

单极巨共振弛豫过程*

文万信 钟纪泉 靳根明

(中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

1995-02-11 收稿, 1995-10-16 收修改稿

摘 要

用 BNV 方程讨论了中能重离子反应形成的热核单极巨共振 (GMR) 的弛豫过程. 计算表明, 球形热核 GMR 振荡是各向同性的, 共振能与 $E_{\text{GMR}} = 80A^{-1/3}$ 公式给出的数值基本一致. 核子碰撞和粒子逃逸是引起热核 GMR 阻尼衰减的主要原因.

关键词 呼吸模式, BNV 方程, 单极巨共振.

1 引 言

同位旋单极巨共振 (isoscalar giant monopole resonance, GMR), 即呼吸模式, 是原子核的一种可压缩的同位旋标量单极巨共振集体运动模式, 即原子核在径向作收缩与膨胀往复运动, 其中质子与中子同相位. 它的振荡频率 (或能量) 强烈地依赖于核力, 与原子核的压缩系数 K 紧密相关, 它为研究核物质的压缩性提供了丰富的信息. 呼吸模式的消亡过程, 也是集体运动的一种弛豫过程. 这里主要研究重离子反应系统中 GMR 在弛豫过程中的一些性质.

过去十多年里, 有许多实验, 如 (d, d') 、 (α, α') 等, 对 GMR 的性质进行了深入研究^[1,2]. 在对实验数据作分析和拟合时发现, GMR 能量 E_{GMR} 随着原子核质量数 A 做系统性的变化, 即 $E_{\text{GMR}} = 80A^{-1/3}$ ^[2]. 此外, GMR 共振宽度与核子数之间也存在一定的关系, 中重核 GMR 的宽度较小, 一般为 2—3 MeV; 而轻核则大一些.

压缩系数的理论研究很多, 有微观的也有宏观的. 原子核压缩系数 K 与 GMR 能量之间存在关系 $K = \frac{m}{\hbar^2} E_{\text{GMR}}^2 \langle r^2 \rangle$, 其中 m 为核子质量, $\langle r^2 \rangle$ 为原子核均方半径. 用 Dirac-Hartree-Fock 得出的核物质的压缩系数为 500—600 MeV^[1], 远大于其它方法得出的数值. 最近 Shlomo 和 Youngblood^[3] 对现有的 GMR 实验数据作了系统性的分析, 对各家实验数据的分歧作了修正, 得出 $K = 226$ MeV, 考虑到一些不确定因素, 他们将 K 限定在 200—350 MeV 范围内. 他们的数值与 RPA 所使用的压缩系数参数

* 中国科学院基础性研究基金资助.

($K=210\pm 30$ MeV) 极为接近.

Abrosimov、Di Toro 和 Smerzi 用 Landau-Vlasov 方程研究了 GMR 能量、强度以及 Landau 阻尼^[4]. 本文拟用描述半经典输运的理论 BNV 方程讨论中能重离子反应系统中热核单极巨共振的弛豫过程, 以及 GMR 的一些性质.

2 模 型

GMR 作为原子核的一种集体运动模式, 它的静态性质, 如能量、宽度以及与压缩系数的关系, 已经有许多研究. 但是, 对它的阻尼衰减, 即它的弛豫过程的讨论还不多. 本文主要探讨这方面的问题. 在中能重离子反应中, 反应系统从非平衡态到平衡态的发展过程, 要经历一系列的动力学演化, 其中包括集体运动的弛豫过程. Boltzmann-Nordherin-Vlasov (BNV) 方程^[5] (亦称 Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck 方程, 即 BUU^[6]), 为研究中能重离子反应的动力学过程提供了有效的工具. BNV 方程的主要特点是采用磨粒子 (试验粒子) 方法模拟半经典输运过程. BNV 方程为

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v}_r \cdot \nabla f - \nabla_p U \cdot \nabla_p f = I[f], \quad (1)$$

其中碰撞项

$$I[f] = \frac{1}{(2\pi)^6} \int d\mathbf{p}_2 d\mathbf{p}_1 d\mathbf{p}_z \sigma v_{12} [f_1 f_2 (1-f)(1-f_2) - ff_2(1-f_1)(1-f_z)] \cdot \delta(\mathbf{p} + \mathbf{p}_2 + \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_z) \delta(E + E_2 - E_1 - E_z), \quad (2)$$

f 是单体 Wigner 函数, m 为核子质量, U 为平均场, 碰撞前后两体的动量由 $(\mathbf{p}, \mathbf{p}_2)$ 改变为 $(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_z)$. 当 (1) 式右边的碰撞项置为 0 时, BNV 方程变成 Vlasov 方程. BNV 方程所包含的基本要素由下述方式实现:

- (1) 长程 N-N (核子-核子) 相互作用由平均场 $U(\rho)$ 体现;
- (2) 短程 N-N 相互作用由硬碰撞, 即 N-N 散射截面体现;
- (3) Pauli 效应由阻塞因子 $(1-f)$ 体现.

为求解 BNV 方程, 试验粒子形式一般取作点状粒子形式或 Gauss 波包形式. 二者在数值计算方面具有相同的收敛性质, 只是后者的收敛速度更快一些. 我们选用 Gauss 波包型试验粒子, 系统的 Wigner 型分布函数相应为:

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = \frac{1}{n_c} \frac{1}{(2\pi)^3 (\sigma_r \sigma_p)^{3/2}} \sum_{i=1}^{n_c} \exp\left(\frac{-(\mathbf{r}-\mathbf{r}_i)^2}{2\sigma_r^2}\right) \exp\left(\frac{-(\mathbf{p}-\mathbf{p}_i)^2}{2\sigma_p^2}\right), \quad (3)$$

n_c 为每个核子的试验粒子数目, $\sigma_r=0.61$ fm 和 $\sigma_p=0.147$ MeV/c 为参数. 系统密度分布为

$$\rho(\mathbf{r}, t) = \int d\mathbf{p} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t). \quad (4)$$

平均场 $U(\rho)$ 一般由 Skyrme-Hartree-Fock (HF) 方法得到^[7], 即

$$U(\rho) = \frac{3}{4} t_0 \rho + \frac{3}{16} t_3 \rho^2 + \frac{3}{80} (3t_1 + 5t_2) \rho k_F^2 + \dots, \quad (5)$$

k_F 为 Fermi 动量, t_i 为 Skyrme 势参数. 若不考虑动量相关, 平均场一般唯象地取作

$$U(\rho) = \alpha(\rho / \rho_0) + \beta(\rho / \rho_0)^\gamma, \quad (6)$$

$\alpha < 0$, $\beta > 0$, 分别表示核力的吸引和排斥; $\gamma > 1$, 为核势硬度.

3 计算与讨论

BNV 方程是一种积分-微分方程, 目前只能通过数值方法求解. 试验粒子数加 Monto-Carlo 模拟方法是惯常采用的一种方法. 采用试验粒子数 n_c 的目的在于减小计算过程中物理量的统计涨落. n_c 越大越好, 但由于计算能力的限制, 我们取 $n_c = 50$, 时间步长取 $0.5 \text{ fm} / c$.

原子核压缩系数 K 与平均场的参数 α , β , γ 存在一定的关系, 在 K 取定后, α , β , γ 便相应地确定^[6]. 这里采用的势参数为: $K = 200 \text{ MeV}$, $\alpha = -356 \text{ MeV}$, $\beta = 303 \text{ MeV}$, $\gamma = 7/6$.

求解 BNV 方程, 在计算得到 Wigner 分布函数 $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ 基础上, 则可对一些感兴趣的物理量进行计算. 反应系统的均方半径为

$$\langle r^2(t) \rangle \equiv \sum_{i=1}^{n_c A} \int d\mathbf{p} d\mathbf{r} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) (x_i^2 + y_i^2 + z_i^2), \quad (7)$$

其中, x , z 轴位于反应平面上, z 轴沿束流方向. 同样, 其平行分量和垂直分量分别为

$$\langle r_z^2(t) \rangle \equiv \sum_{i=1}^{n_c A} \int d\mathbf{p} d\mathbf{r} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) z_i^2; \quad (8)$$

$$\langle r_{\text{orth}}^2(t) \rangle \equiv \sum_{i=1}^{n_c A} \int d\mathbf{p} d\mathbf{r} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) (x_i^2 + y_i^2). \quad (9)$$

如果重离子反应熔合核或类熔合核中 GMR 被激发, 其平均密度或均方半径随时间的演化必将呈现某种规则性的振荡, 即余核的压缩与膨胀应有所体现. BNV 模型不考虑粒子之间的关联, 适合于研究反应系统从非平衡态向平衡态的演化, 但难于讨论复杂粒子的发射以及多重碎片的产生, 或者说热核的进一步衰变. 在 BNV 框架下, 反应系统不断发射粒子, 因此, 余核的核子数和激发能等随时间不断减少. 通过研究 GMR, 不仅可以讨论原子核的压缩和膨胀, 同时也可以讨论原子核集体运动的弛豫过程.

图 1 是 $25 \text{ MeV} / u$ $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ 反应系统余核均方半径随时间的演化. 系统的均方半径存在明显的规则振荡, 即在余核中 GMR 模式被激发, 并且随着碰撞参数的增加, 振荡周期基本不变, 但振荡的衰减加快. 从图中计算出均方半径振荡的周期约为 $70 \text{ fm} / c$, 因此, 该反应系统单极巨共振的能量为 17.7 MeV . $25 \text{ MeV} / u$ $^{40}\text{Ar} + ^{107}\text{Ag}$ 反应系统单极

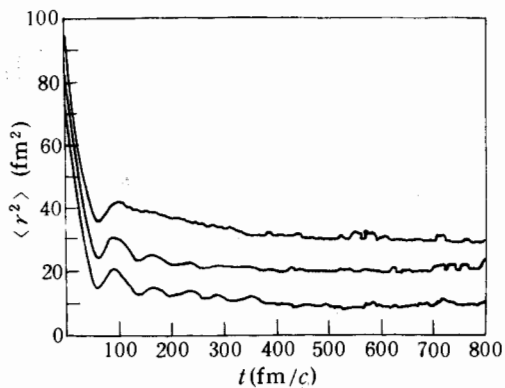


图1 25MeV/u $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ 反应系统均方半径演化图

曲线的碰撞参数 b 从上到下依次为 3、1 和 0 fm, 各曲线分别向上平移了 20、10 和 0 个单位.

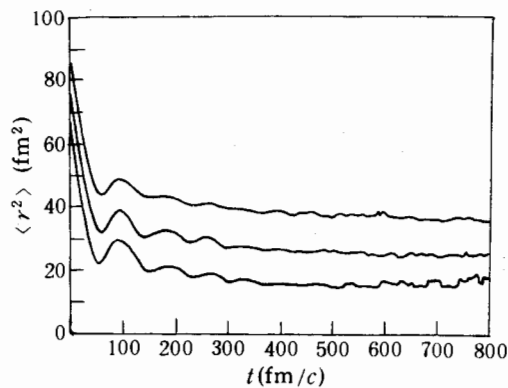


图2 25MeV/u $^{40}\text{Ar} + ^{107}\text{Ag}$ 反应系统均方半径演化图

曲线的碰撞参数 b 从上到下依次为 4、2 和 0 fm, 各曲线分别向上平移了 20、10 和 0 个单位.

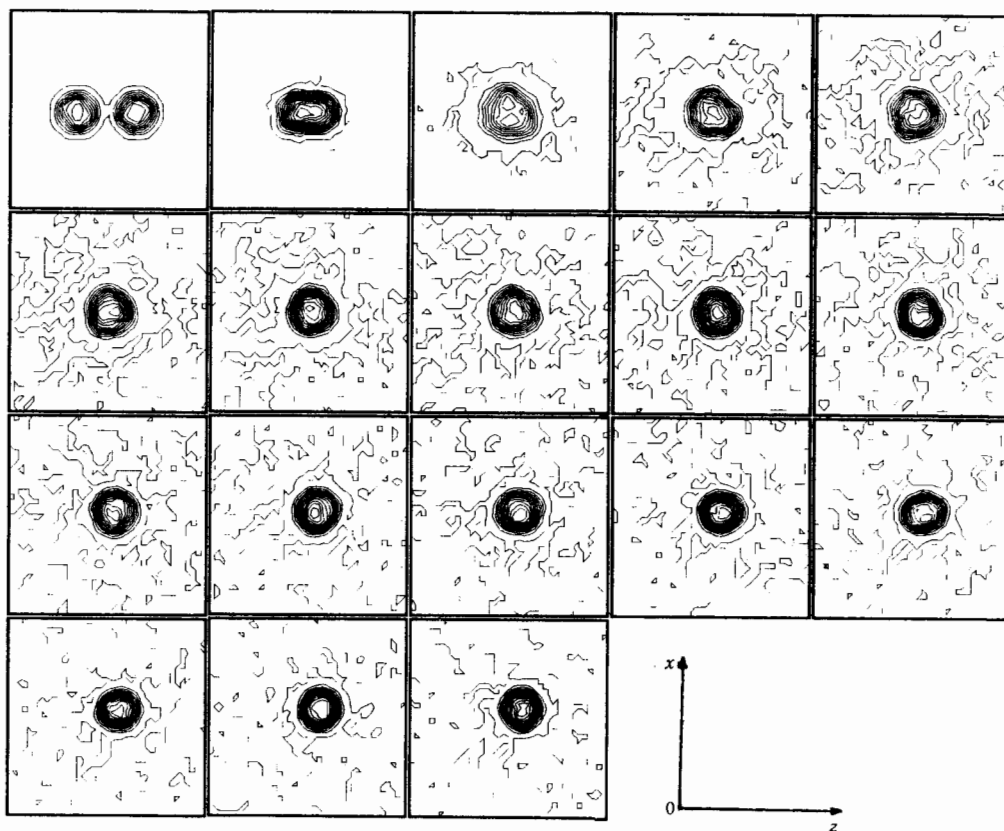


图3 20MeV/u $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ 对心碰撞 ($b=0\text{fm}$) 反应系统密度分布等高图的演化

时间为 0—680 fm/c, 间隔为 40 fm/c.

巨共振 (见图2) 与 $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ 反应系统情况类似, 由图2计算出, 该反应系统余核均方半径的振荡周期约为 $85\text{fm}/c$, 单极巨共振能量为 14.5MeV . 由经验公式 $E_{\text{GMR}} = 80A^{-1/3}$ 给出的质量数为 80 和 147 的核的 GMR 能量分别为 18.7 和 15.2MeV . 用 BNV 方程计算的结果与此甚为接近, 大致上也符合上述关系.

双核系统预平衡偶极巨共振 (GDR) 横向与纵向的振荡频率不同, GDR 能量也分裂为两个; 而球形核 GDR 只有一个振荡频率^[8]. 图1和图2给出的是反应系统余核的均方半径, 反应不出重离子反应所形成的复合系统的单极振荡是各向同性的还是异性的. 为此我们也计算了均方半径的纵向和横向分量, 并且还计算了 20 和 $40\text{MeV}/u$ $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ 对心碰撞 ($b=0\text{fm}$) 反应. 选择对心碰撞的目的在于使反应系统在 $x-z$ 平面上各向同性, 以便于比较 GMR 纵向和横向振荡性质的异同.

在图3中, 当反应进行到 $200\text{fm}/c$ 时, 系统已达到形状平衡(球形形状), 熔合核已

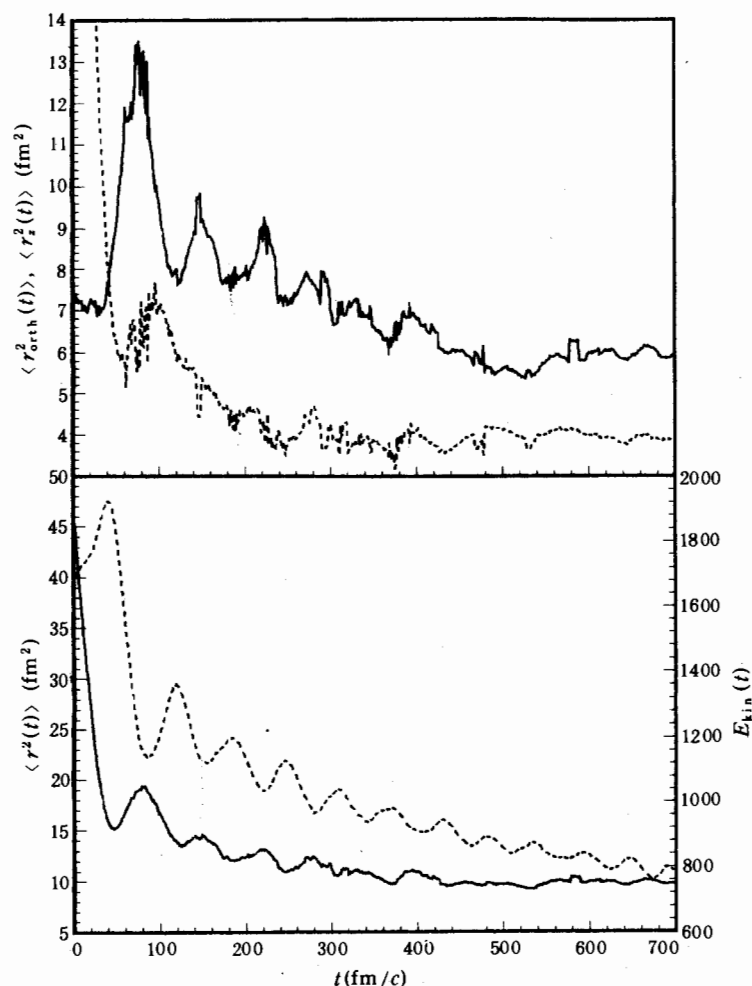


图4 $20\text{MeV}/u$ $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ 反应系统均方半径与核子总动能演化图

上部点线为纵向分量, 实线为横向分量; 下部实线为总的均方半径, 虚线为核子总动能.

基本形成, 至于熔合核如何进一步衰变, BNV 方程无法做出预言. 然而, 在弹核与靶核 N/Z 比相差较大的对称质量入射道情况下, 反应系统在 $1000 \text{ fm}/c$ 时仍处于拉长形变^[8]. 图 4 上部为 $20 \text{ MeV}/u$ $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ 反应系统均方半径的纵向分量 (点线) 和横向分量, 下部实线为总的均方半径. 尽管存在明显的统计涨落, 但可以清楚地看出, 在 $200 \text{ fm}/c$ 之后, 纵向和横向分量的振荡频率保持一致. 这表明重离子反应形成的球形复合核的单极巨共振是各向同性的. $40 \text{ MeV}/u$ $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ 对心碰撞系统的均方半径也存在振荡, 到了 $300 \text{ fm}/c$ 以后, 系统均方半径不断增加 (见图 5), 表明系统发生了碎裂. 由于统计涨落较大, 从图 5 看不出纵向与横向单极振荡相位的异同. 至于双核系统单极巨共振横向与纵向的振荡频率是否不同、GMR 能量是否也分裂为两个, 还有待于进一步的计算和分析.

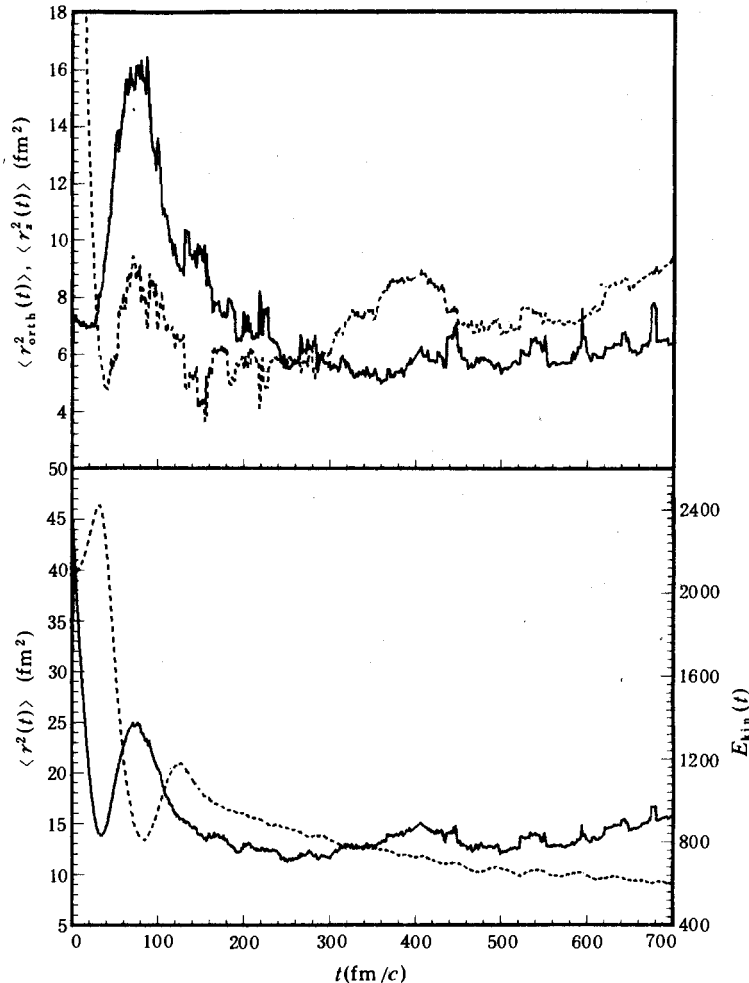


图 5 $40 \text{ MeV}/u$ $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ 反应系统均方半径与核子总动能演化图

说明同图 4.

在较低入射能情况下,重离子反应系统余核的均方半径及其纵向和横向分量都随时间不断衰减,一定时间后便逐渐趋向定值.图4和图5下部的虚线为复合核内禀核子总动能.核子总动能的振荡相位与均方半径的振荡相位正好相反.这一现象容易理解,即当原子核处于压缩状态时,核子间平均距离减小,势能减小,动能相应增加;当处于膨胀状态时,情形则相反.当核子总动能趋于平衡时,均方半径也趋于平衡.随着核子碰撞的进行和能量的不断交换以及核子的不断发射,GMR这种集体运动逐渐衰减,直至停止.文献[9]指出,粒子逃逸是单极巨共振阻尼衰减的原因.实际上,粒子发射只是单极巨共振阻尼衰减的一个原因,核子碰撞和粒子逃逸共同导致了热核单极巨共振的阻尼衰减.二者在机制上有所不同,核子碰撞使得集体运动的能量转化为核子的势能和核子的热运动能,也使得核内核子动能趋向平衡;而粒子逃逸则直接带走能量.但它们都使得用于激发GMR模式的集体激发能减少,以致于GMR逐渐停止.若要定量讨论两种因素对于GMR衰减贡献的大小,则需要对BNV模型做一些改进.

本文用BNV方程讨论了重离子反应中热核单极巨共振的一些性质.我们注意到,球形热核中的单极巨共振是各向同性的,共振能与 $E_{\text{GMR}} = 80A^{-1/3}$ 给出的数值基本一致.通过比较和分析核子总动能与均方半径随时间的变化,我们认为,核子碰撞使得核内核子动能趋向平衡,它与粒子逃逸一起引起了热核单极巨共振的阻尼衰减.此外,诸如双核系统GMR横向与纵向的振荡频率、共振能量,以及核子碰撞和粒子逃逸对热核单极巨共振阻尼衰减影响的大小等许多问题还有待于进一步的探讨.

参 考 文 献

- [1] B. D. Serot, J. D. Walecka, *Adv. Nucl. Phys.*, **16**(1986) 1.
- [2] F. E. Bertrand, *Nucl. Phys.*, **A354**(1981) 124.
- [3] S. Shlomo, D. H. Youngblood, *Phys. Rev.*, **C47**(1993) 529.
- [4] V. Abrosimov, M. Di Toro, A. Smerzi, *Z. Phys.*, **A307**(1994) 161.
- [5] A. Bonasera, F. Gulminelli, J. Molitoris, *Phys. Reports*, **243**(1994) 1.
- [6] G. F. Bertsch, S. Das Gupta, *Phys. Rep.*, **160**(1988) 189.
- [7] P. Ring, P. Schuck, *The Nuclear Many-Body Problem*, 209—211, Springer-Verlag, New York, 1980.
- [8] 钟纪泉、文万信等, *高能物理与核物理*, **19**(1995) 1114.
- [9] A. Bonasera, F. Gulminelli, P. Schuck, *Phys. Rev.*, **C46**(1992) 1431.

Relaxation of Isoscalar Giant Monopole Resonance

Wen Wanxin Zhong Jiquan Jin Genming

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

Received 11 February 1995, Revised 16 October 1995

Abstract

The relaxation of the isoscalar giant monopole resonance (GMR) in hot nuclei produced in heavy-ion reaction is discussed in the frame of the Boltzmann-Nordherin-Vlasov equation. The oscillation of the GMR in the spherical hot nuclei is isotropic. The calculated GMR energy is approximately equal to that resulting from the formula $E_{\text{GMR}} = 80A^{-1/3}$. The nucleon collision as well as the particle escape are the dominant reasons of the relaxation of the GMR in the hot nuclei.

Key words breath mode, BNV equation, giant monopole resonance.