

热原子核巨共振的微观研究*

——巨共振的衰变与热核的性质

王顺金^{1,2} 罗洪刚^{1,2} W. Cassing³

1(兰州重离子加速器国家实验室原子核理论中心 兰州 730000)

2(兰州大学现代物理系 兰州 730000)

3(Institut fuer Theoretische Physik, University Giessen, 35392 Giessen, Germany)

摘要 运用微观多体理论,对热原子核巨四极共振进行了比较研究,发现两体关联密度矩阵理论能更好地描述热核的巨共振衰变和热核的其它性质.

关键词 巨共振 关联密度矩阵 多体理论 涨落现象

1 引言

巨共振是存在于广大核区的普遍现象^[1-3],而热原子核的巨共振^[4]则生动地体现出原子核多体系统中量子规则运动(巨共振)和量子无规运动(核子的热运动)的共存与交织^[5].

近年来,热核巨共振更是重离子核碰撞的实验与理论研究的对象.这是因为,巨共振是重离子碰撞过程中热核集体激发的重要而普遍的模式,它对于理解重离子核反应机制、研究热核的激发与衰变模式具有重要的意义.

重离子碰撞中产生的热核,其内部核子进行着复杂的无规运动,在局域或整体平衡的条件下,可以引进温度.而巨共振,则是叠加在核子热运动之上的高度相干的规则的集体激发.因此,热核巨共振是复杂的运动模式,涉及单粒子运动与集体运动、无规则运动与规则运动两个侧面.描述热核巨共振的理论,必须恰当地处理这两个方面的运动.

目前,描述热核巨共振的理论方法有与时间有关的哈特里-福克(TDHF)理论^[6]及其经典极限下的 Vlasov 方程、Vlasov-Uehling-Uhlenbeck 方程(VUU)^[7]、以及二体关联密度矩阵理论^[8].本文运用 TDHF 表象中的二体关联密度矩阵理论(TDDM)^[9],对⁴⁰Ca 的热核巨共振衰变及其热力学性质进行了微观研究,同时还运用 TDHF、Vlasov 方程以及 VUU 方程进行比较研究.

1999-09-16 收稿

* 国家自然科学基金资助(19775020),教育部博士点基金和德国学术交流中心(DAAD)项目支持

2 二体关联密度矩阵理论对热核巨共振的描述

2.1 二体关联密度矩阵理论的基本方程

二体关联密度矩阵理论包括一体密度矩阵 ρ 和二体关联函数 C_2 的耦合的运动方程^[8] ($\hbar = 1$),

$$i \frac{\partial \rho}{\partial t} = [h, \rho] + \text{Tr}_{(2)} v(12) C_2, \quad (1a)$$

$$i \frac{\partial C_2}{\partial t} = [h(1) + h(2), C_2] + \text{Tr}_{(3)} [v(13) + v(23), AS(\rho\rho\rho + \rho C_2)]_L. \quad (1b)$$

其中, 下标 L 表示关联项, h 是单粒子在平均场中的哈密顿量,

$$h\rho = (t + U)\rho = t\rho + \text{Tr}_{(2)} v(12) A\rho\rho. \quad (1c)$$

巨共振是小振幅运动, 可以采用 TDHF 表象求解(1a—1c)式而获得较好的近似. 表象的基矢由 TDHF 方程确定,

$$\left(i \frac{\partial}{\partial t} - h(1)\right) \psi_a(1, t) = 0.$$

在上述表象中, ρ, C_2 可以展开为

$$\rho(11'; t) = \sum_{\alpha, \beta} n_{\alpha\beta}(t) \psi_\beta^*(1', t) \psi_\alpha(1, t),$$

$$C_2(12, 1'2'; t) = \sum_{\alpha, \beta, \alpha', \beta'} C_{\alpha\beta\alpha'\beta'}(t) \psi_\alpha(1, t) \psi_\beta(2, t) \psi_{\alpha'}^*(1', t) \psi_{\beta'}^*(2', t),$$

从方程(1)—(4)可以求得展开式系数的运动方程^[9,10],

$$i \frac{\partial}{\partial t} n_{\alpha\beta} = \sum_{\gamma, \delta, \sigma} \{ \langle \alpha\sigma | v | \gamma\delta \rangle C_{\gamma\delta\sigma} - C_{\alpha\sigma\gamma} \langle \gamma\sigma | v | \beta\delta \rangle \},$$

$$i \frac{\partial}{\partial t} C_{\alpha\beta\alpha'\beta'} = B_{\alpha\beta\alpha'\beta'} + P_{\alpha\beta\alpha'\beta'} + H_{\alpha\beta\alpha'\beta'}, \quad (6)$$

其中 B 是最低阶粒子-粒子和空穴-空穴碰撞的贡献即 Born 近似, P 是高阶粒子-粒子和空穴-空穴碰撞的贡献, H 是粒子-空穴碰撞的贡献, 它们的具体表达式见文献[9, 10]. 方程(1c)和(2)—(6)是 TDDM 的基本方程组, 将被用来描述热核的巨共振.

2.2 二体相互作用和子空间的选取

在实际计算中, 为了计算技术上的原因, 我们在用(2)式求解 TDHF 基矢时, 采用 Bonche-Koonin-Negele^[11] 势, 而在求解式(5), (6)时采用 δ 力: $v(12) = v_0 \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$ ($v_0 = -300 \text{ MeV fm}^3$). 子空间的单粒子能级选为 $1s, 1p, 2s, 1d, 2p$ 和 $1f$, 通过对相应核做 HF 计算可以确定上述能级的单粒子波函数和相应的本征能量^[10]. 为了节约计算时间, 对自旋-同位旋对称的 ^{40}Ca 核, 对 ρ 和 C_2 求 3 自旋、同位旋平均.

2.3 ρ 和 C_2 的初始条件

为了在初始条件中描述热核巨共振, 需要在初始 ρ 中引进温度, 并对由 HF 计算得到

的单粒子波函数加入巨共振激发. 为此, 初始条件写成

$$\rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}', t=0) = \sum_{\alpha\beta} n_{\alpha\beta}(0) e^{i\eta\hat{Q}(\mathbf{r})} \psi_{\alpha}(\mathbf{r}, 0) e^{-i\eta\hat{Q}(\mathbf{r}')} \psi_{\beta}^*(\mathbf{r}', 0), \quad (7a)$$

$$n_{\alpha\beta}(0) = \frac{\delta_{\alpha\beta}}{1 + e^{(\epsilon_{\alpha} - \epsilon_F)/T}}, \quad (7b)$$

其中四极算子

$$\hat{Q}(\mathbf{r}) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{5}{4\pi}} (2z^2 - x^2 - y^2), \quad (7c)$$

$$C_2(t=0) = 0. \quad (8)$$

(7a-7c) 表示初始时刻核子处于温度为 T 的热平衡态, ϵ_F 为费米能量, ϵ_{α} 为核子的能级. $e^{i\eta\hat{Q}}$ 的作用是提升单核子状态, 使所有核子参与相干的巨四极振动; η 描述巨四极共振的振幅, 可以调节, 巨共振能量正比于 η^2 . (8) 式表示初始时刻假定二体关联为零. 为了得到较好的数值结果, 求解方程(5), (6) 时, 相互作用绝热而平滑地加入. 与此同时, 二体关联 C_2 也将绝热地产生, 部分弥补了(8)式带来的缺点, 可以把绝热生成的非零的 C_2 看作初始条件, 只不过初始时刻向后平移了一点.

2.4 物理量的计算^[10]

求解耦合方程(2)–(6), 可以得到 $\Psi_{\alpha}(\mathbf{r}, t)$ 、 $n_{\alpha\beta}(t)$ 和 $C_{\alpha\beta\gamma}(t)$, 由此可构造出 $\rho(t)$ 、 $C_2(t)$. 运用 $\rho(t)$ 和 $C_2(t)$ 可以计算各种物理量.

(1) 四极矩及其涨落

四极矩及其速率的平均值

$$Q(t) = \langle \hat{Q}(\mathbf{r}) \rangle, \quad (9)$$

$$\dot{Q}(t) = -\frac{i}{\hbar} \langle [\hat{Q}, h] \rangle \quad (10)$$

及其涨落

$$\sigma_Q^2 = \langle (\hat{Q} - Q)^2 \rangle, \quad (11)$$

$$\sigma_{\dot{Q}}^2 = \langle (\dot{\hat{Q}} - \dot{Q})^2 \rangle \quad (12)$$

可以通过 ρ 和 C_2 求得. 从四极振动的广义坐标 $\hat{Q}(\mathbf{r})$ 和广义动量 $M(\mathbf{r})\dot{\hat{Q}}$ 满足的对易关系,

$$[\hat{Q}, M(\mathbf{r})\dot{\hat{Q}}] = i\hbar \quad (13)$$

可以求得质量算子

$$M(\mathbf{r}) = -\frac{i}{\hbar} [\hat{Q}, \dot{\hat{Q}}], \quad (14)$$

进而建立起该集体运动自由度的测不准关系

$$\sigma_Q^2 M_Q^2 \sigma_{\dot{Q}}^2 \geq \left(\frac{\hbar}{2}\right)^2 \quad (15)$$

其中四极振动的惯性参量 M_Q 定义为

$$\frac{1}{M_Q} = \left\langle \frac{1}{M(r)} \right\rangle, \tag{16}$$

从 $Q(t)$ 的阻尼振动

$$Q(t) = Q_0 e^{-\gamma t} \sin(\Omega t + \alpha_0) \tag{17}$$

的数值拟合中可以提取出振动能量 $\hbar \Omega$ 和衰减宽度 $\Gamma = \hbar \gamma$

(2) 能量、比热、熵与自由能

对二体相互作用, 用 ρ 和 C_2 可以计算系统的总能量.

$$\langle \hat{H} \rangle = E(T) = E_{\text{HF}} + E_{\text{corr}}, \tag{18}$$

其中 E_{HF} 是 TDHF 能量, E_{corr} 是关联能量, 前者仅与 ρ 有关, 后者与 C_2 有关. 从 $E(T)$ 可计算比热

$$C_v(T) = \frac{\partial E(T)}{\partial T}, \tag{19}$$

熵和自由能,

$$S(T) = \int_0^T \frac{C_v(T')}{T'} dT' \tag{20}$$

$$F(T) = E(T) - TS. \tag{21}$$

还可以用 C_v 计算系统的能量涨落,

$$\sigma_H^2 = \langle (\hat{H} - \langle H \rangle)^2 \rangle = \langle \hat{H}^2 \rangle - \langle H \rangle^2 = T^2 C_v. \tag{22}$$

(3) 四极运动自由度的热平衡能

四极运动的总能量在谐振近似下为,

$$E_Q(T) = \frac{1}{2} M_Q \sigma_Q^2 + \frac{1}{2} M_Q \Omega \sigma_Q^2 = E_Q(0) + \Delta E_Q(T), \tag{23}$$

在热平衡时, $\Delta E_Q(T)$ 即是四极运动自由度上的热平衡能, 按能量均分定理

$$\Delta E_Q(T) = E_Q(T) - E_Q(0) = T. \tag{24}$$

3 计算结果

对 ^{40}Ca 的热核的同位旋标量巨四极共振, 我们采用 TDDM、VUU、TDHF 和 Vlasov, 以及阻尼量子振子模型(QHO)进行了比较研究, 其结果如下^[10].

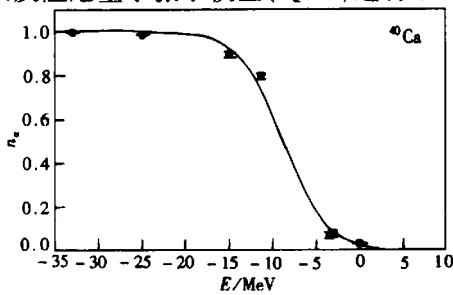


图 1 核子在各能级的填充数与单粒子能量的关系

—TDDM 计算的结果, • 实验数据, $T = 0\text{MeV}$.

图 1 给出了核子在各能级的填充数 $n_a(\epsilon_a)$ 作为单粒子能量的函数, 用 TDDM 的计算结果与实验数据很好地符合. 而且, 测不准关系 (16) 也很好地满足.

图 2 是用 TDDM、VUU、TDHF 和 Vlasov 计算的巨四极共振衰变宽度 Γ_Q 作为温度的函数. VUU 和 Vlasov 只能计算激发能, 由此推算的温度有一个不确定性, 用沿 T 方向的误差棒表示. TDHF 和 Vlasov 没有包括二体碰撞, 给出的 Γ_Q 过小; VUU 没有包括粒子-空穴碰撞的

贡献,它给出的 Γ_Q 只有实验值的一半;而 TDDM 由于包括全部二体关联,故能给出接近实验值的结果. TDDM 给出的 Γ_Q 随 T 增加有所下降,这可能与高温时,子空间的维数大小有关,因为子空间维数小会抑制涨落与耗散,因而使阻尼宽度 Γ_Q 变小.

TDDM 给出的关联能量 $E_{\text{corr}}(t)$ 随温度增加而减小,当 $T \approx 6\text{MeV}$ 时,似乎有趋于饱和的迹象. 与 ρ 有关的 E_{HF} 随温度增加而增加较快,而与 C_2 有关的 E_{corr} 随温度增加其绝对值反而减小,其机制值得进一步研究.

图 3 是 TDDM、TDHF 和 QHO 计算的巨四极振动自由度的热平衡能 $\Delta E_Q(T)$ 随温度的变化,只有 TDDM 在 $T > 1\text{MeV}$ 以后满足能量均分定理.

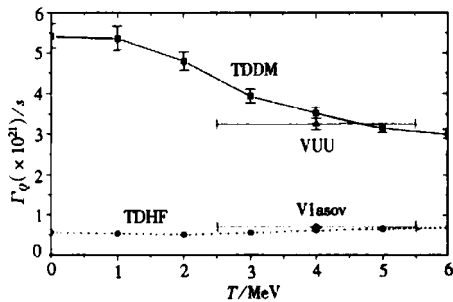


图 2 用 TDDM、VUU、TDHF 和 Vlasov 计算的 ^{40}Ca 的巨四极共振衰变宽度 Γ_Q 作为温度的函数.

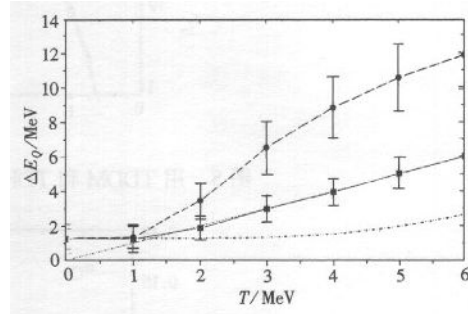


图 3 用 TDDM、TDHF 和 QHO 计算的巨四极振动自由度的热平衡能随温度的变化 —■—TDDM, …●…TDHF, ……QHO.

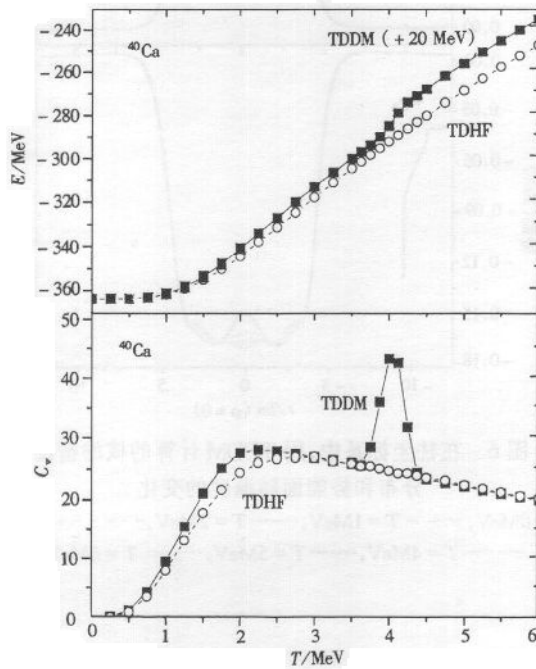


图 4 用 TDDM 和 TDHF 计算的总能量和比热随温度的变化

用 TDDM 和 TDHF 计算的 ^{40}Ca 的总能量随温度的变化,由此计算的比热见图 4. TDDM 计算的比热在 $T=4\text{MeV}$ 附近有一凸峰,与能量涨落的凸峰相对应(图 5). 进一步研究表明,这一凸峰与核的密度分布和势能面在 $T=4\text{MeV}$ 附近的突变有关,可能与壳层结构的某种变化相联系(见图 6 所示),值得深入研究.

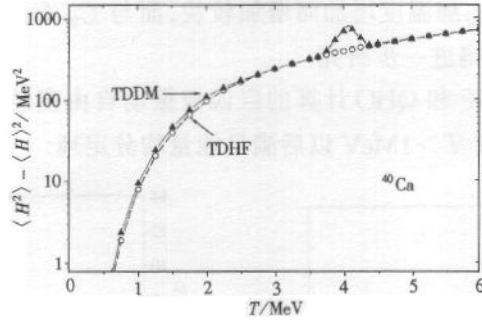


图 5 用 TDDM 和 TDHF 计算的能量涨落随温度的变化

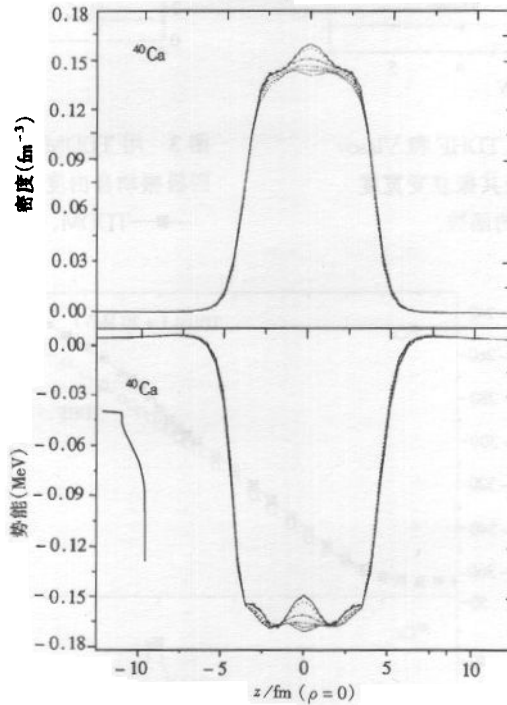


图 6 在柱坐标系中,用 TDDM 计算的核的密度分布和势能面随温度的变化

— $T=0\text{MeV}$, - - - $T=1\text{MeV}$, ····· $T=2\text{MeV}$, - - - - $T=3\text{MeV}$,
 ····· $T=4\text{MeV}$, ····· $T=5\text{MeV}$, ····· $T=6\text{MeV}$.

4 结论与讨论

对 ^{40}Ca 的巨四极共振的微观比较研究表明, TDDM 能够对热核巨共振衰变和其它热

力学性质给出恰当的描述。但是,当温度较高时,必须扩大子空间的维数才能得到更加满意的结果;这时,费米面附近的能级与连续态耦合较强,必须认真处理。此外, $T = 4\text{MeV}$ 附近比热和势能面的突变可能有更深的物理含义,值得进一步研究。

参考文献(References)

- 1 Berman B L, Fultz S C. *Rev. Mod. Phys.*, 1975, **47**:713—761
- 2 Speth J, Van der Woude A. *Rep. Prog. Phys.*, 1981, **44**:719—786
- 3 Goeke K, Speth J. *Ann. Rev. Nucl. Part. Phys.*, 1982, **32**:65—115
- 4 Braco A, Camera F, Gaadhøje J J *et al.* *Nucl. Phys.*, 1990, **A519**:47c—59c
- 5 WANG ShunJin. *Prog. Phys.* (in Chinese), 1997, **17**(4):419—428
(王顺金. 物理学进展, 1997, **17**(4):419—428)
- 6 Negele J W. *Rev. Mod. Phys.*, 1982, **54**:913—1015
- 7 Bertsch G F, Das Gupta S. *Phys. Rep.*, 1988, **160**:189—266
- 8 WANG S J, Cassing W. *Ann. Phys.*, 1985, **159**:328—350
- 9 GONG M, Tohyama M. *Z. Phys.*, 1990, **A335**:153—161
- 10 LUO H G, Cassing W, WANG S J. *Nucl. Phys.*, **A652**:164—183
- 11 Bonche P, Koonin S E, Negele J W. *Phys. Rev.*, 1976, **C13**:1226—1258

Microscopic Studies of Giant Resonance in Hot Nuclei*

——Damping of Giant Resonance and Thermodynamic Properties of Hot Nuclei

WANG ShunJin^{1,2} LUO HongGang^{1,2} W. Cassing³

1(Center of Theoretical Nuclear Physics, National Laboratory of Heavy Ion Accelerator, Lanzhou 730000 China)

2(Department of Modern Physics, Lanzhou University, Lanzhou 730000 China)

3(Institut fuer Theoretische Physik, University Giessen, 35392 Giessen, Germany)

Abstract Damping of giant resonance in hot nuclei is investigated using time-dependent twobody correlation density matrix theory (TDDM) at several finite thermal excitation energies corresponding to temperatures $T = 0—6\text{MeV}$. The results are obtained by solving numerically the set of coupled equations of motion for the one-body density matrix $\rho(11'; t)$ and the twobody correlation function $C_2(12, 1'2'; t)$, and compared with the results from different microscopic theoretical approaches. The thermodynamic properties of hot nuclei are also presented. It is shown that the TDDM can describe well the damping of giant resonance and the thermodynamic properties of hot nuclei.

Key words giant resonance, correlation density matrix, many-body theory, fluctuation phenomena

Received 16 Spetember 1999

* Supported by NSFC (19775020), the Doctoral Education Fund of Education Ministry of China and the Deutscher Akademischer Austauschdienst (DAAD) of Germany