



## 3.1 MODELISATION DES MECANISMES DE FRAGMENTATION

*R. Bougault, D. Durand et F. Gulminelli*

COLLABORATION : LPC, ISN-GRENOBLE

Nous avons examiné le rôle du mouvement collectif de grande amplitude dans la fragmentation nucléaire à l'aide de simulations semiclassiques à la fois macroscopiques et microscopiques (BUU).

Ces études sont motivées par la recherche des instabilités responsables de la fragmentation nucléaire. Deux cas ont été examinés: la formation de bulles causée par l'expansion collective d'un noyau comprimé pour les réactions très centrales, et pour les collisions semi-centrales la fission rapide des deux partenaires issus d'une réaction binaire dans leur champ coulombien respectif.

Dans les deux cas la voie de fragmentation est dominée par l'inter-relation entre le champ coulombien et le champ nucléaire, et il est possible d'obtenir des prédictions semi-quantitatives en fonction des paramètres d'interaction.

### 3.1.1 Réactions centrales

Les équations de transport du type BUU prédisent pour les réactions centrales la formation d'un état transitoire de haute densité. Une question d'intérêt, largement débattue à l'intérieur de la communauté, concerne le mécanisme subséquent de désexcitation. Il semble raisonnable d'imaginer que la pression stockée dans le mode compressionnel se manifeste par une expansion collective du système. Comme la pression est une fonction croissante de l'énergie disponible dans le centre de masse, on peut donc imaginer une variété de voies de sortie en fonction de l'énergie, à partir de la fragmentation due à l'amplification des fluctuations à l'intérieur de la zone spinodale jusqu'à la vaporisation complète du système à très haute énergie d'excitation. Si la pression atteinte est suffisamment élevée, l'état final de la réaction peut garder une mémoire de la voie d'entrée sous la forme d'une énergie collective radiale superposée au mouvement désordonné thermique.

En effet les mesures existantes d'énergie radiale suggèrent une forte compression dans la phase initiale de la réaction et que, pour des énergies de bombardement supérieures à approximativement 100 MeV/u, les réactions très centrales puissent être décrites par la formation d'une onde simple de compression, l'établissement d'une surface de choc, et une onde simple de raréfaction dans le cadre d'un mouvement auto-similaire<sup>1</sup> du gaz nucléaire [1]. La valeur de l'énergie radiale mesurée est alors quantitativement reliée au coefficient d'incompressibilité de la matière nucléaire. (Voir chapitre "Description de l'interaction").

---

1. un mouvement dont l'image reste invariante dans le temps moyennant un changement adéquat de l'échelle des longueurs est dit auto-similaire

Nos simulations numériques indiquent que ce schéma simple n'est plus applicable aux énergies Ganil.

Dans la figure 3.1.1, les profils de densité et vitesse radiale sont reportés en fonction du temps pour trois simulations effectuées avec l'équation BUU. La condition initiale est donnée par un noyau équilibré de masse  $A=230$  sous des conditions différentes de température et de densité [1].

Un écoulement auto-similaire de la matière est visible seulement dans le calcul à plus haute densité (fig. 3.1.1(bas)), avec une vitesse collective proportionnelle au rayon et une expansion quasi homogène. Dans ce régime, l'énergie collective peut être calculée en intégrant l'énergie radiale sur le volume de "freeze-out", et directement comparée à l'énergie par nucléon des fragments détectés. Une sensibilité importante à la compressibilité nucléaire est prédite. Le régime d'expansion auto-similaire est prédit, pour un système de taille autour de  $A_{\text{tot}}=200$ , aux paramètres d'impact  $b < 1$  fm et avec une énergie incidente  $E_{\text{beam}}/A \geq 200$  MeV/u. Les simulations BUU pour le système Xe+Sn à 200 MeV/u montrent que, même dans le cas d'une expansion auto-similaire, la symétrie n'est pas sphérique mais il y a une émission préférentielle dans le plan perpendiculaire au faisceau ("squeeze out").

Pour des densités maximales inférieures (figs. 3.1.1(haut), 3.1.1(milieu)) la pression accumulée n'est pas suffisante pour permettre une expansion homogène du système et vaincre l'attraction du champ nucléaire, et on assiste à la formation de structures à la surface du noyau. Ces structures se développent en bulles si la densité initiale est supérieure à approximativement une fois et demie la densité de saturation, et si le système est suffisamment lourd pour que la répulsion coulombienne puisse équilibrer le champ nucléaire (fig. 3.1.1(milieu)). Dans ce dernier cas, on s'attend à observer dans l'état final les fragments émis par la bulle avec une énergie radiale par nucléon dépendante de la densité initiale (et inférieure à l'énergie stockée dans le mode compressionnel). Dans ce régime d'expansion non auto-similaire les particules légères (émises dans la première phase de l'expansion) et les fragments (émis par la bulle) peuvent donc avoir une énergie radiale par nucléon très différente. Par exemple, pour le système Pb+Au à 29 MeV/u nous prédisons la formation d'une bulle de forme toroïdale à paramètres d'impact très centraux, seulement si les effets du milieu ne réduisent pas la section efficace nucléon-nucléon libre. Dans la figure 3.1.2 est tracée la distribution des particules dans l'espace des configurations pour une collision Pb+Au à 29 MeV/u avec  $b=1$  fm, au temps  $t=500$  fm/c. L'axe  $z$  représente l'axe du faisceau. L'énergie radiale prédite pour les fragments est de l'ordre de 2 MeV/u.

Finalement on peut remarquer sur la figure 3.1.1(haut) que, pour les énergies d'excitation typiquement atteintes dans les expériences Nautilus ou INDRA, la pression thermique n'est pas suffisante pour produire un signal d'expansion radiale.

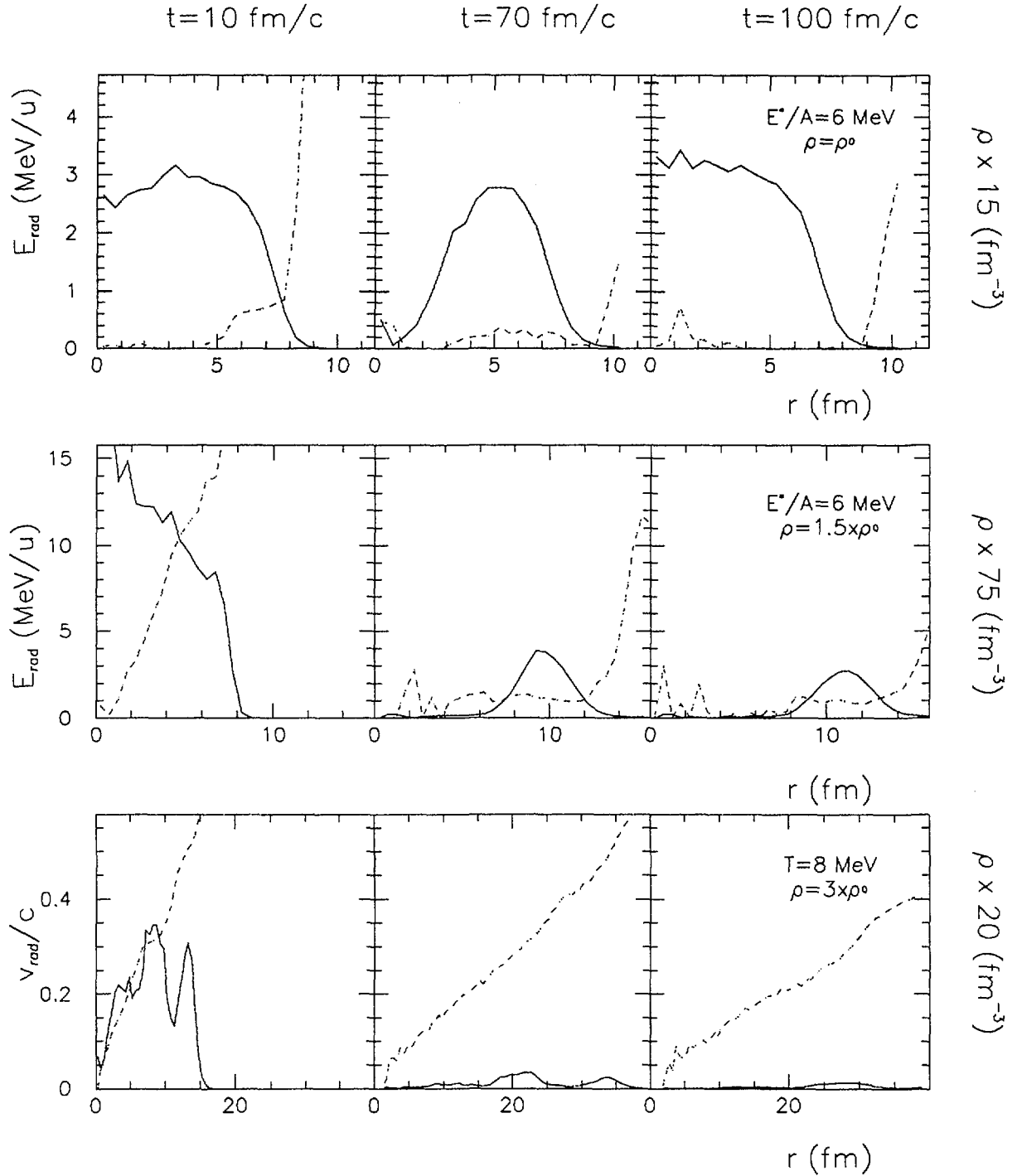


Figure 3.1.1: Profils de densité (trait plein) et de vitesse ou d'énergie radiale (trait pointillé). Trois conditions initiales de densité sont données:  
en haut:  $\rho = \rho_0$ , milieu:  $\rho = 1,5\rho_0$ , bas:  $\rho = 3\rho_0$ .

Pb+Au  $E/A=29$  MeV/u  $b=1$   $t=500$  fm/c

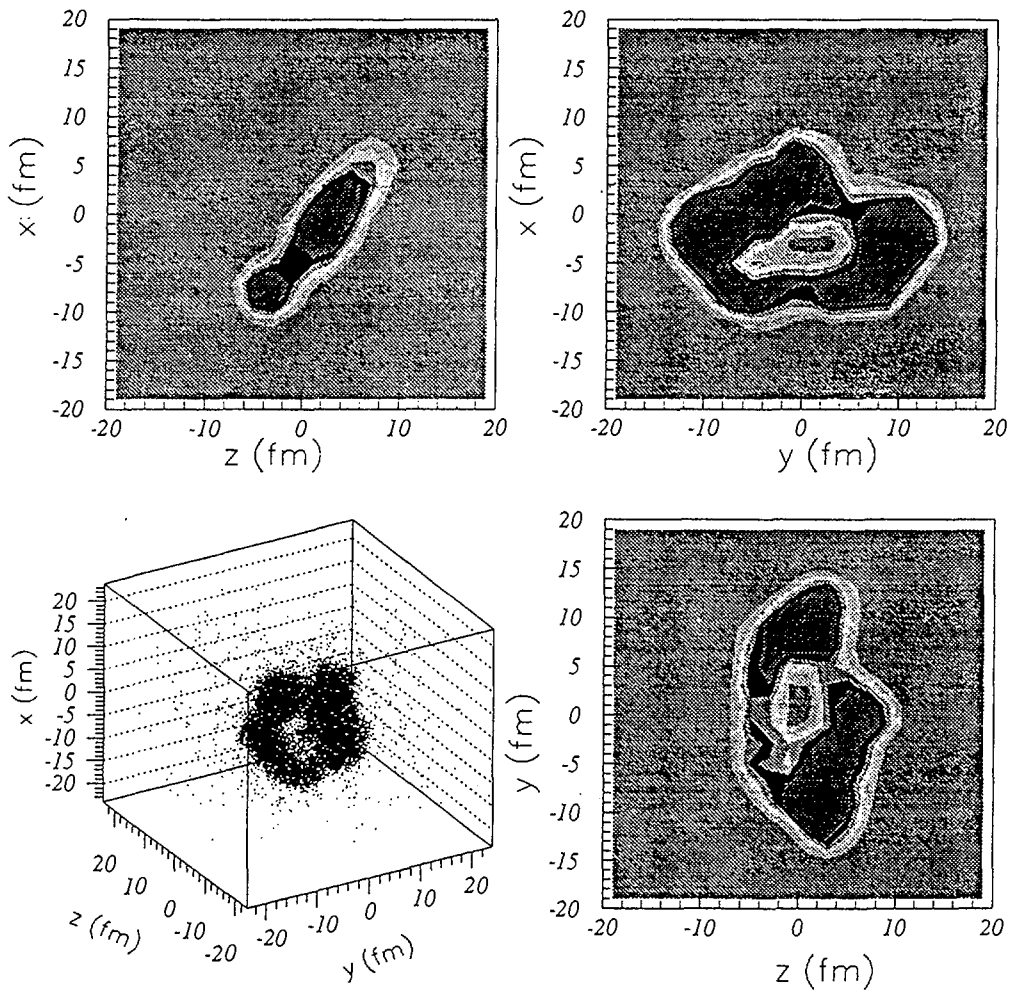


Figure 3.1.2: Distribution des particules dans l'espace des configurations.

### 3.1.2 Réactions semi-centrales

Les phénomènes détaillés dans le paragraphe précédent rendent compte d'une petite partie de la section efficace de réaction, qui est en général dominée par des processus binaires. La production de fragments à l'issue d'une réaction binaire peut être due à une augmentation de la probabilité de fission due aux effets de proximité des partenaires de réaction, surtout dans les collisions semi-centrales où les simulations prédisent une forte déformation à la sortie d'un processus profondément inélastique. Dans ce cas, la fission peut devenir la voie de sortie dominante et comme telle, peut être calculée à l'aide de l'équation BUU.

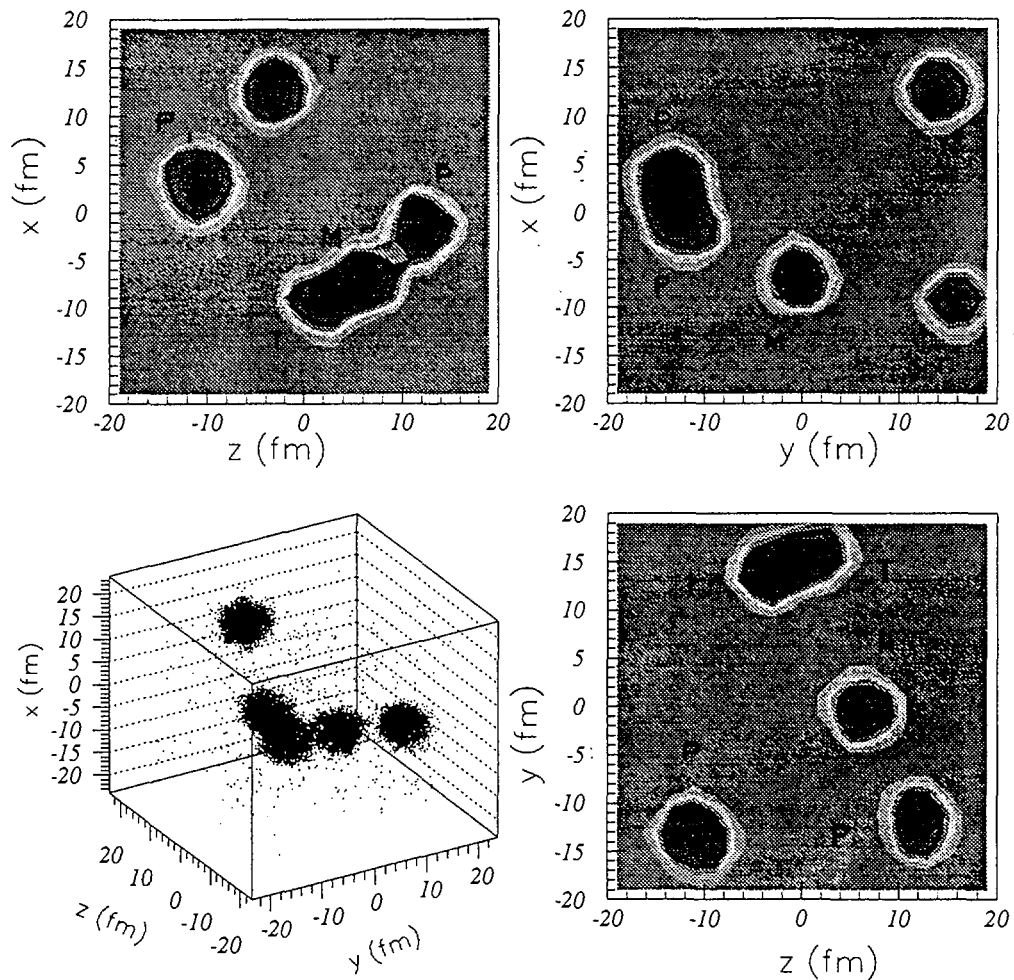


Figure 3.1.3:  $Pb+Au$   $t=500$  fm/c  
Distribution des particules dans l'espace des configurations.

Un exemple est donné dans la figure 3.1.3 qui représente la distribution asymptotique des fragments issus d'un quasi-projectile Pb et une quasi-cible Au. Au temps initial, une déformation "prolate" est donnée aux deux noyaux avec un rapport d'aspect  $R=1.4$ . Les lettres  $P, T, M$  se rapportent aux fragments composés de nucléons provenant en majorité du quasi-projectile ( $P$ ), de la quasi-cible ( $T$ ), ou avec une proportion comparable des deux ( $M$ ). Le temps de cassure est estimé de l'ordre de 300 fm/c, fortement dépendant de la température initiale. La dépendance du temps de cassure en fonction des paramètres de l'interaction est en cours d'étude [2].

#### Références:

- [1] R. Bougault, F. Gulminelli et F. Schussler, soumis à Europhys. Lett.  
[2] D. Durand et F. Gulminelli, en préparation



FR9810133

## 3.2 GENERATEURS D'EVENEMENTS

*D. Durand, F. Gulminelli, O. Lopez, E. Vient*

L'activité liée à la simulation des collisions d'ions lourds aux énergies de Fermi à l'aide des modèles phénoménologiques s'est poursuivie ces deux dernières années.

Les générateurs d'événements sont essentiels lors de la phase de mise au point des méthodes d'analyses des données obtenues avec des multidétecteurs  $4\pi$  tels INDRA ou l'ensemble NAUTILUS. Ceux-ci sont des outils d'utilisation complexe. On ne peut pas espérer signer ou quantifier correctement un phénomène ou une grandeur physique lors d'une analyse, sans vérifier à l'aide d'une simulation sa faisabilité, sa validité, et estimer les biais introduits par le filtre expérimental. Plusieurs études faites au laboratoire, l'ont d'ailleurs montré (détermination du plan de réaction de la collision pour l'étude du flot [1], détermination des caractéristiques cinématiques du quasi-projectile [2], mesure de l'énergie d'excitation emmagasinée dans un noyau chaud [3]).

Plusieurs améliorations ont été apportées par rapport au générateur déjà existant, Eugène [4]:

- introduction des corrélations spatio-temporelles entre les différents produits issus de la désintégration des noyaux excités en calculant les trajectoires des particules dans la phase finale de la réaction [5],
- prise en compte dans la cascade de décroissance des niveaux discrets des agrégats les plus légers [5],
- possibilité de décrire schématiquement l'explosion du noyau par l'émission simultanée de plusieurs fragments (multifragmentation) à l'aide d'un mécanisme analogue à celui utilisé dans le code Wix de J.Randrup [5-7].