

奇时间 (time-odd) 分量对 ^{41}Ca 性质的影响*

尧江明¹ 孟杰^{1,2,3} 彭婧¹

1 (北京大学物理学院 北京 100871)

2 (中国科学院理论物理研究所 北京 100080)

3 (兰州重离子加速器国家实验室原子核理论中心 兰州 730000)

摘要 发展了包括奇时间 (time-odd) 分量的三轴形变的 RMF 理论模型, 采用包含 σ 和 ω 介子自相互作用以及微观质心修正的 PK1 有效相互作用, 自洽考虑了由于奇 A 核中的未配对的核子对时间反演不变性的破坏所导致的重子流, 以 ^{41}Ca 为例, 研究了奇时间分量对重子流以及原子核性质的影响.

关键词 奇 A 核 三轴形变 相对论平均场 奇时间分量 核芯极化

1 引言

奇 A 核, 特别是 LS 满壳 ± 1 核子体系性质的研究提供了研究原子核内单核子运动行为的一种途径. 奇 A 核基态的性质, 如自旋, 宇称, 磁矩, β 跃迁等主要是由最外未配对的单核子或者空穴决定^[1]. 因此, 奇 A 核性质研究成功与否成为检验原子核理论模型对单核子性质描述好坏的关键.

相对论平均场 (RMF) 模型在描述偶-偶核基态的性质方面取得了成功^[2-6]. 它自动地包含自旋轨道相互作用, 很好地描述了原子核内的自旋轨道劈裂, 赝自旋对称性^[7-9], 及单粒子分离能, 自洽地预言了超重核中可能存在的新的幻数^[10]等. 另外, RMF 理论对轴对称形变核^[11-13]和三轴形变核^[14, 15]也有很好的描述.

奇 A 核中, 由于奇核子只能占据互为时间反演态的两个态中的一个, 从而使得平均场理论的 Hamilton 中出现奇时间 (time-odd) 分量, 引起核芯极化效应, 导致时间反演不变性破坏. 因此将 RMF 理论推广研究奇 A 核性质时, 必须考虑矢量介子场的空间部分, 并在 Dirac 方程中自洽考虑相应的磁势对原子核系统性质的影响. 但是, 对于球对称情况, 由于体系的核子波函数具有球对称性, 无法考虑时间反演不变性破坏对整个原子核性质的影响, 因此通常把奇 A 核处理为在偶偶核的基础上额外加上或者减去一个核子. 事实上, 在奇 A 核中, 核芯极化效应和奇时间分量对单粒子属性, 如磁矩等的影响特别显著^[4]. 因此, 合理地描述奇

A 核的理论模型必须考虑奇时间分量并自洽处理核芯极化效应.

基于轴对称的相对论平均场方法, 文献 [16, 17] 把满壳 ± 1 核子系统看成一个整体, 自洽地考虑了破坏时间反演对称性的磁势, 给出了核芯极化效应对整个原子核性质的影响. 这种核芯极化效应能抵消标量场引起的相对论效应对同位旋标量磁矩的增强, 给出与 Schmidt 值一致的原子核磁矩^[16]. 本文将发展包括了奇时间分量的三轴形变的 RMF 理论模型, 自洽考虑同位旋标量-矢量介子的空间分量, 对含奇数核子的系统进行处理, 研究时间反演对称性破缺以及时间反演对称性的破缺所导致的重子流对原子核的磁矩和其他性质的影响.

2 理论框架

相对论平均场模型的出发点是包含核子场 ψ , 同位旋标量-标量介子场 σ , 同位旋标量-矢量介子场 ω_μ , 同位旋矢量-矢量介子场 ρ_μ 以及电磁场 A_μ 的有效拉氏密度

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \bar{\psi} \left[i\gamma^\mu \partial_\mu - M - g_\sigma \sigma - g_\omega \gamma^\mu \omega_\mu - g_\rho \gamma^\mu \vec{\tau} \cdot \vec{\rho}_\mu - \right. \\ & \left. e\gamma^\mu A_\mu \frac{1-\tau_3}{2} \right] \psi + \frac{1}{2} \partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - \frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma^2 - \frac{1}{3} g_2 \sigma^3 - \\ & \frac{1}{4} g_3 \sigma^4 - \frac{1}{4} \Omega_{\mu\nu} \Omega^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_\mu \omega^\mu + \frac{1}{4} c_3 (\omega_\mu \omega^\mu)^2 - \\ & \frac{1}{4} \vec{R}_{\mu\nu} \cdot \vec{R}^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\rho^2 \vec{\rho}_\mu \cdot \vec{\rho}^\mu - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}, \quad (1) \end{aligned}$$

2005-12-15 收稿

* 国家重点基础研究发展规划(G2000077407)和国家自然科学基金(10435010, 10221003, 10505002)资助

其中核子场与介子场 σ , ω , ρ 的质量分别为 M , m_σ , m_ω , m_ρ , 它们之间的耦合系数分别为 g_σ , g_ω , g_ρ . 拉氏密度中包含了 σ 的非线性自相互作用, 耦合系数为 g_2 , g_3 , 以及 ω 的非线性自相互作用, 耦合系数为 c_3 . 黑体代表 Lorentz 空间矢量, 箭头标记同位旋空间矢量. 同位旋第 3 分量 τ_3 对于质子取为 -1 , 对于中子取为 1 . 场张量的形式为

$$\Omega_{\mu\nu} = \partial_\mu \omega_\nu - \partial_\nu \omega_\mu, \quad (2)$$

$$\vec{R}_{\mu\nu} = \partial_\mu \vec{\rho}_\nu - \partial_\nu \vec{\rho}_\mu, \quad (3)$$

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu. \quad (4)$$

从拉氏密度(1)出发, 根据欧拉-拉格朗日方程可导出核子场满足的运动方程, 得到核子的静态 Dirac 方程:

$$\{\boldsymbol{\alpha} \cdot (-i\nabla - \mathbf{V}(\mathbf{r})) + V_0(\mathbf{r}) + \beta(m + S(\mathbf{r}))\} \psi_i = \epsilon_i \psi_i, \quad (5)$$

其中 $S(\mathbf{r})$ 代表吸引的标量势,

$$S(\mathbf{r}) = g_\sigma \sigma(\mathbf{r}), \quad (6)$$

$V_0(\mathbf{r})$ 代表排斥的矢量势,

$$V_0(\mathbf{r}) = g_\omega \omega_0(\mathbf{r}) + g_\rho \tau_3 \rho_0^3(\mathbf{r}) + e \frac{1 - \tau_3}{2} A_0(\mathbf{r}), \quad (7)$$

$\mathbf{V}(\mathbf{r})$ 代表磁势, 亦即破坏时间反演不变性的奇时间分量,

$$\mathbf{V}(\mathbf{r}) = g_\omega \boldsymbol{\omega}(\mathbf{r}) + g_\rho \tau_3 \boldsymbol{\rho}^3(\mathbf{r}) + e \frac{1 - \tau_3}{2} \mathbf{A}(\mathbf{r}). \quad (8)$$

同样地, 可以导出介子场和电磁场满足的方程, 得到与时间无关的介子场满足的 Klein-Gordon 方程,

$$\begin{aligned} (-\nabla^2 + m_\sigma^2) \sigma(\mathbf{r}) &= -g_\sigma \rho_s(\mathbf{r}) - g_2 \sigma^2(\mathbf{r}) - g_3 \sigma^3(\mathbf{r}), \\ (-\nabla^2 + m_\omega^2) \omega^\mu(\mathbf{r}) &= g_\omega j_B^\mu(\mathbf{r}) - c_3 \omega^\nu \omega_\nu \omega^\mu(\mathbf{r}), \\ (-\nabla^2 + m_\rho^2) \rho_s^\mu(\mathbf{r}) &= g_\rho j_R^\mu(\mathbf{r}), \\ -\nabla^2 A^\mu(\mathbf{r}) &= e j_P^\mu(\mathbf{r}), \end{aligned} \quad (9)$$

其中同位旋标量-标量流 $\rho_s(\mathbf{r})$, 同位旋标量-矢量流 (重子流) $j_B^\mu(\mathbf{r})$, 同位旋矢量-矢量流 $j_R^\mu(\mathbf{r})$ 以及电磁流 $j_P^\mu(\mathbf{r})$ 分别为

$$\left\{ \begin{aligned} \rho_s(\mathbf{r}) &= \sum_{i=1}^A \bar{\psi}_i(\mathbf{r}) \psi_i(\mathbf{r}), \\ j_B^\mu(\mathbf{r}) &= \sum_{i=1}^A \bar{\psi}_i(\mathbf{r}) \gamma^\mu \psi_i(\mathbf{r}), \\ j_R^\mu(\mathbf{r}) &= \sum_{i=1}^A \bar{\psi}_i(\mathbf{r}) \gamma^\mu \tau_{i3} \psi_i(\mathbf{r}), \\ j_P^\mu(\mathbf{r}) &= \sum_{i=1}^A \bar{\psi}_i(\mathbf{r}) \gamma^\mu \frac{1 - \tau_3}{2} \psi_i(\mathbf{r}). \end{aligned} \right. \quad (10)$$

联立求解方程(5)和(9)即可得到核子的单粒子能级和波函数, 具体求解过程详见文献[15]及所引文献.

对于奇核子数的原子核不再具有时间反演不变性, 重子流不为零, 因此, 必须考虑它所导致的矢量介子的空间分量相对应的磁势(8). 由于 ρ 介子场和电磁场的贡献相对于 ω 介子小很多, 因此它们的空间分量的贡献可以忽略^[17].

矢量介子 ω^μ 的空间分量 $\boldsymbol{\omega}$ 满足如下运动方程:

$$(-\nabla^2 + m_\omega^2) \boldsymbol{\omega}(\mathbf{r}) = g_\omega \mathbf{j}_B(\mathbf{r}) - c_3 \omega^\nu \omega_\nu \boldsymbol{\omega}(\mathbf{r}), \quad (11)$$

其中重子流的表达式为

$$\mathbf{j}_B = \sum_i \bar{\psi}_i \boldsymbol{\gamma} \psi_i, \quad (12)$$

求和 i 遍及原子核内所有的占据态 (包括单粒子态和相应时间反演态).

包括重子流后, 系统的总能量表达式为

$$E_{\text{total}} = E_N + E_\sigma + E_\omega + E_\rho + E_\gamma + E_{\text{cm}}, \quad (13)$$

其中

$$\left\{ \begin{aligned} E_N &= \sum_{i=1}^A \epsilon_i, \\ E_\sigma &= -\frac{1}{2} \int d^3x \left\{ g_\sigma \rho_s \sigma + \frac{1}{3} g_2 \sigma^3 + \frac{1}{2} g_3 \sigma^4 \right\}, \\ E_\omega &= -\frac{1}{2} \int d^3x \left\{ g_\omega \omega^0 \rho_B - g_\omega \boldsymbol{\omega} \cdot \mathbf{j}_B - \frac{1}{2} c_3 (\omega_\mu \omega^\mu)^2 \right\}, \\ E_\rho &= -\frac{1}{2} g_\rho \int d^3x \rho_s^0 j_3^0, \\ E_\gamma &= -\frac{e^2}{8\pi} \int d^3x A^0 j_P^0, \\ E_{\text{cm}} &= -\frac{1}{2mA} \langle \hat{\mathbf{P}}_{\text{cm}} \rangle, \end{aligned} \right. \quad (14)$$

ϵ_i 是单核子能量, E_σ , E_ω , E_ρ 和 E_γ 分别对应 σ , ω , ρ 介子场和电磁场的能量, E_{cm} 为微观质心修正能^[18], $\mathbf{P}_{\text{cm}} = \sum_k \mathbf{p}_k$, \mathbf{p}_k 是单粒子动量. 另外, 对于非满壳的偶数核子系统, 还应该考虑对关联效应对应的对能.

3 计算细节

本文采用平均场近似和无海近似, 在三维谐振子基上, 自洽地求解了包含奇时间分量的核子以及介子场的运动方程(5)和(9)式. 对于电磁场, 由于其长程性, 这里采用标准的格林函数方法求解^[19]. 计算所采用的有效相互作用为包含了 σ 和 ω 介子自相互作用以及微观质心修正的 PK1 有效相互作用^[20].

由于正负时间反演态构成了两个完全可约的 Hilbert 子空间, 因此, 可以将 Dirac 方程分别在这两个子空间对角化求解其本征能量和本征波函数. 选取完备基为

$$\begin{cases} \Phi_{\alpha}(\mathbf{r}, s) = \phi_{n_x}(x)\phi_{n_y}(y)\phi_{n_z}(z)\frac{i^{n_y}}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 1 \\ (-1)^{n_x+1} \end{pmatrix}, \\ \Phi_{\bar{\alpha}}(\mathbf{r}, s) = \phi_{\bar{n}_x}(x)\phi_{\bar{n}_y}(y)\phi_{\bar{n}_z}(z)\frac{i^{\bar{n}_y}}{\sqrt{2}}(-1)^{\bar{n}_x+\bar{n}_y+1}\times \\ \begin{pmatrix} 1 \\ (-1)^{\bar{n}_x} \end{pmatrix}, \end{cases} \quad (15)$$

核子波函数 $\psi_{\underline{j}}(\mathbf{r}, t, s)$ 可展开为,

$$\psi_{\underline{j}}(\mathbf{r}, t, s) = \left(\begin{array}{c} \sum_{\alpha}^{n_{\pm}} f_{\alpha}^{\underline{j}} \Phi_{\alpha}(\mathbf{r}, s) \\ \sum_{\bar{\alpha}}^{n_{\mp}} i g_{\bar{\alpha}}^{\underline{j}} \Phi_{\bar{\alpha}}(\mathbf{r}, s) \end{array} \right) \chi_{t_{\underline{j}}}(t). \quad (16)$$

相应的时间反演态 $\psi_{\bar{j}}(\mathbf{r}, t, s)$ 展开为

$$\psi_{\bar{j}}(\mathbf{r}, t, s) = \left(\begin{array}{c} \sum_{\bar{\alpha}}^{n_{\pm}} f_{\bar{\alpha}}^{\bar{j}} \Phi_{\bar{\alpha}}(\mathbf{r}, s) \\ \sum_{\alpha}^{n_{\mp}} i g_{\alpha}^{\bar{j}} \Phi_{\alpha}(\mathbf{r}, s) \end{array} \right) \chi_{t_{\bar{j}}}(t), \quad (17)$$

其中 $\chi_{t_{\underline{j}}}(t)$ 代表同位旋部分的波函数, 符号“-”用于区分时间反演态. 完备基中的相位因子 i^{n_y} 的选取是为了避免复数矩阵^[21]. 指标 α 代表 n_x, n_y, n_z 和其他量子数. 可以证明, 波函数(16), (17)满足:

$$\hat{T}\psi_{\bar{j}}(\mathbf{r}, t, s) = \psi_{\underline{j}}(\mathbf{r}, t, s), \quad \hat{T}\psi_{\underline{j}}(\mathbf{r}, t, s) = -\psi_{\bar{j}}(\mathbf{r}, t, s), \quad (18)$$

其中时间反演算符 $\hat{T} = -i\Sigma_y K$. 因此, 分别用 ($T = +1$) 以及 ($T = -1$) 标记 $\psi_{\bar{j}}(\mathbf{r}, t, s)$ 和 $\psi_{\underline{j}}(\mathbf{r}, t, s)$. 谐振子本征函数为

$$\phi_{n_k}(k) = \frac{N_{n_k}}{\sqrt{b_k}} H_{n_k} \left(\frac{k}{b_k} \right) e^{-(\frac{k}{b_k})^2/2}, \quad k = x, y, z, \quad (19)$$

其中 $N_{n_k} = (\sqrt{\pi}2^{n_k}n_k!)^{-1/2}$. k 方向的谐振子频率为 ω_k , 谐振子长度为 b_k , 且 $b_k = \sqrt{\hbar/M\omega_k}$.

在计算中, 对于费米场, 取 $b_k = b_0 = \sqrt{\hbar/M\omega_0}$, $\hbar\omega_0 = 41A^{-1/3}$, 谐振子基的主壳数为 $N_F = 12$; 对于玻色场, 选取 $b_B = b_0/\sqrt{2}$, $N_B = 10$. 由于本文仅考虑LS满壳以及满壳 ± 1 核子的体系, 因此对关联效应可以忽略. 整个求解过程采用数值迭代方法: 先由 Woods-Saxon 势给出介子场的初始值, 求解 Dirac 方程得到单粒子能量以及核子波函数, 由此计算核子密度(源项)和流, 再代入介子场方程求解新的介子场, 从而得到新的势场, 进入第二次迭代求解 Dirac 方程, 如此循环, 直到自洽收敛为止.

4 结果与分析

4.1 单粒子能谱

在RMF理论研究奇 A 核系统时, 未配对的核子引起的核芯极化, 产生核芯极化流, 破坏了时间反演不

变性, 互为时间反演态的能级简并解除. 图1给出了采用PK1有效相互作用计算的⁴¹Ca和⁴⁰Ca的中子(左)和质子(右)的单粒子能级. 第(1)和第(2)列的能级分别是考虑了时间反演对称性破缺后, ⁴¹Ca中互为时间反演态的单粒子能级; 第(3)和第(4)列分别是未考虑时间反演不变性的破坏时, ⁴¹Ca和⁴⁰Ca的单粒子能级, 第(5)列是⁴⁰Ca相应的单粒子能级的实验值. 从图中可以看出, 时间反演不变性的破坏所导致的互为时间反演态的单粒子能级的分裂不能忽略.

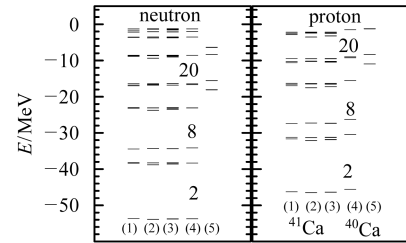


图1 三轴形变的RMF模型给出的⁴¹Ca和⁴⁰Ca的中子(左)和质子(右)的单粒子能级

为了研究时间反演不变性的破坏对互为时间反演态的单粒子能级劈裂的影响, 图2给出了考虑磁势后, ⁴¹Ca中互为时间反演态的单粒子能级劈裂 $\Delta E = \epsilon_k - \epsilon$ 随其相应的平均单粒子能级 $\epsilon = (\epsilon_{\underline{j}} + \epsilon_{\bar{j}})/2$ 的变化. 其中, k 取 \underline{j} 或者 \bar{j} . 从图2可以看出, 互为时间反演态的单粒子能级劈裂的大小为几百 keV 量级, 而且在费米面附近劈裂最为显著. 这是由于核芯极化是由处于费米面的未配对核子所引起的.

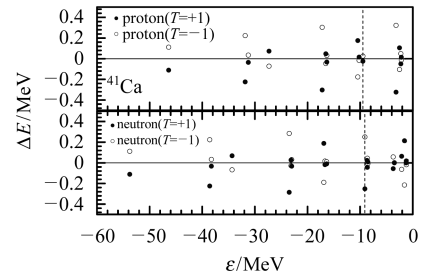


图2 考虑奇时间分量后, 三轴形变的RMF模型给出的⁴¹Ca中, 互为时间反演态的能级劈裂 ΔE 随其相应的平均单粒子能级 $\epsilon = (\epsilon_{\underline{j}} + \epsilon_{\bar{j}})/2$ 的变化 ($\Delta E = \epsilon_k - \epsilon$, k 取 \underline{j} 或者 \bar{j})

由于重子流的存在所导致的磁势会改变原来的平均势场, 从而使得单粒子能级重心会发生移动. 为了描述这种移动, 图3给出了单粒子能级重心移动, $\Delta E = \epsilon_j - \epsilon$, 随其相应的平均单粒子能级 ϵ 的变化的大小, 其中, ϵ_j 是未考虑磁势时 ψ_j 态对应的单粒子能量. 与互为时间反演态的单粒子能级劈裂相比, 单粒子能级重心移动相对要小一些. 但是, 它在费米面附近表现得尤其显著.

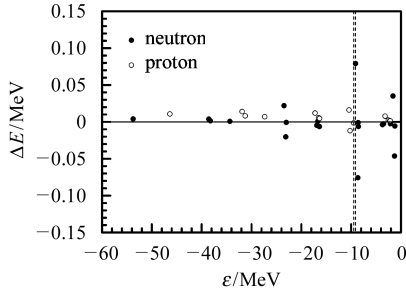


图 3 考虑奇时间分量后, 三轴形变的 RMF 模型给出的 ^{41}Ca 中单粒子能级重心移动 $\Delta E = \varepsilon_j - \varepsilon$ 随其相应的平均单粒子能级 ε 的变化 (ε_j 是未考虑奇时间分量时 ψ_j 态对应的单粒子能量)

4.2 重子流

与偶-偶核相比, 在奇 A 核中, 由于未配对核子会引起核芯极化, 破坏时间反演不变性, 从而导致重子流的出现. 正如上面所述, 重子流的存在会影响整个核的基态性质, 使时间反演态的能级简并解除等. 重子流的大小反映时间反演对称性破缺的程度. 为此, 这里将研究 ^{41}Ca 中的重子流的大小和在空间的分布.

由公式 (16) 和 (17) 给出的互为时间反演态的核子波函数 $\psi_{\underline{j}}(\mathbf{r}, t, s)$ 和 $\psi_{\bar{j}}(\mathbf{r}, t, s)$, 可以计算 ^{41}Ca 中的重子流:

$$\begin{aligned} \mathbf{j}_B(x, y, z) &= \sum_{\underline{j}} \bar{\psi}_{\underline{j}}(\mathbf{r}) \boldsymbol{\gamma} \psi_{\underline{j}}(\mathbf{r}) + \sum_{\bar{j}} \bar{\psi}_{\bar{j}}(\mathbf{r}) \boldsymbol{\gamma} \psi_{\bar{j}}(\mathbf{r}) = \\ & i \left[\sum_{\underline{j}} \left(\sum_{\alpha, \alpha'} f_{\alpha}^j g_{\alpha'}^j \Phi_{\alpha}^{\dagger} \boldsymbol{\sigma} \Phi_{\alpha'} - \sum_{\alpha', \alpha} f_{\alpha'}^j g_{\alpha}^j \Phi_{\alpha'}^{\dagger} \boldsymbol{\sigma} \Phi_{\alpha} \right) + \right. \\ & \left. \sum_{\bar{j}} \left(\sum_{\alpha', \alpha} \bar{f}_{\alpha'}^j \bar{g}_{\alpha}^j \Phi_{\alpha'}^{\dagger} \boldsymbol{\sigma} \Phi_{\alpha} - \sum_{\alpha, \alpha'} \bar{f}_{\alpha}^j \bar{g}_{\alpha'}^j \Phi_{\alpha}^{\dagger} \boldsymbol{\sigma} \Phi_{\alpha'} \right) \right]. \quad (20) \end{aligned}$$

采用包含 σ 和 ω 介子自相互作用以及微观质心修正的 PK1 有效相互作用, 包括奇时间分量的三轴形变相对论平均场模型自洽地计算的 ^{41}Ca 的中子流如图 4 所示, 其中包括未配对的中子对时间反演不变性的破坏所引起的核芯极化流. 由于 ^{41}Ca 中质子两两配对, 质子流完全来自于核芯极化效应, 其对总的重子流的贡献相对于中子流可以忽略, 因此, 本文只给出中子流的大小和分布情况. 图 4 给出了在 $x=0.30$ (a), 0.89 (b), 1.49 (c), 2.09 (d) fm 时, ^{41}Ca 中总的中子流在 y - z 平面的分布情况. 其中, 箭头的指向代表流的方向, 长度代表流的大小. 由图 4 可以看出, 中子流主要分布在 $x=0$ 平面的原子核表面 (^{41}Ca 半径约为 3.35 fm), 沿垂直于径向的方向. 这是由于 ^{41}Ca 中的中子流主要由未配对的中子近似占据在 $1f_{7/2}$ 轨道所致.

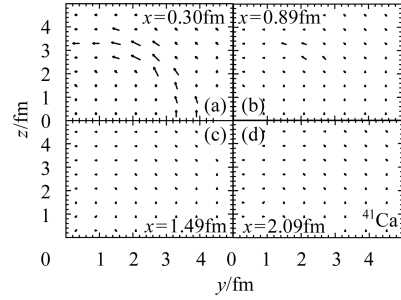


图 4 考虑奇时间分量后, 三轴形变的 RMF 模型给出的 ^{41}Ca 中的中子流在 $x=0.30$ (a), 0.89 (b), 1.49 (c), 2.09 (d) fm 平面的分布情况(箭头的指向代表流的方向, 长度代表流的大小)

为了更清楚地研究中子流的分布特征, 图 5 给出了在 $y=0.30$ fm 平面上, 当 $x=0.30$ (实线), 0.89 (虚线), 1.49 (点线) fm 时, ^{41}Ca 的中子流分量 j_x , j_y , 以及 j_z 随 z 的变化. 从图 5 中可以看出, 中子流沿对称轴 x 方向的分量 j_x 比 j_y , j_z 方向的分量小很多, 亦即中子流主要分布在垂直 x 轴的 y - z 平面上. 而 j_y , j_z 的峰值则主要集中在原子核表面. 这里, 由于中子流主要是环形流(见图 5), 且研究的是在 $y=0.30$ fm 平面, 因此 j_y 明显大于 j_z . 如果取 $z=0.30$ fm 平面, 则情况刚好相反.

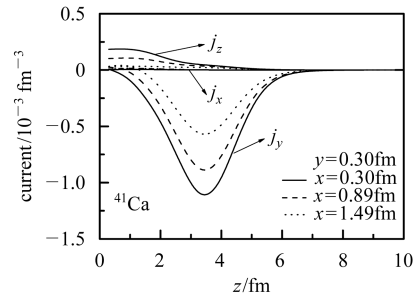


图 5 考虑奇时间分量后, 三轴形变的 RMF 模型给出的 ^{41}Ca 的中子流分量 j_x , j_y , 以及 j_z , 在 $y=0.30$ fm 平面上, 当 $x=0.30$ (实线), 0.89 (虚线), 1.49 (点线) fm 时随 z 的变化

4.3 核磁矩

根据上面得到的重子流, 可以计算相应的磁矩:

$$\boldsymbol{\mu} = \boldsymbol{\mu}_D + \boldsymbol{\mu}_A, \quad (21)$$

其中 Dirac 磁矩为^[22]

$$\boldsymbol{\mu}_D = \frac{e}{2} \int d^3r \mathbf{r} \times \left[\psi^{\dagger}(\mathbf{r}) \frac{1-\tau_3}{2} \boldsymbol{\alpha} \psi(\mathbf{r}) \right], \quad (22)$$

介子交换引起的反常磁矩为^[23]

$$\boldsymbol{\mu}_A = \frac{e}{2M} \kappa \int d^3r \psi^{\dagger}(\mathbf{r}) \boldsymbol{\beta} \boldsymbol{\Sigma} \psi(\mathbf{r}), \quad (23)$$

κ 对应自由核子的反常磁矩: $\kappa^p = 1.793$, $\kappa^n = -1.913$.

由 4.2 节得到的重子流, 根据公式 (22) 可以计算原子核 Dirac 磁矩. 对于 ^{41}Ca , Dirac 磁矩 $\mu_D = -0.28 \mu_N$.

采用考虑了奇时间分量后由三轴形变的RMF给出的波函数,由公式(23)可以计算 ^{41}Ca 的反常磁矩 $\mu_A = -1.85\mu_N$.与文献[17]给出的轴对称结果,即 $\mu_D = -0.22\mu_N$ 和 $\mu_A = -1.91\mu_N$ 相近.本文的计算结果表明, ^{41}Ca 的形变为 $\beta = 0.036$, $\gamma = 59.1$,三轴不对称度不大,因此,本文计算的结果与文献[17]相近.对于三轴形变较大的原子核,考虑了奇时间分量的三轴形变RMF计算,将给出更好的结果.有关计算将另文发表.

5 小结与展望

本文发展了包含奇时间分量的三轴形变的RMF

理论模型.基于三轴形变的RMF模型,引入同位旋标量-矢量介子的空间分量,对含奇数核子的系统进行自洽处理.以 ^{41}Ca 为例,采用包含 σ 和 ω 介子自相互作用以及微观质心修正的PK1有效相互作用,研究了时间反演不变性破坏对重子流,单粒子能级移动和劈裂以及原子核磁矩等属性的影响.计算结果表明,奇时间分量对奇-奇和奇 A 核的研究特别重要,对重子流以及相应的磁矩和互为时间反演的单粒子能级分裂的影响都不可忽略.

参考文献(References)

- Bohr A A, Mottelson B R. Nuclear Structure, Volume I, Single-Particle Motion. INC, New York, Amsterdam, 1969
- Walecka J D. Ann. Phys. (N. Y), 1974, **83**: 491
- Serot B D, Walecka J D. Adv. Nucl. Phys., 1986, **16**: 1
- Reinhard P G. Rep. Prog. Phys., 1989, **52**: 439
- Ring P. Prog. Part. Nucl. Phys., 1996, **37**: 193—263
- MENG J, Toki H, ZHOU S G et al. Prog. Part. Nucl. Phys., in press
- Ginocchio J N. Phys. Rev. Lett., 1997, **78**: 436
- MENG J, Sugawara-Tanabe K, Yamaji S et al. Phys. Rev., 1998, **C58**: R628
- MENG J, Sugawara-Tanabe K, Yamaji S et al. Phys. Rev., 1999, **C59**: 154
- ZHANG W, MENG J, ZHANG S Q et al. Nucl. Phys., 2005, **A753**: 106—135
- Pannert W, Ring P, Boguta J. Phys. Rev. Lett., 1987, **59**: 2420—2422
- Lee S J, Fink J, Balantekin A B et al. Phys. Rev. Lett., 1986, **57**: 2916; 1987, **59**: 1171
- Price C E, Walker G E. Phys. Rev., 1987, **C36**: 354—364
- Hirata D, Sumiyoshi K, Carlson B V et al. Nucl. Phys., 1996, **A609**: 131—146
- MENG J, PENG J, ZHANG S Q et al. Phys. Rev., 2006, **C73**: 037303
- Furnstahl R J, Price C E. Phys. Rev., 1989, **C40**: 1398
- Hofmann U, Ring P. Phys. Lett., 1988, **B214**: 307
- Beender M, Rutz K, Reinhard P G et al. Eur. Phys. J., 2000, **A7**: 467—478
- Vautherin D. Phys. Rev., 1973, **C7**: 296—316
- LONG W H, MENG J, Nguyen V G et al. Phys. Rev., 2004, **C69**: 034319
- Girod M, Grammaticos B. Phys. Rev., 1983, **C27**: 2317
- Noble J V. Phys. Rev., 1979, **C20**: 1188
- Miller L D. Phys. Rev., 1976, **C14**: 706

Time-Odd Component and its Influence on the Properties of $^{41}\text{Ca}^*$

YAO Jiang-Ming¹ MENG Jie^{1,2,3} PENG Jing¹

¹ (School of Physics, Peking University, Beijing 100871, China)

² (Institute of Theoretical Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

³ (Center of Theoretical Nuclear Physics, National Laboratory of Heavy Ion Accelerator of Lanzhou, Lanzhou 730000, China)

Abstract The triaxial deformed Relativistic Mean Field (RMF) model including the time-odd component is developed. The magnetic potential and baryon current in ^{41}Ca and their influence on the magnetic moment, single particle level splitting for time reversal states and other properties are investigated in triaxial deformed RMF model with the spatial-component of vector meson fields by using PK1 effective interaction, which includes the self-coupling of σ and ω meson fields as well as the microscopic correction for the center of mass.

Key words odd A nuclei, triaxial deformation, relativistic mean field (RMF) model, time-odd component, core polarization

Received 15 December 2005

*Supported by Major State Basic Research Development Program(G2000077407) and NSFC (10435010, 10221003, 10505002)