

一种输出自旋流的装置——自旋池*

龙文¹ 孙庆丰^{2,†}

(1 首都师范大学物理系 北京 100037)

(2 中国科学院物理研究所凝聚态理论和材料计算实验室 北京 100080)

摘要 文章作者设计了一种能够给未来的自旋电路提供驱动自旋流的动力装置,即自旋池.该自旋池有如下四个基本特点:(1)有两个极能使自旋流从一个极流入,从另一个极流出,从而建立一个闭合的自旋回路;(2)有一个能量源;(3)能保持自旋相干;(4)能输出不附加任何净电荷流的纯自旋流.值得注意的是,该自旋池能通过现有的技术手段实现.

关键词 自旋池,自旋流,双量子点

A spin cell for spin current

LONG Wen¹ SUN Qing-Feng^{2,†}

(1 Physics Department, Capital Normal University, Beijing 100037, China)

(2 Laboratory of Condensed Matter Theory and Materials Computation, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

Abstract We propose and investigate a spin-cell device which provides the necessary spin-motive force to drive a spin current for future spintronic circuits. Our spin cell has four basic characteristics: (1) it has two poles with a spin current flowing in from one pole and out from the other, so that a complete spin circuit can be established; (2) it has a source of energy to drive the spin current; (3) it maintains spin coherence so that a sizable spin current can be delivered; (4) it drives a spin current without a net charge current. This cell should be realizable using technologies presently available.

Key words spin cell, spin current, double quantum dots

寻求新的电子器件并探讨其物理特性是近年来凝聚态物理的研究热点之一,其中最具有代表性的是自旋电子器件^[1,2].传统电子器件是基于电荷流(即电流),而忽略自旋流.具体地说,在电场力的驱动下,传统电子器件内自旋向上的电子和同数目的自旋向下的电子向同一方向运动,以致于自旋和自旋流被抵消,仅仅存在电(荷)流.也就是说,在传统电子器件中,人们仅仅利用了电子的电荷自由度,而一直忽略了电子的自旋自由度,尽管电子的自旋已被发现近100年.近十年来,随着微加工技术和大规模集成电路的发展,电子器件的尺寸越做越小,即将进入量子阶段.在这超小(纳米)尺度范围内,自旋在很多性能方面比电荷更优越,例如,退相干时间长、能耗低、数据处理速度快、集成度高、稳定性好等^[1,2].这就使人们开始研究和试图利用电子自旋

和自旋流来制造电子器件以及量子计算机.

设想如果能够设计出一种方案,使电子像图1(a)所示的那样运动:即自旋向上的电子向右运动,而等量的自旋向下的电子向左运动,很显然,此时净电荷流为零,即 $I_e = e(I_{\uparrow} + I_{\downarrow}) = 0$,但自旋流 $I_s = \frac{\hbar}{2}(I_{\uparrow} - I_{\downarrow})$ 却加倍(其中 I_{\uparrow} 和 I_{\downarrow} 分别表示自旋向上和向下的电子流, e 是电子所带电量,而 \hbar 是约化普朗克常量),那么我们就能够获得没有净电荷流的纯自旋流.但怎么才能驱动电子像图1(a)所示那样运动呢?显然,通常的电池是不可能做到这一点的,因为它所产生的电场力只能使全体电子向同方

* 2003-10-14 收到

† 通讯联系人. E-mail: sungf@aphy.iphy.ac.cn

向运动,故人们不得不设计新的动力装置来实现这一驱动.为了这一目的,最近,国际上几个理论小组已提出了一些方案^[3,4],但他们设计的自旋池装置是单极的.如果想像电路一样得到一个闭合的自旋流回路,用单极的自旋池显然是不可能实现的.本文作者从理论上设计出一种两极自旋池^[5],它具有摘要中所提到的四个基本特点,当它和外电路相连时,能在整个回路中驱动一个持续的自旋流.

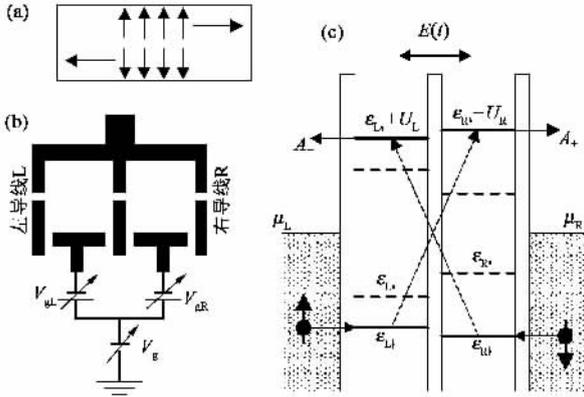


图 1 (a)只有纯自旋流流过的导体中电子运动的示意图;
(b)自旋池的结构示意图;
(c)自旋池的工作原理示意图

我们设计的自旋池由一个耦合的双量子点组成 [见图 1(b)],每个量子点都通过隧穿垒和一根导线(即电极)耦合.令左右两导线的化学势相同,即 $\mu_L = \mu_R$ (也即体系处于零偏压状态).三个栅电压 $V_{gL/R}$ 和 V_g 分别控制两量子点内的能级位置.为了区别自旋向上和自旋向下的电子,在双量子点上加一个非均匀的外磁场 B_α .自旋池的能量由外微波场辐射提供.事实上,非等幅的微波场辐射到双量子点时,可在两点的中间势垒上建立一个交变电场 $E(t)$ [见图 1(c)],当电子从中间势垒穿过时,可以从交变电场中吸收光子^[6,7].最后我们要求自旋池的尺寸应小于自旋相干长度.对于二维电子气来说,在低温时,这一长度可达到几百个微米^[8],而我们的自旋池尺寸通常在纳米尺度上.

在开始进行理论公式推导和数值计算之前,我们先讨论一下该装置为什么是自旋池,即为什么该装置会向外输出自旋流.首先设加在左/右量子点上的磁场等值反向.注意这种特殊的外磁场分布并非是必要的,但它有助于我们理解自旋池的工作原理.令左点的磁场 B_L 沿 z 轴正方向,而右点的磁场 B_R 沿 z 轴负方向.由于塞曼效应,左/右量子点中的自旋简并能级 $\epsilon_{L/R}$ 将被分裂.在左点由于 B_R 沿 $+z$ 方

向,故自旋向上的能级将比自旋向下的能级低,即 $\epsilon_{L\uparrow} < \epsilon_{L\downarrow}$,但在右点有 $\epsilon_{R\downarrow} < \epsilon_{R\uparrow}$.然后通过调节左/右栅电压 $V_{gL/R}$ 去移动点内的能级位置,使体系处于库仑阻塞区和单占据状态,即 $\epsilon_{L/R\sigma} < \mu_{L/R} < \epsilon_{L/R,\sigma} + U_{L/R}$.这时在左点,由于 $\epsilon_{L\uparrow} < \epsilon_{L\downarrow}$,一个电子将占据能级 $\epsilon_{L\uparrow}$.当这个电子占据能级 $\epsilon_{L\uparrow}$ 之后,由于点内存在强的库仑排斥相互作用势 U_L ,另一自旋向下的能级 $\epsilon_{L\downarrow}$ 将被排斥到 $\epsilon_{L\downarrow} + U_L$.同理,在右点,由于 $\epsilon_{R\downarrow} < \epsilon_{R\uparrow}$,电子占据能级 $\epsilon_{R\downarrow}$,而能级 $\epsilon_{R\uparrow}$ 被排斥到 $\epsilon_{R\uparrow} + U_R$.图 1(c)中的量子点内的水平实线显示此时的能级位置.接着,考虑到体系是处于外微波场的辐射下,光子协助的隧穿过程可以发生.具体地说,右量子点中自旋向下的电子可以吸收一个光子,然后跃迁到左点中的能级 $\epsilon_{L\downarrow} + U_L$ 上,随后由于 $\epsilon_{L\downarrow} + U_L > \mu_L$,这电子很容易地流出到左极,这个过程我们称为 A_- ;同样,左点中自旋向上的电子吸收一个光子后也可以跃迁到右点中的能级 $\epsilon_{R\uparrow} + U_R$ 上,随后它将流到右极,这个过程我们称为 A_+ .这样,在微波场的驱动下,自旋池中自旋向下的电子将流向左极,而自旋向上的电子将流向右极.当这两个过程 A_+ 和 A_- 同时连续地进行时,将驱动一个直流自旋流从左极流入,经过自旋池,再从右极流出.显而易见,如果 A_+ 和 A_- 两个过程完全相同,电荷流将被完全抵消,只有纯自旋流存在.

下面我们开始具体的理论公式.图 1(b)所示自旋池的哈密顿量为

$$\begin{aligned}
 H = & \sum_{\alpha\sigma} \left[\epsilon_\alpha + W_\alpha(t) - \frac{1}{2} \sigma g \mu B_\alpha \right] d_{\alpha\sigma}^+ d_{\alpha\sigma} \\
 & + \sum_{\alpha} U_{\alpha} d_{\alpha\uparrow}^+ d_{\alpha\uparrow} d_{\alpha\downarrow}^+ d_{\alpha\downarrow} \\
 & + \sum_{k\sigma\alpha} \left[\epsilon_{\alpha k} + W_\alpha(t) \right] a_{\alpha k\sigma}^+ a_{\alpha k\sigma} \\
 & + \sum_{k\sigma\alpha} \left[t_{\alpha k} a_{\alpha k\sigma}^+ d_{\alpha\sigma} + H. c. \right] \\
 & + \sum_{\sigma} \left[t_C d_{L\sigma}^+ d_{R\sigma} + H. c. \right], \quad (1)
 \end{aligned}$$

其中 $a_{\alpha k\sigma}^+$ ($a_{\alpha k\sigma}$) 和 $d_{\alpha\sigma}^+$ ($d_{\alpha\sigma}$) 分别代表 α 导线和量子点内的电子产生(湮灭)算符 g 为朗德因子.我们令左右量子点内各只有一个单粒子能级 ϵ_α ,但包括自旋自由度 σ 和点内的库仑相互作用 U_σ .考虑到磁场 B 的影响,在点内的单粒子能级中附加一项塞曼分裂能 $-(1/2)\sigma g \mu B_\sigma$;注意我们要求加在两个量子点上的外磁场强度不同,即 $B_L \neq B_R$. t_C 是双量子点间的耦合强度, $\Gamma_\alpha \equiv 2\pi \sum_k |t_{\alpha k}|^2 \delta(\epsilon - \epsilon_{\alpha k})$ 是 α 导线和 α 量子点之间的耦合强度.在绝热近似下,微波场辐射将引起单粒子能量的周期振荡 $W_\alpha(t) =$

$\Delta_\alpha \cos \omega t$ ^[6,7]. 我们允许微波场可以辐射包括电极在内的整个装置,但要求两端的辐射强度不同,即 $\Delta_L \neq \Delta_R$.

采用标准的 Keldysh 非平衡 Green 函数方法对自旋池进行理论分析^[6,7],通过一些繁琐的理论推导^[5],我们求得流过体系的电荷流和自旋流. 接着进行数值计算,图 2 显示电荷流 I_c (以 e 为单位)和自旋流 I_s (以 $\hbar/2$ 为单位)在不同的微波频率 ω 下随右点的栅电压 V_{gR} 的变化情况. 一个主要特点是: I_c 有一个因 A_+ 过程而呈现的正峰和因 A_- 过程而呈现的负峰,但在自旋流 I_s 曲线上两个峰都是正的. 事实上,变化栅电压 V_{gR} 可以移动右量子点内的能级. 当到达 $\hbar\omega = \varepsilon_{L\downarrow} + U_L - \varepsilon_{R\downarrow}$ 时, A_- 光子协助隧穿过程发生,这时一个自旋向下的电子从右极经过双量子点体系隧穿到左极,以致于在 I_s 曲线上出现一个正峰,在 I_c 曲线上出现一个负峰. 另一方面,当 $\hbar\omega = \varepsilon_{R\uparrow} + U_R - \varepsilon_{L\uparrow}$ 时, A_+ 过程发生,这时一个自旋向上的电子从左极经过双量子点体系隧穿到右极,所以在电荷流 I_c 和自旋流 I_s 曲线上都呈正峰. 接着,我们变化微波场的频率 ω ,发现两峰可以移近. 最终在一个特定的频率 ω^* ($\hbar\omega^* = \varepsilon_{R\uparrow} + U_R - \varepsilon_{L\uparrow} = \varepsilon_{L\downarrow} + U_L - \varepsilon_{R\downarrow}$) 下,两个峰会重叠(见图 2 中的 A 点,这时 A_\pm 两过程同时发生). 注意,电荷流 I_c 的正、负峰是叠加抵消,以致于电荷流 $I_c = 0$,但自旋流 I_s 的两正峰是叠加增强,以致于自旋流 I_s 加倍. 当 A_\pm 两过程连续发生时,将驱动一个恒定的自旋流从左极流入,经过双量子点,再从右极流出. 这时,如果将自旋池接到外电路中,它将驱动一个自旋流在整个回路中运行;另一方面,如果自旋池处于开路状态,尽管它的自旋流必定是零,但在自旋池的两极间仍将存在一个自旋驱动力(或者称为自旋势,就像电池的电动势一样),以致于 $\mu_{\alpha\uparrow} \neq \mu_{\alpha\downarrow}$.

下面我们固定栅电压 V_{gR} 在自旋池的工作点(即图 2 中的 A 点,此时 $V_{gR} = 0.45$)来研究电荷流 I_c 和自旋流 I_s 随总栅电压 V_g [见图 3(a)],左量子点的磁场 $g\mu B_L$ [见图 3(b)]和微波场的频率 ω [见图 3(c)]的变化情况,其中每幅图中的不同线条对应不同的微波强度 $\Delta = \Delta_L - \Delta_R$. 在所有情况下,电荷流都近似为零,故以下不再讨论它. 图 3(c)表明,随着频率 ω 由小到大,自旋流 I_s 可出现若干个峰和谷:以 A 标记的最高峰对应于上面讨论过的自旋池的理想工作状态,它是由 A_\pm 两个过程引起的; C 、 D 两峰是它的双光子和三光子过程. 以下固定 $\omega = \omega^*$,即图 3(c)的 A 点,研究自旋流 I_s 与总栅电压 V_g

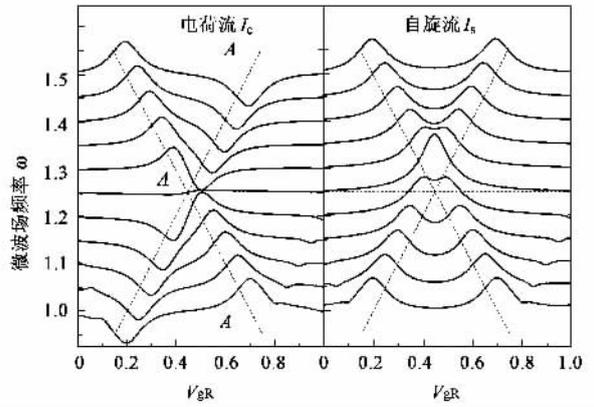


图 2 在不同频率下,电荷流 I_c 和自旋流 I_s 随右量子点的栅电压 V_{gR} 的变化曲线

的关系. 从图 3(a)可见,在很宽的 V_g 范围内, I_s 仍可保持很大的值. 这个 V_g 范围是和库仑相互作用 U/e 同量级的. 注意这点非常重要! 因为在实验时,自旋池附近的任何背景电荷或环境因素都可能会改变双量子点的总电势,图 3(a)表明这些因素不会影响到自旋池的工作. 最后,图 3(b)显示自旋流 I_s 随 $B_L - B_R$ ($B_R = -0.2$) 的增加而增大. 当 $B_L = B_R$ 时,如果 $U_L = U_R$ 则 I_s 严格为零;如果 $U_L \neq U_R$,则 I_s 近似为零. 重要的是,只要左右量子点的磁场强度略有不同(B_L 和 B_R 之差大约和耦合常数 Γ_α 同量级)时,自旋池就可以产生一个强自旋流,这表明 B_L 和 B_R 不必反平行.

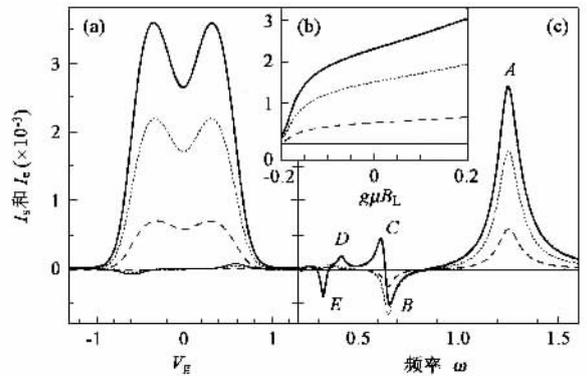


图 3 (a)自旋池在工作状态时,电荷流 I_c 和自旋流 I_s 随总栅电压 V_g 的变化曲线 (b)自旋池在工作状态时, I_c 和 I_s 随左量子点的磁场 $g\mu B_L$ 的变化曲线 (c)自旋池在工作状态时, I_c 和 I_s 随微波场的频率 ω 的变化曲线(其中每幅图中的不同线条对应不同的微波强度)

用目前的实验技术,我们的自旋池应当是可以实现的. 首先,耦合双量子点体系很容易被制造出来. 事实上,国际上已有相当多的实验室已经制造出

这一体系^[9,10]. 其次,微波辐射下光子协助的量子输运最近已有实验报道^[10-12]. 特别是,实验上已经实现非对称微波辐射到双量子点结构^[10]. 最后,如果我们取微波频率 $f = \omega/2\pi = 50\text{GHz}$, 则点内库仑相互作用能 $U (\sim \hbar\omega) \approx 0.2\text{meV}$. 通常实验上温度 $k_B T$ 和耦合强度 Γ 比 U 小一个量级,如果取小 20 倍,则 $k_B T = 100\text{mK}$, $\Gamma = 10\mu\text{eV}$, 而两点上的磁场之差约为 $|B_L - B_R| \sim 0.16/gT$. 注意以上这些参数范围很容易用现有的实验技术达到.

虽然我们上面理论设计的自旋池应当是可行和有效的,但它需要一个含时的外场. 能否不用含时外场来制造自旋池呢? 为此,我们又提出了另一种自旋池的设计方案^[13]. 这两种自旋池各有自己的优缺点. 第二种自旋池只用栅极控制,它是由两个并列的量子点耦合到三根导线组成的(见图4),其中第1端和第3端分别和1个量子点耦合,但是第2端却和2个点耦合. 两个点之间有一个很高的势垒阻止它们之间的直接隧穿耦合. 此外,一外磁场加到双量子点上以产生塞曼分裂,这个磁场不论是均匀的还是非均匀的,都不影响自旋池的正常工作. 两个栅电压 $V_{g,\alpha}$ 控制第 α 个量子点内的能级,其中 $\alpha = (u, l)$ 分别表示图4中上面或下面的量子点. 最后为自旋池提供能量的是三端的端电压差. 接着,我们分析为什么图4的装置能产生自旋流. 由于外磁场 B 的存在,两点内的能级 ε_α 将分裂为 $\varepsilon_{\alpha\uparrow}$ 和 $\varepsilon_{\alpha\downarrow}$, 以下不妨设 $\varepsilon_{\alpha\uparrow} < \varepsilon_{\alpha\downarrow}$. 通过调整栅电压 $V_{g,\alpha}$ 使体系达到如下状态(1)下点内的电子占据数正从0到1(即偶到奇)之间变化,这时能级 $\varepsilon_{1,\uparrow}$ 正处于化学势 μ_1 和 μ_2 之间(2)上点内的电子占据数正从1到2(即从奇到偶)之间变化,这时能级 $\varepsilon_{u,\downarrow} + U$ 处于 μ_2 和 μ_3 之间. 图5显示上述状态时点内的能级位置. 从图5可以清楚地看到,第1端内自旋向上的电子可以隧穿到下点中,进而到达第2端. 同样,第2端内自旋向下的电子也能隧穿到上点中,进而流入第3端. 注意,第2端中自旋向上的电子流入而自旋向下的电子流出,在一定条件下,它们可以等值反向,以致于电荷流正好为零,仅仅存在纯自旋流. 这样在第1端和第3端的电压差 V_1 和 V_3 的驱动下,将在 AB 区域内形成一纯自旋流. 具体的理论分析和数值研究参阅文献[13].

总之,我们从理论上设计了自旋池装置. 该装置

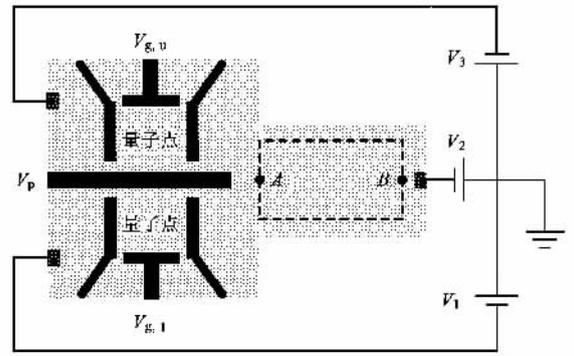


图4 栅极控制的自旋池结构示意图

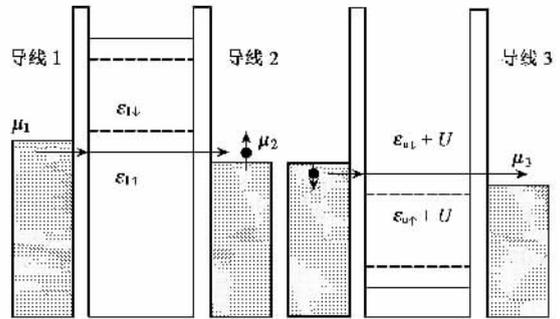


图5 栅极控制自旋池在工作状态时量子点内的能级示意图

在适当的控制下,可将其他能量转化为自旋流. 当这种自旋池装置与外电路相接时,可产生类似于电池的作用,对外电路输出自旋流. 这一工作解决了自旋流的产生问题,为实验上进一步深入研究自旋流的各方面性质奠定了基础.

参 考 文 献

- [1] Wolf S A *et al.* Science, 2001, 294 :1488
- [2] Prinz G A. Science, 1998, 282 :1660
- [3] Brataas A *et al.* Phys. Rev. B, 2002, 66 :060404
- [4] Wang B *et al.* Phys. Rev. B, 2003, 67 :092408
- [5] Sun Q-F, Guo H, Wang J. Phys. Rev. Lett., 2003, 90 : 258301
- [6] Wingreen N S *et al.* Phys. Rev. B, 1993, 48 :8487
- [7] Jauho A-P. *et al.* Phys. Rev. B, 1994, 50 :5528
- [8] Zhang S. J. Appl. Phys., 2001, 89 :7564
- [9] Giorga M *et al.* Phys. Rev. B, 2000, 61 :R16315
- [10] Oosterkamp T H *et al.* Nature, 1998, 395 :873
- [11] Oosterkamp T H *et al.* Phys. Rev. Lett., 1997, 78 :1536
- [12] Kouwenhoven L P *et al.* Phys. Rev. Lett., 1994, 73 :3443
- [13] Long W, Sun Q-F, Guo H *et al.* Appl. Phys. Lett., 2003, 83 :1397