

# 对被囚禁原子质心运动基态波包的有效分束\*

章梅<sup>1 †</sup> 张芑<sup>2</sup> 尤力<sup>1 2</sup>

(1 清华大学高等研究中心 北京 100084)

(2 佐治亚理工学院物理系 亚特兰大 GA30332 美国)

**摘要** 文章简要地介绍了原子干涉现象及原子光学的发展历史和现状. 在对各种不同的原子干涉仪工作原理进行简单总结之后, 文章描述了包括文章作者在内的研究小组一项最新的理论工作. 这个工作提出了一个对被囚禁原子质心运动基态波包进行有效分束的物理方案.

**关键词** 原子干涉仪, 原子光学, 量子双势阱

## Effective splitting of a trapped atomic wave packet in the motional ground state

ZHANG Mei<sup>1 †</sup> ZHANG Peng<sup>2</sup> YOU Li<sup>1 2</sup>

(1 Center for Advanced Study, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

(2 School of Physics, Georgia Institute of Technology, Atlanta, GA 30332, USA)

**Abstract** We briefly review the history and current progress in atom interferometry and atom optics. A descriptive summary of various types of interferometers is followed by a simple account of a new type of beamsplitter for trapped atoms, based on the theoretical idea recently published in Physical Review Letters by a group including ourselves. We show that a trapped atomic wave packet in the motional ground state can be coherently split into two paths effectively with two independent translating traps.

**Keywords** atom interferometry, atom optics, quantum double well potential

## 1 引言

1924年, de Broglie 提出了物质具有波粒二象性的革命性的观念, 使人类在通向量子力学的道路上迈出了关键的一步. 在此之前, 人们对光场的波动性质已经有了深刻的认识, 并研制出了一大批基于光的干涉、衍射等性质的光学器件, 如偏振仪、光学分束器、干涉仪等等, 在科学研究和生产生活中都发挥了重要的作用. 1927年, 美国科学家 Davisson 和 Germer 以及英国科学家 Thompson 在实验上验证了电子的波动性, 从而使 de Broglie 的猜想得以证实. 1930年, Estermann 和 Stern 观察到了射向晶体表面的原子在被散射后出现衍射花纹, 从而在实验

上证实了原子在特定的条件下也可以表现出波动性质. 之后, 各种物质波的干涉现象陆续在实验中被观测到. 而一些基于物质波动性的器件, 如电子显微镜等也相继被研制出来并获得了广泛的应用.

20世纪70年代以来, 以原子波动现象为核心的原子光学引起了物理学家的广泛关注. 众所周知, 基于光学波动性质的干涉现象为人们提供了了解光束的频率和位相信息的有效渠道. 与此类似, 原子干涉现象也可以反映原子的各种内禀特征, 诸如质量、磁矩、吸收频率、极化率以及碰撞参数等等. 即使同

\* 国家自然科学基金(批准号:10404015)资助项目  
2006-10-28 收到

† 通讯联系人. Email: meizhang@mail.tsinghua.edu.cn

种原子在不同条件下也会表现出不同的内部结构,这就使得原子干涉现象尤为丰富.而且,干涉仪的灵敏度通常正比于工作物质的静止能量(对光子来说是  $h\omega$ ,对原子来说是  $mc^2$ ).这就造成在同等条件下原子干涉仪在灵敏度方面相对于光学干涉仪具有极大的优势,因为通常  $mc^2 \gg h\omega$ .特别值得一提的是,原子与重力场的相互作用为原子光学的实际应用提供了很好的前景.基于原子干涉现象的陀螺仪在测量地球引力场以及转动惯性效应上表现出超强的灵敏度,因而在航天、航海、地质勘探以及全球定位系统的开发中都有着重大的潜在价值<sup>[1]</sup>.

## 2 形形色色的原子干涉仪

人们通常熟悉的干涉仪,主要有 Fabry - Perot 干涉仪, Michelson - Morley 干涉仪以及 Mach - Zehnder 干涉仪等等.由于原子具有丰富的自由度,常见的原子干涉现象可以分为基于原子的质心自由度的干涉和基于原子的内部能级的干涉.前者是将原子的空间波函数分成两束或者多束,然后使之重新汇聚,实现原子在空间位置上的干涉.这是光学干涉现象在原子上的直接推广.后者指的是原子不同内部状态所对应的量子几率幅的干涉.这一类干涉在直观上与我们所熟悉的光学干涉现象有所差别,却是原子干涉现象的重要组成部分.其中比较著名的例子就是 Ramsey 干涉.事实上,我们耳熟能详的高精度原子钟和以其为基础的 GPS 系统,正是基于这一类原子干涉现象实现的<sup>[2]</sup>.

在本文中,我们主要涉及原子质心自由度的干涉.这种原子干涉现象大体也可以分成两类:一是自由原子的干涉;二是受限原子的干涉.在自由原子的干涉现象中,原子在自由空间中飞行,经由原子光栅分束后形成干涉现象.这与我们熟悉的光学双缝和多缝干涉非常相似.在这类原子干涉实验中,核心的部件是实现原子波分束的原子光栅.通常的原子光栅有两种:一种是利用微加工技术制作的固体光栅<sup>[3]</sup>.这种光栅与光学光栅类似,就是在固体材料上刻蚀一些周期性的能容纳原子通过的缝隙;另一种原子光栅实际上就是用与原子近共振的激光形成的驻波光场<sup>[4]</sup>,当原子垂直通过驻波场时,以原子为媒质的多光子散射过程会对原子的质心运动产生相应的动量反冲,其中基于双光子的 Bragg 散射过程使入射原子分成向不同方向运动的几束.

自由原子波包在传播过程中会不可避免地扩

散,从而妨碍人们对干涉过程的控制和测量.由于这个原因,近年来,人们开始对基于被囚禁原子的质心波包的原子光学问题进行深入研究.而基于冷原子的原子导引技术和原子芯片技术<sup>[5]</sup>的发展为这方面的研究提供了充分的基础.基于囚禁原子的干涉仪的另一个好处是,它可以极大地增加两束相干的路径所包围的面积,从而大大提高干涉仪的灵敏度.

2001 年,德国的马普量子光学研究所 Hansch 教授(2005 年诺贝尔物理学奖得主)领导的研究小组在一个集成的原子芯片上实现了<sup>87</sup>Rb 冷原子的磁囚禁和导引<sup>[6]</sup>,成功地观察到了原子的相干分束和干涉.在囚禁原子干涉仪中,或者原子在空间的两个维度的运动被束缚住,而在另一个方向上被分束,从而产生干涉;或者原子在三个方向上的运动都被束缚住,通过令某一个方向的束缚势随时间变化,实现原子的分束.这一类原子干涉仪跟利用激光束、分束器以及反射镜等光学器件完成的光学干涉实验,特别是 Mach - Zehnder 干涉实验十分相似.

受限原子的干涉离不开原子约束和导引技术.这类技术通常基于以下几个原理:一是磁约束<sup>[7,8]</sup>.由于原子内部的磁矩会和磁场发生相互作用(这跟一个小磁针与磁场的相互作用相同),在特定的条件下,磁场中原子感受到的外势将正比于磁场强度.这样一来,我们可以利用通电的导线产生磁场,并利用这些导线的形状和空间分布,控制磁场强度随空间的变化,从而有效地约束和导引原子.现在大多数原子约束和原子芯片都是基于这种技术;二是利用原子和大失谐光场的耦合,即所谓的交流 Stark 效应,把原子约束在聚焦光场中<sup>[9,10]</sup>;三是利用静电场的 Stark 效应来约束原子<sup>[11]</sup>.顺便说一句,这三种技术中的前两种,也被广泛地应用在玻色 - 爱因斯坦凝聚实验中.

## 3 被囚禁原子质心运动基态波包的可控分束

在受限原子干涉实验中,如果原子在三个方向上的运动都被束缚住的话,原子的分束就要靠调节束缚势阱随时间的变化来完成.在这方面,曾经提出过的方案是<sup>[12,13]</sup>,将束缚原子的势场由单阱绝热地转化为双阱[图 1(a)],这样一来,原来单阱中处于基态的原子波包就会被分成两部分,分处左右两个阱.但是,在这个方案中,当单阱绝热地变成双阱的

时候,原子的波函数仍然处于基态,而由于体系是左右对称的,因而这个基态是左阱基态波函数和右阱波函数的等几率叠加.因此,这个方案相当于一个50%—50%的原子分束器.它的缺点在于,只要在分束的过程中保持左右对称,分束器的“透射率”和“反射率”(即原子处在不同阱中的几率)就不能很容易地被控制.除此之外,为了利用这个装置完成类似于 Mach-Zehnder 的干涉实验,我们必须将双阱重新合并成单阱,而合并后的原子往往会处在单阱的基态和激发态的相干叠加.这样一来,由势阱的激发态引起的时间相位很难精确控制.

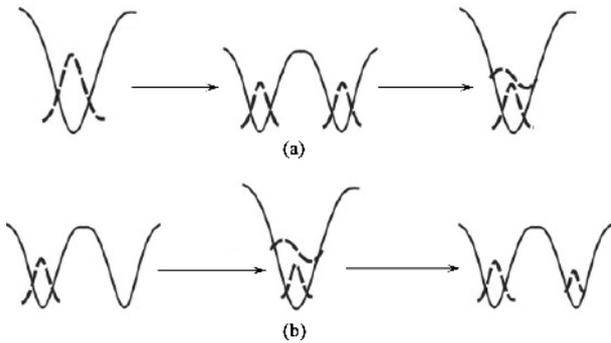


图1 受限原子波包分束的两种方案

2006年第97卷第070403面的 Phys. Rev. Lett. 发表了我们的一篇研究论文<sup>[14]</sup>,该论文给出了一个切实可行的办法,将单原子波包相干地分成两束,为解决上述两个问题提供了一条有益的思路.

我们考虑相距很远的左右两个完全相同的势阱.假设原子最初处在左阱的基态,而右阱中没有原子.如果我们让右阱缓慢匀速地靠近并通过左阱,当两阱再次分开足够远[图1(b)]时,最初囚禁于左阱的原子就会被调节到左右两阱基态的相干叠加态上面.而与左右两阱基态相应的几率则取决于阱的束缚强度和移动的速度.

该方案可以用一个简单的一维含时量子力学问题来描述.在初始时刻,由于两阱相距很远,阱之间的量子隧穿效应很小,可以忽略,原子波包局限在左边的势阱中.实验上也很容易地将原子制备在该单阱的能量最低的基态 $\psi_L$ 上.由于远处完全相同的空阱的存在,在与两阱阱底连线的中点相应的参照系(“双阱”质心参照系),该系统具有左右对称性.不难发现,当两个阱相距很远时,原子基态是二重简并的,相应的基态波函数 $\psi^{(\ominus)}$ 和 $\psi^{(\oplus)}$ 分别具有偶宇称和奇宇称.容易证明,前面提到的左阱的基态 $\psi_L$ 正是 $\psi^{(\ominus)}$ 和 $\psi^{(\oplus)}$ 的等几率相干叠加,并且相对位相为

零.在随后的演化过程中,由于右阱的运动速度 $v$ 保持不变,在双阱的“质心参照系”中,体系的宇称始终守恒.而系统的本征能谱是偶奇相间的,基态拥有偶宇称,第一激发态(在双阱间距 $d$ 很大时,能量和基态一样)拥有奇宇称.当阱的运动速度 $v$ 不是太大时,根据量子绝热定理,制备在 $\psi_L$ 上的原子将始终保持在体系瞬时的基态和第一激发态的等几率相干叠加(即沿着图2中最低的两个能级演化),而这两个状态的几率幅在演化中将各自积累不同的动力学位相(几何位相为零).当两个阱重新分开时,原子最终的状态将仍然是 $\psi^{(\ominus)}$ 和 $\psi^{(\oplus)}$ 的等几率相干叠加,但是,此时这两个状态已经拥有了不同的动力学位相,而位相差 $2\theta_c$ 则正比于图2中 $I, B, F$ 和 $A$ 围的面积,比例系数则是 $1/\hbar v$ .这样一来,原子的末态将是两阱的局域态 $\psi_L$ 和 $\psi_R$ 的相干叠加,而相应的几率分别正比于 $\theta_c$ 的余弦和正弦的平方.由于 $I, B, F$ 和 $A$ 围的面积是一个只依赖阱参数的常数,当选择适当的速度 $v$ ,我们可以随意控制原子最终处于左右两个阱的几率.

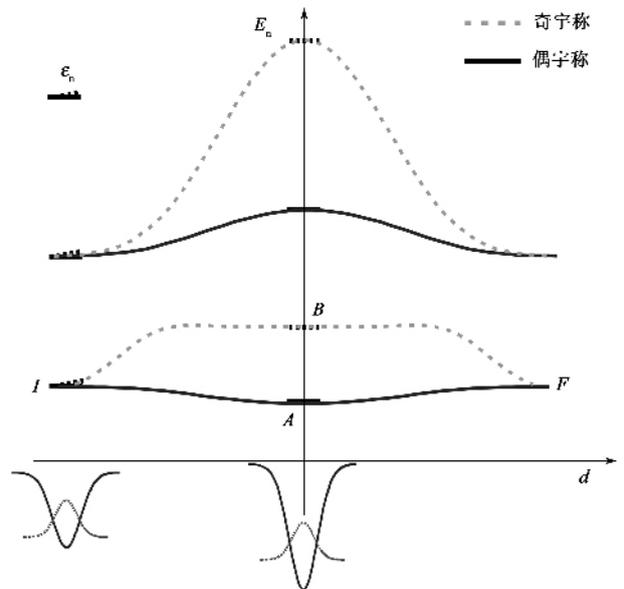


图2 双阱质心参照系中的绝热能谱( $\epsilon_n$ 为系统的能级分布, $E_n$ 为单个势阱的能级分布)

我们发表的文章详细地比较了我们的模型与已有方案的不同之处,强调了我们的优点.我们还通过数值模拟给出了实验上实现原子分波的可能参数范围,并分析了绝热近似假设在本方案中的影响,讨论了由于阱的非惯性运动可能对系统造成的修正.

我们发表的文章研究的是单原子波包的分束,如果研究的对象换成是多个冷原子,那么由于原子之间的相互作用将使这个分束过程变得更加有趣,

这方面的研究工作正在积极进行中。

### 参 考 文 献

- [ 1 ] Berman P R. Atom interferometry. New York : Academic , 1997
- [ 2 ] Ramsey N F. Rev. Mod. Phys. , 1990 , 62 : 541
- [ 3 ] Keith D *et al.* Phys. Rev. Lett. , 1988 , 61 : 1580
- [ 4 ] Gould P L *et al.* Phys. Rev. Lett. , 1986 , 56 : 827 ; Borde C J. Phys. Lett. A , 1989 , 140 : 10 ; Kasevich M , Chu S. Phys. Rev. Lett. , 1991 , 67 : 181 ; Sterr U *et al.* Appl. Phys. B , 1992 , 54 : 341
- [ 5 ] Folman R *et al.* Advances in Atomic , Molecular , and Optical Physics , 2002 , 48 : 263
- [ 6 ] Hansel W *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2001 , 86 : 608
- [ 7 ] Schmiedmayer J. Phys. Rev. A , 1995 , 52 : R13 ; Burke J P Jr , Greene C H , Esry B D. Phys. Rev. A , 1996 , 54 : 3225
- [ 8 ] Hinds E A , Vale C J , Boshier M G. Phys. Rev. Lett. , 2001 , 86 : 1462
- [ 9 ] Kuppens S *et al.* Phys. Rev. A , 1998 , 58 : 3068
- [ 10 ] Houde O *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2000 , 85 : 5543 ; Gaaloul N *et al.* quant - ph/0601137
- [ 11 ] Kruger P *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2003 , 91 : 233201
- [ 12 ] Hansel W *et al.* Phys. Rev. A , 2001 , 64 : 063607
- [ 13 ] Andersson E *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2002 , 88 : 100401
- [ 14 ] Zhang M , Zhang P , Chapman M S *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2006 , 97 : 070403

### · 物理新闻和动态 ·

## 在黑暗中“ 死去 ”的恒星

在近期的 Nature 杂志中有 4 篇论文提出 ,某些大质量的恒星在塌缩成黑洞之前仅发射  $\gamma$  射线 ,而不发射其他物质。天体物理学家们认为 ,比太阳重 8 倍以上的恒星在塌缩成黑洞之前 ,在壮观的超新星爆炸中“ 死亡 ”。

在超新星阶段 ,几倍于太阳质量的物质被发射到星际空间 ,产生奇妙的光亮与色彩。在这过程中还发射出持续两秒钟或更长一些时间的强  $\gamma$  射线脉冲。当天文学家探测到这样的  $\gamma$  射线爆时 ,一些空间的和地面上的望远镜立刻对这种来自超新星的光线进行观察。但是今年早些时候探测到的两次  $\gamma$  射线爆并没有出现光亮。参加这项研究的天文学家认为 ,对这一现象最可能的解释是 ,通常超新星发射的物质被吸进正在死亡的恒星所形成的黑洞中了。

这两次  $\gamma$  射线爆是在不到一个月內观察到的。这使一些天文学家得出结论认为 ,这可能是恒星“ 死亡 ”的一种新的机制 ,比我们所预计的更加普遍。

所观察到的没有对应的超新星的  $\gamma$  射线爆与超新星爆炸相比 ,总是持续时间短得多 ,而能量高得多。这曾经使天文学家将  $\gamma$  射线爆分类成“ 长的 ”超新星爆炸(其持续期超过 2 秒)和“ 短 ”的爆炸。后者被认为是由于 2 个黑洞或中子星合并的结果。这种分类看来被这 2 个新的  $\gamma$  射线爆所否定 ,它们的持续时间分别为 102 秒和 4 秒。

( 树华 编译自 Physics Web News 21 December 2006 )

## 量子鼻子

大多数科学家认为 ,分子的形状决定了它的气味 ,我们使用鼻子中的感受器黏着具有特定形状分子而嗅到气味。但是这种理论不能解释为什么形状非常不同的分子可以具有相同的气味 ,或不同质量的相似形状分子具有非常不同的气味。

一些科学家试图将这一矛盾解释为每种分子具有一套特定的振动 ,这些振动也可以被我们鼻子中的感受器所探测。然而这种理论没有给出能够将振动转变为可传送到大脑的信号机制。

近来 ,加州大学的研究者计算出 ,电子隧穿可以将分子形状与气味连接起来。他们的工作是基于 Luca Turin 1996 年提出的理论。Turin 提出 ,感受器的作用像一个电子开关 ,当粘着一种具有特定振动性质的分子时 ,允许电流通过。他还提出 ,这种开关的机制是电子隧穿 ,这是一种纯粹的量子效应 ,已知这种效应受振动的影响。

加州大学的 Stoneham 和他的同事们将 Turin 的思想进一步发展 ,计算了电子在假想的感受器中的运动速度。计算表明 ,当具有恰当的振动频率的分子黏着到感受器时 ,电流将显著增加。

Stoneham 等正在分析感受器对不同分子响应的实验数据 ,并希望他们的计算会鼓励其他物理学家设计进一步的实验来检验他们的理论。有关论文发表在即将出版的 Phys. Rev. Lett. 上。

( 树华 编译自 Physics Web News 22 December 2006 )