



Frédéric Elie on
ResearchGate

Humidité atmosphérique et précipitations

Frédéric Elie

juin 2010

CopyrightFrance.com

La reproduction des articles, images ou graphiques de ce site, pour usage collectif, y compris dans le cadre des études scolaires et supérieures, est INTERDITE. Seuls sont autorisés les extraits, pour exemple ou illustration, à la seule condition de mentionner clairement l'auteur et la référence de l'article.

« Si vous ne dites rien à votre brouillon, votre brouillon ne vous dira rien ! »
Jacques Breuneval, mathématicien, professeur à l'université Aix-Marseille I, 1980

Abstract : Les précipitations nécessitent des conditions très précises pour se produire : il faut de la vapeur d'eau dans l'atmosphère, c'est-à-dire un mélange d'air sec et d'eau sous forme gazeuse, ce mélange étant quantifié par l'humidité de l'air. Il faut aussi des noyaux de condensation pour la formation des embryons qui vont donner naissance à des gouttes de pluie, des flocons de neige ou de la glace capables de tomber. Ces phases condensées, en suspension dans l'atmosphère, forment les nuages. Enfin, il faut des mouvements turbulents pour permettre aux particules condensées de monter vers les couches d'air froid puis redescendre, ce qui va les faire grossir, se rapprocher les unes des autres et tomber jusqu'au sol sous l'action de leurs poids.

La quantité de vapeur d'eau, et ses états thermodynamiques, sont liés aux conditions de changement d'état de l'eau dans l'atmosphère et conduisent à des situations différentes vis-à-vis de la formation des nuages et des mouvements convectifs selon que l'air humide est en sursaturation ou en sous-saturation. Les noyaux de condensation contribuent pour une grande part à la formation de particules condensées (gouttelettes d'eau, glace, flocons de neige) et le processus met en jeu la dynamique des [aérosols atmosphériques](#). L'un des mécanismes majeurs de la formation des gouttes de pluie, de neige ou de glace (grêle) est l'effet Bergeron : la pression de vapeur saturante est plus petite à la surface de la glace qu'à la surface de gouttelettes d'eau, il en résulte que l'eau s'évapore plus facilement à la surface de la glace, et la vapeur ainsi formée se condense sur les gouttelettes, contribuant ainsi à leur croissance. Les mouvements turbulents au sein des masses nuageuses sont liées aux conditions d'instabilité de l'air humide et aux mouvements d'ensemble des masses d'air atmosphériques.

Il en découle que, pour introduire une première compréhension des phénomènes de précipitations, il est utile de procéder en trois étapes successives : état des lieux de la dynamique de l'air humide dans l'atmosphère, formation et constitution des nuages, conditions pour que les phases condensées de ces nuages donnent des précipitations. C'est la démarche adoptée dans cet article.

D'où le sommaire :

[Chapitre 1](#) : l'eau dans l'atmosphère

[Chapitre 2](#) : les nuages

[Chapitre 3](#) : les précipitations

[Annexe 1](#) : relation de Clausius-Clapeyron

[Annexe 2](#) : rapport de mélange de l'air humide et définition de l'humidité

[Annexe 3](#) : gradient adiabatique de l'air sec

[Annexe 4](#) : gradient adiabatique de l'air humide

[Annexe 5](#) : température potentielle équivalente et température potentielle pseudo-équivalente de saturation pour l'air humide présentant une phase condensée

Conseil : il est recommandé de lire d'abord les articles de ce site : « [Transport atmosphérique](#) », « [Les aérosols atmosphériques](#) » et « [Les changements d'état de l'eau](#) ».



Chapitre 1 : l'eau dans l'atmosphère

L'eau existe sur Terre sous ses trois états : liquide, solide, gazeux. Cette coexistence est possible sur Terre parce que les conditions de pression et de température qui règnent à sa surface le permettent. En effet, lorsqu'on examine le diagramme des états de l'eau, qui représente la pression partielle de vapeur d'eau dans un mélange en fonction de la température, $P_v = f(T)$, (cf. [référence \[1\]](#)) on s'aperçoit que pour les pressions existant autour de la pression atmosphérique et qui lui sont supérieures ou inférieures d'un ou deux ordres de grandeur, la gamme de température rencontrée sur Terre correspond aux trois états de l'eau (figure 1).

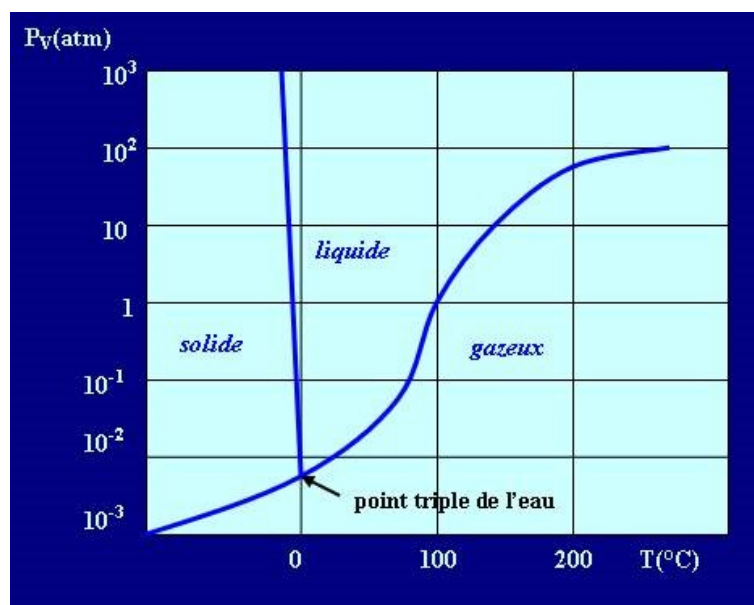


figure 1 – diagramme des états de l'eau

L'eau possède des propriétés exceptionnelles dues à sa structure encore mal comprise en « clusters » par lesquelles les assemblages intermoléculaires (par pont hydrogène notamment) emprisonnent de grandes cavités capables d'accueillir d'autres molécules de gaz (air, etc.) ou de liquide, et permettent une grande marge de déformation de ces assemblages sous l'action de la chaleur. Ces propriétés sont principalement :

- Un point d'ébullition et un point de congélation relativement élevés sous la pression atmosphérique : sous 1 atm l'eau bout à 100°C et congèle à 0°C. Sans une structure en clusters ces valeurs tomberaient respectivement à -65°C et -100°C, et on se rend bien compte que de telles conditions n'auraient pas permis la vie sur Terre telle que nous la connaissons. Précisons toutefois que l'eau peut rester à l'état liquide sous la pression atmosphérique jusqu'à une température de -40°C si on refroidit l'eau avec précaution : c'est la surfusion. la congélation se produit alors en présence d'un germe (Un germe est un solide microscopique dont la surface présente une structure semblable à celle de la glace aux échelles atomiques ou moléculaires).
- Une densité qui présente un maximum non pas au point de congélation mais un peu plus haut, à 3,982°C où elle vaut 1000 kg/m³. Sur le diagramme des états de l'eau (figure 1), la courbe de transition solide - > liquide (fusion) présente une pente négative. Il en résulte que la transition inverse, liquide - > solide (congélation) s'accompagne d'une diminution de pression et donc de densité à température fixée : cette densité vaut 999,867 kg/m³ à 0°C et est encore plus petite pour T < 0°C. Ainsi la glace est plus légère que l'eau liquide, comme chacun le sait. Cette propriété ne se rencontre que pour l'eau et quelques autres composés. Grâce à elle, la glace reste en surface des étendues d'eau (lacs, rivières...) et permet donc à l'eau liquide de subsister au fond avec sa faune et sa flore aquatiques. Sans cette propriété, la vie aquatique serait détruite par grands froids.
- Une inertie thermique particulièrement élevée, la chaleur massique de l'eau liquide aux conditions standard étant $c_p = 4,18 \cdot 10^3$ J/K/kg (pour la glace elle vaut $2,04 \cdot 10^3$ J/K/kg). Conséquence : l'eau est un grand réservoir thermique, et à l'échelle de l'étendue d'eau planétaire, cela se traduit par un temps de réponse très lent face aux changements de température climatique, et donc lui confère un rôle de régulateur climatique de premier rang (voir [référence \[2\]](#)). Une couche d'eau de 2,5 m d'épaisseur des océans suffit pour stocker toute la chaleur atmosphérique !
- Une énergie de surface (ou tension superficielle) très élevée : $A = 7,2 \cdot 10^9$ N/m. Elle confère à l'eau une très grande faculté d'adhérence aux surfaces et donc de leur mouillage. Il en résulte que les gouttelettes et les pellicules d'eau (dues à la rosée, etc.) restent sur la flore, favorisant leur hydratation. En outre, une tension superficielle A élevée favorise les phénomènes de nucléation pour les aérosols atmosphériques ([référence \[3\]](#)).

Les changements d'état de l'eau (comme de toute autre substance) d'une phase condensée vers une phase moins ou pas condensée (fusion, vaporisation), ne s'accompagnent pas d'une variation de température, l'énergie transférée est seulement utilisée pour franchir les forces de cohésion et séparer les molécules de la phase plus condensée (solide, liquide). Ainsi, lors de la vaporisation (respectivement de la fusion) la température du liquide (respectivement du solide) ne change pas pendant toute la durée du processus. La quantité de chaleur prélevée sur le milieu par unité de masse, qui accompagne le changement d'état, est appelée chaleur latente. Pour l'eau :

- la chaleur latente de vaporisation L_V vaut $2,503 \cdot 10^6$ J/kg ;
- la chaleur latente de fusion L_F vaut $0,334 \cdot 10^6$ J/kg ;
- la chaleur latente de sublimation (transition solide - > gaz) est la somme des deux précédentes : $L_S = L_V + L_F = 2,837 \cdot 10^6$ J/kg

Les changements d'état inverses (condensation : vapeur - > liquide ; solidification : liquide - > solide) ont des chaleurs latentes respectivement égales à $-L_V$ et $-L_F$, autrement dit s'accompagnent d'une quantité de chaleur cédée au milieu.

Pour se rendre compte de l'importance des énergies mises en jeu pour la vaporisation de l'eau

dans l'atmosphère, considérons un orage d'été où l'eau qui s'était vaporisée par la chaleur fournie par la surface du sol, s'est condensée (en cédant donc de la chaleur à l'atmosphère) puis retombe sous forme de pluie. Si l'on connaît la quantité d'eau tombée lors de la pluie, on peut facilement déduire la chaleur qui a été nécessaire pour la vaporisation, puis pour la condensation de l'eau.

Par exemple, si l'orage a produit une couche d'eau de 5 cm d'épaisseur au sol sur une surface de 10 km², la masse d'eau tombée est $m = 1000(\text{kg/m}^3) \times 0,05(\text{m}) \times 10 \cdot 10^6(\text{m}^2) = 5 \cdot 10^8 \text{kg}$ (500 000 tonnes). La chaleur latente de vaporisation étant $L_v = 2,503 \cdot 10^6 \text{ J/kg}$, la quantité de chaleur totale pour la vaporisation de cette masse est :

$$Q = mL_v = 1,220 \cdot 10^{12} \text{ kJ}$$

soit l'équivalent d'une explosion de bombe atomique de très forte puissance !!!

L'agitation des molécules dépend de la température. Aussi lorsqu'une phase condensée (liquide ou solide) se vaporise au contact d'un gaz (ici l'atmosphère) sa température s'abaisse. En effet, les molécules à la surface de la phase condensée ont des vitesses instantanées différentes. Les plus rapides ont tendance à s'échapper dans la phase gazeuse où leurs libres parcours moyens sont plus grands, emportant avec elles une fraction de l'énergie cinétique de l'ensemble des molécules du solide ou du liquide et leur température diminue en conséquence. Le transfert de chaleur s'effectue du milieu chaud vers le milieu froid. Mais du fait de leur agitation thermique, un certain nombre de molécules de la phase gazeuse retournent dans le liquide (ou, dans une moindre mesure, le solide), et comme le flux « entrant » et le flux « sortant » dépendent de la température, il existe une certaine température à laquelle ils deviennent égaux, et donc où l'équilibre entre les deux phases est atteint. A cette température la pression correspondante de vapeur issue du liquide (par exemple la vapeur d'eau dans l'atmosphère) est dite **pression de vapeur saturante** : l'air ambiant ne peut plus accueillir de quantité supplémentaire de vapeur d'eau et les molécules d'eau supplémentaires ne peuvent plus rester sous forme vapeur, elles deviennent à l'état liquide (elles condensent). Cela provient de ce que l'égalité des flux correspond à un état d'équilibre thermodynamique et que celui-ci, par définition, est l'état le plus probable du système, et d'après le second principe de la thermodynamique un état le plus probable ne peut pas spontanément évoluer vers un état moins probable dans un système isolé.

La pression de vapeur saturante, notée $P_s(T)$ dépend donc seulement de la température et en est même une fonction croissante puisque le flux des molécules qui se vaporisent du liquide vers l'atmosphère croît avec la température et qu'il faudra une pression plus élevée pour obtenir l'égalité avec le flux de condensation. C'est ce que prévoit la relation de **Clausius-Clapeyron** qui permet de calculer la pression de vapeur saturante $P_s(T)$ pour l'eau dans le cas de l'équilibre liquide-vapeur (voir [Annexe 1](#)) :

$$P_s(T) = P_{s0} \exp \left(\frac{L_v}{R_v} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right) \right) \quad (1)$$

où : T température absolue (en K), $L_v = 2,503 \cdot 10^6 \text{ J/kg}$ chaleur latente de vaporisation de l'eau, $R_v = R/M_v = 461 \text{ J/K/kg}$ constante molaire des gaz parfaits pour la vapeur d'eau (R : constante des gaz parfaits, M_v : masse molaire de l'eau).

$T_0 = 273\text{K}$, $P_{s0} = 0,611 \text{ kPa}$ pression de vapeur saturante à T_0 (au point de congélation).

A noter que pour l'équilibre vapeur-glace la relation de Clausius-Clapeyron donne, exprimée en kPa :

$$P_s(T) = 0,1 \exp(23,33086 - 6111,72784/T + 0,15215 \ln T)$$

donc $P_S(\text{glace}) < P_S(\text{liquide})$.

La figure 2 montre l'évolution de P_S en fonction de la température T pour l'eau :

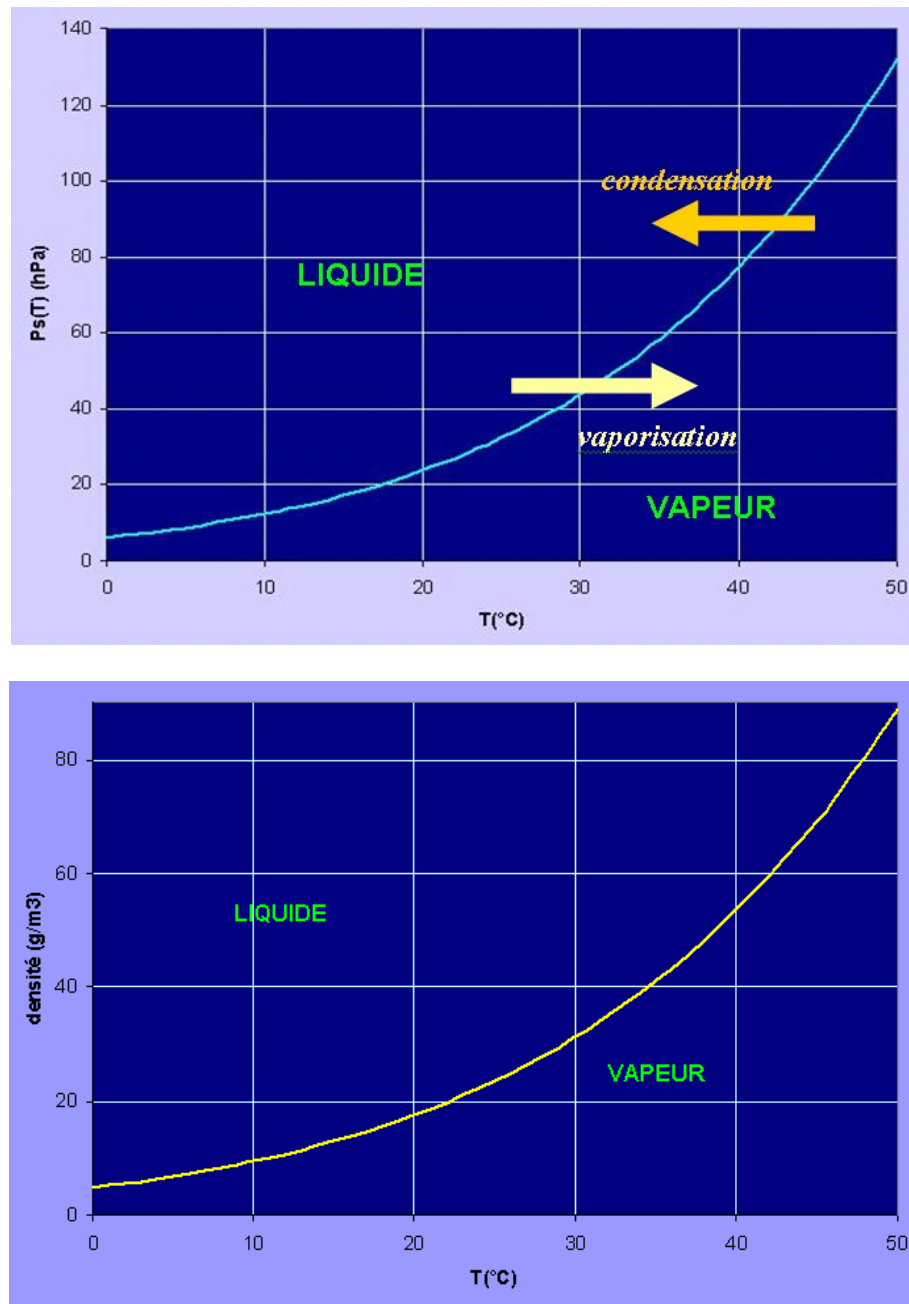


figure 2 – Pression de vapeur saturante de l'eau $P_S(T)$ (en haut), et densité de la vapeur d'eau saturante $\rho_s(T)$ dans l'atmosphère (en bas) à différentes températures ambiantes

A chaque valeur de $P_S(T)$ correspond une masse de vapeur saturante par unité de volume d'air atmosphérique, $r_S(T)$, donnée par la relation (voir [Annexe 2](#)) :

$$\rho_s(T) = \frac{P_s(T)}{R_v T} \quad (2)$$

Dans une atmosphère humide saturée, l'eau sous forme vapeur est en équilibre thermodynamique avec l'eau sous forme liquide (les flux d'échange entre la phase liquide et la

phase gazeuse sont égaux). Dans ce cas l'état du système formé par le couple phase vapeur / phase liquide est décrit par le point représentatif qui parcourt la courbe de saturation de la figure 2. Cette courbe partage le domaine (P, T) en deux parties :

- ❖ Le point est situé au-dessus de la courbe ($P > P_S$) : dans cette partie l'état physique le plus stable de l'eau est l'état liquide. Dans ce cas toute vapeur d'eau supplémentaire se condense (i.e. devient liquide) et la pression partielle de vapeur P_V diminue jusqu'à devenir égale à P_S par valeurs supérieures (donc le point rejoint la courbe en « descendant » vers elle, à T constante).
- ❖ Le point est situé au-dessous de la courbe ($P < P_S$) : dans cette partie l'état physique le plus stable de l'eau est l'état gazeux (vapeur). Dans ce cas tout supplément d'eau liquide dans l'atmosphère se vaporise (devient gazeux) et le point figuratif remonte jusqu'à atteindre la courbe $P = P_S$.

La pression partielle de la vapeur d'eau dans l'air humide, P_V , est généralement plus petite que la pression de vapeur saturante P_S à une température donnée T. Si T diminue, $P_S(T)$ diminue aussi et donc la saturation est atteinte à des pressions plus faibles : l'air contient une quantité de vapeur plus petite et donc une quantité d'air sec plus grande parce qu'une partie plus importante de vapeur d'eau condense. C'est pourquoi la nuit, lorsque la température diminue, il se forme de la **rosée** : elle résulte de la condensation de la vapeur d'eau atmosphérique issue de la vaporisation diurne.

Conséquences : exercices

1 Soit une journée où la température de l'air est $T = 25^\circ\text{C}$. La quantité de vapeur d'eau dans l'atmosphère est $\rho_V = 12 \text{ g/m}^3$.

Par la relation (2), ou la courbe de droite de la figure 2, il lui correspond une température de « point de rosée » égale à $T_S = 14^\circ\text{C}$ à laquelle l'air humide devient saturé en vapeur d'eau. On a ici $T > T_S$ donc la phase vapeur est privilégiée.

Que se passe-t-il si T diminue, par exemple en cours de nuit ?

- ❖ La nouvelle température reste supérieure à T_S mais les objets ont une température de surface $T' < T_S$, disons $T' = 10^\circ\text{C}$. D'après la figure 2 il lui correspond une densité de vapeur $\rho'_V = 9,5 \text{ g/m}^3$. Donc sur les 12 g/m^3 on aura $12 - 9,5 = 2,5 \text{ g/m}^3$ de vapeur d'eau qui se condensera.

Sur une surface du sol $S = 10^4 \text{ m}^2$ (1 ha), une couche d'air de 80 m d'épaisseur représente un volume d'air $V = 8.10^5 \text{ m}^3$. Supposons que l'air humide soit uniformément réparti dans cette couche, alors la masse condensée est :

$$m = 0,0025 \times 8.10^5 = 2000 \text{ kg}$$

soit un volume d'eau de 2000 litres. Ainsi la condensation nocturne de la vapeur d'eau atmosphérique sur les surfaces froides équivaut à une pluviométrie de 2000 litres/hectare !

- ❖ La nouvelle température descend cette fois au-dessous de T_S . Toute la vapeur d'eau se condense alors et une nappe de brouillard se forme (on est dans la zone « liquide » de la figure 2).

2 Dans l'habitacle d'une voiture fermée le volume d'air est de l'ordre de $V = 6 \text{ m}^3$. Chaque personne expire environ de la vapeur d'eau à raison de $D = 40 \text{ g/heure}$. La température

ambiante est 0°C, il lui correspond une densité de vapeur d'eau à la saturation donnée par (2) ou la figure 2, égale à $\rho_S = 4,85 \text{ g/m}^3$. Cette densité est atteinte, avec la respiration du passager, au bout d'une durée telle que $D t = \rho_S V$, soit $t = 4,85 \times 6/40 = 0,72 \text{ heure} = 43 \text{ minutes}$. Avec 4 passagers cette valeur tombe à 10 minutes environ.

3 La surface du corps humain évacue la chaleur par la transpiration, c'est-à-dire la vaporisation de l'eau, car celle-ci absorbe la chaleur et refroidit donc le corps. Si ce processus est gêné, par exemple à cause d'une humidité de l'air ambiant trop élevée, nous nous sentons mal à l'aise et avons une impression de temps lourd.

Comme la vapeur d'eau est concentrée au voisinage de la peau, si l'air ambiant est riche en humidité le gradient de la pression de vapeur entre la peau et l'air sera faible, et le flux de vaporisation sera réduit : le refroidissement du corps par transpiration s'effectuera faiblement.

Comparons les effets, sur notre sensation de chaleur lourde, d'un air humide de 28°C dont l'humidité relative est $RH = 80\%$ avec un air humide plus chaud, à 35°C, mais plus sec ($RH = 20\%$, comme dans un désert).

Pour cela (voir [Annexe 2](#)) on calcule dans les deux cas $P_S(T)$ puis ρ_S par la relation (2), tandis que les P_V sont calculées pour chaque T par l'équation des gaz parfaits :

$$P_V = \rho_V R_V T$$

où $\rho_V = 0,71 \text{ kg/m}^3$ densité de la vapeur d'eau. On verra en [Annexe 2](#) que l'on définit alors les rapports de mélange de l'air humide :

$$r = 0,622 P_V / (P - P_V)$$

où P est la pression atmosphérique de l'air ambiant. A la saturation on a bien sûr : $r_S = 0,622 P_S / (P - P_S)$.

On montre alors que l'on a approximativement :

$$r \approx r_S \times RH$$

Le but est de comparer les rapports de mélange r pour les deux situations : d'une part $RH = 80\%$ et $T = 28^\circ\text{C}$, d'autre part $RH = 20\%$ et $T = 35^\circ\text{C}$. La situation pour laquelle r est le plus grand est la plus inconfortable.

Faire le calcul (solution donnée en [Annexe 2](#)) et vous verrez qu'un air à 28°C avec $RH = 80\%$ (zone tropicale humide ou méditerranéenne) est moins confortable qu'un air à 35°C avec $RH = 20\%$ (zone désertique).

Comme la pression et la température varient lorsque l'altitude change, les conditions d'humidité et de saturation sont atteintes à certaines altitudes. Ainsi les nuages se forment lorsque l'air est dans les conditions de vapeur saturante suite au refroidissement des masses d'air lors de leur ascension dans l'atmosphère (mouvements convectifs, rencontre de masses d'air, effet des reliefs montagneux...).

Une masse d'air qui s'élève en altitude a une pression qui diminue par **détente adiabatique**, et sa température diminue tandis qu'augmente son humidité relative (la loi de Clausius-Clapeyron prévoit que la pression de vapeur saturante diminue quand l'air se refroidit).

Dans certains cas de refroidissement important l'humidité relative peut dépasser 100% (air sur-saturé), et nous avons vu dans l'article « [aérosols atmosphériques](#) » que l'excès d'eau présente dans la parcelle d'air se dépose sur des embryons d'aérosols (théorie de la nucléation hétérogène). Pour des températures encore plus faibles les gouttes d'eau qui résultent de la condensation de la vapeur d'eau peuvent congeler et se déposer sur des particules en

suspension (noyaux glaçogènes). dans une atmosphère stable les mouvements convectifs sont limités et l'épaisseur du nuage est faible (stratus, altostratus...). Dans une atmosphère instable, l'épaisseur des nuages est importante et la vitesse d'ascension des parcelles d'air est de plusieurs mètres par seconde (cf. [référence \[4\]](#)).

Près du sol, selon les conditions d'humidité, il y a formation des brouillards :

- La nuit, en l'absence de nuages, le rayonnement infrarouge du sol n'est plus contrebalancé par l'absorption atmosphérique et la bilan radiatif est négatif : il s'échappe plus de chaleur de la surface du sol qu'il n'y arrive. Le voisinage de la surface du sol se refroidit et, souvent en hiver, à un point tel où la saturation est atteinte (brouillard de rayonnement).
- Si de l'air chargé d'humidité est transporté d'un endroit chaud sur une surface froide, la vapeur d'eau se condense, formant un brouillard dit d'advection.

L'évolution de la pression atmosphérique avec l'altitude est complexe parce que la température et la quantité de vapeur d'eau varient avec l'altitude et avec les propriétés radiatives du milieu et du sol. La pression varie donc aussi avec la position au-dessus de la surface du sol et au cours du temps. Cependant l'ordre de grandeur des phénomènes atmosphériques, pour la troposphère, peut se satisfaire d'une modélisation où la pression varie avec l'altitude seule et où les mouvements d'une parcelle d'air dans le milieu atmosphérique dépendent seulement d'elle.

Dans cette approche simplifiée, **l'air sec** est considéré comme un gaz parfait et on suppose qu'une parcelle d'air sec n'échange pas de chaleur avec l'atmosphère ambiante : les transformations thermodynamiques consécutives à un mouvement dans l'atmosphère sont donc adiabatiques.

On a vu alors en [référence \[4\]](#) que la variation de la température T avec l'altitude z pour la parcelle d'air lors de son mouvement adiabatique est donnée par :

$$c_p dT + g dz = 0 \quad (3)$$

soit le gradient adiabatique de l'air sec :

$$\frac{dT}{dz} = -\frac{g}{c_p} = -10^\circ \text{C/km}$$

où c_p est la chaleur massique à pression constante de la parcelle d'air sec, g l'accélération de la pesanteur (NB : la capacité calorifique molaire à pression constante est la quantité $C_p = M c_p$, où M est la masse molaire). La démonstration de (3) ne pose pas de difficulté et est rappelée en [Annexe 3](#). On montre également en [Annexe 3](#) que, pour un processus adiabatique, la variation de température de la parcelle d'air sec avec la pression vérifie :

$$T = T_0 \left(\frac{P}{P_{ref}} \right)^{R/c_p} \quad (4)$$

La relation (3) donne le gradient adiabatique de l'air sec, c'est-à-dire le taux de variation de la température atmosphérique avec l'altitude :

$$\Gamma_0 = \frac{dT}{dz} = -\frac{g}{c_{p0}} = -10^\circ \text{C/km} \quad (5)$$

(c_{p0} est la capacité thermique de l'air sec).

Pour l'air humide la relation (5) est modifiée du fait de la chaleur latente de vaporisation. On montre que cette correction s'exprime par (cf. [référence \[4\]](#) et [Annexe 4](#)) :

$$\Gamma = \frac{dT}{dz} = -\frac{g}{c_p} \frac{1}{1 + \frac{L_v}{c_p} \left(\frac{dq}{dt} \right)} \quad (6)$$

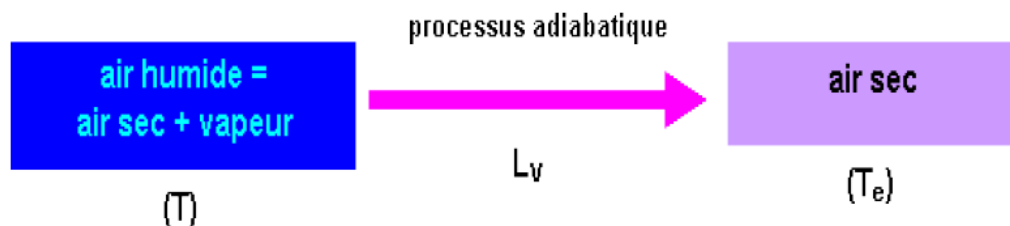
où q est l'humidité spécifique introduite en [Annexe 2](#), c_p est la chaleur spécifique de l'air humide.

La relation (4) permet de définir pour l'air sec la **température potentielle** de la parcelle d'air sec lorsqu'on connaît sa température T et sa pression P :

$$\theta(P, T) = T_0 = T \left(\frac{P_{ref}}{P} \right)^{\frac{R}{M c_p}} \quad (7)$$

La température potentielle d'une parcelle d'air est celle qu'elle aurait si elle était ramenée au sol (donc à une pression $P_0 = 1000$ hPa) par un processus adiabatique (voir [Annexe 3](#) et [références \[5\] et \[6\]](#)).

Pour de l'air humide, mélange d'air sec et de vapeur d'eau, la **température équivalente** T_e correspondant à sa température réelle T est, par définition, la température qu'aurait la parcelle d'air humide dont toute la vapeur d'eau est retirée par un processus adiabatique :



Etablissons simplement l'expression approchée de T_e . Comme l'enthalpie massique de l'air humide est

$$c_p dT = \frac{dP}{\rho} - L_v dq$$

et compte tenu de l'équation d'état du mélange :

$$\frac{P}{\rho} = \frac{RT}{M}$$

(M masse molaire du mélange, R constante des gaz parfaits, ρ masse volumique du mélange), il vient :

$$c_p dT = \frac{R}{M} T \frac{d\rho}{\rho} + \frac{R}{M} dT - L_v dq$$

par définition de la température équivalente, la variation d'enthalpie correspond au passage de l'état initial de température T à l'état final de température T_e pour l'air sec de capacité calorifique massique c_{p0} , soit $c_{p0} (T_e - T)$, dû à la seule action de disparition complète de l'eau, où l'état initial correspond à l'humidité spécifique q et l'état final à $q = 0$ (air devenu complètement sec), soit $L_v (0 - q) = -L_v q$ (et par hypothèse $d\rho = 0$). Il vient donc :

$$c_{p0} (T_e - T) \approx L_v dq$$

qui donne la température équivalente :

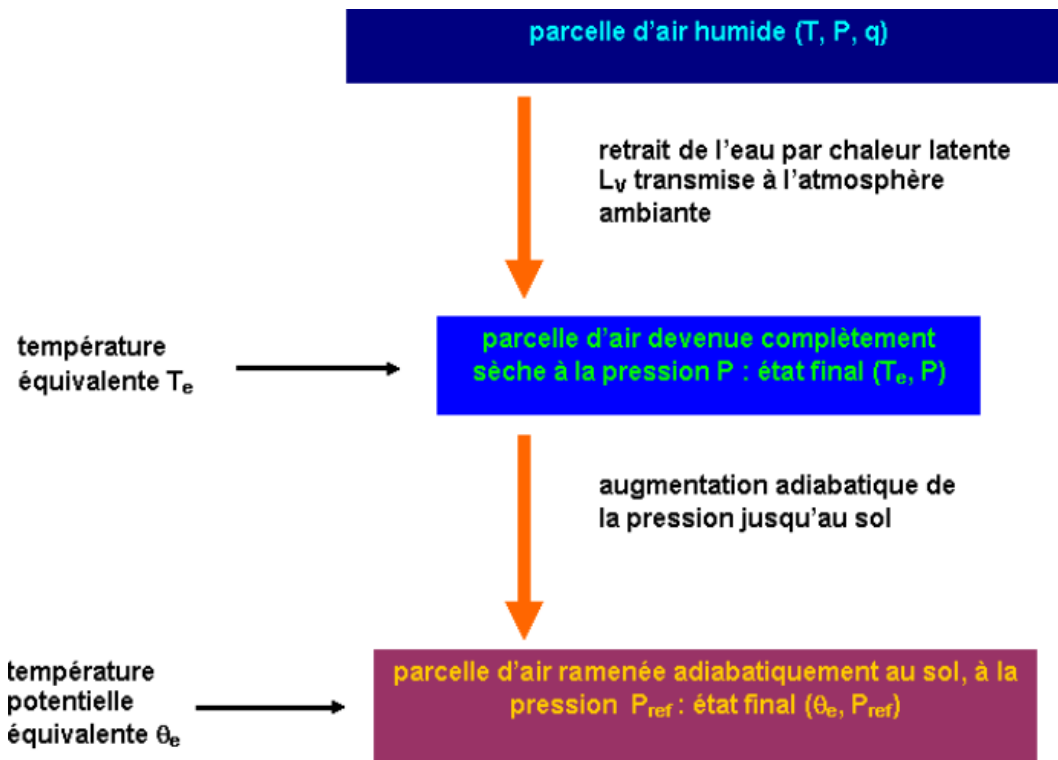
$$T_e \approx T + \frac{L_v}{c_{p0}} q \quad (8)$$

(Rappel : $L_v = 2400 \text{ kJ/kg}$ à 25°C).

On en déduit que la relation (7) donnant la température potentielle de l'air sec peut être utilisée pour l'air humide à condition de remplacer la température T par la température équivalente T_e (puisque l'on considère l'air humide devenu sec par assèchement adiabatique). La température potentielle θ est alors remplacée par la **température potentielle équivalente** de l'air humide θ_e :

$$\theta_e = T_e \left(\frac{P_{ref}}{P} \right)^{\frac{R}{M c_p}} \approx \left(T + \frac{L_v}{c_{p0}} q \right) \left(\frac{P_{ref}}{P} \right)^{\frac{R}{M c_p}} \quad (9)$$

La définition (9) peut être représentée par le processus de changement d'état d'une parcelle d'air humide (T, P, q) à une parcelle d'air rendue sèche et ramenée adiabatiquement au sol :



L'expression (9) donnant θ_e est une expression approchée. Etant donnée l'importance de θ_e et de la **température potentielle pseudo-équivalente de saturation** $\theta_{e,s}$, dans le critère de déclenchement de la convection profonde de l'air humide (donnant la dynamique des masses nuageuses), nous donnons de θ_e et de $\theta_{e,s}$ une expression plus précise ([Annexe 5](#) et références [\[7\]](#), [\[8\]](#), [\[9\]](#), [\[10\]](#)) :

$$\theta_e = T \left(\frac{P_0}{P} \right)^{\frac{R_0}{c_{p0} + r_T c_L}} \varphi^{-\frac{r R_v}{c_{p0} + r_T c_L}} \exp \left[\frac{L_v r}{(c_{p0} + r_T c_L) T} \right] \quad (10)$$

$$\theta_{es} = T \left(\frac{P_0}{P} \right)^{\frac{R_0}{c_{P0} + r_s c_L}} \exp \left[\frac{L_v r_s}{(c_{P0} + r_s c_L) T} \right] \quad (11)$$

où les quantités r_T , c_L sont explicitées en [Annexe 5](#) ; ϕ est l'humidité relative, notée aussi RH, donnée par (A2.9) à [l'Annexe 2](#).

La flottabilité d'une parcelle d'air humide qui se meut dans l'atmosphère varie sous l'action de plusieurs causes :

- la flottabilité augmente si la température potentielle de la parcelle non saturée augmente et/ou lorsque la proportion de vapeur d'eau dans la parcelle d'air augmente (le rapport de mélange r augmente) ;
- la flottabilité diminue suite aux précipitations. En effet, celles-ci contribuent à éliminer l'humidité dans les parcelles d'air et à les refroidir puisque les phases liquides qui précipitent emportent avec elles de la chaleur (donc θ_e diminue).

La flottabilité est compensée par les forces dues au gradient de pression (forces hydrostatiques) sur des échelles importantes verticales de l'atmosphère : il y a alors équilibre hydrostatique pour une extension verticale de l'atmosphère de grande échelle. En revanche, aux petites échelles (de la taille d'un nuage cumuliforme, pour fixer les idées) les mouvements convectifs entraînent un déséquilibre entre la flottabilité et les gradients de pression, et les accélérations verticales des parcelles d'air peuvent devenir prépondérantes devant les accélérations des masses d'air à grande échelle. Les choses se compliquent en présence de forces de cisaillement horizontales apportées par les vents : elles peuvent modérer les accélérations verticales locales des parcelles d'air.

Suivons la vie d'une parcelle d'air dans sa course verticale dans l'atmosphère ambiante :

- Au cours de son ascension depuis le sol, causée par un mécanisme quelconque (instabilité de la couche d'air ambiante, surface du sol chaude, effets du relief, etc.) la parcelle finit par atteindre une altitude où sa température est plus grande que celle de l'air ambiant : c'est le **LFC** (Level of Free Convection = niveau de convection libre). Etant moins dense (car plus chaude) que l'air ambiant la parcelle continue de s'élever (flottabilité positive).
- Mais à une altitude élevée où la température de l'air ambiant est très basse, la parcelle d'air finit par céder sa chaleur à l'environnement, elle se refroidit et sa densité devient quasiment égale à celle de l'air ambiant : c'est le niveau d'équilibre **EL** (Equilibrium Level) où la flottabilité s'annule et où donc la parcelle d'air ne s'élève plus.
- Etant plus froide, donc plus dense que l'air ambiant, la parcelle d'air retombe à partir du EL.
- Dans son ascension entre le LFC et le EL, la parcelle d'air humide suit d'abord une adiabatique humide (gradient Γ , relation (6)), puis à partir d'une altitude où, pour un rapport de mélange donné r de la parcelle la température atteint celle de la saturation T_s , la vapeur d'eau dans la parcelle commence à condenser : c'est le niveau **LCL** (Lifted condensation Level) à partir duquel la parcelle suit une adiabatique saturée (gradient Γ_s , relation (A4.6) à [l'Annexe 4](#)). Si le gradient de la parcelle est plus fort que celui de l'air ambiant, il y a instabilité.
- Lorsqu'il y a condensation dans les parcelles d'air humide, les précipitations peuvent se former sous certaines conditions (noyaux de condensation à partir des aérosols, voir article « [aérosols atmosphériques](#) »). dans ce cas la précipitation emporte avec elle l'excès de chaleur due à la condensation et entraîne l'air avec elle vers le sol. Ceci diminue la flottabilité, et les parcelles d'air asséchées et refroidies redescendent.

Pour caractériser la quantité d'instabilité, l'énergie de flottabilité, en un lieu donné pour une parcelle d'air humide, on utilise le **CAPE**, c'est-à-dire l'énergie potentielle convective utilisable. Au cours de son ascension dans un nuage, une parcelle d'air humide présente une température T' différente de la température T de l'air ambiant, à tous les niveaux compris entre le LFC et le EL.

L'intégrale des différences entre T et T' le long de ce parcours, dont la variation élémentaire d'altitude est dz , ou ce qui revient au même correspond à la variation élémentaire de pression dP (plus exactement $d \ln P$ puisque $P(z)$ varie exponentiellement avec z selon la loi de Laplace) donne, à un coefficient multiplicatif près, une énergie cumulant les effets globaux résultant de ces différences de température potentielle entre la parcelle d'air et l'atmosphère environnante. Cette intégrale est le CAPE, définie par conséquent ainsi :

- La variation de pression avec l'altitude z est donnée par la **loi de Laplace** :

$$P(z) = P_0 \exp\left(-\frac{M g}{R T} z\right) \rightarrow -\frac{R T}{M g} d \ln P = dz$$

- La variation de l'énergie potentielle de la parcelle d'air au cours de son ascension est :

$$dW' = M g dz'$$

- Celle pour l'atmosphère ambiante est :

$$dW = M g dz$$

- Or d'après la loi de Laplace :

$$dW' = -M g \frac{R T'}{M g} d \ln P = -R T' d \ln P$$

$$dW = -M g \frac{R T}{M g} d \ln P = -R T d \ln P$$

Le CAPE est donc la différence entre les variations d'énergie potentielle de la parcelle d'air et de l'air ambiant entre le LFC et le EL, soit :

$$CAPE = \int_{LFC}^{EL} (dW' - dW) = -R \int_{P_{LFC}}^{P_{EL}} (T' - T) d \ln P \quad (12)$$

Le CAPE est exprimé en énergie potentielle par unité de masse d'air, soit en J/kg, et est mesuré lors des explorations par radiosondage de l'atmosphère.

Valeurs types du CAPE :

- CAPE = 1000 à 2000 J/kg pour les orages convectifs ;
- Dans les cas extrêmes, CAPE peut atteindre 5000 J/kg !

Si l'on considère que l'ascension de la parcelle d'air s'effectue à la vitesse v_{MAX} d'un courant ascendant, et que l'énergie cinétique par unité de masse d'air est égale à l'énergie potentielle différentielle de la parcelle d'air et de l'atmosphère ambiante le long du parcours, donc égale au CAPE, on peut avoir une estimation de la vitesse du courant ascendant :

$$\frac{1}{2} v_{MAX}^2 = CAPE$$

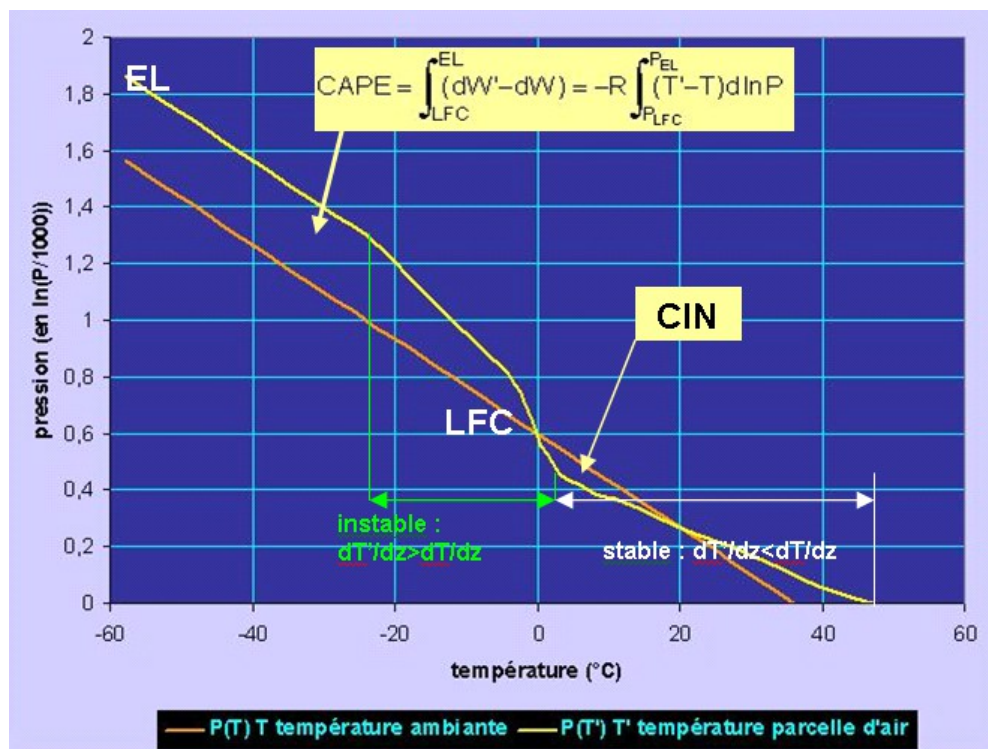
Ainsi, la mesure du CAPE donne une estimation de la vitesse d'ascension de la masse d'air dans le nuage :

$$v_{MAX} = \sqrt{2 \times CAPE} \quad (13)$$

et cette relation (13) rend le CAPE très utile pour les prévisionnistes.

Exemple : à un $CAPE = 2000 \text{ J/kg}$ correspond $v_{MAX} = 63 \text{ m/s}$ (120 nœuds). En pratique v_{MAX} est surestimée d'un facteur 2, on a donc en réalité $v_{MAX} = 31,5 \text{ m/s}$ comme vitesse moyenne du courant ascendant entre le LFC et le EL.

Connaissant les lois de variation $T'(z)$ et $T(z)$, ou de manière équivalente $T'(P)$ et $T(P)$, on peut obtenir le profil de CAPE donné à la figure 3. Entre $P(LFC)$ et $P(EL)$, l'aire comprise entre la courbe $T(P)$ et $T'(P)$ est proportionnelle au CAPE, tandis que entre P_0 et $P(LFC)$ l'aire comprise entre $T(P)$ et $T'(P)$ est représentative du **CIN**, c'est-à-dire l'index d'inhibition de la convection (en effet il y a peu ou pas de convection humide entre $z = 0$ et $z = LFC$ parce que l'on est en situation stable) ; P_0 désigne la pression où, dans cette zone de stabilité, les profils $T(P)$ et $T'(P)$ se coupent (ce qui correspond à une altitude de l'ordre de 2000-3000 m).



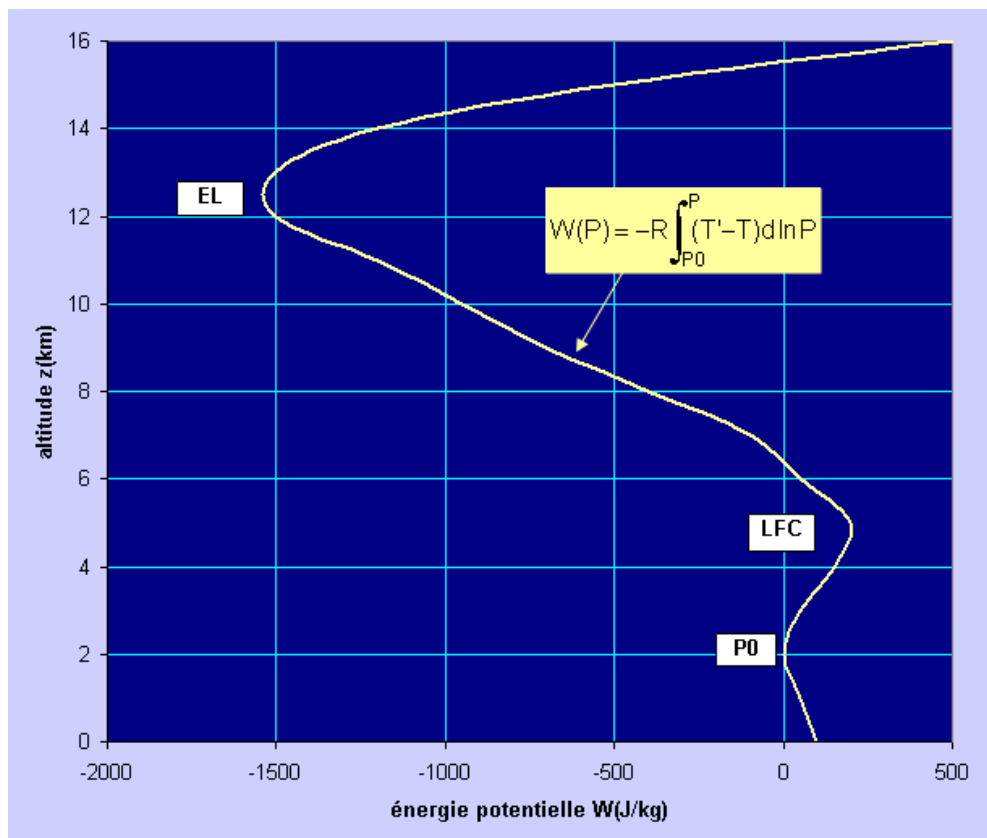


figure 3 – CAPE d'une parcelle d'air humide

A gauche, profils $T(P)$ et $T'(P)$ respectivement pour l'air ambiant et la parcelle d'air humide : le CAPE correspond à l'aire comprise entre les deux courbes entre le niveau de flottabilité LFC et le niveau d'équilibre EL où cette flottabilité s'annule (sommet du nuage). Il y a instabilité lorsque le gradient de température (la pente de la courbe) de la parcelle d'air humide dT'/dz est supérieure à celui de l'air ambiant dT/dz , comme on le montre aux Annexes 3 et 4.

A droite, profil de l'énergie potentielle différentielle entre l'air ambiant et la parcelle d'air humide $W(P)$ en fonction de la pression atmosphérique. A partir de la LFC les mouvements convectifs commencent, ce qui se traduit par une augmentation significative, en valeur absolue, de l'énergie potentielle. Au niveau d'équilibre EL, l'annulation de la flottabilité entraîne une diminution très rapide de $W(P)$: la parcelle d'air humide ne peut monter plus haut, c'est le sommet du nuage.

Remarque : inhibition de la convection (index CIN)

Lorsque l'atmosphère présente une couche d'inversion dans son profil de température (cf. article « Transports atmosphériques »), la convection des parcelles d'air est freinée, voire empêchée, et par conséquent elle ne peut pas atteindre le niveau de convection libre (LFC). Dans cette situation, même avec une grande instabilité atmosphérique traduite par un CAPE élevé, la formation de structures orageuses n'a pas lieu. On dit que l'on a affaire à un **phénomène CIN** (« convective inhibition », inhibition de la convection atmosphérique dans les couches de l'atmosphère près de la surface terrestre). En inversion, les couches d'altitude élevée sont plus chaudes que celles près du sol, par conséquent une parcelle d'air chaude ne pourra pas poursuivre son ascension convective lorsqu'elle atteindra l'altitude où sa densité devient égale à celle de l'air ambiant chaud. Comme la vitesse ascensionnelle s'annule, dans ce cas, le CAPE n'est plus un indicateur de celle-ci comme donné en (13).

La CIN s'arrête, et la convection reprend, pour diverses raisons, que nous indiquons ci-après. Mais disons dès à présent que la reprise de la convection après une CIN conduit à des phénomènes d'instabilité (orages...) bien plus violents que ceux développés sans la CIN. Cela s'explique par l'énergie qui s'est accumulée sous la couche d'inversion et que la convection n'a pas pu évacuer de manière continue, cette énergie se libère brutalement lorsque cessent rapidement les processus qui inhibaient son transport convectif.

Les causes d'arrêt de la CIN sont :

- le réchauffement de la surface du sol et des couches avoisinantes par la chaleur du jour. Celle-ci finit par faire disparaître la couche d'inversion ;
- l'apparition d'une humidité importante au voisinage du sol, causée par exemple par l'évaporation d'une surface froide et liquide (lac...), ou par l'apport d'air humide par advection (courants...). Dans l'air chargé d'humidité près du sol, la pression partielle de vapeur d'eau est élevée (ou, ce qui revient au même, a un rapport de mélange important), il s'ensuit, en vertu de la loi de Clapeyron, que la température de condensation est élevée (augmentation du point de rosée), et se rapproche de la température de l'air ambiant chaud. La condensation s'effectue alors plus facilement, libérant la chaleur latente qui contribue à réchauffer les parcelles d'air humide. Leur température peut alors dépasser celle de la couche d'inversion et donc entraîner une reprise de la convection par flottabilité positive.
- le soulèvement de la couche d'air près du sol par ascendance à échelle synoptique. Cela signifie que le passage d'un front (frontière entre deux masses d'air différentes) provoque l'ascension de la couche superficielle au-delà de la couche d'inversion.

Chapitre 2 : les nuages

Nous avons vu au chapitre 1 qu'une parcelle d'air chaud et humide, près du sol, est plus légère que l'air atmosphérique ambiant et, sous l'effet de la poussée d'Archimède, s'élève en altitude à travers lui, en entraînant avec elle l'humidité qu'elle contenait.

Il a été montré également que, au cours de son ascension, la parcelle d'air se refroidit, et par suite sa densité augmente. Il existe une altitude, et donc une température de l'air ambiant, où la densité de la parcelle d'air devient égale à celle de l'air ambiant : la force ascensionnelle y devient alors nulle et la parcelle d'air cesse de monter ; c'est le niveau d'équilibre **EL** (« equilibrium level »). Selon l'état d'humidité de la parcelle d'air, caractérisé par exemple par son rapport de mélange, il existe aussi une altitude, et donc une température, où la vapeur d'eau devient saturante dans la parcelle d'air : c'est le **LCL** (« lifted condensation level »).

Si la parcelle d'air humide continue son ascension au-delà du LCL, parce que sa densité est encore plus faible que celle de l'air ambiant, sa vapeur d'eau saturée condense : le nuage peut se former. Pour cela il faut que $LCL < EL$, dans le cas contraire, la parcelle d'air humide n'aurait pas le temps de condenser avant l'arrêt de son ascension.

Lorsqu'ils sont formés (ce qui suppose la condition nécessaire $LCL < EL$), les nuages sont le résultat de la partie condensée de l'eau atmosphérique mélangée à l'air sec (ce qui constitue l'air humide). Les particules qui proviennent de cette condensation (liquides ou solides) s'appellent **hydrométéores** : ainsi, sont des hydrométéores les cristaux de glace, la neige, la grêle, la pluie, etc., tous des phases condensées, solides ou liquides, de la vapeur d'eau. La formation des hydrométéores et leurs comportements font l'objet de la microphysique des nuages.

2.1 – Définition d'un nuage et conditions de suspension des hydrométéores

Selon la définition donnée par Glickman (2000), un nuage est formé d'un ensemble visible de gouttelettes d'eau ou de petits cristaux de glace en suspension dans l'atmosphère.

La suspension des hydrométéores est obtenue lorsque leurs vitesses de chute (qui dépendent directement de leurs tailles) sont compensées par les mouvements d'air ascendants de grande échelle (par exemple les courants de convection).

Rappelons que la vitesse limite de chute d'une particule dans l'air, due à la résistance visqueuse que celui-ci oppose sur le corps, est donnée par la **loi de Stokes** :

$$v_L = \frac{(\rho_e - \rho_a)g}{18\eta} D^2 \quad (14)$$

avec : ρ_e masse volumique de la particule d'eau condensée (en l'occurrence les gouttelettes d'eau ou les particules de glace), ρ_a masse volumique de l'air, η viscosité dynamique de l'air, g accélération de la pesanteur, D diamètre caractéristique de l'hydrométéore (typiquement $D < 100 \mu\text{m}$ pour une gouttelette sphérique, $100 \mu\text{m} < D < 2 \text{ mm}$ pour des cristaux de glace).

Avec $\rho_e \approx 1000 \text{ kg/m}^3$, $\rho_a = 1,29 \text{ kg/m}^3$, $g = 9,81 \text{ m/s}^2$, $\eta = 13,7 \cdot 10^{-6} \text{ Pa.s}$, on obtient des vitesses limites de chute de l'ordre de 0,3 à 1 m/s. Ces vitesses sont largement compensées par les vitesses de mouvement ascendant de l'air, ce qui fait que les hydrométéores sont généralement en suspension dans un nuage. Les nuages deviennent visibles à partir d'une concentration en eau condensée (liquide ou solide) suffisamment élevée : typiquement pour un nuage chargé uniquement de gouttelettes, on a $0,1 \text{ g/m}^3$ à 1 g/m^3 (ce qui correspond à une concentration de 100 à 1000 gouttelettes/cm³).

Les nuages ont des formes et des altitudes différentes (ainsi que diverses durées de vie). Cependant il a été remarqué que certaines formes étaient associées à certaines gammes d'altitude et donnaient lieu à différents régimes de précipitations, voire aucune précipitation. C'est ainsi qu'une classification, encore adoptée par l'OMM (Organisation Météorologique Mondiale), a été établie par L. Howard en 1803.

Le tableau 1 ci-après et les illustrations qui suivent (figure 4) présentent cette classification.

genre		Altitude de la base (km)	Épaisseur du nuage (km)	aspects	Hydrométéores constituant le nuage
Nuages hauts	Cirrus (Ci)	7 à 12	0,2 à 1,8	Blancs, formes de fibres incurvées	Cristaux de glace
	Cirrocumulus (Cc)	6 à 11	0,2 à 1	blancs nappes d'épaisseur angulaire 1°, moutonneux et ondulés	cristaux de glace, eau surfondue
	Cirrostratus (Cs)	6 à 11	0,2 à 1	blancs ou bleus voiles uniformes étendues sur le ciel	cristaux de glace diffusant la lumière en halos lumineux
Nuages moyens	Alto cumulus (Ac)	3 à 5	1,5	blancs ou gris flocons, ondulés, épaisseur angulaire 1° à 5°	gouttelettes d'eau, cristaux de glace
	Altostratus (As)	2 à 5	2	gris voiles uniformes couvrant totalement le ciel à travers elles le soleil est flou et sa lumière est diffuse	cristaux de glace, gouttelettes d'eau, donne pluie et neige
Nuages bas	Strato cumulus (Sc)	0,6 à 2	0,6	comme (Ac) mais d'éléments plus gros	gouttelettes d'eau donnant pluie fine et rare
	Stratus (St)	0 à 0,5	0,3	gris compact aspects brumeux, brouillards quand il touche le sol	gouttelettes d'eau, rares cristaux de glace, donne pluie et neige fines
	Nimbostratus (Ns)	0,4 à 2	3	gris sombre couche étendue, masque le soleil complètement	cristaux de glace, gouttelettes d'eau, pluie et neige
Nuages étendus verticalement	Cumulus (Cu)	0,5 à 2	1	blanc intense contours bien dessinés aspect bouillonnant	gouttelettes d'eau
	Cumulonimbus (Cb)	0,4 à 3	9	blanc ou gris dense, sommet lisse et fibreux, forme d'enclume	gouttelettes d'eau, cristaux de glace, donne fortes pluies, neige, grêle

Tableau 1 – Dix genres de nuages (classification OMM)

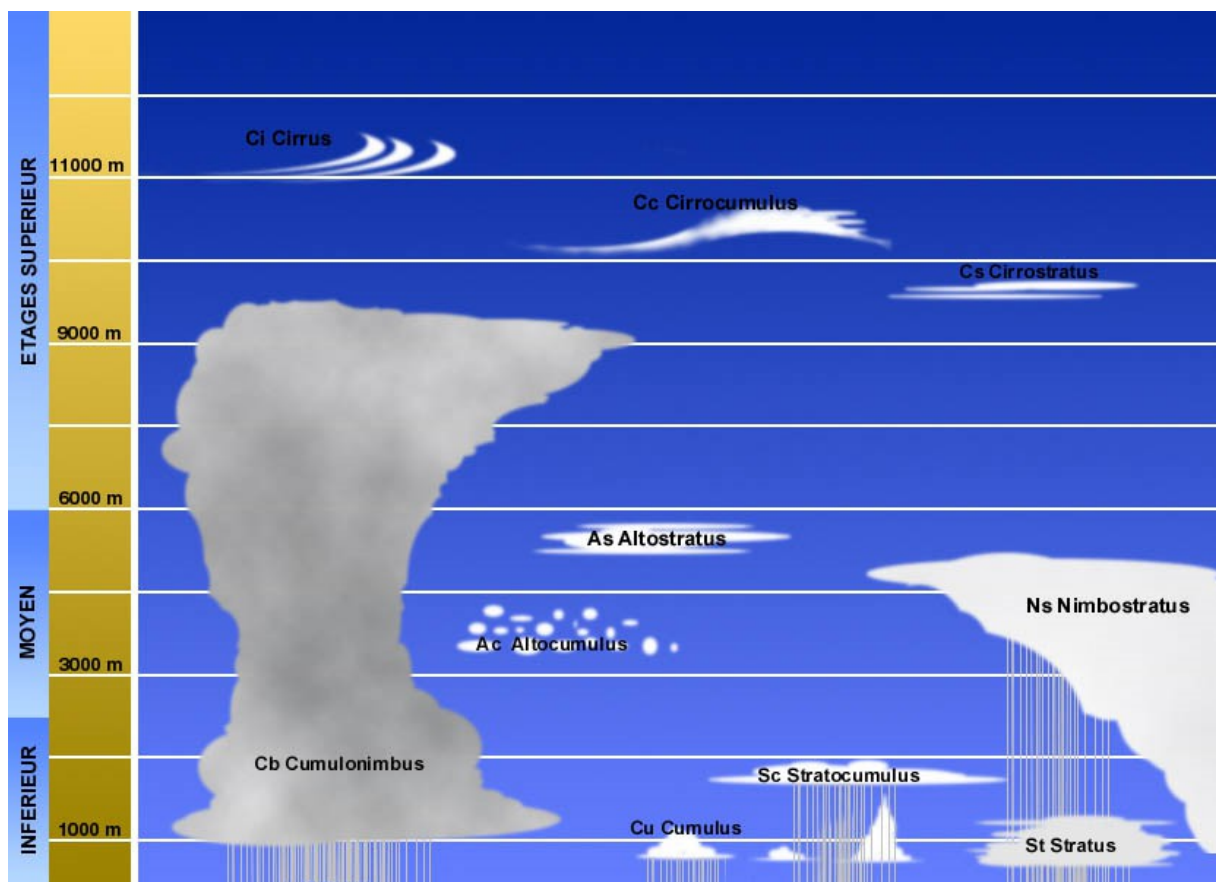
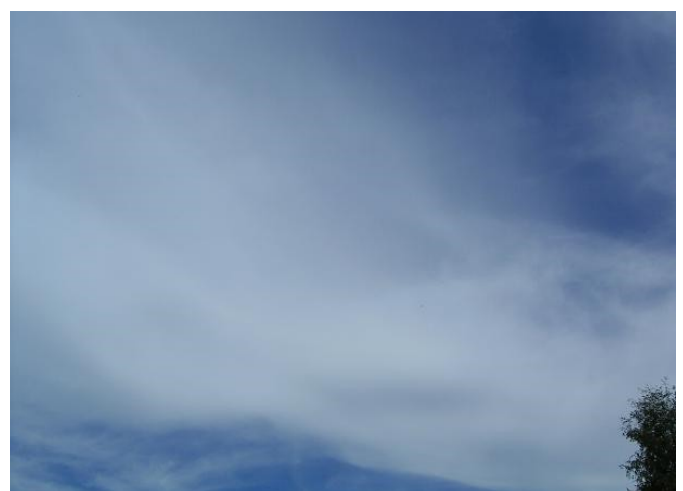


figure 4 (a) – types et répartition des nuages
(source : Météofrance)



Cirrus
(photo : F. Elie)



Cirrostratus
(source : Wikipedia)



Cirrocumulus
(source : Wikipedia)



Alto cumulus
(source : Wikipedia)



Altostratus
(source : Wikipedia)



Stratocumulus
(photo : F. Elie)



Stratus
(source : Wikipedia)



Nimbostratus
(source : Wikipedia)



Cumulus
(photo : F. Elie)



Cumulonimbus
(source : Wikipedia)

Figure 4(b) – Les 10 genres de nuages de la classification OMM

2.2 – Formation des gouttelettes et des particules de glace dans un nuage

Nous avons vu au chapitre 1 que la condition nécessaire pour qu'un nuage se forme est la saturation en vapeur d'eau d'une masse d'air humide.

La transformation thermodynamique qui conduit la masse d'air humide à la saturation est généralement causée par une détente adiabatique effectuée au cours de l'ascension d'une masse d'air humide non saturée par convection thermique. Lorsqu'il y a égalité de la pression de vapeur partielle d'eau P_v et de la pression de vapeur saturante $P_s(T)$ (qui ne dépend que de la température T) il y a saturation en humidité.

La saturation de l'air humide est une **condition nécessaire** mais généralement pas suffisante pour qu'il y ait formation de gouttelettes d'eau dans un nuage (condensation). Pour que la condensation se produise il faut aussi qu'il y ait **nucléation**.

La nucléation est la formation d'un noyau, ou germe, de phase liquide, à partir de particules solides dispersées dans l'atmosphère (ou aérosols) (cf. article « [aérosols atmosphériques](#) »). Sans développer ce qui est expliqué dans cet article, rappelons que :

- La nucléation introduit l'énergie de formation de l'interface vapeur/liquide : elle consomme l'énergie libre

$$F = \gamma A$$

(γ : tension superficielle de l'interface vapeur/liquide, A aire de la surface de cet interface). On a vu dans l'article cité que, puisque le noyau en formation consomme de l'énergie, il est énergétiquement instable et que la phase vapeur est en équilibre métastable : elle doit être en état de sursaturation d'humidité ($RH > 100\%$) et avoir une taille critique, laquelle sépare deux domaines : en-deçà il y a évaporation spontanée de la phase condensée (**évaporation de Kelvin**), au-delà la condensation se maintient.

- On démontre, dans l'hypothèse d'une nucléation homogène (nucléation d'une gouttelette d'eau sphérique dans une vapeur d'eau pure en équilibre métastable), que la pression de vapeur saturante P_s est liée au rayon critique R_C par :

$$P_s = P_{s\infty} \exp\left(\frac{2\gamma}{R_v \rho_e T} \frac{1}{R_c}\right) \quad (15)$$

avec ρ_e masse volumique de l'eau à l'état liquide ($\sim 1000 \text{ kg/m}^3$) et $P_{s\infty}$ est la pression de vapeur saturante pour une surface d'eau plane (rayon de courbure infini), R_c est le rayon critique qui est donc déduit de (15) par :

$$R_c = \frac{2\gamma}{R_v \rho_e T \ln S} \quad (16)$$

où $S = P_s/P_{s\infty}$ est la **sursaturation**.

A température donnée, la connaissance du rayon critique renseigne sur la sursaturation : $T = 273 \text{ K}$, $R_c = 0,1 \text{ }\mu\text{m}$ donne $S = 1,012$ ($\text{RH} = 101,2 \%$), et $R_c = 0,01 \text{ }\mu\text{m}$ donne $S = 1,126$ ($\text{RH} = 112,6 \%$). Une sursaturation élevée correspond à des rayons critiques petits.

- Il n'est pas possible d'obtenir des gouttelettes microscopiques dans une atmosphère où $\text{RH} < 102\%$ ($S < 1,02$). Dans ces conditions, la formation des gouttelettes résulte du processus de **nucléation hétérogène** (et non plus de la nucléation homogène) : les noyaux autour desquels se forme la phase liquide sont des phases solides (**aérosols**) (**théorie d'Aitken**, 1880). Comme exemple de noyau solide de condensation signalons les particules de sel NaCl qui sont très solubles dans l'eau. Dans le cas d'une nucléation par aérosols, le **modèle de H. Köhler** donne la relation suivante entre la pression de vapeur saturante P_s , les propriétés de l'aérosol (via la constante C) et le rayon R du noyau de condensation supposé sphérique :

$$P_s = P_{s\infty} \left(1 - \frac{C}{R^3}\right) \exp\left(\frac{2\gamma}{R_v \rho_e T} \frac{1}{R}\right) \quad (17)$$

La théorie de Köhler montre que les aérosols ont pour effet d'abaisser considérablement la pression de vapeur saturante nécessaire à l'apparition de gouttelettes microscopiques. Elle est à la base de la technique d'insémination de l'air humide par des particules pour déclencher des précipitations (Wigand, 1910-1930). Un agent courant pour ce procédé est le sulfate d'ammonium $(\text{NH}_4)_2 \text{SO}_4$ dissous dans l'eau.

La courbe de Köhler $S = P_s/P_{s\infty} = f(R)$ (figure 5) montre différents régimes lors de l'évolution d'une gouttelette dans différents états d'équilibre liquide/vapeur :

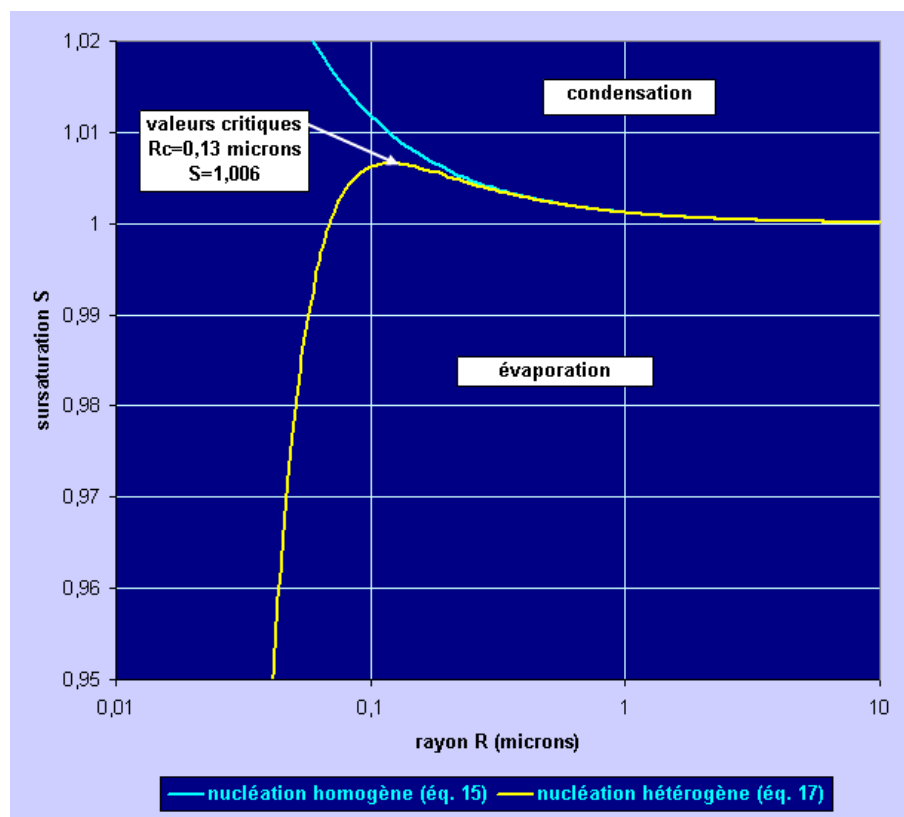


figure 5 – Courbe d'équilibre vapeur/liquide d'une gouttelette avec comme aérosol le sulfate d'ammonium (10^{-16} g)

- ❖ Sous la courbe $S = f(R)$ le noyau s'évapore spontanément, en-dessus il conduit à la condensation de la phase liquide.
- ❖ Au maximum de S (obtenu pour $R = R_C$) l'état critique est atteint : pour $R > R_C$ le noyau est dans un état instable puisqu'une infime variation de S éloigne le noyau de son état d'équilibre.

Nous venons de décrire les conditions de formation de particules liquides dans un nuage (parcelle d'atmosphère riche en air humide, voire en air saturé de vapeur d'eau).

Regardons maintenant sous quelles conditions se forment les particules de glace dans le nuage. Elles reposent principalement sur **l'effet Wegener-Findeisen-Bergeron** (plus communément appelé effet Bergeron).

Le processus de formation de particules de glace dans un nuage est plus complexe que celui de la condensation en particules d'eau liquide notamment pour les raisons suivantes :

- grande variété des structures cristallines de la glace qui dépendent de la température et de l'humidité ;
- la transition vapeur d'eau $\rightarrow$ glace nécessite une sursaturation très élevée : elle ne peut donc pas être produite directement et nécessite des étapes intermédiaires. La déposition, c'est-à-dire la transition sur une surface d'un gaz ou d'un liquide, ne peut pas se produire directement car elle nécessite une sursaturation S plus grande que celle de la condensation (transition gaz $\rightarrow$ liquide sur une surface) ;
- la transition gaz $\rightarrow$ solide passe donc par une étape intermédiaire de transition gaz $\rightarrow$ liquide en surfusion qui précède la transition liquide $\rightarrow$ solide ou glaciation.
- cette phase de liquide surfondu peut se produire jusqu'à des températures très négatives : -40°C !
- à des températures plus élevées que celles de la phase liquide surfondue, donc pour $-40^\circ\text{C} < T < 0^\circ\text{C}$, la transition gaz $\rightarrow$ solide se produit seulement en présence de noyaux de glaciation (les aérosols) qui ont pour effet de déplacer aux températures « élevées »

les conditions d'apparition d'état surfondu et de formation de la déposition.

La modélisation de la déposition est différente de celle de la condensation hétérogène : les noyaux de glaciation sont beaucoup moins nombreux que les noyaux de condensation et leurs propriétés de solubilité sont très variables.

C'est A. Wegener (l'inventeur de la « dérive des continents ») qui introduisit le premier le concept de déposition hétérogène pour expliquer la transition liquide surfondu - > glace à la surface des noyaux. Wigand et Krastanow confirmèrent que la glaciation est bien précédée d'une phase où se forme l'eau liquide surfondue.

A. Wegener montra dès 1911 que l'eau en surfusion ne peut pas coexister dans un état d'équilibre avec les cristaux de glace : comme on l'a déjà dit, cela provient de ce que la sursaturation qui conditionne l'équilibre des phases liquide et vapeur est supérieure à la sursaturation de l'équilibre vapeur/solide. C'est donc l'interface vapeur/solide qui est thermodynamiquement privilégiée par rapport à l'interface liquide surfondu/solide.

Bergeron en déduisit alors, en 1933, que l'instabilité de l'interface liquide surfondu/solide conduit à l'évaporation de la phase liquide et que la vapeur formée se redéploie sur la phase solide et s'y condensait, favorisant ainsi sa croissance (déposition de vapeur sur les cristaux) : c'est l'effet Bergeron. Ce processus fut confirmé expérimentalement en 1938 par Findeisen. On l'appelle alors effet Wegener-Findeisen-Bergeron. La figure 6 illustre cet effet.

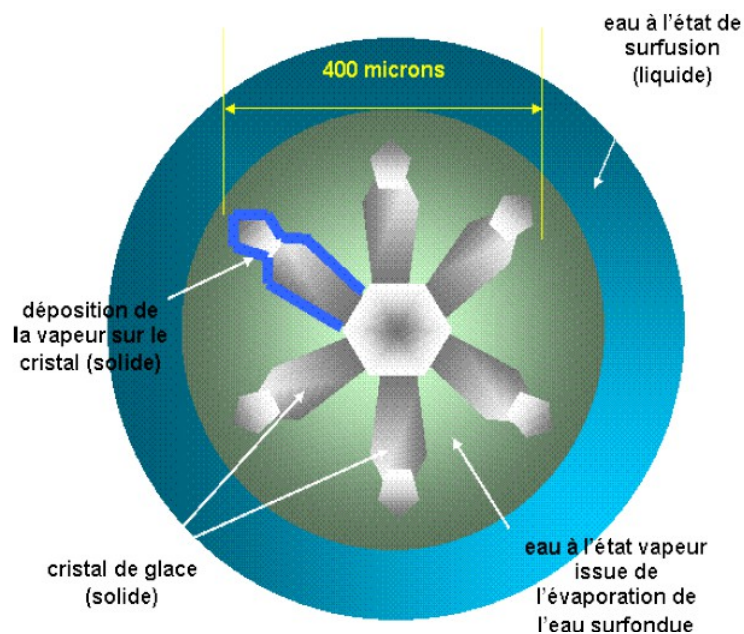


figure 6 – Effet Wegener-Findeisen-Bergeron :

le cristal croît par déposition de vapeur d'eau sur le noyau solide, la vapeur provenant de l'évaporation spontanée de la phase liquide surfondue qui ne peut coexister en équilibre à l'interface liquide surfondu/solide

Remarque : pourquoi la coexistence phase liquide surfondu/phase solide (glace) est-elle hors équilibre thermodynamique ? explications :

A une température négative T fixée, la pression de vapeur saturante de l'air humide $P_S(T)$ est plus faible à l'interface vapeur/glace, soit P_{SG} , qu'à l'interface vapeur/liquide, soit P_{SL} , autrement dit :

$$P_{SG}(T) < P_{SL}(T)$$

Dans l'air ambiant, la pression partielle de vapeur d'eau $P_V(T)$ ne change pas lorsque la température est fixée, mais elle est toujours inférieure à la pression de vapeur saturante de

l'interface solide/liquide : $P_V(T) < P_{SL}(T)$, donc les phases liquides s'évaporent vers la phase vapeur (transition des plus hautes pressions vers les plus basses pressions).

Comme l'air humide est saturé au voisinage de la glace, la vapeur d'eau issue de la phase liquide (gouttelette) ne se condensera pas dans l'air humide situé à l'interface air/glace, mais se condensera directement sur les cristaux de glace de telle sorte que soit conservée la pression partielle de vapeur $P_V(T)$ dans l'air humide (P_V diminue quand l'eau de la phase vapeur se condense sur la glace, mais elle augmente quand la phase vapeur s'enrichit de l'eau vaporisée depuis les gouttelettes : au total P_V demeure constante).

Ce processus (effet Wegener-Findeisen-Bergeron, WFB) consiste donc en un transfert continu de l'eau liquide constituant les gouttelettes vers les cristaux de glace. Il entraîne l'augmentation du poids de ces derniers qui finissent par amorcer leur chute par gravité : il y a précipitation.

Il n'y a pas que les cristaux de glace qui précipitent : les gouttelettes (phase liquide) finissent aussi par tomber. Une des raisons est la suivante :

Dans le nuage les gouttelettes liquides n'ont pas toutes la même taille (rayon R). Or, à une température T fixée, les gouttelettes les plus petites (R faible) sont le siège d'une pression de vapeur saturante $P_S(R, T)$ plus grande que pour les gouttelettes plus grosses, comme l'indique la relation (15). L'état le plus stable étant obtenu pour les P_S les plus faibles, la population des gouttelettes tend à évoluer vers une configuration où seules demeurent les grosses gouttelettes : par conséquent les gouttelettes les plus grosses tendent à adsorber les plus petites, et passée une masse critique, elles finissent par tomber sous leurs propres poids (une situation analogue a été étudiée dans l'article « [Bulles et ballons](#) »).

Mais le seul effet WFB ne suffit pas à expliquer la durée de formation d'une goutte de pluie ou de cristal de neige : il surévalue cette durée (plusieurs heures) alors que l'observation donne des durées beaucoup plus courtes. Il faut alors compléter l'effet WFB par l'effet de **coalescence** ou captation qui consiste en la collision et l'agglomération des gouttelettes ou cristaux au cours de leur chute.

C'est ce que nous allons développer au chapitre suivant.

Chapitre 3 : les précipitations

3.1 – Définition et conditions générales d'une précipitation

Une précipitation est le processus où une particule d'eau liquide (gouttelette) ou solide (glace) chute vers le sol sous l'action de la pesanteur.

Certes, plus les gouttelettes sont grosses et lourdes, plus elles parviennent à vaincre la résistance de l'air et les courants dans les nuages : elles précipitent. Et on a vu qu'une explication de leur grossissement repose sur la condensation de la vapeur d'eau saturée sur des noyaux.

Mais cette explication ne suffit pas à elle seule : si la seule condensation intervenait il faudrait plusieurs heures, voire des jours, entre la première condensation et le commencement de la chute d'une particule. Or les observations montrent que ces deux étapes sont séparées par une durée inférieure à 1 heure.

Nous allons voir alors, au paragraphe 3.2 ci-après que d'autres phénomènes interviennent hormis celui de la condensation : la coalescence (ou captation), que décrit bien la théorie de **I. Langmuir**, et le phénomène de croissance des gouttelettes grâce aux courants ascendants.

Pourquoi, dans l'hypothèse du grossissement par seule condensation, il s'écoulerait un temps très long avant la précipitation ? La réponse est la suivante :

Les gouttelettes en suspension dans un nuage ont un diamètre moyen de 10 μm , tandis que les

gouttes (ou les cristaux) qui précipitent ont un diamètre moyen de l'ordre de 1 mm (plus précisément il faut que le diamètre soit supérieur à 5 mm, elle tombe alors avec une vitesse de 8 m/s). Il faudrait donc 1 million de gouttelettes pour obtenir une goutte de pluie. Une telle quantité de gouttelettes est en moyenne contenue dans 100 litres d'air dans un nuage (10 millions de gouttelettes /m³ d'air du nuage). Condenser en moins de 1 heure 100 litres d'air humide saturé en une goutte de 5 mm de diamètre n'est évidemment pas envisageable. En outre, une goutte de 5 mm de diamètre subit très rapidement la force de résistance de l'air et finit par s'aplatir et se fractionner au cours de sa chute en gouttes plus petites qui restent alors en suspension, chose non compatible avec l'observation qui montre des gouttes de pluie de taille importante tombant à des vitesses bien plus grandes que 8 m/s.

Aboutir à la précipitation au terme d'un grossissement par seule condensation sur noyaux nécessiterait, on le comprend bien, une durée très élevée pour former des grosses gouttes.

Il faut donc invoquer d'autres processus pour justifier la faible durée qui sépare la première condensation du début de la précipitation.

3.2 – Croissance des gouttes jusqu'à la précipitation

En plus des phénomènes de condensation (homogène ou hétérogène) et de l'effet WFB, deux processus peuvent expliquer la relative rapidité avec laquelle les gouttelettes évoluent pour devenir des gouttes susceptibles d'être une précipitation : la coalescence et l'effet des courants ascendants dans les nuages.

- ❖ Le phénomène de **coalescence**, selon la **théorie de I. Langmuir**, résulte de l'impact des gouttelettes plus petites (donc moins rapides car freinées par la résistance de l'air) avec les gouttes déjà en chute libre car plus grosses. Du fait de la tension superficielle plus élevée chez les gouttelettes que chez les gouttes (l'énergie libre des gouttelettes est donc plus grande que celle des gouttes), les gouttes vont adsorber les gouttelettes afin de diminuer l'énergie libre (évolution vers un équilibre thermodynamique plus stable) et donc grossir. Les gouttes ayant grossi, leur poids devient sensiblement supérieur à la résistance de l'air, elles tombent alors plus vite et rattrapent les gouttes plus petites qui les devancent dans leurs chutes vers le sol. Elles fusionnent alors avec ces dernières pour donner des gouttes encore plus grosses jusqu'à atteindre la taille suffisante pour la précipitation.

Mais pour que ce processus de grossissement par coalescence se produise il faut que parmi la population initiale des gouttelettes il y ait une proportion suffisante de gouttelettes dont la taille soit supérieure à une taille critique (36 µm).

En effet, des gouttelettes plus petites que cette taille critique resteraient en suspension ou seraient emportées par les courants turbulents dans le nuage, et ne parviendraient pas à amorcer la chute qui leur permet de rencontrer des gouttes plus grosses et normalement concentrées vers les zones inférieures du nuage (du fait de leurs poids importants et leurs vitesses de chute). Cette distribution minimale des gouttelettes requise s'appelle **condition d'instabilité colloïdale** du nuage. Lorsqu'elle est satisfaite, les gouttelettes ont des vitesses suffisamment différentes pour accroître le taux d'impacts (ou fréquence) avec les gouttes.

- ❖ Les **courants ascendants** dans le nuage, qui proviennent de la convection turbulente, contrarient les gouttes dans leur chute si celles-ci ont une taille inférieure à 5 mm et si le courant a une vitesse supérieure à 8 m/s. En effet les courants ascendants ont pour effet de déformer puis de fragmenter les gouttes en particules plus petites qui ne peuvent ensuite plus tomber. Ainsi dans un nuage où se développent des courants ascendants de vitesse supérieure à 8 m/s (29 km/h) aucune précipitation ne se forme. A fortiori les gouttelettes, significativement plus petites, sont transportées vers la partie supérieure du nuage d'où elles recommenceront leur chute. Elles subiront dès lors les premiers processus de coalescence avec les gouttes plus grosses, et tant qu'elles resteront plus petites que la taille critique de 5 mm, elles seront de nouveau soumises

aux courants ascendants. Et le cycle recommence, augmentant au fur et à mesure la proportion de gouttelettes.

Quand les courants ascendants s'arrêtent (pour une raison quelconque) le cycle s'interrompt et tout le réservoir de gouttelettes constitué précédemment dans les zones élevées du nuage évolue par coalescence vers des gouttes de plus en plus grosses : la pluie se produit, avec des gouttes importantes, de manière aussi subite que cessent les courants ascendants. C'est l'**averse**.

On voit donc que les dimensions et la déformation des gouttes au cours de leur chute ont un rôle déterminant sur le devenir de la précipitation. Les études théoriques et expérimentales montrent (voir figure 7) :

- une gouttelette de diamètre inférieur à 1 mm est sphérique et le reste ;
- une goutte de diamètre compris entre 1 et 10 mm se déforme et devient un ellipsoïde de plus en plus aplati sur sa face inférieure sous l'action de la résistance de l'air au cours de sa chute ;
- une goutte de diamètre supérieur à 10 mm continue de se déformer et finit par se désagréger en gouttes plus petites (instabilité hydrodynamique). Glickman a montré, en 2000, que les gouttes de diamètre compris entre 0,2 et 0,5 mm constituent la bruine et que celles de diamètre supérieur à 0,5 mm constituent la pluie.



figure 7 – taille (diamètre D en mm) et formes des gouttes et gouttelettes d'eau :
jusqu'à $D = 1$ mm les gouttelettes sont sphériques, au-delà elles se déforment. Lorsque la taille critique de 10 mm est atteinte elles sont en instabilité hydrodynamique, la résistance due à l'écoulement dans l'air ambiant surpasse les forces de cohésion surfacique et la goutte se fragmente en gouttelettes

3.3 – Processus macroscopiques de la formation d'une précipitation

On distingue deux grands types de précipitations :

- La **précipitation stratiforme** : les processus microphysiques qui conduisent à la formation d'une précipitation se développent selon des mouvements verticaux de faible amplitude. On a donc une précipitation stratiforme lorsque la vitesse verticale des cristaux est très grande devant celle de l'air ambiant dans le nuage :

$$v_z (\text{cristaux}) \gg v_z (\text{air})$$

v_z (cristaux) désigne plus précisément la vitesse limite de chute pour des cristaux de glace ou de neige (typiquement v_z (cristaux) ≈ 1 m/s) (références [11] et [12]). La concentration en eau liquide dans le nuage est donc faible et les particules grossissent par mécanisme de diffusion et d'agrégation : au cours de leur chute elles forment des agrégats de neige et si elles atteignent la zone où la température de l'air devient supérieure ou égale à 0°C elles fondent et renforcent les particules liquides : on a une

précipitation liquide. Si en revanche l'air reste à $T < 0^{\circ}\text{C}$ la forme solide demeure et on a de la neige. Il s'ensuit qu'une précipitation stratiforme dure longtemps mais avec une faible intensité.

Elle se produit dans les zones de dépression et se développe au sein des nuages de type stratus ou nimbostratus, dont l'extension horizontale est importante par rapport à l'extension verticale.

- La **précipitation convective** : c'est la configuration inverse de celle de la précipitation stratiforme. Les mouvements ascendants de l'air, d'origine convective, sont très importants et rapides :

$$v_z (\text{cristaux}) \ll v_z (\text{air})$$

Dans un cumulonimbus on a très souvent $v_z (\text{air}) = 5 \text{ m/s}$. Ces forts mouvements ascendants ont pour effet de provoquer la condensation de la vapeur d'eau de manière intensive, et donc une grande concentration d'eau liquide dans le nuage. Cette concentration élevée d'eau liquide aboutit, par des processus microphysiques étudiés par Houghton ([référence \[13\]](#)), à des précipitations liquides et solides de faible durée mais très intenses (pluies intenses, grêle, graupel) car, conjointement aux mouvements ascendants qui maintiennent les particules longtemps dans le nuage, elle multiplie le nombre de particules qui grossissent par coalescence.

Typiquement les précipitations convectives se développent donc avec des cumulonimbus.

Très souvent les deux types de précipitations coexistent dans le même système nuageux, et il arrive que des systèmes convectifs évoluent vers des systèmes stratiformes comme l'explique le modèle de la « **fontaine de particules** » proposé par Yuter et Houze (1995, [référence \[11\]](#)). Schématiquement (voir figure 8) dans un nuage convectif les courants ascendants importants emportent vers le sommet les particules les plus légères (petits cristaux de glace, gouttelettes d'eau) qui n'ont pas pu grossir par coalescence, tandis que les particules les plus lourdes, celles qui ont grossi au cours de leurs rencontres avec d'autres particules, ne sont pas entraînées par l'ascendance et retombent vers les régions inférieures du nuage. Les particules légères déplacées au sommet de la cellule convective finissent par se répandre dans une zone horizontale étendue avant de retomber sous l'action des courants descendants de la cellule. Le long d'une même cellule convective on a donc une distribution non homogène de particules légères et de particules lourdes qui évoluent à des vitesses différentes, dont les mouvements rappellent ceux de jets en gerbe d'une fontaine.

Dans un nuage il y a évidemment de très nombreuses cellules convectives, dont le diamètre horizontal est de l'ordre de 1 km, et d'extension en altitude très diverse, et ces cellules sont à l'origine d'autant de fontaines différentes (figure 9). Dans cet ensemble, bien qu'étant le siège de convection intense, les fontaines ont pour effet de confiner des particules dans des zones de faible ascendance (les particules légères, comme les particules lourdes, ont des parcours sur des distances relativement faibles, mais en étant à des altitudes différentes : or sur des distances faibles les processus dominants sont les dépositions et les agrégations au détriment de la coalescence qui nécessite des parcours plus longs, au final ces processus correspondent à un comportement de type stratiforme bien que développés dans un système nuageux fortement convectif.

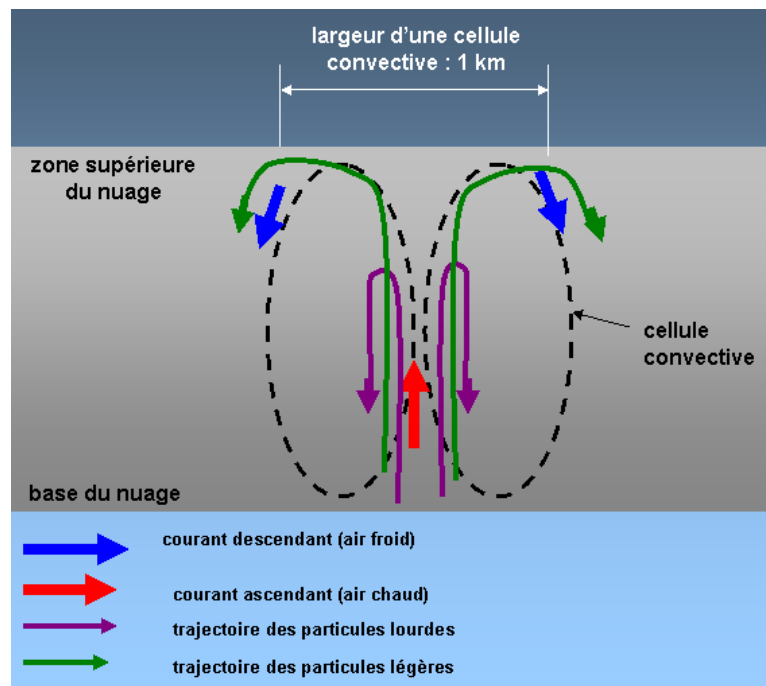


figure 8 – Modèle de la fontaine : écoulement différentiel des particules lourdes et légères dans une cellule convective

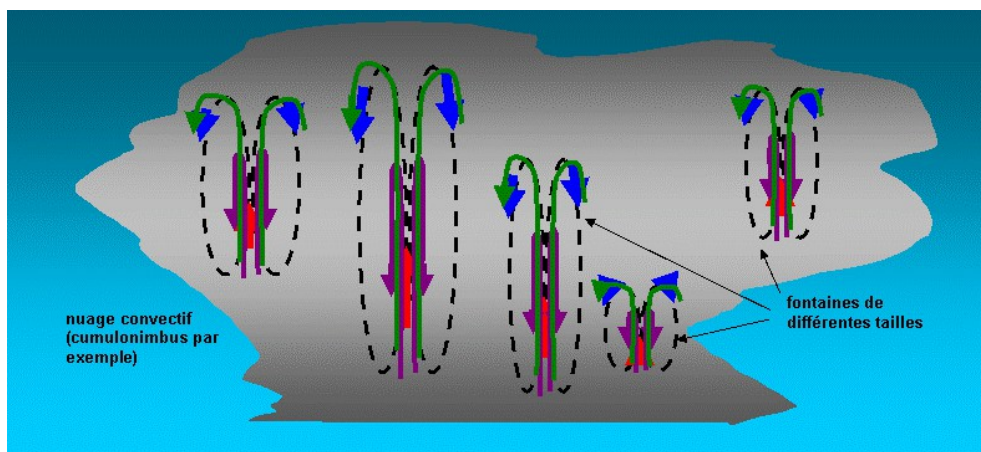


figure 9 – système nuageux convectif multicellulaire contenant des fontaines de dimensions et de localisations différentes (d'après Yuter et Houze, 1995)

Par ailleurs, les montagnes ont pour effet de dévier les mouvements des masses atmosphériques : elles ont donc un rôle important sur la dynamique des précipitations (ou **effet de l'orographie**).

Sous certaines conditions thermodynamiques de la masse d'air (distribution de la pression, de la température, de l'humidité) et d'écoulement, lorsque la masse d'air humide rencontre un relief, elle peut monter suffisamment haut pour rencontrer les conditions de condensation de la vapeur d'eau. Mais dans d'autres circonstances, l'ascendance de la masse d'air peut ne pas se produire, et la masse d'air contourne le relief et se concentre en aval de lui. R. Houze ([référence \[8\]](#)) a proposé 7 mécanismes principaux de la formation d'une précipitation pour une masse d'air humide qui rencontre un relief :

- Le **mécanisme « seeder-feeder »** : un nuage bas, situé au sommet d'une montagne et sans précipitation, reçoit la précipitation de nuages situés plus haut en altitude. Cela a pour effet d'accroître la concentration des particules liquides dans le nuage bas et de favoriser chez celui-ci les conditions d'une précipitation : le nuage bas devient alors le

siège de précipitation au sommet de la montagne.

- Le **soulèvement en masse** d'une masse d'air humide : celle-ci atteint des températures correspondant à la condensation, et le nuage précipite sur la montagne.
- Le **soulèvement partiel** de la masse d'air : il affecte seulement une ou plusieurs parties, et les précipitations sont localisées et non pas généralisées à l'ensemble de la masse d'air humide.
- Le **blocage de la masse d'air** : la masse d'air humide reste bloquée sur la face de la montagne qu'elle rencontre. Le blocage entraîne une augmentation de la concentration des particules liquides, et les conditions de précipitation sont favorisées. Elle se produit alors au pied de la montagne.
- Le **forçage thermique** : la masse d'air humide monte au sommet de la montagne, non pas par effet mécanique (écoulement) mais parce qu'elle se réchauffe au contact d'un air plus chaud à la base de la montagne, et suit alors une ascendance convective. Au sommet, la température plus basse entraîne sa condensation, et il y a précipitation.
- Le **contournement** : comme mentionné auparavant, la masse d'air humide contourne la montagne et se retrouve concentrée de l'autre côté. La concentration en air humide, en cette zone de convergence, augmente, ce qui provoque la précipitation au pied de la montagne mais en aval.
- La masse d'air humide monte et passe par-dessus le sommet de la montagne mais il n'y a pas de condensation (par exemple, parce que la température n'est pas suffisamment basse), puis de l'autre côté de la montagne elle rencontre une masse d'air suffisamment froid, ou bien, par mouvement ascendant convectif, elle monte en altitude vers des températures plus basses : dans les deux cas il y a précipitation à la base de la montagne mais de l'autre côté.

3.4 – Formes des précipitations

Trois principales formes sont observées pour la chute des précipitations :

- Précipitations liquides, principalement sous forme de pluie et de bruine.
- Précipitations verglaçantes, principalement sous forme de pluie verglaçante et de bruine verglaçante.
- Précipitations solides : neige, grésil, grêle, graupel.

Nous examinons par la suite succinctement ces 3 types de précipitations.

3.4.1 – Précipitations liquides : pluie et bruine

La distinction entre la pluie et la bruine tient à des critères de taille des gouttes et de visibilité :

- La bruine est caractérisée par la chute de gouttes de diamètres de l'ordre de 0,5 mm qui restent collées entre elles. La bruine correspond à une visibilité variant de 500 m (forte bruine) à 1000 m (faible bruine).
- La pluie correspond à des gouttes de tailles supérieures à 0,5 mm tombant de manière séparée.

Les phénomènes à l'origine d'une **bruine** sont :

- une faible turbulence à l'intérieur du nuage,
- une température relativement élevée,
- conjointement, ces deux facteurs empêchent la condensation complète de la vapeur d'eau contenue dans le nuage,
- il s'ensuit que seule une fraction infime de vapeur d'eau condensée tombe vers le sol, non pas sous l'action du poids, mais des mouvements verticaux, ascendants et descendants dans le nuage,

- la bruine se rencontre alors dans la zone chaude d'une perturbation atmosphérique, avec un ciel couvert et un vent faible, en présence de nuage bas.

Les conditions générales de formation de la **pluie** ont été présentées au § 3.2.

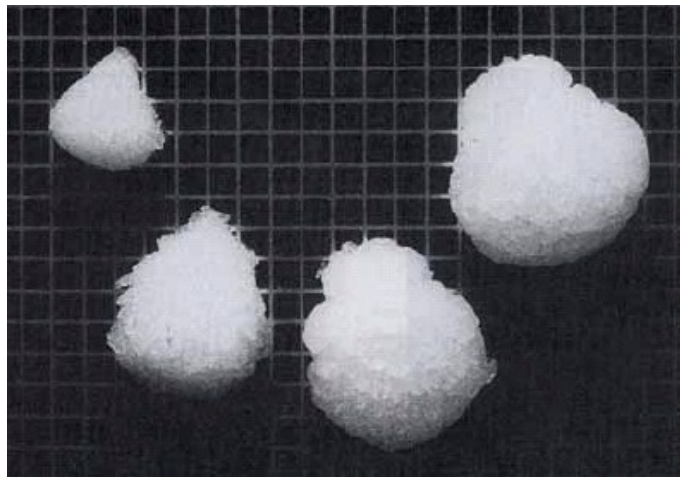
3.4.2 – Précipitations verglaçantes : pluie et bruine verglaçantes

Lorsque les gouttes de pluie ou de bruine traversent lors de leur chute une couche d'air de température supérieure à 0°C (elles se maintiennent donc à l'état liquide), puis atteignent un sol de température inférieure à 0°C, au contact de celui-ci elles congèlent et forment une pellicule de glace fine et transparente.

3.4.3 – Précipitations solides

On a vu que dans un nuage coexistent des particules de cristaux de glace (ou de neige) et des gouttelettes d'eau liquide, ou d'eau en surfusion. Elles tombent avec des vitesses différentes ; il se produit alors des collisions entre les premières et les secondes.

Lors des collisions avec les particules de glace ou de neige, une particule d'eau liquide subit partiellement ou en totalité une transition vers l'état solide : elle givre. Au bout d'un grand nombre de collisions avec les particules de glace ou de neige, la structure cristalline de celle-ci n'est plus apparente et la particule résultante prend l'aspect de neige roulée (ou **graupel**). Les particules de graupel sont blanches, opaques, de forme un peu conique (figure 10).



*figure 10 – Graupel (neige roulée)
source : Aufdermauer 1963 (réf. [15])*

Mais dans les cumulonimbus, des mouvements ascendants convectifs de grande amplitude se produisent et transportent les gouttelettes d'eau dans des zones où sont réunies les conditions de leur congélation. Devenues de taille importante, les particules d'eau solide (glace) finissent par retomber. Si au cours de leur chute elles rencontrent une zone où la température est supérieure à 0°C elles fondent et forment de nouveau des gouttelettes d'eau qui grossissent par coalescence. Celles-ci sont de nouveau entraînées en altitude vers les zones hautes et froides du nuage par ascendance convective et, gelant de nouveau elles forment des particules de glace plus grosses qu'auparavant.

Et ainsi de suite.

Au bout d'un grand nombre de cycles de ce type, les particules de glace, devenues suffisamment grosses, ne fondent plus totalement lorsqu'elles traversent de nouveau les zones de température supérieure à 0°C : elles vont continuer leur chute vers le sol en donnant des grêlons.

L'air qu'elles contenaient s'est échappé au cours des congélations successives, c'est pourquoi ces particules de glace sont transparentes. Elles sont dures et compactes et présentent une

structure microscopique en multicouches, alternances de couches transparentes et opaques qui résultent de présence de bulles d'air restées emprisonnées au cours des différents cycles. Le nombre de couches renseigne directement sur le nombre de montées et descentes dans le nuage subies par le grêlon avant sa précipitation.

Les plus grosses particules de grêle ont été observées en septembre 1970 à Coffeyville, Kansas : leurs poids atteignaient jusqu'à 800 grammes et leurs tailles jusqu'à 15 cm ! (figure 11).



figure 11 – Grêle (source : Levi et al. référence [16])

La vitesse d'impact au sol de la grêle peut atteindre 160 km/h !!!

Si dans le nuage les cristaux de glace sont continuellement alimentés par de l'air froid et que, arrivés à la base du nuage, ils rencontrent de l'air chaud et humide, celui-ci tend à limiter leurs tailles : on obtient le **grésil**. Comme la grêle, le grésil se forme dans les nuages cumuliformes et sont des précipitations convectives. Une particule de grésil a une taille comprise entre 3 mm et 1 cm.

La **neige**, quant à elle, résulte d'un grésil qui a évolué différemment. Si à la base du nuage il y a non pas de l'air chaud et humide, mais de l'air chaud et sec, la taille du grésil va se réduire considérablement parce que l'humidité ne l'alimente plus. On aurait alors une précipitation sous forme de faible pluie ou de bruine si l'air situé entre le sol et la base du nuage était chaud. En revanche, si cette couche d'air est froide, plus froide même que la base du nuage, et s'il est sec, la particule liquide issue du grésil se recondense mais, l'air étant sec, elle ne grossit pas et la condensation en cristaux de glace reste insuffisante pour redonner du grésil : on obtient des particules de neige qui donnent, par collision, des flocons de neige qui sont des amas de cristaux de glace minuscules.

L'agglutination se fait suivant des axes privilégiés formant des branches de glace. Les flocons de neige ont toujours six faces mais ils sont toujours différents ! (figure 12).

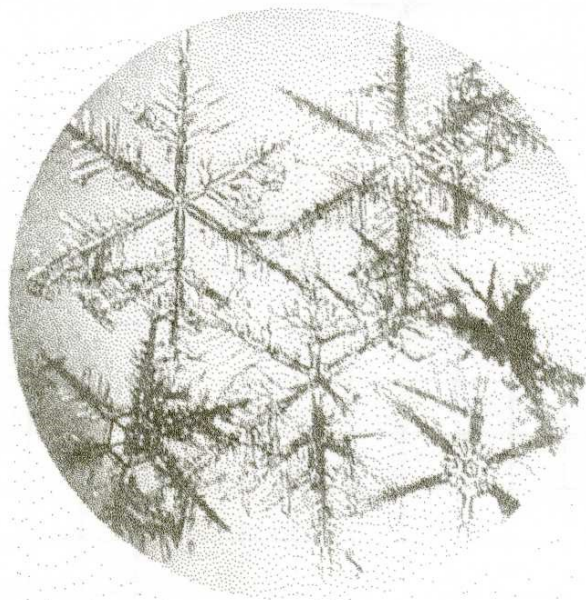


figure 12 – flocon de neige formé par l'assemblage de cristaux
(source : Nakaya 1954, réf. [17])

On peut néanmoins classer les flocons de neige en cinq familles selon leurs morphologies, de plus la forme renseigne sur la température de formation du flocon :

- ❖ Forme d'assiette mince hexagonale : $-4^{\circ}\text{C} < T < 0^{\circ}\text{C}$
- ❖ Aiguilles : $-6^{\circ}\text{C} < T < -4^{\circ}\text{C}$
- ❖ Colonnes creuses : $-10^{\circ}\text{C} < T < -6^{\circ}\text{C}$
- ❖ Assiettes avec des pointes : $-12^{\circ}\text{C} < T < -10^{\circ}\text{C}$
- ❖ Forme de dendrite : $-16^{\circ}\text{C} < T < -12^{\circ}\text{C}$

La neige est donc prévisible dans la configuration météorologique suivante :

- précipitation convective,
- température de l'air près du sol suffisamment froide : $-4 < T < 4^{\circ}\text{C}$, suffisante pour maintenir la particule, le « grésil manqué », à l'état solide,
- air ambiant sec
- température de la base du nuage relativement élevée, ce qui arrive lors d'un front chaud.

Terminons ce paragraphe sur les précipitations solides par un résumé de leurs propriétés physiques ([référence \[18\]](#)) :

	dimension maximale (mm)	masse volumique (g/cm ³)	vitesse limite de chute (m/s)
flocon de neige	1 à 5	0,01 à 0,2	1
graupel	0,5 à 10	0,05 à 0,9	1 à 5
grêlon	> 5	> 0,8	> 5

Tableau 2 – Résumé des caractéristiques des précipitations solides

Annexe 1 : relation de Clausius-Clapeyron

Dans l'article de référence [1] nous avons vu la relation de Clausius-Clapeyron pour l'équilibre liquide-vapeur :

$$\frac{d}{dT} \ln P_s = \frac{\Delta H_{mv}}{R T^2}$$

où $\Delta H_{mv} = M_v L_v$ est l'enthalpie molaire de vaporisation, M_v est la masse molaire de l'eau, L_v est la chaleur latente de vaporisation. Elle est pratiquement constante, par conséquent, si l'on définit la constante molaire de la vapeur d'eau

$$R_v = \frac{R}{M_v}$$

R étant la constante des gaz parfaits, l'équation précédente se réécrit :

$$\frac{d P_s}{P_s} = \frac{L_v}{R_v} \frac{dT}{T^2}$$

qui s'intègre immédiatement en la relation (1) :

$$P_s(T) = P_{s0} \exp \left(\frac{L_v}{R_v} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right) \right) \quad (\text{A1.1})$$

Annexe 2 : rapport de mélange de l'air humide et définition de l'humidité

L'air humide est le **mélange de deux gaz** : l'air sec et la vapeur d'eau.

- Air sec :
 - pression partielle P_0
 - masse volumique ρ_0 ($\rho_0 = 1,146 \text{ kg/m}^3$ aux conditions standard)
 - masse molaire M_0

On a donc :

$$P_0 = \rho_0 R_0 T$$

où $R_0 = R/M_0$ est la constante molaire de l'air sec.

- Vapeur d'eau :
 - pression partielle P_v
 - masse volumique ρ_v ($\rho_v = 0,71 \text{ kg/m}^3$ aux conditions standard)
 - masse molaire M_v

On a donc :

$$P_v = \rho_v R_v T$$

où $R_v = R/M_v$ est la constante molaire de la vapeur d'eau.

La pression totale de l'air humide est la somme des pressions partielles (**loi de Dalton**) :

$$P = P_0 + P_v = (\rho_0 R_0 + \rho_v R_v) T = \left(\frac{\rho_0}{M_0} + \frac{\rho_v}{M_v} \right) R T$$

Or la densité de l'air humide est la somme des densités :

$$\rho = \rho_0 + \rho_v$$

Donc l'équation d'état de l'air humide s'écrit aussi :

$$P = \rho \frac{R}{M} T$$

où M est la masse molaire de l'air humide qui est par conséquent telle que :

$$\frac{\rho_0 + \rho_v}{M} = \frac{\rho_0}{M_0} + \frac{\rho_v}{M_v}$$

L'humidité peut être définie de différentes façons :

❖ Par le **rapport de mélange**, noté r :

$$r = \frac{\text{masse de vapeur d'eau}}{\text{masse de l'air sec}} = \frac{\rho_v}{\rho_0}$$

Compte tenu des équations d'état précédentes, on a :

$$r = \frac{P_v}{R_v T} \frac{R_0 T}{P_0} = \frac{R_0}{R_v} \frac{P_v}{P - P_v}$$

Posant :

$$\varepsilon = \frac{R_0}{R_v} = \frac{M_v}{M_0} = 0,622$$

on a finalement :

$$r = \varepsilon \frac{P_v}{P - P_v} \quad (\text{A2.1})$$

La condensation de l'eau contenue sous forme vapeur dans le mélange air humide se produit lorsque la pression partielle de vapeur d'eau P_v atteint la pression de vapeur saturante $P_s(T)$, laquelle dépend seulement de la température T comme on l'a vu en (A1.1). Dans ce cas le rapport de mélange devient le rapport de mélange saturant r_s :

$$r_s(P, T) = \varepsilon \frac{P_s(T)}{P - P_s(T)} \quad (\text{A2.2})$$

où $P_s(T)$ est calculée par (A1.1) avec $R_v = 461 \text{ J/kg/K}$, $L_v = 2,5 \cdot 10^6 \text{ J/kg}$ et $P_{s0} = 611 \text{ Pa}$ pour $T_0 = 273 \text{ K}$.

Pour $P = 10^5 \text{ Pa}$ au sol, r_s dépend alors de T selon le tableau :

T (°C)	r_s (g vapeur d'eau/kg air sec)
-10	2
0	4
10	6

T (°C)	r _s (g vapeur d'eau/kg air sec)
20	14
30	27
40	48

Tableau A2.1 – variation du rapport de mélange avec la température sous 1 atmosphère

Dans la relation (A2.2), $P - P_s(T) = P_0$ est la pression partielle de l'air sec. En considérant la valeur de P , donc de P_0 , non plus au sol mais en fonction de l'altitude z , la relation (A2.2) montre que le rapport de mélange saturant r_s dépend non seulement de T mais aussi de $P_0(z)$ et donc de l'altitude. En explicitant $P_s(T)$ donnée par l'équation de Clapeyron, on obtient donc :

$$r_s(P_0, T) = \varepsilon \frac{P_s(T)}{P_0(z, T)} = \varepsilon \frac{P_{s0}}{P_0(z, T)} \exp \left[- \frac{L_v}{R_v} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_{ref}} \right) \right]$$

La variation de pression de l'air sec est décrite par la loi de Laplace :

$$P_0(z, T) = P_0(0) \exp \left(- \frac{M_0 g}{R T} z \right)$$

où M_0 masse molaire de l'air sec ($R_0 = R/M_0 = 287 \text{ J/kg/K}$). En définitive $r_s(z, T)$ varie selon :

$$r_s(z, T) = \varepsilon \frac{P_{s0}}{P_0(0)} \exp \left[\frac{M_0 g}{R T} z - \frac{L_v}{R_v} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_{ref}} \right) \right]$$

Mais T varie aussi avec l'altitude dans le cas d'une atmosphère non isotherme, comme nous le verrons en [Annexe 3](#).

Avec les valeurs $\varepsilon = 0,622$, $P_{s0} = 611 \text{ Pa}$, $P_0(0) = 10^5 \text{ Pa}$, $g = 9,81 \text{ m/s}^2$, $R_v = 461 \text{ J/kg/K}$, $L_v = 2,5 \cdot 10^6 \text{ J/kg}$, on a pour quelques altitudes :

- $T = 20^\circ\text{C}$, $z = 0 \text{ m}$: $r_s(0, 20^\circ\text{C}) = 0,015 \text{ kg/kg} = 15 \text{ g/kg}$
- $T = 7^\circ\text{C}$, $z = 2000 \text{ m}$ ($P_0(z) = 783 \text{ hPa}$) : $r_s = 8 \text{ g/kg}$
- $T = -40^\circ\text{C}$, $z = 10000 \text{ m}$ ($P_0(z) = 231 \text{ hPa}$) : $r_s = 0,5 \text{ g/kg}$

A la saturation la vapeur d'eau contenue dans l'air humide a une densité ρ_s qui ne dépend que de la température :

$$\rho_s(T) = \frac{1}{R_v} \frac{P_s(T)}{T} \quad (\text{A2.3})$$

qui est la relation (2).

❖ Par **l'humidité spécifique**, notée HS ou q :

$$q = \frac{\text{masse de vapeur d'eau}}{\text{masse de l'air humide}} = \frac{\rho_v}{\rho} \quad (\text{unité : g/g})$$

Comme $\rho = \rho_v + \rho_0$ et que les équations d'état sont pour chaque constituant :

$$\rho_0 = \frac{P_0}{R_0 T} = \frac{P - P_v}{R_0 T}, \quad \rho_v = \frac{P_v}{R_v T}$$

il vient :

$$q = \frac{P_v}{R_v T} \frac{T}{\frac{P - P_v}{R_0} + \frac{P_v}{R_v}}$$

soit :

$$q = \frac{\varepsilon P_v}{P - (1 - \varepsilon) P_v} \quad (\text{A2.4})$$

Avec $\varepsilon = M_v / M_0 = 0,622$ et $P_v \ll P$ (la pression de vapeur d'eau est très petite devant la pression totale de l'air humide), on a approximativement :

$$q \approx \varepsilon \frac{P_v}{P} = 0,622 \frac{P_v}{P} \quad (\text{A2.5})$$

A la saturation on a $P_v = P_s$, à partir de (A2.4) et (A2.5) on définit alors **l'humidité spécifique à saturation** q_s :

$$q_s = \frac{\rho_s}{\rho} = \frac{0,622 P_s}{P - 0,378 P_s} \approx 0,622 \frac{P_s}{P} \quad (\text{A2.6})$$

et d'après (A2.2), (A2.6) donne :

$$r_s = \frac{q_s}{1 - q_s} \approx q_s \quad (\text{A2.6bis})$$

L'humidité spécifique intervient dans le calcul de l'enthalpie massique de l'air humide. En effet, dans un volume V de parcelle d'air la variation d'enthalpie totale reçoit la contribution de la chaleur latente de changement d'état : $L_v dm_v$ où :

$$dm_v = V d\rho_v$$

est la variation de masse de la vapeur d'eau contenue dans l'air humide due au changement d'état à volume de parcelle fixé. On a donc pour l'enthalpie totale :

$$dH = mc_P dT = V dP - L_v V d\rho_v$$

où c_P est la chaleur massique à pression constante de l'air humide. On en déduit l'enthalpie massique :

$$dh = \frac{dH}{m} = c_P dT = \frac{V}{m} dP - L_v \frac{V}{m} d\rho_v$$

Or $V/m = 1/\rho$ masse volumique totale du mélange, donc :

$$dh = c_P dT = \frac{dP}{\rho} - L_v \frac{d\rho_v}{\rho}$$

Comme $dp_v/p = dq$ est la variation de l'humidité spécifique à volume de parcelle d'air constant, on a finalement :

$$dh = c_p dT = \frac{dP}{\rho} - L_v dq \quad (\text{A2.7})$$

Nous verrons en [Annexe 4](#) que cette relation (A2.7) permet de calculer le gradient adiabatique de l'air humide (c'est-à-dire le taux de variation de la température avec l'altitude).

❖ Par **l'humidité relative**, notée RH ou φ (ou **degré d'hygrométrie**) :

$$\varphi = RH = \frac{\text{pression partielle de vapeur d'eau}}{\text{pression de vapeur saturante}} = \frac{P_v}{P_s}$$

Cette définition signifie le rapport entre le contenu en vapeur d'eau de l'air humide et sa capacité maximale à contenir la vapeur d'eau jusqu'à condensation. Comme P_v est proportionnelle à la pression totale P , par l'intermédiaire de la fraction molaire de vapeur d'eau X_v ($P_v = X_v P$) et que P_s dépend seulement de T , l'humidité relative dépend de la pression et de la température de la parcelle d'air humide, donc en particulier de son altitude. Il en résulte que RH change si T ou P changent : elle diminue si P diminue ou si T augmente (puisque P_s augmente avec T), et elle augmente si P augmente ou si T diminue.

On exprime usuellement RH en pourcentage :

$$\varphi(\%) = RH(\%) = 100 \times \frac{P_v}{P_s}$$

De (A2.4) on déduit immédiatement la relation entre l'humidité spécifique et l'humidité relative (**formule de Nadeau et Puiggali**) :

$$q = \frac{\varepsilon P_v}{P - (1 - \varepsilon) P_v} \quad \text{et} \quad \varphi = \frac{P_v}{P_s} \rightarrow q = \frac{\varepsilon P_s}{P - (1 - \varepsilon) \varphi P_s} \varphi \quad (\text{A2.8})$$

Exemple : RH = 50%, $T = 293 \text{ K}$ (20°C) donnent $P_s = 2336 \text{ Pa}$ et $q = 0,00726 \text{ kg(eau)/kg(air)}$.

On établit aussi la relation entre l'humidité relative et les rapports de mélange :

$$r = \varepsilon \frac{P_v}{P - P_v} \rightarrow P_v = P \frac{r}{r + \varepsilon} \quad \text{et} \quad r_s = \varepsilon \frac{P_s}{P - P_s} \rightarrow P_s = P \frac{r_s}{r_s + \varepsilon}$$

d'où :

$$\varphi = \frac{P_v}{P_s} = \frac{r}{r_s} \frac{1 + \frac{r_s}{\varepsilon}}{1 + \frac{r}{\varepsilon}} \quad (\text{A2.9})$$

Lorsque r et r_s sont très petits devant 1, on approxime :

$$\varphi \approx \frac{r}{r_s} \quad (\text{A2.10})$$

❖ Par **l'humidité absolue** AH :

$$AH = \frac{\text{masse de vapeur d'eau}}{\text{volume d'air humide}} = \frac{m_v}{V} (kg/m^3) = \rho_v$$

A la saturation :

$$AH_s = \frac{m_s}{V} = \rho_s = \frac{P_s}{R_v T}$$

On en déduit :

$$AH = \rho_v = \frac{P_v}{P_s} \rho_s$$

Compte tenu de la définition de l'humidité relative et de l'humidité absolue à saturation, l'expression précédente n'est autre que :

$$AH = \varphi AH_s \quad (A2.11)$$

Exercice :

Calculer et comparer les rapports de mélange r pour un air humide de température $T_1 = 28^\circ\text{C}$ et de RH égal à $\varphi_1 = 80\%$ et un air humide de température $T_2 = 35^\circ\text{C}$ et de $\varphi_2 = 20\%$, et conclure sur la sensation de confort.

Solution :

La relation (A1.1) donne $P_s(T)$:

- Pour $T_1 = 28^\circ\text{C}$:

$$P_s(T_1) = 611 \exp \left[\frac{2,5 \cdot 10^6}{461,5} \left(\frac{1}{273} - \frac{1}{273+28} \right) \right] = 3870 \text{ Pa}$$

- Pour $T_2 = 35^\circ\text{C}$:

$$P_s(T_2) = 611 \exp \left[\frac{2,5 \cdot 10^6}{461,5} \left(\frac{1}{273} - \frac{1}{273+35} \right) \right] = 5825 \text{ Pa}$$

De (A2.3) on déduit les densités à la saturation de la vapeur d'eau :

- Pour $T_1 = 28^\circ\text{C}$:

$$\rho_s(T_1) = \frac{1}{461,5} \frac{3870}{273+28} = 0,028 \text{ kg/m}^3$$

- Pour $T_2 = 35^\circ\text{C}$:

$$\rho_s(T_2) = \frac{1}{461,5} \frac{5825}{273+35} = 0,041 \text{ kg/m}^3$$

et de (A2.2) les rapports de mélange saturant

$$r_s = \varepsilon \frac{P_s(T)}{P - P_s(T)}$$

en supposant $P = 10^5$ Pa pour la pression totale, et avec $\varepsilon = 0,622$:

- Pour $T_1 = 28^\circ\text{C}$:

$$r_s(T_1) = 0,622 \frac{3870}{10^5 - 3870} = 0,025$$

- Pour $T_2 = 35^\circ\text{C}$:

$$r_s(T_2) = 0,622 \frac{5825}{10^5 - 5825} = 0,038$$

Par conséquent les rapports de mélange à ces températures, donnés approximativement par (A2.10) :

$$r \approx r_s \varphi$$

sont égaux à :

- Pour $T_1 = 28^\circ\text{C}$: $r_1 = r_s(T_1)\varphi_1 = 0,025 \times 0,8 = 0,02$
- Pour $T_2 = 35^\circ\text{C}$: $r_2 = r_s(T_2)\varphi_2 = 0,038 \times 0,2 = 0,008$

Conclusions : $r_2 < r_1$ autrement dit la teneur en eau de l'air est plus faible à haute température avec un RH petit qu'à basse température avec un RH plus grand. On ressentira plus d'inconfort à 28°C avec RH = 80% qu'à 35°C avec RH = 20%. Noter que $\rho_s(T_1) < \rho_s(T_2)$: la vapeur saturante est plus légère à basse température qu'à haute température.

Annexe 3 : gradient adiabatique de l'air sec

Pour une parcelle d'air soumise à une transformation adiabatique sa température dépend seulement de sa pression. Donc, si l'air se comprime (sa pression augmente) il s'échauffe, et il se refroidit lorsqu'il se détend.

Pour un tel système isolé, son enthalpie généralisée est constante :

$$H = U + PV + mgz$$

dans laquelle :

$U = U(T)$ est l'énergie interne de la parcelle d'air. Comme elle est supposée être un gaz parfait, cette énergie interne ne dépend que de la température. On a donc :

$$dU = mc_v dT$$

PV est le travail des forces de pression, V étant le volume du gaz.

mgz est l'énergie potentielle de pesanteur de la parcelle d'air de masse m à l'altitude z.

H étant constante (système isolé), il vient, pour une parcelle n'échangeant pas de matière avec l'extérieur :

$$dH = dU + d(PV) + mgdz = 0$$

Or l'équation des gaz parfaits s'écrit :

$$PV = \frac{m}{M} RT$$

où M est la masse molaire du gaz. Donc :

$$d(PV) = \frac{m}{M} R dT$$

Compte tenu de $dU = mc_V dT$, on a donc :

$$(c_V + \frac{R}{M}) dT + g dz = 0$$

De la **relation de Mayer** : $R = Mc_P - Mc_V$, il découle :

$$c_P dT + g dz = 0 \quad (A3.1)$$

qui est la relation (3). Cette relation s'écrit aussi :

$$\frac{dT}{dz} = -\frac{g}{c_P} \quad (A3.2)$$

qui définit le **gradient adiabatique de l'air sec**.

Avec $g = 9,81 \text{ m/s}^2$ et $c_P = 1005,7 \text{ J/kg/K}$, il vient $(dT/dz) = -10^\circ\text{C/km}$.

Or d'après le premier principe de la thermodynamique, la variation de l'énergie interne est la somme des travaux δW et des échanges de chaleur δQ :

$$dU = mc_V dT = \delta W + \delta Q$$

Le processus étant adiabatique (sans échange de chaleur avec l'extérieur), on a $\delta Q = 0$ et δW se réduit ici au travail des forces de pression sur le volume de la parcelle d'air :

$$\delta W = -PdV$$

Donc :

$$mc_V dT = -PdV$$

On peut exprimer la variation de volume dV grâce à l'équation des gaz parfaits :

$$dV = \frac{m}{M} R \frac{dT}{P} - V \frac{dP}{P}$$

mais on vient de voir que :

$$dV = -mc_V \frac{dT}{P}$$

d'où la relation entre les variations de pression et de température

$$\frac{dT}{P} m \left(\frac{R}{M} + c_V \right) = V \frac{dP}{P}$$

L'emploi de la relation de Mayer et le remplacement de V par l'équation des gaz parfaits donnent en définitive :

$$P \frac{dT}{T} = \frac{R}{M} \frac{dP}{P} \quad (A3.3)$$

Posant $C_p = Mc_p$ la capacité calorifique molaire à pression constante, l'intégration de (A3.3) donne :

$$T = T_{ref} \left(\frac{P}{P_{ref}} \right)^{\frac{R}{c_p}} \quad (A3.4)$$

c'est la relation (4).

Remarque : température potentielle de l'air sec (référence [4])

La relation (A3.3) se réécrit encore :

$$d \ln \left(\frac{T}{\frac{R}{P^{M c_p}}} \right) = 0$$

autrement dit :

$$\frac{\theta}{P^{\frac{R}{M c_p}}} = \frac{T}{P^{\frac{R}{M c_p}}}$$

ce qui introduit la température potentielle pour l'air sec :

$$\theta(P, T) = T \left(\frac{P_{ref}}{P} \right)^{\frac{R}{M c_p}} \quad (A3.5)$$

D'après (A3.5) la température potentielle θ est donc la température qu'aurait au sol une parcelle d'air ramenée adiabatiquement au sol depuis une altitude où son état thermodynamique est défini par (P, T).

Dans la relation (A3.5), P_{ref} est la pression atmosphérique au sol ($P_{ref} \approx 1000$ hPa), et pour l'air sec $R/Mc_p = 0,286$ (car $c_p = 1005$ J/kg/K). θ dépend de (P,T), état de la parcelle d'air à une altitude donnée, et l'on a numériquement :

$$\theta(P, T) = T \left(\frac{1000}{P(hPa)} \right)^{0,286} \quad (A3.6)$$

Tandis que la relation (A3.2) montre que le gradient adiabatique de l'air sec est égal à :

$$\Gamma_0 = - \frac{g}{c_p}$$

la relation (A3.5) montre que la température potentielle θ est une quantité invariante lors du déplacement adiabatique d'une parcelle d'air sec, donc que :

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} = 0$$

Remarque : condition de stabilité de l'air sec exprimée avec le gradient adiabatique (référence [4]) :

On a montré en référence [4] que la **flottabilité** d'une parcelle d'air sec, c'est-à-dire son accélération dans un environnement atmosphérique, est donnée par :

$$a = \frac{dw}{dt} = \frac{1}{T(z_0)} \left(\Gamma_0 - \frac{\partial T}{\partial z} \right) g \delta z \quad (\text{A3.7})$$

où :

- a : accélération de la parcelle d'air,
- w : sa vitesse suivant l'axe vertical z ,
- $\Gamma_0 = (\partial T / \partial z)_{\text{adiab}} = -g/c_p$ le gradient adiabatique,
- $\partial T / \partial z$: gradient du profil de température de l'atmosphère ambiant où se meut la parcelle d'air,
- δz : déplacement fini de la parcelle d'air le long de l'axe vertical.

L'atmosphère est **stable** si une parcelle d'air :

- soit, est ralentie dans son ascension : $a < 0$. Par (A3.7) cette condition est satisfaite si :

$$\Gamma_0 < \frac{\partial T}{\partial z} \quad \text{pour } \delta z > 0 \text{ (ascension)}$$

- soit, est accélérée dans sa descente : $a > 0$. Par (A3.7) cette condition est satisfaite si :

$$\Gamma_0 < \frac{\partial T}{\partial z} \quad \text{pour } \delta z < 0 \text{ (descente)}$$

On s'aperçoit alors qu'une **atmosphère stable** correspond toujours à :

$$\Gamma_0 < \frac{\partial T}{\partial z} \quad (\text{A3.8})$$

Inversement, et avec le même raisonnement, une **atmosphère instable** correspond à :

$$\Gamma_0 > \frac{\partial T}{\partial z} \quad (\text{A3.9})$$

Le cas de la **neutralité** correspond à :

$$\Gamma_0 = \frac{\partial T}{\partial z}$$

(vitesse de la parcelle d'air nulle ou constante).

On a intérêt à exprimer la flottabilité (A3.7), et donc la condition de stabilité de l'atmosphère, au moyen du gradient de température potentielle. Pour cela, de (A3.5) il résulte :

$$\frac{d\theta}{\theta} = \frac{dT}{T} - \frac{R}{M c_p} \frac{dP}{P} \quad \text{et donc :} \quad \frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{\theta}{T} \left(\frac{\partial T}{\partial z} - \frac{R}{M c_p} \frac{T}{P} \frac{\partial P}{\partial z} \right)$$

Mais l'atmosphère environnante est en équilibre hydrostatique :

$$\frac{\partial P}{\partial z} = -\rho g$$

et vérifie l'équation des gaz parfaits :

$$\frac{T}{P} = \frac{M}{R\rho}$$

d'où :

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{\theta}{T} \left(\frac{\partial T}{\partial z} + \frac{g}{c_p} \right) = \frac{\theta}{T} \left(\frac{\partial T}{\partial z} - \Gamma_0 \right)$$

d'où il suit que la flottabilité s'exprime avec le gradient de température potentielle :

$$a = \frac{1}{T} \left(\Gamma_0 - \frac{\partial T}{\partial z} \right) g \delta z = -\frac{1}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} g \delta z \quad (\text{A3.10})$$

Les conditions de stabilité s'expriment alors aussi par :

- **atmosphère stable** : $\partial \theta / \partial z > 0$: la température potentielle augmente avec l'altitude,
- **atmosphère instable** : $\partial \theta / \partial z < 0$: la température potentielle diminue avec l'altitude,
- **atmosphère neutre** : $\partial \theta / \partial z = 0$: l'atmosphère est adiabatique et le gradient thermique est adiabatique

L'intérêt de l'emploi du gradient de température potentielle $\partial \theta / \partial z$ réside en ce que, d'après (A3.5), la température potentielle est facilement mesurable (il suffit de connaître la température T et la pression P de l'atmosphère, son gradient $\partial \theta / \partial z$ l'est aussi par l'intermédiaire de $\partial T / \partial z$, et il est possible d'en déduire les conditions de stabilité de l'atmosphère (en examinant le signe de $\partial \theta / \partial z$).

Annexe 4 : gradient adiabatique de l'air humide

Pour une transformation adiabatique, l'enthalpie massique de l'air humide comprend la contribution de la chaleur latente de vaporisation $-L_v$ ([référence \[4\]](#)) :

$$d h = c_p d T = \frac{d P}{\rho} - L_v d q$$

où q est l'humidité spécifique définie en [Annexe 2](#) (relation (A2.4)). Le travail des forces de pression se réduit à l'énergie potentielle de la parcelle d'air à une altitude z :

$$\frac{d P}{\rho} = -g d z$$

On en tire la relation entre la variation de température dT et le changement infinitésimal d'altitude dz :

$$-\frac{g}{c_p} d z = \left(1 + \frac{L_v}{c_p} \frac{d q}{d T} \right) d T$$

d'où le gradient adiabatique de l'air humide :

$$\Gamma = \left(\frac{d T}{d z} \right)_{adiab} = -\frac{g}{c_p} \frac{1}{1 + \frac{L_v}{c_p} \left(\frac{d q}{d T} \right)} \quad (\text{A4.1})$$

qui est la relation (6). c_p est la chaleur spécifique de l'air humide, elle dépend de la proportion de vapeur d'eau présente dans l'air humide. Dans le cas de l'air sec on notera c_{p0} pour éviter toute confusion.

Pour l'air humide saturé (A4.1) devient :

$$\Gamma_s = \left(\frac{dT}{dz} \right)_s = - \frac{g}{c_{Ps}} \frac{1}{1 + \frac{L_v}{c_{Ps}} \left(\frac{dq}{dT} \right)_s} \quad (\text{A4.2})$$

A la saturation, on a :

- près du sol : $\Gamma_s = -4^\circ\text{C/km}$,
- vers le milieu de la troposphère ($z \approx 5 \text{ km}$) : $\Gamma_s = -7^\circ\text{C/km}$
- vers le sommet de la troposphère (entre 8 et 10 km) : $\Gamma_s = -10^\circ\text{C/km}$,
autrement dit la même valeur que le gradient adiabatique de l'air sec (aux altitudes élevées l'humidité devient très faible).

On constate ainsi que, sur une grande partie de la troposphère, le gradient adiabatique de l'air humide Γ est, en valeur absolue, plus faible que le gradient adiabatique de l'air sec $\Gamma_0 = -g/c_{p0} = -10^\circ\text{C/km}$: $|\Gamma| < |\Gamma_0|$. Cela s'explique en considérant la variation de la chaleur spécifique avec l'humidité ; on montre en effet qu'elle augmente avec l'humidité selon la relation :

$$c_p = c_{p0}(1 + 0,87q) \quad (\text{A4.3})$$

avec $c_{p0} = 1005,7 \text{ J/kg/K}$ chaleur spécifique de l'air sec.

On a donc bien $|\Gamma_0| = g/c_{p0} > g/c_p > |\Gamma|$.

Pour l'air saturé en humidité, Γ_s est explicité par la relation empirique suivante :

$$\Gamma_s \approx \Gamma_0 \frac{1 + \frac{a r_s}{T}}{\frac{b r_s}{1 + \frac{a r_s}{T}}} \quad (\text{A4.2bis})$$

où le rapport de mélange saturé r_s est relié à l'humidité spécifique saturée q_s par (A2.6bis) et où $a = 8711$ (en degré K) et $b = 1,35 \cdot 10^7$ (unité K^2).

Attention : Dans l'expression (A4.1) la quantité $-g/c_p$ n'est donc pas le gradient adiabatique de l'air sec $\Gamma_0 = -g/c_{p0}$!

$$\Gamma = \frac{\Gamma_0}{1 + \frac{L_v}{c_{Ps}} \left(\frac{dq}{dT} \right)_s}$$

Notion de température virtuelle :

La pression totale de l'air humide P est la somme des pressions partielles de l'air sec P_0 et de la vapeur d'eau P_v , conformément à la **loi de Dalton** :

$$P = P_0 + P_v$$

Or les pressions partielles vérifient chacune l'équation des gaz parfaits :

$$P_0 = \rho_0 R_0 T \quad , \quad P_v = \rho_v R_v T$$

où $R_0 = R/M_0 = 287 \text{ J/kg/K}$ (M_0 masse molaire de l'air sec = 29 g, R constante des gaz parfaits), et $R_v = R/M_v = 461,5 \text{ J/kg/K}$ (M_v masse molaire de l'eau = 18 g).

Il vient donc :

$$P = (\rho R_0 + \rho_v R_v) T$$

Notant, comme en [Annexe 2](#) : $\varepsilon = R_0/R_v = M_v/M_0 = 0,622$, et la quantité $q = \rho_v / \rho$ l'humidité spécifique, et compte tenu de ce que $\rho = \rho_0 + \rho_v$ (la densité du mélange est la somme des densités des composants), on obtient comme expression de la pression totale de l'air humide :

$$P = \rho T R_0 \left(1 - q + \frac{q}{\varepsilon}\right) = \rho T R_0 \left(1 + \left(\frac{1}{\varepsilon} - 1\right) q\right)$$

que l'on réécrit :

$$P = \rho R_0 T_v \quad (\text{A4.4})$$

introduisant ainsi la **température virtuelle** :

$$T_v = T \left[1 + \left(\frac{1}{\varepsilon} - 1\right) q\right] = (1 + 0,61 q) T \quad (\text{A4.5})$$

C'est la température d'un air sec de même pression et de même densité que l'air humide.

condition de stabilité de l'air humide :

Le même raisonnement utilisé en [Annexe 3](#) et portant sur la flottabilité de la parcelle d'air humide peut être employé. Mais à la différence de l'air sec, il faut tenir compte des phénomènes de condensation qui peuvent se produire à certaines altitudes.

Cet aspect a été traité dans l'article de [référence \[4\]](#) et nous reproduisons ici le même argumentaire.

Le mouvement de l'air humide, par rapport au cas précédent de l'air sec, est différent. Lorsqu'une parcelle d'air humide s'élève depuis la surface du sol, au début sa température diminue avec l'altitude suivant le gradient adiabatique sec parce qu'elle n'est pas encore saturée en humidité. Lorsqu'elle atteint le niveau de condensation, c'est-à-dire l'altitude z_C telle que sa température devienne égale à la température de condensation T_C , la saturation se produit et le moindre apport supplémentaire d'eau dans la parcelle provoque la condensation de la vapeur d'eau qu'elle contient : le nuage se forme alors à cette altitude. Au-dessus de z_C , la température de la parcelle d'air humide saturé diminue alors suivant le gradient adiabatique saturé, de manière moins rapide que celui de l'air sec (relation (A4.1)), jusqu'à une altitude $z_{\max}$ où la température de la parcelle d'air devient égale à celle de l'atmosphère environnante : à cette altitude maximale la flottabilité est neutre et le nuage convectif atteint sa hauteur maximale (puisqu'au-delà il n'y a plus de convection).

Comme dans le cas de la convection sèche, $z_{\max}$ sera d'autant plus élevée que l'air près de la surface est chaud. Mais la présence d'humidité dans l'air détermine aussi cette altitude maximale : si l'humidité est importante près du sol, il y aura une quantité d'eau condensée d'autant plus importante au-dessus du niveau de condensation z_C , et donc un dégagement de chaleur plus élevé dans l'atmosphère environnante qui ralentira d'autant plus la diminution de la température avec l'altitude. Le gradient adiabatique saturé sera alors plus faible, et par

conséquent l'atteinte de la neutralité aura lieu pour des altitudes $z_{\max}$ plus grandes. Autrement dit, un air fortement humide près du sol détermine une hauteur de nuage convectif plus élevée. Ainsi, au voisinage du sol, température et humidité vont dans le même sens : plus elles sont grandes, plus le sommet du nuage est haut.

Annexe 5 : température potentielle équivalente et température potentielle pseudo-équivalente de saturation pour l'air humide présentant une phase condensée

Lorsque dans une parcelle d'air humide une fraction de la vapeur d'eau s'est condensée, il faut considérer qu'elle est le mélange d'une phase gazeuse (formée du mélange air sec et vapeur d'eau) et d'une phase liquide. L'entropie par unité de masse d'un tel mélange est la somme des entropies de ses constituants pondérées par leurs rapports de mélange :

$$s = s_0 + r s_v + r_L s_L \quad (\text{A5.1})$$

avec :

- entropie de l'air sec : s_0

$$s_0 = c_{p0} \ln \frac{T}{T_{ref}} - R_0 \ln \frac{P_0}{P_{ref}} \quad (\text{A5.2})$$

où P_0 pression partielle de l'air sec, $R_0 = R/M_0$, c_{p0} chaleur massique de l'air sec.

- entropie de la vapeur d'eau : s_v

$$s_v = c_{pv} \ln \frac{T}{T_{ref}} - R_v \ln \frac{P_v}{P_{ref}} \quad (\text{A5.3})$$

où P_v pression partielle de la vapeur d'eau, $R_v = R/M_v = 461 \text{ J/kg/K}$, c_{pv} chaleur massique de la vapeur d'eau, $r = \rho_v / \rho_0$ est le rapport de mélange pour la vapeur d'eau.

- entropie de l'eau condensée s_L (éventuellement en suspension dans la parcelle d'air)

$$s_L = c_L \ln \frac{T}{T_{ref}} \quad (\text{A5.4})$$

où c_L est la chaleur massique de l'eau liquide, $r_L = \rho_L / \rho_0$ rapport de mélange pour la phase liquide dans la parcelle d'air (défini par rapport à l'air sec).

On pose :

- le rapport de mélange pour les constituants vapeur et liquide vis-à-vis de l'air sec :

$$r_T = r + r_L$$

- la pression totale de la phase gazeuse (mélange air humide) qui n'est autre que la pression de la parcelle d'air :

$$P = P_0 + P_v$$

La chaleur latente de condensation est :

$$L_v = T (s_{v,s} - s_L) \quad (\text{A5.5})$$

où $s_{v,s}$ est l'entropie de l'air humide à la saturation :

$$s_{v,s} = c_{ps} \ln \frac{T}{T_{ref}} - R_s \ln \frac{P_s}{P_{ref}} \quad (A5.6)$$

Dans cette expression on a bien sûr : $c_{ps} = c_{pv}$ puisque la chaleur massique de la vapeur saturante est celle de la vapeur d'eau, et $R_s = R_v$ puisque la masse molaire de l'eau à la saturation est la même que celle de l'eau liquide : $M_s = M_v$.

L'entropie d'une parcelle d'air humide qui contient une phase liquide s'écrit donc à partir de (A5.1) :

$$s = s_0 + (r_T - r) s_L + r s_v = s_0 + r_T s_L + r (s_v - s_L)$$

Utilisant (A5.5) pour remplacer s_L on a :

$$s = s_0 + r_T s_L + r (s_v - s_{v,s}) + r \frac{L_v}{T} \quad (A5.7)$$

En remplaçant chaque entropie par leur expression (A5.2), (A5.3), (A5.4) et (A5.6), l'expression (A5.7) devient :

$$s = (c_{p0} + r_T c_L) \ln \frac{T}{T_{ref}} - R_0 \ln \frac{P_0}{P_{ref}} + r \frac{L_v}{T} + r (c_{pv} - c_{ps}) \ln \frac{T}{T_{ref}} - r \left(R_v \ln \frac{P_v}{P_{ref}} - R_s \ln \frac{P_s}{P_{ref}} \right)$$

Puisque $c_{ps} = c_{pv}$ et $R_s = R_v$, et compte tenu de la définition de l'humidité relative $\phi = P_v / P_s$, l'entropie s'écrit finalement :

$$s = (c_{p0} + r_T c_L) \ln \frac{T}{T_{ref}} - R_0 \ln \frac{P_0}{P_{ref}} + r \frac{L_v}{T} - r R_v \ln \phi \quad (A5.8)$$

En tant qu'entropie, la quantité (A5.8) doit aussi être de la forme :

$$s = c_P \ln \left(\frac{\theta_e}{T_{ref}} \right) \quad (A5.9)$$

La chaleur massique c_P est donc, par identification, égale à :

$$c_P = c_{p0} + r_T c_L \quad (A5.10)$$

tandis que la température θ_e , dite **température potentielle équivalente**, s'identifie de la manière suivante :

$$\left(\frac{\theta_e}{T_{ref}} \right)^{c_P} = \left(\frac{T}{T_{ref}} \right)^{c_P} \left(\frac{P_{ref}}{P_0} \right)^{R_0} \frac{1}{\phi^{r R_v}} \exp \left(r \frac{L_v}{T} \right)$$

ce qui donne, en remplaçant c_P par (A5.10) :

$$\theta_e = T \left(\frac{P_{ref}}{P_0} \right)^{\frac{R_0}{c_{P0} + r_T c_L} \varphi - \frac{r R_v}{c_{P0} + r_T c_L}} \exp \left(\frac{r L_v}{T} \frac{1}{c_{P0} + r_T c_L} \right) \quad (A5.11)$$

De la définition (A5.9) on déduit que l'entropie s de la parcelle d'air humide qui contient une phase condensée est constante si la température potentielle équivalente θ_e est elle-même constante. En d'autres termes, la température potentielle équivalente est conservée pour les transformations adiabatiques de la parcelle d'air humide avec phase condensée, la phase gazeuse étant saturée ou non en humidité.

A la saturation $\varphi = 1$ et (A5.11) devient :

$$\theta_{es} = T \left(\frac{P_{ref}}{P_0} \right)^{\frac{R_0}{c_{P0} + r_T c_L}} \exp \left(\frac{r L_v}{T} \frac{1}{c_{P0} + r_T c_L} \right) \quad (A5.12)$$

θ_{es} est la **température potentielle équivalente de saturation** : c'est la température potentielle équivalente d'une parcelle d'air saturée à la même pression et à la même température que la parcelle d'air considérée (air humide et des particules condensées).

Si la masse d'air monte suffisamment rapidement à l'intérieur d'un nuage qui donne une précipitation, l'eau condensée tombe vers le sol et n'est donc pas entraînée par le courant ascendant. L'entropie d'une telle masse d'air, qui a perdu par précipitation sa phase condensée, se déduit alors de (A5.1) où l'on a retiré l'entropie correspondant à l'eau liquide, $r_L s_L$:

$$s^* = s_0 + r s_v \quad (A5.13)$$

Considérer l'entropie de la masse d'air uniquement donnée par (A5.13) revient à considérer que toute la chaleur produite par condensation est transmise à la phase gazeuse. En appliquant le même raisonnement que précédemment à cette parcelle d'air, on associe à s^* une température θ_{ep} telle que :

$$s^* = c_P^* \ln \left(\frac{\theta_{ep}}{T_{ref}} \right) \quad (A5.14)$$

La chaleur massique est alors égale à :

$$c_P^* = c_{P0} + r c_L \quad (A5.15)$$

C'est la chaleur massique (A5.10) où l'on a négligé la part issue de l'eau liquide (donc $r_L = 0$, donc $r_T = r$).

θ_{ep} est la **température potentielle pseudo-équivalente** (« pseudo » signifie ici que l'on a retiré théoriquement l'effet de l'eau condensée), elle se déduit de (A5.11) où l'on fait $r_T = r_L$ ($r_L = 0$) :

$$\theta_{ep} = T \left(\frac{P_{ref}}{P_0} \right)^{\frac{R_0}{c_{P0} + r c_L} \varphi - \frac{r R_v}{c_{P0} + r c_L}} \exp \left(\frac{r L_v}{T} \frac{1}{c_{P0} + r c_L} \right) \quad (A5.16)$$

qui est fonction de (T, P, r) .

A la saturation, θ_{ep} est la **température potentielle pseudo-équivalente de saturation** ($r = r_S$,

$\varphi = 1$) :

$$\theta_e^* = T \left(\frac{P_{ref}}{P_0} \right)^{\frac{R_0}{c_{p0} + r_s c_L}} \exp \left(\frac{r_s L_v}{T} \frac{1}{c_{p0} + r_s c_L} \right) \quad (A5.17)$$

Dans (A5.17) on rappelle que le rapport de mélange à la saturation dépend de la température et de la pression de l'air ambiant : $r_s = f(T, P)$. Il s'ensuit que θ_e^* est fonction uniquement de T et de P.

En présence d'une humidité importante, comme par exemple dans les régions tropicales humides, θ_e est différente de θ_{ep} . Pour la majorité des régions du globe, on a approximativement :

$$\theta_e \approx \theta_{ep}$$

car on a $r_L \ll r$ (la fraction condensée est négligeable devant la fraction de vapeur d'eau dans le mélange). On peut donc en général utiliser $\theta_{ep}(T, P, r)$ dans les transformations de l'air humide contenant une phase condensée (eau liquide).

Si la parcelle d'air est saturée, on a donc $\theta_{ep} = \theta_e^*$ et cette quantité est conservée lors de son ascension.

On a vu en Annexe 3 que la condition de stabilité de l'atmosphère est

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} > 0$$

où θ est une température potentielle. Montrons alors comment le choix $\theta = \theta_e^*$ entraîne la condition de déclenchement de la convection profonde.

Pour cela, on considère une parcelle d'air qui monte en altitude. Au début elle suit une adiabatique sèche conformément au gradient (A3.2). La parcelle d'air se transforme comme un système adiabatique, c'est-à-dire sans échange de chaleur avec l'air ambiant, à cause de la faible conductivité thermique de l'air. Si la parcelle d'air était complètement sèche (sans vapeur d'eau) alors l'adiabaticité donnerait une dépendance entre température et pression selon

$$T P^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} = \text{constante}$$

donc, comme $\gamma \approx 1,4 > 1$, une baisse de pression avec l'altitude s'accompagne d'une baisse de température. Si au voisinage du sol $P = P_{ref} = 1000$ hPa, la température correspondante est θ (la température potentielle de la parcelle d'air) : c'est la température qu'aurait la parcelle d'air après avoir perdu toute la vapeur d'eau lorsqu'elle est ramenée à la pression de référence P_{ref} .

En réalité, la parcelle d'air contient toujours de la vapeur d'eau, en proportion définie par le rapport de mélange r donné par (A2.2). Tant que r est faible (cas généralement rencontré en pratique), et même pour la saturation où $r = r_s \ll 1$, la température potentielle de la parcelle d'air θ_e c'est-à-dire la température qu'elle retrouverait à la pression de référence P_{ref} (de l'ordre de 1000 hPa) par transformation adiabatique, est pratiquement indépendante de r : θ_e est donc conservée au cours du processus suivi par la parcelle d'air, tant que la condensation ne se produit pas, bien sûr. Par contre, lorsque les conditions de condensation sont atteintes, donc lorsque la parcelle est saturée ($r = r_s$), la température potentielle à considérer devient θ_{es} (température potentielle équivalente de saturation). θ_e est donnée par (A5.11) et θ_{es} par (A5.12).

A une certaine altitude, où la température est suffisamment basse, cette parcelle d'air atteint son niveau de condensation (**LCL** : Lift Condensation Level) : la pression partielle de vapeur devient égale à la pression de vapeur saturante à la température considérée $P_v = P_s(T)$; la vapeur d'eau qu'elle contient condense. La parcelle d'air poursuit alors son ascension suivant une pseudo-adiabatique (pseudo car la vapeur d'eau étant condensée, elle n'intervient plus dans l'échange de chaleur).

Au cours de son ascension la parcelle d'air saturé atteint une température égale à celle de l'air ambiant : conformément à [l'Annexe 3](#) (relation A3.10), la flottabilité s'annule. L'altitude correspondante définit le niveau de flottabilité (**LFC**). Or il n'est pas facile de connaître la température de l'air ambiant à ce niveau, aussi est-il plus opératoire de considérer une température potentielle de l'air ambiant qui soit conservée au cours du processus où change l'altitude, dans les conditions comparables à celles du processus d'évolution de la parcelle d'air. Or ces conditions sont celles d'une parcelle d'air saturée au cours de son ascension. Par conséquent on adoptera également pour l'air ambiant des conditions de saturation. Autrement dit, on comparera la température potentielle pseudo-équivalente de la parcelle d'air θ_{ep} à la température potentielle pseudo-équivalente de saturation de l'air ambiant θ_e^* , ramené donc aux mêmes conditions de saturation) :

$$\text{LFC : } \theta_{ep}(\text{parcelle d'air}) = \theta_e^*(\text{air ambiant})$$

Cette égalité entraîne alors l'égalité des températures réelles de la parcelle d'air et de l'air ambiant, comme on peut le vérifier aisément à partir de (A5.16) et (A5.17), donc la **condition d'annulation de flottabilité** (LFC). Réciproquement l'inégalité

$$\theta_{ep}(\text{parcelle d'air}) > \theta_e^*(\text{air ambiant})$$

entraîne une flottabilité positive de la parcelle d'air, donc l'apparition de la **convection profonde** (forte instabilité de l'atmosphère, mouvements ascendants des parcelles d'air intenses).

Pour une pression partielle de vapeur d'eau fixée, en-dessous d'une certaine température T_s dite de saturation, la vapeur d'eau condense. T_s dépend de la teneur en humidité, via la pression partielle de vapeur, et de la concentration d'aérosols qui servent de noyaux de condensation ([référence \[3\]](#)).

La condensation de la vapeur d'eau est exothermique : elle libère de la chaleur, égale et opposée à la chaleur latente de vaporisation L_v . Il s'ensuit que l'air ambiant, au voisinage d'une parcelle d'air humide où se produit la condensation de vapeur d'eau se réchauffe. Par conséquent, lorsqu'une parcelle d'air atteint son niveau LCL où la vapeur d'eau condense, le gradient de température $\partial T / \partial z$ n'est plus celui de l'ascension adiabatique de l'air sec donné par (A3.2). Il est donné par le **gradient adiabatique humide** (A4.1) Γ qui est plus petit que celui de l'air sec. Ainsi le gradient de température suit en moyenne les variations :

- à $P = 10^5$ Pa, Γ est compris entre $-3,15^\circ\text{C/km}$ (pour $T = 40^\circ\text{C}$) et $-9,78^\circ\text{C/km}$ (pour $T = -40^\circ\text{C}$)
- à $P = 0,5 \cdot 10^5$ Pa, Γ est compris entre $-2,55^\circ\text{C/km}$ (pour $T = 40^\circ\text{C}$) et $-9,54^\circ\text{C/km}$ (pour $T = -40^\circ\text{C}$).

Si l'air est saturé en humidité le gradient est le gradient adiabatique saturé Γ_s donné par (A4.6).

➤ Comme $\Gamma < \Gamma_0$ la température de la parcelle d'air humide change moins vite

avec l'altitude que pour l'air sec. Par conséquent une parcelle d'air humide dont le gradient est supérieur à celui de l'air sec devient instable.

- Comme $\Gamma_S < \Gamma$ la température d'une parcelle d'air saturée en humidité change moins vite avec l'altitude que le gradient adiabatique humide Γ de l'air humide non saturé. Donc si le Γ_S de la parcelle d'air est supérieur au Γ de l'air ambiant il y a instabilité : la parcelle d'air humide saturé est plus chaude que la couche d'air humide ambiant.
- Dans le cas intermédiaire où

$$\Gamma_S (\text{air ambiant}) < \Gamma (\text{parcelle d'air}) < \Gamma_0 (\text{air ambiant})$$

la parcelle d'air ascendante est :

- (a) instable si son gradient est égal à celui de l'air ambiant saturé : $\Gamma (\text{parcelle}) = \Gamma_S (\text{air ambiant})$;
- (b) stable si son gradient est égal à celui de l'air sec ambiant : $\Gamma (\text{parcelle}) = \Gamma_0 (\text{air ambiant})$, et lorsque au cours de son ascension la parcelle d'air atteint la saturation on a $\Gamma (\text{parcelle}) = \Gamma_S (\text{parcelle})$, et elle devient instable (comme en (a)).

De ce qui précède il ressort que les conditions d'instabilité de l'atmosphère dépendent des conditions thermodynamiques rencontrées à chaque altitude. Selon la variation d'humidité et de température avec l'altitude, on peut donc avoir une alternance de couches d'air instables et de couches d'air stables, qui correspondent à la formation de nuages de types différents :

- En situation instable, les couches d'air sont le siège de mouvements convectifs intenses, qui correspondent à :
 - des nuages cumuliformes (cumulus, cumulonimbus)
 - des vents traduisant un régime turbulent du transfert de masses d'air par gradient de densité.
- En situation stable, les couches d'air sont le siège de mouvements verticaux induits par la topographie (montagnes...) ou par la rencontre de masses d'air de densité différente (front chaud). On observe alors :
 - des nuages traduisant une stratification de l'air (brouillard, stratus, cirrus...)
 - des vents laminaires, avec une distribution stratifiée selon l'altitude.

Comme l'instabilité est conditionnée par une température de l'air ambiant plus petite que celle de la parcelle d'air, la situation instable est favorisée par les couches inférieures de la troposphère plus chaudes que son sommet. Réciproquement la situation stable correspond à des couches inférieures plus froides que le sommet (cas de l'inversion par exemple).

Références

- [1] – Frédéric Elie : [changement d'états de l'eau](http://fred.elie.free.fr) (site fred.elie.free.fr)
- [2] – Frédéric Elie : [réchauffement climatique](http://fred.elie.free.fr) (site fred.elie.free.fr)
- [3] – Frédéric Elie : [les aérosols atmosphériques](http://fred.elie.free.fr) (site fred.elie.free.fr)
- [4] – Frédéric Elie : [transports atmosphériques](http://fred.elie.free.fr) (site fred.elie.free.fr)
- [5] – M. K. Yau, R. R. Rogers : *Short Course in Cloud Physics*, 3rd edition, Pergamon Press (1989)
- [6] – J. V. Iribarne, W. L. Godson : *Atmospheric Thermodynamics*, Reidel Publishing Company ed., Dordrecht (Nederlands), 1973
- [7] – M. L. Salby : *Fundamentals of atmospheric physics*, Academic Press
- [8] – R. A. Houze : *Cloud dynamics*, International Geophysics Series, 53, Academic Press (1993)

- [9] – J. A. Curry, P. J. Webster: *Thermodynamics of atmosphere and oceans*
- [10] – K. A. Emanuel: *Atmospheric convection*, Oxford Univ. Press
- [11] – S. Yuter, R. A. Houze, 1995 : *Three-dimensional kinematic and microphysical evolution of Florida cumulonimbus. Part III: Vertical mass transport, mass divergence, and synthesis* – Mon. Weather Rew., 123, pp. 1964-1983
- [12] – R. Houze, 1997: *Stratiform precipitation in regions of convection: a meteorological paradox?* – Bull. Amer. Meteor. Soc., 78, pp. 2179-2196
- [13] – H. G. Houghton, 1968: *On precipitation mechanisms and their artificial modification* – J. Appl. Meteor., 7, pp. 851-859
- [15] – A. N. Aufdermauer, 1963: Schweiz Z. f. Obst und Weinbau, 72, 434
- [16] – L. Levi, E. M. Achaval, A. N. Aufdermauer, 1970 : *Crystal orientation in a wet growth hailstone* – J. Atmos. Sci., 27, pp. 512-513
- [17] – U. Nakaya, 1954: *Snow crystals* – Harvard University Press, Cambridge
- [18] – H. Pruppacher, J. D. Klett, 1997: *Microphysics of clouds and precipitation* – 2nd ed. Kluwer Academic Publishers

Bibliographie

Sur le chapitre 1: l'eau dans l'atmosphère

- R. Delmas, G. Mégie, V-H. Peuch : *Physique et chimie de l'atmosphère* – éd. Belin, 2005
- A. Brahic, M. Hoffert, A. Schaaf, M. Tardy : *Sciences de la Terre et de l'univers*, sous la direction de J-Y. Daniel – Vuibert, 1999, 2000

Sur le chapitre 2 : les nuages

- T. S. Glickman : *Glossary of meteorology* – Am. Meteor. Soc., Boston (2000)
- V. J. Schaefer: *The production of ice crystals in a cloud of supercooled water droplets* – Science 104, pp. 457-459 (1946)
- G. Vali: *The origin and concentration of ice crystals in clouds* – Bull. Amer. Meteor. Soc., 66, 1985, pp. 264-273
- H. R. Byers: *Elements of cloud physics* – University of Chicago Press, 191 (1965)
- A. M. Borovikov: *Cloud Physics* – translated by the Israel Program for scientific translation, US dept of Commerce, Washington DC (1963)
- R. C. Schnell, G. Vali: *Biogenic ice nuclei, part I: Terrestrial and Marine sources* – J. Atmos. Sci., 33 (1976), pp. 1554-1564

Sur le chapitre 3: les précipitations

- M. Kajikawa: *Measurement of falling velocity of individual snow crystals* – J. Meteor. Soc. Jap., 50 (1972), pp. 577-583
- R. M. Rauber, M. K. Ramamurthy, A. Tokay : *Synoptic and mesoscale structure of a severe freezing rain event: The St. Valentines Day ice storm* – Weather and Forecasting, vol. 9 (1994), pp. 183-208
- D. D. Houghton: *Handbook of applied meteorology* – Wiley Press, New York (1985)
- S. Penn: *The prediction of snow versus rain* – Forecasting Guide n°2, US Weather Bureau (1957)
- R. E. Stewart: *Precipitation types in winter storms* – Pure appl. Geophys., 123 (1985), pp. 597-609
- R. E. Stewart, P. King : *Freezing precipitation in winter storms* – Mon. Weather Rev. 115 (1987), pp. 1270-1279