

# 核物质的物态方程

王正行

(北京大学技术物理系)

本文述评了核物质物态方程的问题和现状,及其在当前核物理研究中的地位。着重评述了核物质的压缩系数问题,以及液气相变和临界温度问题,这都是当前相对论性重离子碰撞和核天体物理研究的热点。

## 一、核物质的相图

关于核物质的概念,可以追溯到1932年发现中子后朗道提出的中子星设想。由于没有库仑排斥,大量中子在核力作用下可以凝聚成宏观体系,这种作为中子星主要成分的中子物质,就是一种特殊的核物质。一般地,由大量核子组成的均匀系,若只考虑核子间的强作用而略去库仑作用,就称为核物质。

可以近似地把原子核当作一小滴核物质,其核心区域是近似均匀的。于是,通过对原子核的系统学研究,就可从中抽取出核物质的实际信息。不过,核物质成为实验研究的前沿,还是70年代中期以来的事。1974年美国劳伦斯伯克利实验室的BEVALAC加速器建成,开辟了相对论性重离子碰撞这一核物理研究的新领域。伯克利在随后十几年间也成了相对论性重离子碰撞研究的圣地。BEVALAC可以把 $^{238}\text{U}$ 加速到 $2.1\text{GeV}/N$ ,这是核子静质能的两倍多<sup>1)</sup>。高能重离子碰撞时间十分短( $\sim 10^{-23}\text{s}$ ),可略去库仑作用,碰撞核心形成的高温高密区域也可近似看成核物质,这样,相对论性重离子碰撞就为核物质的研究提供了现实的手段。最后,在各种中子星和超新星模型中,核物质的性质都是一个关键因素,对致密星体的观测,也能为核物质研究提供有关信息。

图1是核物质的相图,它表示了我们目前对核物质的了解和猜测。横坐标是物质的相对

密度 $\rho/\rho_0$ , $\rho_0$ 是核物质的基态密度,约等于原子核的密度, $\rho_0 \approx 0.15$ 核子/ $\text{fm}^3 = 2.5 \times 10^{14} \text{g}/\text{cm}^3$ 。纵坐标是物质的温度,1MeV相当于 $1.16 \times 10^{10}\text{K}$ 。这两个坐标的单位都十分巨大,我们日常生活的世界只对应于原点附近一极小区域,而通常的原子核对应于横轴上 $\rho \approx \rho_0$ 附近一极小区域。核子间距离小时排斥,距离大时吸引,力程很短,这很像分子间的作用。所以,核物质的动态方程很像范德瓦耳斯方程,存在液

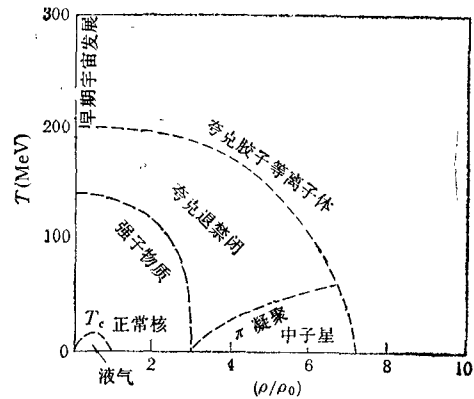


图 1

态、气态和液气相变。原子核可以用液滴模型描述,这表明原子核中的核物质处于液态,其密度 $\rho \approx \rho_0$ 。当温度升高时,核物质中动能较高的核子可以摆脱周围核子的束缚而蒸发形成气

1)  $\text{GeV}/N$  是高能重离子物理中常用的单位,表示被加速离子的每核子能量。当粒子动能比静质能小得多时,称为非相对论性的;可与静质能相比时,称为相对论性的;比静质能大得多时,称为极端相对论性的。

态核物质。当密度小于  $\rho_0$  时, 均匀核物质不稳定, 会分裂成较小的液滴, 或处于液气混合态。从原点经过  $T_c$  到  $\rho_0$  的那条曲线是相变曲线, 它与横轴间的区域为液气混合态。从  $\rho_0$  的数值估计, 液态核物质平均核子间距约为  $2\text{fm}$ , 于是测不准关系给出平均每核子结合能约为  $-16\text{MeV}$ 。考虑到原子核的表面和库仑效应, 这个估计与原子核的值  $-8\text{MeV}$  是一致的。根据这种估计, 核物质液气相变临界温度  $T_c$  约为十几  $\text{MeV}$ 。

核物质中能量足够高的核子相碰, 会产生  $\pi$  介子和其它强作用粒子。由于核子是费米子, 除了升温以外, 增加密度也会提高核子的平均动能。所以, 高温高密核物质已不单纯由核子组成, 还包含  $\pi$  介子和其它强作用粒子, 准确点说应称为强子物质。 $\pi$  介子是玻色子, 在一定温度以下会发生玻色凝聚, 所以在密度足够高(从而有大量  $\pi$  介子)而温度比较低的区域会有  $\pi$  凝聚, 此外还有李政道预言的异常核态<sup>[1]</sup>。

温度和密度再提高, 强子间的作用进一步增强, 就有可能突破它们之间的界面, 形成夸克胶子等离子体。夸克胶子等离子体不仅为粒子物理研究提供了十分重要的检验, 它本身也是粒子物理研究的重要对象。所以, 通过极端相对论性重离子碰撞来探索从核物质到夸克胶子等离子体的相变, 已成为当前核物理和粒子物理研究前沿的汇合点, 并且是最有希望取得突破性进展的领域。这个发生夸克退禁闭的区域, 估计在从横轴  $3-10$  到纵轴  $150-200\text{MeV}$  的带内。

对这张相图, 目前了解得比较清楚的只有原点(凝聚态物理)和横轴  $\rho_0$  处(核物理), 其余广大区域都还在探索之中。探索的前沿有三: 夸克退禁闭和夸克胶子等离子体(极端相对论性重离子碰撞), 核物质的物态方程和液气相变(相对论性重离子碰撞), 以及致密星体问题。头一个问题的实验研究, 从 1986 年底西欧中心的 SPS 把  $^{16}\text{O}$  核加速到  $200\text{GeV}/N$  算起, 至今才三年多。后两个问题, 十多年来已有了某些了解, 其核心都是核物质的物态方程。

## 二、核物质的物态方程

核物质的每核子结合能  $\varepsilon$  一般是温度  $T$ 、核子数密度  $\rho$  和不对称度  $\delta$  的函数,

$$\varepsilon = \varepsilon(T, \rho, \delta), \quad (1)$$

其中  $\delta$  又称中子过剩度, 定义为  $\delta = (\rho_n - \rho_p) / \rho$ ,  $\rho_n$  与  $\rho_p$  分别是中子与质子数密度。强作用中同位旋守恒, 所以  $\delta$  不是自变量, 而是给定的参数。类似地, 核物质的每核子熵  $S$  也是  $T, \rho, \delta$  的函数,

$$S = S(T, \rho, \delta). \quad (2)$$

根据热力学第二定律, 从(1)和(2)可求出核物质的压强  $P$  作为  $T, \rho, \delta$  的函数

$$P = \rho^2 \left( \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_S. \quad (3)$$

在热力学中把  $P = P(T, \rho, \delta)$  称为物态方程, 而在核物理中习惯上把(1)称为物态方程。

我们现在仅有的两个关于物态方程的比较明确的了解, 都是对基态  $\varepsilon_0(\rho, \delta) = \varepsilon(0, \rho, \delta)$  的。首先, 根据原子核的宏观模型, 原子核半径  $R$  可以写成<sup>[2]</sup>

$$R = r_0 A^{1/3} [1 + O(A^{-1/3})], \quad (4)$$

其中常数  $r_0$  可由电子散射以及别的实验定出, 在  $1.12$  到  $1.18\text{fm}$  之间。由此推出基态核物质的密度

$$\rho_0 = \frac{3}{4\pi r_0^3} = (0.145 - 0.17)/\text{fm}^3. \quad (5)$$

其次, 根据原子核的液滴模型, 原子核质量公式中的体积能就是基态对称核物质的每核子结合能  $\varepsilon_0(\rho_0, 0)$ 。由原子核的质量和裂变位垒定出  $\varepsilon_0(\rho_0, 0) = -16\text{MeV}$ 。随着不对称度  $\delta$  的增加, 基态密度缓慢下降, 而基态能量  $\varepsilon_0(\rho_0, \delta)$  逐渐增加。

基态核物质的稳定性要求压强为 0, 压缩系数为正, 这就要求基态物态方程  $\varepsilon_0(\rho, \delta)$  在  $\rho_0$  为极小, 物态方程在这点的曲率由核物质的压缩系数  $K$  来确定,  $K$  的定义是

$$K = 9\rho_0^2 \left( \frac{\partial^2 \varepsilon_0}{\partial \rho^2} \right)_\delta. \quad (7)$$

压缩系数大,表示核物质硬,习惯上说成物态方程硬。

对于物态方程,我们既可以用半唯象的考虑,根据实验来确定,也可以根据一定的物理模型,从理论上算得。最早提出的半唯象物态方程,是只在  $\rho_0$  附近适用的 Scheid-Greiner 线性方程和二次方程,随后又提出过 Siemens-Kapusta 方程、Sierk-Nix 方程和 Kapusta 方程等<sup>[3]</sup>。这类方程是由唯象的考虑或简单的模型得到的,包含一些需用高能重离子碰撞实验确定的参数,适用的密度不能太高,否则算出的核物质声速会超过光速。

采用唯象的核力,例如 Skyrme 势或动量相关 Seyler-Blanchard 势,在托马斯-费米近似下也可推得核物质的物态方程<sup>[3,4]</sup>。这类物态方程只适用于  $\rho < 2\rho_0$  和  $T < 2T_c$ ,因为既没有考虑相对论效应,也没有考虑其它强作用粒子的贡献。

从一个包括各种重子和介子的拉格朗日密度出发,用平均场近似和朗道准粒子近似,用数值方法可算出核物质的物态方程<sup>[5]</sup>。这个模型考虑了相对论效应和各种强作用粒子的贡献,因而可用到强子物质到夸克退禁闭的区域。

实际上,我们目前只知道基态的位置[(5)式和(6)式]下节将会看到,对这点的曲率我们也只知道大致的范围。所以,各家的物态方程有很大差别。图 2 是用平均场模型算得的基态对称核物质的物态方程<sup>[5]</sup>,虚线  $K = 200\text{MeV}$ ,实线  $K = 300\text{MeV}$ ,点划线  $K = 500\text{MeV}$ 。

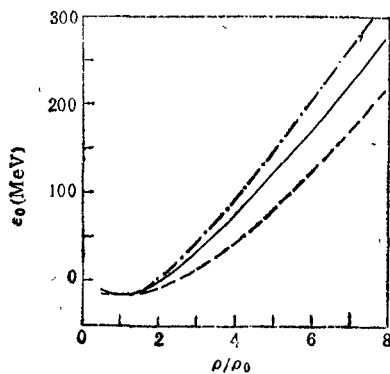


图 2

### 三、核物质的压缩系数

为了确定物态方程在稳定点的曲率,或压缩系数  $K$ ,除了  $\rho_0$  外,至少还要确定  $\rho_0$  附近另外两个密度的结合能。这就是说,我们要确定核物质在几个不同状态的密度和结合能。可分两种情况。静态情况,是比较几个处于不同状态的核物质,例如不同的原子核或中子星,从而定出核物质的  $K$ 。动态情况,是比较同一核物质的不同状态,如高能重离子碰撞过程或核单极巨共振,从而定出  $K$ 。遗憾的是,无论哪种情况,都还没有一个直接测定密度的实际方法,对结合能的确定也还依赖于各种模型考虑,这就给压缩系数的确定带来巨大困难和不确定性。到目前为止,我们所有关于核物质压缩系数的知识都是间接和依赖于模型的<sup>[6]</sup>。

#### 1. 原子核质量

考虑一个模型,就可算出核内的核物质密度  $\rho$  和不对称度  $\delta$ 。用小液滴模型计算 1600 多个已知核,得  $\rho/\rho_0$  在 1.00—1.18 之间,  $\delta$  在 0—0.16 之间。再用小液滴模型从核质量的实验值中减去表面能、库仑能、对能、维格纳项、壳修正以及其它唯象修正,给出的  $\epsilon_0(\rho, \delta)$  在 -15.2 到 -16.0 MeV 之间变化<sup>[7]</sup>。从这样确定的物态方程  $\epsilon_0(\rho, \delta)$ ,就可确定压缩系数  $K$ 。这样确定的  $K$  显然依赖于小液滴模型的参数。实际上,可把  $K$  作为小液滴模型的参数,在固定其它参

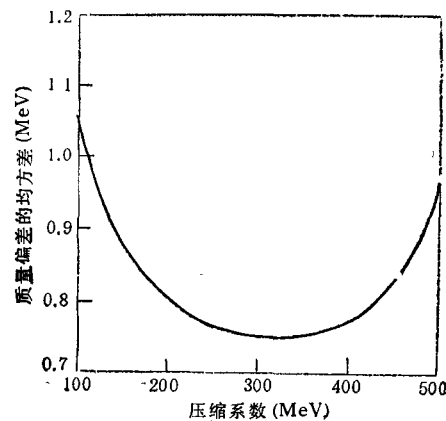


图 3 由原子核质量确定  $K$  的曲线<sup>[6]</sup>

数的情况下调整  $K$ , 从而确定最优的  $K$ . 图 3 是 P. Möller 对 1593 个已知核计算的结果<sup>[6]</sup>, 横轴为  $K$ , 纵轴为质量偏差的均方差, 单位都是 MeV. 可以看出, 这是一个非常宽的极小, 有很大的不确定性,  $K = 310 \pm 100 \text{ MeV}$ .

## 2. 原子核单极巨共振

原子核的单极振动, 是改变核物质体积从而改变密度的集体运动.  $P, D, {}^3\text{He}$  和  $\alpha$  等带电粒子在重核上的非弹性散射会激起这种运动. 测量散射的激发曲线, 就可测定原子核单极巨共振的能量和宽度. 考虑一定的模型, 如呼吸模型, 就可把此能量与核物质在压缩中结合能的改变联系起来, 从而定出核物质的压缩系数. 80 年代初定出的压缩系数值为<sup>[9]</sup>  $K = 220 \pm 20 \text{ MeV}$ , 比前面用核质量定出的值低得多. 1987 年 Groningen 小组精确测量了 Sn 和 Sm 的同位素链, 定出  $K = 290 \pm 20 \text{ MeV}$ , 精度有所提高, 而且接近前面用核质量定出的值.

## 3. 相对论性重离子碰撞中的 $\pi^-$ 产额

1982 年 R. Stock 等人<sup>[9]</sup>在 BEVALAC 上做了一个重要实验. 他们用加速到  $0.36\text{--}1.8 \text{ GeV}/N$  的  ${}^{40}\text{Ar}$ , 和  $0.977 \text{ GeV}/N$  的  ${}^4\text{He}$  轰击  $\text{KCl}$ , 以及用  $0.772 \text{ GeV}/N$  的  ${}^{40}\text{Ar}$  轰击  $\text{BaI}_2$ , 测量  $\pi^-$  介子产额, 发现比核内级联模型算得的  $\pi^-$  产额系统地偏低. 核物质处于压缩状态时, 质心系的一部份能量变成了核物质的压缩能,

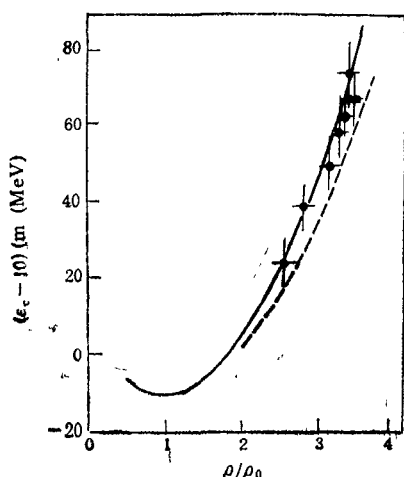


图 4 Stock 等人由  $\pi^-$  产额定出的物态方程<sup>[9]</sup>

这会使  $\pi^-$  产额降低. 假设这是引起  $\pi^-$  产额降低的唯一原因, 那么就可核内级联模型的基础上, 由这种  $\pi^-$  产额的降低来确定核物质的压缩能. 再用核内级联模型算出核物质密度, 并可给出核物质的物态方程. 图 4 是他们的结果, 曲线是用 Scheid-Greiner 二次方程拟合的, 实线  $K = 250 \text{ MeV}$ , 虚线  $K = 200 \text{ MeV}$ . 后来又做了更多的实验, 模型和分析都有改进. 目前的看法是, 相对论性重离子碰撞中  $\pi^-$  产额给出核物质压缩系数的范围在 250 到  $800 \text{ MeV}$  之间<sup>[6]</sup>.

## 4. 高能重离子碰撞中的动量流

高能重离子碰撞产生的碎片向四面八方飞出, 它们的动量分布能提供核物质压缩情况的信息. 用适当模型分析测得的动量流角度, 也可确定核物质的压缩系数. 最近的分析给出  $K$  的范围在 215 到  $377 \text{ MeV}$  之间<sup>[10]</sup>.

## 5. 中子星质量

知道了中子星物质的物态方程, 就可求出其压强随密度的变化. 于是, 根据压强与引力平衡的条件, 就可从核心向外求出压强随半径的变化和密度随半径的变化. 这样算出的中子星, 随着核心密度的增加, 其质量增加, 存在一个质量上限. 超过这个上限, 中子星就不稳定, 将由引力塌缩成黑洞. 物态方程越硬, 这个上限就越大. 观测到的中子星只确定了其中五、六个的质量, 其中最大的是  $4\text{U}0900-40$ , 为  $1.85^{+0.30}_{-0.30} M_{\odot}$ . 中子星质量上限至少是这个值. 由此定出物态方程的硬度  $K$  至少是  $335^{+350}_{-100} \text{ MeV}$ , 给出一个很宽的下限范围<sup>[6]</sup>.

## 6. 超新星爆发

1987 年 2 月 23 日南天超新星 SN1987A 的爆发, 为核物质的物态方程带来了新的信息, 也引起了进一步的争论. 通常认为与中子星的情形类似, 超新星爆发的观测信息对核物质的物态方程也会给出一定的限制. Baron 等人<sup>[11]</sup>根据他们的超新星模型发现, 只有物态方程足够软, 才能解释 SN1987A 的爆发能量. 这样定出压缩系数的上限为  $180 \text{ MeV}$ , 小于由中子星质量定出的下限  $225 \text{ MeV}$ . 这个矛盾表明,

也许还有其它机制对超新星爆发能有明显贡献<sup>[12]</sup>。

还有一些别的实验能为压缩系数提供信息,限于篇幅,就不一一评述,总之,目前对核物质压缩系数的了解,还未达到比较确定的程度。

#### 四、液气相变和临界温度

物态方程更重要的内容是液气相变和临界温度。我们在这方面的了解更加不确定,而且,与压缩系数一样,都依赖于模型。

##### 1. 液气相变

理论上算出的物态方程与范德瓦耳斯方程很相似,如图 5 所示,它表明核物质有液相与气相<sup>[13]</sup>。用麦克斯韦等面积法则可确定发生相变的位置,算出核物质的液气相变曲线,如图 6 所示<sup>[13]</sup>。可以看出,它们依赖于不对称度,从上到下  $\delta$  依次为 0, 0.1, 0.2, 0.3, 而  $T_c$  则从 17.2 下降到 15.3 MeV。通常的原子核是核物质液滴,

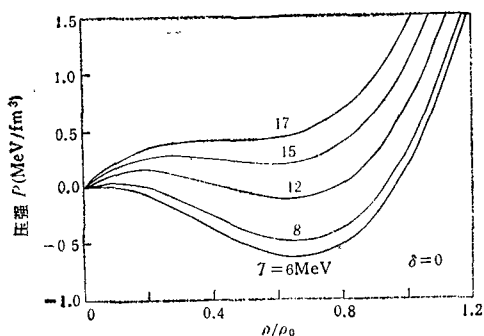


图 5 理论算得的物态方程<sup>[13]</sup>

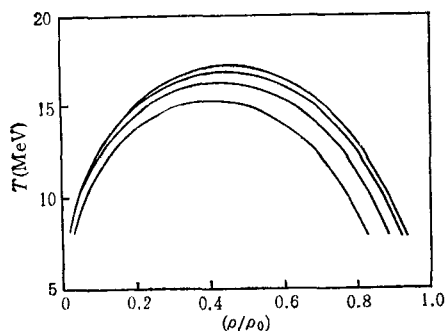


图 6 理论算得的液气相变曲线<sup>[13]</sup>

它们在高能重离子碰撞中可以达到很高的温度,从而急剧气化,发生液气相变。已经做了许多实验,想找到发生这种相变的证据。最著名的是在美国密西根州立大学超导加速器上工作的一组科学家做的一系列实验<sup>[14]</sup>。他们发现高能重离子碰撞的碎片产额服从简单的负幂次律,  $Y(A) \sim A^{-\tau}$ ,  $A$  是碎片核子数,  $\tau$  在 2.7 附近。这与 Fisher 的相变理论<sup>[15]</sup>相等,所以可看作是观测到液气相变的证据。不过这也可以用别的模型来解释,还不能作出肯定的结论。

##### 2. 临界温度

比起突度和结合能来,对于核物质的温度,我们已有一个比较可信的测量方法。测量由核物质中发射出来的粒子的能谱,用麦克斯韦分布拟合,其平均动能就给出相应的温度。再从对碎片负幂次律的分析,还可定出液气相变临界温度  $T_c$ 。Panagiotou 等人<sup>[14]</sup>定出  $T_c = 12 \text{ MeV}$ 。这个值比理论算出的低,这是由于理论计算值是无限大核物质的,而实验值是有限大原子核的。还没有人认真分析过这种差别。同样,对于相变临界温度,我们也还不能作出肯定的结论。

- [ 1 ] T. D. Lee, *Rev. Mod. Phys.*, 47(1975), 267
- [ 2 ] Cheng-Shing wang, *Commun. in Theor. Phys. (Beijing)*, 8(1987), 187.
- [ 3 ] H. Stocker and W. Greiner, *Phys. Reports*, 137 (1986), 277.
- [ 4 ] Cheng-Shing wang and William D. Myers, *Commun. in Theor. Phys. (Beijing)*, 8(1987), 397.
- [ 5 ] N. K. Glendenning, Lawrence Berkeley Laboratory Preprint LBL-25956, (1989).
- [ 6 ] N. K. Glendenning, Lawrence Berkeley Laboratory Preprint LBL-24249, (1987).
- [ 7 ] C. S. Wang and D. Z. Zhang, *Phys. Rev. C*, 40 (1989), 2881.
- [ 8 ] J. Treiner, H. Krivine et al., *Nucl. Phys.* A371, (1981), 253.
- [ 9 ] R. Stock et. al, *Phys. Rev. Lett.*, 49(1982), 1236.
- [ 10 ] C. Gale, G. Bertsch and S. DasGupta, *Phys. Rev. C*, 35(1987), 1666.
- [ 11 ] E. Baron et. al., *Phys. Rev. Lett.*, 59(1987), 736.
- [ 12 ] N. K. Glendenning, Lawrence Berkeley Laboratory Preprint LBL-25375, (1988).
- [ 13 ] K. C. Chung and C. S. Wang, *Commun. in Theor. Phys. (Beijing)*, 10(1989), 199.
- [ 14 ] A. D. Panagiotou et al., *Phys. Rev. Lett.* 52(1984), 496.
- [ 15 ] M. E. Fisher, *Physics (N. Y.)*, 3(1967), 255.