

原子光学讲座

第一讲 几何与波动原子光学及其器件\*

印 建 平<sup>†</sup>

(华东师范大学物理系 光谱学与波谱学教育部重点实验室 上海 200062)

**摘 要** 文章首先简单介绍了冷原子操纵与控制的基本原理. 然后, 重点介绍了几何与波动原子光学及其器件的研究内容、潜在应用和最新进展, 其中包括: 原子束的反射和原子反射镜, 原子束偏转(折射)、聚焦成像和原子透镜, 原子衍射和原子光栅, 原子干涉和原子干涉仪, 原子全息学及其技术等.

**关键词** 几何原子光学, 波动原子光学, 原子束反射与偏转(折射), 原子反射镜, 原子透镜, 原子衍射与干涉, 原子光栅, 原子干涉仪, 原子全息学

Atom optics( I ):geometric and wave atom optics and their devices

YIN Jian-Ping<sup>†</sup>

(Key Laboratory of Optical and Magnetic Resonance Spectroscopy, Department of Physics,  
East China Normal University, Shanghai 200062, China)

**Abstract** Atom optics has seen fast development and vast achievements, and has wide application prospects. The basic principles of the manipulation and control of cold atoms using magnetic and laser fields are briefly introduced, followed by a detailed review of recent progress of geometric and wave atom optics as well as potential applications and the development of atom optics devices. Topics include the reflection of atom beams and mirrors, the deflection (refraction) and focusing of atom beams and lenses, the diffraction of atom matter waves and gratings, atom interferometers, and atomic holography.

**Keywords** geometric atom optics, wave atom optics, reflection and deflection (refraction) of atomic beam, atom mirror, atom lens, diffraction and interference of atom matter wave, atom grating, atom interferometer, atomic holography

1 引言

自从 1975 年 Hansch 等人提出激光冷却原子的物理思想以来<sup>[1]</sup>, 激光冷却与囚禁中性原子的实验研究取得了一系列重大进展和丰硕成果, 使得激光科学、量子光学和冷原子物理学等发生了历史性变革, 开创了一个全新的研究领域. 特别是 20 世纪 90 年代以来, 中性原子的激光冷却、囚禁与操控理论, 实验及其技术得到了飞速发展, 并相继诞生了以原子导引、原子漏斗、原子反射镜和原子透镜等为标志的几何原子光学; 以原子衍射、原子干涉和原子全息术等为标志的波动原子光学; 以微结构中的原子微

波导、微磁阱、微阱玻色-爱因斯坦凝聚(BEC)、甚至微阱 BEC 列阵等为标志的微结构集成原子光学; 以原子气体中的 BEC、原子激光、原子自旋压缩态、原子纠缠态和以 BEC 为研究对象的量子原子光学; 以及以光速减慢、原子物质波中的四波混频、原子孤子和 BEC 中的超流、vortex 等为代表的非线性原子光学, 从而形成了一门全新的类似于光子光学的“原子光学”学科<sup>[2-5]</sup>.

\* 国家自然科学基金(批准号:10174050, 10374029, 10434060), 江苏省教育厅新世纪学术带头人培养基金和上海市重点学科以及教育部 211 专项基金项目资助

2004-09-09 收到初稿 2005-02-05 修回

<sup>†</sup> Email: jpyin@phy.ecnu.edu.cn

虽然第一个有关原子束在金属和晶格表面上反射与衍射的原子光学实验始于1929年<sup>[6]</sup>,但是原子光学的真正发展仅有20余年的历史,而且迄今原子光学仍然是一个充满活力,充满生机并且魅力无穷的新兴学科,并孕育着广阔的应用前景.为了让广大物理科技工作者对原子光学有一个较为全面深入的认识,我们将分三个专题详细介绍有关几何与波动原子光学、量子原子光学和非线性原子光学的研究内容、最新进展及其潜在应用.有关集成原子光学及原子芯片的介绍可参阅文献[7].本讲主要介绍几何与波动原子光学及其器件的基本概念、研究内容和原子光学器件的工作原理及其最新进展等.

## 2 冷原子操控的基本原理

中性原子的导引、囚禁、反射、偏转(折射)、聚焦成像以及衍射、分束和干涉等可统称为对原子的操纵与控制(简称原子操控).我们知道,冷原子的操控主要依赖于光场(电场或磁场)与原子感应电偶极矩(或磁偶极矩)的相互作用.因此,冷原子的操控主要可分为电、磁、光操控三种方案,相应的冷原子操控原理可简述如下:

### 2.1 中性原子的激光操控原理

众所周知,在没有外场作用时,中性原子是电中性的,并且内部电子分布是球对称的,因而中性原子没有永久电偶极矩.但是,当一个二能级原子在非均匀激光场中运动时,原子将被感应出一个电偶极矩(称为交流 Stark 效应),并且因受到激光场的偶极相互作用而改变原子的运动状态.因此,中性原子激光操控的基本原理是:由于交流 Stark 效应,当一个二能级原子在非均匀激光场中运动时,将受到激光感应的电偶极力作用,其相互作用势由下式给出:

$$U(\mathbf{r}) = \frac{\hbar\delta}{2} \ln \left[ 1 + \frac{I(\mathbf{r})/I_s}{1 + 4(\delta/\Gamma)^2} \right], \quad (1)$$

式中  $\delta = \omega_l - \omega_a - kv_z$  是激光频率  $\omega_l$  相对于原子共振频率  $\omega_a$  的失谐量,包括多普勒频移  $kv_z$ ,  $k$  是激光的波矢,  $I(\mathbf{r})$  是激光束的强度分布,  $I_s$  和  $\Gamma$  分别是原子的饱和光强和自然线宽.当失谐量  $\delta < 0$  (即光场为红失谐)时,相互作用势为吸引势,原子被吸引到光强最强处,而当  $\delta > 0$  (即光场为蓝失谐)时,相互作用势为排斥势,原子被推向光强最弱处.因此,利用红失谐(或蓝失谐)激光场与中性原子间的偶极相互作用,即可实现冷原子的激光操纵与控制.

### 2.2 中性原子的静磁操控原理

虽然一个中性原子没有永久电偶极矩,但是因原子内部电子的自旋运动,原子将具有永久磁偶极矩.于是,当原子在外磁场中运动时,原子的内能级将发生 Zeeman 分裂,其能级分裂的间距正比于磁场强度的大小.这一原子能级的分裂现象称为 Zeeman 效应.因此,当一个具有总的自旋为  $S$  和磁偶极矩为  $\mu = g_F \mu_B S$  的中性冷原子在非均匀磁场  $\mathbf{B}$  中运动,并且冷原子的运动满足绝热近似条件时,由于 Zeeman 效应,它将感受到如下的磁偶极相互作用势:

$$U(\mathbf{r}) = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}) = -g_F \mu_B m_F B(\mathbf{r}), \quad (2)$$

式中  $m_F$  为原子的磁量子数,  $g_F$  为朗德因子,  $\mu_B$  为玻尔磁子.如果  $\boldsymbol{\mu}$  平行于  $\mathbf{B}$ , 则相互作用势是吸引势,处于强场搜寻态(strong-field-seeking state)的原子将被吸引到磁场强度的最大处;反之,如果  $\boldsymbol{\mu}$  反平行于  $\mathbf{B}$ , 则相互作用势是排斥势,处于弱场搜寻态(weak-field-seeking state)的原子将被排斥到磁场强度最弱的地方.因此,当冷原子的运动满足绝热近似条件时,采用静磁场与原子的磁偶极相互作用,即可实现冷原子的静磁操纵与控制.

### 2.3 中性原子的静电操控原理

当一个没有永久电偶极矩的中性原子在非均匀强静电场  $E(\mathbf{r})$  中运动时,由于二级 Stark 效应,它将感受到如下的感应电偶极相互作用势:

$$U(\mathbf{r}) = -\frac{1}{2} \alpha E(\mathbf{r})^2, \quad (3)$$

式中  $\alpha$  为原子在静电场  $E(\mathbf{r})$  中的极化率.因此,利用强的静电场也可实现冷原子的静电操纵与控制.

## 3 原子束的反射和原子反射镜

我们知道,当光束入射到两种介质的表面时,会发生反射和折射现象.类似地,当冷原子束入射到特殊的磁、光表面时,也会产生反射与折射现象.根据中性原子的磁、光操控原理,当原子被激光冷却后,静磁场和蓝失谐激光场对原子的偶极相互作用将变得重要起来,原子的运动轨迹可以通过磁场或激光场来改变,所以可利用类似于光子光学中的反射镜和透镜等几何光学器件来控制原子的运动.原子反射镜是一种非常重要的原子光学器件,它不仅可以控制原子的运动轨迹,还可用于构成原子光学腔<sup>[8]</sup>和原子干涉仪等原子光学器件,或用于冷原子的重

力光学表面囚禁和原子全息学等原子光学实验等。

原子反射镜主要分为两大类:光学原子反射镜和静磁原子反射镜。前者主要有采用蓝失谐消逝波光场的原子反射镜<sup>[9-12]</sup>和采用蓝失谐半束高斯光束(或半椭圆高斯光束)的原子反射镜<sup>[13]</sup>二种方案;后者主要包括周期性磁化的磁带反射镜<sup>[14,15]</sup>、周期性排列的永久磁铁反射镜<sup>[16]</sup>和载流导线磁反射镜<sup>[17,18]</sup>等。这里仅介绍一种消逝波原子反射镜方案<sup>[9,12]</sup>。

1982年, Cook等人首先提出了一种采用蓝失谐消逝波光场反射原子束的思想<sup>[9]</sup>。其基本原理为:当一激光束入射到真空电介质的表面发生全反射时,产生的消逝波将沿着平行于电介质的表面传播。当消逝波光场处于蓝失谐时,垂直于电介质表面的消逝波光学偶极力对原子具有排斥作用,因而可用于反射冷原子束。由于消逝波光场的偶极梯度力很强,故消逝波光场可构成一有效的原子反射镜。1988年, Balykin等人实验研究了原子束掠入射情形下的消逝波反射及其原子反射镜方案<sup>[10]</sup>, 实验装置如图1所示。研究结果表明, 这种原子反射镜的反射效率可接近100%, 而且具有对三能级原子量子态(二个精细分裂的基态)选择反射的特性。随后, 人们又提出了采用表面等离子体增强的消逝波原子反射镜<sup>[11]</sup>和介电波导增强型消逝波原子反射镜<sup>[12]</sup>等新方案, 其消逝波强度增加了1—3个数量级, 使允许反射原子的法向入射速度从10 cm/s增加到3 m/s, 提高了约30倍。

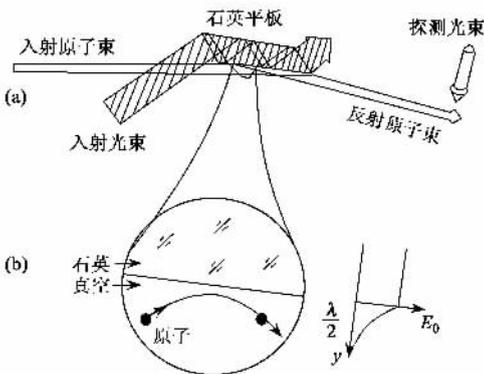


图1 消逝波原子反射镜及其原子束反射的实验装置

#### 4 原子束的偏转(折射)、聚焦成像和原子透镜

在光子光学中, 当一束光从第一种介质进入第

二种介质时, 在二种介质的界面处将发生光的折射现象。类似地, 在原子光学中, 利用共振辐射力可实现原子束的任意偏转(折射)。事实上, 早在1933年第一个光辐射压力实验就是采用原子束偏转来实现的<sup>[19]</sup>。原则上, 采用多束激光可使原子束偏转 $90^\circ$ , 把水平方向上的原子束垂直化。更有意思的是当一冷原子束通过一个近共振的非均匀光场或非均匀磁场时, 由于偶极相互作用, 原子束将发生偏转(也即折射), 甚至在激光驻波场中产生原子沟道现象。

1985年, Pritchard小组首先观测到了原子束在与其正交的强驻波场中的偏转现象<sup>[20]</sup>。这种偏转来自共振受激跃迁情况下原子与光子的动量转移: 一个原子从驻波场的正向光场吸收一个光子, 沿反向光场发射一个光子, 从而获得 $-2\hbar k$ 的动量; 同样, 在相反的过程中, 原子将获得 $-2\hbar k$ 的动量。于是, 一个高度定向并且单速的冷原子束即可横向分裂为二束[其中一束为原入射光束, 另一束为偏转(折射)光束], 其间距相当于 $4\hbar k$ 。甚至当激光功率增加时, 还可观测到间距为 $8\hbar k$ 和 $12\hbar k$ 等不同的偏转分裂, 实现原子束的相干分束。随后, Solomom等人<sup>[21]</sup>和Balykin等人<sup>[22]</sup>分别实验研究了原子束的偏转与沟道现象。这种原子束的偏转与沟道化效应不仅可显示光学偶极力的作用, 而且还可广泛应用于原子束的分束、准直与聚焦成像, 甚至可用于研制诸如原子光学棱镜、原子光学望远镜和原子分束器等原子光学器件以及实现原子束光刻与原子显微术。

原子束的聚焦成像是原子束偏转(折射)的又一应用。相应的原子光学器件称之为原子透镜, 其作用类似于光学透镜对光束的偏转(折射)、准直和聚焦成像。为了实现原子束的偏转(折射)、准直和聚焦成像以及原子束光刻和原子显微术等, 人们根据静电、静磁和激光操控原理, 提出并实验研究了各种原子透镜方案。例如(1)静电原子透镜<sup>[23]</sup>(2)静磁原子透镜<sup>[24]</sup>(3)菲涅耳波带片原子透镜<sup>[25]</sup>; (4)红失谐高斯光束原子透镜<sup>[26,27]</sup>(5)蓝失谐空心光束原子透镜<sup>[28,29]</sup>(6)驻波场原子微透镜阵列<sup>[30,31]</sup>等。这里由于篇幅关系, 仅介绍一种静磁原子透镜方案。

利用永久磁体构成的磁四极或磁六极原子透镜及其非均匀磁场等势面的分布如图2所示<sup>[24]</sup>。显然, 上述磁四极或磁六极原子透镜产生的磁场为具有圆柱对称性的四极或六极磁场分布, 当原子束通过这样的磁场时, 将对原子束具有偏转和聚焦成像作用, 这类似于经典光学中透镜对入射光束的聚焦

作用. 随后, 人们采用载流线圈产生的四极或六极磁场构成了相同的磁四极或六极原子透镜. 但是, 由于载流线圈中的电流(也即磁场分布)是可以改变的, 因而由载流线圈形成的静磁原子透镜的焦距是可控的. 研究表明, 上述静磁原子透镜的焦距  $f \propto v^2$  ( $v$  是原子束的平均速率), 对于平均速率不同的原子所引起的偏转角大小或聚焦位置是不同的, 因而单个静磁原子透镜的色差是不可忽略的, 需要进行色差校正.

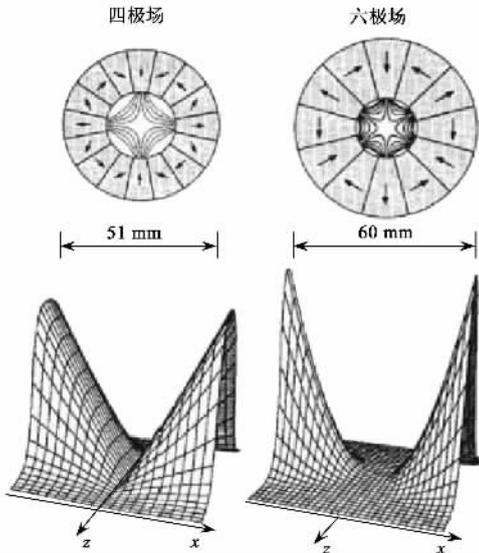


图 2 永久磁铁原子透镜及其磁场等势面分布

## 5 原子衍射和原子光栅

随着激光冷却与囚禁技术的不断发展, 相干的原子物质波 (BEC) 和超冷原子样品及其原子激光已相继产生, 原子的冷却温度已分别达到 0.3 mK 和 3 nK, 相应的 de Broglie 波长分别约为  $1.7 \mu\text{m}$  和  $17 \mu\text{m}$ , 因而原子的波动性变得十分明显, 原子的相干性变得越来越好. 因此, 与光波衍射类似, 当物体的几何尺寸(如晶格常数、狭缝宽度或光栅周期等)接近于甚至小于原子的德布罗意波长, 且当原子物质波通过这一波长量级的物体时将发生衍射, 如原子波的晶格衍射<sup>[32]</sup>、直边衍射<sup>[33]</sup>、单缝衍射<sup>[34]</sup>、光栅衍射<sup>[35-39]</sup>和 BEC 原子的激光驻波场衍射<sup>[40-41]</sup>和原子物质波的 Fraunhofer 衍射<sup>[42]</sup>等. 此外, 为了研究原子物质波的衍射与干涉现象, 从而构成新颖的原子分束器和原子干涉仪等原子光学器件, 人们提出并研制了各种原子光栅, 例如驻波原子光栅、机械原子光栅、消逝波原子光栅和静磁原子光栅等.

类似于波动光学中的光栅衍射, 当一原子物质波通过一原子薄光栅(如机械振幅原子光栅、消逝波反射原子光栅和静磁反射原子光栅)时, 原子物质波的衍射方向通常满足光栅方程:

$$d(\sin\theta_i + \sin\theta_d) = n\lambda_{dB} \quad (4)$$

式中  $n$  为衍射级次,  $\theta_i$  和  $\theta_d$  分别为原子物质波的入射角和衍射角,  $d$  为光栅周期(也即光栅常数). 对于二元振幅原子光栅(如机械原子光栅), 衍射级次为  $\pm n$  级, 且衍射波关于零级衍射对称分布, 为多束衍射分布; 对于正弦振幅原子光栅, 衍射级次仅为 0,  $\pm 1$  级, 为三束衍射分布.

然而, 当一原子物质波通过一驻波激光场构成的透射原子光栅时, 由于原子与光场相互作用时间的不同, 将发生较为丰富的衍射过程. 通常, 根据相互作用时间的长短, 可将原子物质波的主要衍射区域分为:

(1) Raman - Nath 衍射区: 当相互作用时间较短时, 光场给原子一个反冲动量, 但原子的横向位移可忽略. 此时驻波透射原子光栅相当于一薄的正弦位相型原子光栅, 原子物质波的衍射动力学可以精确求解. 研究表明: 随着相互作用时间的增加, 衍射级次增多, 而且衍射波相对于零级衍射是对称分布的, 因而衍射束一般有  $2n + 1$  条, 属多束衍射过程;

(2) Bragg 衍射区: 当相互作用时间较长时, 原子物质波的横向动能守恒, 驻波透射原子光栅相当于一原子厚光栅, 原子物质波的衍射动力学仍可精确求解. 如果入射原子物质波与驻波光场满足 Bragg 条件:

$$2d\sin\theta = n\lambda_{dB}, \quad (5)$$

则可观察到物质波在单一方向上的 Bragg 衍射. 在这一 Bragg 衍射过程中, 除了一条 Bragg 衍射原子波外, 还有一条与入射原子波方向相同的透射原子波. 通过改变光与原子相互作用的参数, 即可改变衍射原子波与透射原子波之间的相对强度. 因此, Bragg 衍射可用于构成一种新颖的原子分束器;

2000 年, Grisenti 等人利用纳米微结构机械光栅实验研究了 He 原子束的衍射特性<sup>[43]</sup>. 图 3 为机械光栅的扫描电镜照片, 图 4 是原子光栅衍射的实验结果. 从图 4 可以看出 (a) 原子物质波的机械光栅衍射是多束衍射过程, 而且衍射束的分布关于中心(即心零级衍射)是对称的, 这些衍射峰是光栅多缝干涉的结果 (b) 随着原子束入射角的增大, 衍射原子束的数目将减少, 相对衍射强度也将减小 (c) 每幅衍射图中所有衍射峰的强度分布受到一个

$\text{Sinc}(x)$  函数的调制 ;显然 ,这一  $\text{Sinc}(x)$  函数就是光栅的单缝衍射因子. 由此可见 ,上述这些实验结果与光栅衍射的理论预言是基本一致的.

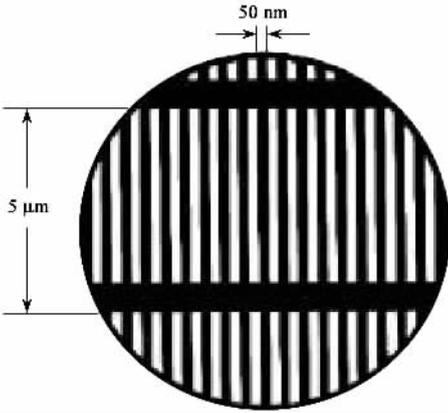


图3 机械原子光栅的扫描电镜照片

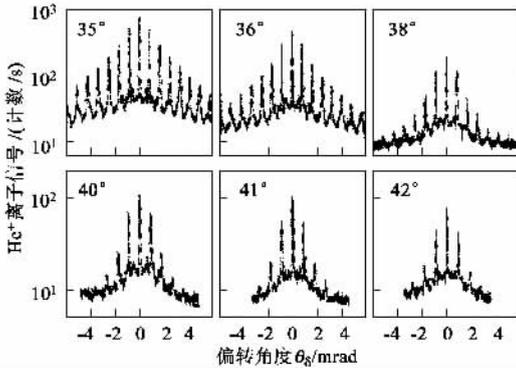


图4 机械原子光栅衍射的实验结果

## 6 原子干涉和原子干涉仪

在波动光学中 ,当一系列光波被分束器相干分裂为两列光波并相遇时 ,将发生光波的干涉现象. 通常 ,Mach - Zender 干涉仪可用于测量干涉仪二臂之间的位相差. 类似地 ,在波动原子光学中 ,当一系列原子物质波被原子分束器相干分裂为两列原子物质波并相遇时 ,将发生原子物质波的干涉现象. 如图 5 所示 ,若将 Mach - Zender 干涉仪以角速度  $\Omega$  旋转时 ,可用作原子干涉陀螺仪 ,用于精确测量物体的微小转动. 在这种情况下 ,被测量的 Sagnac 相移为

$$\Delta\phi_{\text{atom}} = \frac{4\pi}{\lambda_{\text{dB}}v} \Omega \cdot A = \frac{mc}{\hbar\omega} \Delta\phi_{\text{light}} \quad (6)$$

式中  $m$  和  $v$  分别为原子质量和速度 ,  $\omega$  为激光频率 ,  $\Delta\phi_{\text{light}}$  为光学干涉陀螺仪测量的 Sagnac 相移.  $A$  为干涉仪的面积 ,也即干涉仪二臂所包围的面积 :  $A$

$= L^2 \lambda_{\text{dB}}/d_G$  ,这里  $2L$  为干涉仪中分束点与合束点之间的距离  $d_G$  和  $\lambda_{\text{dB}} = h/mv$  分别为光栅周期和原子德布罗意波长. 由此可见 ,当干涉仪的面积  $A$  相同时 ,采用原子物质波干涉仪和光学干涉仪测量 Sagnac 相移之比等于  $mc^2/\hbar\omega$  ,也即物质波干涉仪的测量精度要比光学干涉仪的精度高出  $10^{11}$  倍. 然而 ,在原子干涉仪中 ,由于原子束通过机械光栅或驻波光栅的衍射角度较小(或在行波干涉仪中 ,由动量交换获得的原子束分束角度较小) ,而且原子干涉实验必须在真空室中进行 ,故原子干涉仪二臂所包围的面积  $A$  较小 ,而光学干涉仪二臂所包围的面积  $A$  一般可以做得很大 ;又由于连续冷原子束的通量一般小于  $10^{12}$  原子/ $s^{[44]}$  ,比功率为  $10\text{mW}$  的激光束通量( $10^{16}$  光子/ $s$ )低得多. 因此 ,原子干涉仪面积  $A$  和原子通量  $F$  难以达到光学干涉仪中的面积  $A$  和光子通量  $F$ .

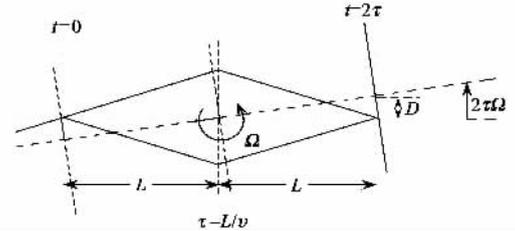


图5 旋转的 M - Z 原子干涉仪(原子陀螺干涉仪)

在某些应用中 ,原子干涉陀螺仪的灵敏度随着干涉仪面积的增加而增加 ,而原子通量  $F$  的测量满足泊松统计. 因此 ,如果测量时间为  $t$  ,则位相测量的不确定性为

$$\delta\phi = 1/\sqrt{Ft} \quad (7)$$

与传统光学相比 ,原子的通量  $F$  相对较低. 因此 ,原子干涉仪的灵敏度将受到测量原子通量时计数统计分布的限制.

由于光子与原子间有着本质的区别 ,也即原子除了它的外部质心运动(外态)外 ,还具有原子的内部能级结构(内态) ,故原子物质波的干涉机制较为丰富 ,原子干涉仪的实验装置较为复杂. 通常 ,原子的干涉可分为两大类 :其一是原子质心运动波函数的不同分量之间的干涉(标量干涉) ;其二是原子不同内态之间的干涉(旋量干涉). 近年来 ,为了研究原子物质波 ,甚至 BEC 及其原子激光的时空相干性 ,并研究原子干涉测量中的重力效应 ,精密测量基本物理常数 ,精确测量物体的微小转动和研究原子本身的性质 ,甚至研制超冷原子钟等 ,人们设计并实

实验研究了各种新颖的原子干涉仪. 例如 杨氏双缝原子干涉仪<sup>[45,46]</sup>, 三光栅原子干涉仪<sup>[47-49]</sup>, 光学 Ramsey 原子干涉仪<sup>[50]</sup>, 受激 Raman 跃迁原子干涉仪<sup>[51]</sup>, 马赫 - 泽德 (Mach - Zehnder) 原子干涉仪<sup>[52]</sup>, 原子干涉陀螺仪<sup>[53]</sup>等. 由于篇幅有限, 这里仅简单介绍一种三光栅原子干涉仪的原理、实验装置及其结果.

1991 年, Pritchard 小组采用三块机械光栅构成了 Mach - Zehnder 原子干涉仪, 并进行了实验研究, 相应的原理性实验装置如图 6 所示<sup>[47]</sup>. 在实验中, 一超声 Na 原子束首先被二个狭缝准直, 然后被第一块机械光栅 (周期为  $0.4\mu\text{m}$ ) 分裂为二束, 再被第二块机械光栅汇合为一束, 最后采用第三块机械光栅增强干涉条纹的信号强度, 实验结果如图 7 所示. 这里第一块光栅相当于一个原子分束器, 第二块光栅相当于一个原子合束器 (即一个反向放置的原子分束器); 1995 年 Zeilinger 和 Lee 二个小组分别采用三个驻波位相光栅构成了 Mach - Zehnder 原子干涉仪<sup>[48,49]</sup>, 并获得了 62% 的干涉条纹对比度. 1997 年, Pritchard 小组采用旋转的三光栅 Mach - Zehnder 原子干涉仪测量了微小转动引起的 Sagnac 相移, 获得了与理论预言基本一致的实验结果, 为原子干涉陀螺仪的研制奠定了实验基础. 此外, 原子干涉仪还可用于重力梯度的测量<sup>[54]</sup>和原子分子气体折射率的测量<sup>[55]</sup>等.

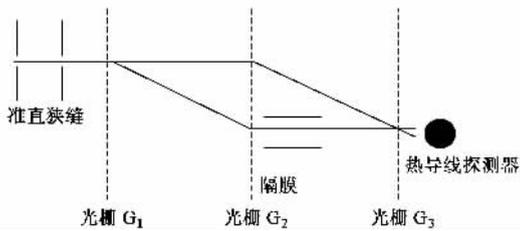


图 6 三光栅原子干涉仪

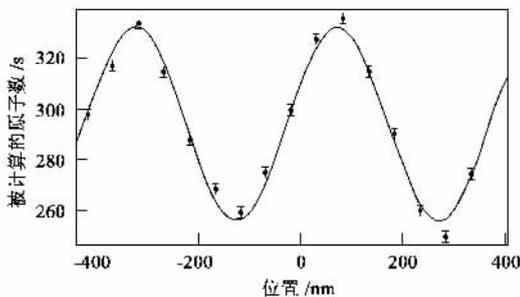


图 7 三光栅原子干涉的实验结果

## 7 原子全息学及其技术

类似于光学全息照相术, 采用相干物质波的干涉与衍射也可实现全息照相与再现. 例如, 1979 年, Tonomura 等人拍摄了第一张电子全息图, 不过全息再现时使用的是光波. 1996 年, Shimizu 小组采用计算全息图观察到了第一幅原子束再现的全息像<sup>[56]</sup>, 并开创了原子全息术的实验研究. 然而, 与光学全息实验相比, 原子全息实验存在着许多困难: 首先, 缺乏像激光那样具有高单色亮度的相干原子束, 即使是原子激光, 其单色亮度也无法与光子激光相比拟, 而且在实验中还必须考虑重力场对原子运动轨迹的影响, 这无疑给实验增加了复杂性; 其次, 原子束无法通过透明的位相物体, 也无法高效率地从物体表面漫反射以形成足够强的用于全息记录的物波, 从而大大限制了制作原子全息图的类型, 并增加了实验的难度; 还有, 缺乏合适的原子全息记录介质, 特别是缺乏能用于永久保存的原子全息记录介质; 最后, 虽然在原子光学实验中, 已研制成功了各种原子光学器件, 如原子反射镜、原子透镜、原子分束器和原子光栅等, 但是这些器件的效率及其使用的简便性和灵活性等都无法与普通光学器件相比拟.

因此, 自从 1996 年第一个原子全息实验报道以来, 原子全息术的发展较为缓慢, 相应的原子全息图的类型也受到了限制. 迄今为止, 成功的实验报道仅有: 采用计算全息术的原子透射全息术<sup>[57]</sup>和采用量子反射增强的原子反射全息术<sup>[58]</sup>. 在这二个实验中, Shimizu 等人首先采用计算全息术产生一幅二元振幅全息图, 并利用微刻蚀技术把全息图制作在硅片上, 然后让冷原子束照射这一平面全息图, 并通过原子束的透射式衍射或反射式衍射再现物波的原子全息像, 在实验中利用微通道板来观察这一再现的全息像. 图 8 为原子透射全息术的实验结果, 其中 (a) 为被拍摄的实物 (b) 为计算全息图 (c) 为计算机重构的像, 而 (d) 为原子束衍射的像; 所谓“计算机重构的像”, 即指采用计算机模拟方法, 在计算机上让一束冷原子束通过如图 8 (b) 所示的计算全息图时所得到的“衍射像”; 而原子束衍射的像, 指的是当冷原子束通过如图 8 (b) 所示的计算全息图时所得到的衍射像. 前者是计算机模拟得到的像, 后者是原子全息实验得到的像, 故二者的清晰度和分辨率是有所不同的. 显然, 在这些实验中, 全息图并非由来自真实物体的原子物质波 (物波) 与参考的原子物质波 (参考波) 干涉而成, 也没有全息记录的过

程(因而也无需使用全息记录介质),而仅仅是采用相干冷原子束实现了全息像的衍射重构.有关原子全息术研究的最新进展可参阅文献[59].

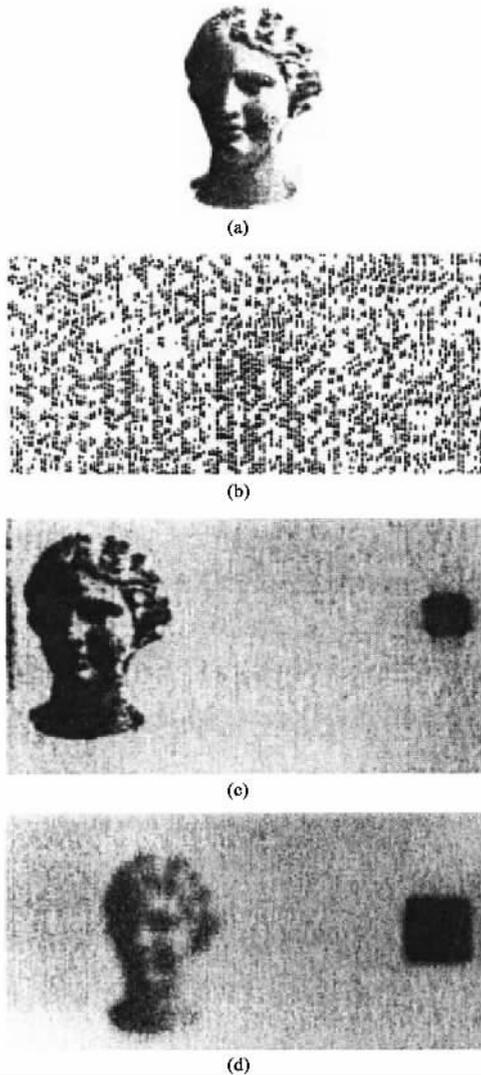


图8 透射原子全息术的实验结果

综上所述,原子全息术作为原子干涉与衍射的新兴应用学科,目前成功的实验报道较少,原子全息图的类型十分有限,相应的原子全息技术尚在发展之中.然而,鉴于原子全息术在表面科学研究,干涉计量,任意图案的大规模集成电路的原子光刻<sup>[60]</sup>,集成原子光学与原子芯片的制作,甚至单原子水平的纳米材料制备等领域中有着广阔的应用前景,我们有理由相信原子全息术将会得到快速发展.

### 参 考 文 献

- [ 1 ] Hansch T *et al.* *Opt. Commun.*, 1985, 13 : 68
- [ 2 ] Balykin V I *et al.* *Phys. Today*, 1989, April : 23
- [ 3 ] Adams C S *et al.* *Phys. Rep.*, 1994, 240 : 143
- [ 4 ] Baldwin K G H. *Aust. J. Phys.*, 1996, 49 : 855
- [ 5 ] Meystre P. *Atom Optics*. Springer Verlag, 2001, 1
- [ 6 ] Stern O. *Naturwiss*, 1929, 17 : 391
- [ 7 ] 何明等. *物理*, 2003, 32(6) : 370 [ He M *et al.* *Wuli(Physics)* 2003, 32(6) : 370 (in Chinese) ]
- [ 8 ] Balykin V I *et al.* *Appl. Phys.*, 1989, B 48 : 517
- [ 9 ] Cook R J *et al.* *Opt. Commun.*, 1982, 43(4) : 258
- [ 10 ] Balykin V I *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1988, 60 : 2135
- [ 11 ] Esslinger T *et al.* *Opt. Lett.*, 1993, 18 : 450
- [ 12 ] Seifert W *et al.* *Phys. Rev.*, 1994, A 49 : 3814
- [ 13 ] Zheng P *et al.* *Chin. Phys. Lett.*, 2003, 20(3) : 370
- [ 14 ] Roach T M *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1995, 75(4) : 629
- [ 15 ] Saba C V *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1999, 82(3) : 468
- [ 16 ] Sidorov A I. *Quantum Semiclass. Opt.*, 1996, 8 : 713
- [ 17 ] Drndic M *et al.* *Phys. Rev.*, 1999, A60(5) : 4012
- [ 18 ] Johnson K S *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1998, 81(6) : 1137
- [ 19 ] Frisch O R. *Z. Phys.*, 1933, 86 : 42
- [ 20 ] Moskowitz P E *et al.* *J. Opt. Soc. Am.*, 1985, B2 : 1784
- [ 21 ] Solomon C *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1987, 59 : 1659
- [ 22 ] Balykin V I *et al.* *Opt. Lett.*, 1988, 13 : 958
- [ 23 ] Noh H *et al.* *Phys. Rev.*, 2000, A 61 : 041601
- [ 24 ] Kaenders W G *et al.* *Phys. Rev.*, 1996, A 54 : 5067
- [ 25 ] Carnal O *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1991, 67 : 3231
- [ 26 ] Adams C S *et al.* *Phys. Rep.*, 1994, 240 : 143
- [ 27 ] Bjorkholm J E *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1978, 41 : 1361
- [ 28 ] Balykin V I *et al.* *Opt. Commun.*, 1987, 64 : 151
- [ 29 ] Xia Y *et al.* *Chin. Phys. Lett.*, 2003, 20(5) : 674
- [ 30 ] Timp G *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1992, 69 : 1636
- [ 31 ] McClelland J J *et al.* *Science*, 1993, 262 : 877
- [ 32 ] Estermann I *et al.* *Zeits. f. Physik*, 1930, 61 : 95
- [ 33 ] Altshuler S *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1966, 5 : 231
- [ 34 ] Leavitt J A *et al.* *Am. J. Phys.*, 1969, 37 : 905 907
- [ 35 ] Moskowitz P E *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1983, 51 : 370
- [ 36 ] Martin P J *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1988, 60 : 515
- [ 37 ] Keith D W *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1988, 61 : 1580
- [ 38 ] Landragin A *et al.* *Europhys. Lett.*, 1997, 39 : 485
- [ 39 ] Opat G I *et al.* *Appl. Phys.*, 1992, B 54 : 396
- [ 40 ] Oberthaler M K *et al.* *Phys. Rev.*, 1999, A 60(1) : 456
- [ 41 ] Ovchinnikov Y B *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1999, 83(2) : 284
- [ 42 ] Van der Poel M *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2001, 87(12) : 123201 - 1
- [ 43 ] Grisenti *et al.* *Phys. Rev.*, 2000, A61(3) : 033608 - 1
- [ 44 ] 邓联忠等. *量子电子学报*, 2005, 22 [ Deng L Z *et al.* *Chin. J. Quant. Elect.* 2005, 22 (in Chinese) ] (in press)
- [ 45 ] Carnal O *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1991, 66(21) : 2689
- [ 46 ] Shimizu F *et al.* *Phys. Rev.*, 1992, A 46(1) : R17
- [ 47 ] Keith D W *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1991, 66(21) : 2693
- [ 48 ] Rasel E M *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1995, 75(14) : 2633
- [ 49 ] Giltner D M *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1995, 75(14) : 2638
- [ 50 ] Featonby P D *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1998, 81(3) : 495
- [ 51 ] Kasevich M *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1991, 67(2) : 181
- [ 52 ] Torii Y *et al.* *Phys. Rev.*, 2000, A 61(4) : 041602 - 1
- [ 53 ] Lenef A *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1997, 78(5) : 760
- [ 54 ] Snadden M J *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1998, 81(5) : 971
- [ 55 ] Tatarikova S A. *Phys. Rev. Lett.*, 2002, 89(28) : 283901 - 1
- [ 56 ] Fujita J *et al.* *Nature*, 1996, 380 : 691
- [ 57 ] Morinaga M *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1996, 77(5) : 802
- [ 58 ] Shimizu F *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2002, 88(12) : 123201 - 1
- [ 59 ] Shimizu F. *Adv. At. Mol. Opt. Phys.*, 2000, 42 : 73
- [ 60 ] Mutzel M *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2002, 88(8) : 083601 - 1