

反铁磁粒子的热助量子隧穿和宏观量子效应*

聂一行¹⁾²⁾ 张云波¹⁾ 梁九卿¹⁾

¹⁾(山西大学物理系, 山西大学理论物理研究所, 太原 030006)

²⁾(雁北师范学院物理系, 大同 037000)

蒲富恪

(中国科学院物理研究所, 北京 100080; 广州师范学院物理系, 广州 510400)

(1999 年 1 月 3 日收到)

用周期瞬子方法研究了反铁磁粒子中激发态量子隧道效应, 给出了各种低激发态下的隧穿幅、能级分裂以及前置因子. 用统计平均得到给定温度下的隧穿率. 理论计算的隧穿率随温度的变化关系与实验结果相符.

PACC: 7280N; 7360; 7865

1 引 言

宏观量子效应是目前理论和实验研究的热点之一. 超导体中的宏观量子效应, 在理论和实验上已取得令人满意的结果^[1]. 1986 年以来, 由于理论和实验方法的发展^[2,3], 磁性粒子的宏观量子效应(即小磁畴的量子隧穿)颇受关注^[4,5]. 磁性系统是由许多(约 10^3 — 10^6 或更多)自旋组成的系统, 其宏观量子效应可分为两类: 一种是宏观变量的亚稳态衰变, 称为宏观量子隧道效应(MQT); 另一种称为宏观量子相干(MQC), 指的是宏观变量在相邻简并态之间的共振. 早期的研究多见于铁磁材料, 例如小磁性粒子中磁矩的反转^[2]、量子成核^[6], 都是铁磁材料中的 MQT. 最近报道, 在反铁磁粒子(从马的脾脏中得到的铁肌颗粒)中也观察到了由 MQC 引起的磁性反转^[7], 其理论研究亦引起国内外学者的很大兴趣^[8-10].

隧穿的理论研究基于场论中的瞬子方法. 但瞬子满足基态边界条件, 原则上只能计算基态隧穿率, 因而瞬子隧穿理论只适用于零温情况. 通常理论计算的基态隧穿率太小, 难以解释低温实验结果. 例如, 用基态瞬子理论解释文献[7]中报道的反铁磁粒子宏观量子相干实验结果时, 理论计算的各向异性常数比物理上可接受的值小一到两个数量级. 近年来为克服基态瞬子理论的困难, 发展了周期瞬子方法(非零能瞬子), 并成功地计算了几种场论模型的激发态隧穿率^[11-13]. 周期瞬子对应于有限温度过程, 因而应给出与温度相关的隧穿理论. 通常认为, 高温时势垒跃迁主要是热激活(thermal activation)过程, 并服从 Arrhenius 规律 $\Gamma \sim \exp(-\Delta U/k_B T)$, 其中 Γ 为隧穿率, ΔU 为势垒高度, T 为温度, k_B

* 国家自然科学基金(批准号:19677101;19775033)和山西省自然科学基金(批准号:981002)资助的课题.

为玻耳兹曼常数.当温度接近绝对零度时,由纯量子隧穿主导,其特点是跃迁率不依赖于温度的变化.介于热激活跃迁与纯量子隧穿之间的过程称为热助隧穿(thermally assisted tunneling).然而,迄今尚未建立一种热助隧穿理论.本文用周期瞬子方法计算了反铁磁粒子的激发态隧穿率.我们提出热助隧穿的机制是由热激发使系统处于各个可能的激发态,给定温度的隧穿率应是各激发态隧穿率的统计平均值,从而可得到热助隧穿率与温度的关系.利用本文引用的反铁磁粒子模型,我们得到了热助隧穿率随温度变化的理论关系曲线并与实验结果相符.与基态隧穿理论相比,我们得到较大的各向异性常数,从而使各向异性常数理论值太小的矛盾得到了缓解.

2 理论模型与计算

最简单的反铁磁粒子模型是双子晶格模型,它可以看成是由两个大小相等、方向相反的磁化强度的子晶格组成.表征反铁磁序特征的单位 Néel 矢量定义为

$$\hat{l} = \frac{\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2}{2M_0}, \quad (1)$$

其中 \mathbf{M}_1 和 \mathbf{M}_2 是相邻的两个子晶格中的磁化强度,且 $\mathbf{M}_1 = -\mathbf{M}_2$, $|\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2| = M_0$.

按照文献[8],单轴反铁磁体的 Lagrangian 是

$$L = \int d^3x \left[\frac{\chi_{\perp}}{2\gamma^2} \left(\frac{d\hat{l}}{dt} \right)^2 - \frac{\alpha}{2} \sum_{ij} \left(\frac{\partial l_i}{\partial x_j} \right)^2 + \frac{1}{2} K (\hat{n} \cdot \hat{l})^2 \right], \quad (2)$$

其中 $\gamma = e/mc$, χ_{\perp} 是横向磁化率, α 是交换常数, K 是磁晶各向异性常数, \hat{n} 代表各向异性轴的方向.对于小反铁磁畴,(2)式可化为

$$L = v \left[\frac{\chi_{\perp}}{2\gamma^2} \left(\frac{d\hat{l}}{dt} \right)^2 + \frac{1}{2} K (\hat{n} \cdot \hat{l})^2 \right], \quad (3)$$

其中 v 是小反铁磁畴的体积.选球坐标系的极轴沿 \hat{n} 方向,(3)式变为

$$L = v \left\{ \frac{\chi_{\perp}}{2\gamma^2} \left[\left(\frac{d\theta}{dt} \right)^2 + \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)^2 \sin^2 \theta \right] - \frac{1}{2} K \sin^2 \theta \right\}. \quad (4)$$

为了方便,(4)式中引入了一个常数项 $-Kv/2$.根据(4)式可以证明 Néel 矢量在 $\varphi = \text{const}$ 的平面内旋转,系统的基态是双重简并的($\varphi = \text{const}$, $\theta = 0$ 或 $\theta = \pi$).令 $\omega_0 = (K\gamma^2/\chi_{\perp})^{1/2}$,代表小振动频率, $g = (4/Kv)^{1/2}$,并作变量代换

$$\theta = \frac{g\phi}{2} + \frac{\pi}{2}, \quad t = \omega_0^{-1} t'. \quad (5)$$

于是,在 $\varphi = \text{const}$ 的平面上单轴反铁磁粒子的 Lagrangian 简化为

$$L = \frac{1}{2} \left(\frac{d\phi}{dt'} \right)^2 - V(\phi), \quad (6)$$

$$V(\phi) = \frac{1}{g^2} [1 + \cos(g\phi)]. \quad (7)$$

这正是文献[11]中所采用的标准 Lagrangian 形式.其中 $V(\phi)$ 是 sine-Gordon 势.在高于基态能量的情况下,量子隧穿由周期瞬子支配,这种新的赝粒子位形可以通过求解满足非

基态边界条件的虚时运动方程得到. 文献[11—13]用周期瞬子方法分别处理了具有 sine-Gordon 势、双势阱以及反转双势阱的量子隧道问题.

sine-Gordon 势有无数个简并基态, 隧道效应则引起简并基态交叠, 能级分裂. 忽略隧道效应时, 相邻的两个势阱可视为被无限高势垒所分离, 设相邻的左右两阱中的简并本征态分别为 $|i\rangle_-$ 和 $|i\rangle_+$, 对应的零阶 Hamiltonian H_0 的本征值为 ϵ_i . 考虑到隧道效应时 Hamiltonian H 的本征态应为 $|i\rangle_-$ 和 $|i\rangle_+$ 的对称和反对称组合:

$$|i\rangle_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(|i\rangle_+ + |i\rangle_-), \quad (8)$$

$$|i\rangle_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}(|i\rangle_+ - |i\rangle_-), \quad (9)$$

对应的本征值分别为 $\epsilon_i - \Delta\epsilon_i$ 和 $\epsilon_i + \Delta\epsilon_i$, $2\Delta\epsilon_i$ 是第 i 个能级的能级分裂. 于是在能级 ϵ_i , 从左阱到右阱(反之亦然)的跃迁概率幅为

$$A_{+,-} = \langle \epsilon_i | e^{-\frac{2H\beta}{\hbar}} | \epsilon_i \rangle = \sinh\left(\frac{2\beta\Delta\epsilon_i}{\hbar}\right) \exp\left(-\frac{2\beta\epsilon_i}{\hbar}\right). \quad (10)$$

这一跃迁概率幅也可用路径积分计算,

$$A_{+,-} = \int \psi_{\epsilon_i,+}^*(\phi_f) \psi_{\epsilon_i,-}(\phi_i) K(\phi_f, \tau_f; \phi_i, \tau_i) d\phi_f d\phi_i, \quad (11)$$

其中

$$\psi_{\epsilon_i,+}^*(\phi_f) = \langle i | \phi_f \rangle, \quad \psi_{\epsilon_i,-}(\phi_i) = \langle \phi_i | i \rangle, \quad (12)$$

$$K(\phi_f, \tau_f; \phi_i, \tau_i) = \int_{\phi_i}^{\phi_f} D[\phi] \exp\left(-\frac{S_E}{\hbar}\right), \quad (13)$$

$$S_E = \frac{1}{\omega_0} \int_{\tau_i}^{\tau_f} L\left(\frac{d\phi}{d\tau}, \phi\right) d\tau. \quad (14)$$

(13)和(14)式分别是赝粒子的 Feynman 传播子和 Euclidean 作用量, $\tau = it'$, $\phi_f = \phi(\tau_f)$, $\phi_i = \phi(\tau_i)$, $2\beta\omega_0 = \tau_f - \tau_i$.

对作用量 S_E 变分取极值, 可得到赝粒子的运动方程

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d\phi_c}{d\tau}\right)^2 - V(\phi_c) = -E, \quad (15)$$

式中的积分常数 $E \geq 0$, 是赝粒子的经典能量. 设 $0 \leq E \leq 2/g^2$, 可求出经典解

$$\phi_c = \frac{2}{g} \arcsin[ksn(\tau)], \quad (16)$$

其中 $sn(\tau)$ 为椭圆正弦, 周期为 $4K(k)$, 模 $k = \sqrt{1 - Eg^2/2}$, $K(k)$ 为第一类完全椭圆积分. 像通常计算路径积分一样, 令 $\chi(\tau)$ 代表 $\phi(\tau)$ 对经典轨道 $\phi_c(\tau)$ 的偏离, 于是可设

$$\phi(\tau) = \phi_c(\tau) + \chi(\tau), \quad (17)$$

把(16), (17)式代入(13), (14)式, 并利用边界条件 $\chi(\tau_i) = \chi(\tau_f) = 0$, 取到二级近似, 可以得到

$$K(\phi_f, \tau_f; \phi_i, \tau_i) = I \exp\left(-\frac{S_E^c}{\hbar}\right), \quad (18)$$

$$S_E^c = \frac{1}{\omega_0} \int_{\tau_i}^{\tau_f} \left[\frac{1}{2} \left(\frac{d\phi_c}{d\tau} \right)^2 + V(\phi_c) \right] d\tau, \quad (19)$$

$$I = \int_{\chi(\tau_i)=0}^{\chi(\tau_f)=0} D[\chi] \exp\left(-\frac{\delta S}{\hbar}\right), \quad (20)$$

这里 S_E^c 是沿经典轨道的作用量, I 表示量子涨落部分的 Feynman 传播子, 其中

$$\delta S = \frac{1}{2\omega_0} \int_{\tau_i}^{\tau_f} \chi \hat{M} \chi d\tau, \quad (21)$$

$$\hat{M} = -\frac{d^2}{d\tau^2} - \cos(g\phi_c). \quad (22)$$

进而可得到一个瞬子加 n 个瞬子-反瞬子对的跃迁幅

$$A_{+,-}^{(2n+1)} = \frac{1}{(2n+1)!} \left[\frac{\beta\omega_0}{2K(k')} \right]^{2n+1} \exp\left\{-\left[\frac{(2n+1)W}{\omega_0\hbar} + \frac{2E\beta}{\hbar}\right]\right\}, \quad (23)$$

$$\begin{aligned} W &= \int_{\tau_i}^{\tau_f} \left(\frac{d\phi_c}{d\tau} \right)^2 d\tau \\ &= \frac{8}{g^2} [E(k) - k'^2 K(k)], \quad [\tau_i \rightarrow -K(k), \tau_f \rightarrow K(k)], \end{aligned} \quad (24)$$

其中 $E(k)$ 为第二类完全椭圆积分, $k' = \sqrt{1-k^2}$. 总的跃迁概率幅应该是一个瞬子加上各种数目的瞬子-反瞬子对的贡献之和. 因此,

$$A_{+,-} = \sum_{n=0}^{\infty} A_{+,-}^{(2n+1)} = \sinh\left[\frac{\beta\omega_0}{2K(k')} \exp\left(-\frac{W}{\omega_0\hbar}\right)\right] \exp\left(-\frac{2E\beta}{\hbar}\right). \quad (25)$$

经整理, (25) 式可化为

$$A_{+,-} = A \exp\left(-\frac{S_E^c}{\hbar}\right), \quad (26)$$

其中 $S_E^c = W/\omega_0 + 2E\beta$, $A = \sinh\left[\frac{\beta\omega_0}{2K(k')} \exp\left(-\frac{W}{\omega_0\hbar}\right)\right] \exp\left(-\frac{W}{\omega_0\hbar}\right)$ 是跃迁概率幅的前置因子.

3 能级分裂和热助隧穿率与温度的关系

(25) 式与 (10) 式比较, 可以得到能级分裂为

$$\Delta\epsilon = \frac{\omega_0\hbar}{4K(k')} \exp\left(-\frac{W}{\omega_0\hbar}\right). \quad (27)$$

于是, 由于隧穿引起的反铁磁粒子 Néel 矢量宏观量子相干共振频率

$$f = \frac{2\Delta\epsilon}{\hbar} = \frac{\omega_0}{4\pi K(k')} \exp\left\{-\frac{8}{g^2\omega_0\hbar} [E(k) - k'^2 K(k)]\right\}. \quad (28)$$

对于 $E=0$ 的基态, $k=1$, $E(k) - k'^2 K(k) = k^2 \int_0^1 \sqrt{(1-x^2)/(1-k^2x^2)} dx = 1$,

$$f \sim \exp\left(-\frac{v\sqrt{K\chi_1}}{\mu_B}\right), \quad (29)$$

其中 $\mu_B = \gamma\hbar/2$. 这与文献[8]中的结果完全一致. 当 $E \neq 0$ 时, (25), (27)和(28)式分别给出激发态的跃迁概率幅、能级分裂和隧穿率. 在低能极限下讨论激发态对量子隧道效应的影响是十分方便的, 这时 E 远小于势垒高度, 即 $E \ll 2/g^2$, $k \rightarrow 1$, $k' \rightarrow 0$. 在这种情况下, $E(k)$ 和 $K(k)$ 可展开为 k' 的幂级数,

$$E(k) = 1 + \frac{1}{2} \left[\ln\left(\frac{4}{k'}\right) - \frac{1}{2} \right] k'^2 + \frac{3}{16} \left[\ln\left(\frac{4}{k'}\right) - \frac{13}{12} \right] k'^4 + \dots, \quad (30)$$

$$K(k) = \ln\left(\frac{4}{k'}\right) + \frac{1}{4} \left[\ln\left(\frac{4}{k'}\right) - 1 \right] k'^2 + \dots, \quad (31)$$

在低能情况下, 系统的势能可近似为线性谐振子势能, 取 $E = (n + 1/2) \hbar\omega_0$, 保留到 k' 的二次项,

$$W = \frac{8}{g^2} = \left(n + \frac{1}{2} \right) \omega_0 \hbar \ln \left\{ \frac{2^5}{(n + 1/2) \omega_0 g^2 \hbar} \right\}. \quad (32)$$

注意到 $K(k'=0) = \pi/2$, (25), (27)式分别简化为

$$A_{+, -} = \sinh \left\{ \frac{\beta\omega_0}{\pi} \left[\frac{2^5}{(n + 1/2) \omega_0 g^2 \hbar} \right]^{n+1/2} \exp\left(-\frac{8}{\omega_0 \hbar g^2}\right) \right\} \exp\left(-\frac{2E\beta}{\hbar}\right), \quad (33)$$

$$\Delta \varepsilon_n = \frac{1}{\sqrt{2n+1}} \left[\frac{2^6}{(2n+1) \omega_0 g^2 \hbar} \right]^n \Delta \varepsilon_0, \quad (34)$$

其中 $\Delta \varepsilon_0 = (\omega_0 \hbar / 2\pi) (2^6 / \omega_0 g^2 \hbar)^{1/2} \exp(-8 / \omega_0 \hbar g^2)$, 是基态的能级分裂. 作参数代换 $K\chi_{\perp} v^2 / \gamma^2 = 2^3 \alpha_0$, $\gamma^2 / v\chi_{\perp} = J$, 即可得到文献[14]的结果. 当 $n \neq 0$ 时, (33)和(34)式分别给出各低激发态的隧穿概率幅和能级分裂. 可以证明, 在 $E \ll 2/g^2$ 时, 低激发态的能级分裂随能级升高而增加, 隧道效应随能级升高而增强. 对于半径 $r \sim 10^{-7}$ cm, $\chi_{\perp} \sim 10^{-4}$, $K \sim 10^{-1}$ J·cm⁻³的反铁磁粒子, 第三激发态的能级分裂 $\Delta \varepsilon_3 \sim 10^3 \Delta \varepsilon_0$, 约为基态能级分裂的 10^3 倍.

(25)式表明, $W / \omega_0 \hbar$ 相当于隧穿幅的一个抑制因子, 低能近似给出了该因子对能级的依赖关系. 能级升高, 抑制效应减弱. 在高能极限下, 即能量接近势垒顶部时, $E \rightarrow 2/g^2$, $k \rightarrow 0$, 这时 $E(k)$ 和 $K(k)$ 可展开为 k 的幂级数

$$E(k) = \frac{\pi}{2} \left[1 - \frac{1}{4} k^2 + \dots \right], \quad (35)$$

$$K(k) = \frac{\pi}{2} \left[1 + \frac{1}{4} k^2 + \dots \right]. \quad (36)$$

于是

$$\frac{W}{\omega_0 \hbar} = \frac{8}{\omega_0 g^2 \hbar} [E(k) - k^2 K(k)] \xrightarrow{k \rightarrow 0} \frac{2\pi}{\omega_0 g^2 \hbar} k^2 \rightarrow 0, \quad (37)$$

抑制效应消失.

我们感兴趣的只是低温情况下的热助隧穿. (34)式给出低激发态的能级分裂, 除了依赖于反铁磁粒子本身性质的有关参数(如 v , χ_{\perp} 及 K)外, 还取决于能级. 实验观察到的应是在给定温度下各能级共振频率的统计平均值, 为此我们计算能级分裂的玻耳兹曼平均

$$\overline{\Delta \varepsilon} = \frac{1}{Z_0} \sum_n \Delta \varepsilon_n \exp(-\varepsilon_n / k_B T), \quad (38)$$

式中 ϵ_n 是谐振子 Hamilton 算符的本征值, $Z_0 = \sum_n \exp(-\epsilon_n/k_B T)$ 是配分函数. 利用斯特

令公式 $n! \approx \sqrt{2\pi}[(n+1/2)/e]^{n+1/2}$, (34) 式可以简化为

$$\Delta \epsilon_n \equiv \frac{1}{n!} \sqrt{\frac{\pi}{e}} \left(\frac{2^5}{\omega_0 g^2 \hbar} \right)^n \Delta \epsilon_0. \quad (39)$$

把(39)式代入(38)式,可以得到

$$\overline{\Delta \epsilon} = \sqrt{\frac{\pi}{e}} \left[1 - \exp\left(-\frac{\omega_0 \hbar}{k_B T}\right) \right] \exp\left[\frac{2^5}{\omega_0 g^2 \hbar} \exp\left(-\frac{\omega_0 \hbar}{k_B T}\right)\right] \Delta \epsilon_0. \quad (40)$$

于是, Néel 矢量宏观量子相干共振频率的统计平均值为

$$\bar{f} = \omega_0 \left(\frac{2^4}{\pi^3 \omega_0 g^2 \hbar} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{8}{\omega_0 g^2 \hbar}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{\omega_0 \hbar}{k_B T}\right) \right] \exp\left[\frac{2^5}{\omega_0 g^2 \hbar} \exp\left(-\frac{\omega_0 \hbar}{k_B T}\right)\right]. \quad (41)$$

从(40)和(41)式可以看出温度对能级分裂以及共振频率的影响,随着温度的下降,共振频率将逐渐趋于常数.

表 1 $T=0.2$ K 附近的隧穿率

T/K	$f/10^5 \text{ Hz}$	T/K	$f/10^5 \text{ Hz}$
0.00	9.42192	0.20	9.42206
0.18	9.42194	0.21	9.42222
0.19	9.42198	0.22	9.42250

铁氧颗粒(从马的脾脏得到的颗粒)实验^[7]测得共振频率为 9.4×10^5 Hz, 交界温度为 0.2 K, 实验所用颗粒的直径为 7.5 nm, 每个颗粒中约含有 $N \sim 4500$ 个自旋. 当用零温下的量子隧穿理论^[8]来解释这个

实验时,得到的 K 值比物理上可接受的值低一到两个数量级^[7]. 换言之,如果把 K 取为物理上可接受的值,共振频率的理论值将比实验值低一到两个数量级. 这种偏差是由于零温理论只考虑了基态隧穿,没有考虑激发态的贡献. 我们的结果在基态隧穿的基础上考虑了激发态对量子隧道效应的影响,(41)式给出的共振频率随温度变化的关系如图 1(取 $K = 1.2 \times 10^{-3} \text{ J} \cdot \text{cm}^{-3}$, $\chi_{\perp} = 2.42 \times 10^{-5}$), $T=0$ K 时的共振频率 $f_0 \simeq 9.42 \times 10^5 \text{ Hz}$, 而且当 $T=0.2$ K 时, f 基本上不随温度变化,表 1 给出 $T=0.2$ K 附近的 f 值. 显然,把 0.2 K 作为从热助隧穿向纯量子隧穿过渡的交界温度是合理的,这些结论与文献^[7]的实验结果完全相符.

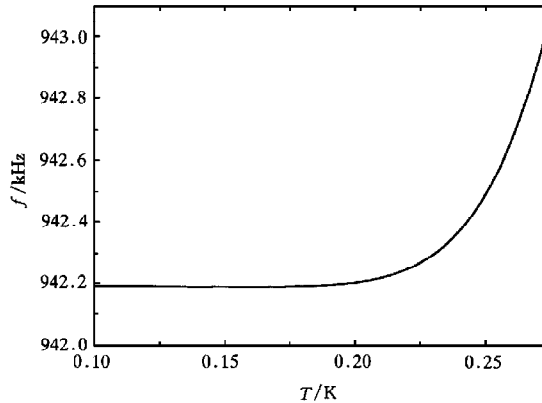


图 1 反铁磁粒子的 f - T 关系图

4 结 论

本文用周期瞬子方法把文献中反铁磁粒子的宏观量子隧穿率由基态扩展到低能激发态. 基态时与文献中的结果完全一致,激发态的能级分裂和隧穿率均高于基态. 玻耳兹曼

平均给出隧穿率与温度的关系,从而建立了温度相关的热助隧穿率的计算方法,使理论结果可以直接与实验比较.理论计算结果与实验很好地符合是本文提出的热助隧穿理论正确性的一个证明.

本文作者之一(聂一行)感谢中国科学院物理研究所李伯臧教授的热心帮助和支持.

- [1] J. Clark, A. N. Cleland, M. H. Devoret, *Science*, **239**(1988), 992.
- [2] E. M. Chudnovsky, L. Gunther, *Phys. Rev. Lett.*, **60**(1988), 611.
- [3] M. Enz, R. Schilling, *J. Phys.*, **C19**(1986), 711; A. Garg, *Phys. Rev. Lett.*, **71**(1993), 4249.
- [4] L. Gunther, B. Barbara, *Quantum Tunneling of Magnetization* (Dordrecht, Kluwer, 1995).
- [5] B. Z. Li, W. D. Zhong, *Magnetic Macroscopic Quantum Effects*, in: eds. F. C. Pu *et al.*, *Aspects of Modern Magnetism* (World Sci. Pub., Singapore, 1996), pp. 57—71.
- [6] E. M. Chudnovsky, L. Gunther, *Phys. Rev.*, **B37**(1988), 9455.
- [7] D. D. Awschalom, J. F. Smyth, G. Grinstein *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **68**(1992), 3092.
- [8] B. Barbara, E. M. Chudnovsky, *Phys. Lett.*, **A145**(1990), 205.
- [9] R. Lü, J. L. Zhu, X. Chen *et al.*, *Phys. Lett.*, **A226**(1997), 112; R. Lü, P. F. Zhang, J. L. Zhu, *et al.*, *Phys. Rev.*, **B56**(1997), 1.
- [10] 李伯臧等, *中国科学(A辑)*, **28**(1998), 146 [B. Z. Li, J. H. Wu *et al.*, *Science in China*, **A28**(1998), 146(in Chinese)].
- [11] J. Q. Liang, H. J. W. Müller-kirsten, *Phys. Rev.*, **D51**(1995), 718.
- [12] J. Q. Liang, H. J. W. Müller-kirsten, *Phys. Rev.*, **D46**(1992), 4685.
- [13] J. Q. Liang, H. J. W. Müller-kirsten, *Phys. Rev.*, **D50**(1994), 6519.
- [14] I. V. Krive, O. B. Zaslavikii, *J. Phys. Condens Matter*, **2**(1990), 9457.

THERMALLY ASSISTED QUANTUM TUNNELING IN ANTIFERROMAGNETIC PARTICLES AND MACROSCOPIC QUANTUM EFFECT *

NIE YI-HANG¹⁾²⁾ ZHANG YUN-BO¹⁾ LIANG JIU-QING¹⁾

¹⁾(Department of Physics and Institute of Theoretical Physics, Shanxi University, Taiyuan 030006)

²⁾(Department of Physics, Yanbei Teachers College, Datong 037000)

PU FU-KE(PU FU-CHO)

(Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080;

Department of Physics Guangzhou Teachers College, Guangzhou 510400)

(Received 3 January 1999)

ABSTRACT

Quantum tunneling effect at excited states in antiferromagnetic particles is studied with the help of the periodic instanton method. The transition amplitude, energy shift and prefactor of WKB exponential are given for various low-lying excited states. The tunneling rate at definite temperature is obtained by statistical average and the theoretical dependence of the tunneling rate on temperature is in agreement with the experimental results.

PACC: 7450

*Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 19677101; 19775033) and the Natural Science Foundation of Shanxi Province, China (Grant No. 981002).