

微波作用下有直接隧穿量子点系统中的泵流特性*

周运清[†] 孔令民 王 瑞 张存喜

(浙江海洋学院物理系, 舟山 316000)

(2010年8月15日收到; 2010年11月12日收到修改稿)

利用演化算符的方法,研究了量子点体系中的电流以及自旋流,该体系中量子点和左右磁性电极耦合并且受到微波作用,且两电极之间有直接隧穿,得到了体系电流的解析表达式.发现对于无直接隧穿和零偏压情况,无论对称结构还是非对称结构,电流和自旋流总为零.对于直接隧穿和零偏压情况,对于两边为非对称结构,微波场辐射在量子点上可以导致自旋流而非零的总电流,给出了平行和反平行磁构型下的结果并进行了讨论;对于两边为对称结构,平行磁构型下,量子点上加微波场时自旋流和总电流均为零;在反平行磁构型下,量子点上加微波场可以导致自旋流而总电流为零,这可以作为设计自旋电池的一个方案,并且在目前技术条件下实验上也是可行的.

关键词: 微波场, 直接隧穿, 量子点, 泵流

PACS: 72.10.-d, 72.25.-b, 72.25.Fe

1. 引言

电荷和自旋是电子的两个基本自由度,传统电子学基于电荷自由度,自旋自由度一般被忽视了,然而新兴的自旋电子学^[1]力图同时利用电荷和自旋两个自由度来设计电子器件.在信息科学中,已经出现了许多金属多层膜系统的自旋电子元件,如硬盘的磁头,磁随机存储器等,它们的工作机理为巨磁电阻效应或者隧穿磁电阻效应.在这些器件中,自旋流和电流同时存在,这是由于在这些器件中自旋流是自旋极化的电荷流产生的,因而自旋流的出现总是伴随有电荷流.最近,如何产生纯的自旋流引起了人们广泛的兴趣^[2-9],很多产生纯自旋流的方案被提出和研究.在随时间变化外场的作用下的相干输运也是目前人们感兴趣的领域,一些新奇的性质已经在理论上和实验上得到,如通过量子点的光子辅助隧穿,光电子泵等效^[10-18].其实早在上世纪60年代人们就在超导-绝缘体-超导隧穿结中研究了光电子泵效应,随后,在超晶格,量子点等体系中也研究了 this 效应.尽管光电子泵效应已经被研究多年,但是据我们所知,这一现象一般限于非磁性系统,在磁性系统中鲜有研究.在磁性体

系中,电流一般是自旋极化的.通常在磁性系统中的光电子泵效应能够产生极化电流^[19],但是极化率一般是小于1,因而不是纯的自旋流.我们发现,在磁系统中光电子泵效应能够产生自旋流,这是一个很有意义的结果.在这一章中,我们提出一个设计对称双极性自旋电池的方案^[20],在这个方案中,光电子泵效应使自旋向上的电子朝一个方向运动,自旋向下的电子朝相反的方向运动,并且自旋向下和向上的电流相等,这样由于自旋向上和向下的电流大小相等,方向相反,因而总的电流为零而自旋流不为零.

2. 模型哈密顿量

我们考虑磁性电极-量子点-磁性电极系统,并且两磁性电极之间有直接隧穿,其哈密顿量可以写成如下形式:

$$H = H_0 + V(t), \quad (1)$$

其中

$$H_0 = \sum_{k\alpha^s} \varepsilon_{k\alpha^s} a_{k\alpha^s}^\dagger a_{k\alpha^s} + \varepsilon_{ds} a_{ds}^\dagger a_{ds},$$

$$V(t) = \sum_{k\alpha^s} V_{k\alpha^d}(t) a_{k\alpha^s}^\dagger a_{ds}$$

* 国家自然科学基金(批准号:10947164 和 10947163),浙江省教育厅项目(批准号:Y200908466, Y201018926)和浙江海洋学院项目和浙江省自然科学基金(批准号:Y6110250)资助的课题.

[†] E-mail: yqchou@163.com

$$+ \sum_{k_L k_R^s} V_{k_L k_R}(t) a_{k_L^s}^\dagger a_{k_R^s} + \text{H. C. .}$$

这里 H_0 表示系统的无相互作用哈密顿量, 它描述了左右电极以及量子点的特性. $a_{k_\alpha^s}^\dagger, a_{k_\alpha^s}$ 分别是磁性电极中电子的产生算符和湮没算符, $\alpha = L, R$ 表示左右电极, a_{ds}^\dagger, a_{ds} 分别是量子点中电子产生算符和湮没算符. $\varepsilon_{k_\alpha^s}$ 表示左右电极中的能级, 有关系式 $\varepsilon_{k_\alpha^s} = \varepsilon_{k_\alpha} - sM_\alpha$, 其中 M_α 表示电极磁化强度, $s = 1$ (自旋向上), -1 (自旋向下) 表示电子的自旋; $\varepsilon_d(t)$ 表示受微波影响后量子点上的能级, 并有关系式 $\varepsilon_d(t) = \varepsilon_d + \Delta_d \cos \omega t$, 式中 ε_d 表示受微波影响前量子点上的能级, Δ_d, ω 分别表示微波的振幅和频率. $V(t)$ 描述了有相互作用哈密顿量, 它描述了量子点和左右电极之间的隧穿以及电极之间的隧穿. $V_{k_\alpha^d}(t)$ 表示量子点和左右电极之间电子的隧穿系数, $V_{k_L k_R}(t)$ 表示左右电极之间电子的隧穿系数, 在这里我们假定隧穿系数是自旋无关的. 以上哈密顿量是本文中所有计算的出发点, 我们将用演化算符的方法来计算电流以及自旋流.

3. 电流公式的推导

电流公式可以由很多方法推导, 比较常见的有格林函数方法以及久保公式的方法, 但本节我们将采用演化算符的方法来推导电流公式, 可以证明的是, 我们的方法和常见方法得到的结果一致^[21-28].

3.1. 运动方程

我们用时间演化算符来描述电流和自旋流的随时间演化. 在相互作用表象中, 时间演化算符 $U(t; t_0)$ 满足以下方程:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} U(t; t_0) = \tilde{V}(t) U(t; t_0), \quad (2)$$

这里有

$$\begin{aligned} \tilde{V}(t) &= U_0(t, t_0) V(t) U_0^\dagger(t, t_0), \\ U_0(t, t_0) &= T \exp \left[i \int_{t_0}^t H_0(t_1) dt_1 \right], \end{aligned}$$

并且假定同时我们假定在时间 $t = t_0$ 之前, 量子点与左右电极以及电极之间无相互作用, 即 $V_{k_\alpha^d}(t) = 0$, $V_{k_L k_R}(t) = 0$, 在时间 $t = t_0$ 之后, 相互作用为恒定常数. 为了方便, 文中取 $\hbar = e = 1$.

3.2. 电流公式

通过时间演化算符的方法^[15-17], 电流可以由相

应的时演化算符来表示, 下面我们简要推导下电流. 左边电极中电子数可以表示为

$$\begin{aligned} n_{L^s}(t) &= \sum_{k_L} n_{k_L^s} = \sum_{k_L} \left[n_{ds}(t_0) |U_{k_L^d}^s(t; t_0)|^2 \right. \\ &+ \sum_{k_q} n_{q_L^s}(t_0) |U_{k_L^qL}^s(t; t_0)|^2 \\ &+ \left. \sum_{k_R} n_{k_R^s}(t_0) |U_{k_L^kR}^s(t; t_0)|^2 \right], \quad (3) \end{aligned}$$

其中

$$\begin{aligned} U_{k_L^d}^s(t; t_0) &= \langle k_L^s | U(t; t_0) | ds \rangle, \\ U_{k_L^qL}^s(t; t_0) &= \langle k_L^s | U(t; t_0) | q_L^s \rangle, \\ U_{k_L^kR}^s(t; t_0) &= \langle k_L^s | U(t; t_0) | k_R^s \rangle \end{aligned} \quad (4)$$

是表示 $U(t; t_0)$ 的矩阵元, 它们分别对应如下物理意义: $U_{k_L^d}^s(t; t_0)$ 表示量子点上电子从 t_0 通过一段时间到 t 时刻转化为左边电极上电子的概率幅, $U_{k_L^qL}^s(t; t_0)$ 表示左边电极上波矢为 q_L 的电子从 t_0 通过一段时间到 t 时刻转化为左边电极上波矢为 k_L 的概率幅, $U_{k_L^kR}^s(t; t_0)$ 表示右边电极上波矢为 k_R 的电子从 t_0 通过一段时间到 t 时刻转化为左边电极上波矢为 k_L 的概率幅. $n_{ds}(t_0), n_{k_\alpha^s}(t_0)$ 分别表示量子点和电极 α 上初始时刻 t_0 的自旋 s 电子的数目. 有了 $n_{L^s}(t)$ 的表达式, 我们可以通过左边电极电流公式

$$j_{L^s}(t) = -dn_{L^s}(t)/dt \quad (5)$$

来求得 s 自旋的隧穿电流, 在稳态时左右两电极电流相等, 以下我们仅考虑稳态情况, 即 $j_{L^s}(t) = j_{R^s}(t) = j_s(t)$. 显然此电流可以用演化算符表示出来, 而我们要得到电流的具体表达, 只需要求 $U(t; t_0)$ 的矩阵元 $U_{k_L^d}^s(t; t_0), U_{k_L^qL}^s(t; t_0), U_{k_L^kR}^s(t; t_0)$ 即可. 下面我们来计算 $U(t; t_0)$ 的矩阵元, 主要通过的插入完备关系式 $I = \sum_s |ds\rangle \langle ds| + \sum_{k_\alpha^s} |k_\alpha^s\rangle \langle k_\alpha^s|$ 到运动方程式(3), 得到一系列耦合方程, 通过一定的退耦合近似可以求得 $U(t; t_0)$ 的矩阵元, 如在宽带近似下, 我们可以得到 $U(t; t_0)$ 的矩阵元

$$\begin{aligned} U_{k_L^d}^s(t; t_0) &= -A_{R^s} \int_{t_0}^t dt_1 \tilde{V}_{k_L^d}^s(t_1) \exp(-C_s t_1), \\ U_{k_L^qL}^s(t; t_0) &= \delta_{k_L^qL} - \frac{\pi V_{LR}^2 / B_{R^s} \exp[i(\varepsilon_{k_L^s} - \varepsilon_{q_L^s})t]}{1 + \chi^2} \frac{1}{i(\varepsilon_{k_L^s} - \varepsilon_{q_L^s})} \\ &\quad - A_{R^s} \int_{t_0}^t dt_1 \tilde{V}_{k_L^d}^s(t_1) U_{dqL}^s(t_1, t_0), \\ U_{k_L^kR}^s(t; t_0) &= -A_{R^s} \int_{t_0}^t dt_1 \tilde{V}_{k_L^d}^s(t_1) U_{dkR}^s(t_1, t_0) \\ &\quad - \frac{V_{LR}}{1 + \chi^2} \frac{\exp[i(\varepsilon_{k_L^s} - \varepsilon_{q_R^s})t]}{i(\varepsilon_{k_L^s} - \varepsilon_{q_R^s})}, \end{aligned}$$

$$U_{dk\alpha}^s(t; t_0) = -A_{\alpha s} \int_{t_0}^t dt_1 \tilde{V}_{k\alpha d}^{s*}(t_1) \times \exp[-C_s(t-t_1)], \quad (6)$$

这里

$$\begin{aligned} \tilde{V}_{k\alpha d}^s(t) &= V_{\alpha d} \exp[i(t-t_0) \\ &\quad \times (\varepsilon_{k\alpha s} - \varepsilon_d - \Delta_d \sin\omega t/\omega)], \\ A_{\alpha s} &= \left(i + \frac{1}{2} \Gamma_{\alpha}^s V_{LR}/V_{\alpha d} \right) / (1 + \chi^2), \\ C_s &= \left(\frac{\Gamma_L^s + \Gamma_R^s}{2} - i\chi \sqrt{\Gamma_L^s \Gamma_R^s} \right) / (1 + \chi^2), \\ \chi &= \sqrt{\Gamma_L^s \Gamma_R^s} V_{LR} / (2V_{Ld} V_{Rd}), \end{aligned} \quad (7)$$

其中 $\Gamma_{\alpha}^s = 2\pi V_{Ld}^2/B_{\alpha s}$ 表示电极 α 中 s 自旋的线宽函数, $B_{\alpha s}$ 是 s 自旋的有效带宽, 它与 s 自旋电子的态密度之间有如下关系为 $B_{\alpha s} = 1/\rho_{\alpha s}$ 并且我们假定 $V_{k\alpha s} = V_{\alpha d}$, $V_{k_L k_R} = V_{LR}$ 为不依赖波矢 k 的常数. V_{LR} 是与左右电极间直接隧穿相关的系数, 线宽函数 Γ_{α}^s 是跟

量子点与电极 α 间隧穿相关的系数, 它们在泵电流和自旋流中起很关键的作用. 把时间演化算符 $U(t; t_0)$ 的矩阵元代入 (3) 式, 并利用电流 $j_s(t) = -dn_{Ls}(t)/dt$, 我们可以得到电流 $j_s(t)$ 的解析表达式. 我们定义一个表征量子点体系对称性的参数 ξ : $\xi = V_{Ld}/V_{Rd}$, 当 $\xi = 1$ 时, 表示量子点和左右电极对称地耦合; 当 ξ 偏离 1 时, 表示量子点和左右电极非对称地耦合. 考虑零偏压 (两边电极的化学势相等, 均为 μ) 和零温情况, s 自旋 $j_s(t)$ 可以得到

$$\begin{aligned} j_s(t) &= A_s \int_{-\infty}^{\mu} (|D_s(\varepsilon, t)|^2 - |E_s(\varepsilon, t)|^2) d\varepsilon \\ &\quad - B_s \operatorname{Re} \left[\int_{-\infty}^{\mu} (|D_s(\varepsilon, t)| \right. \\ &\quad \left. - |E_s(\varepsilon, t)|) d\varepsilon \right], \end{aligned} \quad (8)$$

这里

$$\begin{aligned} A_s &= \frac{\Gamma_L^s \Gamma_R^s V_{LR}^2}{8\pi(1+\chi^2)^4 V_{Ld}^2 V_{Rd}^2} \left[\Gamma_s \Gamma_L^s \left(\frac{4}{\xi} - 1 \right) - \Gamma_R^s (\Gamma_L^s + 2\Gamma_s) \xi^2 - \frac{\Gamma_L^s}{\xi^2} \right], \\ B_s &= \frac{\Gamma_L^s \Gamma_R^s V_{LR} (1 - \chi^2)}{\pi(1+\chi^2)^3 V_{Ld} V_{Rd}} (1 - \xi), \\ D_s(\varepsilon, t) &= -i \int_{t_0}^t \exp[i(t-t_1)(\varepsilon - \varepsilon_d) - i\Delta_d(\sin\omega t - \sin\omega t_1)/\omega - C_s(t-t_1)] dt_1, \\ E_s(\varepsilon, t) &= -i \int_{t_0}^t \exp[i(t-t_1)(\varepsilon - \varepsilon_d) - C_s(t-t_1)] dt_1, \end{aligned} \quad (9)$$

其中 $\Gamma_s = \Gamma_L^s + \Gamma_R^s$. 对于对称情况 $\xi = 1$, $\Gamma_L^s = \Gamma_R^s$, 很容易得到 $A_s = B_s = 0$, 所以 s 自旋的隧穿电流 $j_s(t)$ 总是为零, 然而, 对于非对称情况, 如 $\xi \neq 1$ 或 $\Gamma_L^s \neq \Gamma_R^s$ 成立时, 这时将会出现非零的泵电流 $j_s(t)$. 由于 $A_s \propto V_{LR}^2$ 和 $B_s \propto V_{LR}$, 非零的直接隧穿概率是出现非零泵电流 $j_s(t)$ 的必要条件. 在本文中我们主要关注零温下的平均电流 (即零温时对 $j_s(t)$ 作时间平均), 由于 $j_s(t)$ 是时间的周期函数, 其周期为 $2\pi/\omega$, 因此电流 $j_s(t)$ 的平均值可以定义为

$$\langle j_s(t) \rangle = \frac{\omega}{2\pi} \int_{-\pi/\omega}^{\pi/\omega} j_s(t) dt.$$

在 $D_s(\varepsilon, t)$ 的表达式中, $\exp(i\Delta_d \sin\omega t)$ 和 $\exp(i\Delta_d \sin\omega t_1)$ 可以展开为贝塞耳函数的形式. 通过对时间和能量进行积分, 我们可以得到 $\xi = 1$ 时 s 自旋的平均电流如下:

$$\langle j_{Ls}(t) \rangle = \frac{2\chi^2 (\Gamma_L^s - \Gamma_R^s)}{\pi(1+\chi^2)^3} \sum_{-\infty}^{+\infty} \left(\delta_{m0} - J_m^2 \left(\frac{\Delta_d}{\omega} \right) \right)$$

$$\times \arctan[2(\omega m + \eta)(1+\chi^2)/\Gamma_s], \quad (10)$$

这里 $\eta = \varepsilon_d - \mu - \chi \sqrt{\Gamma_L^s \Gamma_R^s} / (1 + \chi^2)$, $J_m(\Delta_d/\omega)$ 是 m 阶贝塞耳函数, 宗量为 Δ_d/ω . 得到了 s 自旋的电流 $\langle j_s(t) \rangle$ 之后, 我们很容易得到总的泵电流以及自旋流, 它们分别可以写为, 总的泵电流为 $J_c = \langle j_{\uparrow}(t) \rangle + \langle j_{\downarrow}(t) \rangle$, 泵自旋流为 $J_s = \langle j_{L\uparrow}(t) \rangle - \langle j_{L\downarrow}(t) \rangle$, 考虑量子点体系的对称耦合 $V_{Ld} = V_{Rd}$ ($\xi = 1$), (10) 式可以简写为

$$\langle j_s(t) \rangle = (\Gamma_L^s - \Gamma_R^s) Q,$$

这里 Q 为

$$\begin{aligned} Q &= \frac{2\chi^2}{\pi(1+\chi^2)^3} \sum_{-\infty}^{+\infty} \left(\delta_{m0} - J_m^2 \left(\frac{\Delta_d}{\omega} \right) \right) \\ &\quad \times \arctan[2(\omega m + \eta)(1+\chi^2)/\Gamma_s]. \end{aligned}$$

如果两电极由同样的磁性金属做成, 在平行磁构型时, $\Gamma_L^s = \Gamma_R^s$; 反平行磁构型时, $\Gamma_L^s = \Gamma_R^{-s}$. 在平行磁构型情况下, 既没有 s 自旋的电流也没有自旋流; 而

在反平行磁构型情况下会出现有趣的结果,这时 $\Gamma_L^\uparrow = \Gamma_R^\downarrow, \Gamma_L^\downarrow = \Gamma_R^\uparrow$ 这种情况下我们得到 $\langle j_\uparrow(t) \rangle = -\langle j_\downarrow(t) \rangle = (\Gamma_L^\uparrow - \Gamma_L^\downarrow)Q$, 所以此时有非零的泵自旋流 J_s , 尽管总电流为 $J_c = 0$. 在我们讨论的装置中, 加在量子点体系上的微波场导致的自旋流是纯的自旋流, 因而为设计自旋电池提供了一种新的思路.

4. 结果与讨论

本文中我们将研究在零偏压情况下 s 自旋的泵电流 $\langle j_s(t) \rangle$, 泵电流 J_c 以及泵自旋流 J_s 的特征. 本文中, 左右电极的极化率定义为 $P_\alpha = (\rho_{\alpha\uparrow} - \rho_{\alpha\downarrow}) / (\rho_{\alpha\uparrow} + \rho_{\alpha\downarrow})$, $\rho_\alpha = \rho_{\alpha\uparrow} + \rho_{\alpha\downarrow}$, 并且左右电极由同种材料组成即则对于平行磁构型, 态密度有关系式为 $\rho_{\alpha s} = \rho_\alpha(1 + sP)/2$; 对于反平行磁构型, 态密度有关系式为 $\rho_{R s} = \rho_R(1 - sP)/2, \rho_{L s} = \rho_L(1 + sP)/2$. 首先我们研究平行磁构型的体系, 然后研究反平行磁构型

的体系.

图 1(a) 描述了以量子点能级 ε_d 为变量的 s 自旋泵电流 $\langle j_\uparrow(t) \rangle$ (自旋向上) 和 $\langle j_\downarrow(t) \rangle$ (自旋向下) 的特征, 磁构型为平行. 图 1(b) 描述了以量子点能级 ε_d 为变量的泵电流 $\langle j_\uparrow(t) \rangle + \langle j_\downarrow(t) \rangle$ 和泵自旋流 $\langle j_\uparrow(t) \rangle - \langle j_\downarrow(t) \rangle$ 的特征. 从图 1 我们可以看出, 自旋向上和自旋向下的隧穿电流都不为零, 并且它们的大小明显不同. 总电流 J_c 和自旋流 J_s 也不为零 (参见图 1(b)). 从图 1(a) 和图 1(b) 我们可以很容易得到: 对于不对称性的量子点体系, 加在量子点上的微波可以产生非零的泵电流和泵自旋流, 但是一般泵自旋流为非纯自旋流, 即同时还会伴随有非零的总电流, 这正是我们从解析式中看出的规律, 与我们的期望相符. 如果 $\Gamma_L^s \neq \Gamma_R^s$, 则产生 s 自旋的电流; 如果 $\Gamma_L^s = \Gamma_R^s$, 则 s 自旋的电流为零; 如果 $\Gamma_L = \Gamma_R$, 则除了自旋流之外, 同时伴随产生非零的总电流. 图 2 分别描述了给定门电压 ε_d 和平行磁构型下, 自旋向上和向下电流随极化率 P 变化的特

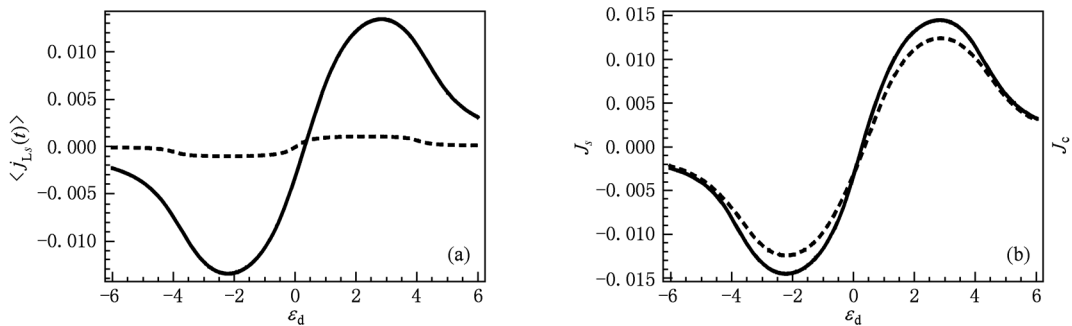


图 1 (a) 平行磁构型时的 s 自旋泵电流 $j_{L\uparrow}(t)$ (实线), $j_{L\downarrow}(t)$ (虚线); (b) 平行磁构型时的泵电流 J_c (实线), 泵自旋流 J_s (虚线). 参数为: 极化率 $P = 0.5$, 直接隧穿系数 $V_{LR} = 10$, 隧穿系数 $V_{Ld} = V_{Rd} = 4$, 线宽函数 $\Gamma_L = 2, \Gamma_R = 1$, 左右电极化学势 $\mu_L = \mu_R = 0$, 微波振幅 $\Delta_d = 4$, 频率 $\omega = 4$

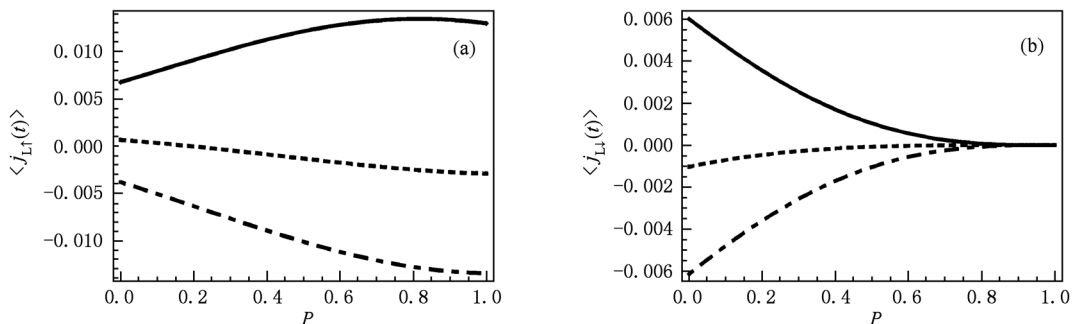


图 2 平行磁构型时的自旋向上泵电流 $j_{L\uparrow}(t)$ (a) 自旋向下泵电流 $j_{L\downarrow}(t)$ (b), 其中门电压 ε_d 分别为 $\varepsilon_d = 2$ (实线), 0 (虚线), -2 (点划线). 参数为: 直接隧穿系数 $V_{LR} = 10$, 隧穿系数 $V_{Ld} = V_{Rd} = 4$, 线宽函数 $\Gamma_L = 2, \Gamma_R = 1$, 左右电极化学势 $\mu_L = \mu_R = 0$, 微波振幅 $\Delta_d = 4$, 频率 $\omega = 4$

征. 当 $P=1$ 时, 自旋向下的电流为零, 但是自旋向上的电流不为零, 并且极化率很小时自旋向上和向下电流大小大致相等. 显然自旋向上和自旋向下电

流随极化率 P 变化特征不同, 自旋向上电流先缓慢增加至极大值后稍微减小, 而自旋向下的单调地减小至零.

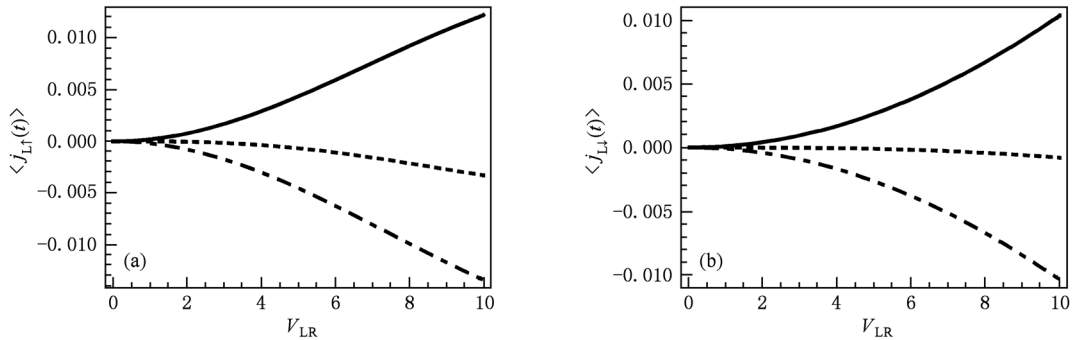


图3 平行磁构型时的自旋向上泵电流 $\langle j_{\uparrow}(t) \rangle$ (a) 和自旋向上泵电流 $\langle j_{\downarrow}(t) \rangle$ (b), 其中门电压 $\varepsilon_d = 2$ 分别为 $\varepsilon_d = 2$ (实线), 0 (虚线), -2 (点划线). 参数为: 极化率 $P = 0.5$, $V_{Ld} = V_{Rd} = 4$, 线宽函数 $\Gamma_L = 2, \Gamma_R = 1$, 左右电极化学势 $\mu_L = \mu_R = 0$, 微波振幅 $\Delta_d = 4$, 频率 $\omega = 4$

图3(a)和(b)分别描述了平行磁构型下给定极化率 $P = 0.5$ 时, 自旋向上, 自旋向下电流随直接隧穿强度 V_{LR} 变化的关系. 可以看到, 无论自旋向下还是自旋向上电流都是随 V_{LR} 的增大而增大的. 图4(a)描述了总电流 J_c 随极化率 P 变化的特征, 图4(b)描述了总电流 J_c 随直接隧穿强度 V_{LR} 变化的特

征. 可以看出, 电流 J_c 随极化率 P 变大而变化不大, 这与自旋向上电流的变化特征比较类似, 与自旋向下电流变化特征明显不同; 随直接隧穿强度 V_{LR} 的增强而变大, 这与 s 自旋电流的变化特征相同. 图4(c)描述了自旋流 J_s 随极化率 P 变化的特征, 图4(d)描述了自旋流 J_s 随直接隧穿强度 V_{LR} 变化的特

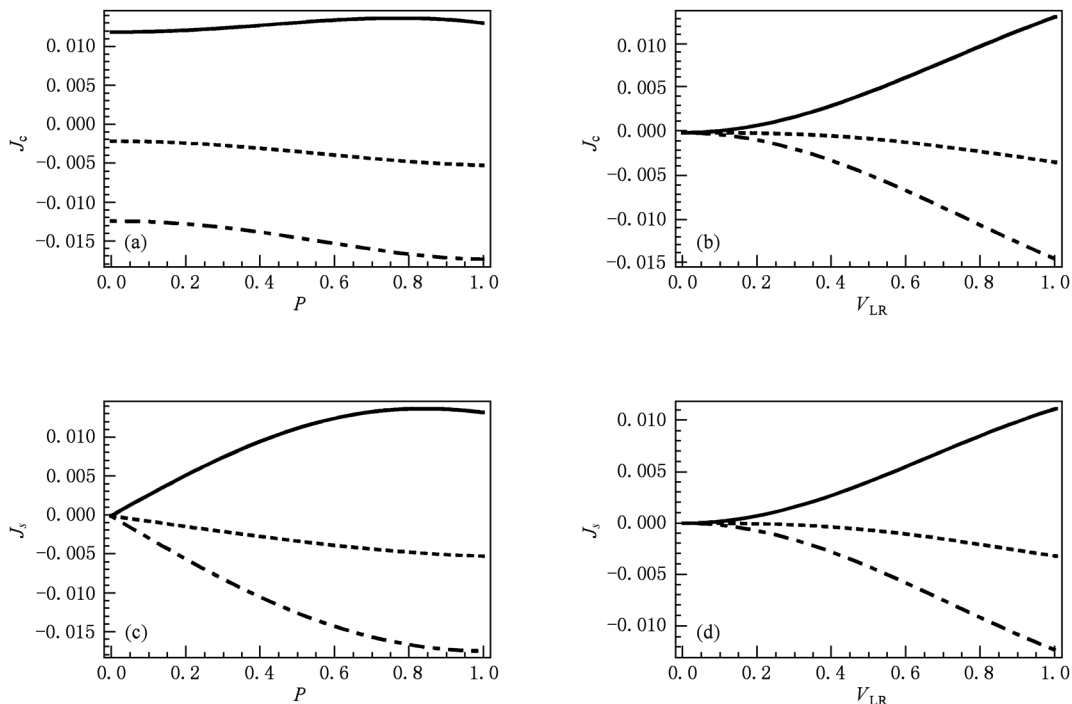


图4 平行磁构型时, 泵电流 J_c (以及自旋流 J_s) 随极化率 P (a) (以及(c)) 和直接隧穿强度 V_{LR} (b) (以及(d)) 变化特性, 泵自旋流. 其中门电压 $\varepsilon_d = 2$ 分别为 $\varepsilon_d = 2$ (实线), 0 (虚线), -2 (点划线). 其中(a)和(c)取 $V_{LR} = 10$, (b)和(d)取 $P = 0.5$, 其他参数为 $V_{Ld} = V_{Rd} = 4$, 线宽函数 $\Gamma_L = 2, \Gamma_R = 1$, 左右电极化学势 $\mu_L = \mu_R = 0$, 微波振幅 $\Delta_d = 4$, 频率 $\omega = 4$

征.可以看出,自旋流 J_s 随极化率 P 变大而增大,与通常情况一样,这与电流 J_c 的变化特征有明显区别,与自旋电流向下的变化趋势刚好相反;自旋流 J_s 随直接隧穿强度 V_{LR} 的增强而变大,为单调变化,这与 s 自旋电流以及电流 J_c 的变化特征相同.

以上都是在平行磁构型下得到的结果,如果在反平行磁构型下,我们会得到一些有趣的结果,下面我们分两种情况来讨论反平行磁构型下的结果,

即 $\Gamma_L = \Gamma_R$ 和 $\Gamma_L \neq \Gamma_R$ 两种情况.在反平行磁构型下,我们先研究 $\Gamma_L \neq \Gamma_R$ 的情况下 s 自旋电流,电流 J_c 以及 J_s 的特征.图 5(a) 是 s 自旋电流随门电压 ε_d 变化的曲线,图 5(b) 是自旋流 J_s 和电流 J_c 随门电压 ε_d 变化的曲线,参数如图的说明.从图 5(a) 我们可以看到,自旋向上和向下的电流大小不相等,并且方向也相反.图 5(b) 表明电流及自旋流的变化特征和自旋向上和向下的电流变化特征类似.图 6

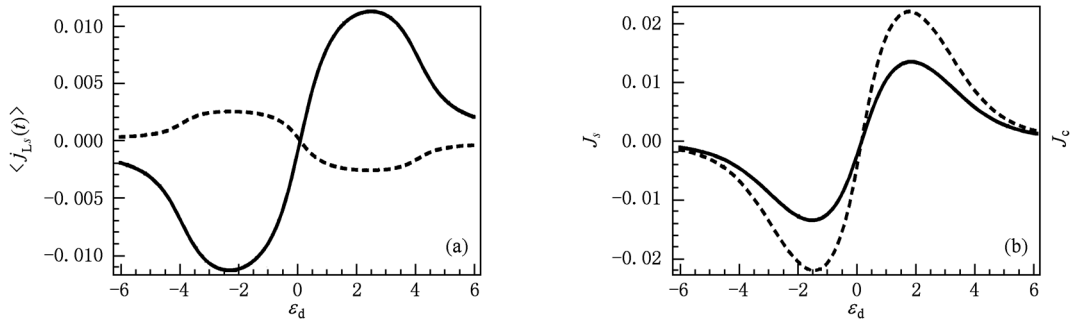


图 5 (a) 反平行磁构型时的 s 自旋泵电流 $j_{L\uparrow}(t)$ (实线), $j_{L\downarrow}(t)$ (虚线); (b) 反平行磁构型时的泵电流 J_c (实线), 泵自旋流 J_s (虚线). 参数为: 极化率 $P=0.5$, 直接隧穿系数 $V_{LR}=10$, 隧穿系数 $V_{Ld}=V_{Rd}=4$, 线宽函数 $\Gamma_L=2, \Gamma_R=1$, 左右电极化学势 $\mu_L=\mu_R=0$, 微波振幅 $\Delta_d=4$, 频率 $\omega=4$

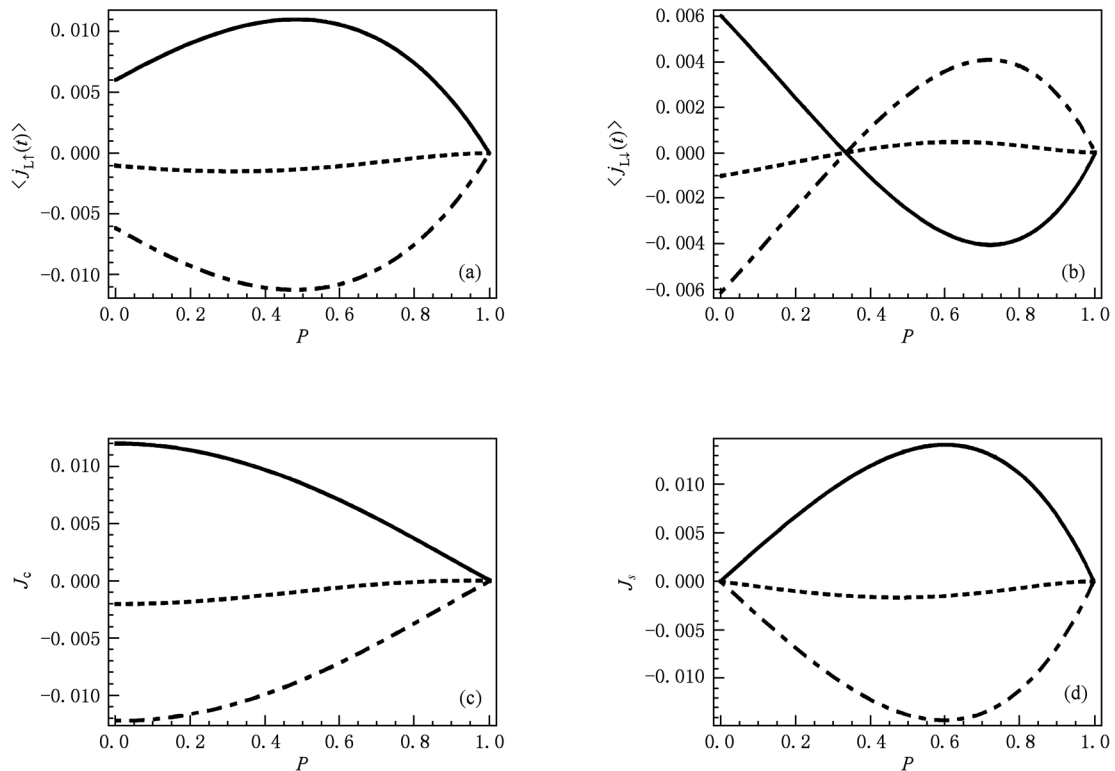


图 6 反平行磁构型时, 自旋向上泵电流 $j_{L\uparrow}(t)$ (a) 自旋向下泵电流 $j_{L\downarrow}(t)$ (b), 泵电流 J_c (c) 和泵自旋流 J_s (d) 随极化率变化特征. 其中门电压 ε_d 分别为 $\varepsilon_d=2$ (实线), 0 (虚线), -2 (点划线). 参数为: 直接隧穿系数 $V_{LR}=10$, 隧穿系数 $V_{Ld}=V_{Rd}=4$, 线宽函数 $\Gamma_L=2, \Gamma_R=2$, 左右电极化学势 $\mu_L=\mu_R=0$, 微波振幅 $\Delta_d=4$, 频率 $\omega=4$

(a)和(b)分别描述了给定门电压 ε_d 和反平行磁构型下,自旋向上和向下电流随极化率 P 变化的特征. 当 $P=1$ 时,自旋向上和向下的电流均为零. 自旋向上和向下电流随极化率 P 变化的特征基本类似,都是非单调变化的,在 $0 < P < 1$ 的某一极化率时有一个电流极大值,反平行时自旋向下电流的三条曲线交于一点,这点的自旋向下电流为零,由图 6 (a)和(b)可以看出,在这点只有自旋向上的电流而

没有自旋向下的电流. 图 6(c)和(d)分别描述了给定门电压 ε_d 和反平行磁构型下,电流 J_c 和自旋流 J_s 随极化率 P 变化的特征. 可以看出,电流随极化率的增大而单调减小,而自旋流则随极化率增大先增大后减小的非单调变化. 自旋向上电流,自旋向下电流,自旋流 J_s 以及电流 J_s 随直接隧穿强度的变化我们没有给出图形,它们的变化特征相同,都是随直接隧穿强度增大而单调增大.

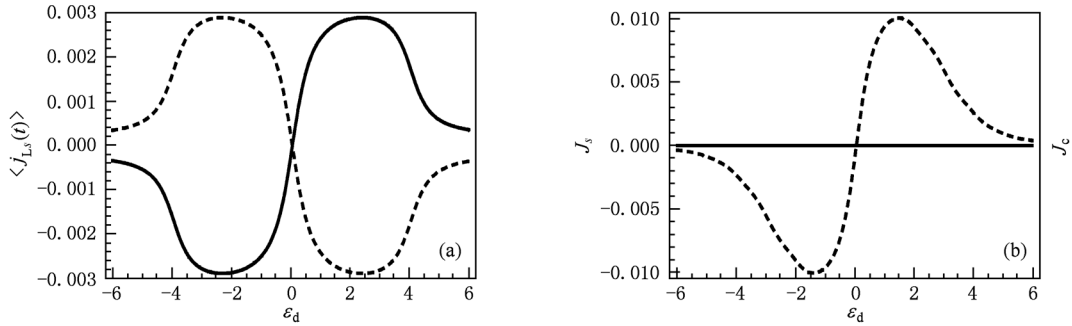


图 7 (a)反平行磁构型时的 s 自旋泵电流 $j_{L\uparrow}(t)$ (实线), $j_{L\downarrow}(t)$ (虚线), (b)反平行磁构型时的泵电流 J_c (实线), 泵自旋流 J_s (虚线). 参数为:极化率 $P=0.5$,直接隧穿系数 $V_{L,R}=10$,隧穿系数 $V_{Ld}=V_{Rd}=4$,线宽函数 $\Gamma_L=1, \Gamma_R=1$,左右电极化学势 $\mu_L=\mu_R=0$,微波振幅 $\Delta_d=4$,频率 $\omega=4$

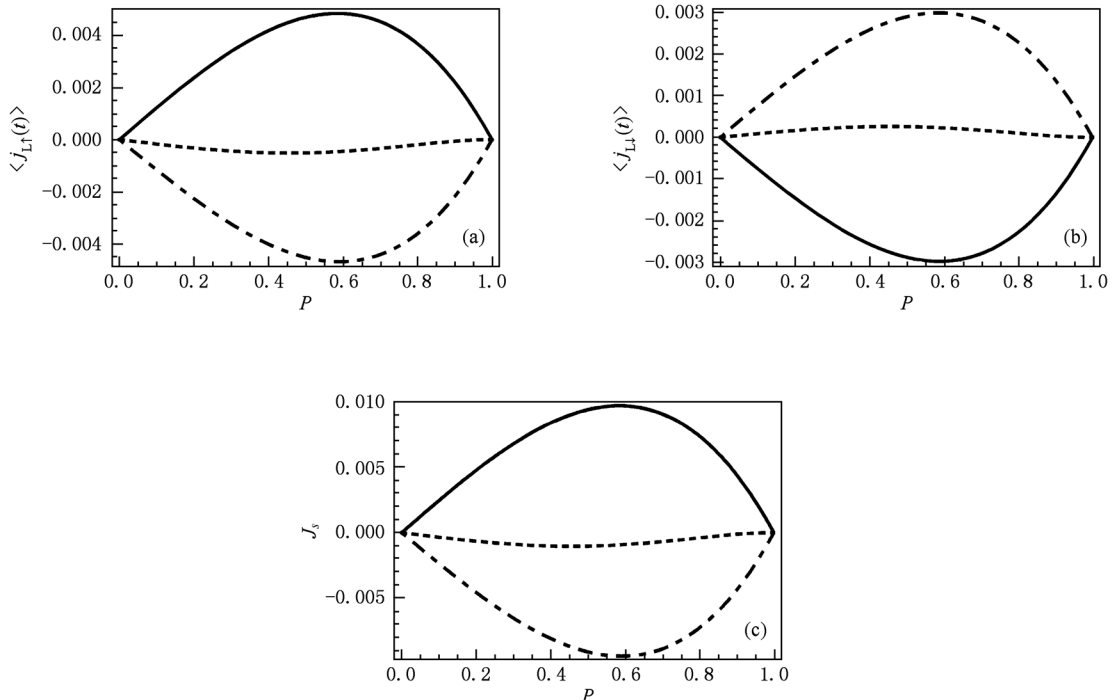


图 8 反平行磁构型时,自旋向上泵电流 $j_{L\uparrow}(t)$ (a),自旋向下泵电流 $j_{L\downarrow}(t)$ (b)和泵自旋流 J_s (c)随极化率变化特征. 其中门电压 ε_d 分别为 $\varepsilon_d=2$ (实线), 0 (虚线), -2 (点划线). 参数为:直接隧穿系数 $V_{L,R}=10$,隧穿系数 $V_{Ld}=V_{Rd}=4$,线宽函数 $\Gamma_L=2, \Gamma_R=2$,左右电极化学势 $\mu_L=\mu_R=0$,微波振幅 $\Delta_d=4$,频率 $\omega=4$

在反平行磁构型下,我们现在研究 $\Gamma_L = \Gamma_R$ 的情况下 s 自旋电流, 电流 J_c 以及 J_s 的特征. 图 7(a) 是 s 自旋电流随门电压 ε_d 变化的曲线, 图 7(b) 是自旋流 J_s 和电流 J_c 随门电压 ε_d 变化的曲线, 参数如图的说明. 从图 7(a) 可以看出自旋向上和自旋向下的电流的变化规律类似, 并且自旋向上和自旋向下的电流大小相等, 方向相反, 因而总电流 J_c 始终为零, 而自旋流不为零, 这从图 7(b) 可以很清楚地反映出来. 图 8(a) 和 (b) 分别描述了给定门电压 ε_d 和反平行磁构型下, 自旋向上和向下电流随极化率 P 变化的特征. 可以看出, 自旋向上和自旋向下的变化特征相同, 都是随极化率变化而非单调地变化. 图 8(c) 描述了给定门电压 ε_d 和反平行磁构型下, 自旋流 J_s 随极化率 P 变化的特征, 其变化特征与自旋向上和自旋向下的变化特征一致.

从以上各图分析以及电流表达式 (10) 我们可以得出:

1) 对于直接隧穿系数 $V_{LR} = 0$, 无论平行还是反平行磁构型, 对称还是非对称结构, 电流以及自旋流均为零.

2) 对于 $\Gamma_L \neq \Gamma_R$ 和 $V_{LR} \neq 0$, 无论是平行还是反平行, 均有电流和自旋流.

3) 对于 $\Gamma_L = \Gamma_R$ 和 $V_{LR} \neq 0$ 的情况, 平行磁构型时无电流和自旋流, 反平行磁构型有自旋流但没有总电流 J_c .

第一种情况是一个很一般的结果, 没有泵效应, 我们不详细讨论. 第二种情况会出现电流和自旋流, 但一般为非纯自旋流, 也不是我们讨论的重点. 我们讨论的重点在第三种情况. 对于 $\Gamma_L = \Gamma_R$ 和 $V_{LR} \neq 0$ 的情况, 当微波场仅加在量子点上时, 无论极化率是多少, 对于两种磁构型 (平行和反平行), 总的电流 J_c 始终为零, 其中对于平行磁构型, 其他的流如自旋向上电流, 自旋向下电流, 自旋流也都是零; 但对于反平行此构型, 虽然总电流 J_c 为零, 其他的流如自旋向上电流, 自旋向下电流, 自旋流却都是非零. 从上面结果我们可以得出: 出现非零 s 自旋电流, 总电流 J_c 以及的原因是光电子泵效应. 出现这种现象的原因是如果左右 s 自旋不对称, 则由于微波的泵效应, 出现 s 自旋的电流; 如果左右的 s 自旋对称, 则无 s 自旋的电流. 对于反平行磁构型和零偏压, 如果极化率 $P = 1$, 则由于自旋阀效应, 电流

为零. 我们也发现对于直接隧穿系数 $V_{LR} = 0$, 无论平行还是反平行磁构型, 电流以及自旋流均为零. 说明 $V_{LR} \neq 0$ 及量子点上的外加微波场是电流以及自旋流出现的必要条件. 我们如果考虑完全对称结构, 只是磁构型是反平行时, 这时有自旋向上和向下的电流, 并且它们等值相反, 自旋向上和向下的电流之差不为零而之和刚好为零, 导致有自旋流而没有电流 J_c . 值得指出的是, 我们考虑的结构产生的自旋流为纯的自旋流, 但是我们对磁性电极的极化率要求不高, 因而用我们的方案可以设计自旋电池, 它可以只产生自旋流而没有伴随的电流. 这种自旋电池在目前技术条件下实验上也是可行的, 例如, 我们取微波的频率为 $f = \omega/2\pi = 50$ GHz 它对应能量为 10^{-1} meV, 线宽取 $\Gamma \sim 0.1$ meV—1 meV, 这时 s 自旋的隧穿电流可以达到 nA 级 (如图 7(a) 所示), 如果存在我们理论上得到的现象, 在实验上应该比较容易观察到. 我们从各图还可以看出, s 自旋的电流, 电流 J_c 及自旋流 J_s 在调节量子点能级时也可以改变它们的方向, 这与 Kouwenhoven 等人^[29] 得到的结果类似, 是由于电子和空穴的运输的对称性引起的.

5. 结 论

最后我们对本文作下小结, 对结果进行简要说明. 通过演化算符的方法, 我们研究了量子点体系中的电流以及自旋流, 该体系中量子点和左右磁性电极耦合并且受微波场作用, 且两电极之间有直接隧穿. 首先我们得到了体系电流的解析表达式, 对其进行了一定的分析, 然后具体研究了一些数量结果. 发现: 对于 $V_{LR} = 0$ 和零偏压情况, 无论对称结构还是非对称结构, 电流和自旋流总为零. 对于 $V_{LR} \neq 0$ 和零偏压情况, 对于两边为非对称结构结构 ($\Gamma_L \neq \Gamma_R$), 量子点上加微波场可以导致自旋流而非零的总电流 J_c , 我们给出了平行和反平行磁构型下的结果并进行了讨论; 对于两边为对称结构结构 ($\Gamma_L = \Gamma_R$), 平行磁构型下, 量子点上加微波场时自旋流 J_s 和总电流 J_c 均为零; 在反平行磁构型下, 量子点上加微波场可以导致自旋流而总电流 J_c 为零, 这可以作为设计自旋电池的一个方案, 在目前技术条件下实验上也是可行的.

- [1] Wolf S A, Awschalom D D, Buhrman R A, Daughton J M, Molnár S von, Roukes M L, Chtchelkanova A Y, Treger D M 2001 *Science* **294** 1488
- [2] Brataas Arne, Tserkovnyak Yaroslav, Bauer Gerrit E W, Halperin Bertrand I 2002 *Phys. Rev. B* **66** 060404(R)
- [3] Sun Q F, Guo H, Wang J 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 258301
- [4] Long W, Sun Q F, Guo H, Wang J 2003 *Appl. Phys. Lett.* **83** 1397
- [5] Chen Z G, Wang B G, Xing D Y, Wang J 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 2553
- [6] Shao L B, Xing D Y 2004 *Phys. Rev. B* **70** 201205(R)
- [7] Ganichen S D, Bel'kov V V, Tarasenko S A, Danilov S N, Giglberger S, Hoffmann C, Ivchenko E L, Weiss D, Wegscheider W, Gerl C, Schuh D, Stahl J, Boeck Jo De, Borghs G, Prettl W 2006 *Nature Phys.* **2** 609
- [8] Wang B, Wang J, Guo H 2003 *Phys. Rev. B* **67** 092408
- [9] Brataas A, Tserkovnyak Y, Bauer G E W, Halperin B 2002 *Phys. Rev. B* **66** 060404
- [10] Oosterkamp T H, Kouwenhoven L P, Koden A E A, van der Vaart N C, Harmans C J P M 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 1536
- [11] Sun Q F, Lin T H 1997 *Phys. Rev. B* **56** 3591
- [12] Sun Q F, Wang J, Lin T H 1998 *Phys. Rev. B* **58** 13007
- [13] Ma Z S, Zhu Y, Li X Q, Lin T H, Su Z B 2004 *Phys. Rev. B* **69** 045302
- [14] Qin H, Holleitner A W, Eberl K, Blick R H 2001 *Phys. Rev. B* **64** 24130(R)
- [15] Taranko R, Kwapiński T, Taranko E 2004 *Phys. Rev. B* **69** 165306
- [16] Kwapiński T, Taranko R, Taranko E 2002 *Phys. Rev. B* **66** 035315
- [17] Kwapiński T, Taranko R, Taranko E 2005 *Phys. Rev. B* **72** 125312
- [18] Li C S, Yu Y J, Wei Y D, Wang J 2007 *Phys. Rev. B* **75** 035312
- [19] Zhou Y Q, Wang R Q, Wang B G, Xing D Y 2007 *Phys. Rev. B* **76** 075343
- [20] Wang D K, Sun Q F, Guo H 2004 *Phys. Rev. B* **69** 205312
- [21] Deng Y X, Yan X H, Tang N S 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 2027 (in Chinese) [邓宇翔、颜晓红、唐娜斯 2006 物理学报 **55** 2027]
- [22] Chen X W, Shi Z G, Chen B J, Song K H 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 2421 (in Chinese) [谌雄文、施振刚、谌宝菊、宋克慧 2008 物理学报 **57** 2421]
- [23] Wu S Q, Chen X W, Sun W L, Wang S J 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2336 (in Chinese) [吴绍全、谌雄文、孙威立、王顺金 2004 物理学报 **53** 2336]
- [24] Wu Z J, Zhu K D, Yuan X Z, Zheng H 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 3346 (in Chinese) [吴卓杰、朱卡的、袁晓忠、郑杭 2005 物理学报 **54** 3346]
- [25] Ye J F, Ye F, Ding G H 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 468 (in Chinese) [叶剑斐、叶飞、丁国辉 2003 物理学报 **52** 468]
- [26] Liu C S, Ma B K, Wang L M 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 2020 (in Chinese) [刘承师、马本堃、王立民 2003 物理学报 **52** 2020]
- [27] Li P, Deng W J 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 2713 (in Chinese) [李鹏、邓文基 2009 物理学报 **58** 2713]
- [28] Yin Y Q, Li H, Ma J N, He Z L, Wang X Z 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 4162 (in Chinese) [尹永琦、李华、马佳宁、贺泽龙、王选章 2009 物理学报 **58** 4162]
- [29] Kouwenhoven L P, Jauhar S, McCormick K, Dixon D, McEuen P L, Nazarov Yu V, van der Vaart N C 1994 *Phys. Rev. B* **50** 2019

Properties of pumping current under microwave field applied to a quantum dot with over-dot tunneling*

Zhou Yun-Qing[†] Kong Ling-Min Wang Rui Zhang Cun-Xi

(Department of Physics, Zhejiang Ocean College, Zhoushan 316000, China)

(Received 15 August 2010; revised manuscript received 12 November 2010)

Abstract

The evolution-operator approach is applied to studying photon-electron pumping effects on a quantum dot connected to two magnetic leads in the presence of both via-dot and over-dot tunneling channels. It is found that a microwave field applied to the quantum dot may give rise to charge and spin pumpings at zero-bias voltage for asymmetric magnetic junctions. More interestingly, a pure spin current can be pumped for symmetric magnetic junctions in the anti-parallel magnetization configuration, providing a new scheme for the design of spin batteries.

Keywords: microwave field, over-dot tunneling, quantum dot, pumping current

PACS: 72.10.-d, 72.25.-b, 72.25.Fe

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10947164, 10947163), the Department of Education of Zhejiang Province, China (Grant Nos. Y200908466, Y201018926), Zhejiang Ocean University, and the Zhejiang Provincial Natural Science Foundation, China (Grant No. Y6110250).

[†] E-mail: yqzhou@163.com