

FR 9402351

CEA-CONF-11762

**Service de Physique de l'Etat Condensé**  
SPEC - DRECAM - DSM  
CEA - Saclay

S93/009

**TROIS ASPECTS DES PHÉNOMÈNES CRITIQUES: FONDAMENTAL,  
HYDRODYNAMIQUE, CONCEPTUEL**

**D. Beysens**

Service de Physique de l'Etat Condensé, CE-Saclay  
F-91191 Gif-sur-Yvette Cedex, FRANCE

**RESUME**

L'aspect universel des transitions de phase du 2ème ordre, les "Phénomènes critiques", est bien admis maintenant. Après avoir rappelé les principaux résultats relatifs à la classe d'universalité des fluides, on montrera ensuite comment les spécificités de ceux-ci -et notamment l'hydrodynamique- peuvent mettre en échec des prévisions pourtant réputées "universelles". Ainsi dans les fluides le ralentissement critique peut-il devenir une accélération critique. Mais les concepts développés (lois d'échelle, auto-similarité) peuvent devenir de merveilleux outils pour l'étude de nombreux phénomènes. Ainsi la naissance et la croissance de la buée, dont l'étude est à la fois récente et très ancienne.

*Symposium "La Matière Condensée: Science et Industrie"*  
*Lviv (Ukraine)*  
*21-28 Février 1993*

Il m'est apparu opportun d'exprimer, à l'occasion de cette grande conférence, mes idées à propos des "phénomènes critiques", désuets par certains aspects et riches d'avenir par d'autres. Désuets pour une certaine recherche, c'est probable, car il semble bien que les raisons profondes de l'universalité critique soient bien comprises maintenant. Riches d'avenir, c'est certain, car la spécificité des systèmes considérés peuvent conduire à des comportements pervers encore mystérieux. L'exemple des fluides, dont le transport de chaleur peut s'accélérer au voisinage du point critique au lieu de ralentir en sera un exemple. Un autre aurait pu être l'étrange comportement des fluides "supercritiques", à la fois solvants de molécules organiques et médiateur de réactions chimiques. Les phénomènes critiques sont aussi un puissant outil pour l'analyse de phénomènes complexes: la culture des phénomènes critiques permet de comprendre un grand nombre de phénomènes que l'on rencontre dans l'étude de la "matière molle". Il en est ainsi des phénomènes de mouillage, des liposomes, des instabilités hydrodynamique, de la turbulence, et la liste peut être longue. Des phénomènes de croissance j'emprunterai l'exemple de la formation de la buée.

C'est donc par des titres volontiers provocateurs que les trois parties de cette conférence seront intitulées. Des beautés fanées des phénomènes critiques, nous passerons au combat perdu (en apparence) de l'universalité contre la spécificité. Nous terminerons par l'étude d'un phénomène d'apparence si simple et si banale, la buée.

### **I. La beauté fanée des phénomènes critiques.**

Historiquement, il semble que ce soit le baron français Charles Cagniard de la Tour, gentilhomme et scientifique de valeur (on lui doit aussi l'invention de la sirène), qui ait découvert en 1821 le point critique. Il étudiait l'équilibre des phases liquides et gazeuses dans le dioxyde de carbone ( $\text{CO}_2$ ). Le fluide était confiné sous pression dans un fût de canon scellé qu'il agitait. Ainsi le clapotis le renseignait-il sur la présence des deux phases. Il fut donc tout surpris quant, à partir d'une certaine température, ce clapotis cessa: il venait, en effet, de traverser le point critique. Mais c'est indubitablement à Thomas Andrews, professeur de Chimie à Belfast en Irlande du Nord, à qui l'on doit la signification précise du point critique. Je n'irai pas trop loin dans cette recherche historique. De façon parallèle, le début du siècle a vu fleurir les théories de champ moyen du français Pierre Curie (transition de phase cristallographique) et du hollandais Johannes Diderik Van der Waals (phénomènes critiques dans les fluides). C'est au milieu de ce siècle que ces deux approches ont été unifiées par le

soviétique Lev Davidovitch Landau, et que la notion de paramètre d'ordre et de brisure de symétrie a pris son sens général. La troisième quart de ce siècle a vu le triomphe du groupe de renormalisation, incarné par le nord-américain Kenneth Wilson, pour résoudre la contradiction, soulignée par le physicien soviétique Vladimir Ginzburg, de la théorie de champ moyen. Celle-ci ignore les fluctuations, et pourtant en prédit la divergence [1]. La suite concerne d'importants perfectionnements et les nécessaires outils (séries hautes température, développements en  $\epsilon$ , théorie en  $\Phi^4$ ...), pour déterminer d'abord les comportements asymptotiques des propriétés critiques, puis les comportements décrivant le raccordement aux propriétés régulières.

Que sait-on maintenant des propriétés critiques? Je serais tenté de dire: tout, ou presque tout en ce qui concerne les propriétés statiques, et un peu moins pour les propriétés dynamiques (phénomènes de transport). Imaginons-nous donc en face d'un nouveau phénomène de transition de phase, que nous suspectons pouvoir être décrit par un comportement critique. La première question à poser est: quel est le paramètre d'ordre? Ce paramètre  $M$  est défini par des notions de symétrie, il doit être zéro dans la phase la plus symétrique, en général celle à haute température à cause de l'effet de l'agitation thermique, et non zéro dans l'autre phase. Une fois ce paramètre défini, on peut, selon qu'il est un scalaire ou un vecteur à  $n$  composantes, et selon la dimensionnalité  $D$  du système, définir par le couple  $(n, D)$  différentes classes d'universalité. Dans chaque classe on connaît un modèle. Par exemple, la transition liquide-vapeur des fluides a pour paramètre d'ordre la différence des densités  $M = \rho - \rho_c$ ,  $\rho_c$  étant la densité critique. Un autre exemple: la miscibilité partielle des mélanges de liquides a pour paramètre d'ordre la différence des concentrations  $c - c_c$ ,  $c_c$  étant la concentration critique. Le modèle de cette classe est le modèle d'Ising, qui subit une transition paramagnétique-ferromagnétique, le paramètre d'ordre étant alors l'aimantation  $M$ . La classe d'universalité des fluides a donc pour modèle un...aimant. Je me limiterai par la suite à cette seule classe, les propriétés des autres transitions (supraconductivité, etc) dépassant le cadre de cette conférence.

Les propriétés thermodynamiques asymptotiquement près du point critique sont toutes décrites par des lois d'échelles sur des chemins particuliers: "isochore" critique  $M=0$  si la température  $T$  est supérieure à la température critique  $T_c$ , courbe de coexistence des phases  $M=M^*$  si  $T < T_c$ , isotherme critique  $T=T_c$  (Fig.1) L'unité de

longueur est la longueur de corrélation  $\xi$  des fluctuations  $\delta M$  du paramètre d'ordre. Cette fonction a pour expression

$$\langle \delta M(r) \delta M(0) \rangle \propto (1/r^{1+\eta}) \exp(-r/\xi), \quad (1)$$

où  $\eta$  est un exposant universel, dit exposant de Fisher, dont la valeur, très petite (table 1), est souvent négligée. La longueur de corrélation varie en loi de puissance avec l'écart réduit en température  $\tau = (T/T_C) - 1$ , ( $M=0$ ), ou  $M$ , ( $T=T_C$ ) Pour  $M=0$ ,

$$\xi = \xi_0 \tau^{-\nu} \quad (2)$$

L'exposant  $\nu$  est universel (table 1). L'amplitude  $\xi_0$  ne l'est pas. Elle dépend du système physique étudié. Sa valeur est généralement proche d'une dimension atomique, mais n'a pas de relation sûre avec la taille des molécules concernées. Une propriété thermodynamique, par exemple la susceptibilité  $\chi$  (compressibilité isotherme pour les fluides, compressibilité osmotique pour les mélanges de liquides) se mettra sous la forme:

$$\chi \propto \xi^\psi, \quad \text{ou} \quad \chi/k_B T_C = C \tau^{-\gamma} \quad (3)$$

L'exposant  $\gamma = \psi \nu$  est universel (table 1). L'amplitude  $C$  dépend du système considéré.

Il existe des relations entre exposants, qui proviennent, soit de lois de symétrie, soit de relations thermodynamiques générales. L'une d'entre elles est curieuse, puisqu'elle relie la dimension d'espace à l'exposant  $\alpha$  de la chaleur spécifique. Cette relation est reliée à la notion d'hyperéchelle:

$$D\nu = 2 - \alpha \quad (4)$$

Le nombre de ces relations est tel qu'il n'existe que deux -seulement deux!- exposants indépendants. Cela signifie aussi que seulement deux amplitudes (par exemple  $\xi_0$  et  $C$ ) sont indépendantes. C'est ce que l'on nomme l'universalité à deux échelles, selon la terminologie de Stauffer /2/.

Je n'irai pas plus loin dans la description des propriétés asymptotiques des systèmes critiques. Je noterai simplement que le mot "asymptotique" recouvre un grand nombre de situations expérimentales, les lois de puissance ci-dessus pouvant décrire des régions s'étendant de quelques degrés à plusieurs dizaines, voir une centaine de degrés autour du point critique. Une amélioration dans la description de ces propriétés est de tenir compte de leur partie "non critiques", c'est-à-dire de la partie "régulière" non influencée par la transition. On peut aussi tenter de décrire la façon dont la partie critique asymptotique va se raccorder à la partie régulière. Par le même raisonnement que ci-dessus, seulement de fonctions de

raccordement sont nécessaires pour décrire toutes les autres comme l'ont montré Bagnuls & Bervillier /3/. La susceptibilité à  $M=0$  pourra ainsi s'écrire

$$\chi/k_B T_C = C\tau^{-\gamma} F_\chi(\tau) + C_r \quad (5)$$

La fonction  $F_\chi(\tau)$  est une fonction universelle de raccordement, qui peut se développer par ce que l'on appelle des corrections non-analytiques:

$$F_\chi(\tau) \approx 1 + a_\chi \tau^\Delta + b_\chi \tau^{\Delta+1} + \dots \quad (6)$$

L'exposant  $\Delta$  de ces corrections est universel ( $\approx 0.5$ , table I), les amplitudes  $a_\chi$  et  $b_\chi$  sont non universelles, mais, bien évidemment, seulement deux amplitudes sont indépendantes... En fait, la seule partie vraiment non universelle reste la partie régulière.

De toute ces universalités, on retiendra que les parties non régulières des propriétés critiques peuvent se mettre sous des formes non analytiques universelles à deux facteurs d'échelle. En d'autres termes, seulement deux facteurs d'amplitudes non universels suffisent à la détermination de tous les autres.

Et les phénomènes dynamiques dans tout cela? En fait, les classes d'universalité dynamiques sont plus restrictives que les statiques (modèles de Hohenberg et Halperin /4/). On doit distinguer, par exemple, si, dans le phénomène dynamique, le paramètre d'ordre est conservé ou s'il ne l'est pas. En ce qui concerne la relaxation des fluctuations du paramètre d'ordre, les théories de couplage de mode, dues à Kawasaki /5/, ou celles du groupe de renormalisation (de Dominicis /6/), conduisent à une fonction de corrélation pour une fluctuation de vecteur d'onde  $k$

$$\langle \delta M_k(t) \delta M_k(0) \rangle \propto \exp[-\Gamma(k\xi)t] \quad (7)$$

avec une fréquence caractéristique  $\Gamma(k\xi)$  qui dépend de l'échelle spatiale des fluctuations en unité de longueur de corrélation  $\xi$ . En fait  $\Gamma$  peut se comprendre comme la fréquence de diffusion brownienne d'une sphère de rayon  $\xi$  dans un milieu de même viscosité de cisaillement  $\eta$  (relation de Kawasaki-Stokes):

$$\Gamma(k\xi) = Dk^2 H(k\xi). \quad (8)$$

Ici

$$D = (k_B T_C / 6\pi\eta\xi) \quad H(k\xi) = (\Lambda/\chi) H(k\xi), \quad (9)$$

où  $\Lambda$  est la conductivité. La fonction  $H(k\xi)$ , dite de Kawasaki, a les comportements asymptotiques suivants.

$$\begin{aligned} \text{Régime "hydrodynamique":} & \quad k\xi \ll 1, H(k\xi) = 1, \\ \text{Régime "critique":} & \quad k\xi \gg 1, H(k\xi) = k\xi \end{aligned}$$

La formulation complète s'écrivant :

$$H(k\xi) = (3/4)(k\xi)^{-2} \{1 + (k\xi)^2 + [(k\xi)^3 - (k\xi)^{-1}] \tan^{-1}(k\xi)\} \quad (10)$$

Les coefficients de transport, comme la conductivité, la viscosité, etc. possèdent des comportements critiques en lois d'échelles. Je ne les détaillerais, pas sauf pour remarquer que le ralentissement critique provient, de façon remarquablement simple, du coefficient de diffusion  $D$  qui varie comme  $1/\xi$ , et donc tend vers zéro. Comme l'on définit une unité de longueur pour les phénomènes statiques - la longueur de corrélation  $\xi$  - on peut aussi définir une unité de temps  $t_\xi$  comme le temps typique de disparition d'une fluctuation de taille  $\xi$ :

$$t_\xi = \Gamma(k = \xi^{-1}) = k_B T_C / 6\pi\eta\xi^3 \quad (11)$$

Que peut-on conclure de cet ensemble impressionnant de résultats relatifs aux phénomènes critiques? Tout d'abord, que la proximité, immédiate ou non, d'un point critique, permet de définir des lois d'échelle universelles pour un certain nombre de propriétés thermodynamiques et de transport. Les unités naturelles des phénomènes ne sont plus des quantités qui dépendent des détails microscopique. Ce sont maintenant essentiellement la longueur de corrélation des fluctuations  $\xi$  et le temps de diffusion caractéristique associé  $t_\xi$ . Le fait que ces deux unités deviennent très grande ( $\xi$ ) ou très petites ( $t_\xi$ ) va permettre d'utiliser la proximité du point critique comme, au cinéma, on effectue un zoom ou un ralenti. C'est, par exemple, l'étude des cinétiques des transitions de phase /7/ qui pourra bénéficier de ces effets d'échelle.

Cependant, dans cette approche, la spécificité des fluides, l'hydrodynamique, a été peu abordée. Et nous allons voir dans l'exemple suivant que cet oubli peut avoir quelquefois des conséquences dramatiques.

## 2. Universalité contre spécificité: quand le ralentissement critique devient une accélération critique.

La relaxation du paramètre d'ordre d'un fluide - la densité - devrait donc subir un ralentissement critique, suivant un processus de diffusion mesuré par le coefficient de diffusivité thermique  $D_T$ . Selon les équations (8-9):

$$D_T = (\Lambda/\chi) = (\Lambda/\rho C_p) \quad , \quad (12)$$

où  $C_p$  est la chaleur spécifique à pression constante. Densité et température vont donc relaxer avec le même temps caractéristique. Et ce temps devient de plus en plus important à mesure que l'on

s'approche du point critique. Si ce ralentissement critique est bien vérifié pour des fluctuations de densité et température de l'ordre de quelques microns (techniques de diffusion de lumière), il n'en est rien pour des tailles supérieures. Que se passe-t-il?

Tout d'abord, il faut remarquer qu'une mesure d'un phénomène de transport nécessite un gradient. A pression constante, un gradient de température correspondra à un gradient de densité. Dans ce genre de situation, tout se complique quand la mesure est effectuée sous gravité terrestre. Les nombres de Rayleigh et de Grashof, qui mesurent en quelque sorte le facilité avec laquelle le fluide va entrer en convection, deviennent de plus en plus grands à mesure que l'on se rapproche du point critique. Et la thermalisation ne s'effectue plus par diffusion, mais par convection, dont la vitesse augmente près du point critique. L'hydrodynamique, aidée par la gravité terrestre, a vaincu les lois universelles critiques.

Qu'à cela ne tienne, direz-vous, supprimons la gravité, et les convections par la même occasion. Allons dans la station orbitale MIR /8/ (Fig.2). Surprise: le ralentissement critique attendu n'est pas au rendez-vous et subsiste toujours une accélération critique. La cause en est la présence de convections, mais dont l'origine n'est pas gravitaire. Ce phénomène, appelé "effet Piston", provient du confinement du fluide dans un réservoir et permet un transport adiabatique de la chaleur. De façon subtile, quand l'on perturbe le fluide par une impulsion de chaleur à une paroi (à l'aide d'un thermistor, par exemple), la couche thermique se dilate (comme un piston) et peut comprimer tout le fluide, transférant ainsi son énergie cinétique en énergie interne. La simulation numérique (Fig.3) est éloquente.

Ce qui va limiter le temps de transfert, c'est d'abord la vitesse du son, mais aussi le transfert de chaleur dans la couche limite. Onuki, Hao et Ferrel /9/ ont montré que le nouveau temps caractéristique  $t_C$  pouvait se déduire du temps de diffusion ( $t_D$ ) dans le rapport des carrés des chaleurs spécifiques. Si  $e$  est une taille caractéristique du réservoir, et  $\gamma^*$  le rapport des chaleurs spécifiques respectivement à pression et volume constant,

$$t_D = e^2 / D_T \propto \tau^v \approx \tau^{0.63} \quad (13)$$

et 
$$t_C = t_D / \gamma^{*2} \propto \tau^{-(2\gamma^* - v)} \approx \tau^{-1.7} \quad (14)$$

c'est-à-dire une très forte accélération critique des temps de mise à l'équilibre.

Ce phénomène vient juste d'être mis en évidence /8/ et il est bien loin d'être entièrement compris. La moralité de l'histoire, c'est que les spécificités des systèmes physiques peuvent (apparemment)

avoir raison de l'universalité critique. Il est encourageant de constater que subsiste cependant l'universalité de la description en lois d'échelles, les unités fondamentales de longueur et de temps n'étant pas mises en cause.

Cette remise à l'échelle des phénomènes est un moyen puissant d'analyse, qui peut être mis à profit dans bien d'autres domaines. Je vais prendre comme exemple celui de la formation de la buée:

### 3. La buée comme phénomène critique ?

La buée est constituée d'une multitude de gouttes d'eau microscopiques qui se condensent et grandissent sur un support, fusionnant dès qu'elles se touchent. Cette capacité à condenser et accumuler sur un substrat l'eau de l'atmosphère a été mis à profit depuis les temps les plus reculés. Autour des ruines de l'antique cité grecque de Théodosia (VI<sup>ème</sup> siècle avant J.C. - III<sup>ème</sup> siècle après J.C.), en Crimée, on a été trouvés 13 cônes monumentaux de pierres calcaires, reliés à des réseaux de canalisation en poterie qui alimentaient les fontaines urbaines. Entre 1905 et la seconde guerre mondiale, des scientifiques soviétiques, français et belges tentèrent de capter la vapeur d'eau atmosphérique autour de la Méditerranée avec des tas de cailloux. Le climatologue français Chaptal, à Montpellier, fit construire en 1929 une pyramide (détruite depuis) destinée à effectuer des mesures systématiques de condensation atmosphérique. On peut toujours voir un appareil analogue, construit en 1930 à Trans-en-Provence par l'ingénieur belge Knapen (Fig.4).

Pour le physicien, la buée, ou son analogue au laboratoire, les "Figures de Souffle", est un modèle très original /10/ où la nucléation, puis la croissance de domaines tridimensionnels (les gouttes) s'effectue sur un substrat qui impose des interactions dans un espace de dimensionnalité inférieure: dimension deux, si c'est un plan, le cas le plus commun, un si c'est un fil, comme celui d'une toile d'araignée, et même un nombre non entier si le substrat, comme certaines plantes, est une fractale.

Comment s'effectue la naissance et la croissance de la buée? De façon surprenante, la réponse à cette question est récente. On peut distinguer schématiquement quatre étapes dans la croissance de la buée. On assiste tout d'abord à une nucléation de gouttes submicroniques sur des hétérogénéités du substrat, géométriques (rayures) ou chimiques (impuretés). Ce phénomène de nucléation peut être considéré comme une transition de phase apparaissant dans des conditions relativement lointaines du point critique de l'eau ( $T_C=374^\circ\text{C}$ ,  $P_C=221\text{ bar}$ ). Puis ces gouttelettes isolées grossissent aux



dépens de la vapeur présente dans l'atmosphère. Indépendamment des processus physiques qui président à la croissance des gouttes (et dont l'analyse dépasse le cadre de cette conférence), la loi d'évolution du rayon  $R$  d'une goutte de dimensionalité  $D$  ( $=3$ ) s'obtient aisément en remarquant que le flux de vapeur d'eau envoyé sur le substrat se condense de façon continue. Ceci signifie que le volume de la goutte augmente proportionnellement au temps ( $t$ ), soit

$$R \propto t^{1/D}. \quad (14)$$

Ces gouttelettes, en grossissant, tendent naturellement à occuper toute la surface du substrat. A un moment ou à un autre, deux gouttes vont se toucher et donner naissance à une nouvelle goutte de volume égal à la somme des deux autres. Ce phénomène de coalescence est primordial puisqu'il remet à l'échelle tout le phénomène de croissance. En effet, on peut se rendre compte aisément que la surface occupée sur le substrat par la nouvelle goutte est inférieure à la somme des surfaces correspondantes des deux gouttes "parents". Un équilibre se fait entre la tendance pour les gouttes à occuper tout le substrat et la diminution de la surface qu'elles occupent qui découle des coalescences. Cet équilibre se traduit par un taux de surface occupée  $A(t)$  qui reste en moyenne constant dans le temps, de valeur universelle  $A \approx 55\%$  (gouttes 3D en interaction sur un plan), une valeur qui n'est pas trop éloignée de la limite d'empilement aléatoire. Il peut sembler paradoxal que des objets continuent à grossir en occupant une surface constante. Mais en fait les gouttes "poussent" dans la troisième dimension.

Bien sûr, cette étape a une fin. Tout d'abord il apparaît de nouvelles "familles" entre les grosses gouttes (Fig.5). Ces familles, prises indépendamment, possèdent les caractéristiques d'auto-similarité décrites plus haut. Puis la gravité joue son rôle, et les gouttes les plus grosses glissent en laissant libre le substrat, où de nouvelles familles de gouttes peuvent faire souche...Et ainsi de suite.

L'étape la plus caractéristique est celle d'une seule famille de gouttes en interaction. La première propriété des coalescences est de faire apparaître des corrélations entre gouttes. Les coalescences accélèrent la croissance. Une théorie de champ moyen montre que les coalescences ont pour effet de multiplier l'exposant de croissance individuelle par le rapport universel  $D/(D-d)$ , où  $d$  est la dimensionalité du substrat. De  $1/D$ , l'exposant de croissance devient  $1/(D-d)$ :

$$\langle R \rangle \propto t^{1/(D-d)}. \quad (15)$$

Ces exposants ont été vérifiés expérimentalement (Fig.6).

Si donc l'on exprime dans l'unité naturelle  $\langle R(t) \rangle$  les grandeurs caractéristiques de la figure de gouttes, ces grandeurs ne dépendent plus du temps et peuvent être exprimés en termes universels. En ce sens on peut dire que cette remise à l'échelle est analogue à celle rencontrée dans les phénomènes critiques

Qu'en est-il de la **dynamique des fluctuations** des grandeurs ci-dessus? Les phénomènes de croissance résumés ci-dessus ont été limités à une approche type "champ moyen", ne considérant que la taille des gouttes moyennée dans l'espace ou la surface couverte moyennée dans le temps. Une étape suivante dans la compréhension est de considérer les fluctuations de ces grandeurs. La surface couverte par les gouttes, par exemple, est soumise à de fortes fluctuations (Fig.7), dont l'origine se trouve dans le phénomène de coalescence lui-même. Le ralentissement du rythme des coalescences avec le temps est lié au fait que les gouttes grossissent et, avec elles, leur distance relative

Pour analyser ces fluctuations, on pourrait considérer, en principe, n'importe quelle grandeur dans laquelle les coalescences jouent un rôle. Le plus simple consiste à analyser les fluctuations d'une grandeur qui reste constante, comme la surface  $A$  ou la grandeur complémentaire  $1-A$  la surface restée libre sur le substrat  $/11/$ . Cette grandeur peut être mesurée facilement dans une expérience où l'on mesure la lumière transmise entre les gouttes.

Ce bruit présente des caractéristiques nouvelles qui peuvent être caractérisé par sa densité spectrale, transformée de Fourier de sa fonction d'auto-corrélation. Un aspect surprenant d'un tel spectre de bruit est la variation en  $1/f^2$  à toutes fréquences. S'il est relativement courant de rencontrer des bruits de répartition en  $1/f$  à toutes fréquences (c'est le bruit d'avalanche ou de "pop-corn"), ou des bruits en  $1/f^2$  à haute fréquence (c'est le signe de relaxations exponentielles dans le temps), un tel type de bruit est tout-à-fait nouveau. En fait ce bruit ne dépend ni de la dimensionalité des gouttes, ni de celle du substrat, ni de l'exposant de la loi de croissance des gouttes... Ce bruit est typiquement la signature d'une croissance par coalescences sur un substrat, la signature de la "buée", et en ce sens il peut être considéré comme universel

Ce phénomène n'admet pas de temps de relaxation. Si l'on veut définir un temps caractéristique dans la dynamique de la formation de la buée, ce serait donc l'intervalle de temps moyen ( $t^{1/D}$ ) entre coalescences. L'unité de temps, ici...dépend du temps.

En guise de conclusion je ne ferais qu'une seule remarque. Il peut sembler contradictoire de prendre comme contre-exemple à un aspect de l'universalité critique un phénomène (l'accélération critique) qui peut s'exprimer, lui aussi en termes d'universalité. Cette universalité, en fait, provient d'une remise à l'échelle des aspects statiques et dynamiques du phénomène. Et c'est cette culture, qui consiste à exprimer un phénomène, par exemple la buée, en termes de lois d'échelle qui me paraît à l'heure actuelle l'aspect le plus séduisant, sinon le plus fertile, des retombées des phénomènes critiques.

## REFERENCES

1. Cette divergence des fluctuations du paramètre d'ordre a lieu pour une dimensionalité d'espace inférieure à une dimensionalité "critique supérieure", qui est 4 pour les fluides.
  2. D. Stauffer, M. Ferer and M. Wortis, Phys. Rev. Lett. **29**, 345 (1972)
  3. C. Bagnuls et C. Bervillier, Phys. Rev. **B32**, 7209 (1985)
  4. P. C. Hohenberg and B. I. Halperin, Rev. Mod. Phys. **49**, 435 (1977)
  5. K. Kawasaki, Ann. Phys. (N.Y.) **61**, 1 (1970)
  6. C. de Dominicis et L. Peliti, Phys. Rev. **B18**, 353 (1978)
  7. par exemple, E. D. Siggia, Phys. Rev. **A20**, 595 (1979)
  8. Expérience ALICE (Analyse des LIquides dans l'Espace) réalisées lors de la mission franco-russe ANTARES de Juillet 1992 à bord de la station.MIR.
  9. A. Onuki, R. A. Ferrel and H. Hao, Phys. Rev. **A41**, 2256 (1990)
  10. Voir, par exemple, D. Beysens et C.M. Knobler, La Recherche (1992); D. Beysens, A. Steyer, P. Guenoun D. Fritter and C.M. Knobler, Phase Transitions **31**, 219(1991)
- /11/ A.Steyer, P.Guenoun et D.Beysens, Phys. Rev. Lett. (1992)

**TABLE 1.** Valeur de certains exposants critiques relatifs à la classe d'universalité des fluides ( $n=1$ ,  $D=3$ )

Exposants	$\beta$	$\delta$	$\gamma$	$\alpha$	$\nu$	$\eta$	$\Delta$
Critiques	0.325	2.815	1.240	0.110	0.630	0.0315	0.493

### LEGENDES DES FIGURES

Fig.1. Diagramme de phase générique dans le plan température  $T$ , paramètre d'ordre ( $M$ ,  $\rho^*=\rho-\rho_c$ ,  $c^*=c-c_c$ ).

Fig.2. Photo d'une cellule remplie de  $CO_2$  en apesanteur (appareil ALICE dans MIR). L'échantillon (densité critique, température  $T=T_c+15.8$  K) est placé dans un interféromètre. Les deux petites sphères sont des thermistors. Le pulse de chaleur envoyé dans le thermistor du haut thermalise quasi-adiabatement le fluide par "effet piston".

Fig.3. Simulation numérique (1D) montrant le mécanisme de thermalisation par expansion de couche limite. Ordonnée: vitesse du fluide. Abscisse: distance par rapport à la paroi (unité réduite par la taille de l'échantillon  $L$ ). La partie gauche est un zoom près de la paroi. La thermalisation du fluide  $dT/dt$  est proportionnelle au gradient de vitesse  $V$  (terme  $P.\text{grad}V$  dans les équations de l'hydrodynamique, où  $P$  est la pression). Ce gradient se propage à la vitesse du son  $c$ . Les chiffres correspondent au temps en unité de temps acoustique  $L/c$ .

Fig.4. Puit aérien expérimental édifié à Trans-en-Provence en 1930 par l'ingénieur belge Achille Knapen. Cette coupole, de 12,75 m de hauteur sur 12,50 m de circonférence, permet la condensation de la vapeur d'eau grâce aux écarts de température jour-nuit.

Fig.5. Images de condensation de la buée lorsque coexistent plusieurs "familles". Les plus grosses gouttes correspondent à la famille initiale. Chacune des familles poursuit une croissance auto-similaire. (Cliché P. Briscoe et K. Galvin).

Fig.6. Croissance d'une assemblée de gouttes 3-D (a). Le phénomène peut être observé sur une feuille ou une fleur, comme en (b), où des structures striées permettent de faire varier la dimensionalité du substrat (cliché P. Da-Costa). Au début de la croissance, lorsque les gouttes ne sont pas encore en interaction, l'exposant est  $1/D=1/3$ . Lorsque les gouttes coalescent en ligne ( $d=1$ ), l'exposant devient  $1/(D-d)=1/2$ . Enfin, lorsque le diamètre des gouttes excède la périodicité des fibres, les interactions se font sur un plan ( $d=2$ ) et l'exposant se change en  $1/(D-d)=1$ .

Fig.7. Fluctuations de la surface couverte lors de la croissance auto-similaire (simulation de gouttes 3-D sur un support 1-D,  $1/11/7$ ). Noter la structure spéciale des fluctuations.

---

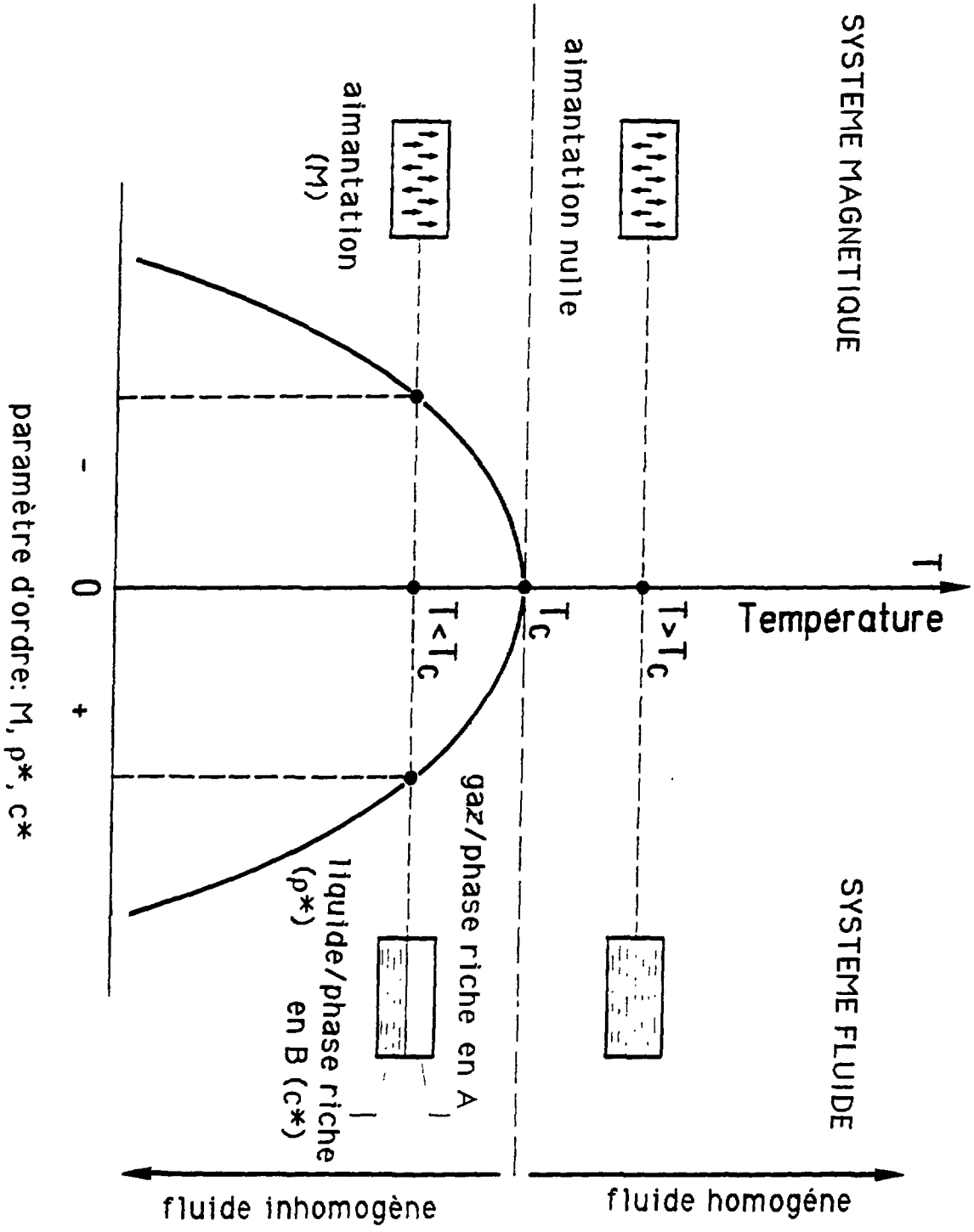


Fig. 1



*fig. 2*

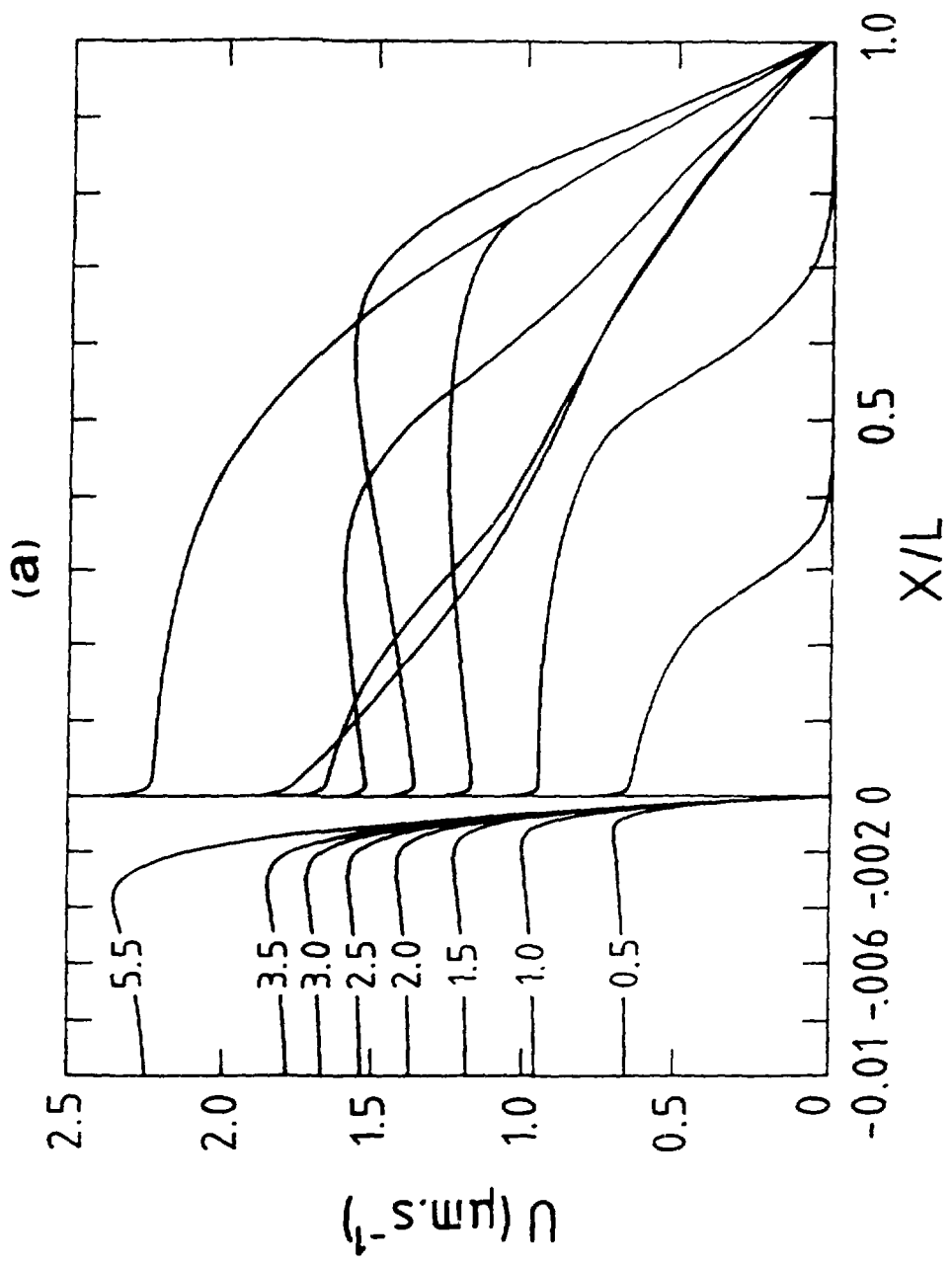


Fig. 3



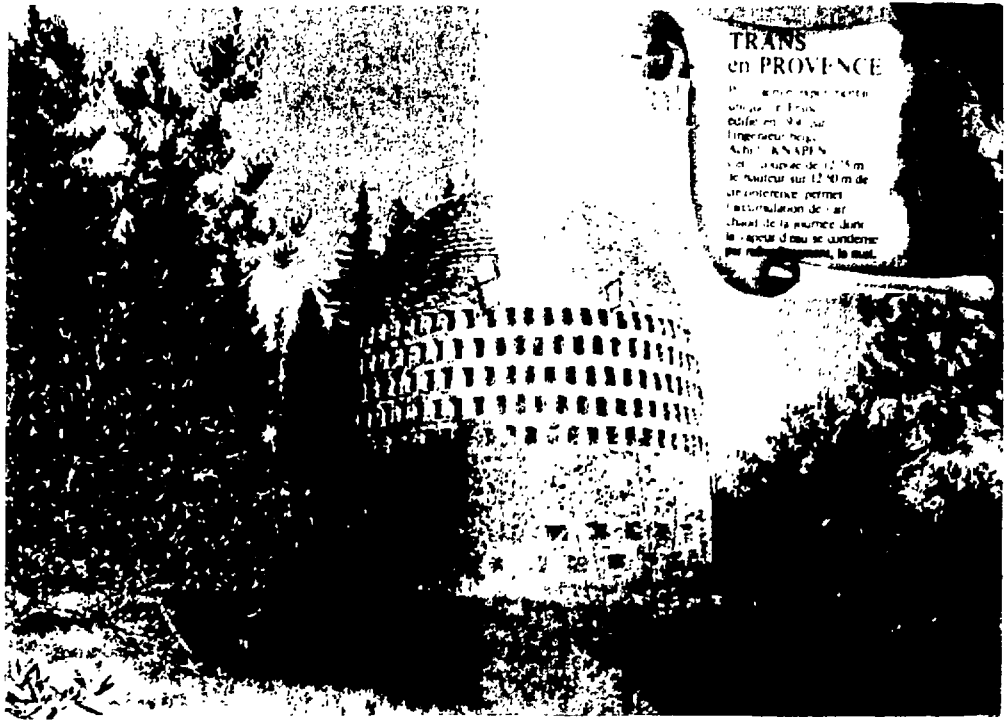
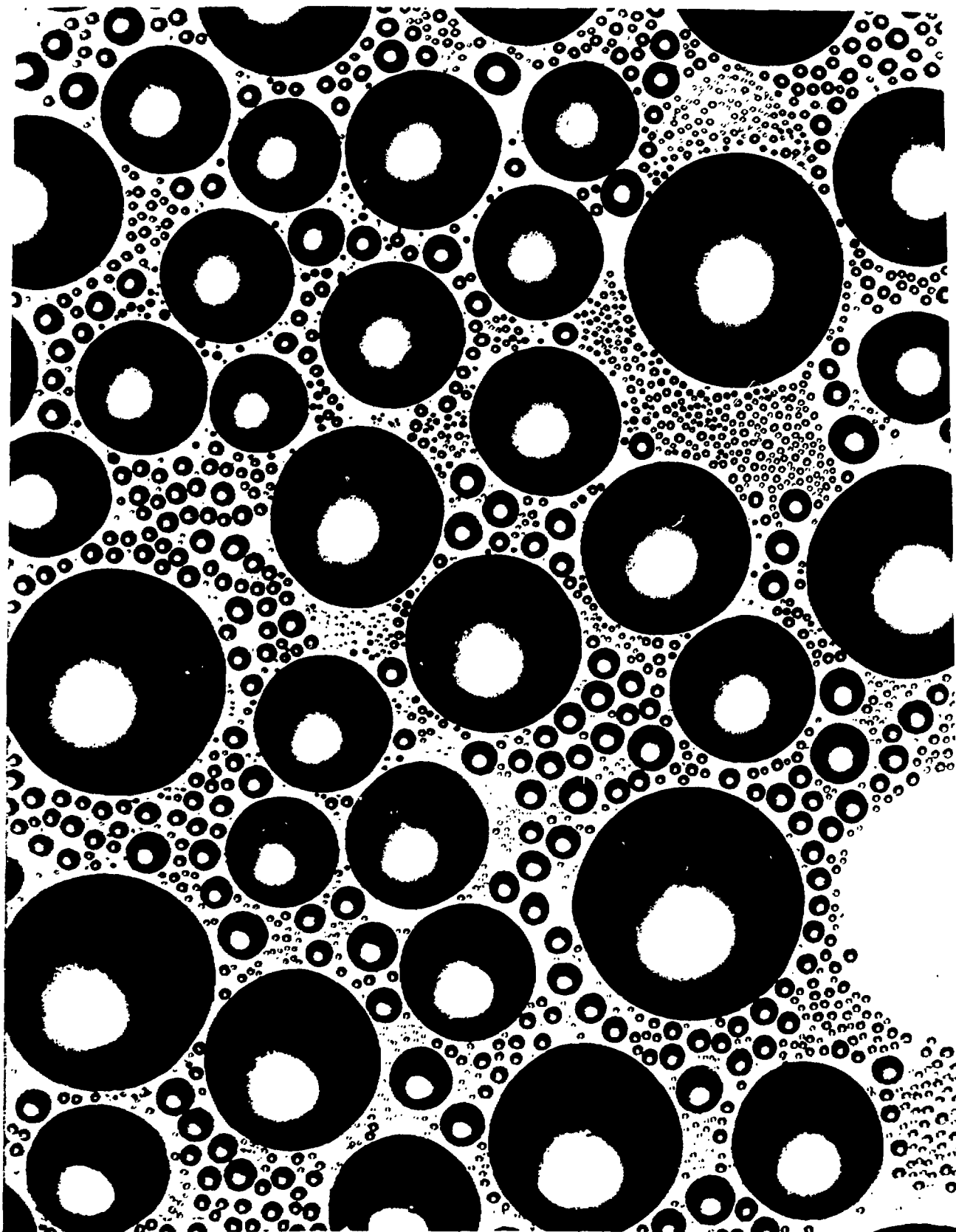
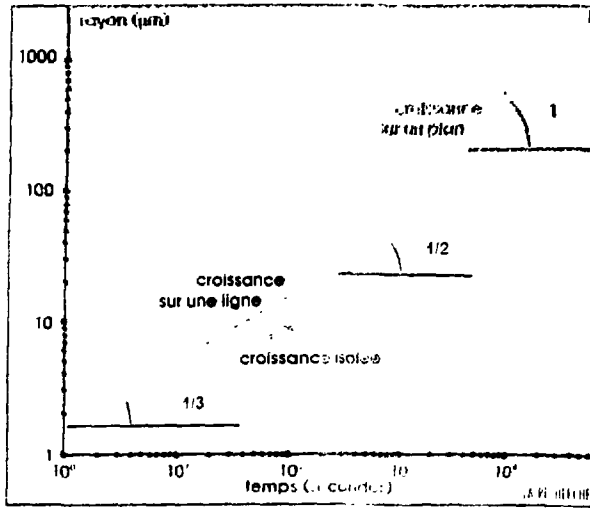


Fig. 100

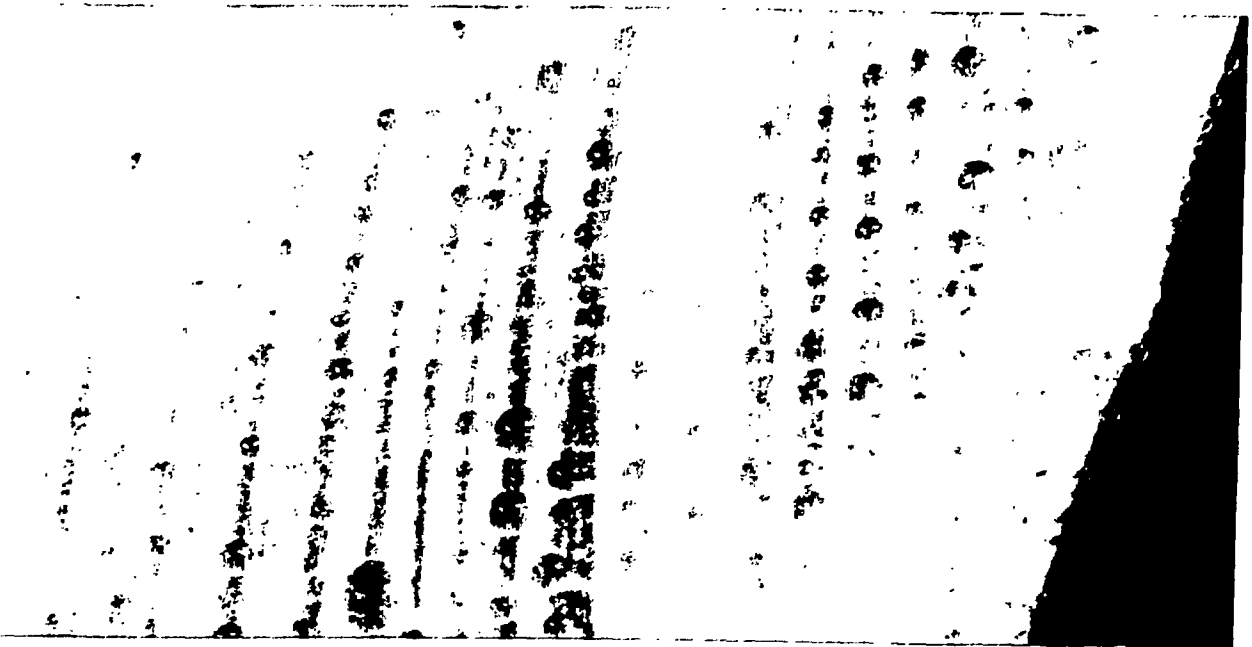


- fig. 5 -

(a)



(b)



*f*

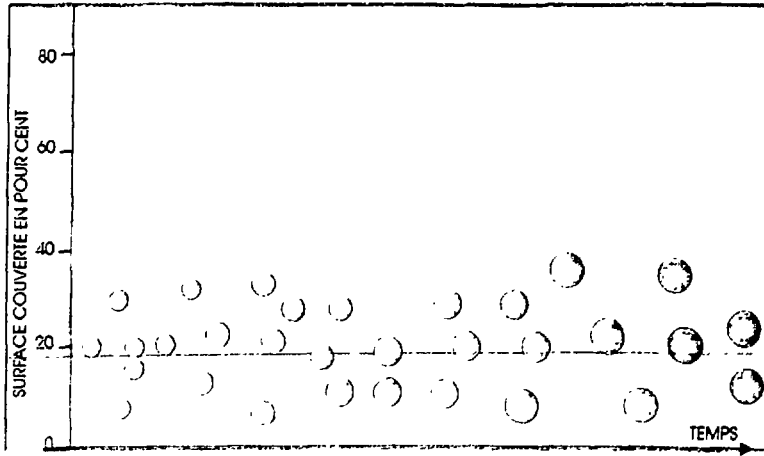


Fig. 7.