

LP15 - Transitions de phase

Cléments COLLÉAUX et DE LA SALLE

8 juin 2020

Niveau : L2/3

Bibliographie

Perez, *Thermo*
DGLR, *Thermodynamique*
Callen, *Thermodynamics*

Prérequis

- Ferromagnétisme, paramagnétisme
- Diagramme de phases/ de Clapeyron
- Equation de VdW
- Diagramme de phases/Isothermes d'Andrews

Expériences

- ☞ Faire bouillir de l'eau ? C'est violent
- ☞ Le clou (du spectacle)

Table des matières

Table des matières	1
1 Transition liquide/vapeur	2
1.1 Définitions et critère de stabilité	2
1.2 Étude de la transition	3
1.3 Chaleur latente de transition	6
2 Transition ferro-para	7
2.1 Rappel	7
2.2 La théorie de Landau	7
3 Compléments (non évoqué à l'oral)	10
4 Questions	10

Introduction

Pour éviter les "Ohlala les transitions de phases c'est partout en Physique on va vite voir ce que c'est, ma partie 2 va vous étonner", commencer sur le rôle précis des transitions de phases dans les machines thermiques, c'est pas pour rien que c'est la leçon d'après. On peut notamment expliquer pendant la leçon pourquoi c'est si utile, enthalpie de changement d'état des transitions d'ordre 1.

Transitions importantes pour :

- machines thermiques
- métrologie (point triple défini et fixe donc utile pour le calibrage)

L'intro du [DGLR p.645](#) est aussi bien sympa.

1 Transition liquide/vapeur

1.1 Définitions et critère de stabilité

Manip' : Faire bouillir de l'eau

Là c'est le moment compliqué, attention à pas envoyer de l'eau brûlante dans la tronche du jury, il pourrait ne pas apprécier.

Comme on a pu le voir sur cette expérience et dans la vie de tous les jours, l'eau a changé d'état, passant de l'état liquide à l'état gazeux. On parle alors de transition de phase :

Définition : Phase

Une phase est un domaine de l'espace où le milieu est caractérisé par un seul état (ex : phase solide, liquide...)

Définition : Transition de phase

Une transition de phase est une transformation thermodynamique d'un système d'un état à un autre à cause d'un changement statistique d'une variable interne.

Tout au long de cette leçon nous traiterons uniquement les transitions de corps **purs** par soucis de temps (donc NON pas de diagramme binaire).

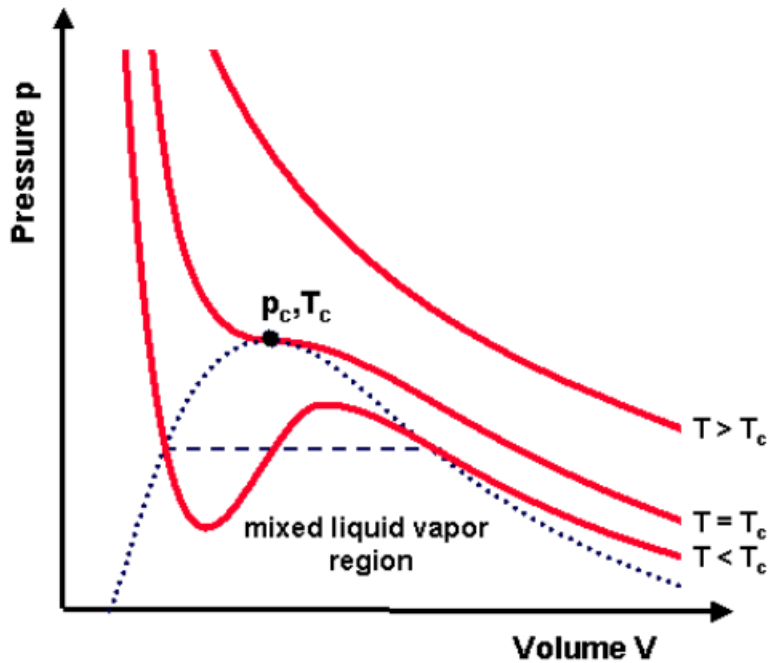
Le but de cette partie est de comprendre et quantifier cette transition liquide/vapeur. Pour cela, il faut faire appel aux potentiels thermodynamiques vus dans les cours précédents. Leur étude a livré d'importants résultats :

- la stabilité d'un système isolé se traduit par la maximisation de son entropie $S(U, V, N)$: un état d'équilibre est caractérisé par $dS = 0$ et on sait qu'il doit s'agir d'un maximum : $\left(\frac{\partial^2 S}{\partial V^2}\right)_{U, N} \leq 0$
- la stabilité d'un système en contact avec un thermostat à T se traduit par la minimisation de son énergie libre $F(T, V, N) = U - TS$: $\left(\frac{\partial^2 F}{\partial V^2}\right)_{T, N} \geq 0$

On s'intéresse désormais à un système monophasé à T imposé (typiquement l'atmosphère fait un bon thermostat). Essayons d'exprimer la convexité de F dans le diagramme (P, V) de Clapeyron. Avec l'identité thermodynamique $dF = SdT - PdV$, il vient

$$\left(\frac{\partial^2 F}{\partial V^2}\right)_{T, N} = -\left(\frac{\partial P}{\partial V}\right)_{U, N} \quad (1.1)$$

Ainsi, dans le diagramme de Clapeyron, un système est stable si



(c) C. Rose-Patruck, Brown University, 7-Jan-99, Chem 201 #1

FIGURE 1.1 – Caption

$$\left(\frac{\partial P}{\partial V}\right)_{U,N} \leq 0 \implies \chi_T = -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_T \geq 0$$

Regardons les implications d'une telle conditions pour deux équations d'état de gaz.

1.2 Étude de la transition

Pour l'équation des gaz parfait $PV = nRT$, on a toujours $\chi_T \geq 0$, un système est donc toujours stable. Super, absolument pas intéressant. Passons à un modèle plus réaliste.

Pour l'équation de Van der Waals vue précédemment,

$$\left(P + \frac{n^2 a}{V}\right)(V - nb) = 0$$

L'étude est plus intéressante. Traçons les isothermes de Van der Waals obtenues théoriquement après un calcul des plus intéressants :

Il ressort ainsi une température critique T_C définie par un point d'inflexion ;

— $T > T_C$, $\chi_T \geq 0 \forall V$ donc le système est stable pour tout V .

— $T < T_C$, il existe des zones du diagramme où $\chi_T \leq 0$, dans ces zones le système n'est pas stable !

Pour se convaincre de cette zone d'instabilité, on peut tracer $F(V)$ (intégrale de P) et on observe une concavité de F sur le même intervalle. Il apparaît alors clair que **le système est instable sur cet intervalle**. De plus, si on regarde les deux minima locaux de F , on s'aperçoit qu'ils ont une tangente commune et qu'on peut donc tracer une droite qui rejoint ces points et qui est tangente à F en ces deux points. On rappelle que F tend à être minimum pour un système à T constant et l'énergie de cette tangente est plus basse que l'énergie de VdW du système monophasé. C'est pour cela que l'énergie libre *réelle* du système entre 1 et 2 est celle de la tangente. Cela se traduit dans le diagramme de Clapeyron par une évolution à pression constante entre 1 et 2 et physique par une transition d'un système homogène à une phase à un système diphasé. On appelle phase liquide la phase à gauche dans l'isotherme (incompressible qui se

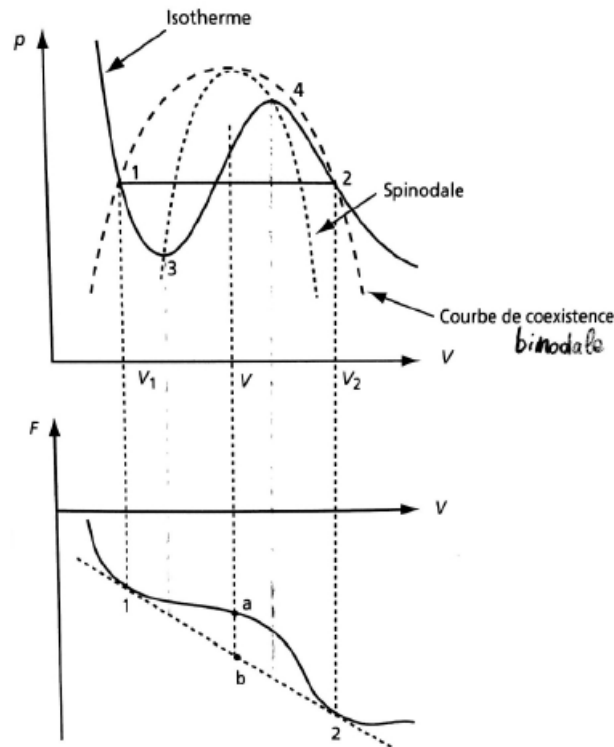


FIGURE 1.2 – Ici on balance le code python cheaté qui permet de voir les isothermes

traduit par une évolution très rapide de la pression) et phase gazeuse la phase à droite. Le système diphasé est donc constitué d'une phase liquide et d'une phase gazeuse. **La transition de phase est donc due à une minimisation de l'énergie.**

Remarque

Jusque là, on peut se demander légitimement "mais pourquoi se placer sur la corde, équivaut à un système diphasé". Et bien c'est parce qu'il faut utiliser la convexité (au sens global et non pas local!) de F :

$$F_{mono} = F(V)$$

On pose un paramètre $t \in [0, 1]$ tel que $V = tV_1 + (1-t)V_2$ avec V_1 et V_2 les volumes aux points 1 et 2. Alors, tracer $F(V)$, c'est comme tracer $F(t)$ (relation affine entre t et V).

$$F_{mono} = F(tV_1 + (1-t)V_2)$$

Alors que pour un système diphasé, on a une phase à V_1 et l'autre à V_2 , d'où

$$F_{di} = tF(V_1) + (1-t)F(V_2)$$

Et ainsi par définition de la convexité (sens global : fonction toujours en dessous de ses cordes), on a bien

$$F_{di} \leq F_{mono}$$

Et on comprend pourquoi un système diphasé correspond à une droite ! De plus l'argument de la minimisation de l'énergie rejoint celui de la convexité de F .

Sur le segment reliant 1 à 2, on a donc un système à T, P imposés, on peut donc regarder l'enthalpie libre $G(T, P, N) = F(T, V, N) + PV$. D'après le graphe $F(V)$, on a $F_2 = F_1 + \left(\frac{\partial F}{\partial V}\right)_1 (V_2 - V_1)$. Or $\left(\frac{\partial F}{\partial V}\right)_1 = P_1 = P_2 = P^{trans}$, d'où on tire $G_1 = G_2$ qui correspond à $G_{liq}^{pur} = G_{gaz}^{pur}$, pendant la transition liquide/vapeur on a $\Delta G = 0$.

Ainsi, à la transition, le **potentiel thermo adapté G est continu** mais sa dérivée première **est discontinue**

$\frac{\partial G}{\partial P} = V$ et $V_{\text{liq}}^{\text{pur}} \neq V_{\text{gaz}}^{\text{pur}}$. Une telle transition (potentiel continu et dérivée première discontinue) est appelée **transition d'ordre 1** dans la classification d'Ehrenfest.

Petit point définition parce qu'on adore tous ça :

- Les états entre 3 et 4 sont **instables** car interdits par la thermodynamique ($\chi_T \leq 0$).
- Les états entre 1 et 3 et entre 2 et 4 sont **métastables**, ils ne sont pas interdits mais une légère perturbation provoque la transition de phase. Mathématiquement, ce sont les zones où l'on a bien une convexité locale ($\frac{\partial^2 F}{\partial V^2} \geq 0$) mais pas globale (la courbe reste au dessus de la corde qui relie 1 et 2).
- Les points 1 et 2 sont situés sur la **courbe de coexistence binodale**, représentant la limite entre les systèmes monophasés et les systèmes biphasés.
- Les points 3 et 4 sont situés sur la **courbe spinodale**, représentant la limite entre les états instables et métastables.

Remarque

Il convient de dire que le modèle permettant d'obtenir l'équation de VdW pourrait être remis en cause avec l'apparition d'une phase liquide mais en réalité ça marche bien avec l'expérience donc on garde ça.

Remarque

En fait le vrai potentiel c'est \tilde{G} , mais à l'équilibre, il est égal à G ... Cela me permet de préciser quelque chose d'important : on suppose toujours que l'équilibre est établi!!! Au passage, pourquoi un lac ne gèle qu'à la surface avec l'air et pas en dessous? Parce que l'équilibre est **local**!

| On vient de voir qu'à la transition, la pression restait constante : $P_1 = P_2 = P^{\text{trans}}$. Il reste maintenant à déterminer la valeur de cette constante!

Construction de Maxwell

On a vu que la transition était caractérisée par $\Delta G = 0$. Or on a $dG = -SdT + VdP$ qui se réduit à $dG = VdP$ sur une isotherme. On a alors

$$\Delta G = 0 = \int_1^2 VdP = - \int_1^2 PdV + P(V_2 - V_1)$$

Cette équation traduit l'égalité (en valeur absolue) des deux aires situées entre la droite à P^{trans} et l'isotherme. Cette construction, dite **de Maxwell** (ça faisait longtemps), permet de connaître la pression P^{trans} du système diphasé.

CdIS : Si on note 5 un dernier point, situé à l'intersection entre l'isotherme initiale et la droite horizontale, alors

$$\Delta G = 0 = \underbrace{\int_1^3 VdP + \int_3^5 VdP}_{\text{aire I}} + \underbrace{\int_5^4 VdP + \int_4^2 VdP}_{\text{aire II}}$$

OG

Fluide	Température (°C)	Pression (bar)
Eau	374	221
Méthane	-82.6	0.46
CO ₂	-56.5	5.11

On a bien décrit la transition mais quelque chose que nous n'avons pas encore expliqué est l'origine à apporter à l'eau liquide pour effectuer la transition

1.3 Chaleur latente de transition

On définit pour cela la chaleur latente de transition :

Définition : Chaleur latente de transition

La chaleur latente de transition $\mathcal{L}^{\text{trans}}$ est la quantité de chaleur à apporter à 1 kg du système pour effectuer la transition d'une phase 1 vers une phase 2

Pour les transitions qui brisent des liaisons moléculaires (vaporisation, liquéfaction) cette chaleur latente est positive car il faut apporter de l'énergie pour briser cette liaison. Pour les transitions inverses la chaleur latente est l'opposée.

OdG

Dans les CNPT C, pour l'eau on a $\mathcal{L}^{\text{vap}} = 2264.76$ kJ/kg ie, pour évaporer 1 kg d'eau à 100 °C, il faut lui apporter plus de 2 millions de Joule! Cela correspond à la fois à 6 fois l'énergie nécessaire pour faire passer 1 kg d'eau de 0 à 100 °C et à l'énergie nécessaire pour monter un voiture en haut de la tour Eiffel. Pour revenir à notre introduction sur les machines thermiques, la liquéfaction d'un kilo de gaz, par diminution de la pression dans un détendeur par exemple, libère une énergie considérable.

Mathématiquement, $\mathcal{L}^{\text{trans}}$ est définie pour une transition d'un état 1 vers un état 2 comme :

$$\mathcal{L}^{\text{trans}}(T) = T (s_2(T, P, N) - s_1(T, P, N)) \quad (1.2)$$

Où s est l'entropie massique. En effet, l'énergie à apporter pour une transition à pression constante est ΔH . Or on a vu que

$$\Delta G = \Delta H - T\Delta S = 0$$

Puisqu'on est aussi à température constante. Ainsi, on a bien

$$\mathcal{L}^{\text{trans}} = \frac{\Delta H}{m} = T\Delta s$$

On retrouve notamment $\mathcal{L}^{\text{trans}}$ dans la formule de Clapeyron qui décrit l'évolution de P^{trans} avec T :

$$\frac{dP^{\text{trans}}}{dT} = \frac{\mathcal{L}^{\text{trans}}}{T(V_2 - V_1)} \quad (1.3)$$

Remarque

L'entropie est définie comme

$$S = -\frac{\partial G}{\partial T}$$

Et de même que $\frac{\partial G}{\partial V}$ est discontinu à la transition, on peut montrer que S l'est aussi.

Limite thermo

Pour un gaz parfait, $Z = z^N$ et z est \mathcal{C}^∞ donc $F = -k_B T \ln Z$ est aussi \mathcal{C}^∞ donc on n'a pas de transition! Mais de manière générale, F est toujours la somme de fonctions \mathcal{C}^∞ ... Il faut donc pour avoir une transition, nécessairement sommer une infinité de ces fonctions : **limite thermodynamique!**

2 Transition ferro-para

2.1 Rappel

Avant d'appliquer la théorie de Landau à la transition ferro-para, faisons un petit rappel de cette transition. Les corps **ferromagnétiques** sont des corps magnétiques (Fer, Nickel, Cobalt) qui ont la capacité de rester aimantés même en l'absence de champ extérieur. Quand on chauffe ces corps, il existe une température au-dessus de laquelle ils perdent cette aimantation rémanente et deviennent **paramagnétiques**, ie des corps qui ne possèdent une aimantation que lorsqu'ils sont excités. La température de transition est appelée température de Curie et vaut notamment 1043 K pour le Fer.

Manip' : Manip du clou

Petite manip rapide pour mettre en évidence la transition. Bien penser à éloigner l'aimant au max pour faciliter la chute du clou.

On a déjà effectué les calculs et on a montré la relation

$$\frac{M}{M_s} = \tanh \frac{T_c}{T} \frac{M}{M_s}$$

Pour un champ magnétique nul. Ainsi on a vu qu'il y avait deux possibilités : soit une, soit trois intersections. Le but maintenant c'est de quantifier tout ça...

OG

Fluide	Température (K)
Fer	1043
Cobalt	1388
Nickel	627

2.2 La théorie de Landau

En 1937, le physicien russe Lev Landau introduit la notion de *brisure spontanée de symétrie* en remarquant que certaines transitions de phases s'accompagnent d'un changement de symétrie. On définit alors un *paramètre d'ordre* qui est une grandeur physique nulle dans la phase symétrique et non-nulle dans la phase asymétrique. On donnera des exemples de paramètre d'ordre bien assez vite.

Remarque

Dans le cas de la transition liquide-gaz, on ne peut pas définir de paramètre d'ordre (chaque phase étant désordonnée). LANDAU, classe alors ce genre de transition dans les transitions de premier ordre (au sens de LANDAU!). On peut cependant toujours définir un paramètre ayant le même rôle (bien que totalement décorrélé de la notion d'ordre) : le volume molaire.

La théorie de Landau des transitions de phase consiste à écrire l'énergie d'un système comme une fonction polynomiale de ce paramètre d'ordre.

Pour la transition ferro-para, le paramètre d'ordre est l'aimantation M du matériau non-excité. On a $M = 0$ dans la phase paramagnétique symétrique et $M \neq 0$ dans la phase ferromagnétique asymétrique. La notion de symétrie

peut facilement être comprise avec l'orientation des spins atomiques. Dernière remarque avant d'appliquer la théorie de Landau : l'énergie d'un corps magnétique évidemment de T mais surtout ne dépend que de M^2 , et non de M^1 , ce qui impose un développement de l'énergie du matériau en puissances paires de M .

On peut alors écrire, phénoménologiquement, l'énergie libre volumique f du matériau de la sorte :

$$f(M, T) = f_0(T) + a(T - T_c)M^2 + bM^4 \quad (2.1)$$

Visualisation

Faire varier T sur Geogebra et voir que c'est cool. Cette forme de potentiel provient de l'équation auto-cohérente (cf. page html)

$$\frac{M}{M_s} = \tanh \frac{T_c}{T} \frac{M}{M_s}$$

En champ $B = 0$.

Remarque

On justifie le terme $f_0(T)$ (sans dépendance en volume) par le fait que le potentiel F ne dépend que d'une seule variable extensive : on fixe le nombre de particules N . Ainsi on peut écrire que

$$F(T, V, N) = F(T, V)$$

Ainsi, par extensivité de F , on peut écrire, pour $\lambda \in \mathbb{R}$

$$F(T, \lambda V) = \lambda F(T, V)$$

Et en prenant $\lambda = 1/V$, on pose l'énergie libre volumique $f_0(T) = F(T, 1)$ de sorte que l'on ait

$$F(T, V) = V f_0(T)$$

Cette démonstration est toujours valable tant qu'il n'y a qu'une variable extensive.

Pour la suite on considère que le matériau est à volume V constant, que son aimantation est uniforme, qu'il est en contact avec un thermostat à $T = T_0$ et que aucun champ extérieur n'est appliqué. Dans ces conditions, le potentiel thermodynamique à minimiser à l'équilibre est bien l'énergie libre $F = V f$

Comme le paramètre d'ordre est M , pour trouver les valeurs de l'aimantation à l'équilibre M^* , il faut calculer $\left(\frac{\partial F}{\partial M}\right)_{V,T} = \left(\frac{\partial f}{\partial M}\right)_T$ et pour regarder leur stabilité il faut regarder la dérivée seconde $\left(\frac{\partial^2 F}{\partial M^2}\right)_{V,T} = V \left(\frac{\partial^2 f}{\partial M^2}\right)_T$.

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial f}{\partial M}\right)_T &= 2a(T - T_c)M^* + 4bM^{*3} \\ \left(\frac{\partial^2 f}{\partial M^2}\right)_T &= 2a(T - T_c) + 12bM^{*2} \end{aligned}$$

Il y a maintenant 2 cas à prendre en compte (tiens autant que de phases...) $T < T_c$ et $T > T_c$.

Le cas $T > T_c$ correspond à une seule solution $M^* = 0$ stable. On retrouve bien le comportement observé expérimentalement d'un corps paramagnétique isolé.

Le cas $T < T_c$ correspond à trois solutions :

- $M^* = 0$ reste un état d'équilibre mais cet équilibre est désormais instable
- $M^* = \pm \sqrt{\frac{a}{2b}(T_c - T)}$ qui représentent des états d'équilibre stables

Montrons que pour cette transition de phase l'entropie est continue. L'entropie, ici volumique, s se calcule comme $s = -\frac{\partial f}{\partial T}$. On a deux expressions de f dépendant de la phase :

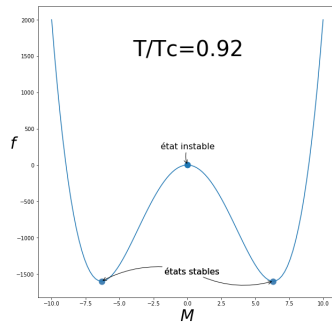


FIGURE 2.1 – Caption

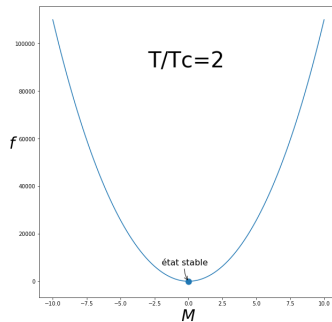


FIGURE 2.2 – Caption

- $T > T_c$, $f = f_0(T)$
- $T < T_c$, $f = f_0(T) - \frac{a^2}{4b}(T - T_c)^2$

On a donc deux expressions de l'entropie volumique

- $T > T_c$, $s = -\frac{df_0}{dT} = s_0$
- $T < T_c$, $s = s_0 + \frac{a^2}{2b}(T - T_c)$

On vérifie donc bien qu'à la transition, $T = T_c$ l'entropie est continue! Une conséquence immédiate est la nullité de la chaleur latente de transition.

En revanche, la capacité calorifique volumique $c_v = \frac{\partial s}{\partial T}$ est discontinue à la transition. Pour récapituler, à la transition, l'entropie libre est continue, sa dérivée première aussi mais pas sa dérivée seconde. Il s'agit donc d'une transition d'ordre 2 dans le classement d'Erhenfest.

On ne peut donc pas définir de chaleur latente (enfin elle est nulle quoi).

CdIS : \blacktriangle *DGLR*, p.649

En fait non! C'est bien de l'ordre 1 d'Erhenfest... C'est un cas un peu tricky parce qu'effectivement, la dérivée première de G par rapport à la température (S) est continue, mais pas par rapport à H :

$$\frac{\partial G}{\partial H} = -B = -\mu_0(H + M)$$

Or si on place à $T < T_c$ constante, alors cette dérivée première est discontinue. Pour Erhenfest, il suffit qu'UNE des dérivées partielles de G soit discontinu pour dire que c'est du premier ordre. Don c'est bien du premier ordre!

Remarque

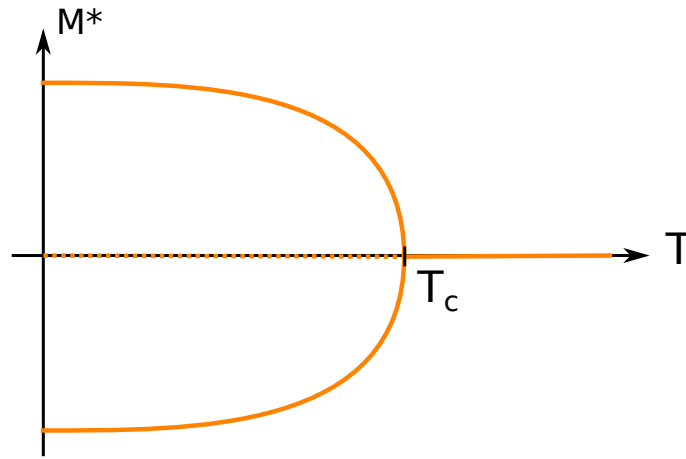
\blacktriangle *DGLR*, p.646

La théorie d'EHRENFEST classe les transitions en fonction de la continuité ou non du potentiel ou de ses dérivées. Dans la théorie de LANDAU, la classification fait appel au paramètre d'ordre :

Premier ordre Si on ne peut pas définir de paramètre d'ordre ou bien qu'il est discontinu

Second ordre Lorsque le paramètre d'ordre est continu

On peut alors tracer l'évolution des aimantations stables en fonction de la température :



3 Compléments (non évoqué à l'oral)

Dans le cas des transitions du second ordre, on peut parler des exposants critiques : ce sont des nombres qui caractérisent les évolutions des grandeurs proches de la transition.

Exemples

Pour la transition ferro-para :

— si $B = 0$, on a $M \sim M_0 \pm (T_c - T)^{1/2}$

— à $T = T_c$, on a $M \sim B^{1/3}$

— la susceptibilité : $\chi \sim (T_c - T)^{-1}$

De même, pour la transition liquide-vapeur :

— En faisant varier T : $v_g - v_l \sim (T_c - T)^{1/2}$

— En faisant varier P : $v_g - v_l \sim (P_c - P)^{1/3}$

— la compressibilité : $\chi \sim (T_c - T)^{-1}$

Pour calculer l'évolution de M en en $(T_c - T)^{1/2}$, on développe $\text{th}(x) \sim x - 1/3x^3$

Ce qui est important ici, c'est de souligner l'**universalité** : on peut imaginer n'importe quelle transition, on pourra toujours lui associer un jeu d'exposant pour la caractériser.

De plus le fait que ce soit des puissances, c'est lié à la divergence de la longueur de cohérence (fluctuations deviennent énormes à la transition)... En effet, il n'y a alors plus de loi d'échelle, donc ça correspond bien à des lois en puissance.

4 Questions

★ AU début, tu montres le diagramme de Clapeyron du gaz de VdW tu expliques mathématiquement, pour le GP ça marche tout le temps donc pas de transition, physiquement pourquoi ?

On néglige toutes les interactions donc pas d'int de VdW qui stabilisent les molécules entre elles

★ Plein de moécules types sphères dures mais sans interactions, on peut imaginer une transitin de phase ?

Je dirais non. Mathématiquement, sans le covolume dans VdW on a toujours p décroissant de V donc pas de transitions. Donc transitions qui vient des interactions électrostatiques. Mais dans les solides, y a une transition de type cristallin, de type géométrique.

★ À propos de l'absence de transitions sans interactions, comment le voir en regardant la fonction de partition d'un GP ?

- ★ Comment on sait qu'il y a une transition de phase juste en regardant la fonction de partition ?

Si z est C^∞ , alors F aussi et donc pas de transition...

- ★ La fonction de partition d'une molécule est C^∞ , donc pour un GP aussi, donc pas de transition car tout le temps dérivable

- ★ Pour liq-vap pas d'ordre, mais t'aurais pu parler de la transition liquide solide où il y en a un. Par exemple, la glace elle est caractérisée par sa structure périodique, ce qui peut faire office d'ordre. Y a plein de types de glaces. Le groupe de symétrie peut faire office de paramètre d'ordre (lien avec les transitions en MQ), typiquement maille hexagonale symétrie de groupe S_6 . Marche pas pour les solides vitreux comme le verre. Le liquide appartient au groupe de symétrie continue par opposition à ceux discrets des états cristallins.

- ★ Le programme il vient d'où ?

Le site de Camille, auteurs de Paris

- ★ Quand tu fais bouillir de l'eau et que t'es à 100C, tu chaufferes encore, elle sert à quoi ?

Tu casses les ~~co~~liaisons de VdW

- ★ Montrer que le clou c'est une transition d'ordre 2

Pas de chaleur latente, pas d'énergie consommée par la transition, instantannée ? Pas de plateau sur la température du clou

- ★ Quand tu fais bouillir un peu d'eau, elle reste à 100 C jusqu'à la totale évaporation. Quid d'un lac gelé qu'en surface ?

Métastabilité, on peut refroidir l'eau jusqu'à moins de 0 C en restant liquide, si on refroidit pas trop vite

- ★ Imagine l'eau du lac commence à geler par la surface. Pourquoi

L'équilibre il est local

- ★ Plus insister sur l'interprétation de la chaleur latente, c'est un équilibre

- ★ G c'est pas un potentiel, c'est G^* qui est égal à G à l'équilibre

- ★ On revient sur l'ordre de la transition ferro-para

Les deux dérivées d'ordre de 1 ne sont pas toutes continues donc d'après le DGLR on dit que c'est un ordre 1.

- ★ Parler de la transition "quand on fait chauffer le clou", c'est ordre 2 aucun soucis. Si on se déplace verticalement dans le diagramme p, T de l'eau ça serait une transition d'ordre 2. Séparation de phase que si tu fixes un grandeur extérieure extensive. Pour l'eau on peut imposer soit la pression soit le volume impose : soit transition de phase ordre 1 soit rien ordre 2. Pour ferro para t'as pas le choix, tu imposes T , tu peux pas fixer l'aimantation comme tu fixes le volume.

- ★ Question sur un commentaire : possible de parler des exposants critiques ?

Oui niveau L3. Par soucis de temps, y a surement pas le temps d'en parler. Ça a manqué ?

- ★ Ce qui est intéressant, c'est l'universalité : toutes les transitions sont caractérisées par un exposant qui peut être le même peu importe la physique du système ou ses courbes. Typiquement c'est le même exposant critique pour liq/vap et ferro-para d'ordre 2 (on fait varier T)

- ★ Qu'est ce qui fait qu'au point critique on obtienne des exposants critiques et pas des gaussiennes ?

On peut souvent développer le potentiel en polynomes mais pas toujours !

- ★ Essaye de relier ça avec le fait qu'au voisinage du point critique y a divergence d'une longueur de cohérence. Idem pour les lois en puissance.

★ Pas d'échelle, structure "fractale" (dans Ising, des îlots de + dans du - et même chose peu importe le zoom) -> loi de puissance

Expérience de l'opalescence critique de SF6, transition ordre 2 : la longueur de cohérence passe du pm au nm et ça diffuse la lumière. Vidéo

★ Compétition énergie entropie ?

Transition liquide-vapeur : vapeur : plus d'entropie et liq plus d'énergie donc compétition énergie entropie. Ces deux notions sont reliées dans G, en fait surtout avec F pour ferro-para en champ nul.

★ Autre chose que les interactions qui dit transition/pas transition ?

La dimension

★ Différence entre chaîne de spins et modèle Ising 2D

La dimension ! A la limite thermo y a qu'une phase en 1D (terme entropique dominant)

★ Paramètre d'ordre dans transition supra ? Densité de paires de Cooper non nulle dans la phase supra

Commentaires du jury

- compliqués intro et conclu : machines thermiques, métrologie : le point triple étant défini, il est très utile pour calibrer des appareils
- essayer de faire le lien entre les deux classifications de Ehrenfest et de Landau
- approche de Landau, on peut avoir des transitions d'ordre 1, avec un terme en ϕ^3 dans le potentiel
- Dans la classification d'Ehrenfest bien montrer avec les courbes la continuité/discontinuité
-