

双模非经典光场辐照下介观约瑟夫森结中 超流的动力学行为^{*}

邹 健 邵 彬 邢修三

(北京理工大学应用物理系, 北京 100081)

(1997 年 3 月 21 日收到)

研究了直流偏置电压下介观约瑟夫森结在 $SU(1,1)$ 双模相干态光场作用下超流的动力学行为、流压台阶和直流分量等特性. 研究发现超流能够呈现明显的崩塌与复苏现象, 对于经典电磁场和非耦合的双模相干态光场作用下的情况, 超流不出现此现象, 且其流压台阶结构与后两种情况也不相同.

PACC: 7335; 7450; 4250

1 引 言

光与物质的相互作用多年来一直是人们关心的研究课题, Jaynes-Cummings(JC)模型就是这样一个著名的模型^[1]. 在此模型中 Eberly 等人^[2]首先从理论上发现了原子布居反转动力学时间演化过程中存在崩塌与复苏(CR)效应, 并由 Rempe 等人^[3]在实验上予以证实. 由于介观约瑟夫森结的尺度接近电子的相干长度, 电子与库伯对在隧穿过程中其相位不会被破坏, 因此会出现各种量子干涉现象^[4,5]. 为了更深入地探讨介观约瑟夫森结的量子效应, 最近介观约瑟夫森结在非经典光场作用下的行为引起人们的兴趣^[6-8]. 目前人们主要讨论在单模场作用下介观约瑟夫森结的一些性质, 例如流压台阶结构, 超流的量子涨落等. 介观约瑟夫森结是量子器件, 它在非经典光场作用下的动力学行为也应会出现纯量子效应. 此外, 双模关联场常常表现出一系列非经典光场的特征, 例如压缩、反聚束、亚泊松分布及违背 Cauchy-Schwartz 不等式等^[9-11]. 为此, 本文将讨论介观约瑟夫森结在双模非经典光场作用下的性质, 特别是在 $SU(1,1)$ 双模相干态光场作用下超流的动力学行为. 研究发现, 在此光场作用下, 介观约瑟夫森结中的超流可呈现明显的 CR 现象, 对于经典电磁场和非耦合的双模相干态光场作用下的情况, 超流不出现此现象, 其流压台阶与后两种情况也不相同. 研究还发现并不是光场越强, 超流的直流分量越大.

2 介观约瑟夫森结中的 CR 现象

根据 Vourdas 开创性的工作^[6], 我们考虑有一介观约瑟夫森结的超导环, 介观约瑟夫

^{*} 国家自然科学基金资助的课题.

森结有一非常小的电容 C , 并且工作在低温下. 介观约瑟夫森结是量子系统, 即库伯对在结两端的相差 θ 和通过结的电荷 q 是一对量子力学共轭量. 介观约瑟夫森结的哈密顿量为 ($\hbar = k_B = e = 1$)

$$H_0 = -\frac{1}{2} E_C \left(\partial_\theta + i \frac{Q}{2e} \right)^2 + E_J (1 - \cos \theta), \quad (1)$$

其中 θ 为库伯对在结两端的相差算符, $E_C = (2e)^2 / C$, $E_J = I_{cr} / 2e$, $2e$ 为库伯对电量, $e = (4\pi/137)^{1/2}$ 为无量纲化的电子电量, Q 为受量子化电磁场控制的外电量. 当 $Q=0$ 时, 系统近似为频率 $\Omega = (E_C E_J)^{1/2}$ 的谐振子. 由(1)式在海森堡表象中, 超流算符可表示为^[6]

$$I = I_{cr} \sin \theta. \quad (2)$$

除在结上加一经典电动势 V_0 外, 还加一交变非经典双模电磁场, 角频率为 ω_1 和 ω_2 . 这样结上就感应出交变的矢势 $\mathbf{A}$ 和电场 $\mathbf{E}$. 根据场叠加原理, $\mathbf{A}$ 和 $\mathbf{E}$ 分别为

$$\mathbf{A} = \mathbf{A}_1 + \mathbf{A}_2, \quad \mathbf{E} = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2, \quad (3)$$

$\mathbf{E}_i$ 和 $\mathbf{A}_i$ ($i=1, 2$) 分别由相应的单模场产生. 沿超导环分别对 $\mathbf{A}_i$ 和 $\mathbf{E}_i$ 积分, 就得到磁通 ϕ_i 和电动势 V_i , ϕ_i 和 V_i 是一对量子力学共轭量, 满足

$$[\phi_i, V_j] = i \omega_i \delta_{ij}. \quad (4)$$

双模电磁场产生的 ϕ 和 V 可写成

$$\phi = \phi_1 + \phi_2, \quad V = V_1 + V_2. \quad (5)$$

双模光场的哈密顿量为

$$H = \omega_1 \left(a_1^\dagger a_1 + \frac{1}{2} \right) + \omega_2 \left(a_2^\dagger a_2 + \frac{1}{2} \right), \quad (6)$$

其中

$$a_j = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\phi_j + \frac{i}{\omega_j} V_j \right), \quad a_j^\dagger = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\phi_j - \frac{i}{\omega_j} V_j \right) \quad (j=1, 2), \quad (7)$$

$a_j, a_j^\dagger$ ($j=1, 2$) 分别为非经典光场的湮没算符和产生算符, 满足 $[a_i, a_j^\dagger] = \delta_{ij}$. 由(6)式在海森堡表象中可得

$$\phi(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\exp(i\omega_1 t) a_1^\dagger + \exp(-i\omega_1 t) a_1 + \exp(i\omega_2 t) a_2^\dagger + \exp(-i\omega_2 t) a_2], \quad (8)$$

$$V(t) = \frac{i}{\sqrt{2}} [\omega_1 \exp(i\omega_1 t) a_1^\dagger - \omega_1 \exp(-i\omega_1 t) a_1 + \omega_2 \exp(i\omega_2 t) a_2^\dagger - \omega_2 \exp(-i\omega_2 t) a_2]. \quad (9)$$

为简单起见, 我们只考虑 $\omega_i \gg \Omega$ ($i=1, 2$) 时的情况, 这时约瑟夫森结由于自身哈密顿量引起的变化远比由于外场引起的变化慢, 因此在海森堡表象中 $\theta(t)$ 可写成

$$\theta(t) = \omega_0 t + 2e\phi(t), \quad (10)$$

其中 $\omega_0 = 2eV_0$, 由(2), (8)和(10)式可得超流算符

$$I = I_{cr} \text{Im} \{ \exp(i\omega_0 t) D_1 [\xi \exp(i\omega_1 t)] D_2 [\xi \exp(i\omega_2 t)] \}, \quad (11)$$

其中 $\xi = i\sqrt{2}e$, $D_i(\alpha) = \exp(\alpha_i a_i^\dagger - \alpha_i^* a_i)$ 为位移算符 (注意这里 ξ 与文献[6]中的 ξ 稍有不同, 文献[6]中虚数因子 i 经过时间平移而被去掉). 超流的期待值可通过在给定量子场的密度矩阵 ρ 下对 I 求迹得到

$$\langle I \rangle = \text{Tr}(\rho I) = I_{\text{cr}} \text{Im} \{ \exp(i\omega_0 t) \text{Tr}[\rho D_1(\xi \exp(i\omega_1 t)) D_2(\xi \exp(i\omega_2 t))] \} \}. \quad (12)$$

本文主要考虑 $SU(1, 1)$ 双模相干态^[9], 其形式为

$$|\zeta, q\rangle = S(\beta)|q, 0\rangle = (1 - |\zeta|^2)^{(1+q)/2} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{(n+q)!}{n! q!} \right]^{1/2} \zeta^n |n+q, n\rangle, \quad (13)$$

其中 $S(\beta) = \exp(\beta a_1^\dagger a_2^\dagger - \beta^* a_1 a_2)$ 为双模压缩算符, $\beta = -\frac{1}{2} r \exp(-i\varphi)$, $0 < r < \infty$,

$0 \leq \varphi < 2\pi$, $\zeta = -\tanh\left(\frac{r}{2}\right) \exp(-i\varphi)$. $SU(1, 1)$ 双模相干态光场两模间光子数之差为常数, 因此两模之间具有很强的关联. 产生该态的物理过程为将态 $|q, 0\rangle$ 作为非简并参量放大过程的输入态光场, 输出的便是 $SU(1, 1)$ 双模相干态光场, 参量 ζ, q 都可以由实验来控制^[9-11]. 模 1 和模 2 的平均光子数分别为

$$\langle N_1 \rangle = q + \langle N_2 \rangle, \quad \langle N_2 \rangle = \frac{q+1}{2} [\cosh(|2\beta|) - 1]. \quad (14)$$

双模压缩算符 $S(\beta)$ 对湮没算符 a_i ($i=1, 2$) 的变换为

$$S^\dagger(\beta) a_1 S(\beta) = \cosh(|\beta|) a_1 + \frac{\beta}{|\beta|} \sinh(|\beta|) a_2^\dagger, \quad (15)$$

$$S^\dagger(\beta) a_2 S(\beta) = \cosh(|\beta|) a_2 + \frac{\beta}{|\beta|} \sinh(|\beta|) a_1^\dagger. \quad (16)$$

由(12), (13), (15)和(16)式, 并利用关系式 $\langle q| D(A) |q\rangle = \exp(-|A|^2/2) L_q(|A|^2)/q!$, 经较繁的推导可得

$$\langle I \rangle = I_{\text{cr}} \text{Im} \{ \exp[-Y(t)] \exp(i\omega_0 t) L_q[Y(t)]/q! \}, \quad (17)$$

其中 $L_q(x)$ 为拉盖尔多项式, 其表达式为^[12]

$$L_q(x) = \sum_{k=0}^q (-1)^k C_q^k \frac{q!}{k!} x^k, \quad (18)$$

其中 C_q^k 为二项式展开系数. 因子 $Y(t)$ 形式为

$$Y(t) = 2e^2 \cosh(2|\beta|) - 2e^2 \sinh(2|\beta|) \cos[(\omega_1 + \omega_2)t + \varphi]. \quad (19)$$

(17)式还可改写为

$$\langle I \rangle = I_{\text{cr}} \exp[-Y(t)] \sin(\omega_0 t) L_q[Y(t)]/q!. \quad (20)$$

对于非耦合的双模相干态 $|\alpha_1 \alpha_2\rangle = D_1(\alpha_1) D_2(\alpha_2) |0\rangle$, 由(12)式, 并利用关系式 $D_k^\dagger(\alpha_k) a_k D_k(\alpha_k) = a_k \pm \alpha_k$ ($k=1, 2$), 易得

$$\langle I \rangle = I_{\text{cr}} \exp(-2e^2) \times \text{Im} \{ \exp[i2\sqrt{2}e|\alpha_1| \cos(\omega_1 t - \varphi_1) + i2\sqrt{2}e|\alpha_2| \cos(\omega_2 t - \varphi_2)] \}, \quad (21)$$

其中 $\alpha_1 = |\alpha_1| \exp(i\varphi_1)$, $\alpha_2 = |\alpha_2| \exp(i\varphi_2)$.

对(20)式进行数值计算, 在适当的参数取值下, 我们发现超流随时间演化过程中出现了类似于 JC 模型中的 CR 现象, 如图 1 所示. 由(19)式不难看出 $Y(t)$ 恒大于零. 在 $|\beta|$ 较大时, $\sinh[2|\beta|] \approx \cosh[2|\beta|] \approx \exp(2|\beta|)/2$. 因子 $\exp[-Y(t)]$ 近似为 $\exp[-2e^2 \exp(2|\beta|) \sin^2[(\omega_1 t + \omega_2 t + \varphi)/2]]$, 为一指数衰减因子, 此周期性衰减包络函数对超流起到了抑制作用, 因此 CR 周期为 $2\pi/(\omega_1 + \omega_2)$. $|\beta|$ 较小时, 没有 CR 现象发

生,如图 1(a)所示.而当 $|\beta|$ 较大时,CR 现象便显著起来,此时崩塌时间

$$\tau_c \sim \exp(-|\beta|)/[(\omega_1 + \omega_2)e]. \quad (22)$$

显然 $|\beta|$ 越大, τ_c 越小,图 1(b)和(c)显示了这一特点.研究发现,对于非耦合的双模相干态,由(21)式,超流随时间演化过程中不出现此现象.由于 $Y(t)$ 与压缩参量 β 有关,所以超流出现 CR 现象是压缩场作用的结果.另一方面, $SU(1,1)$ 双模相干态与非耦合的双模相干态的光子统计分布不同, $SU(1,1)$ 双模相干态具有单模亚泊松光子统计分布^[9],而非耦合的双模相干态具有单模泊松光子统计分布.说明不同的量子光场对介观约瑟夫森结中超流的影响不同.当 $q=0$ 时,即双模压缩真空态,此时 $L_q[Y(t)] = 1$,由(20)式在复苏期间的振荡周期为 $\omega_0/2\pi$,是完全的正弦振荡,如图 2(a)所示.当 q 增加时,我们看到出现无规的振荡,如图 2(b)和(c)所示.

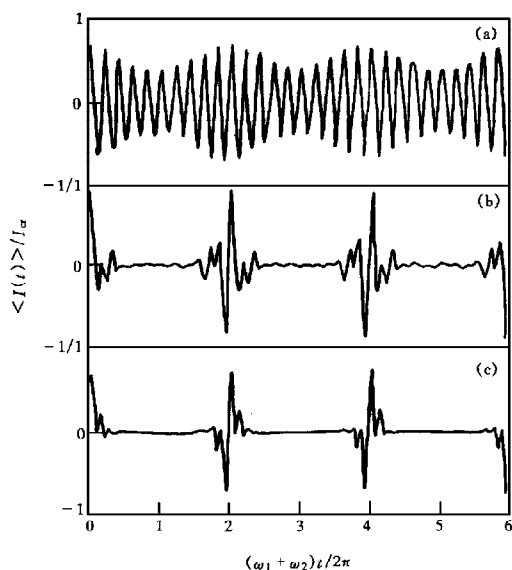


图 1 超流时间演化曲线随参量 β 的变化 $\omega_0/(\omega_1 + \omega_2) = 10$, $\varphi = 0$, $q = 2$. (a) 为 $|\beta| = 0.2$; (b) 为 $|\beta| = 1.8$; (c) 为 $|\beta| = 2.4$

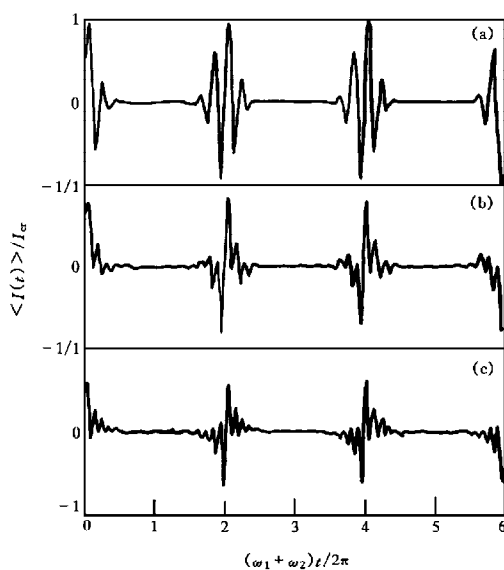


图 2 超流时间演化曲线随参量 q 的变化 $\omega_0/(\omega_1 + \omega_2) = 10$, $\varphi = 0$, $|\beta| = 2$. (a) 为 $q = 0$; (b) 为 $q = 4$; (c) 为 $q = 10$

介观约瑟夫森结超流 CR 效应的出现可以这样来解释,低温下库伯对输运过程虽经历了大量的无规散射,但它们能够在隧穿过程中保持其相位的相干性.通过吸收或发射光子,非经典光场对其相位有调控作用,使超流不再是单频振荡.为了清楚地看出这一点,我们对(17)式进行变换.利用关系式 $\exp(x \cos \theta) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} I_n(x) \exp(in\theta)$ 和(19)式,可将因子 $\exp[-Y(t)]$ 展成

$$\begin{aligned} \exp[-Y(t)] &= \exp[-2e^2 \cosh(2|\beta|)] \\ &\times \sum_{n=-\infty}^{\infty} I_n[2e^2 \sinh(2|\beta|)] \exp[in[(\omega_1 + \omega_2)t + \varphi]]. \end{aligned} \quad (23)$$

利用(18)和(19)式,可将 $L_q[Y(t)]$ 展开成

$$\begin{aligned} L_q[Y(t)] &= \sum_{k=0}^q C_q^k \frac{q!}{k!} [-Y(t)]^k \\ &= \sum_{k=0}^q \sum_{l=0}^k C_q^k \frac{q!}{k!} C_k^l L^{k-l} M^l \cos^l[(\omega_1 + \omega_2)t + \varphi], \end{aligned} \quad (24)$$

其中 $L = -2e^2 \cosh(2|\beta|)$, $M = 2e^2 \sinh(2|\beta|)$. 利用(23)和(24)式,可将(17)式改写为

$$\begin{aligned} \langle I \rangle &= I_{cr} \exp[-2e^2 \cosh(2|\beta|)] \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{k=0}^q \sum_{l=0}^k \frac{C_q^k}{k!} C_k^l L^{k-l} M^l \\ &\quad \times I_n[2e^2 \sinh(2|\beta|)] \sin\{[n(\omega_1 + \omega_2) + \omega_0]t + n\varphi\} \\ &\quad \times \cos^l[(\omega_1 + \omega_2)t + \varphi], \end{aligned} \quad (25)$$

其中 I_n 为 n 阶虚宗量贝塞尔函数. 由(25)式可以看出, 在 $SU(1,1)$ 双模相干态光场辐照下, 超流不再是单频振荡, 而是包含许多频率的复杂振荡. 若某时刻这些频率的振荡是关联的, 那么随着时间的演化, 在以后某个时刻这些振荡会失去关联, 崩塌就是由于各种振荡频率之间干涉被破坏所致. 换言之, 超流动力学行为受量子噪声因子 $\exp[-Y(t)]$ 的抑制, 各振荡之间的相位经历了从随机到关联再失去关联的周期往复过程, 从而呈现周期性 CR 现象.

通过数值计算, 还发现当 ω_0/ω 较大时, CR 现象更加显著. 这是由于当直流偏置电压 V_0 使得 ω_0 较大时, 库伯对在隧穿过程中需要吸收较多的光子, 以补偿由于 V_0 在结两端形成的能量差. 正是较多光子的相位关联有效地调控了隧穿库伯对相位的相干性, 使超流呈 CR 效应.

3 超流的直流分量

超流的直流成分也是一个令人感兴趣的量, 为此将(25)式对时间 t 求平均, 经过繁琐的推导可以得到, 当

$$N(\omega_1 + \omega_2) - \omega_0 = 0, \quad \text{即 } V_0 = \frac{N(\omega_1 + \omega_2)}{2e}, \quad (26)$$

其中 N 为整数, 可得超流的直流分量

$$\begin{aligned} I_{dc} &= -I_{cr} \exp[-2e^2 \cosh(2|\beta|)] \sum_{m=0}^q \sum_{l=0}^m \sum_{p=0}^l I_{l-N-2p}[2e^2 \sinh(2|\beta|)] \\ &\quad \times \left(\frac{1}{2}\right)^l C_q^m C_m^l C_l^p \frac{1}{m!} L^{m-l} M^l \sin(N\varphi). \end{aligned} \quad (27)$$

对于非耦合的双模相干态, 由(21)式可得

$$\begin{aligned} \langle I \rangle &= I_{cr} \exp[-2e^2] \sum_{n_1, n_2=-\infty}^{\infty} J_{n_1}[2^{3/2}|\alpha_1|] J_{n_2}[2^{3/2}|\alpha_2|] \\ &\quad \times \sin\left[n_1\omega_1 + n_2\omega_2 + \omega_0)t - n_1\varphi_1 - n_2\varphi_2 + (n_1 + n_2)\frac{\pi}{2}\right]. \end{aligned} \quad (28)$$

这里利用了关系式 $\exp(iA\cos\theta) = \exp\left[iA\sin\left(\theta + \frac{\pi}{2}\right)\right] = \sum_{N=-\infty}^{\infty} J_N(A)\exp\left[iN\left(\theta + \frac{\pi}{2}\right)\right]$, 其中 n_1, n_2 为整数, $J_n(x)$ 为 n 阶贝塞耳函数. 由(28)式, 显然当

$$n_1\omega_1 + n_2\omega_2 - \omega_0 = 0, \quad \text{即 } V_0 = (n_1\omega_1 + n_2\omega_2)/2e, \quad (29)$$

可得直流分量

$$\begin{aligned} \langle I \rangle = & -I_{cr}\exp[-2e^2] \sum_{n_1, n_2=-\infty}^{\infty} J_{n_1}[2^{3/2}|\alpha_1|] J_{n_2}[2^{3/2}|\alpha_2|] \\ & \times \sin\left[n_1\varphi_1 + n_2\varphi_2 + (n_1 + n_2)\frac{\pi}{2}\right], \end{aligned} \quad (30)$$

其中 n_1, n_2 为整数, 求和 Σ' 在约束条件(29)式下进行. $SU(1, 1)$ 双模相干态的结果与非耦合的双模相干态的结果(29)式完全不同. 对于 $SU(1, 1)$ 双模相干态, Shapiro 流压台阶只出现在 ω_0 为 ω_1, ω_2 之和的整数倍; 而对于非耦合的双模相干态, 由(29)式, 当 ω_0 为 ω_1, ω_2 混频时, 就会出现直流分量, 这与经典情况^[13]相同. 说明 $SU(1, 1)$ 双模相干态光场中的两模之间具有很强的关联. 如果结上所加直流偏压产生的振荡频率 $\omega_0 = 2eV_0$, 同 $SU(1, 1)$ 双模相干态光场的两模频率之和 $(\omega_1 + \omega_2)$ 相等或是其整数倍, 则光场和直流偏压在介观约瑟夫森结中引起的有固定相位差的电磁振荡间将发生干涉, 产生直流分量及各种倍频. 由以上可以看出, 对于 $SU(1, 1)$ 双模相干态光场在隧穿过程中库伯对损失的静电能 $\omega_0 = 2eV_0$, 被 N 个 ω_1 光子和 N 个 ω_2 光子所补偿; 而对于非耦合的双模相干态光场, 则被 N_1 个 ω_1 光子和 N_2 个 ω_2 光子所补偿. N_1 和 N_2 一般不相等, 当 α_1 (或 α_2) 等于零时, 就退回到单模相干态光场的情况. 对于 $SU(1, 1)$ 双模相干态光场, 当隧穿电流含有直流成分时, 超流曲线呈现单向增强形态, 增强的大小和方向受 φ 角的控制. 图 3 为 $N=10$, $\varphi = -\pi/20$ 时的超流随时间变化的曲线, 此时超流为单向脉冲信号. 由(27)式, 此时对应 I_{dc} 达到极大值 (对比图 2(c), $\varphi=0$, $I_{dc}=0$).

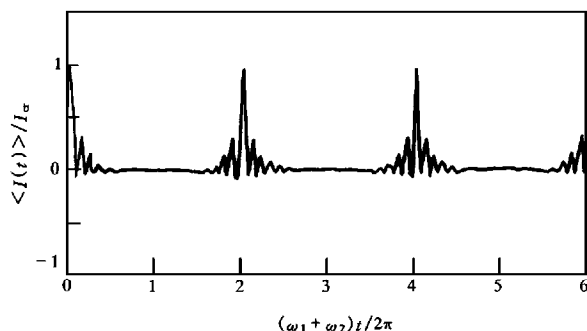


图 3 有直流分量时的超流时间演化曲线 $\omega_0/(\omega_1 + \omega_2) = 10$, $\varphi = -\pi/20$, $|\beta| = 2$, $q = 10$

由(27)式可以看出, q, β (或 ζ) 及 N 对超流直流分量的影响很大. 通过对(27)式的数值计算, 我们发现, 对于固定的 β 和 q , 在 N 的变化范围内, 超流直流分量都有一极大值.

当 q 和 β 较小时, 由(14)式可以看出, 此时对应弱场情况, $N=1$ 时, I_{dc} 有一极大值; 而当 q 和 β 较大时, I_{dc} 的极大值向 N 增大的方向移动, 如图 4 所示. 由图 4 可看出, 当 $|\beta|$ 和 q 较小时, 峰较尖锐, 且离开峰时下降较快; 当 $|\beta|$ 和 q 较大时, 峰较平缓, 具有从峰区向外伸展的尾部. 这表明对于特定的 q 和 β (即特定的光强), 只有对于特定的 $V_0(\omega_0)$ (即 N 给定), 产生的直流分量最大. 由图 4 还可看出, 对于特定的 $V_0(\omega_0)$ (即 N 给定), 并不是光场越强, I_{dc} 越大.

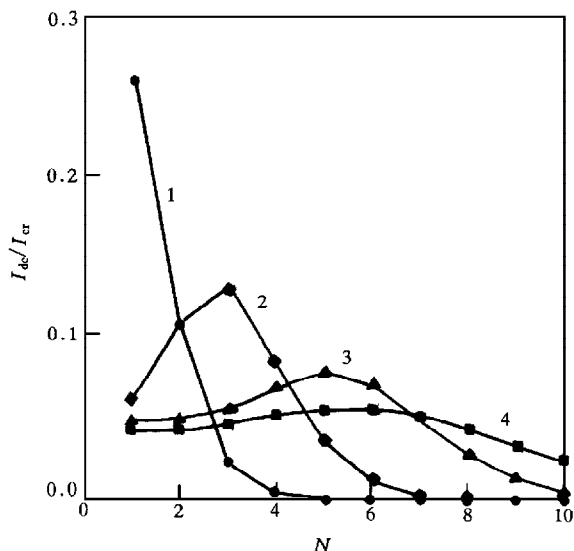


图 4 超流直流分量在各种给定光场强度下随 N 的变化图 $\varphi = -\pi/(2N)$. 曲线 1 为 $|\beta|=1, q=2$; 曲线 2 为 $|\beta|=1.5, q=4$; 曲线 3 为 $|\beta|=2, q=4$; 曲线 4 为 $|\beta|=2.5, q=2$

4 结 论

研究发现, 在量子化 $SU(1,1)$ 双模相干态光场作用下, 介观约瑟夫森结中超流的动力学行为呈现 CR 效应, 而非耦合双模相干态光场辐照下, 超流不会出现 CR 效应. 其流压台阶结构与经典双模电磁场辐照下^[13] 和非耦合双模相干态光场辐照下也不同, 说明介观约瑟夫森结可以反映不同光场的特性. 研究还发现, 对于 $SU(1,1)$ 双模相干态光场辐照下的介观约瑟夫森结并不是光场越强, 超流的直流分量越大.

- [1] E.T.Jaynes and F.W.Cummings, *Proc. IEEE*, **51**(1963), 89.
- [2] J.H.Eberly, N.B.Narozhny and J.J.Sanchez-Mondragon, *Phys. Rev. Lett.*, **44**(1980), 1323.
- [3] G.Rempe, H.Walter and N.Klein, *Phys. Rev. Lett.*, **58**(1987), 353.
- [4] G. Schon and A.D.Zaikin, *Phys. Rep.*, **198**(1990), 237.
- [5] M.A.Kastner, *Rev. Mod. Phys.*, **64**(1990), 849.
- [6] A.Vourdas, *Phys. Rev.*, **B49**(1994), 120406.

- [7] L. M. Kuang, Y. W. Wang and M. L. Ge, *Phys. Rev.*, **B53**(1996), 11764.
- [8] A. Vourdas, *Z. Phys.*, **B100**(1996), 455.
- [9] C. C. Gerry, *J. Opt. Soc. Am.*, **B8**(1991), 685.
- [10] C. C. Gerry and R. F. Welch, *J. Opt. Soc. Am.*, **B9**(1992), 290.
- [11] 路 洪、彭金生、李高翔, *物理学报*, **44**(1995), 708.
- [12] 《数学手册》编写组, *数学手册* (人民教育出版社, 北京, 1979), 第 612 页 .
- [13] 张裕恒、李玉芝, *超导物理* (中国科学技术大学出版社, 合肥, 1991), 第 559 页 .

DYNAMIC BEHAVIOR OF SUPERCURRENT IN MESOSCOPIC JOSEPHSON JUNCTION INTERACTING WITH CORRELATED TWO-MODE $SU(1, 1)$ COHERENT STATES OF QUANTUM ELECTROMAGNETIC FIELD

ZOU JIAN SHAO BIN XING XIU-SAN

(*Department of Applied Physics, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081*)

(Received 21 March 1997)

ABSTRACT

The dynamic behaviors of supercurrent in mesoscopic Josephson junction in the presence of a dc bias voltage V_0 and of correlated two-mode $SU(1, 1)$ coherent states of quantum electromagnetic field, as well as current-voltage steps and Shapiro dc current, are investigated. It is shown that the time evolution of supercurrent exhibits collapse and revival phenomenon, but for non-correlated two-mode coherent states it does not exhibit such a phenomenon. And the current-voltage steps of correlated two-mode $SU(1, 1)$ coherent states of quantum electromagnetic field are different from that of classical electromagnetic field and that of non-correlated two-mode coherent states.

PACC: 7335; 7450; 4250