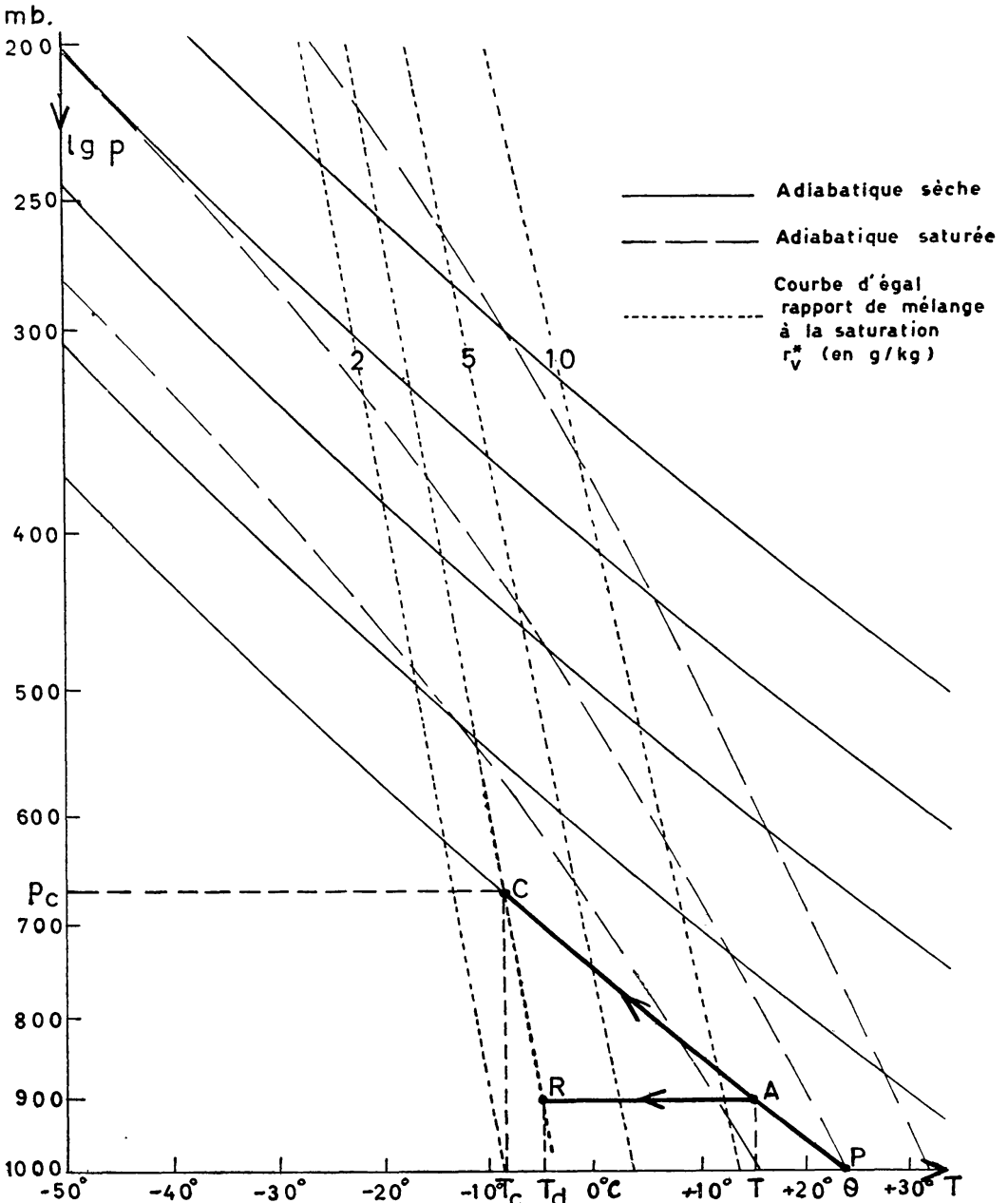


Fig. IV, 2. — Extrait d'un émagramme ($T, \lg p$). — A, particule d'air ; R, point de rosée et T_d , température du point de rosée ; C, point de condensation (adiabatique) ; θ , température potentielle.

1°) des *isobares*, cotées en p , et des *isothermes*, cotées en T , qui permettent le pointage d'un état (p, T) . Dans le cas de l'émagramme, les isobares et les isothermes sont les droites coordonnées, respectivement parallèles à chacun des deux axes;

2°) des lignes (cotées) d'*égal rapport de mélange à la saturation* r_v^* (cf. 1 et 3,2,2); tous les points situés sur l'une de ces lignes, cotée par exemple 5, représentent des particules d'air *saturé* dont le rapport de mélange est égal à 0,005 (5 gr de vapeur d'eau par kg d'air sec);

3°) des *adiabatiques de l'air sec*, ou « adiabatiques sèches », dont chacune représente une transformation adiabatique de l'air *sec* (cf. 3,5) et aussi, avec une approximation suffisante, une transformation adiabatique de l'air *humide* (sans condensation au cours de la transformation);

4°) des *adiabatiques de saturation* ou « adiabatiques saturées », dont chacune représente une transformation adiabatique ou pseudo-adiabatique (cf. 4,2) d'une particule d'air saturé.

Ces diverses familles de lignes imprimées sur les diagrammes permettent la résolution graphique de nombreux problèmes; nous en examinerons quelques-uns.

5,2. Détermination graphique du point de rosée et du point de condensation adiabatique (fig. 2). — Soit une particule de pression p , température T et rapport de mélange r_v donnés. Si on la refroidit en maintenant constante sa pression, c'est-à-dire si on la soumet à une transformation isobare, le point représentatif de la particule va se déplacer sur l'isobare passant par A. Lorsque la particule est saturée, c'est-à-dire lorsqu'elle a atteint son *point de rosée*, le point représentatif se trouve en R, à l'intersection de l'isobare passant par A et de la courbe de rapport de mélange à la saturation égal à r_v . T_a , température au point R, est la température du point de rosée, définie au n° 3,2,5.

Si, au lieu de la soumettre à une transformation isobare, on fait subir à la particule une détente adiabatique, la température baissera en même temps que la pression, le point représentatif suivra l'adiabatique sèche passant par A. Lorsque la saturation sera atteinte, le point représentatif se trouvera en C. C est le *point de condensation* (adiabatique); T_c est la température du point de condensation; la pression p_c est la pression au niveau de condensation de la particule.

Au cours de son refroidissement adiabatique, la particule conserve un rapport de mélange r_v constant; celui-ci sera égal à la valeur au point C du rapport de mélange à la saturation. Le point de condensation C se trouve donc à l'intersection de l'adiabatique sèche passant par A avec la courbe de rapport de mélange à la saturation égal à r_v .

5,3. **Détermination graphique du rapport de mélange r_v , de la température potentielle θ , de la température du thermomètre mouillé T_w** (fig. 2). — Les sondages fournissent l'humidité relative U . Le diagramme aérologique permet alors de trouver facilement le *rapport de mélange* r_v . En effet, le point A se trouve, en général, entre deux courbes d'égal rapport de mélange à la saturation, cotées r_{v1}^* et r_{v2}^* . Soit r_v^* le rapport de mélange à la saturation de la courbe passant par A; cette courbe ne figurant pas sur le graphique, r_v^* se détermine par interpolation à vue entre les deux courbes qui encadrent le point A. Le rapport de mélange de la particule considérée vaut alors, d'après (28),

$$r_v = r_v^* \cdot U/100.$$

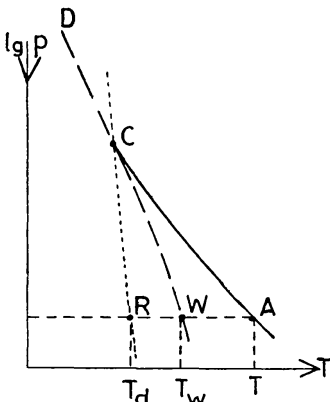


Fig. IV, 3.

La *température potentielle* θ d'une particule d'air (cf. 3,6) se trouve immédiatement. C'est la température au point d'intersection P de l'adiabatique sèche passant par A et de l'isobare de 1000 mb.

Par le point de condensation C passent trois courbes (fig. 3) :

- a) l'adiabatique sèche AC;
- b) l'adiabatique saturée CD suivie par le point représentatif de la particule au-dessus du point de condensation;
- c) la courbe de rapport de mélange à la saturation égal à r_v .

Ces trois lignes coupent l'isobare passant par A respectivement en A, W et R (point de rosée). On démontre que la température en W est approximativement égale à la *température thermodynamique du thermomètre mouillé*, T_w , définie au n° 4,3.

6. Sondages et calcul des géopotentiels.

6,1. **Les sondages et leur représentation graphique.** — Dans ce qui précède, on a étudié le comportement individuel de particules d'air. On va maintenant envisager la distribution spatiale à un instant donné (plus précisément, la répartition verticale) de certaines grandeurs atmosphériques. Chaque sondage fournit directement la température et l'humidité relative en fonction de la pression, mais il reste à déterminer les altitudes correspondant aux pressions successives. Ici intervient l'équation de l'aérostatique (cf. 6,2).

Sur un diagramme aérologique, comme un émagramme, un sondage est représenté par deux courbes :

- 1°) une courbe pression-température,

- 2°) une courbe indicatrice d'humidité, qui peut être :
- a) soit une courbe humidité relative-pression, dessinée sur un diagramme annexe utilisant généralement l'échelle en p du diagramme principal (cf. fig. 4),
 - b) soit une courbe des points de rosée, obtenus de la façon indiquée au n° 5,2.

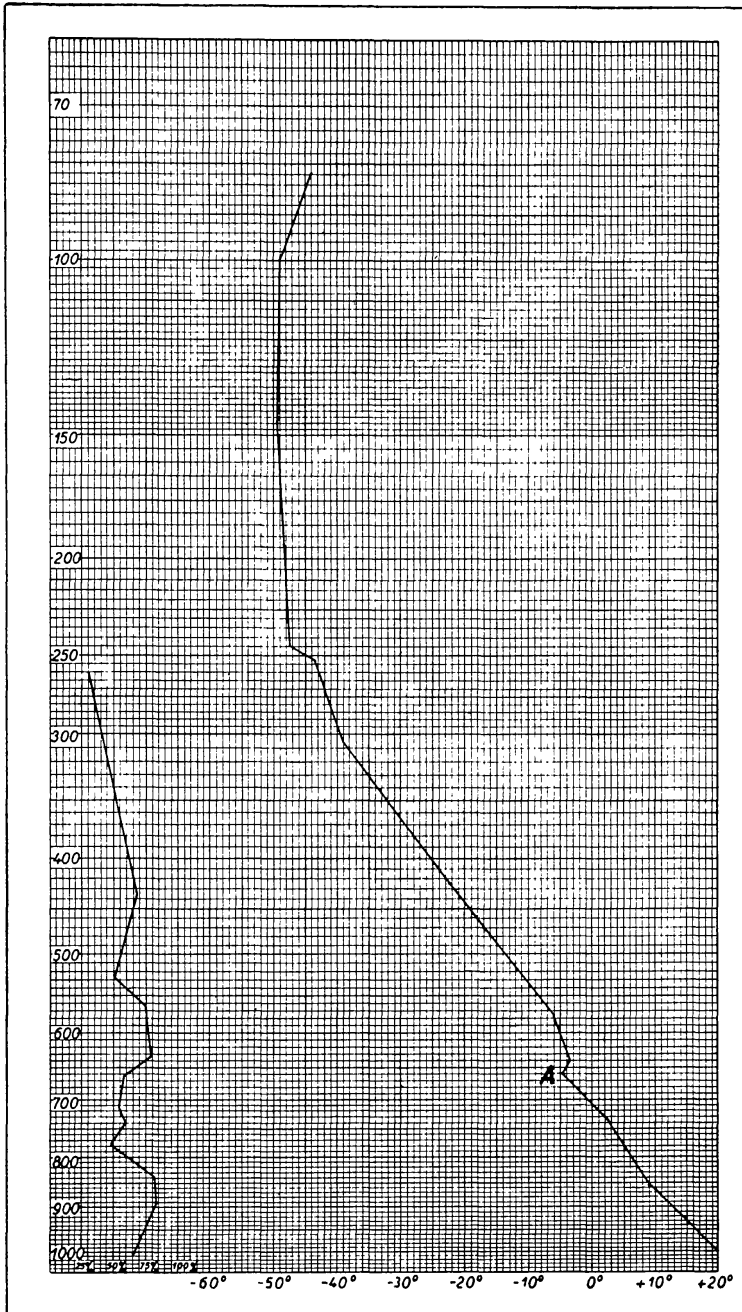


Fig. IV, 4. — Exemple de sondage représenté sur un émagramme. — A droite, courbe température-pression ; à gauche, courbe humidité relative-pression.

6.2. **Equation de l'aérostatique et géopotentiel.** — Sur la verticale de la station où le sondage a eu lieu, soient z et $z + dz$ les altitudes géométriques de deux points voisins en lesquels la pression est respectivement p et $p + dp$. La différence de pression dp entre les altitudes z et $z + dz$ (fig. 5) est due au poids d'une colonne d'air de section unitaire et de hauteur dz comprise entre ces deux niveaux. Comme la pression diminue quand l'altitude z augmente, on peut écrire l'équation de l'aérostatique :

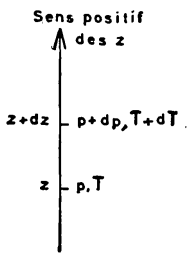


Fig. IV, 5.

$$(IV, 56) \quad dp = -\rho g \cdot dz$$

où ρ est la masse spécifique de l'air au niveau z et g l'accélération de la pesanteur.

En météorologie, on préfère utiliser, plutôt que l'altitude géométrique z , une grandeur énergétique H que nous allons définir. Posons

$$(IV, 57) \quad g \cdot dz = c \cdot dH$$

où c est une constante numérique dont nous fixerons ci-dessous la valeur. dH est la variation, entre les niveaux z et $z + dz$, d'une grandeur symbolisée par H , homogène à $g dz$, c'est-à-dire à un travail spécifique ou travail par unité de masse, et appelée le *géopotentiel*. Pour achever de fixer H , on prend $H = 0$ quand $z = 0$ (niveau moyen de la mer). Si l'on adopte comme unité de longueur le mètre et comme unité de temps la seconde, on convient de donner à la constante numérique c la valeur 9,8 (nombre très voisin de la mesure de g en m/sec^2). L'unité qui sert à la mesure du géopotentiel H porte, dans ces conditions, le nom de *mètre géopotentiel*. Les variations de l'altitude z , exprimées en mètres, et celles du géopotentiel H , exprimées en mètres géopotentiels, sont alors des nombres très voisins.

Il est bon d'insister sur la signification physique du géopotentiel. L'expression $g dz$ représente le travail nécessaire pour élever de dz , dans le champ de la pesanteur, une masse d'air unitaire. Le travail nécessaire pour élever de 1 mètre une masse de 1 kilogramme d'air est donc de g joules (g étant exprimé en m/sec^2), soit approximativement 1 kilogrammètre⁽³⁴⁾. Il résulte de la définition qu'une variation de géopotentiel de 1 mètre géopotentiel correspond à une variation d'altitude égale à $9,8/g$ mètres géométriques (g étant exprimé en m/sec^2). Par conséquent, pour augmenter le géopotentiel d'une masse d'air de 1 mètre géopotentiel, il faut l'élever de $9,8/g$ mètres, soit à peu près 1 mètre, c'est-à-dire dépenser par kilogramme d'air un travail de 9,8 joules exactement, soit à peu près 1 kilogrammètre.

(34) Le kilogrammètre est le travail nécessaire pour élever de 1 mètre une masse d'un kilogramme en un lieu où la pesanteur est « normale » ($g_n = 9,80665 m/sec^2$).

6,3. **Calcul des géopotentiels.** — En météorologie, on utilise le géopotentiel H plutôt que l'altitude géométrique z . Aussi convient-on parfois de donner aux différences de géopotentiel entre deux points d'une même verticale le nom *d'épaisseur* de la tranche d'atmosphère comprise entre ces deux points. Les différences de géopotentiel sont données en *mètres géopotentiels* et, comme on l'a signalé plus haut, elles ont à peu près la même valeur que les différences d'altitude exprimées en mètres.

Le calcul des géopotentiels est basé sur une formule obtenue de la manière suivante : dans l'équation de l'aérostatique (56), on remplace ρ par sa valeur tirée de l'équation caractéristique des gaz parfaits (35); il vient ainsi

$$(IV, 58) \quad dp = - \frac{g P}{R_a T_v} dz$$

ou encore, en utilisant (57),

$$(IV, 59) \quad dH = - \frac{R_a}{c} T_v \cdot d \lg p$$

Lorsque H est exprimé en mètres géopotentiels et T_v en °K,

$$(IV, 60) \quad dH \cong -29,3 T_v \cdot d \lg p$$

Pour calculer la différence de potentiel $H_2 - H_1$ entre deux points 1 et 2 d'un sondage (2 est supposé plus élevé que 1), il suffit d'intégrer l'équation (59), ce qui donne

$$(IV, 61) \quad H_2 - H_1 = - \frac{R_a}{c} \int_1^2 T_v \cdot d \lg p = - \frac{R_a}{c} \int_1^2 T \cdot d \lg p + \Delta$$

où Δ est un terme correctif, positif (car $T_v \geq T$), tenant compte de l'humidité de l'air :

$$(IV, 62) \quad \Delta = - \frac{R_a}{c} \int_1^2 (T_v - T) \cdot d \lg p$$

Le rapport de $T_v - T$ à T est généralement inférieur à 1 %; de sorte que Δ est petit par rapport au terme principal de (61). En négligeant Δ , on ne commet donc qu'une erreur minime (sur laquelle on reviendra au n° 6,5) et on peut écrire

$$(IV, 63) \quad H_2 - H_1 \cong - \frac{R_a}{c} \int_1^2 T \cdot d \lg p$$

C'est ici qu'apparaît la raison de l'emploi d'une échelle logarithmique des pressions. Supposons en effet qu'on ait porté sur un émagramme le résultat du sondage entre les niveaux 1 et 2. Le second membre de (63) est proportionnel à l'aire hachurée S de la figure 6, aire limitée par la courbe du sondage, par les deux isobares p_1 et p_2 et par l'isotherme $T = 0^\circ\text{K}$. Cette aire S représente la valeur de l'intégrale figurant dans (63).

Remarques. — 1. Si l'on envisage une couche où la température T peut être considérée comme constante, la formule (63) devient :

$$(IV, 64) \quad H_2 - H_1 \cong (R_a : c) T (\lg p_1 - \lg p_2)$$

2. La formule (61) est utilisée également pour la réduction de la pression au niveau de la mer (cf. chap. II, 2,2,3); on adopte à cet effet un comportement conventionnel de T_v entre le niveau de la station et celui de la mer.

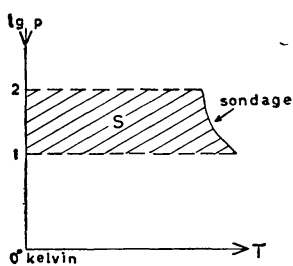


Fig. IV, 6.

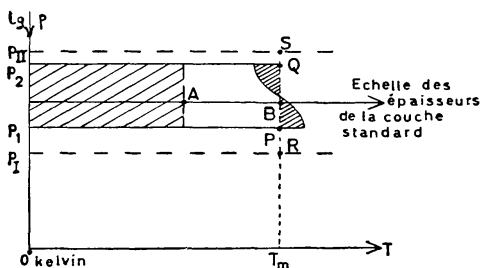


Fig. IV, 7.

6.4. Détermination graphique des différences de géopotentiel. —

La détermination de l'épaisseur d'une couche revient à mesurer une aire S sur un émagramme. Pour ce faire, on peut procéder graphiquement.

6.4,1. **Couches standard.** — L'axe des pressions de l'émagramme est divisé en une série de « couches standard », limitées par des pressions standard, qui sont souvent 1000, 850, 700, 500, 400, 300, 250, 200, 150, 100 et 50 mb. Soit l'une de ces couches, comprise entre les pressions p_1 et p_2 . Entre les isobares p_1 et p_2 existe une échelle d'épaisseurs, parallèle à l'axe des T et généralement graduée en décimètres géopotentiels. La graduation portée par un point quelconque A de cette échelle donne, en décimètres géopotentiels, l'épaisseur correspondant à la surface comprise entre les deux isobares limites de la couche, l'isotherme $T = 0^\circ\text{K}$ et l'isotherme passant par A (surface hachurée de la fig. 7). Dès lors, pour trouver l'épaisseur de la couche considérée, il suffit de chercher l'isotherme T_m telle que, entre les isobares limites de la couche, l'aire (ou la somme des aires) comprise entre le son-

dage et l'isotherme T_m soit la même de part et d'autre du sondage (petites surfaces triangulaires hachurées de la fig. 7). Dans ces conditions, la surface S cherchée est égale à la surface comprise entre les deux isobares limites de la couche et les deux isothermes $T = 0^\circ\text{K}$ et T_m . L'épaisseur de la couche est lue directement à l'intersection B de l'isotherme T_m avec l'échelle des épaisseurs.

6,4,2. **Couche quelconque.** — L'épaisseur d'une couche PQ dont les isobares limites p_1 et p_2 ne sont pas des pressions standard peut s'obtenir d'une manière analogue. On cherche, comme ci-dessus, l'isotherme T_m associée à la couche PQ et on fait la lecture sur la graduation de la couche standard RS où se situe PQ , mais il faut ensuite multiplier la valeur lue par un facteur, inférieur à l'unité, égal au rapport des segments PQ et RS (fig. 7); ce rapport vaut

$$PQ : RS = (\lg p_1 - \lg p_2) : (\lg p_I - \lg p_{II})$$

si p_I et p_{II} désignent les pressions limites de la couche standard RS (35).

Si la couche envisagée empiète sur deux couches standard, on scinde évidemment en deux étapes le calcul de l'épaisseur.

6, 4, 3. Pour déterminer le *géopotential de 1000 mb*, on calcule généralement la différence de géopotential entre 1000 mb et la station en résolvant graphiquement l'équation (64) à l'aide d'un nomogramme spécial (à points alignés). En ajoutant ensuite à ce géopotential de 1000 mb les épaisseurs des couches standard successives 1000-850, 850-700 mb, etc., on obtient les géopotentials de toutes les pressions standard. On peut alors tracer, avec une précision souvent suffisante, une *courbe altimétrique* donnant le géopotential en fonction de la pression; cette courbe permet ensuite de lire le géopotential correspondant à une pression quelconque (atteinte par le sondage).

Le géopotential correspondant à une pression donnée dépend évidemment de toute la courbe du sondage située au-dessous du niveau envisagé. Pour fixer les idées, voici quelques données relatives à une *atmosphère standard*, qui est une certaine atmosphère conventionnelle assez voisine des conditions moyennes de l'atmosphère réelle :

(35) L'échelle d'épaisseurs relative à une couche standard est toujours placée sur une isobare située à mi-distance des isobares limites, comme c'est le cas pour la couche $p_I - p_{II}$ à la fig. 7. De cette façon, lors du calcul d'épaisseur de la *couche standard*, on peut réaliser l'égalité d'aires avec un segment de droite qui ne doit pas être nécessairement une isotherme T_m .

<i>Pression</i> (mb)	1013,2	700	500	300	200
<i>Géopotentiel</i> (décamètres géop.)	0	301	558	917	1179
<i>Température</i> (°C)	15	—4	—21	—44	—56

Les valeurs rencontrées effectivement dans l'atmosphère peuvent s'écarter considérablement des valeurs ci-dessus; c'est ainsi que le géopotentiel à 500 mb atteint souvent des valeurs supérieures à 590 et inférieures à 480 décamètres géopotentiels.

6,5. **Correction d'humidité.** — Il existe des tables qui permettent d'obtenir la correction d'humidité Δ en mètres géopotentiels, à partir des données du sondage, pour les différentes couches standard jusqu'à 500 mb. Au delà, la correction devient négligeable. Ces tables sont à double entrée :

- T_m , donnée de degré en degré, ou encore l'épaisseur correspondante de la couche, donnée en mètres géopotentiels;
- l'humidité relative moyenne U_m de la couche considérée, donnée de 10 en 10 %.

La partie gauche de l'émagramme porte en abscisses une échelle d'humidité relative U et sert ainsi à tracer la courbe ($U, \lg p$) du sondage (cf. fig. 4). A partir de cette courbe, l'humidité relative moyenne U_m d'une couche se détermine graphiquement de la même manière qu'on a déterminé T_m à partir de la courbe ($T, \lg p$).

7. Stabilité verticale.

7,1. **Stabilité, instabilité, indifférence.** — Supposons qu'au sein d'une masse d'air, une particule A, sous l'effet d'une cause perturbatrice quelconque *très petite*, subisse un léger déplacement *vertical*. Si la particule tend alors à revenir spontanément à son niveau initial, on dit que la masse d'air est (à l'endroit considéré) en équilibre stable ou simplement qu'elle est *stable*. Si, au contraire, la particule ainsi déplacée tend à s'écarter d'elle-même davantage de son niveau initial, la masse d'air est dite *instable*. Si enfin, la particule ne manifeste aucune tendance à quitter la nouvelle position qu'elle occupe pour revenir à son niveau initial ou pour s'en écarter davantage, la masse est dite en *équilibre indifférent*.

Ces définitions sont à rapprocher de celles que donnent les traités de mécanique concernant, par exemple, l'équilibre d'une bille sur une surface (voir fig. 8).



Fig. IV, 8. — Equilibre stable, indifférent ou instable d'une bille sur une surface.

7.2. Equilibre vertical d'une particule d'air. — Considérons une particule d'air, de volume V , qui n'appartient pas nécessairement au milieu ambiant, comme c'était le cas au n° 7,1. Plongée dans le milieu atmosphérique qui l'entoure (milieu extérieur), la particule est soumise à deux forces verticales :

- a) son poids, dirigé vers le bas;
- b) la poussée d'Archimède, dirigée vers le haut et égale au poids d'air déplacé.

La résultante de ces deux forces verticales vaut

$$(IV, 65) \quad F = (\rho - \rho') Vg = \rho' Vg \left(\frac{\rho}{\rho'} - 1 \right) = m'g \left(\frac{\rho}{\rho'} - 1 \right)$$

où ρ' est la masse spécifique de la particule, ρ , celle de l'air environnant au même niveau et m' la masse de la particule. Si $\rho' > \rho$, F est dirigée vers le bas tandis que si $\rho' < \rho$, F est dirigée vers le haut.

En employant les températures virtuelles (n° 3,4) on a

$$(IV, 66) \quad \rho : \rho' = T'_v : T_v$$

où T'_v et T_v sont les températures virtuelles respectives de la particule et de l'air environnant au même niveau. En remplaçant, dans (65) $\rho : \rho'$, par sa valeur tirée de (66), il vient

$$(IV, 67) \quad F = m'g \left(\frac{T'_v}{T_v} - 1 \right)$$

Si $T'_v > T_v$, la particule, plus légère que l'air environnant, tend à monter spontanément tandis que si $T'_v < T_v$, la particule, plus lourde que l'air environnant, tend à descendre.

La particule, étant libre, va se mettre en mouvement; l'accélération φ de ce mouvement sera donnée par

$$(IV, 68) \quad \frac{\varphi}{g} = \frac{T'_v}{T_v} - 1$$

Dans l'atmosphère, les températures virtuelles sont très voisines des températures réelles; c'est pourquoi on peut écrire avec une bonne approximation

$$(IV, 69) \quad F \cong m'g \left(\frac{T'}{T} - 1 \right)$$

7.3. Gradient thermique vertical. — La température absolue T de l'air décroît généralement au fur et à mesure qu'on s'élève. Consi-

dérons, sur une même verticale, deux points voisins dont les altitudes, les pressions et les températures absolues sont respectivement z et $z + dz$, p et $p + dp$, T et $T + dT$ (fig. 5); dT est généralement négatif quand dz est positif. Le taux de *décroissance* de la température avec l'altitude, soit $-dT : dz$, s'appelle *gradient thermique vertical*.

Il y a lieu de considérer divers gradients thermiques verticaux. Il y a d'abord le gradient thermique vertical réel γ , qui existe effectivement dans l'atmosphère et qui peut se déduire de la courbe du sondage. Le gradient thermique vertical varie dans l'espace et le temps; dans la troposphère, il est généralement assez voisin de $0,6$ °C par 100 m, mais on rencontre fréquemment des couches où $\gamma = 0$ (isothermie) et même où γ est négatif (*inversion thermique*, c'est-à-dire augmentation de T avec l'altitude); dans la stratosphère inférieure, γ est voisin de zéro.

De la même manière que la courbe du sondage permet de définir, en chaque point de la verticale, le gradient thermique réel γ , les adiabatiques sèches, d'une part, et les adiabatiques saturées, d'autre part, permettent de définir, en chaque point de ces courbes, des gradients thermiques qu'on appelle respectivement *gradient adiabatique sec* Γ et *gradient adiabatique saturé* Γ_s . Le gradient adiabatique sec Γ vaut, à très peu près, 1° C par 100 m; quant à Γ_s , il varie sensiblement avec la pression et la température : au voisinage du niveau de la mer, Γ_s est de l'ordre de $0,65^\circ$ C/100 m, mais il tend vers Γ lorsqu'on s'élève dans l'atmosphère.

7,4. Critères de stabilité. — Soit une particule A d'air humide non saturé. Supposons le gradient adiabatique sec Γ supérieur au gradient réel γ de l'atmosphère, au point considéré A. Si la particule d'air située en A s'élève, sa température devient inférieure à celle du milieu ambiant au même niveau; c'est l'inverse qui a lieu si la particule descend. La masse spécifique de la particule déplacée sera donc plus grande ou plus petite que celle de l'air environnant au même niveau selon qu'il y a eu déplacement vers le haut ou vers le bas; la particule tend donc à revenir d'elle-même à sa position initiale. La masse d'air considérée est dite *stable* en A.

Si le gradient adiabatique sec Γ est plus petit que le gradient réel γ de l'atmosphère au point A considéré, la particule déplacée de sa position tend à s'en écarter davantage. Il y a *instabilité* de la masse d'air.

Si $\Gamma = \gamma$, l'équilibre est *indifférent* et la particule, écartée de sa position, ne tend ni à y revenir, ni à s'en écarter davantage.

Si, au lieu d'air humide non saturé, on considère de l'air saturé, ces différents cas de stabilité se présentent également mais il faut, à

présent, comparer le gradient thermique réel γ au gradient adiabatique saturé Γ_s (36).

Comme le gradient thermique vertical en un point d'une courbe tracée sur un émagramme est lié à la pente de cette courbe, il suffit, au lieu de comparer γ et Γ ou Γ_s , d'examiner la position relative, autour du point envisagé, des courbes correspondantes sur l'émagramme. Il en résulte que les différents cas de stabilité et d'instabilité peuvent se résumer dans le graphique de la figure 9. Considérons un émagramme, un point A d'un sondage et les adiabatiques sèche et saturée passant par A. Si la courbe du sondage, dans le voisinage supérieur de A, se trouve *au-dessous* de l'adiabatique sèche, la masse d'air en A est instable, que l'air soit ou non saturé : il y a *instabilité absolue*. Si, au contraire, elle se trouve *au-dessus* de l'adiabatique saturée, la masse d'air en A est stable, que l'air soit ou non saturé, il y a *stabilité absolue*. Si la courbe du sondage est comprise entre les deux adiabatiques, il y a instabilité si l'air est saturé, stabilité si l'air est non saturé. Ce cas correspond à de l'*instabilité sélective ou conditionnelle*.

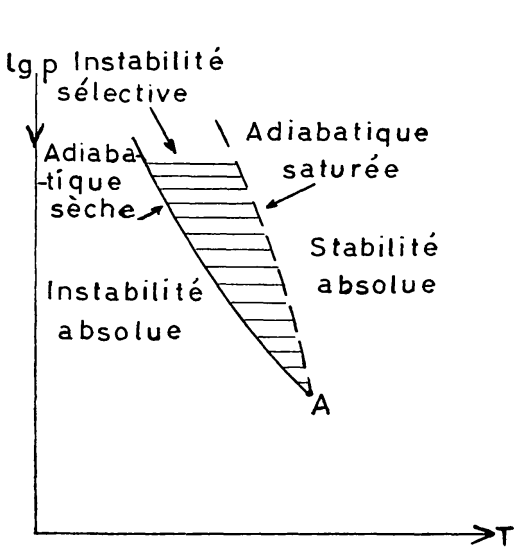


Fig. IV, 9. — Stabilité absolue, instabilité sélective ou instabilité absolue au point A suivant la région où se situe la courbe du sondage, dans le voisinage supérieur de A.

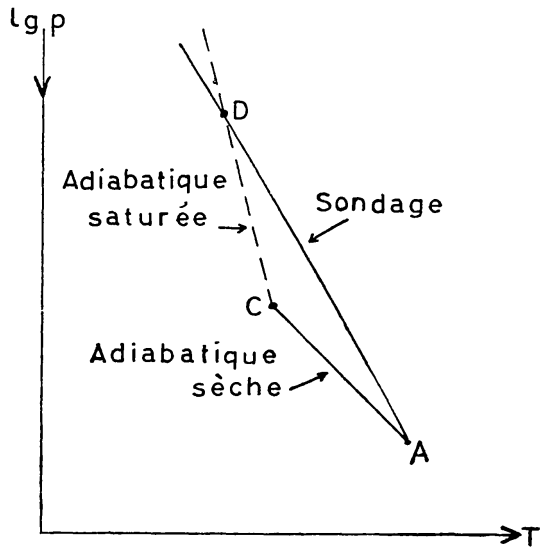


Fig. IV, 10. — Schéma illustrant le cas d'instabilité sélective.

Au n° 7,1, on avait supposé, pour définir la stabilité, que la cause perturbatrice qui déplaçait la particule était *très petite*. Si l'on suppose, au contraire, cette cause assez grande pour élever d'abord la particule jusqu'à son point de condensation C (fig. 10) et pour lui faire attein-

(36) En toute rigueur, ce sont les gradients thermiques de *température virtuelle* qu'il faut comparer. Notons qu'il est, en fait, tout à fait exceptionnel que $\gamma > \Gamma$ (instabilité absolue).

dre ensuite le point D où l'adiabatique saturée passant par C vient couper la courbe du sondage, la particule, une fois arrivée en D, poursuivra son ascension d'elle-même : elle sera devenue instable. Pour autant que, sous l'influence d'une cause déterminée, comme la turbulence (mouvement d'agitation), la particule puisse atteindre le point critique D, elle sera instable (*instabilité latente*); si cette cause est insuffisante pour l'amener en D, la particule sera stable. Suivant l'intensité de leur turbulence propre, les particules d'air seront donc stables lorsque cette turbulence sera faible, et instables lorsque cette turbulence dépassera une valeur critique qui leur permettra d'atteindre le point D à partir duquel elles continueront à s'élever d'elles-mêmes. Cette valeur critique qui, comme la figure 10 le donne à penser, dépend de l'allure du sondage au-dessus du point A, sélectionne les particules ou encore conditionne leur instabilité. La proportion de particules instables est d'autant plus grande que la courbe du sondage est plus voisine de l'adiabatique sèche et que l'humidité relative est plus forte, car alors le travail nécessaire pour élever les particules à leur niveau critique D est d'autant plus petit.



Fig. IV, II.

L'*instabilité conditionnelle ou sélective* que nous venons de voir en météorologie est à rapprocher de l'équilibre d'une bille sur une surface présentant une forme telle que celle de la figure 11. La bille est théoriquement en équilibre

stable en A : si on l'écarte *légèrement* de sa position d'équilibre, elle tend à y revenir. Mais si on la soumet à une impulsion initiale *assez forte* pour lui faire dépasser le point D, elle continuera à s'écartier d'elle-même de sa position d'équilibre. L'équilibre est donc stable pour les petites perturbations initiales et instable pour les grandes. C'est exactement le cas de l'instabilité conditionnelle dans l'atmosphère.

7,5. Déplacements verticaux d'une couche d'air; instabilité convective. — Nous avons considéré jusqu'à présent des mouvements verticaux de particules isolées. Il arrive aussi qu'une *couche* d'air soit déplacée verticalement *en bloc*. Un tel mouvement d'ensemble peut modifier considérablement la stabilité de la couche. Le phénomène s'étudie très aisément grâce à sa représentation graphique sur un éma-gramme; le lecteur peut schématiser lui-même les différents cas mentionnés ci-dessous en s'aidant du canevas constitué par la figure 2.

Si une couche, de base 1 (pression p_1) et de sommet 2 (pression p_2), subit un déplacement vertical, chacun des points 1, 2 se déplace le long d'une adiabatique, sèche ou saturée suivant le cas, tandis que la différence de pression entre base et sommet reste constante, toujours

égale à $p_1 - p_2$ (on suppose qu'il n'y a ni convergence ni divergence horizontale). Notons que l'épaisseur de la couche ne reste pas constante, mais augmente lors d'une détente adiabatique (mouvement ascendant) et diminue lors d'une compression adiabatique (mouvement descendant).

1^{er} cas : mouvement vers le bas (subsidence). — Les points 1 et 2 descendent en suivant des adiabatiques sèches. La stabilité au sein de la couche augmente progressivement au cours de la subsidence (37) et cela aboutit fréquemment, en fin de descente, à une inversion thermique (cf. n° 7,3), appelée *inversion de subsidence*. Ce phénomène, qui est encore accentué s'il s'accompagne de divergence horizontale, se rencontre souvent dans les régions de haute pression.

2^e cas : mouvement ascendant. — S'il s'agit d'air humide sans eau liquide ni glace (déplacement des points 1 et 2 le long d'adiabatiques sèches), la stabilité de la couche diminue progressivement au cours de l'ascension, mais on n'atteint toutefois pas l'instabilité.

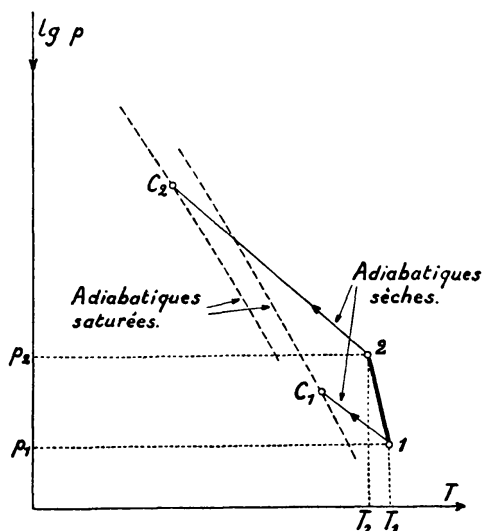


Fig. IV, 12. — Instabilité convective.

Par contre, si des phénomènes de condensation *apparaissent* au cours du soulèvement, l'instabilité peut être atteinte sous certaines conditions : on se trouve alors dans un cas d'*instabilité convective*. Il en est ainsi lorsque l'adiabatique saturée passant par le point de condensation C_1 de la base de la couche est à droite de celle qui passe par le point de condensation C_2 du sommet de la couche (fig. 12).

7,6. Niveau de condensation par convection, base des Cumulus.

— Considérons une particule d'air située au voisinage de la surface terrestre; soient A son point-image sur un émagramme et R son point de rosée (fig. 13). Son point de condensation adiabatique C se trouve (cf. 5,2) à l'intersection de l'adiabatique sèche passant par A et de la courbe d'égal rapport de mélange saturant passant par R; C est à un niveau z_0 appelé *niveau de condensation* (adiabatique) de l'air à la surface. La construction du point C montre que le niveau de condensation d'une particule d'air est indépendant de l'allure du sondage au-dessus du niveau où se trouve la particule.

(37) Nous écartons le cas, exceptionnel, d'une instabilité absolue au départ.

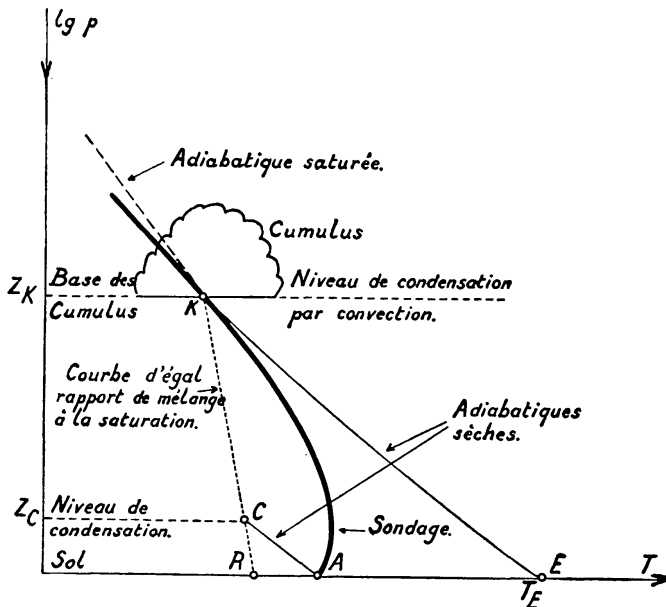


Fig. IV, 13. — Niveau de convection.

Dans une masse d'air forcée de s'élever, au vent d'un obstacle tel qu'une colline, la condensation de la vapeur d'eau se produit au niveau de condensation; c'est donc à ce niveau que le nuage se forme.

Désignons à présent par K le point d'intersection avec le sondage de la ligne de rapport de mélange à la saturation passant par R . Le niveau z_K du point K s'appelle le *niveau de condensation par convection* ou parfois plus simplement *niveau de convection*. L'intersection E de l'adiabatique sèche passant par K avec l'isobare au sol a une température T_E qu'on appelle parfois *température de convection* : T_E est la température à laquelle l'air au sol doit être porté, par échauffement diurne du sol (insolation), pour s'élever de lui-même, par *convection thermique*, en suivant l'adiabatique sèche jusqu'au niveau z_K . A ce moment, la condensation se produit, un nuage (Cumulus) apparaît dans le ciel et le mouvement ascendant de l'air se poursuit suivant l'adiabatique saturée. Le niveau de convection est matérialisé par la base pratiquement horizontale des Cumulus.

La construction montre que le niveau de convection dépend de l'allure du sondage au-dessus du sol. Par ailleurs, le nuage qui se forme par convection thermique au niveau z_K ne pourra se développer vers le haut et donner naissance à un Cumulus bourgeonnant ou à un Cumulonimbus que si le gradient thermique vertical au point K , soit γ_K , est supérieur au gradient adiabatique saturé Γ_s (l'adiabatique saturée passant par K est alors au-dessus du sondage). Dans le cas contraire ($\gamma_K < \Gamma_s$), le Cumulus ne peut se développer vers le haut et reste aplati.