

高温核的奇异衰变过程*

邬恩九

(中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

摘要 本文简要评述了中能重离子碰撞中可能存在的奇异密度分布形状——气泡核和环形核的形成，并论述了实验观测方面的可能特征。

关键词 高温核， 高温核衰变， 奇异衰变过程， 气泡核和环形核。

中等质量碎片(IMF)发射是高温核衰变中的一个最显著的特征。在足够高的激发能时，可观测到大量的IMF事件。但迄今为止，其产生机制仍是一个未解决的问题。通常用来解释这种多重碎片发射的理论模型大体有两类：统计模型和动力学模型，它们都取得了一定的成功。除了用这两类模型来解释多重碎片产生之外，近来有不少理论工作者在探索高温核奇异衰变过程存在的可能性。虽然这些理论预言在形成机制的探索和计算结果的一致性上都还存在一些值得深入研究的地方，但它确实向实验工作者提出了一个新的

课题，展示了一种新的现象，提供了一条研究核态方程(EOS)的新途径。

1 高温核奇异密度分布形状理论预言

L. G. Moretto 等人^[1]用 BNV(Boltzmann-Nordheim-Vlasov) 方程计算了对称体系 $^{90}\text{Mo} + ^{90}\text{Mo}$ 在轰击能量为 55~100 MeV/u 时的对头碰，结果显示：在碰撞过程中，由于核物质向周边挤压，使碰撞体系变成圆盘状，圆盘的厚度随着轰击能量的增加而减少，其直径则增大，即圆盘变薄。当圆盘变得足够薄时，由于表面不稳定性而破裂成几个大小与其厚度相当的碎片。

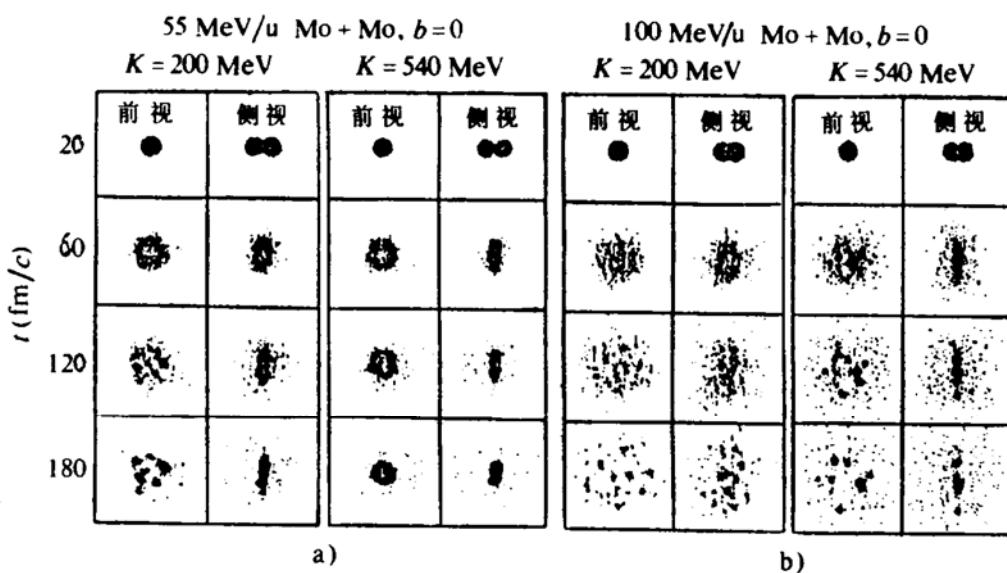
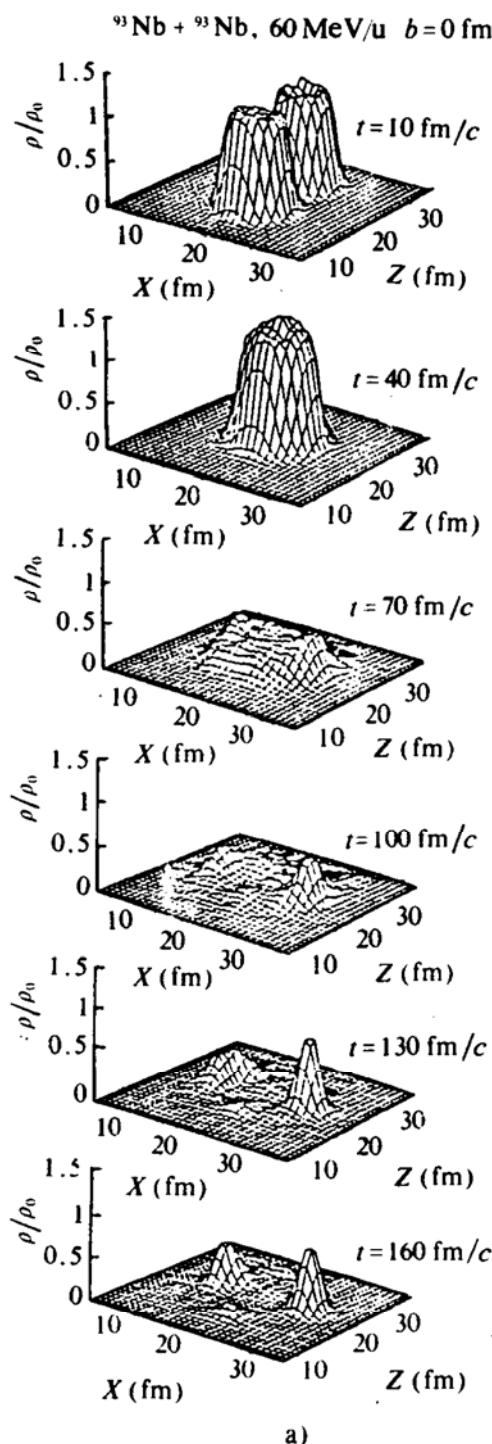


图 1 $^{90}\text{Mo} + ^{90}\text{Mo}$ 系统密度分布随时间的演化图像



a)

(a) 在反应平面内密度分布随时间的演化图像
(束流轴在 Z 方向)

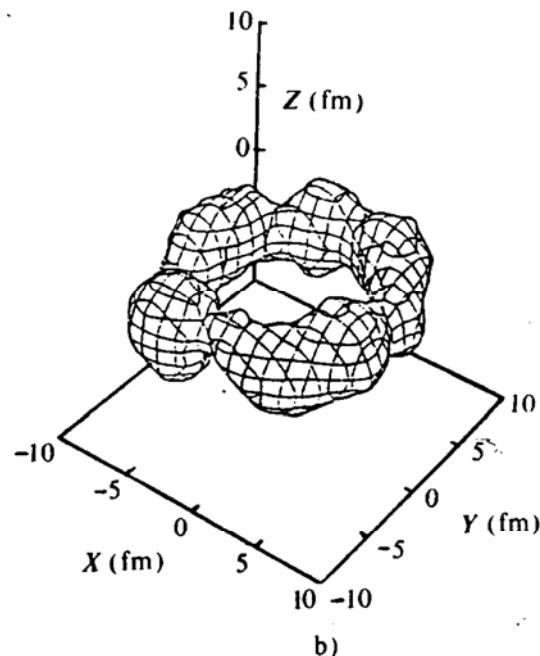
图 2 60MeV/u ${}^{93}\text{Nb} + {}^{93}\text{Nb}$ 系统的密度分布

碎裂。当轰击能量增加到 100MeV/u 时, 在两种不同的 K 值下, 都可以看到圆盘的形成和碎片的发射, 但高 K 值时形成的圆盘更为清晰, 碎片的形成也更清楚。

L. G. Moretto 认为, 与圆盘核碎裂相关

图(1a)和(1b)分别是 55 和 100MeV/u 两个不同轰击能量时 ${}^{90}\text{Mo} + {}^{90}\text{Mo}$ 系统密度分布随时间演化的图像($b=0$ fm)。为了了解碰撞过程与核物质受压缩程度的关系, 选取了一高一低两个不可压缩系数 K 值来进行计算。在每个 K 值下, 图中的第一行和第二行分别表示碰撞系统的前视和侧视图像, 从上到下依次表示所选取的四个不同时间 $t=20, 60, 120, 180$ fm/c。

由图可见, 在最低轰击能量 55MeV/u 时, 对于高 K 值($K=540$ MeV), 碰撞体系形成一个厚的圆盘, 但未形成碎片。与之相反, 对于低 K 值($K=200$ MeV), 碰撞体系形成一个薄的圆盘, 并随着碰撞过程的进展, 形成一些大小差不多的碎片。这些碎片由于圆盘的剩余动能和碎片间的库仑排斥而分离, 发生

(b) $t=160$ fm/c 时三维坐标中的核子密度分布

联的这些特征是由于 Rayleigh-Taylor 型表面不稳定性所引起的, 即系统以分裂为许多球形裂片的方式从具有高表面能的圆盘形不稳定状态转向表面能减小的稳定状态。在这种机制中, 碎片的形成仅依赖于表面能项, 不

需考虑多核子关联。但在最高轰击能量 100MeV/u 时, 低 K 值计算显示一个模糊的圆盘状, 似乎碎片形成于其厚度内的整个体积中。这可能表示一种体积不稳定性, 如 Spinodal instability 的出现。

W. Bauer 等人^[2]基于 BUU(Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck) 输运理论, 也预示了两个质量相等的重离子中心碰撞导致不稳定的气泡和环形核的形成, 并以发射碎片而衰变。

图(2a)是 $60\text{MeV/u} {}^{93}\text{Nb} + {}^{93}\text{Nb}$ 在反应平面内密度分布随着时间的演化图像 ($b=0\text{ fm}$, $K=235\text{MeV}$, 束流方向沿 Z 轴)。在反应的初始阶段 ($t \approx 40\text{fm}/c$), 两个碰撞核彼此压缩至密度 $\rho \approx 1.4\rho_0$ (ρ_0 是常规核密度), 密度分布近似呈球对称形, 即形成一个球对称的

压缩核。因此, 在随后压缩系统膨胀时, 主要是径向膨胀, 中心密度下降至 $0.5\rho_0$ 以下 ($t \approx 70\text{fm}/c$), 核物质形成一个球形壳层, 从而出现类似于气泡形状的密度分布。尽管存在动力学不稳定性, 气泡核仍有相当长的寿命。当 $t \gtrsim 100\text{fm}/c$ 时, 由于两体核子碰撞或表面不稳定性, 引起密度起伏, 从而使系统变得不稳定。从图(2a)中可以看到, 随着时间的演化, 气泡核变成环形核, 如 $t=160\text{fm}/c$ 时密度分布的两个鼓包所示。为了更清楚地显示环形核的外貌, 在图(2b)中画出了 $t=160\text{fm}/c$ 时三维坐标中的核子密度分布, 可以明显地看到垂直于束流方向的环形图像以及由于 Rayleigh-Taylor 型表面不稳定性引起的形状起伏。

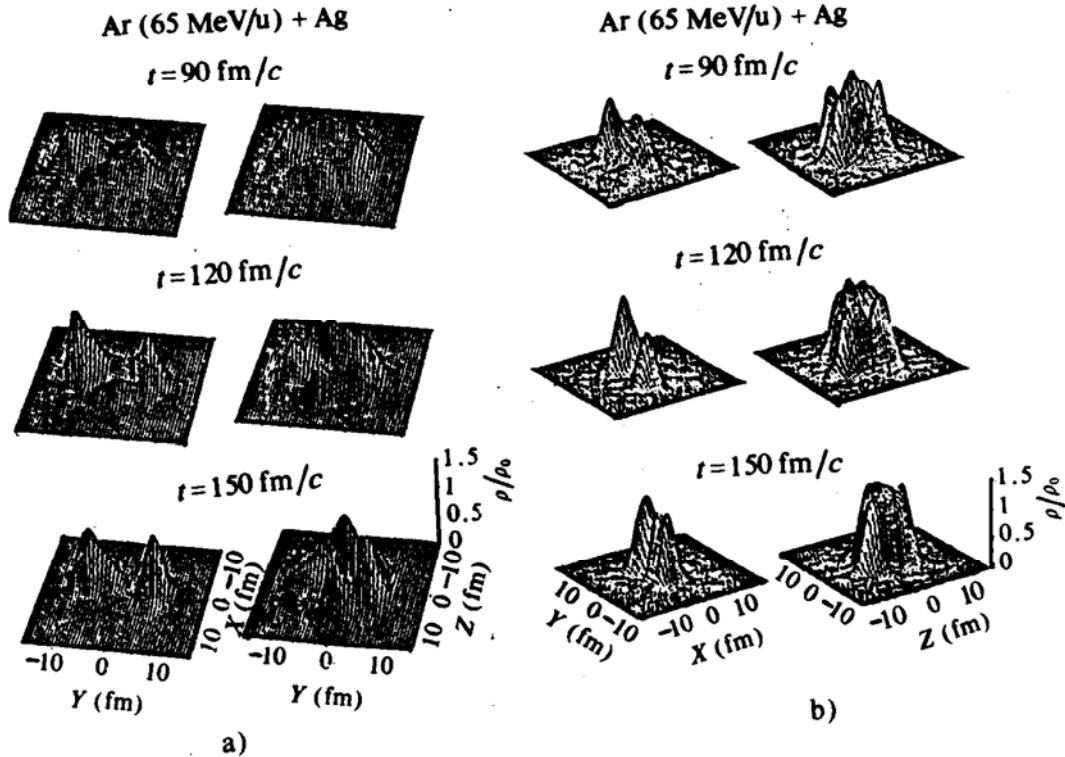


图 3 $65\text{MeV/u} {}^{40}\text{Ar} + \text{Ag}$ 系统密度分布随时间的演化图像

(a) 软 EOS, $K=200\text{MeV}$ (b) 硬 EOS, $K=370\text{MeV}$

上述计算都是针对对称系统进行的, 非对称系统是否也存在这种奇异密度分布形状呢? 可以设想, 对于非对称系统, 如果在反应的初始阶段, 轻核能完全与重核重叠, 则这种现象的出现将不会受到碰撞参数的严格限

制, 有可能在一个小的碰撞参数范围内, 以具有可观的截面观测到这种现象。

S. R. Souza 和 C. Ngô^[3]用 BUU 方程研究了 ${}^{84}\text{Kr} + {}^{197}\text{Au}$ 和 ${}^{40}\text{Ar} + \text{Ag}$ 系统。发现非对称体系的中心碰撞也同样可以形成气泡核和

环形核,而且随着核物质不可压缩系数的不同而导致形成不同的奇异密度分布形状.

图(3a)是 $65\text{MeV/u}^{40}\text{Ar} + \text{Ag}$ 对头碰时三个不同时间 $t=90, 120, 150\text{fm}/c$ 的核密度分布图像($b=0\text{ fm}, K=200\text{MeV}$),左边所示是在反应平面内的分布,右边是在垂直于束流轴 x 的平面内的分布.系统的最大压缩发生在 $t=30\sim 40\text{fm}/c$,图中仅画出其膨胀阶段的情况.由图可见,在 $t=90\text{fm}/c$ 时,出现密度波动,核物质离开系统的中心,被挤压至外层而形成气泡状.图(3b)和图(3a)完全一样,只是用硬 EOS($K=370\text{MeV}$)得到的.当使用软 EOS 时,与 $^{84}\text{Kr} + ^{197}\text{Au}$ 反应的结果相同,可以看到气泡核和环形核的形成.当使用硬 EOS 时,从图(3b)可以清楚地看到,在反应最激烈阶段之后,形成了一个薄的圆盘核.这与 L. G. Moretto 等人^[1]的结果是一致的.

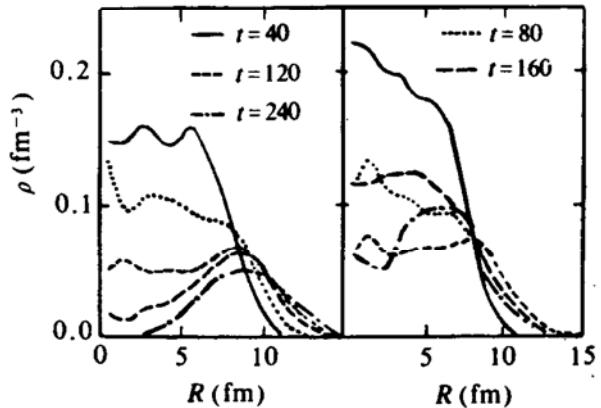


图 4 $35\text{MeV/u}^{155}\text{Gd} + ^{238}\text{U}$ 径向密度分布随时间的演化

H. M. Xu 等人^[4]也用 BUU 方程计算了 $85\text{MeV/u}^{92}\text{Mo} + ^{92}\text{Mo}$ 反应($b=0\text{ fm}$),用软 EOS 时得到的是气泡核,用硬 ESO 时得到的是环形核.

最近, B. Borderie 等人^[5]用 Landau-Vlasov 方程研究了两个极重核之间的中心碰撞,预示由于库仑不稳定性的存在,碰撞体系形成不稳定的气泡核.计算了 27 和 $35\text{MeV/u}^{155}\text{Gd} + ^{238}\text{U}$ 反应 $b=0$ 和 $b=3\text{fm}$ 时的情况,所得结果相同.在这两个能量下,碰撞核对熔为一体,产生轻度压缩($\rho/\rho_0 \approx 1.2$),随后发生

膨胀,在约 $140\text{fm}/c$ 时,形成气泡核.值得注意的是,对于轻系统^[6,7],同样方法计算表明:在同样 ρ/ρ_0 值时并不引起气泡核的形成.

为了清楚地显示库仑相互作用的影响,在图 4 中画出了 $35\text{MeV/u}^{155}\text{Gd} + ^{238}\text{U}$ 反应碰撞期间径向密度分布随时间的演化($b=3\text{fm}, K=200\text{MeV}$).图中左边所示的是考虑了库仑相互作用的计算结果,当 $t=160\text{fm}/c$ 时,中心密度值低于 $0.1\rho_0$ ($\rho_0 \approx 0.13\text{fm}^{-3}$).右边所示的是不含库仑相互作用的计算结果,此时可以看到有较高的初始压缩,随后发生单极型振荡,并不形成气泡核.

2 奇异密度分布形状的形成条件和影响因素

仔细分析上述各种理论计算,可以看到,在预示结果的定量计算和产生机制的定性阐述上都还存在着矛盾或不一致的地方,如发生奇异密度分布的能量范围、产生气泡和环形核的物理原因和库仑力的作用等.但是,所有这些计算都得到一个共同的结果,就是都预示在中能重离子的中心碰撞中可能存在一种新的现象,或出现一种新的衰变过程.它吸引人们从理论上和实验上对其做进一步的研究,以弄清这一理论预言是否真实,了解奇异密度分布形状究竟是如何发展形成的.为此,依据已计算的几个系统的结果,把出现这种现象的基本条件或形成因素归纳于后,以利于对其做进一步的定性和定量探讨.

1) 奇异密度分布形状存在的预言都是用 BUU 方程或与之类似的方程计算得出的,它包含平均项和碰撞项,同时适宜地考虑了库仑相互作用.其共同的结论是:在中能重离子的中心碰撞中,在初始压缩阶段后,碰撞系统呈现奇异密度分布形状,形成不稳定的气泡核和环形核或圆盘核,随后,由于动力学不稳定性,以发射 IMF 而衰变.理论预言,这可能是高温核衰变的一种新的碎裂过程.

2) 理论计算表明:无论是对称系统的对头碰,或是非对称系统的中心碰撞,都可以形

成奇异密度分布形状。对于非对称系统，预期在一个小的碰撞参数范围内的中心碰撞，都可导致气泡核和环形核的形成。这对于实验研究是极为有利的。

3) 炮弹的轰击能量是能否产生奇异密度分布形状的关键参数。气泡核和环形核的形成与碰撞早期核压缩的径向动能有关。当轰击能量过高时，初始压缩增大，径向膨胀的能量超过核的结合能，就会产生整个体系的瞬时碎裂。当轰击能量过低时，初始压缩太小，就只能产生单级型振荡。只有在某一适宜的能量区间，才能形成气泡核和环形核。这也正是为什么这种现象有可能在中能重离子碰撞中出现的原因。W. Bauer 通过计算指出^[2]，对于⁹³Nb + ⁹³Nb 系统，这个能量区间处于 50~80MeV/u 之间。从已计算过的一些系统来看，形成奇异密度分布形状的能量大体均在此范围内，只有 B. Borderie 计算的极重系统¹⁵⁵Gd + ²³⁸U，这一能量显著降低^[4]。

4) 核物质的不可压缩性是导致形成不同奇异密度分布形状的重要因素。重离子碰撞体系的初始压缩核物质的不可压缩性、从而与核态方程紧密相关。计算表明：在轰击能量一定时，对于中心碰撞，不可压缩系数 K 的不同值，导致形成不同的奇异密度分布形状。如 S. R. Souza 和 C. Ngô 计算的 65MeV/u ⁴⁰Ar + Ag 反应，软 EOS(K = 200MeV) 产生气泡核和环形核，而硬 EOS(K = 370MeV) 产生圆盘核。L. G. Moretto 等人^[1]计算的 55MeV/u ⁹⁰Mo + ⁹⁰Mo 反应也得到相同结论。因此，对重离子碰撞中各种奇异密度分布形状的探索，将有助于获得有关核态方程的实验资料。

3 高温核奇异衰变过程的实验探索

上述理论预言能否在实验中得到证实，将是今后高温核研究中一个富有挑战性的课题，对这一现象的定性探索和定量研究都将为核动力学发展提供重要的新实验资料。

当前，已运行的中能重离子加速器完全

可以把中等质量核和中重核加速到 50~80MeV/u，把重核加速到 ~30MeV/u，已建成的新一代 4π 探测系统可以对带电粒子和碎片进行完全测量，这些为开展这一奇异衰变过程的实验寻找提供了良好的条件。

实验探索中面临的首要问题是：如何从测量事件中挑选出中心碰撞事件。在拥有 4π 探测系统的今天，这是不难解决的。因此，最重要的问题是：发生这种奇异衰变时，现象的物理特征是什么？实验上的观测信号是什么？从理论计算所得结果及这一现象产生的可能原因和定性特征来看，似乎如下一些线索和途径可供考虑。

(1) IMF 发射增加

一个具有奇异密度分布形状的扩展系统所形成的 IMF 应多于温度相同的紧凑物体所产生的 IMF。这虽难以用数量来说明，但显然，一个表面积较大而相对较冷的发射体要比一个表面积小的热发射体（主要发射中子、氢和氦同位素）能形成和发射更多的碎片。考虑到这种特殊的几何形状，预期质量近乎相等的碎片形成截面会增加。因此，碎片的产额、能量分布、空间分布都是可供研究的测量参量。

(2) 库仑位垒减小

当形成奇异密度分布形状时，与密度均匀的球形衰变系统相比，其末态库仑加速作用减弱，从而由碎片能谱分布中提取的库仑位垒必然减小。

(3) 横向能量或径向能量增大

圆盘核（或环形核）的形成，可能表明碰撞过程中有大量能量从纵向运动转移至横向运动。因此，来自圆盘破裂产生的碎片的动能必然与垂直于束流平面内的运动相关联；反之，大的径向流则必与大的径向膨胀，即气泡核的形成相关联。研究集体流的性质和特征会有助于奇异密度分布形状的探索。

参 考 文 献

1 Moretto L G, et al. Phys. Rev. Lett., 1992, 69 : 1884

- 2 Baues W, et al. Phys. Rev. Lett., 1992, 69 : 1888
 3 Souza S R, Ngô C. Phys. Rev. Lett., 1993,
 C48 : R2555
 4 Xu H M, et al. TEXAS A & M Preprint, 1993, 93-04
- 5 Borderie B, et al. Phys. Lett., 1993, B302 : 15
 6 Rivet M E, et al. Phys. Lett., 1988, B215 : 55
 7 Suraud E, et al. Phys. Rev. Lett., 1989, B229 : 359

Exotic Decay Processes for Hot Nuclei

Wu Enjiu

(Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000)

Abstract Possible existence of the exotic density shapes—the formation of nuclear bubbles and rings—in the domain of intermediate energy heavy ion collisions have been briefly reviewed. Some experimental consequences were discussed.

Key Words hot nuclei, decay of hot nuclei, exotic decay process, nuclear bubble and ring.

我国核聚变研究的新进展

核聚变是人类未来的重要能源，是世界上基础科学的研究的前沿课题。研究核聚变离不开托卡马克装置。各种类型的托卡马克装置，例如：HT-7、HT-7A、HT-6B、HT-6M 等，正是以等离子体物理研究为主要目标的实验装置。中国科学院等离子体物理研究所研究成果卓越，近年来也有新的进展。

在国内，等离子体研究所广大科技人员于 1994 年底至 1995 年初，成功地对包括超导环体、超高真空系统、低温系统、欧姆场及平衡场系统、电源系统、诊断、数据采集及计算机处理系统在内的 HT-7 系统进行了联调。HT-7 超导托卡马克在合肥联调成功，并于 1994 年 12 月 28 日在 HT-7 上获得磁约束等离子体。超导励磁电流已达 5060A，超出前苏联科学家在 HT-7 上达到 4800A 的水平。同时，HT-7 超导托卡马克在超高真空中第一次放电成功，很快获得了磁约束高温等离子体。到目前为止，整个系统已连续运行一个多月，各个系统工作正常，正进行物理调试，以便逐步提高等离子体参数。

工程调试过程表明，HT-7 系统各部分性能都是好的，为今后在其上开展长脉冲聚变等离子体物理研究，奠定了坚实的基础。HT-7 的建造和运行将使中国科学院等离子体物理研究所成为具有世界水平的热核研究实验基地。核聚变研究装置 HT-7 超导托卡马克在合肥联调成功，使中国成为

继俄、法、日之后第四个拥有这种设备和技术的国家。

超导托卡马克是研究核聚变的先进装置，它的主要目的是研究高温稳态等离子体的性质，探索先进的托卡马克运行模式，为托卡马克聚变反应堆连续运行做准备，这是当前国际聚变界最关心的问题之一。现在，正在规划建设强场 HT-7A 超导托卡马克装置。世界上不仅中国，俄罗斯、韩国、印度、日本也会参加。HT-7A 的设计、建造和运行，将使等离子体物理所成为具有世界水平的实验基地。

在国际上，中国科学院等离子体物理研究所转让给伊朗德黑兰阿扎德大学的 HI-6B 托卡马克于 1995 年 2 月 17 日上午放电成功，放电时间约 20ms。这是我国聚变研究技术走向国际的成功范例。

中国科学院等离子体研究所被命名为“第三世界核聚变研究中心”。HT-6B 托卡马克是该所于 80 年代中期完全依靠自己的力量设计、制造的小型核聚变研究装置，成功运行了近 10 年。为帮助第三世界国家发展核聚变研究技术，该所于 1993 年 2 月与伊朗阿扎德大学签订了 HT-6B 的转让协议，1994 年又先后派出两批科技人员协助伊方进行有关工作。经中伊双方科技人员的艰苦努力获得调试成功。今后，双方将继续在核聚变方面进行合作。

(中国科学院近代物理研究所 程洁摘编)