

回弯区的密度流分布

张锡珍 冯仁发 吴锡真 卓益忠
(中国科学院原子能所)

张敬业
(中国科学院近代物理所)

摘 要

本文在 $i_{1/2}$ 单 j 模型下,用粒子数守恒的粒子-转子模型给出的多体波函数计算了回弯区的密度流分布. 计算表明:在回弯区,与价核子的排列角动量 $\langle I_x \rangle$ 的突然增加相对应的是密度流的急剧定向增大.

将原子核视为量子流体而讨论其集体运动的密度流或速度流已逐渐引起重视^[1,2],这不仅是可借助于这种流对一些物理量给以清晰的说明,更重要的是,如果从微观上可以用电子横向散射实验测量这种密度流,则必将为理解原子核的性质提供更重要的信息. 像电磁跃迁、磁矩等的测量只给出波函数的积分性质,而对密度及密度流的测量则可给出波函数的定域性质.

本工作的目的是在粒子-转子模型下研究“回弯区”的密度流,特别是与价核子的角动量沿转动轴的排列所相应的流的变化规律,从而使对流的分布的测量有可能为判断回弯机制提供更严格的依据.

我们所用的多体波函数是由粒子数守恒的粒子-转子模型得到的^[3]. 其模型哈密顿量为

$$H = H_0 + \alpha_0(I - J_x)^2,$$
$$H_0 = \sum_a \epsilon_a a_a^\dagger a_a - G \sum_{\alpha\beta} a_\alpha^\dagger a_\alpha^\dagger a_\beta a_\beta,$$

而

$$J_x = \sum_{\alpha\beta} \langle \alpha | j_x | \beta \rangle a_\alpha^\dagger a_\beta.$$

这里 $|\bar{\alpha}\rangle$ 是 $|\alpha\rangle$ 的时间反演态. 在 $i_{1/2}$ 单 j 近似下

$$\epsilon_a = K_0 \frac{3m_a^2 - j(j+1)}{j(j+1)},$$

m_a 是角动量 j 在对称轴上的投影. 对于典型的稀土区的原子核, $G = 0.206K_0$, $\alpha_0 = \frac{1}{60}K_0$, 而 $K_0 = 2-2.5\text{MeV}$, 在计算中 K_0 被取为能量的单位.

H_0 的本征函数构成一组粒子数守恒的完备基(在只有四个价核子时,是441维的),利用这组基将 H 在各种 I 之下对角化,可以得到转晕线及相应的多体波函数(细节见文献

[3]). 基于这种多体波函数, 利用流算符的表达式

$$\hat{\mathcal{J}} = \sum_{\alpha\beta} \langle \alpha | \hat{j} | \beta \rangle a_{\alpha}^{\dagger} a_{\beta}$$

而 $\hat{j} = \frac{\hbar}{2mi} [\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \nabla' + \nabla' \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')]]$ 是单核子流算符, 其中 m 是核子的质量. 我们

可以算出各种转晕态 ψ_l 的密度流

$$\mathcal{J} = \langle \psi_l | \hat{\mathcal{J}} | \psi_l \rangle.$$

在具体计算中单 j 模型的波函数为

$$|jm_{\alpha}\rangle = N_{nl}(r) \sum_{m_1, \Sigma} C_{lm_1, \frac{1}{2}\Sigma}^{jm_{\alpha}} Y_{lm_1} X_{\frac{1}{2}\Sigma}$$

在 $x=0$ 的平面内, 在几种 l 值之下流的分量 ($\mathcal{J}_y, \mathcal{J}_z$) 的分布见图 2、3 和 4. 可以看出, 对于低速转动 ($l=4(\hbar)$ 时), 密度流很小且有紊乱的流动, 直到 $l=10(\hbar)$, 这种图象只有很小的差别(注意: 图 2 和 3 的单位差 10 倍)但在 $l=12(\hbar)$ 时, 密度流突然增加且紊乱消失, 即变成有规则的流动. $l > 14(\hbar)$ 后, 流与 $l=14(\hbar)$ 时略同. 密度流的这些特点可以由价核子的排列角动量 $\langle J_x \rangle$ 来理解 (见图 1), 即流在 $l=12(\hbar)$

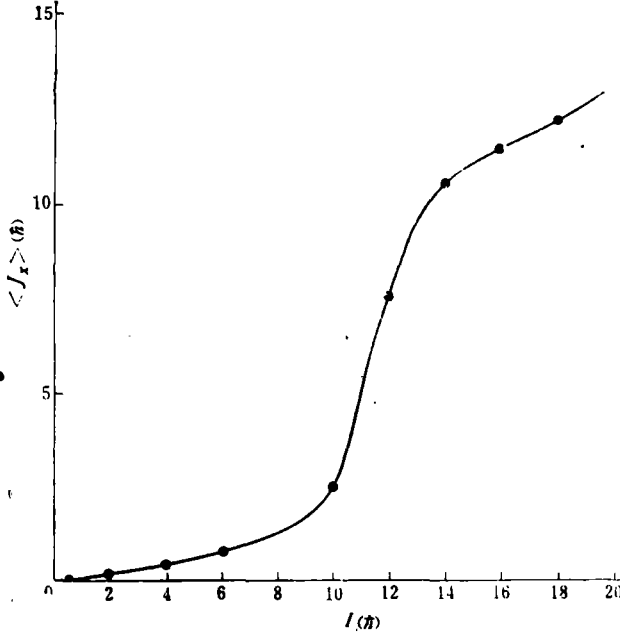


图 1 Y_{rast} 带的价核子的排列角动量

处的突然增加直接与 $\langle J_x \rangle$ 在此处的突然上升相对应. 经典地, 这可以由

$$\langle J_x \rangle = \int (\mathbf{r} \times \mathcal{J})_x dU$$

来理解, 即 ($\mathcal{J}_y, \mathcal{J}_z$) 的突然增加, 必然引起 $\langle J_x \rangle$ 的突然上升.

在低速转动时, 紊乱流的出现主要与反冲项 J_x^2 有关, 这可以用 Cranking 近似的 BCS 波函数来计算密度流

$$\mathcal{J} = \sum_n \frac{\langle \psi_0 | j_x | \psi_n \rangle \langle \psi_n | \hat{j} | \psi_0 \rangle}{E_n - E_0}$$

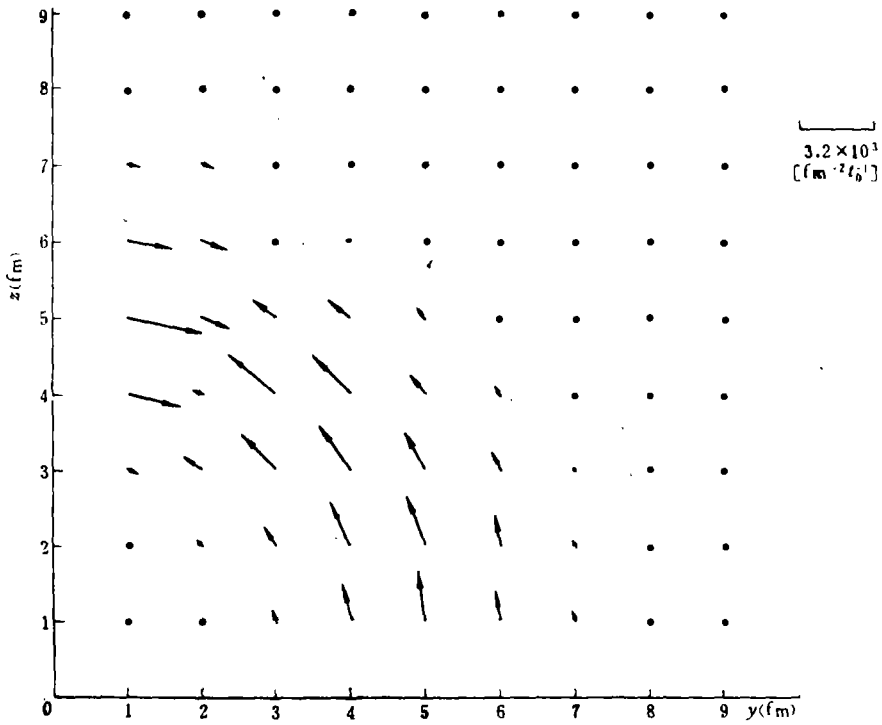


图 2 $t = 4(\frac{h}{2})$ 时的密度流 $(f_y, f_z)_0$ ($t^0 = 10^{-22}$ 秒)

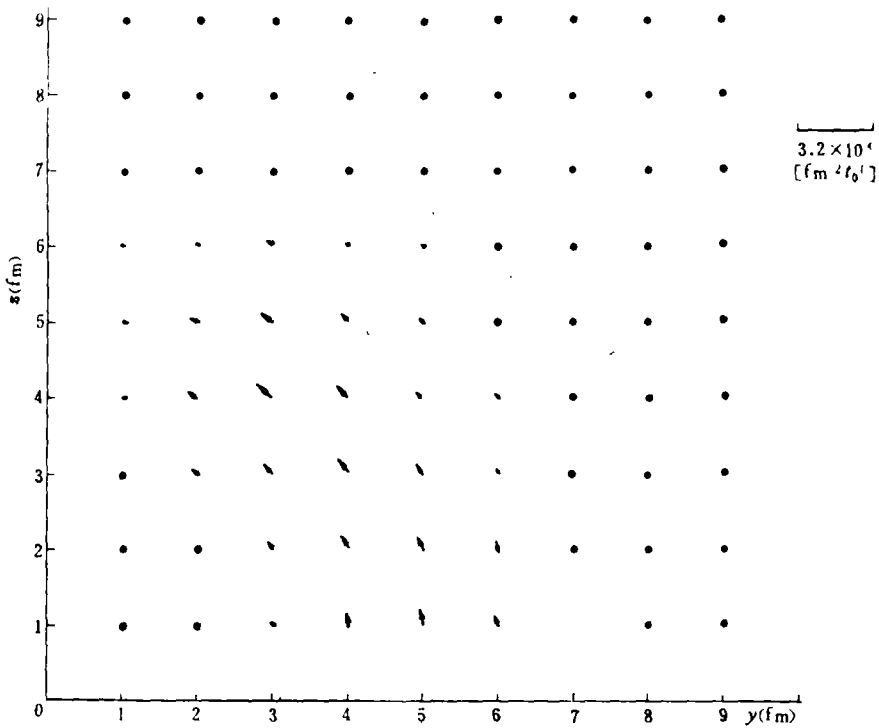


图 3 $t = 8(\frac{h}{2})$ 时的密度流 $(f_y, f_z)_0$ ($t^0 = 10^{-22}$ 秒)

它忽略了反冲项,这时密度流的紊乱度大为减小了.

由于核子角动量沿转动轴的排列与密度流的增加相对应.所以对密度流的测量将对核子的角动量是否沿转动轴排列起来提供直接证据.即可对回弯机制提供更严格的检验.

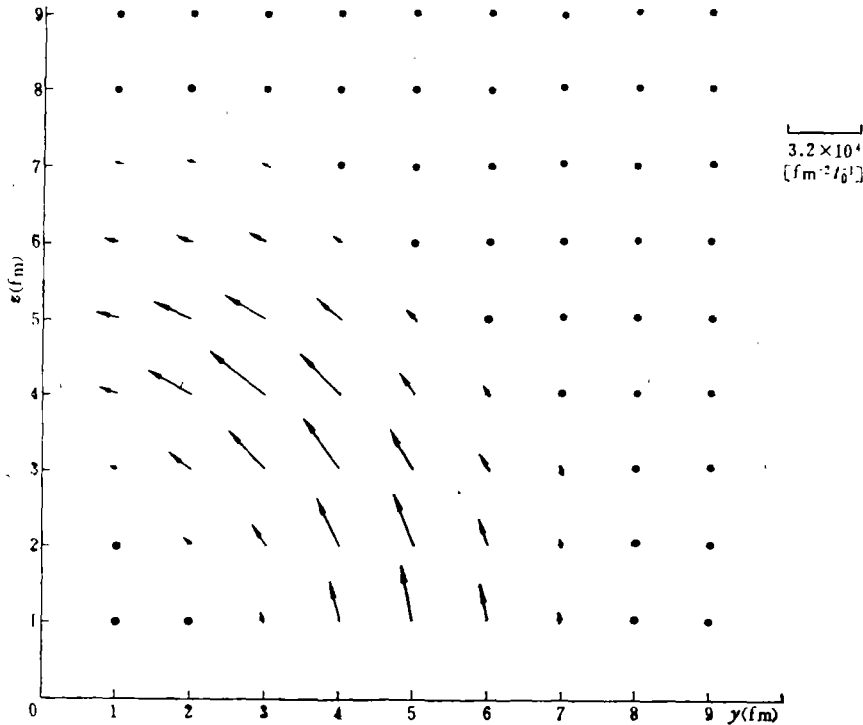


图4 $I = 12(\hbar)$ 时的密度流 $(\mathcal{J}, \mathcal{J}_z)_0 (t^0 = 10^{-22} \text{ 秒})$

参 考 文 献

- [1] M. Radomski, *Phys. Rev.*, C14 (1976), 1704.
- [2] P. Gulshani and D. J. Rowe, *Can. J. Phys.*, 56 (1978), 480.
- [3] 张锡珍等, 原子核物理, 1(1981).

THE CURRENT DISTRIBUTION IN THE BACK-BENDING REGION

ZHANG XI-ZHEN FENG REN-FA WU XI-ZHEN ZHUO YI-ZHONG

(Institute of Atomic Energy, Academia Sinica)

ABSTRACT

The current distribution in the back-bending region is calculated based on the particle-rotor model with particle number conservation.

The results show that the sudden increase of aligned angular momentum in the back-bending region corresponds to a drastic change of the current distribution.