



**HAL**  
open science

## Matière de quarks

L. van Hove

► **To cite this version:**

L. van Hove. Matière de quarks. École thématique. Ecole Joliot Curie "La matière nucléaire dans tout ses états", Bombannes, (France), du 16-20 septembre 1985: 4ème session, 1985. cel-00643993

**HAL Id: cel-00643993**

**<https://cel.hal.science/cel-00643993>**

Submitted on 23 Nov 2011

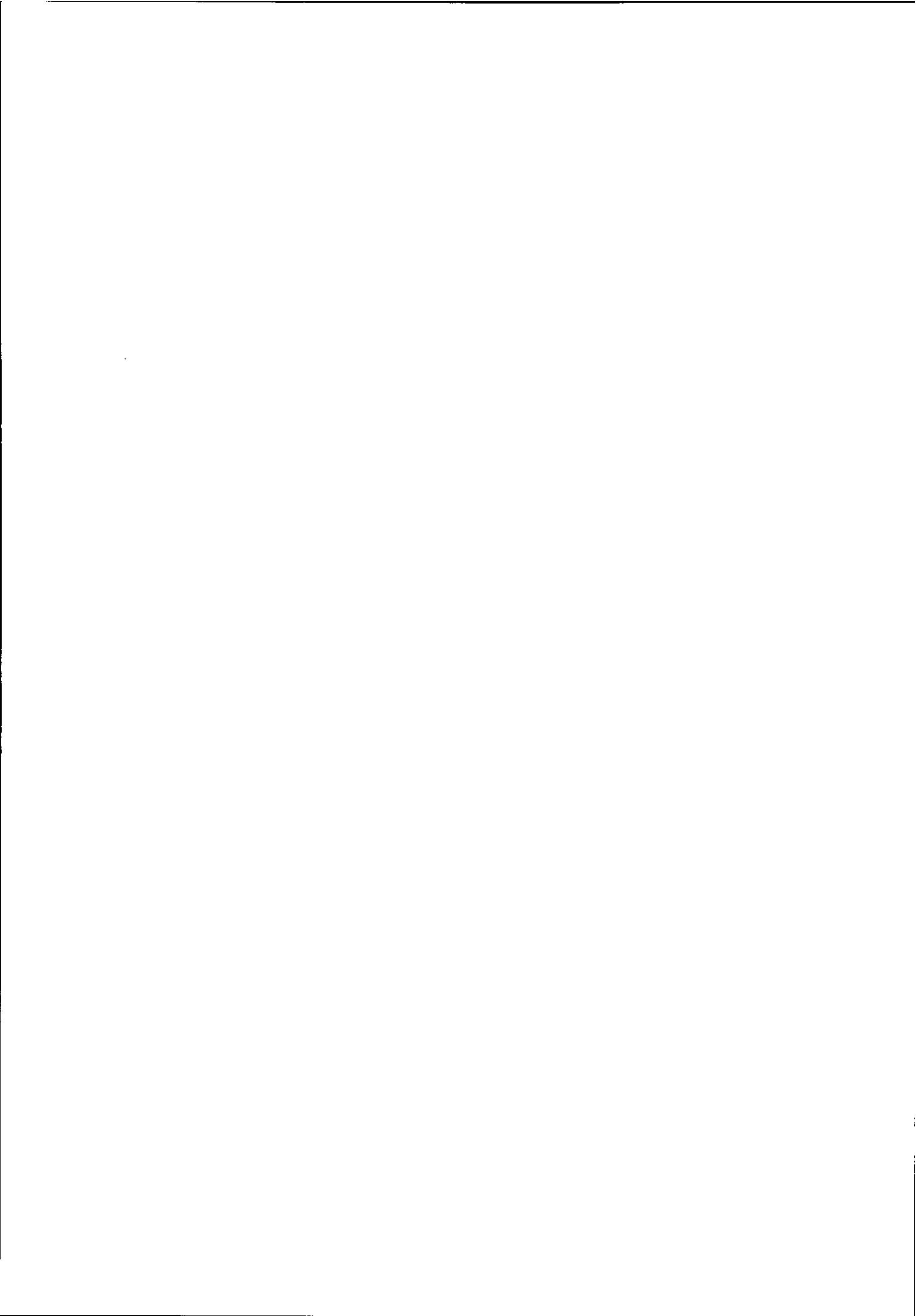
**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

MATIÈRE DE QUARKS

L. VAN HOVE

Division Physique Théorique, CERN Genève



## RESUME

Ce cours passe en revue les prédictions théoriques, l'importance cosmologique et les possibilités expérimentales concernant la matière de quarks et la transition de phase de déconfinement. Les collisions nucléaires ultra-relativistes sont particulièrement étudiées et une liste de signatures possibles de l'existence d'une matière de quarks est étudiée.

## ABSTRACT

These lectures review theoretical predictions, cosmological consequences and experimental prospects concerning the quark matter and the deconfinement transition. Ultra-relativistic nucleon collisions are especially investigated and a list of possible signals for the existence of a quark matter is discussed.

NB : le texte qui va suivre est une traduction des transparents utilisés lors du cours.

I - PREDICTION THEORIQUE D'UN NOUVEL ETAT DE LA MATIERE : LE PLASMA QUARK-GLUON (ENCORE APPELE MATIERE DE QUARRS)

- Constitution de la matière hadronique d'après la chromodynamique quantique (QCD) qui est une théorie de jauge non abélienne fondée sur SU3 (pour les nombres quantiques de couleur)

. les champs de spineurs ont comme quanta les quarks formant des triplets de SU3 avec 5 ou 6 (?) saveurs

. les champs de jauge ont comme quanta les gluons formant des octets de SU3 sans nombres quantiques internes supplémentaires.

- La propriété de confinement : les systèmes hadroniques dans le vide se constituent en états singulets de SU3 (sans couleur)

exemples : - le baryon : (qqq) singulet

- le méson : (q $\bar{q}$ ) singulet



dans lesquels quarks et anti-quarks peuvent être "habillés" d'un nuage de paires q $\bar{q}$  et de gluons

- le noyau est aussi un état singulet de SU3 contenant 3A quarks plus peut être quelques paires q $\bar{q}$ .

L'effet EMC a montré que la distribution de  $q$  et de  $\bar{q}$  dans les noyaux n'est pas le résultat de la convolution (par une distribution de Fermi) de celle des nucléons.

- A basse densité, la matière hadronique forme un gaz de hadrons

- Les hadrons individuels occupent un volume fini ( $\approx 1 \text{ fm}^3$ )

- Que peut-on dire de la matière hadronique très dense dans les cas où :

. la matière nucléaire est très comprimée (objets stellaires denses) ?

. l'agitation thermique à haute température entraîne une haute densité hadronique (pendant les cinq premières microsecondes de l'univers) ? L'hypothèse la plus plausible est que les hadrons doivent se "fondre" en un fluide continu et dense de  $q$ ,  $\bar{q}$  et de gluons : le plasma quark-gluon.

- Sous les conditions suivantes, l'existence d'un plasma quark-gluon semble inévitabile :

. Compression de la matière nucléaire par un facteur 20, entraînant une densité de quarks  $\sim 20 \times 3 \times 0.17 \text{ fm}^{-3} \sim 10 \text{ fm}^{-3}$ .

. chauffage de la matière nucléaire à  $T \sim 500 \text{ MeV} \sim 6 \cdot 10^{12} \text{ }^\circ\text{K}$

Un gaz parfait de  $\pi$  aurait une densité de  $\pi \sim 6 \text{ fm}^{-3}$  soit une densité de  $q$  et  $\bar{q} \sim 12 \text{ fm}^{-3}$ .

- Ce nouvel état de la matière peut-il être produit au laboratoire ?

Peut être dans un nouveau domaine de la physique des ions lourds à explorer : les collisions nucléaires ultra-relativistes. Ceci pose trois types de problèmes, dont les réponses sont affectées de grandes incertitudes :

. propriétés prévues du plasma quark-gluon et de la transition plasma  $\leftrightarrow$  gaz de hadrons.

. compression et échauffement dans les collisions nucléaires

. quels signaux pour la formation du plasma quark-gluon dans ces collisions ?

- Ceci implique beaucoup de travail théorique, encore entaché de graves incertitudes quantitatives aggravées du manque de données expérimentales.

^ - Impossibilité de mesurer la "conductivité de couleur", par opposition au cas du plasma ordinaire.

- Des campagnes expérimentales sont imminentes :

. au CERN (225 GeV/nucléon jusqu'à  $^{16}\text{O}$ )

. à Brookhaven (15 GeV/nucléon jusqu'au  $^{32}\text{S}$ , éventuellement jusqu'à  $^{197}\text{Au}$  avec un booster devant l'AGS, en attendant le RHIC-Relativistic heavy ion collider- pour des faisceaux en collision allant jusqu'à  $^{197}\text{Au}$  et à 100 GeV/nucléon dans les années 1990).

## II - LE PLASMA QUARK-GLUON ET SA TRANSITION AVEC LA PHASE HADRONIQUE

On prévoit deux transitions de phase qui pourraient coïncider :

- la transition de déconfinement gaz  $\leftrightarrow$  plasma
- la transition chirale : restauration de la symétrie chirale (de  $\langle \psi_q \bar{\psi}_q \rangle \neq 0$  à  $\langle \psi_q \bar{\psi}_q \rangle = 0$ )

Le travail théorique suit deux voies :

- description d'un milieu continu :

- . description du gaz à partir de la phénoménologie hadronique

- . description du plasma comme gaz parfait soumis à des corrections perturbatives et des

"corrections de plasmon" fondées sur QCD (complexité des effets collectifs).

- description sur réseau : thermodynamique de QCD à l'approximation de réseau et intégration fonctionnelle par la méthode de Monte-Carlo

- . soit champ de jauge SU3 seul (gluons en interaction) : transition de phase du 1er ordre probable (hystéresis)

- . soit QCD complet avec quarks : la nature de la transition n'apparaît pas clairement mais on prévoit de grandes variations des densités d'énergie  $\epsilon$  et d'entropie  $\mathcal{S}$  et de petites variations de  $p$ ,  $T$ ,  $\gamma$  (?) avec

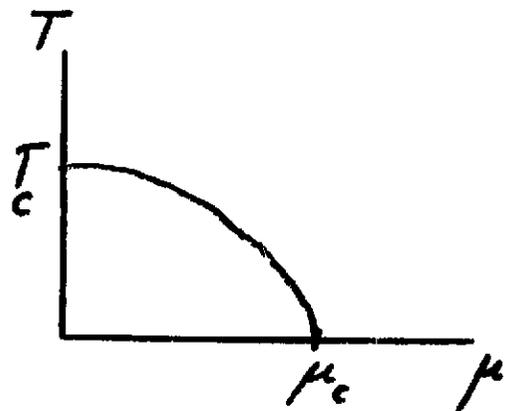
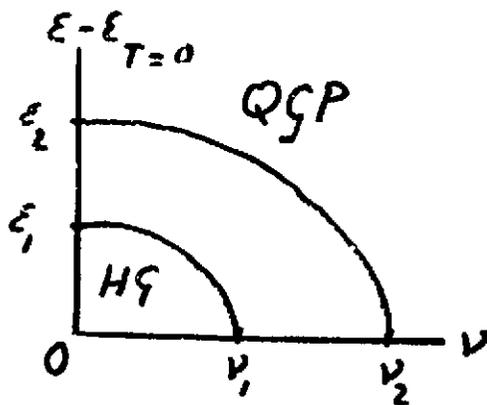
$$\epsilon + p = T\mathcal{S} + \gamma \nu, \quad p = p(T, \gamma)$$

$$\mathcal{S} = \frac{\partial p}{\partial T}$$

$$\nu = \frac{\partial p}{\partial \gamma}$$

où  $\nu$  est la densité nette de quark ( $n_q - n_{\bar{q}}$ ) et  $\gamma$  le potentiel chimique des quarks

Diagramme de phase possible



avec les estimations grossières suivantes :

$$\begin{cases} \xi_2 \sim 2 \xi_1 \sim \text{quelques GeV fm}^{-3} \\ \mathcal{V}_2 \sim 2 \mathcal{V}_1 \sim \text{quelques fm}^{-3} \\ T_c \sim 150 - 300 \text{ MeV} \\ \mu_c \sim 400 - 800 \text{ MeV} \end{cases}$$

(avec  $1 \text{ MeV} = 1.16 \cdot 10^{10} \text{ K}$ )

### Nature de la transition

On peut considérer la gamme croissante de températures critiques :

$T = T_1$  percolation des hadrons

$T = T_2$  le vrai vide ne percole plus ( $T_2 \geq T_1$ )

$T = T_3$  la fraction de volume du vrai vide = 0 ( $T_3 \geq T_2$ )

$T = T_4$  les quarks se condensent ( $\langle \bar{\psi}\psi \rangle_T = 0$ )

Questions ouvertes :

.  $T_1 = T_3$  ?

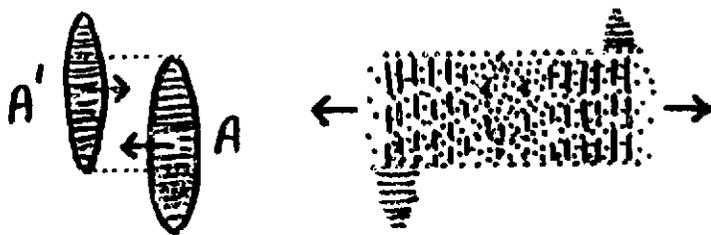
.  $T_1 = T_4$  ?

. nature de la transition (1er ordre avec hystérésis, 2ème ordre, transition douce comme dans la transition en plasma de la matière ordinaire) ?

Le phénomène principal caractérisant la transition devrait concerner la conductivité de couleur.

Sa mise en évidence expérimentale est-elle possible ?

### III - COLLISIONS NUCLEAIRES ULTRA-RELATIVISTES



≡ nucléons spectateurs

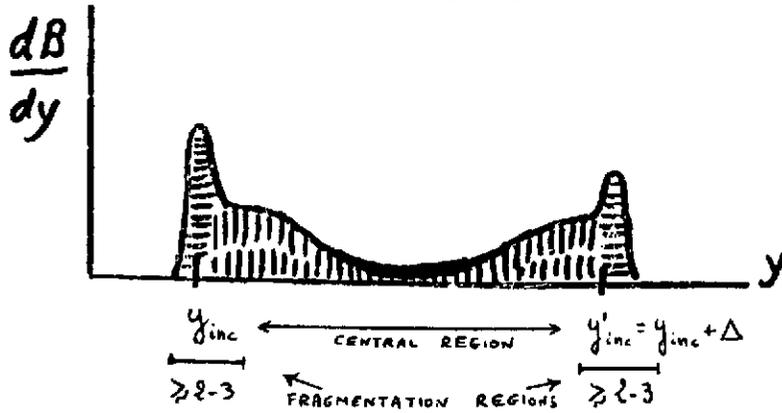
||||| boulés de feu nucléaires } (et aussi création de paires baryon-antibaryon)  
 ●●● mesons }

On appelle rapidité longitudinale

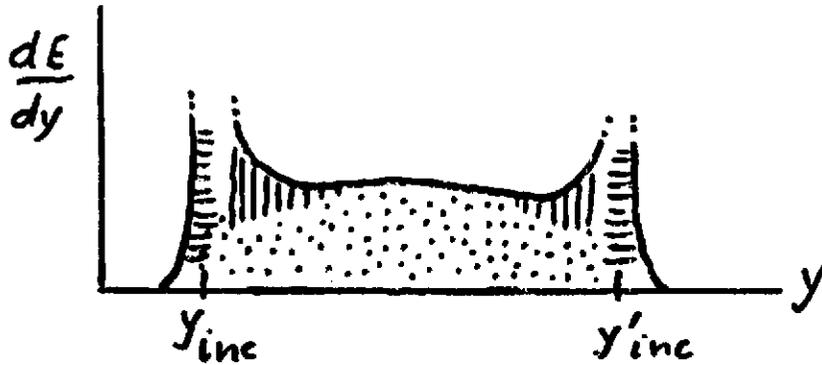
$$y = \text{Argth}(v_{\text{long}}) = 1/2 \ln \left( \frac{1 + v_{\text{long}}}{1 - v_{\text{long}}} \right)$$

(pour  $E_{\text{lab}} = 200 \text{ GeV/u}$ , la différence entre les rapidités des deux ions incidents est  $\Delta \simeq 6$ )

Etudions le nombre baryonique net (c.a.d.  $B = N_B - N_{\bar{B}}$ )



On définit dans une tranche de rapidité  $(y, y + dy)$  "l'énergie comouvante"  $dE$ , mesurée dans le référentiel lié à cette tranche. Elle mesure essentiellement le mouvement transverse, associé à l'"échauffement"



Estimations grossières pour des collisions moyennes

- Dans les régions de fragmentation

la compression donne  $\nu \sim 2\nu_0 \sim 2 \times 3 \times 0.17 \text{ fm}^{-3}$

(le facteur 3 vient de l'existence de 3 quarks et  $0.17 \text{ fm}^{-3}$  est la densité de matière nucléaire normale)

$\xi \sim \text{GeV fm}^{-3}$  peut être prévue, et serait maximum pour  $E_{lab} \sim 15-20 \text{ GeV/u}$ .

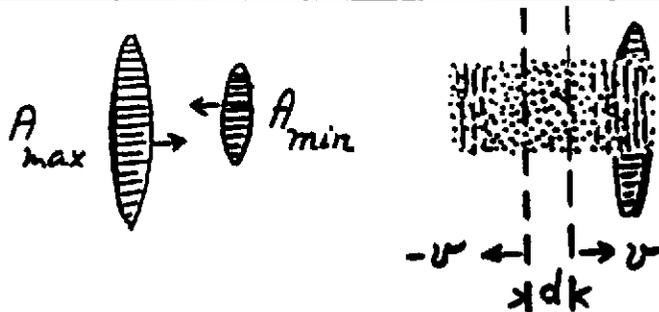
- Dans la région centrale

On atteindrait peut être  $\xi \geq 2 \text{ GeV fm}^{-3}$  à  $E_{lab} \geq 200 \text{ GeV/u}$

$\xi$  continue à croître avec  $E_{lab}$

Ce nombre peut paraître insuffisant, mais on compte aussi sur les fluctuations: on a des évidences pour  $\xi \sim 10 \text{ GeV fm}^{-3}$  au collisionneur  $p\bar{p}$  du CERN

- Estimation des densités d'énergies et d'entropie primaires dans la région centrale



On considère une tranche fine de matière en expansion longitudinale, qui produit des particules dans l'intervalle de rapidité :

$$(y - \delta y/2, y + \delta y/2)$$

Dans le référentiel où cette tranche est au repos :

$$y = 0 \quad ; \quad v \approx \delta y/2 \text{ pour } \delta y \ll 1/2$$

Dans ce référentiel à un temps  $\tau$  (mesuré dans le référentiel propre de cette tranche) peu après que la collision ait commencé, le volume de la tranche est

$$V_\tau \sim \pi R_{\min}^2 d \text{ avec } R_{\min} = 1.2 A_{\min}^{1/3} \text{ fm}, d \sim 2 v \tau \sim \tau \delta y$$

La densité d'énergie primaire s'obtient par

$$\xi_\tau v_\tau \sim \frac{dE}{dy} \delta y \sim \bar{m}_T \frac{3}{2} \frac{dn}{dy} \delta y$$

où  $\bar{m}_T$  est la "masse transverse" moyenne  $\bar{m}_T = \sqrt{\bar{p}_T^2 + m_\pi^2}$

et  $\frac{dn}{dy}$  = multiplicité de particules chargée (le facteur 3/2 tient compte des  $\pi$  neutres).

On trouve (Bjorken, Phys. Rev. D 27 (1983) 140)

$$\xi_\tau \sim \frac{3}{2\pi(1.2)^2} \frac{\bar{m}_T}{\tau A_{\min}^{2/3}} \frac{dn}{dy} \quad (\text{GeV fm}^{-3})$$

(où  $\bar{m}_T$  est en GeV et  $\tau$  en fm/c)

on montre qu'il s'agit d'une sous-estimation.

Pour la densité d'entropie primaire (Hwa et Kajantie, H.U. TFT.85-2) on a (expansion adiabatique de la tranche)

$$\begin{aligned} \mathcal{S}_\tau &\approx \frac{2\pi^4}{45 \zeta(3)} \frac{3}{2} \frac{dn}{dy} \delta y \quad (\text{gaz parfait de Bose}) \\ &\approx \frac{1.2}{\tau A_{\min}^{2/3}} \frac{dn}{dy} (\text{fm}^{-3}) \quad \text{avec } \tau \text{ en fm/c} \end{aligned}$$

on montre qu'il s'agit d'une surestimation

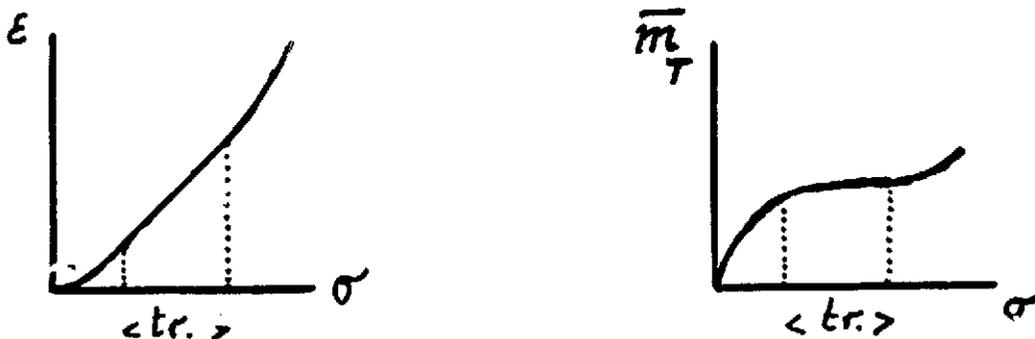
Les formules pour  $\xi_\tau$  et  $\mathcal{S}_\tau$  doivent être améliorées.

- s'il y a transition de phase du 1er ordre, dans la région centrale (où  $B = 0$ ) les équations fondamentales sont :

$$\xi + p = T\sigma \quad \text{avec } \xi = \xi(\sigma), T = \frac{d\xi}{d\sigma}$$

$$\xi = \bar{m}_T \sigma / 3.5 \quad p = p(T) \text{ et } \sigma = \frac{dp}{dT}$$

Dans la région de transition,  $p = p_c, T = T_c$ , avec  $p_c$  et  $T_c$  constants



pour les programmes expérimentaux du CERN et de BNL, ceci doit être étendu à des nombres baryoniques nets  $B > 0$ .

La densité baryonique primaire s'obtient par

$$\beta_Z v_Z \sim \frac{dB}{dy} \delta_y$$

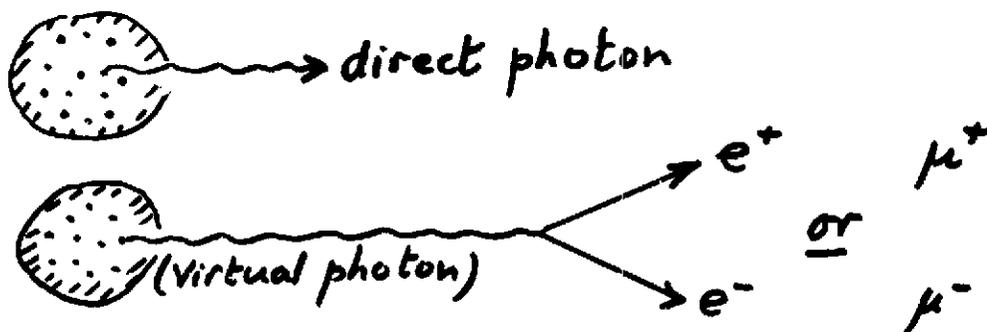
d'où 
$$\beta_Z \sim \frac{1}{\pi (1.2)^2} \frac{1}{\tau_A \frac{2/3}{\min}} \frac{dB}{dy} \text{ (fm}^{-3}\text{)}$$

avec  $\tau$  en fm/c

(les baryons neutres doivent être inclus dans  $\frac{dB}{dy}$ )

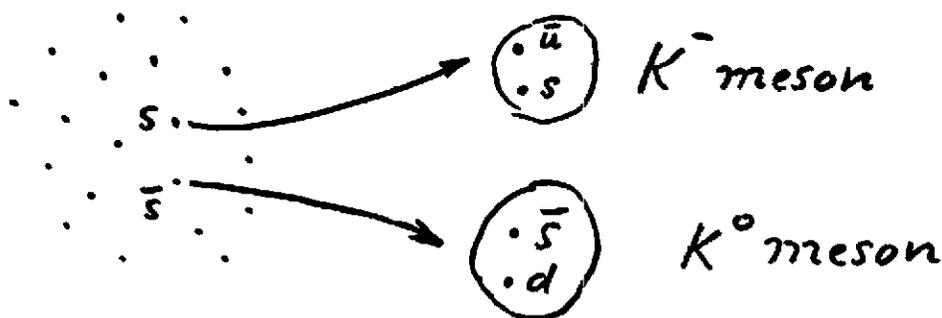
#### IV - SIGNATURES POSSIBLES DE FORMATION DU PLASMA

- 1) signaux électromagnétique émis par le plasma

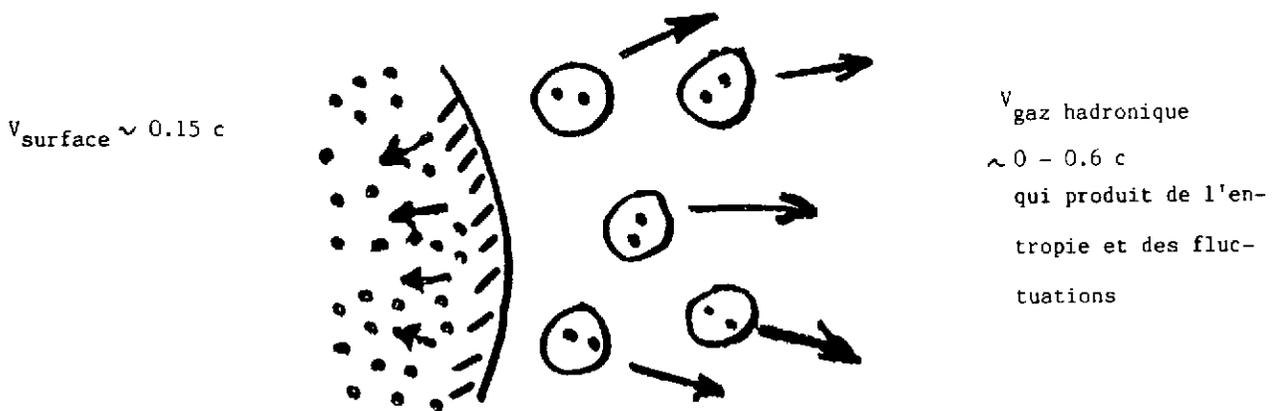


Ces dileptons peuvent s'échapper compte tenu d'une absorption négligeable.

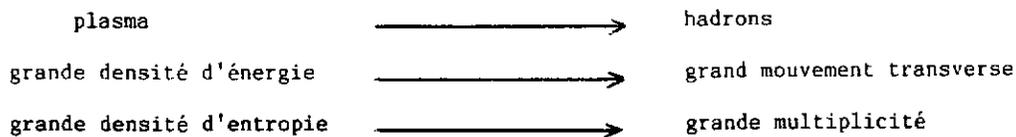
- 2) paires de quarks étranges formés dans le plasma et émis sous forme de hadrons étranges



- 3) libération soudaine de la chaleur latente à la transition (déflagration)

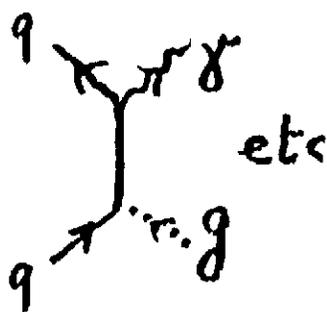


4) plus généralement :

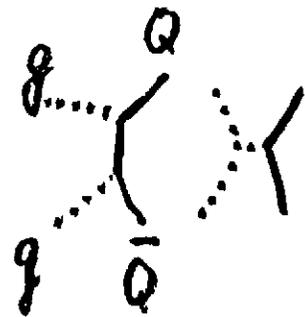


Remarques

- La production de paires de leptons ( $e^+ - e^-$  ou  $\mu^+ - \mu^-$ ) et la production directe de photons (figure a) doivent être calculées dans le plasma en fonction de la température  $T$  et de la densité  $v$  (on a besoin de la distribution spatio-temporelle de ces quantités). Voir plus loin pour les dileptons. La production en l'absence de plasma est mal connue.



a)



b)

- La production de saveurs de quarks lourds (particules étranges, les particules chargées sont sans doute trop lourdes) se fait sans qu'ils soient en équilibre dans le plasma. Ces quarks sont surtout produits par les gluons dans un plasma chaud, de façon probablement plus abondante qu'en l'absence de plasma (figure b)

- signaux de transition de phase liés à la grande chaleur latente

. si la formation de plasma a lieu dans la majorité des collisions

Corrélations entre  $\langle p_t \rangle$  et la multiplicité observées dans la région centrale à

$E_{cm} \sim 50 - 60$  GeV pour des collisions p - p et à  $E_{cm} \sim 540$  GeV pour des collisions  $\bar{p} - p$ . Le

comportement thermique normal se traduit par une augmentation de  $\langle p_t \rangle$  avec la température T et la pression p ainsi que par une augmentation de la multiplicité avec l'entropie. Or lors d'une transition de phase avec grande chaleur latente on observe un fort accroissement de l'entropie sans augmentation de T et p. Une anomalie dans la courbe de  $\langle p_t \rangle$  en fonction de la multiplicité pourrait donc signifier la présence d'une telle transition. (voir dernière figure du § II.3).

. si la formation de plasma est exceptionnelle

On pourrait observer des fluctuations de multi-hadrons causées par des instabilités dans l'échappement de la chaleur latente en provenance du plasma (déflagration du plasma), dues à l'existence d'un front de choc entre plasma et gaz.

Evidences dans les rayons cosmiques ?

Emission de dileptons par des plasmas chauds ( $T \gg T_c$ ), traitement récent de

L.D. M<sup>c</sup> LERRAN, T. TOIMELA, Phys. Rev. D31 (1985) 545, et

R.C. HWA, K. KAJANTIE, Helsinki preprint (1985) HU-TFT-85-2

Le dilepton ( $e^+e^-$  ou  $\mu^+\mu^-$ ) est caractérisé (avec des notations usuelles) par M,  $p_t$  et y. On définit sa "masse transverse"  $M_t$  par

$$M_t = \sqrt{M^2 + p_t^2}$$

Le taux d'émission de ces dileptons par le plasma est donné par

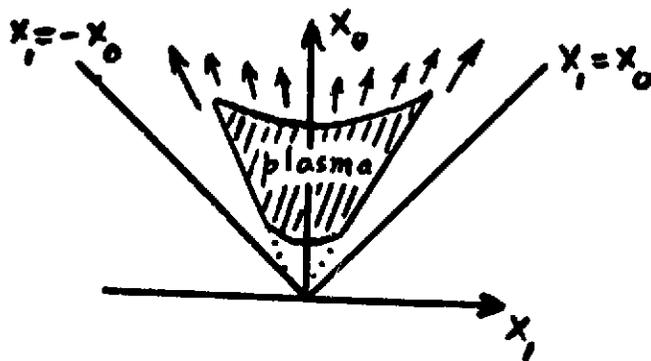
$$dN/dM^2 dp_t^2 dy = \int_{\text{plasma}} d^4x dN_{p1}(T(x))/dM^2 dp_t^2 d(y-y(x))$$

où  $dN_{p1}(T)/dM^2 dp_t^2 dy$  est le taux d'émission par unité de volume-temps du plasma au repos à température T.

Il en résulte que :

$$dN/dM^2 dp_t^2 dy = \int_{T_c}^{T_i} dT \int dy' \Phi(T, y') dN_{p1}/dM^2 dp_t^2 d(y-y')$$

où  $T_i$  et  $T_c$  sont les températures initiale et de transition et avec



$$\bar{\Phi}(T, y') = \int_{\text{plasma}} d^4x \delta(T(x) - T) \delta(y(x) - y')$$

Pour  $T \gg T_c$  le plasma est presque un gaz parfait de quarks et de gluons ce qui entraîne :

1)  $\bar{\Phi} \propto T^{-7}$  et est indépendant de  $y'$  (à cause du caractère adiabatique de l'expansion longitudinale et de l'invariance de Lorentz).

2)  $\frac{dN_{p1}(T)}{dM^2 dp_{\xi}^2 dy} = f(M_t/T, y)$  avec  $f \propto e^{-M_t/T}$  pour  $T \ll M_t$

Si  $T_i \gg M_t \gg T_c$  alors

$$\frac{dN}{dM^2 dp_{\xi}^2 dy} \sim \int dy' \frac{dN_{p1}(M_t)}{dM^2 dp_{\xi}^2 d(y-y')} \int_{M_T}^{T_i} \bar{\Phi}(T, y') dt$$

cette dernière intégrale étant proportionnelle à  $M_t^{-6}$  et donc

$$\frac{dN}{dM^2 dp_{\xi}^2 dy} \propto M_t^{-6} \text{ et indépendant de } p_{\xi}^2 / M^2$$

V - SCENARIO PROPOSE PAR L'HADRONISATION D'UNE GOUTTELETTE EN EXPANSION DE PLASMA QUARK-GLUON

Il faut noter que d'autres scénarios sont possibles

Soit  $\delta$  la distance minimale entre partons de QCD (quarks, antiquarks, gluons)

- pour  $\delta < 1$  fm, les champs de confinement de couleur (c.a.d. les champs de jauge de QCD) couvrent tout l'espace du plasma

- pour  $\delta > 1$  fm, les champs s'effondrent en cordes (tubes de flux) séparés par le vide non perturbatif de QCD



• partons  
 /// fields  
 ••• vacuum



$\delta \approx 1$  fm

- des cordes se cassent par création de paires de partons (quarks légers)

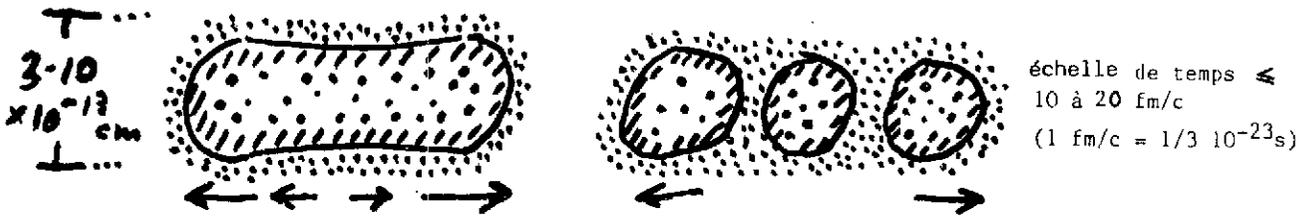


breaks into



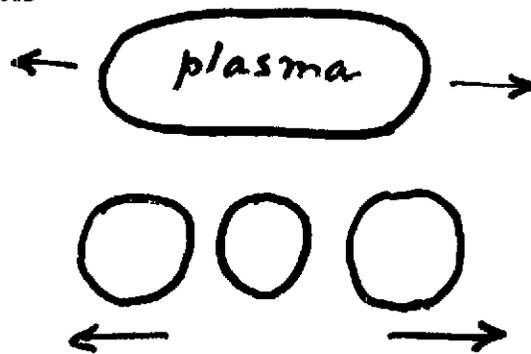
newly created  
 $q\bar{q}$  pair

- une gouttelette en expansion peut se briser en plus petites gouttelettes, et la tension de corde arrête l'expansion des morceaux

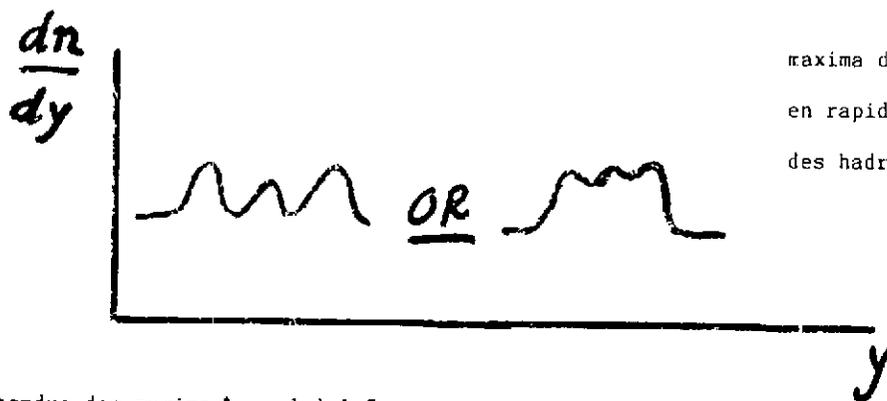


- une gouttelette de plasma ne subissant pas d'expansion peut alors donner lieu à une "déflagration" en émettant un flux de gaz hadronique dans le vide (dans un plasma plus étendu en expansion, des bulles de vide se formeraient).

Dans ce cas la distribution résultante en rapidité des hadrons devrait présenter des maxima pour la rapidité des gouttelettes



gouttelette en expansion  
 se brisant en gouttelettes  
 resubissant plus d'expansion



maxima dans la distribution  
 en rapidité longitudinale  
 des hadrons

Largeur attendue des maxima  $\Delta y \sim 1$  à 1.5

- les autres signaux pour la formation du plasma (dileptons directs et photons, hadrons étranges) devraient être concentrés dans ces maxima

- les hadrons du plasma devraient avoir un  $p_t$  un peu plus grand que la normale, avec une distribution azimuthale large mais fluctuante.

Quelques références introductives

L. VAN HOVE, in "Quark Matter Formation and Heavy Ion Collisions", proc. Bielefeld workshop (1982) eds. M. Jacob and H. Satz (World Scientific, Singapore, 1982) 349.

L. VAN HOVE Z. Phys. C27 (1985).

L. VAN HOVE, "Proc. of the Second Intern. Conf. on Nucleus-Nucleus Collisions" Visby (1985) to be published in Nucl. Phys. .

G. BAYM, Nucl. Phys. A418 (1984) 433c.

B. MULLER, "The Physics of the quark-gluon plasma" Lecture notes in Physics 225 (Springer, Berlin, 1985).