

相互作用量子点的自旋相关输运*

张平¹ 薛其坤¹ 王玉鹏^{1,†} 谢心澄²

(1 中国科学院物理研究所 北京 100080)

(2 Department of Physics, Oklahoma State University, USA)

摘要 介绍了与磁性电极耦合的量子点的近藤共振、单电子能级自旋劈裂、磁化和线性电导等物理性质。研究结果显示,当磁性电极磁矩取向相同的时候,线性电导在低温下呈现双峰结构。而近藤共振和单电子能级的自旋劈裂都可以通过电极的内部磁化强度来控制,可以用来产生自旋阀效应。

关键词 量子点,近藤共振,自旋阀,自旋电子学,量子计算

Spin polarized transport of an interacting quantum dot

ZHANG Ping¹ XUE Qi-Kun¹ WANG Yu-Peng^{1,†} XIE Xin-Cheng²

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

(2 Department of Physics, Oklahoma State University, USA)

Abstract The properties of a quantum dot coupled with two magnetic electrodes, such as the Kondo resonance, spin-splitting of single electron levels, magnetization, and linear conductance, are discussed. The results show that the linear conductance is of double-peak structure at low temperature. Both the Kondo resonance and the spin-splitting of the single electron levels can be controlled by internal magnetization of the electrodes, which can be used to generate a spin-valve effect.

Key words quantum dot, Kondo resonance, spin valve, spintronics, quantum computing

磁性纳米结构中的自旋极化输运性质已经成为一个很活跃的研究领域,一个基本的问题是铁磁双结中的单电子隧穿^[1,2]。铁磁双结结构是两个铁磁材料做成的电极和夹在中间的非磁颗粒这三部分组成。这种双结结构的输运性质依赖于两个电极磁矩的相对取向。当两个电极磁矩取向平行的时候,电阻比较低,而取向反平行的时候,电阻比较高。我们可以用这个结构的高电阻态和低电阻态分别表示“0”和“1”。如果把一个电极的磁矩取向固定(比如与一个永磁体连接),那么就可以通过改变另一个电极的磁矩取向对所记录的信息进行改写。因此,这种铁磁双结结构能够应用在信息存储和处理器件上,其原理与目前使用的磁性存储材料的原理是一样。人们总是希望存储单元能够做得越小越好。目前的技术已经可以将铁磁双结结构的两个电极做成纳米量

级粗细的导线,夹在中间的非磁颗粒的尺寸也可以减小到纳米量级。这样,非磁颗粒三个方向的尺寸都达到纳米量级,这种颗粒称为“量子点”。一个量子点可以等效地看成是一个比较大的人造原子,它内部的能级是分立的,由于电子波函数的空间尺寸小,电子之间的库仑排斥作用也很明显。在低温下,能级分立和库仑排斥对量子点的输运性质产生很重要的影响,其物理机制与稀释合金中的磁杂质在低温下产生的“近藤效应”^[3]的机制相同,因此也称为量子点的近藤效应。

我们所考虑的系统如图1所示,是由量子点和

* 国家自然科学基金(批准号 90103024)资助项目

2002-03-19 收到

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

两边的电极组成. 两边的电极形成两个连续能带. 量子点与电极之间有很高的势垒阻挡, 只能通过量子隧穿而发生耦合. 在低温下, 我们只需要考虑量子点的单电子最高占据能级 ε_d , 因为只有它对量子点的物理性质产生影响. 人们可以通过调节量子点上的门电压而改变 ε_d . 由于量子点与电极之间的耦合, 量子点内的单电子态不再具有确定的能量, 而是一个具有有限寿命的准能级, 能量具有有限的展宽. 图 1 中量子点内的黑线表示最高占据能级 ε_d , 阴影表示其展宽. 这个能级对于电子自旋是简并的, 所以可以占据两个自旋取向相反的电子. 但是, 由于量子点的尺寸很小, 电子之间的库仑排斥作用很明显. 当这个能级上已经有了一个电子的时候, 再添加一个自旋取向相反的电子, 需要额外提供能量 U 以克服两个电子之间的库仑排斥. 这个模型最早是安德森提出的, 用来描述稀释合金中 d 壳层未满的磁性杂质形成的局域磁矩, 称为安德森 s-d 混合模型^[4]. 在这里, 我们只考虑图 1 中的情况, 即: 量子点的准能级 ε_d 处于两个电极的费米能之间, 双占据准能级 $\varepsilon_d + U$ 比两个电极的费米能高很多, 并且两个准能级到电极费米面的距离都远大于它们的展宽. 这称为这个模型的“近藤极限”. 在这个极限下, 系统的基态是量子点的准能级上只有一个电子的状态(单占据态)相当于一个自旋为 $1/2$ 的磁性杂质. 考虑量子点从单占据态向能量较高的零占据态或者双占据态进行虚跃迁的贡献, 在二阶近似下, 这些贡献等价于在电极电子与量子点中的电子之间产生等效的反铁磁交换相互作用^[5]. 这样, 在低温下, 电极内的电子将与量子点中的电子形成总自旋等于零的自旋单态.

在近藤极限下, 由于零占据态和双占据态的能量都高于电极的费米能, 所以电子是不能直接通过量子点进行运输的. 这是由电子之间的库仑排斥引起的, 称为“库仑阻塞”. 但是, 系统可以通过跃迁到零占据态的虚过程来实现运输. 如图 2 所示: 原来在量子点中的那个电子首先跃迁到右边电极的一个空态上, 此时量子点内没有电子(零占据); 然后, 左边电极的一个电子进入量子点. 由于量子点内的电子与左边电极中的电子形成自旋单态, 所以进入量子点的电子与离开量子点的电子自旋取向必然相反. 由于电子实际上是不可分辨的, 在这个过程结束后, 我们看到的是: 量子点内的电子自旋被翻转, 而从左边电极运输到右边电极的那个电子的自旋也发生翻转. 这个过程对电子运输的贡献只在 ε_d 与 $\varepsilon_d + U$ 之

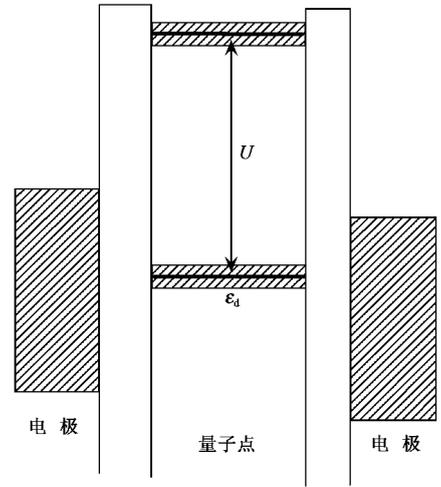


图 1

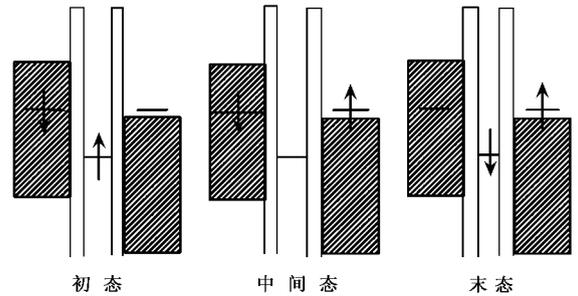


图 2

间的某个能量附近才显著. 这与通常的通过单电子准能级的共振隧穿相似, 因此称为“近藤共振”.

作为一个简单的理解, 可以这样看待“近藤共振”: 在“近藤极限”, 量子点内的最高占据能级是 ε_d , 但考虑到双占据能级 $\varepsilon_d + U$ 的影响, 量子点的化学势并不是 ε_d , 而是在 ε_d 与 $\varepsilon_d + U$ 之间的某个能量处. 这样, 就好像量子点的化学势处存在一个单电子准能级一样, 当电极的费米面与量子点的化学势重合的时候, 电子就可以通过量子点发生共振隧穿. 由于这种共振是二阶过程的贡献, 所以共振峰比通常的单电子准能级的共振峰要细锐得多.

上面的讨论没有考虑量子点内的电子产生自旋翻转的贡献. 自旋翻转把量子点内原先对自旋简并的单电子准能级分裂成自旋向上和自旋向下的两个准能级. 这两个准能级对称地位于原来的准能级两边. 这样, “近藤共振”对应的能量峰也分裂成两个, 对称地位于原来的共振峰的两边^[6].

在前面的讨论中, 我们一直假设两个电极是没有磁性的, 就是说, 电极内的自旋向上的电子与自旋向下的电子平均数目相等. 我们最近的工作^[7]则是

考虑与磁性电极耦合的量子点. 如图 3 所示, 为方便起见, 我们假设左边电极的磁化强度是向上的, 也就是说, 左边电极的多数电子是自旋向上的.

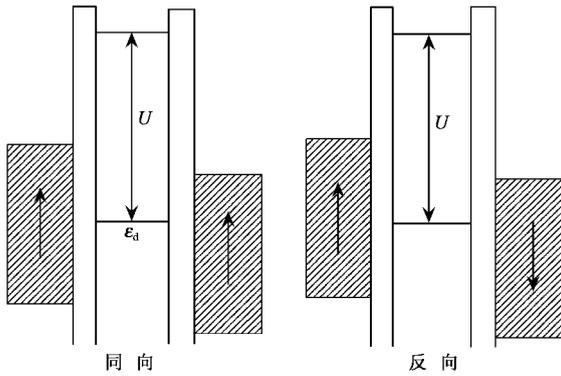


图 3

我们先讨论两边电极磁矩取向都向上的情况. 由于电极内的电子与量子点内的电子存在反铁磁耦合, 这使得量子点内的电子自旋向下的几率较大, 从而量子点的净磁矩不等于零. 这个净磁矩与电极的磁化强度有关, 可以通过改变电极的磁化强度来控制这个净磁矩.

量子点内的单电子准能级也受到影响. 电极电子与量子点内电子之间的磁相互作用, 使得量子点内的电子态能级产生修正, 其贡献与电子自旋取向有关. 对于我们所考虑的情况, 这种修正使自旋向上的电子态能量增大而自旋向下的电子态能量减小. 因此, 即使量子点内没有自旋弛豫, 相互作用效应也会使单电子准能级产生自旋劈裂. 理论计算表明, 这种自旋劈裂近似地正比于电极的磁化强度, 因此可由铁磁电极的磁化强度来控制.

量子点的近藤共振也与非磁电极情况不同. 如图 4 所示, 当量子点内部存在较强的自旋弛豫的时候, 理论计算发现, 近藤共振与非磁电极情况有很大不同, 共振峰分裂成三个, 中间那个峰正好在无自旋弛豫时的位置处, 另外两个对称地处于两边.

对于两边电极磁矩相反的情况, 两边电极对量子点内电子的作用相互抵消. 因此, 量子点内电子自旋的两个取向的几率仍然相同, 从而量子点的净磁矩仍等于零, 单电子准能级也仍然是自旋简并的, 与非磁电极的情况相同. 存在自旋弛豫时的近藤共振也与非磁电极情况一样, 分裂成两个峰.

量子点的电导受磁电极极化情况的影响也很显著. 图 5 给出了磁电极磁矩平行和反平行, 不同温度下, 量子点电导随着量子点单电子能级的改变而变化的曲线.

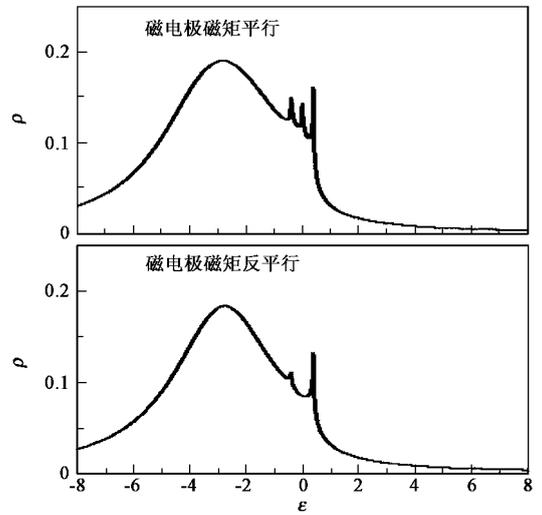


图 4

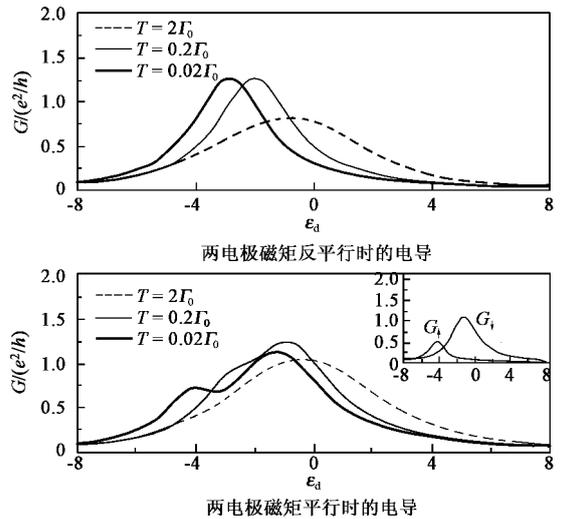


图 5

磁电极磁矩反平行的时候, 量子点的电导曲线呈现单峰结构, 这与非磁电极的结果相同. 磁电极磁矩平行的时候, 量子点的电导曲线在高温下仍呈现单峰结构, 但在低温下则呈现双峰结构. 磁电极磁矩平行情况的图内的小图显示的是量子点内自旋向上和自旋向下的电子对电导的贡献, 两个峰分别对应于自旋劈裂的两个能级. 显然, 电导的双峰结构是由于量子点的单电子能级产生自旋劈裂而造成的.

综上所述, 两个磁电极的磁化强度的相对取向, 对于量子点的磁化强度、自旋弛豫下的近藤共振、单电子准能级以及电导等性质有很显著的影响. 当磁电极磁化方向相反的时候, 量子点的这些性质与非磁电极的情况相同. 而当磁电极的磁化方向一致时, 量子点的电子被部分磁化, 其磁化方向与电极的磁化方向相反, 单电子准能级产生自旋劈裂, 而自旋弛

豫下的近藤共振分裂成 3 个峰. 单电子准能级产生的自旋劈裂和自旋弛豫下的近藤共振峰的分裂都可由铁磁电极的磁化强度来控制, 可用来产生自旋阀效应. 这种自旋阀效应完全是由强关联和磁耦合所造成.

致 谢 感谢熊刚博士对此文的整理

参 考 文 献

- [1] Prinz G A. *Science*, 1998, 282 :1660
- [2] Johnson M. *IEEE Spectrum*, 2000, 37 :33
- [3] Kondo J. *Solid State Physics*, 1969, 23 :183
- [4] Anderson P W. *Phys. Rev.*, 1961, 124 :41
- [5] Schrieffer J R, Wolff P A. *Phys. Rev.*, 1966, 149 :491
- [6] Ng T K, Lee P A. *Phys. Rev. Lett.*, 1988, 61 :1768
- [7] Zhang P, Xue Q K, Wang Y P *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2002, 89 :286803

· 物理新闻与动态 ·

很高密度的非晶态冰

水是日常生活中最普通的物质, 然而它又具有一系列违反常规的物理性质. 对于一般物质, 固态的密度总是高于液态. 对于水, 常压下的晶态冰(普通冰)其密度仅仅是液态水的约 90%. 按照热力学温标, 水的三相点($t = 0.01^{\circ}\text{C}$, $p = 600\text{Pa}$)被定义为 273.16K, 于是 1 大气压下水的冰点($t = 0^{\circ}\text{C}$, $p = 0.1\text{MPa}$)便是 273.15K. 在进行热力学温度与摄氏温度转换时, 一些学生由于没有从根本上弄清上述规律, 往往在考试时丢分.

水冰的性质甚至更加复杂, 迄今科学家已经发现了 13 种不同形态的冰. 普通冰具有六方对称晶态结构, 此外还有立方冰, 铁电冰以及形形色色的非晶态冰. 2001 年以前, 科学界已经认识到: 存在低密度非晶态(LDA)冰和高密度非晶态(HDA)冰, 后者的密度比普通冰约高出 30%. 在六方对称普通冰中, 每个水分子被 4 个近邻水分子包围, 而在 HDA 冰中, 每个水分子具有 5 个最近邻水分子. HDA 冰是在 1984 年被发现的: 在 77K 的低温下, 对普通晶态冰加压至 1GPa, 便能观察到转化为 HDA 冰的尖锐相变. 只要维持 77K 的低温, 即使撤除作用于 HDA 冰上的压力, HDA 冰结构仍将保持. 然而, 如果在 1 大气压下, 将 HDA 冰加热到 120K 以上, 它就会转变成 LDA 冰. 在冰的 13 种不同形态中, 大部分属于非晶态冰, 它们的密度介于 HDA 和 LDA 冰之间.

2001 年 Loerting 等发现了一种比 HDA 更为致密的非晶态冰(very-high-density-amorphous, VHDA), 其密度比普通冰高出约 40%. 实验者在 160K 的温度下对 HDA 冰加压, 当压力升至 1.15GPa, VHDA 冰便形成了. 最近, Finney 等(*Phys. Rev. Lett.*, 2002, 89 :205503)通过中子衍射实验测定了 HDA 和 VHDA 冰的近邻氧原子径向分布函数. 他们发现: 在 VHDA 中, 每个水分子大约被 6 个其他的水分子环绕, 而在普通六方晶态冰中, 每个水分子仅有 4 个其他水分子环绕着它. 上述 VHDA 冰的奇特结构被认为是源于当温度升高时高压非晶结构的退火. 制备 VHDA 冰的程序是相当特殊的, 即小幅度的温度和压力变化产生了一个全新的结晶相. VHDA 的发现以及 Finney 等确认的新结构将促使我们重新检讨和理解水的相图.

如所周知, 在低压下冰的熔化曲线具有负的斜率, 结果当 $p = 0.2\text{GPa}$ 时, 熔点是 -20°C ; 然而, 当压力增至 0.2GPa 以上, 熔化曲线的斜率转为正值, 结果在 20000 大气压下, 熔点可高达 100°C . 一直有一种猜测: 存在两种形态的低温液态水, 在两个液相的相分界线一端, 有一个所谓“第二临界点”(第一临界点已知位于汽-液共存线的一端, $T = 647\text{K}$, $p = 22\text{MPa}$). 关于 VHDA 冰的发现以及最近对它的表征对上述猜测提出了质疑.

(中国科学院理化技术研究所 戴 闻 编译自 *Nature* 2002, 420 :749)