

# 数字信号在原子芯片中的应用\*

石 涛<sup>1)2)3)</sup> 颜 辉<sup>1)2)3)</sup> 杨国卿<sup>1)2)3)</sup> 王 谨<sup>1)2)</sup> 詹明生<sup>1)2)</sup>

1) 中国科学院武汉物理与数学研究所波谱与原子分子物理国家重点实验室, 武汉 430071)

2) 中国科学院冷原子物理中心, 武汉 430071)

3) 中国科学院研究生院, 北京 100080)

(2008 年 5 月 30 日收到, 2008 年 8 月 27 日收到修改稿)

通过分析和计算不同谐波分量与原子相互作用产生不同的势场, 发现可以将其叠加在一起形成原子囚禁势, 提出了数字信号在原子芯片中的应用方案.

关键词: 原子芯片, 数字信号, 绝热势

PACC: 3280P, 4170, 0530J

## 1. 引 言

随着科技发展的日新月异, 人们综合了原子光学、物质波光学和成熟的电子微制造等技术, 将原子光学元器件集成到一块半导体芯片上, 制造出了一种新型的芯片——原子芯片(atom chip)<sup>[1, 2]</sup>. 利用原子芯片可完成冷原子的制备、探测和操纵等, 这些优点使其在量子信息处理、集成原子光学器件、精密测量等领域具有不可估量的应用前景.

1995 年 Weinstein 和 Libbrecht<sup>[3]</sup>提出了利用微导线形成三维磁囚禁势的方案, 率先提出了原子芯片的思想. 1998 年 Fortágh 等人在实验上实现了线形微导线三维磁阱<sup>[4]</sup>. 2001 年 Hänsel<sup>[5]</sup>和 Ott<sup>[6]</sup>等分别在原子芯片上成功实现了玻色-爱因斯坦凝聚(BEC). 中科院上海光机所在国内成功地实现了利用原子芯片囚禁冷原子<sup>[7, 8]</sup>.

最近几年, 射频囚禁阱在原子芯片上的实现, 极大地引起了众多研究小组的兴趣和关注<sup>[9, 10]</sup>. 此外, 为了更方便和精确地操纵原子, 一些小组在芯片上开展了多模射频囚禁阱的研究工作<sup>[11-13]</sup>, 也有研究者提出了利用射频梳形成微势阱的方案<sup>[14]</sup>. 这一系列工作极大地推动了原子芯片的研究, 为迅速发展的量子信息处理提供了很好的实验依据和备选方案<sup>[15, 16]</sup>.

本文提出了一种新颖的原子芯片——数字式原子芯片. 与现有的原子芯片微导线中加载的电流的是直流或是交流(射频信号)不同, 这种新颖的原子芯片微导线中加载的是数字信号(方波信号). 经过理论分析, 我们论证了在原子芯片上利用数字信号可以形成微型原子囚禁势. 同时, 由于数字信号具有信息处理集成化和微型化等优点, 因此这种新颖的原子芯片易于控制, 可更方便地完成冷原子的制备、探测和操纵等, 在原子光学和量子信息处理等领域有广泛的应用前景.

## 2. 数字信号的理论分析

与模拟信号不同, 数字信号的幅度取值是离散的, 而且被限制在有限个数值之内. 数字信号相比于模拟信号具有抗干扰能力强、无噪声积累等优点, 便于信息处理集成化和微型化, 在当今的技术领域得到了广泛的应用.

我们采用最简单的数字信号——方波信号为例进行分析. 根据傅里叶变换<sup>[17]</sup>, 如图 1 所示, 方波信号可以分解为各次谐波分量的叠加, 即

$$F(\omega_0 t) = \frac{4A}{\pi} \left( \sin\omega_0 t + \frac{1}{3}\sin3\omega_0 t + \frac{1}{5}\sin5\omega_0 t + \frac{1}{7}\sin7\omega_0 t + \dots \right), \quad (1)$$

\* 国家重点基础研究发展计划(批准号: 2005CB724505/1, 2006CB921203), 国家自然科学基金(批准号: 10774160)和中国科学院项目基金资助的课题.

† E-mail: mszhan@wipm.ac.cn

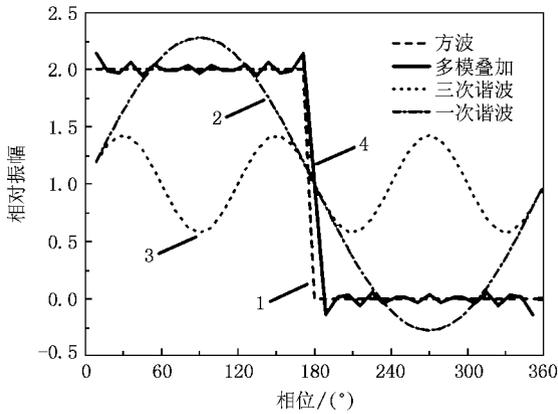


图1 方波信号可以分解为各次谐波分量的叠加(曲线1是理想的方波信号,曲线2和曲线3分别表示的方波信号经过傅里叶变换后的1次谐波和3次谐波波形,曲线4表示方波信号傅里叶变换后的前6项谐波叠加后的波形)

其中  $\omega_0$  是方波的频率,  $A$  是方波的振幅. 根据干涉理论, 不同频率的波场之间不会发生干涉, 因此可以很合理地认为原子与频率为  $\omega_0$  的方波的相互作用可以等效为原子分别与  $\omega_0, 3\omega_0, 5\omega_0, 7\omega_0, \dots$  不同频率的谐波相互作用的叠加.

### 3. 数字式原子芯片的理论分析

首先, 我们给出原子 Zeeman 子能级与线性极化射频场相互作用的理论描述: 原子在外加磁场作用下, 磁子能级将会分裂为  $m_F = F, F-1, \dots, -F+1, -F$  ( $F$  为总角动量量子数). 在特定频率的线性极化射频场的作用下, 原子的能级将会发生跃迁 ( $|F, m_F\rangle \rightarrow |F, m_F \pm 1\rangle$ ). 以  ${}^6\text{Li}$  为例进行分析, 它的两个子能级体系之间的跃迁为  $|1/2, 1/2\rangle \rightarrow |1/2, -1/2\rangle$ . 缀饰态的 Hamiltonian 可以表示为一个  $2 \times 2$  的矩阵<sup>[14]</sup>, 即

$$H = \begin{pmatrix} \mu_B g_F m_F B - \frac{1}{2} \hbar \omega & \frac{1}{2} \hbar \Omega_{\text{RF}} \\ \frac{1}{2} \hbar \Omega_{\text{RF}} & \mu_B g_F m'_F B + \frac{1}{2} \hbar \omega \end{pmatrix}, \quad (2)$$

其中  $\mu_B$  为玻尔磁子,  $g_F$  为  $2/3, m_F = 1/2, m'_F = -1/2, \omega$  是两个能级之间的共振频率,  $B$  是外加磁场,  $\Omega_{\text{RF}}$  是原子体系和射频场的耦合因子, 即 Rabi 频率<sup>[18]</sup>:

$$\Omega_{\text{RF}} = \frac{\mu_B g_F}{4\hbar} |B_{\text{rf}} \times \hat{e}_B| \sqrt{F(F+1) - m_F m'_F}, \quad (3)$$

其中  $F = 1/2, B_{\text{rf}}$  是射频场产生的磁场,  $\hat{e}_B$  是外加磁场的方向矢量. 为了简便起见, 我们考虑一维的情况. 不妨令  $B = B(z)$ , 可求得能量本征值为

$$E_{\pm} = \pm \frac{1}{2} \sqrt{[\mu_B g_F B(z) - \hbar \omega]^2 + \hbar^2 \Omega_{\text{RF}}^2}. \quad (4)$$

如图2所示, 原子体系在外加磁场和线性射频场作用后能量本征值(实线)与原来的本征值(虚线)相比产生了移动. 当  $\hbar \Omega_{\text{RF}} \ll |\mu_B g_F B(z) - \hbar \omega|$  时, 能量本征值可以化简为

$$E_{\pm} \approx \pm \frac{1}{2} [\mu_B g_F B(z) - \hbar \omega] \pm \frac{\hbar \Omega_{\text{RF}}^2}{4[\mu_B g_F B(z) - \hbar \omega]}. \quad (5)$$

很明显(5)式的第二部分是由于 Stark 效应产生的能级移动. 更为详细的分析和计算可以参考文献[9, 12, 14, 19].

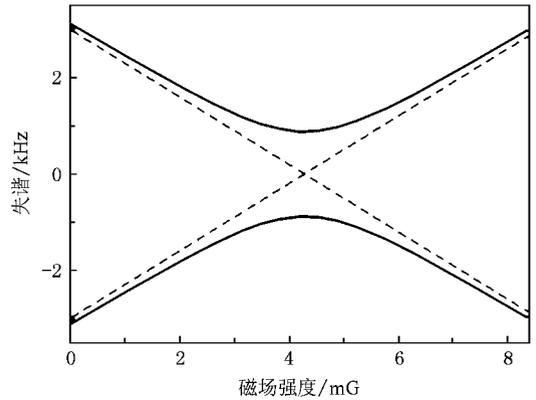


图2 实线表示在外加射频场作用后的能量本征值, 虚线是体系在没有外加射频场时的能量本征值(1 G = 10<sup>-4</sup> T)

从(1)式, 可以很明显的看出频率为  $\omega_0$  的方波经过傅里叶变换后, 高次谐波分量的振幅较小, 同时这些高次谐波分量分别与原子相互作用产生的能级移动很小可以忽略不计. 举例来说, 以文章中的参数进行计算, 一次谐波 Stark 频移和三次谐波 Stark 频移的比值分别为  $1/1000$  ( $\Delta = 100\text{Hz}$ ,  $\Delta$  为一次谐波与共振能级的失谐),  $1/10000$  ( $\Delta = 10\text{Hz}$ )... 此外, 在实际的信号发生器中, 理想的方波信号是不存在的, 实际的方波信号上升下降沿的斜率不可能是无穷大的, 信号强度从零上升到一定值总是需要一定的时间. 从这种意义上分析, 那些高次谐波的分量也是可以忽略的. 此外当选取特定频率的方波时, 大于原子 Larmor 频率 ( $\omega_{\text{Lar}} = g_F \mu_B B / \hbar$ , 一般在几十 kHz 到 MHz) 的高次谐波分量的振幅实际上也是很小的.

此外,在分析和计算不同谐波分量和原子相互作用时,是以缀饰态 Hamiltonian 描述作为前提展开的. 需要说明的是,在缀饰态分析过程中所要考虑的不同谐波分量在时域上的周期平均效应是不同于在时间轨道势<sup>[20]</sup>(TOP)中的所加射频场的时间平均效应. 在 TOP 阱描述中,外加射频场相当于在原有的囚禁势加上了一个调制项,而不同于前面所说的不同谐波分量和原子耦合形成缀饰态. 综合以上的分析,特定频率的方波信号与原子相互作用能够形成稳定的囚禁势,并且是绝热势<sup>[11]</sup>.

考虑在一维均匀磁场中(磁场强度  $B = 5 \text{ mG}$ ,  $1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ T}$ ),<sup>6</sup>Li 原子的两个磁子能级将会有  $4 \text{ kHz}$  的频移,如图 3 所示. 选取频率为  $4 \text{ kHz}$  的方波信号时,只需主要考虑频率为  $4 \text{ kHz}$  的谐波分量与原子相互作用,而其余的谐波分量如  $12 \text{ kHz}$ ,  $20 \text{ kHz}$ , ... 都作为微扰来进行处理. 基于上述的分析,可以得到总的动力学 Stark 能级移动为

$$\Delta_j = \sum_{n \neq j} \frac{\hbar^2 \Omega_{\text{RF},n}^2}{4[\mu_B g_F B - \hbar \omega_n]} \quad (6)$$

由此,可以得到绝热势为

$$V_{\text{ad},\pm} = \pm \frac{1}{2} \sqrt{\hbar^2 \delta^2 + \hbar^2 \Omega_{\text{RF}}^2} \mp \frac{1}{2} \hbar \delta, \quad (7)$$

其中  $\delta = \frac{\mu_B g_F B(z) - \hbar \omega + 2\Delta_1}{\hbar}$  表示有效的失谐量<sup>[14]</sup>.

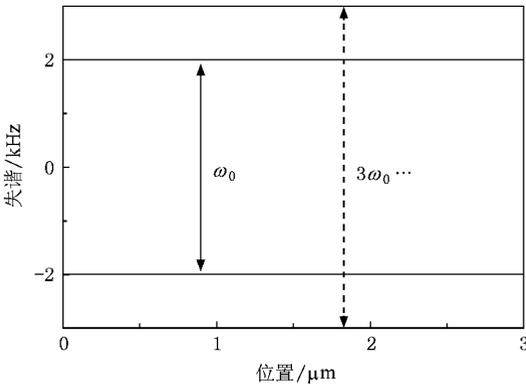


图 3 在均匀的静磁场中原子与方波的相互作用,静磁场的磁场  $B = 5 \text{ mG}$ ,方波的频率为  $4 \text{ kHz}$

由于芯片表面的尺度是微米量级,频率为  $4 \text{ kHz}$  的方波信号的波长约为  $750 \text{ m}$ ,那么原子感受到

的外界方波场的振幅几乎是不变的,因此可以利用类似与直流的方式来进行处理<sup>[21]</sup>. 文献 [21] 中提出了采用 3 根或 4 根导线的结构在芯片上可以形成的射频囚禁. 同样,我们也采取类似的方案,然而不同的是我们在芯片表面的导线中加载的是数字信号(方波信号),如图 4 所示.

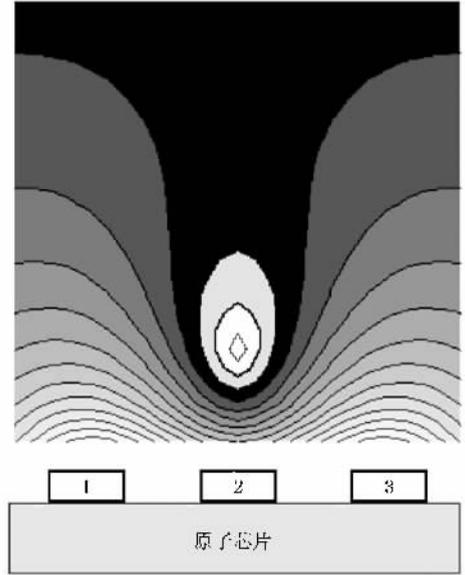


图 4 二维 3 线数字原子芯片形成的单阱,芯片上面是绝热势的等势图(3 根导线两两之间距离是  $200 \mu\text{m}$ ,方波的电流是  $2 \text{ A}$ )

### 4. 结 论

以上的分析和讨论都是以<sup>6</sup>Li 原子为例来展开的. 实际上,几乎不用做特别复杂的变化,就可以将此分析和讨论推广到  $F > 1/2$  的原子体系里,诸如, Rb 和 Cs<sup>[14,17,22]</sup>.

综上所述,我们提出并论证了在适当的均匀磁场下,利用数字信号(方波信号)可以形成用来囚禁冷原子的新型原子芯片,即数字式原子芯片. 我们相信,数字式原子芯片将成为一种操纵冷原子甚至超冷原子的有前途的方法. 更长远的看,数字式原子芯片具有体积小、集成度高等优点,能有效地对原子进行复杂且精确的操纵,将在原子光学和量子信息处理等领域有广泛的应用前景.



- [ 1 ] Fortagh J , Zimmermann C 2007 *Rev. Mod. Phys.* **79** 235
- [ 2 ] Ke M , Li X L , Wang Y Z 2005 *Progress in Physics* **25** 48 ( in Chinese ) [ 柯 敏、李晓林、王育竹 2005 物理学进展 **25** 48 ]
- [ 3 ] Weinstein J D , Libbrecht K G 1995 *Phys. Rev. A* **52** 4004
- [ 4 ] Fortagh J , Grossmann A , Zimmermann C , Hänsch T W 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 5310
- [ 5 ] Hänsel W , Hommelhoff P , Hänsch T W , Reichel J 2001 *Nature* **413** 498
- [ 6 ] Ott H , Fortagh J , Schlotterbeck G , Grossmann A , Zimmermann C 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 230401
- [ 7 ] Li X L , Ke M , Tang J Y , Zhou S Y , Zhou S Y , Wang Y Z 2005 *Chin. Phys. Lett.* **22** 2526
- [ 8 ] Li X L , Ke M , Yan B , Tang J Y , Wang Y Z 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 6367 ( in Chinese ) [ 李晓林、柯 敏、颜 波、唐九耀、王育竹 2007 物理学报 **56** 6367 ]
- [ 9 ] Hofferberth S , Lesanovsky I , Fischer B , Verdu J , Schmiedmayer J 2006 *Nature Phys.* **2** 710
- [ 10 ] Jo G B , Shin Y , Will S , Pasquini T A , Saba M , Ketterle W , Pritchard D E 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 030407
- [ 11 ] Lesanovsky I , von Klitzing W 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 083001
- [ 12 ] Lesanovsky I , Schumm T , Hofferberth S , Andersson L M , Kruger P , Schmiedmayer J 2006 *Phys. Rev. A* **73** 033619
- [ 13 ] Trebbia J B , Garrido Alzar C L , Cornelussen R , Westbrook C I , Bouchoule I 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 263201
- [ 14 ] Courteille P W , Deh B , Fortagh J , Gunther A , Kraft S , Marzok C , Slama S , Zimmermann C 2006 *J. Phys. B : At. Mol. Phys.* **39** 1055
- [ 15 ] Treutlein P , Hänsch T W , Reichel J , Negretti A , Cirone M A , Calarco T 2006 *Phys. Rev. A* **74** 022312
- [ 16 ] Charron E , Cirone M A , Negretti A , Schmiedmayer J , Calarco T 2006 *Phys. Rev. A* **74** 012308
- [ 17 ] Zheng J L , Ying Q Y , Yang W L 1999 *Signal And System* ( Beijing : High Education Press ) p97—119 ( in Chinese ) [ 郑君里、应启珩、杨为理 1999 信号与系统 ( 北京 : 高等教育出版社 ) 第 97—119 页 ]
- [ 18 ] Ketterle W , van Druten N J 1996 *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **37** 181
- [ 19 ] Li X L , Ke M , Tang J Y , Zhou S Y , Zhou S Y , Wang Y Z 2005 *Chin. Phys. Lett.* **22** 83
- [ 20 ] Petrich W , Anderson M H , Ensher J R , Cornell E A 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 3352
- [ 21 ] Li X L , Zhang H C , Yan B , Ke M , Wang Y Z 2006 *arXiv : physics/ 0607034v3*
- [ 22 ] Agosta C C , Silvera I F , Stoofet H T C , Verhaar B J 1989 *Phys. Rev. Lett.* **62** 2361

## An application of digital signals in an atom Chip<sup>\*</sup>

Shi Tao<sup>1 2 3)</sup> Yan Hui<sup>1 2 3)</sup> Yang Guo-Qing<sup>1 2 3)</sup> Wang Jin<sup>1 2)</sup> Zhan Ming-Sheng<sup>1 2)†</sup>

1  $\checkmark$  State Key Laboratory of Magnetic Resonance and Atomic and Molecular Physics , Wuhan Institute of Physics and Mathematics , Chinese Academy of Sciences , Wuhan 430071 , China )

2  $\checkmark$  Center for Cold Atom Physics , Chinese Academy of Sciences , Wuhan 430071 , China )

3  $\checkmark$  Graduate School , Chinese Academy of Sciences , Beijing 100080 , China )

( Received 30 May 2008 ; revised manuscript received 27 August 2008 )

### Abstract

Digital signals ( square wave ) are superpositions of many frequency components in frequency domain . We analyze and calculate the coupling potentials between the atom and the frequency components respectively , and demonstrate that the atomic trapping adiabatic potential can be generated by taking into account the total coupling potential . An application scheme of the digital signal in an atom chip is proposed .

**Keywords :** atom chip , digital signals , adiabatic potential

**PACC :** 3280P , 4170 , 0530J

<sup>\*</sup> Project supported by the National Basic Research Program of China ( Grant Nos. 2005CB724505/1 , 2006CB921203 ) , the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 10774160 ) , and the Foundation of Chinese Academy of Sciences .

<sup>†</sup> E-mail : mszhan@wipm.ac.cn