

# 从核的多重碎裂到夸克—胶子等离子体

C. Ngo等

目前，人们对重离子物理研究的兴趣之一在于探索核—核碰撞中发生的临界现象，研究发生这些现象的条件，它们的特征是什么？实验的信号是什么？在这一研究领域内，当轰击能量从中能一直到极高能时，都存在这种兴趣。为了观察到临界现象，必须通过适当地选择炮弹、靶核和轰击能量来改变核物质块的温度和密度条件。在核物理学中想要观察的临界现象有两种：(1) 核物质的多重碎裂；(2) 强子等离子体向夸克—胶子等离子体的相变跃迁。

第一种临界现象是与密度小于正常值和温度的降低有关。当认为破裂成几块碎片的核满足此条件时，就将这一过程称为“多重碎裂”。许多实验似乎证明核物质存在这一机制。

第二种临界现象是对核物理学家和粒子物理学家的一种挑战。它在实验中还尚未发现，但已有理论预言：期望在高的核温度与密度下观察到夸克的解禁，即在宇宙的早期阶段也许出现过的状态。当核物质中出现这一现象时，就存在着从强子等离子体向夸克—胶子等离子体的相变跃迁。

现在，要是仍停留在微观的基础上来认识核物质的这两种临界现象，则是十分困难的。然而，人们也许要问自己，得到这两种临界现象所必须的最简单的假设是什么？本文是在这个方向上的一种尝试。我们将说明用非常简单的假设，可以计算出在什么样的条件下，核会破裂，或者强子等离子体变为色导体。

## 一、核的多重碎裂

当高能质子 ( $>2\text{GeV}$ ) 穿过核时，可

以破裂核。核破裂的现象也可在每核子较低轰击能量 ( $E/A > 30-50\text{MeV}$ ) 下的两个重离子碰撞中发生。由此，人们就想知道：核为什么会破裂？而且是如何破裂的？

一些核乳胶的实验资料直接给出了发生多重碎裂的证据。但是，用高激发核的标准蒸发方式无法解释破裂事件中产生的大量中质量的碎片。而且，多数实验是单举测量。其重要的结果之一是多重碎裂产物的质量分布遵循  $A^{-1}$  的规律。

有几种模型试图描述核的多重碎裂，但是至今还没有一种完全的微观理论，因为这是一个十分困难的问题。就发生多重碎裂的系统的适度演变而言，由于核子间的关联变得极为重要，所以必须在平均场方法以外来研究。对这一问题的研究，大多数模型都是从假定在核—核碰撞的第一阶段形成的、处于完全统计平衡的初始激发核入手的。本文将描述这样一个模型，并试图详细回答这样一个问题：处于完全统计平衡的热与压缩的核会发生什么现象呢？这个问题对研究中等轰击能量下形成此类核的重离子碰撞是特别有趣的。然而，我们要描述的模型对高能质子引起的多重碎裂不太适合，因为其机制可能有所不同：即高能质子会级联穿过核，发射核子；如核是极不稳定的，那么最终就会发生碎裂。

### 1. 平均场涨落

核力类似于范德瓦耳斯力：即引力和核心斥力。核力的作用范围比排斥的库仑力短的多。核介质中的短引力与长斥力这一事实暗示着当核介质的密度降低时，核子间的关联是十分重要的。在这种情况下，意味着用纯平均场研究关联现象定会失败。为了认识核内核子间关联的重要性，让我们来考虑一

个含有A个核子（中子和质子）的V体积。

若V约为一普通核的体积，则该体积内的每个核子通过核力与其所有相邻的核子发生相互作用。此时，由所有核子产生的平均场支配着该系统的物理性质，而且可以说平均场的涨落是小的。核介质中也会出现一些结团，但其几率是很小的。从而，可以把核看成是一个大的结团，其平均场实际上与整个系统的平均场相同。核作用信号很容易的从核的任一部分传递到另一部分。所以，可以说核子间的关联距离是很大的，一般为核本身的大小。

如果V比较大，因为核子相互作用的短程性，所以每个核子就不能再通过核力与其所有相邻的核子发生相互作用。这时就可构成核子结团，每个核子结团产生的平均场支配着各自的物理性质，然而最大结团的平均场不再支配整个核系统的物理性质了。而且，大作用范围的库仑场将彼此排斥核子结团，从而导致初始核系统的破裂（多重碎裂）。在这种情况下，可以说平均场的涨落是很大的。当发生这一现象时，核系统的不稳定性就以指数形式发展和导致破裂。

随着时间的演变，核结团可以形成，也可散开，所以可由核结团形成所需的平均时间得到某结团的形成几率。换言之，现在人们可以研究宏观上等价于核结团的核系综和在固定的时间瞬间内估算核结团的形成几率。在这种情况下，就可形成普通的核系综，并可假定它的形成时间等于形成核结团的平均时间。如果象研究核结团一样继续研究平均场涨落，那么对平均场涨落的研究便可归结为对渗透问题的研究。

## 2. 物理图像

目前可用中等轰击能量下的重离子碰撞的两个主要阶段来粗略区别对心和适中碰撞参数：第一阶段是指弹核与靶核的极强相互作用，其结果是，在碰撞的初期阶段，相互作用区很快被激发，但未达到统计平衡就发射带有能量的粒子（文献中介绍的预平衡模

型表明，系统达到全热平衡所需的时间约为 $10^{-22}$ s）；第二个阶段是早先形成的激发系统膨胀并冷却下来的过程。根据核的激发能的大小，两种情况都可出现。如果激发能不太大，将在平均位形（Mean Configuration）附近出现连续振荡，并且系统蒸发粒子。这时核一般通过发射粒子和/或裂变而退激；如果激发能超过某一值时，核的膨胀就非常大，以致使系统平均场的涨落突然增大，这时核就发生多重碎裂。

## 3. 流体动力学膨胀

本文用J. Nemeth提出的时间相关性的托马斯—费米形式理论来描述热与压缩的球形核的动力学演变特征。这种研究法正是在托马斯—费米近似中，用Skyrme相互作用计算核的内部能量的无旋转流体动力学法。由于不含有耗散，所以核膨胀遵循等熵面。这一假设得到多级联计算的支持。计算表明，熵仅在核碰撞的第一阶段产生，同时具有激发系统的等熵面膨胀。由于马德隆用了变量变换，中子与质子的流体动力学可变为非线性薛定谔方程，它可用多时间相关哈特里—福克所发展的方法来解。

由静态独立的托马斯—费米计算得到解此方程的一些初始条件。在计算核的激发能时，需要考虑两种不同类型的激发能：相对于退激时放出的热能和聚集时产生的压缩能。由约束核的均方半径 $\langle r^2 \rangle$ 的大小来确定系统初始压缩的程度，若 $\lambda$ 是与这一约束有关的拉格朗日参量，T是核温度，则核的总激发能为：

$$E^*(\lambda, T) = E(\lambda, T) - E(0, 0) \quad (1)$$

其中， $E(\lambda, T)$ 是与 $\lambda$ 、T有关的核的总能量。根据上面的讨论， $E^*(\lambda, T)$ 又可分为热能 $E_T^*$ 和压缩能 $E_C^*$ ，则

$$E^*(\lambda, T) = E_T^* + E_C^* \quad (2)$$

它们分别定义为：

$$E_T^* = E(\lambda, T) - E(\lambda, 0) \quad (3)$$

$$E_C^* = E(\lambda, 0) - E(0, 0) \quad (4)$$

从上述诸量可定义每个核子的有关值

$$\varepsilon^* = E^*/A \quad \varepsilon_T^* = E_T^*/A \quad \varepsilon_C^* = E_C^*/A \quad (5)$$

其中,  $A$  是所研究的核的质量。在核系统演变的每一阶段中, 我们用下面描述的渗透法来考查平均场涨落的重要性。当平均场涨落变大时, 就不能再用流体动力学来计算核系统的激发能, 因为此时会发生多重碎裂。

#### 4. 渗透法

渗透法是描述各领域中的临界现象的最简单的统计研究法中的一种方法。目前, 已用于解决固体物理学中的好几个问题, 如二元合金、凝结、聚合物……, 同时也已用于其它研究领域, 如对森林火灾蔓延或疾病传播的研究。

一个渗透体系基本上由两部分确定: 一些点的聚集和其连结规律。本文用来鉴别平均场涨落的渗透模型是一个基于立方晶格的三维坐标渗透模型。最初, 晶格中的晶粒占据了所有的晶格位置, 并具有一定的占据态, 通常晶格中的每个晶粒是由晶链将其与所有相邻的晶粒紧密地连结起来。若无规则地取走一些晶粒和撕开连结链时, 晶粒的结构就发生变化, 使晶粒以各种特殊的结构形式“晶粒的结团”出现, 从而改变了晶格的性质。若以  $p = N/N_0$  和  $q = L/L_0$  无量纲量表示晶粒占据晶格位置的浓度和未撕开链的浓度, 由于晶格中晶粒渗透结团的出现, 就可在  $p$ - $q$  平面内确定晶粒的多重碎裂区域和渗透结团区域。通常, 在多重碎裂区域内, 渗透结团可能消失, 或只有很小或只有中等尺度的结团。

对核物质而言, 核子的渗透结团区符合平均场涨落很小时的情形, 而多重碎裂区就相当于平均场涨落变大时的情形。在后一种情况下, 核结团系统就会发生多重碎裂, 而在前一种情况下, 系统就通过蒸发粒子或裂变进行正常的退激。图 1 作为热能  $\varepsilon_T^*$  和压缩能  $\varepsilon_C^*$  的变化关系给出了  $^{208}_{82}\text{Pb}$  发生多重碎裂和进行正常退激的情况。由此可以看出, 为了实现  $^{208}\text{Pb}$  的破裂, 如果压缩能  $\varepsilon_C^* = 0$  时, 就需要  $\varepsilon_T^* = 5\text{MeV}$  的热能, 然而, 如果  $\varepsilon_T^* =$

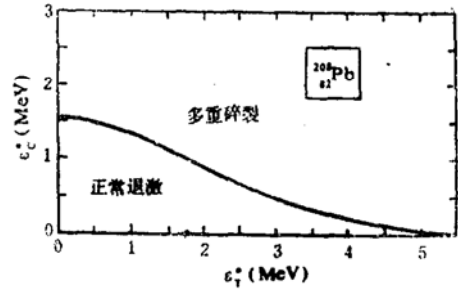


图1. 计算的 $^{208}\text{Pb}$ 作为 $\varepsilon_T^*$ 和 $\varepsilon_C^*$ 函数的多重碎裂与正常退激图

0, 就只需要  $\varepsilon_C^* = 1.5\text{MeV}$  的压缩能。这一结果表明, 在激发能相等的条件下, 用压缩激发来破裂核要比热激发更容易。图 2 相对于两种不同的  $\varepsilon_C^*$  值给出了我们计算的发生多重

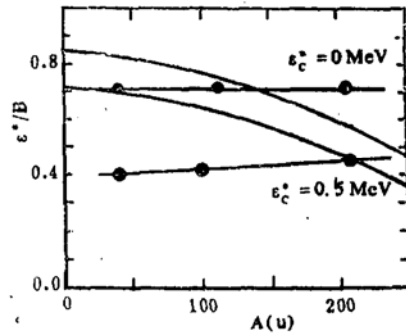


图2.  $\varepsilon_C^* = 0\text{MeV}$  (未压缩) 和  $\varepsilon_C^* = 0.5\text{MeV}$  (压缩) 时  $\varepsilon^*/B$  随  $A$  变化的多重碎裂图

碎裂的每核子激发能 ( $\varepsilon^* = \varepsilon_T^* + \varepsilon_C^*$ ) 与基态每核子结合能  $B$  之比随核质量数  $A$  的变化关系。由此可见, 压缩能  $\varepsilon_C^* = 0$  时, 核能承受而不破裂的最大热激发能  $\varepsilon_T^*$  等于结合能  $B$  的 70%; 当压缩能  $\varepsilon_C^*$  增大时, 这个值就大大减小, 如果  $\varepsilon_C^* = 0.5\text{MeV}$  时, 此值就减小到 40

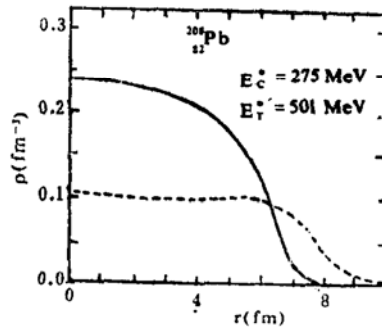


图3.  $^{208}\text{Pb}$  稳定时的初始密度和发生多重碎裂的密度与核半径的关系

—50% (图中的带区是从非完全熔合消失的实验中提取的数据)。此外,注意到核膨胀不太大而发生破裂是十分有趣的。图3作为一个典型事例说明了稳定状态下的初始密度(实线)和发生多重碎裂的密度(虚线)与半径的变化关系。可以看出,发生多重碎裂的中心密度值为 $0.1$ 核子/ $\text{fm}^3$ ,而均方半径 $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ 由初始密度时的 $4.9\text{fm}$ 变到不稳定点的 $6.2\text{fm}$ 。这时,核系统的体积也进行了倍增。同时,也值得注意的是:由于等熵膨胀,系统的温度值由初始时的 $6\text{MeV}$ 降低到发生多重碎裂时的 $3.4\text{MeV}$ 。通常,核发生多重碎裂所需要的时间也很短:约为 $1-1.5 \times 10^{-22}\text{S}$ 。

## 二、从强子物质到夸克—胶子等离子体的相变

目前,核物理学家和粒子物理学家所面临的挑战之一,就是想知道夸克是否可解禁。探索这一问题的一个方法就是研究超相对论能量下的重离子碰撞。其实,如果一块核物质的温度和压缩足够大时,人们就相信在强子与夸克—胶子等离子体间会出现相变跃迁。在超相对论重离子碰撞中,可能会得到发生这样的极端条件。但是,他们也许要提出的两个最简单的问题是:(1)要实现其相变跃迁会需要哪些条件?(2)在膨胀与冷却过程中,夸克—胶子等离子体与“强子”是如何进行相变的?实验中探测到的强子信号是什么?

目前看来,要回答第二个问题仍是极为困难的,但实验学家们在其探索夸克—胶子等离子体的过程中,急需得到其答案。人们试图根据前面介绍的粒子渗透结团模型的框架来回答第一个问题。其实,在夸克解禁中有一个可用渗透过程描述的从色绝缘体到色导体介质的跃迁过程。根据这一思想,加上我们在核散裂描述中的经验,发展了研究夸克解禁区的一个十分简便的几何学方法。

## 物理图像

一个核子含有三个夸克,并装在半径为 $R_{bag}$ 的口袋内, $R_{bag}$ 是自由参量。让我们此刻来考察一个半径为 $R$ (体积 $V$ )的核和假定核温度 $T=0$ 时压缩该核的一些过程。当压缩增大时, $R(V)$ 便减小。如果压缩足够大时,核中的所有核子袋就迭加成一个色导体。为了计算出形成色导体的临界密度,我们提出了下列物理图像:

我们在体积 $V$ 内以无规则地放置核子的方法来研究核。每次放置一个新的核子就检查是否在体积 $V$ 内出现了袋的重迭。如果是这样,我们就构成了一个包含所有在重迭袋之内的夸克的较大的口袋(假设新袋的体积正比于所含的夸克数)。由体积 $V$ (它与系统的压缩有关)和 $R_{bag}$ 来决定,是会得到一个渗透结团(这时,系统变为色导体,且形成夸克—胶子等离子体),还是得到几个小的或中等尺度的口袋(这时,系统仍为色绝缘体)。 $R_{bag}$ 是这一模型的重要参量:如果 $R_{bag}$ 增大,形成夸克—胶子等离子体的密度就减小,反之也如此。

在有限温度时,必须对上述图像加以修正,因为此时会产生许多 $\pi$ 介子。这一修正非常简单,如果注意到除了 $\pi$ 介子有一定的质量外,还可用描述黑体问题中光子数的方法来计算 $\pi$ 介子的浓集。因此,要在核子上加上一个与 $\pi$ 介子相关联的新的口袋。为了简便起见,假定 $\pi$ 介子袋的体积是核子体积的三分之二。自从考虑到来自 $\pi$ 介子附加袋的影响以后,与 $T=0$ 的情况相比,在有限温度时,夸克解禁的临界密度减小。

图4给出了 $R_{bag}=0.5\text{fm}$ 时所得的一些结果。为了形成夸克—胶子等离子体,在 $T=0$ 时,就需 $\rho_c=0.65$ 核子/ $\text{fm}^3$ 的密度,而在正常密度时,对系统就需加热到 $T_c=240\text{MeV}$ 的温度才行。如果 $R_{bag}$ 增大, $\rho_c$ 与 $T_c$ 就减小,反之也如此。应该注意到,这一图示模型假定:如果两袋正好相撞,那么它们就熔化。为了实现两袋的熔化,就要求两袋在

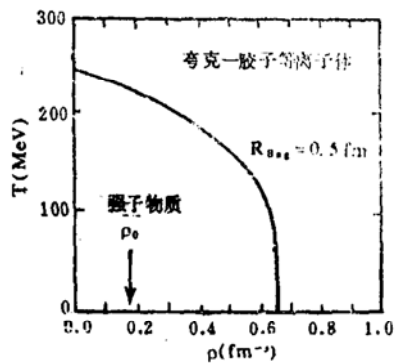


图4. 强子物质与夸克-胶子等离子体的相变图，  
实线为相变分离线

其重迭区至少一个袋中有一个夸克，这样就可得到像图中大 $R_{0.1}$ 值时给出的相变情形一样的一些条件。图中给出的极限相变参量可用下式表示：

$$T = 270(\rho_c - \rho)^{1/4} \quad (6)$$

### 三、结论

本文已用一些简单的思想对核物理学中

出现的一些临界现象的认识进行了描述。就相互关联的核的热与压缩分开讨论而言，就会发现：

1. 核物质的多重碎裂是一种平均场涨落变大的结果。

2. 对核的破裂而言，压缩要比热激发更有效。

3. 对一个处于正常密度的系统而言，只要热激发能大于系统结合能的70%，便可达到破裂所需要的能量。

4.  ${}_{82}^{208}\text{Pb}$ 的密度不稳定点的值是 $0.1$ 核子/ $\text{fm}^3$ 。

类似的观点可用来计算形成夸克-胶子等离子体的条件。尽管这一方法简单，但只有得到更完善的模型才可得到同样的条件。这很可能表明，几何性质在很大程度上主宰了这一过程。

(景成祥摘译自 *Rapport*

DPH-N/Saclay n°2445

03/1987 刘国兴校)