

Densities and Temperatures at Fragment Formation in Heavy-Ion Collision

Akira Ohnishi

*Division of Physics, Graduate School of Science,
Hokkaido University, Sapporo 060-0810, Japan*

In order to clarify whether the liquid-gas phase transition is relevant to the multi-fragment formation found in intermediate energy heavy-ion collisions, we estimate the densities and temperatures at fragment formation in Au+Au collisions at incident energies of 150 MeV/A and 400 MeV/A within the Quantum Molecular Dynamics (QMD) model with and without quantum fluctuations implemented according to the Quantal Langevin (QL) model. The calculated results show that the IMFs are mainly produced inside the unstable region of nuclear matter, which supports the idea of the fragment formation from supercooled nuclear matter.

1 Introduction

重イオン反応における多重破砕反応が、核物質の液相・気相相転移にともなう臨界現象として理解できるかもしれない—このアイデアは、重イオン反応における破砕現象の研究の大きな基盤となってきたものであり、様々な実験的、理論的な研究を生み出してきた。比較的初期の段階では、Fisher の理論 [1] から得られる臨界的な状況でのフラグメントの大きさ (=質量数) の冪乗則 (Power Law) が、様々な衝突径数からの寄与の混じった inclusive なフラグメント 質量数分布に対して成り立ち、臨界指数が引き出せる、という荒っぽい主張もあったが、量子分子動力学 (Quantum Molecular Dynamics; QMD) などのシミュレーション計算により、質量数分布は衝突径数ごとに異なり、それらの平均として現れる inclusive な分布は、Power Law は成り立っているように見えても偶然である、との理解に少し落ち着いたかみえた。しかし、ここから“臨界派”の巻き返しが起こった。(あるいは、上のような理解はごく一部の研究者内部のものであったかも知れない。) 実験としては、 4π のほぼ全ての立体角をおおう観測器の開発・発展による event ごとの解析、観測されるフラグメントに束縛されている陽子数 (Z_{bound}) などによる衝突径数の実験的同定とその衝突径数ごとのフラグメント分布の測定、温度と励起エネルギーの測定による原子核のカロリー曲線の決定、などの研究が次々に進み [2, 3, 4, 5, 6]、最近では、荷電粒子多重度の一つ一つにたいするフラグメントの分布から、臨界指数のみではなく、Fisher の理論で現れるスケーリング関数を実験で引き出そう、という試みまで進んでいる [7]。一方理論の側でも、ナイーブな統計モデルから始まり、系のサイズが大きいときの相転移を厳密に扱える Percolation 模型や Lattice Gas 模型などを輸送模型と組み合わせた計算方法が進展し、実験データを見事に説明したり [8, 9]、方法としては単純ではあるけれどもきちんと多体系の Microcanonical 集団を取り扱う統計模型が発達し、原子核の破砕のみではなく、マイクロ・クラスターの分野に適用されるなど [10]、“臨界派”の理論的研究にも大きな進展が見られる。

さて、我々を含むこの「ハドロン多体系のシミュレーション研究会」の参加者の多く (少なくとも一部) は、上述のような破砕現象を含む原子核反応における様々な現象を、統計平衡を仮定しない微視的な輸送模型を用いて理解しよう、という目的意識を持っている“動力学派”であるといえよう。もちろん、これらの2つの立場は互いに矛盾したものではなく、動力学から臨界現象の記述を目指す、あるいは臨界現象として記述する上での局所平衡の条件やフローの影響を動力学から理解するといった相互理解は是非とも必要であろう。ただし、現時点ではそれぞれの立場に得手不得手がある。例えば、“動力学”の立場からの研究は、準弾性散乱のような小数の段階のみを経るような過程のスペクトルから、比較的速い時間スケールでおこるフラグメントの生成過程、また、多段階過程を経るおこる核子の蒸発や破砕を一つの枠組で記述可能であるというメリットと同時に、上述のような臨界現象としての視点から見る、あるいは統計平衡状態における核物質の熱的性質と結び付けて核反応で現れる現象を見るということが困難 and/or 間接的であるというデメリットがある。

この研究では、量子統計力学に動機を得て構築された動力学—量子ランジュバン模型—により、統計平衡状態での原子核の性質を調べ、その平衡での性質が実際の核反応にどのように反映されるかを明らかにすることを目的としている。これまでの研究で、統計平衡状態での温度とエネルギーの関係、平衡状態でのフラグメント分布、同じ模型を用いた核反応からのフラグメント生成、などについて調べてきた [11]。こうした結果として分かってきたこととして、原子核の低温領域での量子統計的な振舞から高温での古典統計的振舞への移り変わりを記述する上で局在した波動関数を記述するパラメータに対する (2 体の衝突項で表せない) 量子揺らぎが必要であること、またこの量子揺らぎが重イオン衝突からのフラグメントの生成などの記述を大幅に改善すること、などがあげられる。

これらの成果は、動力学から量子統計力学を理解する、あるいは動力学における量子揺らぎの役割を明らかにする、という立場からは成功したと自己評価しているが、残念ながら、最初に述べた大きな問題—多重破碎は核物質の液相・気相相転移により引き起こされるのか?—に答えられていない。ここは、このような問題意識に基づいて、量子ランジュバン模型の範囲内でフラグメントがどのような温度と密度で生成されているのか調べてみた結果を報告する。特に注目するのは、フラグメントが主として核物質の不安定領域の中で生成されるのかどうか、また、実験で温度を引き出す際に仮定している条件—様々なフラグメントが (少なくとも平均して) 同様の温度・密度で生成されているのかどうか、という2点である。Preliminary ではあるが、計算の結果が示すのは、IMF (Intermediate Mass Fragment, 中間質量片) は主として不安定領域で生成されるが、核子や LCP (Light Charged Particle, $d, t, {}^3\text{He}, \alpha$) は様々な段階で生成される、という比較的直観的に想像できることである。現段階では、近年の実験で行われているように早い段階で生成される核子や LCP を除いて議論する、ということは行っていないため、実験で得られている "温度" との比較はまだ時期早尚ではあるが、上の結果は、例えばアイソトープ比で温度を測る場合に、He-Li などの温度計を用いることの危険性を示している。

2 量子ランジュバン 模型

この研究で用いるモデルは、量子分子動力学 (QMD) [12] を基にして、量子ランジュバン模型により与えられる量子揺らぎを取り入れたものである。その詳しい内容は Refs. [11] を参照して頂くことにして、ここでは、研究会で議論になった点を中心に、そのアイデアのみを述べるにとどめることにする。

量子ランジュバン模型の基本となる運動方程式は、次のように与えられる。

$$\dot{\mathbf{p}} = \mathbf{f} - \tilde{\beta} \mathbf{M}^p \cdot (\mathbf{v} - \mathbf{u}) + \mathbf{g}^p \cdot \boldsymbol{\zeta}^p, \quad (1)$$

$$\dot{\mathbf{r}} = \mathbf{v} + \tilde{\beta} \mathbf{M}^r \cdot \mathbf{f} + \mathbf{g}^r \cdot \boldsymbol{\xi}^r, \quad (2)$$

$$\mathbf{f} \equiv -\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{r}}, \quad \mathbf{v} \equiv \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{p}}, \quad \mathbf{M} \equiv (\mathbf{g})^2. \quad (3)$$

1 行目、2 行目の第一項は正準運動方程式、第二項は局所的な速度流 (\mathbf{u}) に逆らう運動に対する摩擦項、第三項は揺らぎを与える項である。また、 $\tilde{\beta}$ は統計平衡時の (多体系の) 波束の分布が $\exp(-\mathcal{F})$ と与えられるとして、 $\tilde{\beta} = \partial \mathcal{F} / \partial \mathcal{H}$ であたえられる。これは、波束の持つエネルギーの量子揺らぎが無視できる古典的な正準集団では $\tilde{\beta} = 1/T$ 、量子正準集団において高温展開の第二主要項までを繰り込んだ近似 (調和近似) では $\tilde{\beta} = (1 - \exp(-D/T))/D$ ($D = \sigma_E^2/\mathcal{H}^*$)、量子小正準集団において同様の近似を行った場合には、 $\tilde{\beta} = (\mathcal{H} - E)/\sigma_E^2$ となる逆温度パラメータである。この運動方程式により、長時間の時間平均をとったものは、それぞれの統計集団と一致することは容易に示される。

量子ランジュバン方程式にしたがって微小時間、系を時間発展させると、例えば、運動量に関しては

$$\langle \delta p_i \rangle = -\tilde{\beta} (\mathbf{M}^p \cdot (\mathbf{v} - \mathbf{u}))_i, \quad \langle \delta p_i \delta p_j \rangle = 2(\mathbf{M}^p)_{ij}, \quad (4)$$

という揺らぎがランジュバン力により与えられる。このような揺らぎが与えられると、例えば不安定なパラメータの領域が障壁を越えた領域にある場合に、揺らぎによりこの障壁を越え、そこから "転がり落ちる" ことによりフラグメントの組替えがおこる、というフラグメントの生成機構が新たに加

えられる。もちろん、2体の衝突を取り入れた場合には、通常のシミュレーションの方法でも揺らぎは存在し、上述のようなフラグメントの生成は起こり得るが、一般には系の自由度が大きい場合には古典系では小数の自由度へのエネルギーの集中が起こりにくいため、フラグメントの生成、あるいは複合核の崩壊は遅くなる。これは、これまでもしばしば指摘されてきた分子動力学の欠点の一つである。

ここで注意が必要なのは、エネルギーが与えられる小正準集団においても(多体系の)波束のエネルギー期待値が保存されないことである。この点は、平衡状態では次のような状況に対応する。量子正準集団を(エネルギー固有状態でない)波束の集まりで表現する場合には、ボルツマンの重率演算子 $\exp(-\beta\hat{H})$ を c-数として扱えないため、 $\exp(-\beta\hat{H}/2)$ という”歪曲”演算子を波束に作用させてから物理量の期待値を求める必要がある。この歪曲演算子は、常に波束のエネルギーを下げる役割をするため、波束は(少なくとも統計平衡では)その期待値よりも低いエネルギーを運ぶことになる。このような波束の歪曲は、当然ながら小正準集団でも、実際の核反応の記述でも必要であるため、波束によるエネルギー期待値が揺らぐこと、また物理量の期待値を求める際には歪曲を考慮に入れることが必要となる。この場合の歪曲演算子は、 $\sqrt{\delta(E-\hat{H})}$ という複雑な演算子となるため、我々は、正準集団の場合の歪曲演算子での近似的な取り扱いを行っている。

さて、研究会でも質問・議論となった大きな点として、(1) 統計平衡でのアンサンブルを与える運動方程式が、実際の系の時間発展を正しく記述するのか、(2) 平衡の条件だけでは決まらない揺らぎを与える行列 \mathbf{g} の選び方により、核反応の記述が全く異なってしまうのではないかと、というものがあげられる。残念ながら、現段階でもこれに対する明確な答えは準備できていないが、例えば、(1) に関しては、Lipkin 模型などの厳密に解ける場合に(TDHF などの平均場理論では記述が不可能な)集団運動の減衰が定性的に記述出来ることなどが研究会以降の研究で示されつつある [13]。また (2) に関しては、軽い系では確かにフラグメントの生成が揺らぎの行列に大きく依存しているようであるが、現象論的には実験データの豊富な反応について調べることで、揺らぎの形・強さについて決めてゆく、また理論的には相関を考慮したモデルから波束のアンサンブルに射影した場合に現れる揺らぎを評価する、などの方法で不定性を無くしていくことは可能であると考えている。

3 結果

前節で導入された量子ランジュバン方程式に、2体の衝突項を加えて Au+Au の衝突の 150 MeV/A, 400 MeV/A のシミュレーションを行った。このシミュレーションの結果を実験と比較したものは、Ref. [14] などに発表してある。IMF multiplicity、フラグメントの荷電分布などは、factor 2 の範囲内で実験と良く一致しており、比較的よく現実を反映しているものと考えてよかろう。ただし、 t , ${}^3\text{He}$ の生成量については実験データを 3 ~ 4 倍 underestimate しており、この研究会での小野氏の発表にあったような coalescence 的な軽いフラグメントの安定化機構が必要と思われる。こうしたシミュレーションの一例は Fig. 1 のようなものであり、終状態において(反応平面上でみえるだけでも)多くのフラグメントが出来ているのがみえる。

さて、こうした時間発展の途上における密度と温度がどのように変化して行くのか調べてみよう。各点での温度としては、ここではフラグメント内の核子をもつ熱的な(局所的な flow のまわりの)運動エネルギーから定義する。

$$\frac{3}{2}T' \equiv \frac{m_N}{2A_F} \sum_{i \in \text{Frag.}} (\mathbf{v}_i - \mathbf{u}_i)^2, \quad T' \simeq \frac{D}{1 - \exp(-D/T)},$$

として定義しておく。量子ランジュバン力を加えた時の温度の補正は調和近似を用いたものである。この温度の定義には定量的な問題はあるだろうが、定性的な傾向は理解できるだろう。さて、Au+Au 衝突で核子がどのような温度と密度を経た上でフラグメントとなるのかを示したのが、Fig. 2 である。見やすくするために、核物質の不安定領域(Soft Skyrme 相互作用での核物質の不安定相で、有限性を考慮して不安定相の上限温度を半分にしたもの)を描いてある。実線は終状態で IMF($3 \leq Z \leq 15$)に含まれる核子を back trace して各時刻での平均を event ごとにとったものであり、破線は全核子

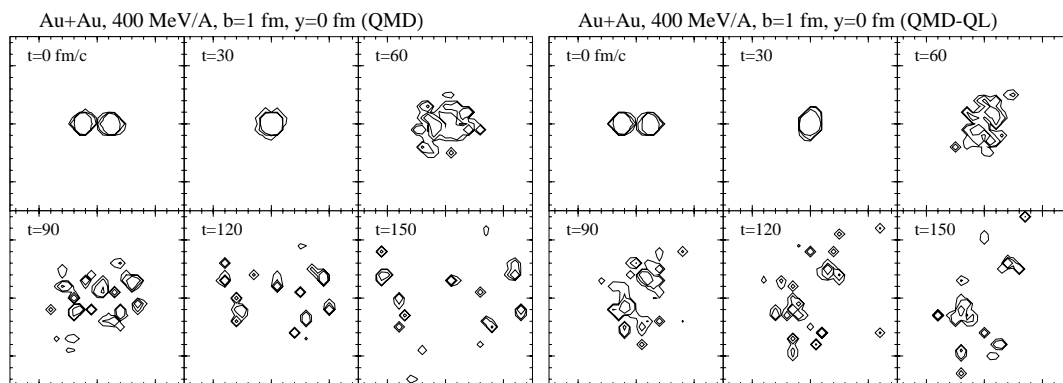


Figure 1: Au+Au (400 MeV/A) 衝突における xz 平面上での核子密度分布。左の図は QMD 計算、右は QMD に量子ランジュバン力を加えてシミュレーションした結果である。

の平均である。興味深いことに、全核子の平均は単調に温度、密度が下がっていくのに対して、終状態で IMF に含まれる核子達は、不安定相の中で一旦低い密度を経てから再収縮により安定したフラグメントが生成されている。さらに、フラグメントの生成時を、「終状態でのフラグメントを back trace して、その時間以降、新たな核子の吸収をしなくなった時点 (=核子放出を許す)」と定義して、その時の密度と温度を示したのが白丸である。これらもやはり核物質の不安定相内に集中している。このことは、物質の不安定相におけるスピノーダル分解の解釈と矛盾しない。

一方、図には載せていないが、LCP の生成点は非常に広い領域でランダムに散らばっており、液相・気相の相転移とは関係なく生成されているように見える。

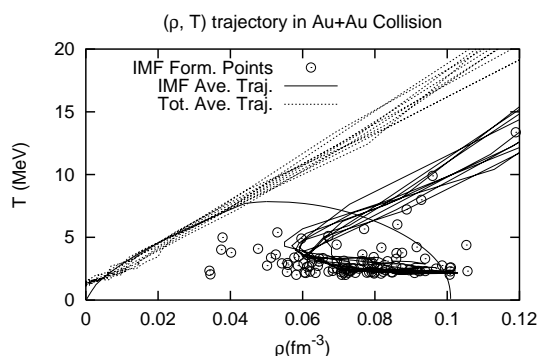


Figure 2: Au+Au (150 MeV/A) 衝突における密度と温度の時間発展。中心衝突 ($b < 1$ fm) の 10 events についての計算結果。実線は、終状態で IMF に含まれる核子の各時刻での平均をとったもの。点線は、全体の平均である。また、白丸は IMF が生成された時点での密度と温度を示している。

4 議論とまとめ

本報告では、分子動力学によるシミュレーション計算により、フラグメントがどのような温度と密度で生成されているのか調べてみた。Preliminary ではあるが、計算の結果が示すのは、IMF は主として不安定領域で、核子や LCP (Light Charged Particle, d , t , ${}^3\text{He}$, α) は様々な段階で形成される、ということである。このことは、実験でアイソトープ比により温度を測る時に、例えば、He/d 比を用いる場合には、比較的反応全体の温度、Li/Be 比によれば、不安定相に入った後の温度を測ることになっていると考えられる。それでは、実験でしばしば用いられる He/Li 比は何を測っているのだら

Table 1: フラグメント生成時の密度と温度

E_{inc}			$\langle \rho \rangle$ (fm^{-3})	$\langle T \rangle$ (MeV)	$\langle T' \rangle$ (MeV)
150 MeV/A	QMD	LCP	0.08	9.3	5.8
		IMF	0.06	5.3	1.9
	QL	LCP	0.09	11.0	7.4
		IMF	0.07	3.2	0.6
400 MeV/A	QMD	LCP	0.11	16.3	12.4
		IMF	0.06	5.1	1.7
	QL	LCP	0.09	12.3	8.7
		IMF	0.07	3.9	1.0

うか？ アイソトープ比による温度は、熱・化学平衡を仮定して

$$\frac{Y(^4\text{He})/Y(^3\text{He})}{Y(^7\text{Li})/Y(^6\text{Li})} = g \exp(\Delta B/T) \quad (5)$$

$$\Delta B = B(^4\text{He}) - B(^3\text{He}) - B(^7\text{Li}) + B(^6\text{Li}) = 13.3 \text{ MeV} \quad (6)$$

と与えられるが、 ^3He や ^4He は比較的高い温度で作られるため、 ^6Li や ^7Li が作られる温度での評価に比べて ^4He が相対的に低く見積られる。つまり、温度が (He や Li が作られる温度のどちらよりも) 高く見積られることになる。最近の実験の解析によれば、 HeLi で測った温度は Hedt で測った温度よりも高く [16]、上のような考察により定性的には説明されうる。

また、IMF の生成機構に関しては、Fig. 2 の時間変化をみると、量子揺らぎをとりいれたシミュレーションでは、150 MeV/A でも 400 MeV/A でも、不安定相の中で一旦低い密度を経てから再収縮により安定したフラグメントが生成されているように見える。(ただし、IMF を形成できるある程度冷えた核子群の質量がエネルギーの増加とともに減っていく。)しかし、揺らぎを取り入れない場合には 150 MeV/A では上記の生成機構と同様であるが、400 MeV/A では再収縮がほとんどみえず、衝撃による破碎のように、ほとんど瞬時に生成されている。後者の見方は、昨年 RCNP で行われた国際会議 (INNOCOM 97) で Aichelin が強調していた描像と同様である [15]。こうした模型による違いが実験でみえるのであれば、最初にあげた問、— 多重破碎は核物質の液相・気相相転移により引き起こされるのか？ — の理解の進展につながるであろう。

Acknowledgments

This work was supported in part by the Grant-in-Aid for Scientific Research (Nos. 07640365, 09640329, and 08239104) from the Ministry of Education, Science and Culture, Japan.

References

- [1] M. E. Fisher, *Physics* **3** (1967), 255.
- [2] K. Hagel et al., *Phys. Rev. Lett.* **68** (1992) 2141.
- [3] P. Kreutz et al., *Nucl. Phys.* **A556** (1993) 672.
- [4] M.B. Tsang et al., *Phys. Rev. Lett.* **71**(1993) 1502.

- [5] J. Pochadzalla et al., *Phys. Rev. Lett.* **75** (1995) 1040.
- [6] W. Reisdorf et al., *Nucl. Phys.* **A612** (1997), 493.
- [7] J. B. Elliott et al., *Phys. Lett.* **B418** (1998), 34.
- [8] W. Bauer, *Phys. Rev.* **C 38** (1988), 1297.
- [9] S. Das Gupta, J. Pan, M. B. Tsang, *Phys. Rev.* **C 54** (1996), 2820.
- [10] D. H. E. Gross, M. E. Madjet, O. Schapiro, *Z.Phys.* **D 39** (1997), 75.
- [11] A. Ohnishi and J. Randrup, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 596 (1995); *Ann. Phys. (N.Y.)* **253**, 279 (1997); *Phys. Lett.* **B394**, 260 (1997); *Phys. Rev.* **A55**, 3315R (1997).
- [12] J. Aichelin and H. Stöcker, *Phys. Lett.* **B176** (1986) 14; J. Aichelin, *Phys. Rep.* **202** (1991) 233; G. Peilert, H. Stöcker, W. Greiner, A. Rosenhauer, A. Bohnet, and J. Aichelin, *Phys. Rev.* **C39** (1989) 1402; D.H. Boal and J.N. Glosli, *Phys. Rev.* **C38** (1988) 2621; T. Maruyama, A. Ohnishi, and H. Horiuchi, *Phys. Rev.* **C42** (1990) 386, *Phys. Rev.* **C45** (1992) 2355; T. Maruyama, A. Ono, A. Ohnishi, and H. Horiuchi, *Prog. Theor. Phys.* **87** (1992) 1367.
- [13] Y. Hirata, Y. Nara, A. Ohnishi, T. Harada and J. Randrup, submitted to *Prog. Theor. Phys.*.
- [14] A. Ohnishi and J. Randrup, *Proc. of 3rd INFN-RIKEN Meeting on Perspectives in Heavy Ion Physics*, Padova, Italy, Oct. 13-15, 1997, in press; *Proc. of INNOCOM'97*, Osaka, Japan, Nov. 10-15, 1997, in press.
- [15] J. Aichelin, *Proc. of INNOCOM'97*, Osaka, Japan, Nov. 10-15, 1997, in press.
- [16] For example, V. Serfling et al., nucl-ex/9801006.