

一种实现冷分子囚禁的可控制静电双阱方案^{*}

许雪艳^{1,2)} 陈海波^{1,2)} 印建平²⁾

¹⁾ 巢湖学院物理系, 巢湖 238000)

²⁾ 华东师范大学物理系, 光谱学与波谱学国家重点实验室, 上海 200062)

(2008 年 6 月 15 日收到, 2008 年 7 月 11 日收到修改稿)

提出了采用双环形载荷导线和两透明电极系统实现冷分子静电囚禁的可控制静电双阱的新方案, 计算了带电圆导线和带电板所产生的静电场分布, 从几个方面分析了这个囚禁方案的优点. 提出了一种有效的冷分子装载方法, 并研究了双阱到单阱的演化过程. 研究表明, 该可控制静电双阱方案不仅方便装载与操控弱场搜寻态的极性冷分子, 而且在分子物质波的干涉、纠缠、冷碰撞, 甚至进行双阱分子 BEC 研究等分子光学领域中有着广阔的应用前景.

关键词: 极性冷分子, 静电囚禁, 可控制静电双阱, 分子光学

PACC: 3260S, 9430H, 6180L

1. 引言

根据直流 Stark 效应、Zeeman 效应和交流 Stark 效应, 利用静电场、静磁场和激光场与极性分子的电偶极矩、顺磁分子的磁偶极矩和中性分子的感应电偶极矩之间的相互作用可操纵中性分子的外部 and 内部自由度, 因此, 可以采用电场、磁场和激光场来实现中性分子的导引、囚禁、反射、聚焦成像、衍射与干涉等操控. 由于超冷分子在分子物理和分子光学、分子光谱和精密测量、量子光学和量子信息科学等领域中有着重要的应用, 对中性分子的囚禁与操控已成为目前分子光学领域中的前沿研究热点之一.

为了有效地操控冷分子, 近年来人们提出并实验研究了多种实现冷分子囚禁的方案^[1-7]. 例如, 1997 年, Meijer 小组在实验上利用存储环实现了 ND_3 分子的静电囚禁^[8,9]. 2000 年, Meijer 小组实现了 ND_3 的静电囚禁方案^[2], 该方案的实验装置由两帽状电极和一金属环电极构成, 实验测得阱中分子的囚禁体积约为 0.25 cm^3 , 阱中分子温度低于 0.35

K. 2005 年, Meijer 小组通过在上述单阱囚禁方案的装置上增加了一个金属环电极, 并不停地改变电极上的电压, 实现了 $^{15}\text{ND}_3$ 的交流静电场囚禁. 2006 年, Meijer 小组又提出在交流阱中囚禁极性分子的方案^[5]. 该方案中, 作者详细描述了强场搜寻态的 $^{15}\text{ND}_3$ 分子的静电囚禁, 囚禁体积是 20 mm^3 , 形成的阱深是 5 mK . 最近, 他们通过改变四个电极上加的电压形成了几种不同的囚禁电场^[4]. 然而, 这些方案均是由帽状电极和圆环电极构成, 由于存在着帽状电极的加工与抛光精度高, 价格贵, 以及在实验中难以探测阱中被囚禁的分子电离信号等不足, 我们提出了一种采用两个环形载荷导线和两个透明电极组合系统实现极性冷分子静电囚禁的新方案. 该方案不仅可用于实现冷分子的单阱或双阱囚禁, 而且可实现单阱到双阱间的可逆转换, 我们称之为可控制静电双阱. 我们利用有限元软件计算了静电阱(单阱和双阱)在 xoy 和 xoz 两平面的空间分布, 并给出了电场等高线分布. 此外, 我们还讨论了冷分子的有效装载问题, 可为以后进一步实验研究提供可靠的理论依据.

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 60571055, 10674047 和 10434060) 科技部重大研究计划项目(批准号: 2006CB921604), 上海市科委基础研究重点项目(批准号: 07JC14017), 教育部长江学者与创新团队基金, 上海市重点学科专项基金(批准号: B408) 和巢湖学院自然科学基金(批准号: XLY200709) 资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: jpyin@phy.ecnu.edu.cn

2. 可控静电双阱的原理性方案

我们采用两透明电极和两圆环电极实现冷分子静电囚禁的可控制双阱方案如图 1 所示. 它由两块相互平行的透明电极和两个圆环电极组成. 其中左边一块透明电极所加电压为 U_1 , 右边一块电极所加电压为 U_4 . 图 1 中, 左边圆环电极所加电压为 U_2 , 右边圆环电极所加电压为 U_3 , 两圆环的半径均为 R , 电极导线本身的半径是 r , 两平行电极间的距离是 $3L$, 两圆环电极等间隔地放置在两平行电极的中间. 为了使分子束能沿 z 轴通过我们的囚禁装置 (也就是入射分子束的传播方向), 在两平板电极中心各留一个直径为 2 mm 的小孔. 当给四个电极加上适当电压时, 在 z 轴方向会产生一个或两个电场最小值为零的势阱 (这将在本文第二部分详细讨论).

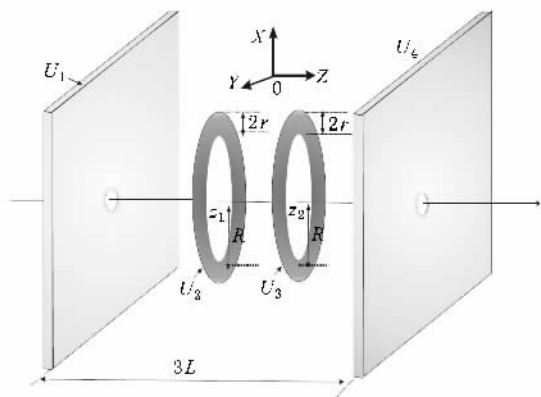


图 1 采用两透明电极和两导线环电极系统实现冷分子静电囚禁的可控静电双阱方案

众所周知, 当一个具有永久电偶极矩 μ 的极性分子在电场中运动时, 由于一级斯塔克效应, 它将感受到来自电场偶极梯度力的作用, 利用这一偶极力即可实现冷分子的静电囚禁. 考虑具有永久电偶极矩的分子与非均匀静电场 E 的相互作用, 极性冷分子经受的相互作用势为

$$W_{\text{Stark}}(r) = -\mu \cdot E(r). \quad (1)$$

从方程 (1) 可见, 如果分子的电偶极矩 μ 平行于 E , 则相互作用势是吸引的, 处于强场搜寻态的冷分子将被吸引到电场强度的最强处, 这可用于囚禁或导引处于强场搜寻态的分子. 反之, 如果分子的电偶极矩 μ 反平行于 E , 则相互作用势是排斥的, 处于弱场搜寻态的分子将被排斥到电场强度的

最弱处, 这可用于囚禁^[10]或导引处于弱场搜寻态的分子^[11-13].

如果电偶极矩 μ 和外电场 E 间的夹角为 θ , 这时可引入有效电偶极矩 $\mu_{\text{eff}} = \mu \cos \theta$. 这里 μ 是永久电偶极矩的大小, $\cos \theta$ 代表了所有角度的量子力学平均, 则方程 (1) 又可写为

$$W_{\text{Stark}}(r) = -\mu_{\text{eff}} E(r) = -\mu E(r) \cos \theta. \quad (2)$$

而静电场作用在分子上的偶极梯度力为

$$F = -\nabla W_{\text{Stark}} = -\mu_{\text{eff}} \nabla E. \quad (3)$$

从方程 (3) 可清楚看出, 当 μ_{eff} 为负时, 处于弱场搜寻态的分子将被梯度力推向到电场强度的最弱处, 而梯度力与有效电偶极矩和场强的梯度成正比.

3. 理论计算与分析

3.1. 静电阱电场等高线的计算

从图 1 可以看出, 由于我们方案中的电极放置是对称的, 所以 xoz 平面和 yoz 平面静电场的空间分布是完全相同的, 因此, 我们只需要计算 xoz 平面和 xoy 平面的电场分布就可以了. 我们采用有限元软件 (Maxwell) 来计算静电场的空间分布^[14-16]. 图 2 为 z 方向单阱时在 xoz 平面和 xoy 平面的电场分布, 计算参数为 $-U_1 = U_4 = 2.5 \text{ kV}$, $U_2 = -U_3 = 1.1 \text{ kV}$, $R = 5 \text{ mm}$, $r = 1 \text{ mm}$ 和 $L = 4 \text{ mm}$. 由图 2(a) 和 (b) 可见, 中心处静电场的绝对值为零, 而其他地方的场强值较大, 在三维空间形成一个静电阱, 处于弱场搜寻态的分子与该静电场相互作用, 将会受到一个指向电场最小值方向的偶极力作用, 该力将分子排斥到电场最小的地方, 从而实现弱场搜寻态分子的静电囚禁.

图 3 为 z 方向双阱时在 xoz 平面和 xoy 平面的电场分布, 两阱中心分别在 $z = -2 \text{ mm}$ 和 $z = 2 \text{ mm}$ 处, 中心静电场的绝对值为零, 而其他地方的场强值较大. 由于电极在 z 向是对称的, 所以 $z = -2 \text{ mm}$ 和 $z = 2 \text{ mm}$ 处的 xoy 截面分布是一样的, 因此, 我们只给出 $z = -2 \text{ mm}$ 处的 xoy 截面分布. 由图 3 可见, 当 $-U_1 = U_4 = 2.5 \text{ kV}$, $U_2 = -U_3 = 10 \text{ kV}$ 时, 在 z 方向出现了两个静电阱. 同样, 利用分子与该静电场相互作用, 可将弱场搜寻态的分子分别囚禁于这双阱中.

3.2. 静电双阱与单阱间的演化

在我们的可控静电双阱中, 各电极上所加电压

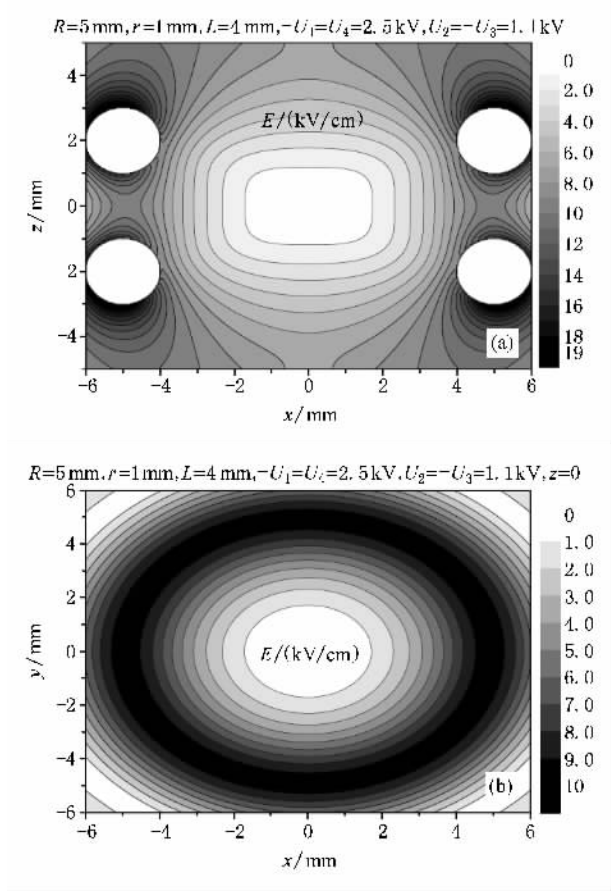


图2 当 $-U_1 = U_4 = 2.5 \text{ kV}$, $U_2 = -U_3 = 1.1 \text{ kV}$, $R = 5 \text{ mm}$, $r = 1 \text{ mm}$ 和 $L = 4 \text{ mm}$ 时 (a) 在 xoz 截面内的电场等高线分布 (b) 在 xoy 截面内的电场等高线分布

如图1所示. 在图 1 中两边透明电极加上等值异号电压. 左边圆环电极上加的是正电压, 右边圆环电极上加的是等值的负电压. 我们用 U_2 表示两圆环上电压绝对值. 我们计算了在不同电压 U_2 静电场在 z 方向上的分布, 计算结果如图 4 所示.

由图 4 可以看出, 当 U_2 为 10 kV 时, 两阱的深度几乎相等, 其有效深度可达 307 mK ; 如果降低 U_2 的值, 两阱的深度会降低, 而且中间势垒的降低比两边势垒降低得要快. 当 U_2 的值降低到 1.5 kV 时, 中间势垒已降得很低, 只有 13 mK ; 而当 U_2 的值进一步降低到 1.1 kV 时, 中间势垒值已降为零, 此时双阱完全转换为单阱, 单阱的深度可达 112 mK .

反过来, 如果我们将 U_2 从单阱时对应的电压 1.1 kV 开始增加, 即可实现单阱到双阱的演化, 而且 U_2 值增得越大, 中间势垒越高, 双阱的深度也越深. 由图 5 可以看出, 中间势垒高度随 U_2 的变化关系是线性的. 当 U_2 增加时, 中间势垒的高度随之线性

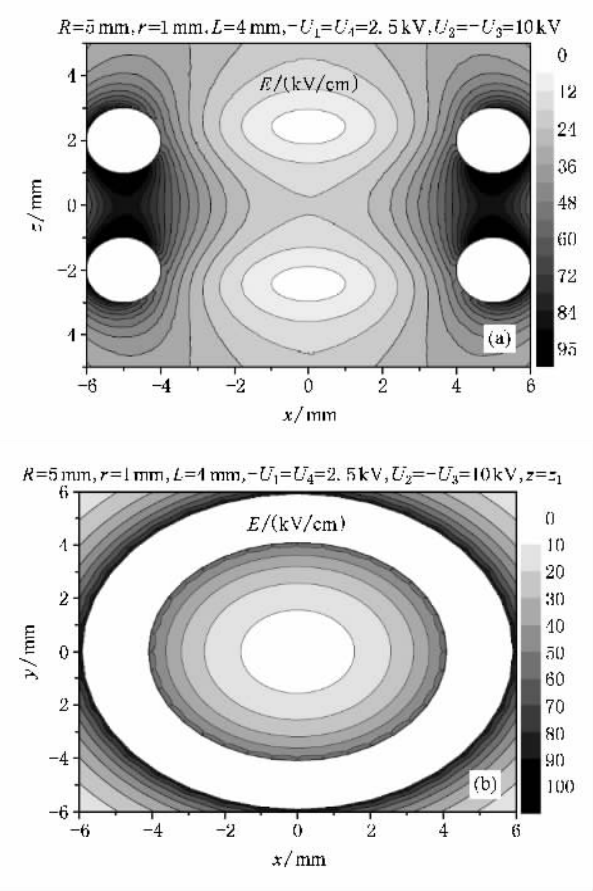


图3 当 $-U_1 = U_4 = 2.5 \text{ kV}$, $U_2 = -U_3 = 10 \text{ kV}$, $R = 5 \text{ mm}$, $r = 1 \text{ mm}$ 和 $L = 4 \text{ mm}$ 时 (a) 在 xoz 截面内的电场等高线分布 (b) 在 xoy ($z = 2 \text{ mm}$) 截面内的电场等高线分布

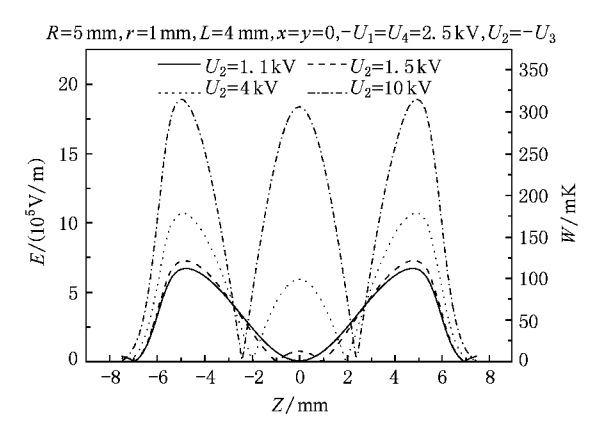


图4 当 $R = 5 \text{ mm}$, $r = 1 \text{ mm}$, $L = 4 \text{ mm}$ 和 $-U_1 = U_4 = 2.5 \text{ kV}$ 时, 静电双阱与单阱间的演化

增加. 这表明通过改变 U_2 值来实现单阱与双阱间的演化是非常方便有效的. 在其他参数不变的情况下, 当 U_2 值增加到 10 kV 时, 双阱的有效深度达到最大.

由此可见, 我们可通过迅速改变 U_2 的值, 来实

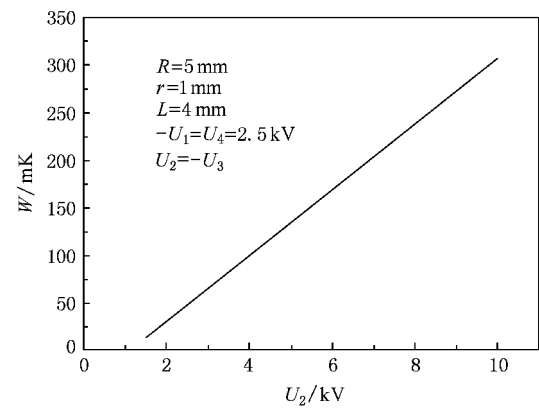


图 5 当 $R=5\text{ mm}$, $r=1\text{ mm}$, $L=4\text{ mm}$ 和 $-U_1=U_4=2.5\text{ kV}$ 时 , 中间势垒高度与电压 U_2 的关系

现单阱与双阱间的转换 , 从而构成不同的囚禁势阱 . 单阱与双阱间的迅速转换 , 不仅为我们在低温下测量作为碰撞能函数的碰撞截面提供了可能 , 还有助于我们研究冷分子物质波的干涉与纠缠、双样品冷碰撞性质及双阱分子 BEC 等 .

3.3. 极性冷分子的有效装载

为了将冷分子束中的冷分子有效地装进我们的静电阱中 , 我们研究了平板电极上电压 U_1 对电场、左边势垒高度和囚禁中心位置的影响 . 我们首先研究 z 轴方向上的静电场 $E(z)$ 或有效 Stark 囚禁势 W_{Stark} 与左边电极上的电压 U_1 间的关系 , 结果如图 6 所示 . 从图 6 可清楚地看出 , 当所加电压 U_1 从 0 V 增加到 9.5 kV 时 , CO 分子的有效囚禁势 $W_{\text{eff}}^{\text{left}}$ 约从 337 mK 迅速地降到约 20 mK .

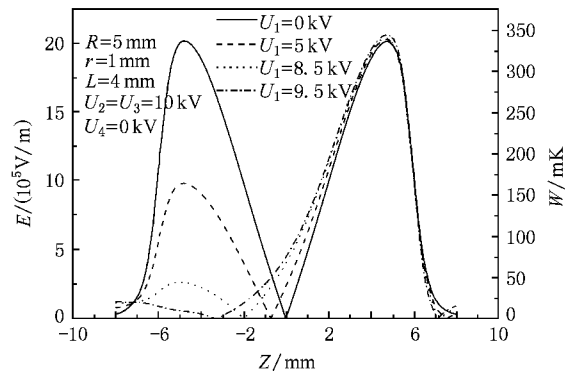


图 6 当 $R=5\text{ mm}$, $r=1\text{ mm}$, $L=4\text{ mm}$, $U_2=U_3=10\text{ kV}$, $U_4=0\text{ kV}$, $U_1=0\text{ kV}$, 5 kV , 8.5 kV 和 9.5 kV 时 , 电场沿 z 方向的分布与所加电压 U_1 间的关系

(mK))随电压 U_1 的变化是相当明显的 , $W(\text{mK})$ 随 U_1 的变化关系如图 7 所示 . 随 U_1 的增大 , $W(\text{mK})$ 是线性降低的 , 当 U_1 增大到 9.5 kV 时 , $W(\text{mK})$ 降到最低值 ($\sim 20\text{ mK}$) . 这表明通过改变 U_1 可方便地实现极性冷分子从冷分子束到静电阱的有效装载 .

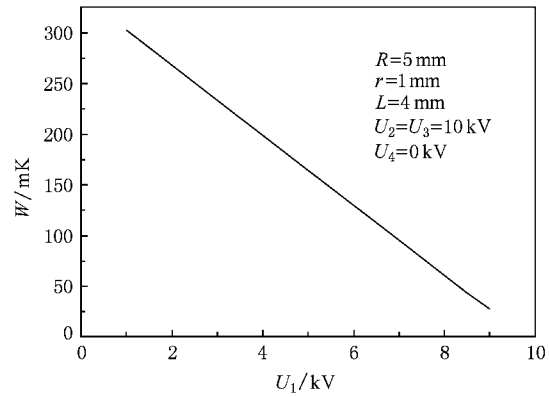


图 7 当 $R=5\text{ mm}$, $r=1\text{ mm}$, $L=4\text{ mm}$, $U_2=U_3=10\text{ kV}$, $U_4=0\text{ kV}$ 时 , 左边势垒高度随 U_1 的变化关系

由上述分析可知 , 为了有效地将冷分子装入我们的静电阱中 , 我们需要对二个平面电极施加不对称的电压使进入势阱的分子束首先减速至 0 , 然后迅速将第一个平面电极的电压 U_1 降低至 $U_4=0\text{ kV}$, 从而将冷分子关闭 (即囚禁) 在静电阱中 . 具体装载过程描述如下 : 沿分子束的入射方向 , 入口电极板加的电压为 9.5 kV , 中间两圆环上加的电压都是 10 kV , 右边电极板上加的电压是 0 kV , 这样的电压设置所产生的静电阱 , 在入口处的电场是非常小的 , 然后逐渐增大 , 约在阱中心处达到最大 , 这样的非对称势分布对 CO 分子起着 一个凹面镜的减速与反射作用 , 即当入射分子进入这样的非对称势场时 , 首先被加速至 0 , 然后被反射回去 , 但是为了将冷分子囚禁住 , 一旦同步的冷分子被减速 0 时 , 即将入口电极上的电压迅速降低至 $U_4=0\text{ kV}$, 这时的电场分布将变为中心对称的 3D 封闭的静电阱 , 从而实现冷分子的单阱装载与囚禁 . 此时 , 如果我们立即迅速转换四个电极上的电压 (如电压转换的时间相当短 , 单、双静电阱间的转换是可能的^[41]) , 形成 3.2 中所述的双阱 , 然后将 U_2 从单阱时对应的电压值缓慢增加 , 即可实现单阱到双阱的演化 , 从而将原来囚禁在单阱中的冷分子有效装载到双阱中 , 从而实现冷分子的双阱囚禁 . 双阱囚禁可用在干涉实验中研究 BECs 的相干性^[16] , 在 Na 原子的 BEC 中 , 还可使和漩涡相联系的相位奇异性形象化^[17] . 而且双阱势中

由此可见 , 有效囚禁势 (即左边势垒高度 W

弱耦合的 BECs 也已被证明可形成约瑟夫森结^[18], 并可在双阱干涉仪中做碰撞研究, 使⁸⁷Rb 的 s 波和 d 波散射振幅的测量成为可能^[19]. 在该方案中, 单阱与双阱间的转换是相当简单的. 因为迅速地转换到其他囚禁场是可能的, 这为研究冷碰撞创造了一个很好的条件. 再加之被囚禁分子的固有低速传播的特点, 单阱与双阱的迅速转换已成为研究低温碰撞的一个好的起点^[5].

从以上分析可清楚看出, 我们的囚禁方案不仅可用来有效地囚禁各种极性冷分子, 而且也可实现冷分子的有效装载与操控.

4. 该方案的特点

我们提出的这一静电囚禁新方案, 和其他的方案^[3—5, 17—21]相比, 该方案具有一些独特的优点. 首先, 该方案中的静电阱是可控制的, 即利用双阱与单阱间的转化来研究冷分子的干涉与纠缠, 还可用于研究双样品分子间的冷碰撞性质和双阱分子 BEC 等; 其次, 如采用合适的系统参数, 该囚禁方案中阱的深度可达 0.76 K, 每个阱的囚禁体积可达 0.28 mm^3 , 即具有势阱深、囚禁体积大的特点; 再次, 利用简单平面的两平板电极代替文献^[3—5, 17—21]中的帽状电极也是该方案的一个优点, 因为平板电极比较好加工和安装; 最后, 这里的平板电极可以采用透明的电极(至少右边电极是透明的), 或采用两平面的金属网(至少右边平板电极是平面金属网), 这样我们可用激光荧光的方法来方便地探测囚禁于静

电阱中的冷分子.

5. 结 论

我们提出了采用两圆环载荷导线和两透明电极构成的可控制双阱实现冷分子静电囚禁的新方案, 利用有限元计算软件分别计算了单阱和双阱情况下电场的空间分布, 并给出了电场等高线分布, 研究了双阱的囚禁中心位置($0, \rho, z_1$)和($0, \rho, z_2$)与系统参数(R, r, L 和 U_2)的依赖关系, 并给出了带电圆导线和带电板产生的静电场分布(包括 Stark 囚禁势)与系统参数间的关系. 研究表明: 该带电装置产生的静电场, 是一个或两个三维封闭、中心电场均为零的电场分布, 可用于弱场搜寻态分子的静电囚禁. 在其他条件不变的情况下, 如给中间两圆环加上合适的电压, 可分别在 z 方向形成单阱($U_2 = -U_3 = 1.1 \text{ kV}$)或双阱($U_2 = -U_3 = 10 \text{ kV}$). 如同时改变 U_2 和 U_3 的值(且保持 $U_2 = -U_3$), 我们可实现单阱与双阱间的演化.

以上研究表明: 我们的囚禁方案不仅可用于囚禁从 Stark 减速器和弯曲导引输出的温度为 10 mK—50 mK 的冷分子, 而且也可实现冷分子的有效装载. 由于我们提出的分子双阱方案不仅简单方便, 而且是可控制的, 故在冷分子物质波的干涉、纠缠、量子隧穿效应、双样品冷碰撞性质和双阱分子 BEC 等的基础研究中有着重要的应用.

- | | |
|--|---|
| <p>[1] Takekoshi T, Patterson B M, Knize R J 1998 <i>Phys. Rev. Lett.</i> 81 5105</p> <p>[2] Bethlem H L, Berden G, Crompvoets F M H, Jongma R T, van Roij A J A, Meijer G 2000 <i>Nature</i> 406 491</p> <p>[3] van Veldhoven J, Bethlem H L, Meijer G 2005 <i>Phys. Rev. Lett.</i> 94 08300</p> <p>[4] van Veldhoven J, Bethlem H L, Schnell M, Meijer G 2006 <i>Phys. Rev. A</i> 73 063408</p> <p>[5] Bethlem H L, van Veldhoven J, Schnell M, Meijer G 2006 <i>Phys. Rev. A</i> 74 063403</p> <p>[6] Crompvoets F M H, Bethlem H L, Küpper J, van Roij A J A, Meijer G 2004 <i>Phys. Rev. A</i> 69 063406</p> <p>[7] Sawyer B C, Lev B L, Hudson E R, Stuhl B K, Lara M, Bohn J L, Ye J 2007 <i>Phys. Rev. Lett.</i> 98 253002</p> <p>[8] Katz D P 1997 <i>J. Chem. Phys.</i> 107 8491</p> | <p>[9] Crompvoets F M H, Bethlem H L, Jongma R T, Meijer G 2001 <i>Nature</i> 411 174</p> <p>[10] Xu X Y, Ma H, Yin J P 2007 <i>Chin. Phys.</i> 16 3467</p> <p>[11] Xia Y, Deng L Z, Yin J P 2005 <i>Appl. Phys. B</i> 81 459</p> <p>[12] Deng L Z, Xia Y, Yin J P 2005 <i>Chin. Phys. Lett.</i> 22 1887</p> <p>[13] Bethlem H L, Crompvoets F M H, Jongma R T, van de Meerakker S Y T, Meijer G 2002 <i>Phys. Rev. A</i> 65 053416</p> <p>[14] Guo S H 1984 <i>Electrodynamics</i> (Higher Education Press) (in Chinese)[郭硕鸿 1984 电动力学(高等教育出版社)]</p> <p>[15] Quark studio 2003 <i>Finite element analysis of teaching model Femlab and Mathematica</i> (Tsinghua University Press) (in Chinese)[夸克工作室 2003 有限元分析教学范本 Femlab 与 Mathematica(清华大学出版社)]</p> <p>[16] Liu G Q, Zhao L Z, Jiang J Y 2005 <i>Ansoft Finite element analysis of electromagnetic fields</i> (Electronics Industry Press) (in Chinese)[刘</p> |
|--|---|

- 国强、赵凌志、蒋继娅 2005 Ansoft 工程电磁场有限元分析 (电子工业出版社)]
- [17] Bethlem H L , Berdem G , Crompvoets F M H , Jongma R T , van Roij A J A , Meijer G 2000 *Nature* **406** 491
- [18] van de Meerakker S Y T , Smeets P H M , Vanhaecke N , Jongma R T , Meijer G 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 023004
- [19] Rieger T , Junglen T , Rangwala S A , Pinkse P W H , Meijer G 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 173002-1
- [20] Bethlem H L , Crompvoets F M H , Jongma R T , van de Meerakker S Y T , Meijer G 2002 *Phys. Rev. A* **65** 053416
- [21] Paul W 1990 *Rev. Mod. Phys.* **62** 531

A controllable electrostatic double-well trap for cold polar molecules^{*}

Xu Xue-Yan¹✉ Chen Hai-Bo¹✉ Yin Jian-Ping²✉

¹✉ *Department of Physics , Chaohu College , Chaohu 238000 , China*

²✉ *Key Laboratory for Optical and Magnetic Resonance Spectroscopy of the State , Department of Physics , East China Normal University , Shanghai 200062 , China*

(Received 15 June 2008 ; revised manuscript received 11 July 2008)

Abstract

We propose a novel controllable electrostatic double-well trap scheme by using two charged ring wires and two parallel transparent electrodes. The spatial distributions of the electrostatic field from the above charged wires and the charged plates are calculated. We also analyze the advantages of the proposed scheme , and discuss the loading process of cold molecules from a cold molecular beam into our trap. Our study shows that our controllable double-well trap is not only convenient to trap , manipulate and control cold polar molecules in the weak-field-seeking states , but also has the potential applications in molecule optics field , such as molecular interference , molecular entanglement , and molecular collisions , even to study the molecular BEC in the double-well trap , and so on.

Keywords : Cold polar molecules , electrostatic trap , controllable electrostatic double-well trap , molecule optics

PACC : 3260S , 9430H , 6180L

* Supported by by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10374029 , 10434060 and 10674047) , the National Key Basic Research and Development Program of China (Grant No. 2006CB921604) , the Basic Key Program of Shanghai Municipality (Grant No. 07JC14017) , the Program for Changjiang Scholar and Innovative Research Team , the Shanghai Leading Academic Discipline Project (Grant No. B408) and the Natural Science Foundation of Chaohu College (Grant No. XLY 200709).

✉ Corresponding author , E-mail : jpyin@phy.ecnu.edu.cn