

自旋电子学和相干态*

夏建白 常凯

(中国科学院半导体研究所 半导体超晶格国家重点实验室 北京 100083)

摘要 自旋电子学是近年来发展起来的一个新研究领域,它研究固体,特别是半导体中的电子自旋相干态.实验发现,自旋相干态能够保持足够长的时间(几百 ps 量级),因此有可能用来制造一个固态的量子计算机.但是制造实际的自旋电子器件,首先需要解决的是将自旋极化电子(或空穴)注入半导体中的方法和如何检测它们.

关键词 自旋电子学,自旋相干态

SPINTRONICS AND COHERENT STATES

XIA Jian-Bai CHANG Kai

(National Laboratory of Superlattices, Institute of Semiconductors, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083, China)

Abstract Spintronics, a new research field developed in recent years, studies electron spin coherent states in solids, especially in semiconductors. Experiments reveal that the spin coherent state can persevere for a rather long time (a few hundred ps), thus it can be used to construct a solid quantum computer. However, the biggest obstacle to making practical spintronic devices so far has been finding a way of injecting spin polarized electrons or holes into the semiconductor and then detecting them.

Key words spintronics, spin coherent state

10年前,Datta和Das^[1]提出了一类新的电子器件的概念——自旋晶体管,其中电子的输运除了携带电荷外,还携带自旋.最近,Imamoglu^[2]提出了利用自旋波函数能制造一个固态的量子计算机.最近的一些实验发现,自旋相干态能够保持足够长的时间(几百 ps 量级)来应用到电子器件中.但是制造实际的自旋电子器件,最大的障碍有两个:将自旋极化电子(或空穴)注入半导体中的方法和如何检测它们.

所谓相干态是指在初始时刻系统中所有电子的状态(例如,自旋或轨道)是一致的,随着时间的变化,电子的状态将保持一致地变化,这时的电子态称为相干态.在进行电子自旋相干态的研究之前,半导体中电子的电荷相干态已得到广泛的研究.所以我们先介绍一下这方面的研究情况.

在一个孤立的量子体系中,波函数 ψ 满足薛定谔方程:

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = H\psi, \quad (1)$$

其中 H 是系统哈密顿量,它通常包括系统、环境和它们之间的相互作用三部分.先考虑一个二能级系统与光场的相互作用.设二能级系统的波函数为

$$\psi = \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix}, \quad (2)$$

其中 a 和 b 分别为激发态和基态的振幅.设在 $t=0$ 系统处于基态,即 $b=1, a=0$.从 $t=0$ 开始,加一个光场 E ,则电子与光场的相互作用哈密顿量为

$$H = -e\mathbf{E} \cdot \mathbf{r}. \quad (3)$$

设 H 对能级能量的影响很小,可以忽略,则(1)式可以写为

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & -eEr_{12} \\ -eEr_{12} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix}, \quad (4)$$

其中 $r_{12} = \langle 1 | \mathbf{r} | 2 \rangle$ 是在态 1 和 2 之间的电偶极矩阵元.对(4)式求解,并考虑波函数的初始条件,就得到

* 国家自然科学基金(批准号:29890217,69876039)资助项目
2000-10-25 收到

$$a = \sin \left| \frac{eEr_{12}t}{\hbar} \right|, b = \cos \left| \frac{eEr_{12}t}{\hbar} \right|. \quad (5)$$

由(5)式可见,如果一个量子体系只与光场相互作用,则电子将在两个态之间振荡,振荡频率为

$$\omega = \frac{eEr_{12}}{\hbar}, \quad (6)$$

称为拉比(Rabi)跳跃频率.在振荡的一个周期内,系统经历了从光场吸收能量又还给光场的过程.实际的系统(例如半导体)是由许多单个二能级体系组成的系综.如果在 $t=0$ 所有体系都保持相同的振幅 a 和 b ,并且所有体系的 a 和 b 都按照相同的规律[(5)式]随时间变化,这就是电荷的相干态.由于电子-电子相互作用,相干态只能维持一定时间,称为退相(dephase)时间,用 T_2 表示.

半导体中的电子电荷相干态已经由超快脉冲激光光谱进行了广泛的研究.强的激光脉冲在半导体中产生了大量的电子和空穴,它们的动力学过程大致可分成3个阶段:(1)无碰撞或相干阶段.在这个阶段内,电子和空穴与光场之间产生了一个相干的耦合振荡,导致了材料极化强度的振荡,类似于二能级系统的拉比跳跃.(2)位相弛豫阶段.在这个阶段内,电子和空穴都失去了它们的位相相干性,类似于二能级系统的退相弛豫.(3)准热平衡阶段.由于电子-声子相互作用,电子和空穴将能量传递给声子(晶格),它们分别弛豫到导带和价带的顶部,形成准平衡状态.利用不同延迟时间的泵-探束瞬态吸收光谱可以测量半导体中的退相弛豫时间.图1是GaAs三个激发载流子浓度下瞬态差分透射系数 ΔT 作为延迟时间的函数^[3].由图1可见,有两个衰减过程;一个是快过程,另一个是慢过程.前者对应于位相弛豫,后者对应于准热平衡弛豫.实验测得GaAs中的位相弛豫时间分别为30,19,13fs,对应于由小到大三个载流子浓度.这个位相弛豫时间是较小的,主要是由电子的谷间散射引起的.

在半导体量子阱中,位相弛豫时间能达到几百fs.图2是两个锁相的激光脉冲束相继照射到一个半导体量子阱上,激子浓度和两束单独照射时激子浓度的比较以及随时间的变化^[4].两个脉冲束之间相隔几百fs,如果时间间隔使得两个束同相,激子浓度比两个束单独激发产生的激子浓度 P_1 和 P_2 之和还大.如果是反相,则总数减少.这个实验证明了电子、空穴态的相干性,以及退相弛豫时间为几百fs.

最近 Bonadeo 等^[5]研究了单个量子点的光学相

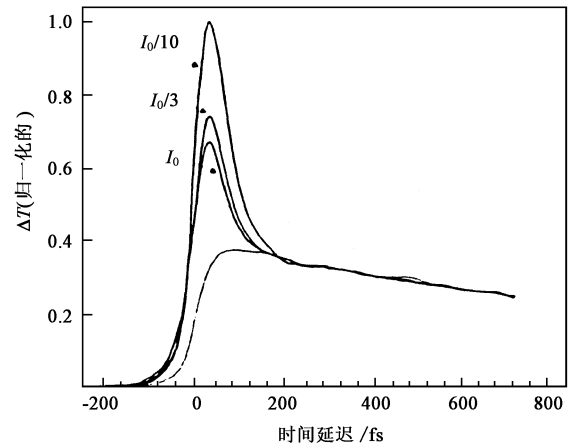


图1 GaAs三个激发载流子浓度下($I_0 = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)瞬态差分透射系数 ΔT 作为延迟时间的函数

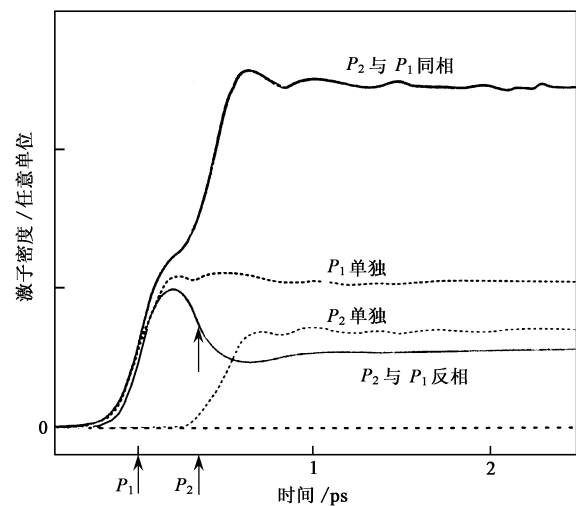


图2 两个锁相的激光脉冲束相继照射到一个半导体量子阱上,激子浓度和两束单独照射时激子浓度的比较以及随时间的变化

干.图3是两个锁相激光脉冲相继照射到一个量子点上,发光强度随脉冲间隔时间的变化.由于两个脉冲的相干效应,量子点中的相干态得以延续,衰减时间达到几十ps.图3(a)中的点是多次实验的结果,图3(b)是在某一间隔时间(40ps)附近的更细的时间范围内发光强度的变化.由于两个激光束的相差所引起的干涉效应,发光强度周期性地调制.总之,目前光学相干控制技术发展很快,也有可能实现光学相干器件.

靠强激光脉冲能够比较容易地得到光学相干的初始态,而自旋相干的初始态却难以得到.初想一下,似乎制造一个自旋极化电子的源就可以了.将铁磁金属和半导体接触做成一个结,由于铁磁金属中电子自旋沿着一个方向,在外加电场作用下;这些电

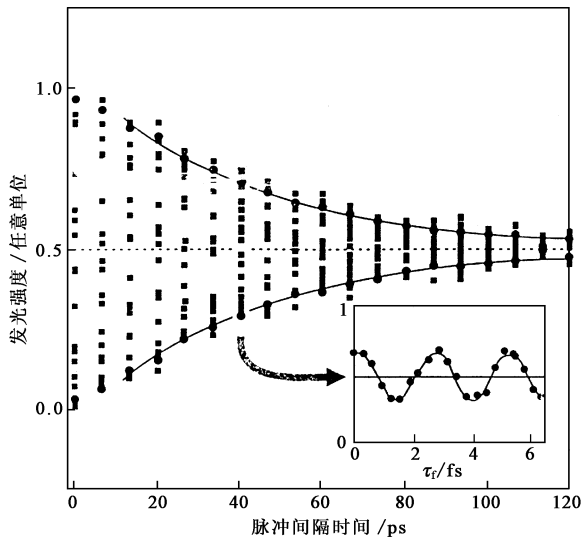


图 3

- (a) 两个锁相激光脉冲相继照射到一个量子点上, 发光强度随脉冲间隔时间的变化;
- (b) 40ps 附近的更细的时间范围内发光强度的变化

子将被注入半导体中形成自旋相干态. 美国海军实验室的结果却令人失望, 自旋极化度很小, 只有 1%, 也就是说, 自旋向上的电子数几乎等于自旋向下的电子数. 这是由于金属 - 半导体界面形成磁“死”层, 电子穿过界面时将发生自旋跳变.

最近, Fiederling 等^[6]设计了一个自旋极化的光发射二极管, 如图 4 所示. 顶层是 n 型的半磁半导体 BeMgZnSe, 发光区是 GaAs/AlGaAs 量子阱. 加了偏置电压后, 由 n-BeMgZnSe 区产生的自旋极化电子与由 p-GaAs 区中产生的空穴在量子阱中复合而发光. 在垂直于结的方向 (z 方向) 上加一个外磁场, 由分析发光的偏振度就能够确定电子的自旋极化. 这是由于在外磁场作用下电子态的波函数为 $s\uparrow$ 或 $s\downarrow$, 而空穴态的波函数由 4 个分量组成:

$$\begin{aligned}
 \left| \frac{3}{2}, \frac{3}{2} \right\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(X + iY)\uparrow, \\
 \left| \frac{3}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle &= \frac{1}{\sqrt{6}}[(X + iY)\downarrow - 2Z\uparrow], \\
 \left| \frac{3}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle &= \frac{1}{\sqrt{6}}[(X - iY)\uparrow - 2Z\downarrow], \\
 \left| \frac{3}{2}, -\frac{3}{2} \right\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(X - iY)\downarrow,
 \end{aligned}
 \tag{7}$$

其中 s 和 X, Y, Z 分别为导带底和价带顶的轨道波函数. 在量子阱中最高的价带态是重空穴态, 也就是

$\left| \frac{3}{2}, \frac{3}{2} \right\rangle$ 和 $\left| \frac{3}{2}, -\frac{3}{2} \right\rangle$ 在电子与重空穴态复合而发

光的过程中, 自旋状态不变, 因此 $s\uparrow$ 电子态与 $\left| \frac{3}{2}, \frac{3}{2} \right\rangle$ 空穴态复合, 而 $s\downarrow$ 电子态与 $\left| \frac{3}{2}, -\frac{3}{2} \right\rangle$ 空穴态复合, 发出光的电场分别正比于 $(X + iY)$ 和 $(X - iY)$, 对应于右和左的圆偏振光. 因此, 电子的自旋极化能够由分析光的偏振度确定. 结果是非常满意的, 自旋的极化度达到了 90%. 原因就是在低温和强磁场下由于 Mg 离子的空间局域磁矩, 半磁半导体中自旋向上态和自旋向下态能量相差很大, 也就是“巨塞曼 (Zeeman) 分裂”效应. 此外也由于电子穿过两个半导体界面时自旋态受影响较小.

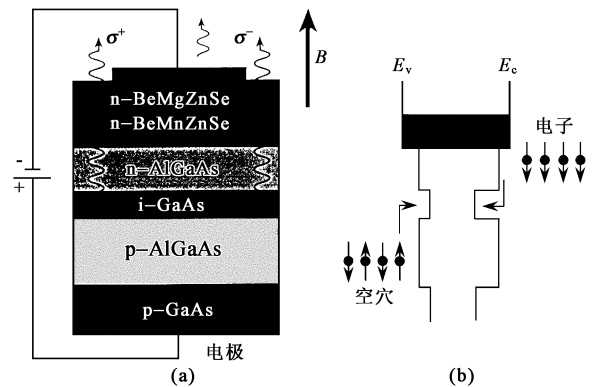


图 4 自旋极化的光发射二极管

(顶层是 n 型的半磁半导体 BeMgZnSe, 由此注入自旋极化电子)

Heberle 等^[7]用另一种方法引入自旋极化电子. 在垂直于外加磁场的方向上, 对样品加一个圆偏振光, 它的能量刚刚高于半导体的能隙, 实验装置如图 5 所示. 在光脉冲的激发下, 半导体中就能产生自旋沿光束方向极化的电子. 原因就是在外磁场下半导体中形成了一系列的磁能级, 光跃迁就发生在电子和空穴的磁能级之间. 由于激发光的能量刚刚高于能隙, 因此它只能激发最低能级之间的跃迁. 对于不同的磁场和光波电场的配置, 有不同的选择定则. 可以证明, 在图 5 所示的磁场和光场的配置下, 被激发电子的自旋都沿着光束的方向.

图 6 是引入自旋极化电子后, 与空穴复合产生的圆偏振光强度 (I_+ 和 I_-) 随时间的变化^[7]. I_+ 和 I_- 除了随时间衰减外, 还是振荡的, 并且大小是相反的. 这是由于类似电子电荷态的拉比跳跃, 自旋态也会“跳跃”, 通常称为拉莫尔 (Larmor) 进动.

考虑一个单自旋系统, 具有自旋态 $\pm 1/2$, 因此它的波函数是一个二分函数, 类似于 (2) 式, a 和 b 分别代表自旋为 $+1/2$ 和 $-1/2$ 的振幅. 磁场下自旋系统的哈密顿量为

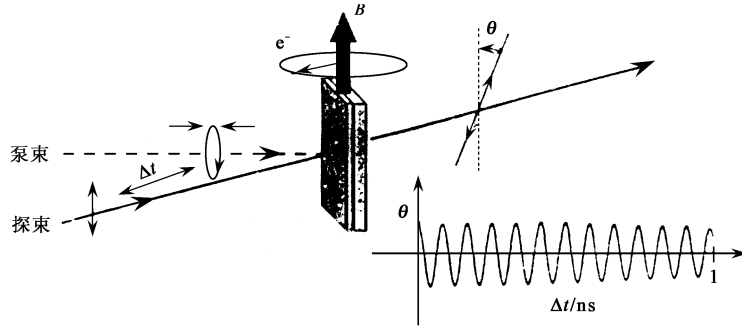


图5 电子自旋相干实验

(圆偏振的泵脉冲束以垂直于磁场的方向照射半导体,激发出电子自旋沿束方向的相干态,并作拉莫尔进动.探束是线偏振的,其法拉第旋转角 θ 正比于电子总自旋在束方向上的投影.插图是 θ 角随探束延迟时间 Δt 的变化)

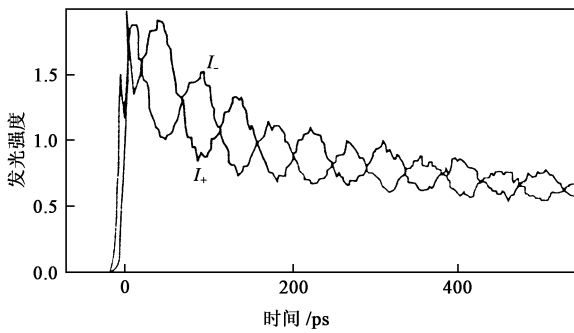


图6 自旋极化电子产生的圆偏振光强度随时间的变化

$$H = -\mu_b g \sigma \cdot B, \quad (8)$$

其中 μ_b 是电子磁矩, g 是半导体中电子的 g 因子, σ 是泡利矩阵,

$$\sigma_x = \begin{vmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{vmatrix}, \sigma_y = \begin{vmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{vmatrix}, \sigma_z = \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{vmatrix}. \quad (9)$$

设自旋的初态沿着垂直于磁场的方向,令为 z 方向,则自旋波函数的初始条件为 $a=1, b=0$. 磁场沿 y 方向, $H = -\mu_b g B \sigma_y$. 代入薛定谔方程(1)式,得到

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \begin{vmatrix} a \\ b \end{vmatrix} = -\mu_b g \begin{vmatrix} 0 & -iB \\ iB & 0 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} a \\ b \end{vmatrix}. \quad (10)$$

解方程(10)式,并考虑波函数初始条件,得到

$$a = \cos \left| \frac{\mu_b g B}{\hbar} t \right|, b = \sin \left| \frac{\mu_b g B}{\hbar} t \right|. \quad (11)$$

如果我们将 a, b 看作是一个在垂直于磁场平面内的矢量的两个分量,则这个矢量将随时间在平面内转动,类似于一个陀螺在外场下的进动.因此,将自旋的这一运动称为拉莫尔进动,进动的频率为 $\mu_b g B / \hbar$,称为拉莫尔频率(见图5).

半导体中的自旋极化电子也是由许多单个电子自旋态组成的系统,自旋相干态就是指所有电子都以

同一个频率进动.但是由于自旋间,或者自旋-杂质、自旋-声子间的相互作用,系统的总自旋(磁化强度)将随时间而呈指数衰减,

$$M(t) = M(0) \exp \left[-\frac{t}{T_2} \right] \cos \left| \frac{\mu_b g B}{\hbar} t \right|, \quad (12)$$

式中 T_2 为退相时间,又称为横向自旋弛豫时间.

由于拉莫尔进动,电子的自旋方向周期性地变化,如(11)式所示.当它们与空穴复合发光时,产生的沿正方向和反方向的圆偏振光的强度 I_+ 和 I_- 也发生周期性变化.因此图6中 I_+ 和 I_- 的振荡反映了电子自旋态的拉莫尔进动,振荡频率就是拉莫尔频率.由实验测到的拉莫尔频率可以确定半导体或量子阱中导电电子的 g 因子.由图6还可看出,自旋相干态的退相时间 T_2 已经达到了几百 ps,远大于电荷相干态的 T_2 .

自旋进动的频率达到了 GHz 的量级,因此可用于快速调制半导体激光器的光强度和偏振. Hallstein 等^[8]设计了一个 InGaAs/GaAs 量子阱的垂直腔表面发射激光器(VCSEL),用类似于图5那样的圆偏振光在 GaAs 中激发出自旋极化的电子,然后注入 InGaAs 阱中产生激光.图7(a)是 VCSEL 发射圆偏振光总强度随时间的变化,图7(b),(c)分别是沿正、反方向的偏振光强度.由图7可见,在外磁场 2T 作用下,总激光强度的调制频率是 22GHz.

Awshalom 等^[9]在延长自旋相干时间方面取得了重大的进展.在纯半导体中,由于激发空穴的存在,影响了自旋极化电子的相干时间.他们就利用掺施主杂质,产生低密度的电子气,吸收光激发的空穴,减少对电子自旋的散射,预计将延长电子自旋的相干时间.但是空穴一旦消灭了,前面介绍的利用电子-空穴复合产生的圆偏振光来诊断电子自旋相干的方法就失效了,必须寻找另外的途径.

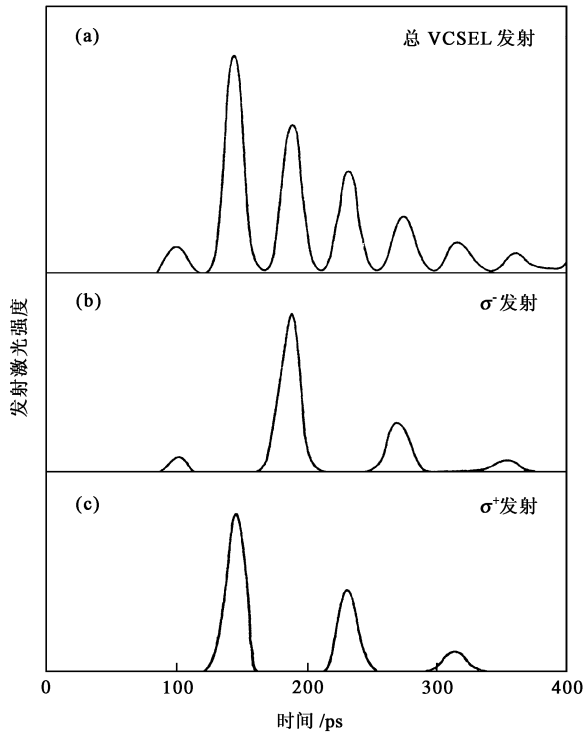


图7 自旋极化电子的 VCSEL 发射圆偏振光强度随时间的变化 [(a) 是总强度, (b), (c) 分别是沿正、反方向的偏振光强度]

利用图 5 所示的方法测量探束的法拉第旋转角 θ , 就能得到电子自旋拉莫尔进动随时间的变化. 由图 5 可见, 它的衰减是很慢的, 在室温下, 自旋相干时间达到了 ns 量级. 同样还可以采取相继的锁相激光脉冲来使自旋相干态共振, 延续它的相干, 类似于图 2 和图 3 所示的电荷相干共振. 对于自旋相干共振, 两个脉冲之间的间隔时间可以长得多, 例如几个 ns.

为了能实际利用自旋相干态, 必须使自旋极化电子能在空间移动, 因此除了自旋退相时间 T_2 外, 还有一个有意义的物理量, 自旋扩散长度 L_s , 它代表固体中自旋极化电子保持相干能扩散的长度. 在图 5 的实验样品上, 加一个侧向电场, 就能将泵束产生的自旋极化电子移出被激发的区域. 移动探束的位置就能测出自旋电子的运动. 图 8 是由激光脉冲产生的 10 个连续的自旋波包在空间移动的图像^[10]. 由图 8 可见, 波包移动了约 $100\mu\text{m}$, 这一长度完全满足制造实用器件的需要.

固体器件是制造量子计算机的最合适的基本单元, 自旋为基的固体器件是其中之一, 已经提出的建议有利用量子点捕获的电子自旋^[11], 或结合量子点自旋和腔量子电动力学 (QED)^[12]. 在后者的建议中, 利用图 9 所示的圆盘微腔结构, 其中分布了一些量子点. 在平行于盘的方向上外加一个磁场, 使第 i 个量

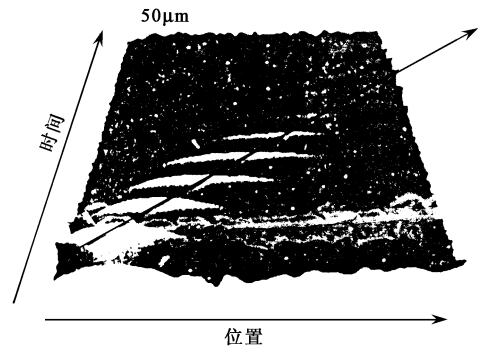


图8 10个连续的自旋波包在空间移动的图像

子点中的导电电子的自旋态有一个能量分裂 δ . 用一个光纤尖选择性地激光束照射到量子点上, 调节激光频率 ω_L 使它满足条件:

$$\Delta_i = \delta - \omega_{\text{cav}} + \omega_L^i = \Delta_j \ll \delta^{i,j}, \quad (13)$$

其中 ω_{cav} 是腔模的频率, i 和 j 代表两个不同的量子点. 这时, 激光将通过拉曼共振引起量子点中电子自旋态的跃迁, 在控制量子位 (qubit) i 和靶量子位 j 之间建立起一个双光子共振. 另外再选取两个量子点, 只要满足条件 (13) 式, 同样也能实现两个量子位之间的相互作用, 从而实现平行工作. 因此, 利用一个单腔模和激光场就可实现两个相距量子点自旋之间的相干相互作用, 并且不要求量子点是全同就可实现平行量子逻辑操作.

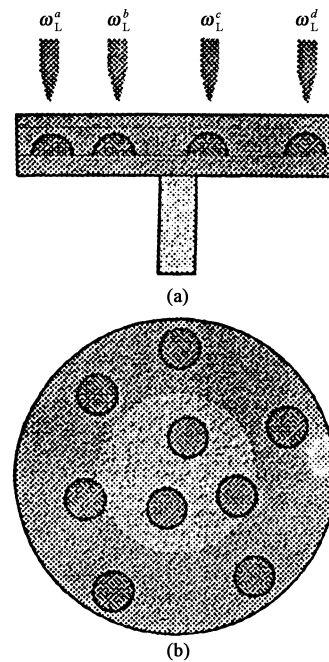


图9 实现自旋量子计算的量子点圆盘微腔结构

电子自旋有一个重要的优点, 就是它的机动性 (manoueverability): 电子是可移动的, 并且能同时受电

场和磁场的操作.实现自旋为基的量子计算机的主要困难是精确控制和保持自旋相干.必须能精确控制单个电子的自旋,使它与环境基本孤立起来,以使自旋量子信息不致泄露到环境,导致自旋动力学变成不可逆和经典的.自旋退相干有多种途径,例如电子与边界、杂质、原子核以至外界控制的相互作用,因此这里有许多物理问题需要进一步研究和解决.

参 考 文 献

[1] Datta S, Das B. *Appl. Phys. Lett.*, 1990, 56 : 665
 [2] Imamoglu A, Awschalom D D, Burkard G *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1999, 83 : 4204
 [3] Liu W Z, Fujimoto L G, Ippen E P *et al.* *Appl. Phys. Lett.*, 1987, 50 : 124

[4] Heberle A P, Baumberg J J, Köhler K. *Phys. Rev. Lett.*, 1995, 75 : 2598
 [5] Bonadeo N H *et al.* *Science*, 1998, 282 : 1473; Bonadeo N H *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1998, 81 : 2759
 [6] Fiederling R *et al.* *Nature*, 1999, 402 : 78
 [7] Heberle A P, Rühle W W, Ploog K. *Phys. Rev. Lett.*, 1994, 72 : 3887
 [8] Hallstein S *et al.* *Phys. Rev. B*, 1997, 56 : R7076
 [9] Kikkawa J M, Awschalom D D, Smorchkova I P *et al.* *Science*, 1997, 277 : 1284; Kikkawa J M, Awschalom D D. *Phys. Rev. Lett.*, 1999, 80 : 4313
 [10] Kikkawa J M, Awschalom D D. *Nature*, 1999, 397 : 139
 [11] Loss D, DiVincenzo D P. *Phys. Rev. A*, 1998, 57 : 120

• 前沿和动态 •

粒子加速器在考古学放射性碳年代测定中的应用

第二次世界大战之后, Willard F. Libby 及其同事研究出了用放射性碳测定年代的方法.由于这种方法的先进性以及它在其他研究领域的建树, 1960 年 Willard F. Libby 获得了诺贝尔化学奖.此后,这一方法便成了考古学和地质学中测定文物、岩石等年代的常规方法.但是,这种方法有些缺点.这种由放射性碳测定年代的方法是依据放射性 ^{14}C 的衰减计数来确定年代的.在被测定的样品中, ^{14}C 的含量很少.为了获得可靠的测量结果,必需使用较多的碳($\sim 1\text{g}$)和较长的测量时间,因此测量效率就显得很低.为了解决这个问题,有人试图直接用质谱仪来测定 ^{14}C .由于 ^{14}C 的自然丰度很低,通常 $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ 比值只有 10^{-12} 至 10^{-15} ,另外,质量为 14 的其他离子,如同量异位素 ^{14}N 和分子(^{13}CH , $^{12}\text{CH}_2$, Li_2)会产生很强的本底,因而,通常的质谱仪无法用来测定 ^{14}C .在残余气体及孔阑上的散射对测量的灵敏度也会产生影响.其实,这问题的实质还不是关于 ^{14}C 组分的测定.根据指数衰减, ^{14}C 组分的测量精度能达到大约 0.3%至 0.6%,相应于年份的测量误差只有 25—50 年.但是,因为 ^{14}C 组分在大气中是随着时间改变着的,测到的结果只能通过与由已知年代的本质样品(年轮学)得到的标定曲线进行比较后才能得到可靠的信息.这样,由于 ^{14}C 组分的涨落,使得这种由放射性碳确定年份的方法不可能用来测定年份少于 300 年客体的精确年份.1977 年,一些研究组几乎同时在串级加速器及回旋加速器上成功地探测到了放射

性碳,而且,可测到的同位素比值达到 10^{-10} — 10^{-15} .大家对这种所谓的加速器质谱仪(AMS)技术的潜能达到了共识:由于其测量精度很高,故可把样品的重量减少到大约 1 mg;此外,由于所需的测量时间较短,故测量效率也大为提高.这样,这种测量技术在考古学和地球科学方面也就开辟了许多新的应用领域.这种测量技术还可应用到许多长寿命的放射性核的测量.由于 AMS 技术所需样品的尺寸比衰减计数法所需的小得多,所以,这种技术还具有以下的优点:

(1) 对于珍贵客体不需很多毁坏就能测定其年份;

(2) 对所测量的材料,可选性大,可以得到特定的且更为可靠的信息;

(3) 对那些存在量少,生物学寿命又短的材料,如(种子、草、禾秆等)可以逐个分析.这些材料与待定年份的事件的关系,比那些或许更为古老的木料或木炭与待定年份的事件的关系更为紧密;

(4) 可从一个地点或一个客体上取出一个以上的试样进行测量,这能提高可靠性,或者也许可以标出污染源或混在其中的其他年代的材料.

由于以上原因,现在正在建造小型轻便的用于年代测量的加速器质谱仪,这大有冲击放射性碳测定年份法的势头.

(李银安 编译自 Martin Suter. *Europhysicsnews*, June, 2000, 16)