

重离子碰撞中单粒子自由度的平衡

葛凌霄 刘建业

(中国科学院近代物理研究所, 兰州)

王顺金

(兰州大学现代物理系)

摘 要

从占有数的主方程出发,在近似的类跃迁几率下,分别就一体碰撞和二体碰撞过程,定量估计了单粒子自由度的局域弛豫时间大小和特征,特别是对局域温度的依赖.并在二体碰撞情况下,同其它方法的结果做了比较.

一

在低能范围内,时间相关的哈福(TDHF)方法合适地描述了重离子碰撞,TDHF意味着长的平均自由程,它仅考虑了粒子同平均场的碰撞,忽略了两体碰撞.非常高的能量下,占优势的是两体碰撞^[1].新近,粗略的定量估计^[2]指出,对占有数的变化,两体碰撞和一体碰撞贡献之比强烈地依赖于温度和反应系统.

一体碰撞将驱动系统朝着无规分布发展,两体碰撞作用会驱动系统朝着热平衡.因此,局域温度是一个有意义的量,碰撞过程依赖于平均自由程,或者依赖于局域弛豫时间.局域弛豫时间反映了所有一体和两体碰撞过程的复杂跃迁,标志着单粒子自由度在碰撞过程中的弛豫发展.它同核反应相互作用时间尺度的比较,对研究反应机制十分重要^[3].同时,最简单的碰撞项可用弛豫时间近似法来代替^[4].因此,局域弛豫时间的研究是十分有意义的.

TDHF成立的条件是这个时间无穷大,但在高温时,这个时间是很短的.在核物质情况下,由于两体碰撞所引起的局域弛豫时间的大小,文献[5,6]已经做了计算和估计.真实核的情况,就我们目前的了解还未见到.最简单的方法是由光学位的虚部来估计^[4].他们的结果都指出了局域平衡时间和温度的强烈依赖.本文试图通过简单的近似粗略估计局域弛豫时间,特别是分析在一体碰撞过程和两体碰撞过程中,局域弛豫时间的特征以及相关的重离子碰撞反应机制.

二

正如文献[3,7,8]所指出的,耗散的非绝热动力学理论(DDD)是扩展的TDHF(ETDHF)很好的近似,在时间相关的壳模型表象中,可从ETDHF直接得到DDD.引进非绝热基矢之后,整个动力学过程很自然分为单粒子状态的沿非绝热基矢运动和由于两体碰撞导致的核子在非绝热能级上的非绝热分布.

对于非绝热单粒子状态占有数随时间的变化,已经得到下面的基本方程^[6]:

$$\begin{aligned} \dot{n}_\alpha = & \frac{2}{\hbar} \sum_{\beta} |U|^2 \frac{\Gamma_{\beta\alpha}}{\omega_{\beta\alpha}^2 + \Gamma_{\beta\alpha}^2} (n_\beta - n_\alpha) \\ & + \frac{2}{\hbar} \sum_{\beta\gamma\delta} |V|^2 \frac{\Gamma_{\beta\delta\alpha\gamma}}{\omega_{\beta\delta\alpha\gamma}^2 + \Gamma_{\beta\delta\alpha\gamma}^2} [n_\beta n_\delta (1 - n_\gamma)(1 - n_\alpha) \\ & - (1 - n_\beta)(1 - n_\delta) n_\alpha n_\gamma]. \end{aligned} \quad (1)$$

U 和 V 分别为一体碰撞和两体碰撞矩阵元,

$$\begin{aligned} \omega_{\beta\alpha} &= (\epsilon_\alpha - \epsilon_\beta)/\hbar, \quad \omega_{\beta\delta\alpha\gamma} = (\epsilon_\beta + \epsilon_\delta - \epsilon_\alpha - \epsilon_\gamma)/\hbar \\ \Gamma_{\beta\alpha} &= |\dot{\omega}_{\beta\alpha}\theta|, \quad \Gamma_{\beta\delta\alpha\gamma} = |\dot{\omega}_{\beta\delta\alpha\gamma}\theta| \end{aligned} \quad (2)$$

θ 为所取时间 τ 的范围.方程(1)中的第一项来自于一体碰撞过程,而第二项是二体碰撞项.实际核的情况是,对于真实的单粒子能级,每个能级都有一定的寿命,即一定的宽度,因此使跃迁变为可能.

在类跃迁几率时间平均的近似下,我们已经获得最简单的弛豫分析表达式^[2]:

$$\dot{n}_\alpha = -W_\alpha(n_\alpha - \bar{n}_\alpha), \quad (3)$$

其中

$$W_\alpha = W_\alpha^{(1)} + W_\alpha^{(2)}, \quad (4)$$

$$W_\alpha^{(1)} = \sum_{\beta} W_{\alpha\beta}, \quad (5)$$

$$W_\alpha^{(2)} = \sum_{\beta\gamma\delta} W_{\alpha\gamma\beta\alpha} [n_\beta(1 - n_\gamma)n_\delta + (1 - n_\beta)n_\gamma(1 - n_\delta)], \quad (6)$$

$W_\alpha^{(1)}$ 表示一体碰撞过程的类跃迁几率, $W_\alpha^{(2)}$ 为二体碰撞过程的类跃迁几率.

定义局域弛豫时间,也称为局域平衡时间为:

$$\tau = \frac{1}{W_\alpha}. \quad (7)$$

方程(3)成为最常见的弛豫分析式^[3],一直用做假定的形式,它的简单解十分便于使用,

$$n_\alpha(t) = n_\alpha(0)e^{-\frac{t}{\tau_\alpha}} + \bar{n}_\alpha(1 - e^{-\frac{t}{\tau_\alpha}}). \quad (8)$$

\bar{n}_α 为局域平衡时的占有数,其分布形式已经证明,是在局域温度和局域费米能量时的费米分布.从方程(8)可以看出,在反应初期 $t \ll \tau$ 时,占有数分布是非绝热单粒子分布,近似满足方程(8),如核反应的相互作用时间为 10^{-21} 秒,局域平衡时间 τ 为 10^{-22} 秒.

局域平衡时间代替了所有用复杂形式所反映的一切由于一体和二体碰撞跃迁的知识.而方程(3)是对碰撞项的近似结果.传输方程中所牵涉的传输量都紧密与局域平衡时

间相联系,由文献[2]知, $W_{\alpha}^{(1)}$ 和 $W_{\alpha}^{(2)}$ 同局域温度相关,即与能量相关,因此,局域弛豫时间不仅与温度依赖,而且与能量的依赖也是很重要的。

一体和二体碰撞对占有数变化所贡献的相对大小已经在文[2]中讨论。在很低温度时,一体碰撞占优势(例如 $\text{Ca} + \text{Ca}$ 反应系统, $T < 1.5\text{MeV}$); 随着温度的升高,二体碰撞的贡献越来越大。对于重系统,同样温度下,二体碰撞的贡献要大得多。在这个前提下,我们将分别讨论忽略两体碰撞仅有一体碰撞的情况,以及忽略一体碰撞仅有两体碰撞的情况。

仅有一体碰撞情况下的局域弛豫时间

$$\tau_1 = \frac{1}{W_{\alpha\beta}^{(1)}} = 1 / \left(\sum_{\beta} W_{\alpha\beta} \right), \quad (9)$$

其中:

$$W_{\alpha\beta} = \frac{2}{\hbar} |U_{\alpha\beta}|^2 \frac{\Gamma_{\alpha\beta}}{(\epsilon_{\alpha} - \epsilon_{\beta})^2 + \Gamma_{\alpha\beta}^2}. \quad (10)$$

为方便讨论,根据文献[9],碰撞矩阵元取为高斯分布,其分布宽度为 Δ , 强度为 u

$$U_{\alpha\beta} = u \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\epsilon_{\alpha} - \epsilon_{\beta}}{\Delta} \right)^2 \right], \quad (11)$$

而

$$u = \frac{2\gamma}{g_1^{1/3} + g_2^{1/3}}. \quad (12)$$

单粒子密度参数 g (1 和 2 分别相应于炮弹和靶核), γ 为强度函数(取 $\gamma = 3\text{MeV}$)^[9]. 为了检验方程(11)的合理性,在假定单粒子能级用均匀栅模型来代替的近似下,局域平衡分布

$$\bar{n}_{\alpha} = \sum_{\beta} W_{\alpha\beta} n_{\beta} / \sum_{\beta} W_{\alpha\beta} \quad (13)$$

有一类似费米分布的形状.当 α 状态在费米海底时, $\bar{n}_{\alpha} = 1$; 当 α 状态在费米面时, $\bar{n}_{\alpha} = \frac{1}{2}$; 当 α 状态在费米面以上并远离费米面时, $\bar{n}_{\alpha} = 0$.

依赖温度的一体碰撞类跃迁几率,主要在于方程(11)中高斯分布宽度 Δ 的温度依赖,随着温度升高, Δ 会变大. 采用文[9]给出的 Δ 形式:

$$\Delta = \frac{13.5}{R} \left[\frac{E_{cm} - V(R)}{A_{red}} \right]^{1/2} (A_1 + A_2)^{1/6}, \quad (14)$$

其中 $A_{red} = \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2}$, A_1 和 A_2 分别为靶和炮弹的质量, R 取为炮和靶擦边时的半径.

假定温度和激发能 E^* 有关系

$$gT^2 = E^*, \quad (15)$$

在仅仅考虑对称核碰撞时,(14)式可近似为:

$$\Delta \approx \frac{7.8}{R} A^{1/6} T, \quad (16)$$

仅有二体碰撞情况下的局域弛豫时间:

引
于

1)

2)

撞
差,

3)

4)

5)

6)

7)

8)

费
近

知
时

$$\tau_2 = \frac{1}{W_a^{(2)}}, \quad (17)$$

两体碰撞时的类跃迁几率是十分复杂的^[10]. 在非绝热双中心壳模型框架下讨论了两体碰撞矩阵元与相对运动的关系, 以及与状态量子数的关系. 这里, 为简单起见, 我们假设两体碰撞矩阵元取时间(相对运动)的平均值, 并且, 采用经典近似, 由核子-核子散射截面来表征, 假设末态能级密度为:

$$\rho_f = N_f \delta \left(\varepsilon_\alpha + \varepsilon_\gamma - \varepsilon_\beta - \varepsilon_\delta + i \frac{\Gamma}{2} \right) \quad (18)$$

Γ 为能级总宽度, N_f 为满足能量守恒的状态数目. (18)式中的 δ 函数与对时间做了带洛仑兹权重的平均的形式一致. 最后, 我们得到:

$$W_a^{(2)} = \sum_{\beta\gamma\delta} \frac{1}{N_f} \rho\nu\sigma [n_\beta n_\delta (1 - n_\gamma) + (1 - n_\beta)(1 - n_\delta)n_\gamma], \quad (19)$$

ρ 为通常的核密度, σ 为核子-核子散射截面和 ν 为初态的核子速度, 它们是 $(\varepsilon_\alpha + \varepsilon_\gamma)$ 的函数. 考虑(19)式中遍及 γ 状态求和, 采用 ε_α 来代替它的平均值. 为简化三重求和的方便, 对单粒子分布采用线性近似:

$$n_\alpha = n(x) = 1 - \frac{x}{\Delta\varepsilon_F}, \quad (20)$$

其中 $x \leq \Delta\varepsilon_F$, 以便 $0 \leq n \leq 1$.

方程(19)可近似为:

$$W_a^{(2)} = \frac{1}{4N_f} \rho\nu\sigma(g^3(\varepsilon_F)\Delta\varepsilon_F^3) \quad (21)$$

$\Delta\varepsilon_F$ 为费米表面的厚度, $g(\varepsilon_F)\Delta\varepsilon_F$ 表示了费米表面附近单粒子激发可资利用的状态数目, 近似等于费米面附近被激发的粒子数除以简并度. 我们知道, 粒子-空穴的激发数目同激发能相关, 随着激发能增加, 被激发的粒子和空穴数目也增加, 而激发能与温度大小相关联, 由简单的统计模型, 一定温度 T 时可激发至费米面以上的粒子数目^[11]为:

$$N = gT(\ln 4) \quad (22)$$

最后, 我们得到了 $W_a^{(2)}$ 与温度的关系:

$$W_a^{(2)} = 2.441 \times 10^{19} \frac{\varepsilon_\alpha^{1/2}\sigma}{N_f} (gT)^3 \text{ 秒} \quad (23)$$

自由核子-核子散射截面 $\sigma(\varepsilon_\alpha)$ 由核物质修正, 其修正因子为^[2]:

$$p \left(\frac{\varepsilon_f}{\varepsilon_\alpha} \right) = \frac{\bar{\sigma}(\varepsilon_\alpha)}{\sigma(\varepsilon_\alpha)} \quad (24)$$

修正的方法由(2)给出, 自由核子-核子散射截面为:

$$\sigma(\varepsilon_\alpha) = \frac{1}{2} (\sigma_{nn}(\varepsilon_\alpha) + \sigma_{pp}(\varepsilon_\alpha)) \quad (25)$$

其实验结果取自文献[12].

三

方程(10)中的 $\Gamma_{\alpha\beta}$ 取为常数 2MeV, 由方程(9), 我们计算了不同温度时的局域弛豫时间. 结果是: 当温度 $T = 1\text{MeV}$ 时, $\tau_1 \sim 4.3 \times 10^{-23}$ 秒; $T = 2\text{MeV}$ 时, $\tau_1 \sim 3.2 \times 10^{-23}$ 秒; $T = 3\text{MeV}$ 时, $\tau_1 \sim 2.5 \times 10^{-23}$ 秒. 事实上, $\Gamma_{\alpha\beta}$ 同温度有关, 方程(2)可改写为:

$$\Gamma_{\alpha\beta} = \left| q \frac{\partial W_{\alpha\beta}}{\partial q} \theta \right|$$

温度标记着内部激发的大小, q 是相对运动速度, 对于一个给定的能量, 温度高相应于相对运动速度减小, $\Gamma_{\alpha\beta}$ 似乎应有所减小, 使 $\Gamma_{\alpha\beta}$ 取为常数 1MeV 的试验仅使结果有微小的变化.

因此, 从仅有一体碰撞的计算可得出, 局域弛豫时间和温度的变化不大. 而局域弛豫时间和单粒子能量的关系并不能在(9)式中表现出来.

与一体碰撞过程不同, 从方程(17)和(23)可以看出, 局域弛豫时间 τ_2 很强的和局域温度相依赖, 同时也与核子的能量相关. 以 $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ 为例的计算结果表示在图 1 和 2 中. 图 1 为不同温度和不同 ($\varepsilon - \varepsilon_F$) 能量时的局域弛豫时间大小, 取参数 $N_f = 5$. 当 $\varepsilon - \varepsilon_f = 3\text{MeV}$ 时, 温度从 1MeV 增至 5MeV, 局域弛豫时间 τ_2 从 1.38×10^{-21} 秒减小至 1.1×10^{-23} 秒. 在相同温度下, 随着 $\varepsilon - \varepsilon_f$ 增大, 局域弛豫时间缓慢下降. 图 2 为不同 N_f 参数情况下(分别取 $N_f = 1, 5$ 和 10), 当 $\varepsilon - \varepsilon_f = 3\text{MeV}$ 时, 不同温度下的局域弛豫时间, N_f 的变化并不影响局域弛豫时间随温度变化和随能量变化的规律.

在计算中, 对不同温度时的 N_f 采用了相同的值. 事实上, 它与温度相关, 温度高时, 粒子一般会激发至较高能级, 状态会显得更密集一些. 如果假设状态数同温度线性依赖,

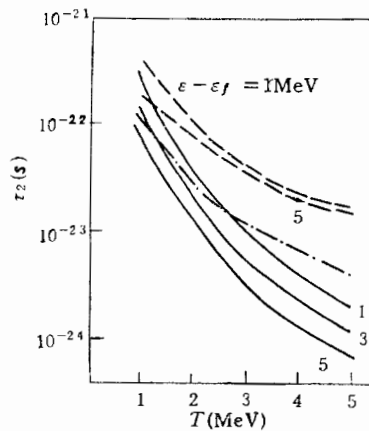


图 1 不同温度和不同 ($\varepsilon - \varepsilon_F$) 能量时的弛豫时间 τ_2 ($N_f = 5$) (实线), 虚线表示 $\varepsilon - \varepsilon_f = 1$ 和 5MeV 时, 由光学位虚部所计算的结果, 破折线为文[5]计算的结果.

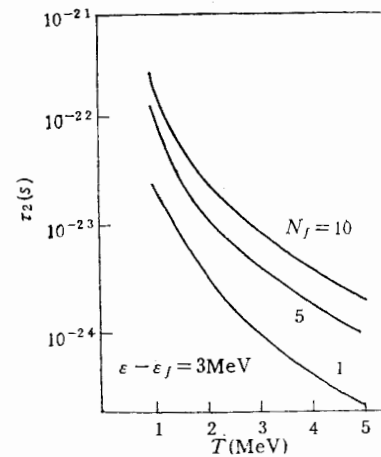


图 2 不同 N_f 参数情况下, 当 $\varepsilon - \varepsilon_f = 3\text{MeV}$ 时, 不同温度下的局域弛豫时间.

那么从方程(23)式,我们可近似为:

$$\tau_2 \sim 10^{-21} \frac{1}{T^2} \text{ s}$$

与(28)式是近似一致的结果.

正如前面指出的,仅有二体碰撞时,已经在不同近似方法下估计了局域弛豫时间的大小. 一定能量的粒子同核物质作用将会表示出一个有限的平均自由程,也就是说一个有限的寿命 τ , 它直接关联于光学位的虚部 W .

$$\tau_2 = \frac{\hbar^2}{2W} \quad (26)$$

新近,文献[4]根据微观的计算,给出了光学位虚部的经验公式:

$$W(\varepsilon) = -\frac{1}{2\Gamma} \left[(\varepsilon - \varepsilon_f)^2 + \pi^2 T^2 + a(\varepsilon - \varepsilon_f)^3 + bT^3 + c \frac{N}{Z} (\varepsilon - \varepsilon_f) \right] \quad (27)$$

其中的参数分别为: $\Gamma = 46.5 \text{ MeV}$, $a = -0.0075 \text{ MeV}^{-1}$, $b = -0.8 \text{ MeV}$, $c = -3.8 \text{ MeV}$, N 和 Z 分别为系统的中子数和质子数. 根据(26)和(27)式计算的结果画在图1中,虚线表示的曲线分别为 $\varepsilon - \varepsilon_f = 1 \text{ MeV}$ 和 5 MeV .

另外,文献[4]比较了常数密度范围内,在弛豫方法近似下从波尔兹曼方程得出的热传导和粘滞性同精确解波尔兹曼方程得出的热传导和松滞性结果,估计了弛豫时间,得出:

$$\tau_2 \sim \frac{1}{T^2} \cdot 10^{-21} \text{ s} \quad (28)$$

文献[5]和[6]在核物质近似下估计了弛豫时间. 文献[5]给出的近似结果为

$$\tau_2 = \frac{1}{\varepsilon^*} 2 \cdot 10^{-22} \text{ s} \quad (29)$$

ε^* 为每个核子的激发能,其计算结果在图1中用破折线表示.

同其它结果相比较,可以看出,局域弛豫时间同温度的关系是一致的,同能量的关系趋向也是一致的,并且它的大小在数量级上基本一致. 但是,我们的结果明显地表现出, τ_2 同温度的依赖要比用(26)式和(29)式计算的结果更为强烈,显示了模型的依赖性.

为了更进一步来探索局域弛豫时间,我们在非绝热双中心壳模型框架下,直接求解方程式(1)和弛豫时间近似方程(3),比较占有数变化来估计它的大小和其它物理量的依赖关系,工作正在进行中.

四

在近似条件下,我们联系了单粒子占有数变化的主方程和简单的弛豫时间近似主方程,讨论了一体和二体碰撞过程贡献的相对大小^[2],在低温情况下,一体过程占主要优势,而二体过程是随着温度的升高而加强. 通过对单粒子自由度局域弛豫时间的估计,使我们认识到:

- 1) 一体碰撞过程所引起的单粒子自由度弛豫时间很短 (10^{-23} 秒数量级,相应于核子穿过核尺寸的时间尺度).
- 2) 二体碰撞过程与温度有强烈关系,它同一体碰撞过程竞争存在. 由于二体碰撞,

会驱动单粒子自由度朝着局域平衡,在温度低时,局域平衡时间有较长的尺度(10^{-21} 秒数量级,相应于重离子深部非弹碰撞(DIC)质量平衡时间尺度),然而,对于中重碰撞系统,这是一体碰撞占优势的温度范围。但由于入射能量升高,碰撞的相互作用时间变短,单粒子自由度的贡献变得十分重要,特别是中能重离子碰撞范围内,动力学平衡在于一体和二体碰撞过程的竞争。

参 考 文 献

- [1] H. S. Köhler, *Nucl. Phys.*, **A378**(1982), 181.
- [2] 葛凌霄、刘建业、王顺金,高能物理与核物理,**11**(1987),695.
- [3] W. Nörenberg, *Nucl. Phys.*, **A400** (1983), 275C.
- [4] H. S. Köhler, *Nucl. Phys.*, **A378**(1982), 159.
- [5] G. Bertsch, *Z. Physik*, **A289**(1978), 103.
- [6] C. Toepffer and C. Y. Wong, *Phys. Rev.*, **C25**(1982), 1078.
- [7] W. Nörenberg, *Phys. Lett.*, **B104**(1981), 107.
- [8] Wang Shunjin, *Commun. in Theor. Phys.*, **4**(1985), 827.
- [9] A. Gobbi and W. Nörenberg, *Heavy Ion Collision* Vol. **II**(1980), edit R. Bock.
- [10] P. Rozmej and W. Nörenberg, GSI Scientific Report (1985), p 143.
- [11] A. Bohr and R. Mottelson, *Nuclear Structure* Vol. 1 p154.
- [12] K. Kikuchi and M. Kawai, *Nuclear Matter and Nuclear reaction* (1968).
- [13] 韩银录、卓益忠、吴锡真,高能物理与核物理,**12**(1988),257.

RELAXATION OF SINGLE PARTICLE DEGREES OF FREEDOM
IN HEAVY ION COLLISION

GE LINGXIAO LIU JIANYE

(Institute of Modern Physics, Academia Sinica, Lanzhou)

Wang Shunjin

(Lanzhou University)

ABSTRACT

The local relaxation time of single particle degrees of freedom have been estimated under the approximate transition-rate-like from the master equation of occupation number. The characters of local relaxation time are discussed for one-body collision and for two-body collision processes separately.