

# 重离子核反应中核子的穿梭加速机制

霍裕昆 袁竹书 潘正英  
(复旦大学物理二系, 上海 200433)

## 摘 要

本文讨论中高能核-核反应中一种加速核子的机制。其要点是：入射核的部分核子在靶核和入射核的其余部分之间往返穿梭碰撞并被加速。基于经典模型的计算表明, 在经过一次往返碰撞后, 出射粒子的最高能量是平均入射能量的1.33倍。计算了发射高能核子的产生截面、能谱和角分布。

中高能核-核碰撞的一个重要实验结果是观察到高能核子的发射<sup>[1-3]</sup>, 其能量可以远高于核子的平均入射能量。除了直接观测粒子发射外, 中能重离子反应中硬光子的发射也提供了在此类反应中存在着加速高能核子机制的证据<sup>[4-6]</sup>。为了探讨这些物理机制, Griffin 和 Blann 等发展了核子预平衡发射的理论<sup>[7,1,2]</sup>; Bondorf 等讨论了“费米喷注”模型<sup>[8]</sup>。

本文讨论在中、高能重离子核反应中一种加速核子的机制——穿梭碰撞模型。这一物理概念最初是固体物理学家用于解释双原子分子或原子-分子簇撞击固体表面时出射能谱的展宽现象<sup>[9,10]</sup>。其经典物理图象如下：入射核的部分核子遭受连续的穿梭往返碰撞而被加速。每一穿梭碰撞由相继的两个元过程组成。首先, 这部分核子与靶核相碰。这一碰撞过程自然要使人射核子损失部分入射能量, 但十分重要的是, 同时也使得它们获得横向动量, 从而使得下一碰撞过程成为可能。第二个碰撞过程发生在被折射的核子与跟进的其它入射核子间。我们将证明在第二步碰撞过程中, 有相当可观的截面对应于使其中的一个核子达到高于平均入射动能的能量。

下面我们基于经典物理图象来计算穿梭加速机制导致的核子发射能谱和角分布。设入射核和靶核分别是由  $A_P$  和  $A_T$  个核子构成的“气体球”, 其实验室系的初速分别是  $v_0$  和零。本文的目的是阐述机制的物理图象并估算截面数量级, 因此略去了核子的费米运动及核子全同性等量子效应。

在经过一次穿梭碰撞后, 核子被发射到能量间隔为  $E-E+dE$ , 角度间隔为  $d(\cos\theta)$  的微分截面是

$$\frac{d\sigma}{dE d(\cos\theta)} = \int 2\pi b N_i(b) f(\mathbf{v}_0; E'; \theta') n_0 l_i(b) \times \frac{d\sigma(\mathbf{v}_0, E', \theta'; E, \theta)}{dE d(\cos\theta)} db dE' d(\cos\theta'), \quad (1)$$

式中,  $b$  是碰撞参数,  $N_1(b)db$  是穿过入射核-靶核界面碰撞参数为  $b-b+db$  的入射核子数,  $f(\mathbf{v}_0; E', \theta')dE'd\cos\theta'$  是入射核子被反射到能量间隔  $E'-E'+dE'$ , 角度间隔为  $d\cos\theta'$  的几率,  $\theta'$  是相对于入射方向的偏转角,  $n_0$  是核内核子数密度,  $l_1(b)$  是被靶核反射的核子再次穿过入射核剩余部分的平均线度,  $\frac{d\sigma(\mathbf{v}_0, E', \theta'; E, \theta)}{dE d\cos\theta}$  是入射速度分别为  $\mathbf{v}_0$  和  $(E', \theta')$  的两个运动粒子的微分散射截面. 方程(1)中的物理量都是相对实验室坐标系的.

由于  $E' = m(v_0 \cos\theta')^2/2$ , 则有

$$f(\mathbf{v}_0; E', \theta')dE'd(\cos\theta') = n_0 l_2 \sigma_c(E_0, \theta'_c) 4 \cos\theta' dE' d(\cos\theta') \delta[E' - m(v_0 \cos\theta')^2/2]. \quad (2)$$

式中,  $l_2$  是入射核子穿过靶核的平均长度,  $\sigma_c(E_0, \theta'_c)$  是质心系微分散射截面,  $\theta' = \theta'_c/2$ ,  $\theta'_c$  是第一次散射的质心散射角. 若质心系散射各向同性, 则  $\sigma_c(E_0, \theta'_c) = \sigma_t(E_0)/2$ ,  $\sigma_t(E_0)$  是总散射截面.

令  $d\sigma^{(c)}(\mathbf{v}_0, E', \theta'; \Omega_c)/d\Omega_c$  是能量分别为  $E_0(\mathbf{v}_0)$  和  $(E', \theta')$  的两运动粒子在质心系中的微分散射截面(第二次碰撞), 则有

$$\frac{d\sigma(\mathbf{v}_0, E', \theta'; E, \theta)}{dE d(\cos\theta)} = \frac{d\sigma^{(c)}(\mathbf{v}_0, E', \theta'; \Omega_c)}{d\Omega_c} \left( \frac{\partial(E, \cos\theta)}{\partial(\cos\theta_c, \phi_c)} \right)^{-1}, \quad (3)$$

式中

$$\frac{\partial(E, \cos\theta)}{\partial(\cos\theta_c, \phi_c)} = \frac{\partial E}{\partial(\cos\theta_c)} \frac{\partial(\cos\theta)}{\partial\phi_c} - \frac{\partial E}{\partial\phi_c} \frac{\partial(\cos\theta)}{\partial(\cos\theta_c)}. \quad (4)$$

如果选择质心系的极轴沿着质心的运动方向,  $x$  轴在散射平面上, 则有

$$E = m(V^2 + u^2 + 2Vu \cos\theta_c)/2, \quad (5)$$

和

$$\cos\theta = \frac{1}{2Vv} [(v_0 + v' \cos\theta')(V + u \cos\theta_c) - v'u \sin\theta' \sin\theta_c \cos\phi_c], \quad (6)$$

式中,  $E' = \frac{1}{2} m v'^2$ ,  $u^2 = v_0^2 (\sin\theta')^2/4$ ,  $V^2 = v_0^2 (1 + 3(\cos\theta')^2)/4$ .  $V$  是质心速度,  $u$  是运动粒子在质心系的的速度. 在这样选择的质心系中,  $E$  与  $\phi_c$  无关. 设质心系散射各向同性, 则有

$$\frac{d\sigma(\mathbf{v}_0, E', \theta'; E, \theta)}{dE d(\cos\theta)} = \frac{\sigma_t(\mathbf{v}_0, E', \theta')}{4\pi} \frac{2v}{m v' u^2 \sin\theta' \sin\theta_c \sin\phi_c}. \quad (7)$$

利用(2)、(7)式,(1)式可写作

$$\frac{d\sigma}{d\bar{E} d(\cos\theta)} = \int 2\pi b N_1(b) l_1(b) db n_0^2 l_2 \sigma_t(E_0) I. \quad (8)$$

式中,

$$I = \frac{\bar{v}}{\pi} \int \frac{\sigma_t(\mathbf{v}_0, E', \theta')}{(\sin\theta')^3 \sin\theta_c \sin\phi_c} d(\cos\theta'), \quad (9)$$

它完全确定了在经过一次穿梭碰撞后出射粒子的能谱和角分布的相对形状.  $\bar{v} = v/v_0$ ,  $\bar{E} = E/E_0$ . 需要注意的是,(9)式的积分限是  $E$  和  $\cos\theta$  的函数, 由(5)、(6)两式给出.

图 1 示  $\cos\theta = 0.9$  和  $0.75$  时，一次穿梭碰撞后发射粒子的能谱，图 2 是能量高于  $E_0$  的出射粒子角分布。两图都呈现高能粒子集中向前发射的倾向。在用(9)式计算能谱和角分布时，假设总散射截面在所考虑的能量范围内为常数。

在对所有可能的发射角积分后，得到发射粒子总能谱

$$\frac{d\sigma}{dE} = \int \frac{2}{\sqrt{3}} \pi b N_1(b) l_1(b) db n_0^2 l_2 2\sigma_t(E_0) \sigma_t(\mathbf{v}_0, E', \theta') \sin^{-1} \left( \frac{\sin \theta'}{\sqrt{4/3}} \right) \Big|_{\theta'_1}^{\theta'_2}, \quad (10)$$

式中， $\theta'_2$  和  $\theta'_1$  分别是(9)式中积分变量的上界与下界。(10) 式中对碰撞参数的积分可

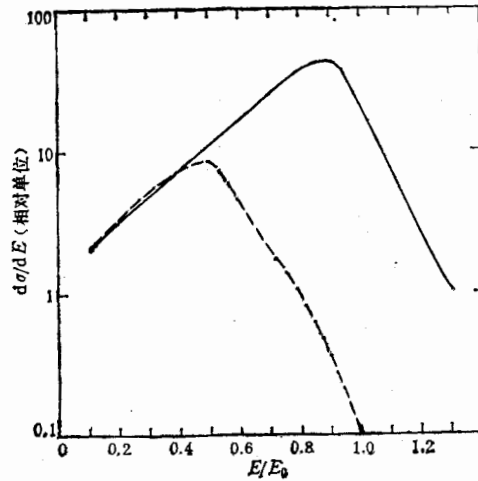


图 1 一次穿梭往返碰撞后出射核子的能量分布  
实线： $\cos\theta = 0.9$ ；虚线： $\cos\theta = 0.75$ 。出射核子的最高能量是  $1.33E_0$ 。  
( $E_0$  是每一核子的平均入射能量)

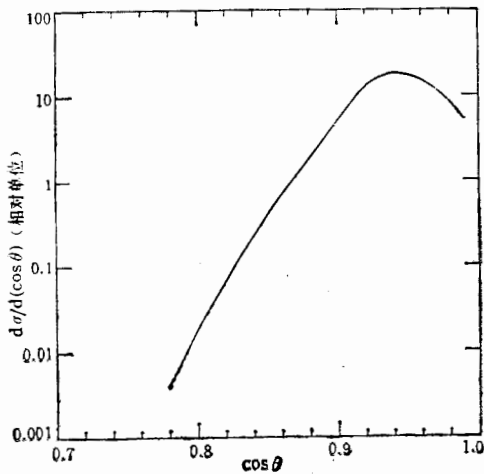


图 2 一次穿梭往返碰撞后，能量高于  $E_0$  的出射核子的角分布 ( $E_0$  是每一核子的平均入射能量)

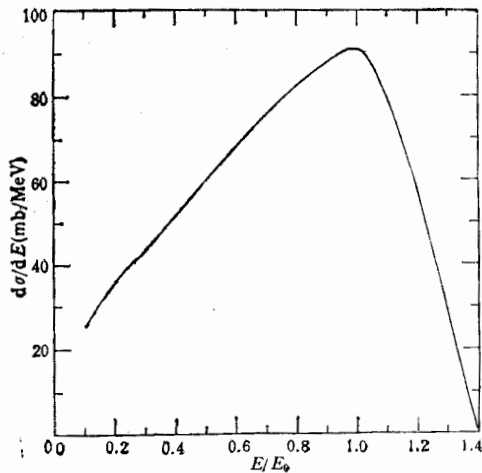


图 3  $^{12}\text{C} + ^{158}\text{Gd}$  反应中一次穿梭往返碰撞后，出射核子的能谱(每核子平均入射能量  $E_0 = 50\text{MeV/n}$ )

近似地估算为

$$\int 2\pi b N_1(b) l_1(b) db \approx \frac{1}{4} A_P \sigma_R \bar{l}_1, \quad (11)$$

式中,  $\sigma_R = \pi(1.2)^2(A_T^{1/3} + A_P^{1/3})^2(\text{fm})^2$  是核-核总反应截面,  $\bar{l}_1$  是  $l_1(b)$  的平均值. 假设入射核子在核内的自由程与核线度同一量级, 即  $n_0\sigma_t(E_0)l_2 \approx 1$ , 和  $n_0\bar{\sigma}_t(\nu_0, E', \theta')\bar{l}_1 \approx 1$ , 则得到

$$\frac{d\sigma}{dE} = \frac{1}{4\sqrt{3}} \sigma_R A_P \sin^{-1} \left( \frac{\sin \theta'}{\sqrt{4/3}} \right) \Big|_{\theta'_1}^{\theta'_2}. \quad (12)$$

图3示入射能量为  $E_0 = 50\text{MeV/n}$ ,  $^{12}\text{C} + ^{158}\text{Gd}$  反应的出射粒子总能谱.

综上所述, 我们研究了一种在中、高能重离子反应中粒子加速的机制, 它引起高能粒子的发射. 初步的计算表明, 一次穿梭碰撞可以将粒子加速到入射能量的1.33倍, 高能粒子的产生截面与实验值在同一数量级范围内. 量子效应如核子在核内的费米运动和核子的全同性将使这一加速机制的效应更显著, 我们将在以后论文中讨论这些效应, 并与实验结果进行比较.

作者之一(霍裕昆)对于1990年9月访问NORDITA(丹麦)期间得到的友好接待及有益讨论谨表谢意, 并对B. Mottelson教授和Jacob P. Bondorf博士表示感谢.

### 参 考 文 献

- [1] J. Randrup and R. Vandenbosch, *Nucl. Phys.*, **A474**, (1987), 219, and references therein.
- [2] D. Abdouin et al., *Nucl. Phys.*, **A514**(1990), 564.
- [3] S. E. Arnell et al., *Z. Phys. A: Atomic Nuclei*, **330**, (1988), 69.
- [4] V. Metag, *Nucl. Phys.*, **A492**, (1988), 159.
- [5] H. Nifenecker, M. K. Njock and J. A. Pinston, *Nucl. Phys.*, **A495**(1989), 3c.
- [6] E. Grosse et al., *Europhys. Lett.*, **2**(1986), 9.
- [7] J. J. Griffin, *Phys. Rev. Lett.*, **17**(1966), 478.  
M. Blann, *Phys. Rev. Lett.*, **21**(1968), 1357.
- [8] J. P. Bondorf et al., *Nucl. Phys.*, **A333**(1980), 285.
- [9] I. S. Bitensky, Ya. S. Gilenko and E. S. Pavilis, *Sov. Phys., JETP* **67**(1988), 470.
- [10] C. Carraro, B. Q. Chen, S. Schramm and S. E. Koonin, *Phys. Rev.*, **A42**(1990), 1379.

## Shuttle Acceleration Mechanism of Nucleons in hi Reactions

HO YUKUN YUAN ZHUSHU PAN ZHENGYING

(Nuclear Science Department, Fudan University, Shanghai 200433)

### ABSTRACT

This paper studies a mechanism of acceleration of high-energy nucleons in intermediate and high energy nucleus-nucleus collisions, where a part of the projectile nucleons undergo alternating shuttle collisions between the target and the rest of the projectile, and successive accelerations. Preliminary calculations based upon a classical picture indicate that an energy boost of  $0.33E_0$  can be generated after once shuttle collision,  $E_0$  is the mean incident energy per nucleon. The energy spectra and angular distributions of emitted nucleons are evaluated, and the physical significances of the results are discussed.