

光学扳手——光的轨道角动量探秘

实验简介

一、实验简介

20 世纪 70 年代 Ashkin 在实验中观察到光镊现象, 这一现象引起了物理学者和生物学者的极大兴趣, 人们在利用光镊实现了对微米、亚微米生物或其他大分子微粒细胞的步伐的俘获, 并在基本不影响周围环境的情况下对捕获物进行亚接触性、无损活体操作, 近几十年来光技术的研究和应用已经成为生命科学等领域不可或缺的工具。

随后, 人们在实验中发现环形光场分布的光束不仅可以提高光镊中光束对微粒的俘获效率, 而且某些环形光束(如拉盖尔高斯光束)所携带的轨道角动量可以传递给吸收性的微粒, 驱动微粒旋转, 这一发现为生物技术、材料科学以及原子物理的诸多应用领域提供了一种新的实验工具, 它显示某些光束不仅可以实现对微粒的无接触俘获和平移, 且还可实现对微粒的无接触旋转。这种利用光束的角动量实现对微粒的无接触旋转同我们生活中使用的扳手很相似, 因此人们形象地把这种工具称为“光学扳手”。

本实验利用空间光调制器来调控光场的产生, 演示了微粒在高斯光束捕获现象, 同时利用实现了微粒在不同偏振的涡旋光场中的自转, 以及公转现象, 并且探究了影响微粒旋转的因素, 此外还演示了不同横向模式的产生以及转换, 这为学生更好地理解光学扳手的概念以及轨道角动量奠定了基础。

。

二、实验目的

1. 激光模式认识: 拉盖尔高斯模; 厄米高斯模; 振幅、相位结构;
2. 汇聚光场与微观粒子的力学相互作用;
3. 空间光调制器 (SLM) 调控激光高阶模式: SLM 调控光场复振幅分布的原理, 生成光栅; 利用 SLM 将高斯光场转换为高阶模式光场, 观察光场的强度分布; 利用 MZ 干涉仪, 检查高阶模式光场的相位分布;
4. 柱状透镜激光模式变换: 利用柱状透镜观察 LG 模式与 HG 模式直接的转换
5. 光镊捕获微观粒子: 利用汇聚的高斯光场, 捕获液体中悬浮的微观粒子;
6. 圆偏振光与物质轨道角动量交换: 利用圆偏振光捕获单轴晶体 (双轴晶体) 微观粒子, 观察微观粒子的自转行为;
7. 全息光镊-多粒子动态移动: 利用空间光调制器, 同时控制多束高斯光场汇聚点的空间位置, 同时移动多个微观粒子, 摆出特殊几何分布的微观粒子阵列;
8. 全息光镊-粒子公转: 利用空间光调制器产生涡旋光场, 并捕获微观粒子, 观察微观粒子沿着涡旋光场进行公转的行为

实验原理

光镊——粒子的捕获与平移操作

光压：光压是射在物体上的光所产生的压强，也称为辐射压强（辐射压）。例如当有太阳光照射时，会感受到温暖。聚焦的高能量激光，可以点燃纸片，这都是光波的能量传递。早在十七世纪初，德国的天文学家开普勒就认识到了光辐射压力的存在，1873年，麦克斯韦根据电磁学理论证明了光可以产生辐射压力。

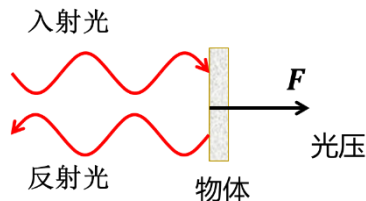


图1 光压

由于光具有波粒二象性，光子概念提出后，光的粒子性可以用来解释光压现象。光压是光子把其的动量传给物体的结果。由于光的粒子性，根据动量定理，光子具有动量 $h\nu/c$ ，会对物体产生一定的压力。入射到物体表面后被吸收或者反射。大量光子长时间的作用就会形成一个稳定的压力。事实上由于光压的作用，光子会将部分能量以动量的形式传递给物体，使物体的动能发生变化，而剩余的能量除一部分被转化成热能外，其余的则以反射光的形式辐射。

光的粒子性被大量实验证实。根据爱因斯坦等人的研究，电磁波遵从量子力学理论，因此光子具有表征质量。由物质波方程 $\lambda = h/p = h/mv$ ，可以推导出光子表征质量为 $m = h/\lambda c$ 。由此可见，光子同时具有质量与速度，或者说光子具有动量。具有动量的大量光子，照射在物体上产生稳定的压强即为光压。

但是，由于光辐射压力非常微弱，功率在毫瓦（mW）量级的光仅仅能产生皮牛量级的作用力，在很长一段时间里，一直无法在实验上验证光辐射压力的存在。直到上个世纪60年代，激光的出现才使辐射压力的研究和应用成为可能。在现代光学技术不断发展进步的契机下，20世纪末，终于有一项能够精确操控微纳粒子的新技术应运而生，这就是基于光的力学效应和激光技术的“光学镊子(optical tweezers)”。

光镊，即光学捕获，其工作原理是利用光场强度空间变化形成的梯度力把微粒稳定地捕获在光场最强处，即光束的焦点位置，当激光束移动时就可以带动微粒一起运动，实现对微粒的精密操控。如果利用光子的轨道角动量和自旋角动量与被捕获微粒的传递，还可以实现对微粒的旋转。以单光束高斯光镊为例，当一束高度会聚的高斯光场作用于一个透明的微粒时，当微粒的折射率大于周围介质的折射率时，无论是在光的传播方向，还是在垂直于传播方向的平面内，光场强度变化形成的梯度力都会把粒子推向束腰处，形成三维光学势阱。根据微粒尺寸的不同，理论上有两种典型的模型来解释光学势阱。

激光光束的显微操作具有很多的优势，如可以连续控制激光光源的参数，来实现不同尺寸粒子的操作。可以无接触、无损伤地操作微小粒子，并将激光显微操作与其它技术相融合。还可以严格地操控微米量级的微小粒子，及控制活体细胞的损伤阈值。激光捕获技术广泛应用于生物医学，是由于其光阱效应即称为光学势阱力。光阱力是激光光束会使处于光阱中的物体由于受到力的作用而被束缚。光阱力包括光阱梯度力垂直于光轴方向和辐射压力沿光轴方向。

20世纪70年代，亚瑟·阿斯金在实验中观察到光镊现象，这一现象引起了物理学者和生物学者的极大兴趣，人们在利用光镊实现了对微米、亚微米微粒的俘获、平移后正在进行更深入的研究。20世纪90年代人们又发现环形光场分布的光束不仅可以提高光镊中光束对微粒的俘获效率，而且某些环形光束，如拉盖尔-高斯（Laguerre-Gaussian）光束，所携带的

轨道角动量可以传递给吸收性的微粒，驱动微粒旋转，这一发现为生物技术、材料科学以及原子物理的诸多应用领域提供了一种新的实验工具，它显示某些光束不仅可以实现对微粒的无接触俘获和平移，而且还可实现对微粒的无接触旋转。这种利用光束的角动量实现对微粒的无接触旋转同我们生活中使用的扳手很相似，因此人们形象地把这种工具称为“光学扳手”。

对于直径远大于波长公分的米氏粒子来说，光学势阱原理可以用几何光学来解释。当光子与微粒碰撞时，光子可将其动量传递给微粒而产生微小的作用力。如果将一束激光高度汇聚起来，就会形成一个三维势光学势阱，微粒在这个势阱中受到的合力始终指向势阱中心，即焦点位置，无论粒子位于势阱的什么位置。

因此，势阱的梯度力可以将微粒稳定地捕获在势阱中。对于直径小于激光波长公分的瑞利粒子，需用波动光学和电磁场理论分析。粒子被当作是一个介电小球，它在光场中受到的合力可表示为光场梯度力和光场散射力两个部分的叠加。对粒子起捕获作用的是梯度力，要想将粒子稳定地束缚在光场势阱中，轴向梯度力必须要克服散射力。所以要想实现粒子的捕获，必须将激光束高度汇聚从而产生足够强的梯度力，通常需要使用高数值孔径的显微物镜。

光学扳手——粒子的旋转操作：

光学扳手，作为光学微操纵技术的一种，是利用光束的方法对微小粒子进行精细操作和特性研究的技术，自从上世纪七十年代问世以来得到了飞速的发展和广泛的应用。

利用涡旋光束代替传统意义上的高斯型光束作为光镊对微小粒子进行操控，具有很多的优势：第一、涡旋光束的中心强度为零，在对生物体进行捕获时，要尽量降低激光束对生物体的热损伤。由于中空的涡旋光束将微小粒子捕获在焦点附近处，对光能的吸收很小，所以由于吸收引起的光散射力和热损伤可以降到最低。第二、涡旋光束相位的中心强度为零且呈涡旋状，光束中的光子均携带有OAM。在捕获微小粒子的过程中，通过微小粒子对光能的吸收，根据动量守恒定律，可以将涡旋光束中光子携带的OAM传递给微小粒子。不仅可以束缚微小粒子，而且还可以使微小粒子旋转，从而对微小粒子进行三维的操控。第三、传统光镊对微小粒子的捕获局限于对微小粒子折射率的限制，通常被捕获的微小粒子与周围介质的相对折射率要大于一。相反如果小于一，则激光束的光阱力不能实现对微小粒子的束缚。而现实中存在相对折射率小于一的这种情况，所以就要采用涡旋光束来束缚微小粒子，还可以利用涡旋光束同时束缚几个折射率不相同的微小粒子。

涡旋光镊可以束缚不同尺寸的微小粒子，我们也根据微小粒子的尺寸大小，从几十纳米到几百微米，分别在理论上采用不同的模型进行分析和模拟。当微小粒子的尺度很小时，小于十分之一入射波长，光入射到微小粒子上会产生回音壁模的谐振，发生瑞利散射，通常采用电偶极子模型进行解释。但是由于实验条件有限，还不能捕获这个尺寸的微小粒子。当微小粒子的尺寸在十分之一到十倍入射波长之间，光入射到微小粒子上时，会产生米氏散射，通常采用米氏散射理论进行解释。当微小粒子的尺寸大于十倍波长，我们采用光线追迹模型进行解释。涡旋光镊可以捕获不同尺寸、不同折射率的微小粒子，不仅可以束缚微小粒子，还可以使微小粒子旋转，实现真正的无损伤地、高效率地操控微小粒子。

高斯光束显微操控技术：

上面介绍垂直于光轴方向的梯度力，是由于微小粒子在强度不均匀的光场作用下受到的作用力。如图2 a)所示，两条光场强度相同且方向相互平行的光束a和b对称的入射到形状规则的球形微小粒子表面上。下面我们将详细地分析微小粒子的受力情况，尽管这两条光束是平行入射到微小粒子上，但是根据斯涅耳定律光束在微小粒子表面处折射后会改变光

束传播方向，光束的动量也发生改变，则说明光束对微小粒子有力的作用。由于是相同光强平行入射的光束，所以这两条入射光束对微小粒子施加的横向力相互抵消，微小粒子不受到横向力的作用。如图2 b)所示，如果两条相互平行入射的光束强度不同，光束a的光场强度比光束b的更强，当两条光束同时作用于微小粒子时，光束a传递给微小粒子的动量就更大，则作用力就更大。微小粒子受到一个左下方的力，这样就会使其处于不平衡状态。所以我们可以得出结论，当微小粒子处于强度不均匀的光场之中时，它就会受到一个指向光强最强处力的作用，该力称为光阱梯度力。

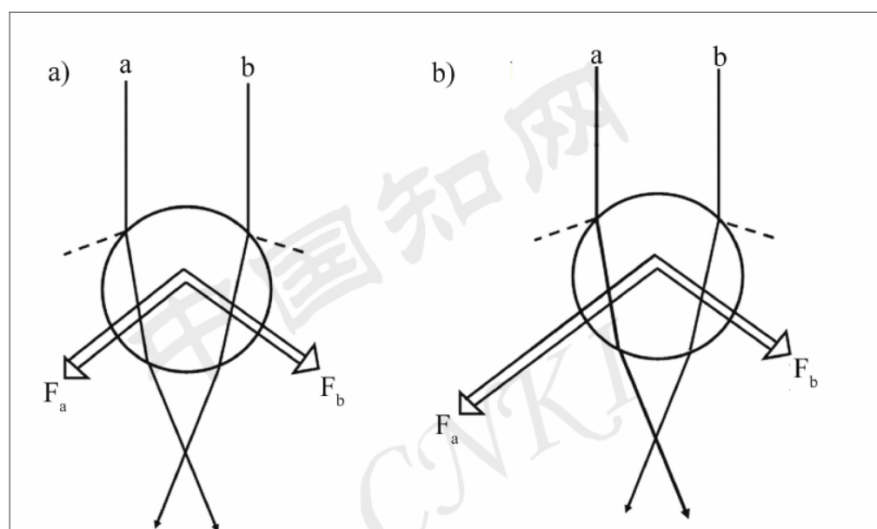


图 3-1 微小粒子受到的梯度力示意图

a)两束相互平行均匀场强的光束照射 b)两束相互平行非均匀场强的光束照射

不仅光场梯度力对微小粒子产生作用力，而且散射力也同样作用于微小粒子。散射力大部分来自于被照射物体对光束的吸收、反射等。下面从微观的角度解释，光束由高速运动的光子组成，当光束照射微小粒子时，携带动量的光子会与微小粒子相互作用，并将动量传递给了微小粒子。散射对微小粒子产生力的作用，与光束的光强大小有关，而且与粒子的本质属性如吸收系数、反射率、折射率有关。

当微小粒子处于光场照射区域内时，如果想稳定地束缚微小粒子于焦点处，则需要满足微小粒子受到的梯度力与散射力相等。如图 3 a)所示，当激光光束的聚焦焦点位于微小粒子中心的上面时，微小粒子处于聚焦范围之外。由于焦点处光强最强，光束在微小粒子表面发生反射和折射，动量改变，所以微小粒子受到一个与传播方向反向的负向梯度力，则粒子受到的合外力指向焦点处。图3 b)所示，当激光束聚焦于微小粒子中心的下面时，微小粒子处于聚焦范围之内，与图3 a)恰好相反，同样微小粒子受到一个指向焦点的梯度力，会将微小粒子拉回焦点处。

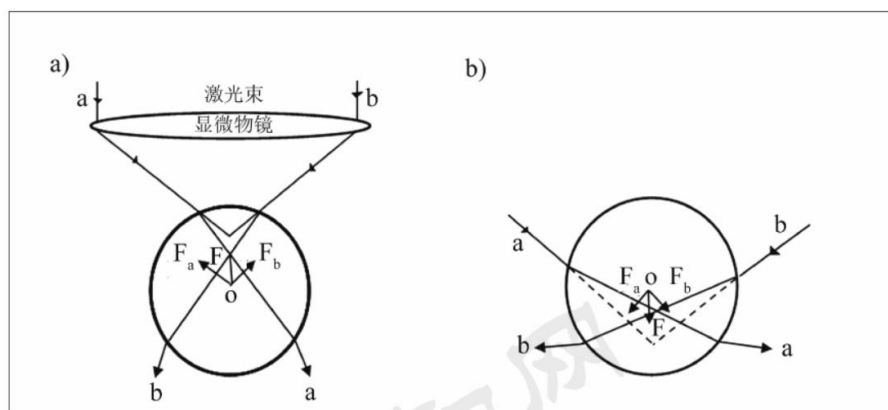


图 3-2 显微物镜聚焦于微小粒子的受力情况

a) 当光束焦点位于微小粒子中心的上面 b) 当光束焦点位于微小粒子中心的下面

通过上述的分析，当微小粒子处于光场中且未在平衡点处时，微小粒子不仅受到光场梯度力，还有光场散射力的作用。微小粒子受到的梯度力通常是将微小粒子拉回焦点处，而散射力是将微小粒子推出光场，所以光场中的微小粒子处在散射力和梯度力的动态平衡之中。如果想要利用光阱力捕获微小粒子，需要满足以下条件：第一、当微小粒子与周围介质的折射率之比大于一时，在光阱中的微小粒子受到的梯度力与散射力的方向相反，使微小粒子被稳定束缚于焦点处实现捕获。相反如果相对折射率小于一，则上述两个力的合力同向，且会将微小粒子推出光场。第二、微小粒子受到的光场梯度力要大于散射力，因为梯度力更大会将微小粒子受到的合力指向光强最强处，这样微小粒子就会被束缚在焦点处。

$$f = 6\pi\eta r\bar{v}$$

其中， η 为周围介质的粘滞系数， r 和 \bar{v} 分别为被捕获微小粒子的近似半径和逃逸速度，所以激光光镊捕获微小粒子光阱力的大小与微小粒子的逃逸速度有关。在实验中，利用飞秒激光光镊捕获氧化铜微小粒子，然后手动以较小速度移动三维载物平台，确保氧化铜微小粒子仍然被束缚在原来位置。然后在计算机中写入程序，来使周围介质相对被束缚微小粒子的移动速度逐渐增加。最后移动速度达到一个阈值即逃逸速度，飞秒激光光阱力不能再束缚氧化铜微小粒子，通过公示(3-1)可计算出激光光镊作用于微小粒子产生的光阱力。

表3-1 在不同的飞秒激光涡旋光功率下对应的氧化铜微小粒子旋转角速度第一组数据

次数	1	2	3	4	5	6	7
涡旋光功率(mW)	5.76	6.47	7.15	8.28	9.36	10.45	11.97
旋转角速度(rad/s)	0	0.3082	0.8612	1.6316	2.6020	3.0959	4.5820

利用几何光学的方法，对激光微束中小球的所受轴向力进行了数值计算，结果表明，束缚较大的高折射率的粒子时，光学涡旋结构的光束产生的轴向束缚力是相同激光功率下光镊的3倍多，这对于在较低激光功率条件下对生物细胞进行捕获与操纵，减少捕获细胞受热损伤的危险性是非常重要的；而且存在两个平衡点，更有利于捕获粒子。不仅如此，利用光学涡旋还可以克服光镊无法束缚低折射率的粒子的不足。通过计算，给出了光学涡旋捕获实验选择参数的优化依据：束腰越小势阱越深，捕获越稳定；波长越长势阱越深，捕获的稳定性越强；粒子的半径越小所受轴向力越小，也就越不容易被捕获；粒子的相对折射率越大势阱越深，但当相对折射率大于1.45轴向力始终大于零，粒子无法被捕获。因此，

适当选择各实验参数可增强捕获的稳定性。

光具有能量和动量，光的动量包括线性动量和角动量。携带有角动量的光束与物体相互作用，就可能有角动量的交换，这时物体就受到力矩的作用，只要该力矩大于作用在物体上的其他阻力矩，就会使物体产生旋转运动。光的角动量包括轨道角动量和自旋角动量。光的轨道角动量与光场的特定空间分布相联系，自旋角动量则取决于光束的偏振状态。

光束的偏振状态不同，光子的平均自旋角动量就不同。也就是说，光束携带的自旋角动量的大小和方向取决于光束的偏振状态。光束的偏振态发生了改变，就意味着它所携带的自旋角动量有了变化。一束携带自旋角动量的光束与物体相互作用，光束的偏振态则可能发生变化，相应的角动量也就发生了变化，根据角动量守恒定律，物体的角动量也要同时发生变化，这将导致有力矩作用在物体上，使物体发生旋转。这种基于自旋角动量的交换或者传递实现的光致旋转，既与入射光的偏振状态有关，也与物体微粒的光学性质有关。

自旋角动量的传递与扭力矩

按光的量子理论，光是由光子组成的。每个光子自旋角动量的大小为 \hbar 。每个光子的自旋角动量在光传播方向上的投影，取决于光束的偏振状态，对于左旋圆偏振光为 $+\hbar$ ，而对于右旋圆偏振光为 $-\hbar$ 。左旋和右旋圆偏振光是光的2种基本的本征偏振状态。线偏振光可以看作左旋和右旋圆偏振态以相同的比例叠加，这时光子在光传播方向上的投影取 $+\hbar$ 和 $-\hbar$ 的概率相同，因而平均自旋角动量为零。一般偏振光即椭圆偏振光可以看成是不同比例的左旋和右旋圆偏振光的叠加，平均自旋角动量不为零。

光束通过双折射物体时，光束的o光和e光分量具有不同的相位变化，因而透过双折射粒子后的合成光束的偏振状态发生了改变，光束的自旋角动量也随之发生了变化。与此同时，双折射物体的角动量也有大小相等方向相反的改变，即光束与物体相互作用时，光将施加扭转力矩作用在物体上，该力矩只要能克服阻力矩，就能使物体产生旋转运动。

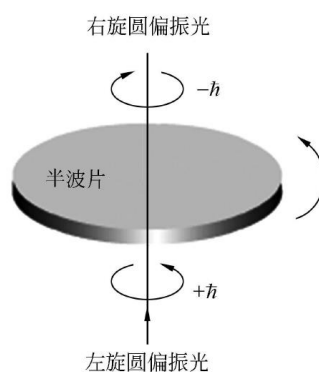


图 Beth的光致旋转实验示意图

上图是R.A.Beth于1936年第一次在实验上观察光致旋转现象的实验示意图。一束左旋圆偏振光束通过由细丝悬挂着的半波片，这种左旋圆偏振光的每个光子携带有 $+\hbar$ 角动量，当它通过半波片以后，变为右旋圆偏振光，光子的自旋角动量变为 $-\hbar$ ，这意味着，波片从1个光子那里得到了 $+2\hbar$ 的角动量。这样，由光束(或光子流)的强度即可算得在单位时间里传给该波片的角动量，即施加在波片上的扭力矩，它使物体在光的作用下产生旋转。

光镊-光致旋转

光镊能在三维空间悬浮微小粒子，光镊的捕获和悬浮作用就像无形的“悬线”把被作用物体“悬挂”起来，使它不再受其他机械的摩擦力。光镊悬浮粒子的优点为光致旋转创造了最佳的实验环境。在光镊光场中进行光与物体的角动量的交换，减小了外界摩擦阻力，

十分有利于粒子的旋转。此外，光镊还可以操控旋转的粒子，有目的地接触其他物体，驱动其他粒子实现定向旋转。光致旋转现象能实时观察、记录和进行图像分析处理。与Beth的光致旋转实验相比，光镊光致旋转实验设计能直观地反映由于光的自旋角动量传递所造成的光致旋转现象，实验条件简单，实验效果明显。

实验使用具有双折射特性的 CaCO_3 晶体粒子，几 μm 的粒子近似圆薄片。当 CaCO_3 粒子薄片被光镊捕获，即 CaCO_3 粒子被悬挂于空间。在这里光阱的束腰处的光波波面近似作为理想平面波处理。

由于 CaCO_3 晶体粒子的双折射特性，这时光束的自旋角动量就发生了变化，根据角动量守恒定律，粒子将获得光束角动量的这个改变量而产生扭转趋势。晶片的光轴与x轴间的夹角为 θ ，入射光为角频率为 ω 的平面电磁波，其椭圆度为 Δ 的偏振光电场矢量表示为：

$$E = E_0 e^{-i\omega t} (\cos \phi \hat{x} + i \sin \phi \hat{y})$$

入射光施加在晶片单位面积上的扭转力矩：

$$\tau = \frac{c\epsilon_0}{2\omega} E_0^2 [\sin 2\phi (1 - \cos \Delta) + \sin 2\theta \cos 2\phi \sin \Delta]$$

光束从晶体后端面($z=d$)出射时，o光和e光之间的相位差改变了 $\Delta = kd(n_o - n_e)$ 。根据角动量守恒定律，光束角动量的变化作用在厚度为 d 的粒子的单位面积上所引起的力矩为 τ 。平衡时所受黏滞力矩为 $c\Omega$ ，其中 c 是阻力系数， Ω 是转动的角速度。

实验内容

实验设计

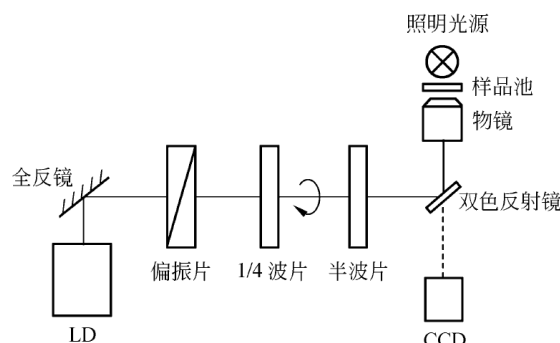


图 光镊光致旋转实验装置

实验设备为图所示的“光镊微操作系统”，在光镊光路中插入偏振器组。偏振器组包括起偏器P、1/4波片和半波片，这些偏振元件根据实验内容推入波片架中，而将波片架耦合入光镊仪器上预留的孔洞中。波片在光路中都可以独立地绕光束旋转，以此来调节光束的偏振状态。微粒的旋转运动的动态过程由CCD摄像头采集，并显示在显示器上，可以直观地观察微粒的旋转运动和对转速大致做出判断。然后对采集的动态图像作相应处理，计算获得粒子的转速。

实验中用的双折射晶体样品为 CaCO_3 微粒，通常形状是不规则的，当它旋转时，其后向散射光强的空间分布将呈周期性变化，特别是颗粒突起的部分往往散射较强。抓住粒子的特征，通过CCD采集的动态图像，可以直观地对转速大致做出判断。然后对采集的动态图像作相应处理，计算获得粒子的转速。实验用样品大小为几 μm ，其物理与光学性质满足光镊捕获的条件。

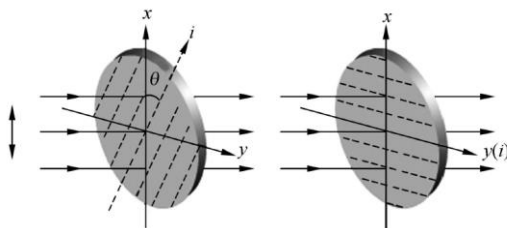


图 线偏振光对双折射粒子的定向作用

线偏振光对双折射粒子的定向作用

在光镊光路中插入起偏器，使其起偏器表面与光束轴线垂直，观察线偏振光对光阱中捕获的双折射微粒的作用(图3)。

1)反复捕获同一 CaCO_3 微粒，注意观察微粒是否基本上定位于相同角度，由此说明线偏振光对双折射粒子有定向的作用。

2)对于同一被捕捉的 CaCO_3 微粒，先后调节起偏器的透振方向在水平或竖直方向，观察双折射粒子被定位到新的方位。图4(a)表示，当偏振片透振方向置于某方向时，被捕获微粒的定位方向，如箭头所示;当改变偏振片方向后，被捕获微粒随之定位在另一方向上，如图4(b)箭头所示。

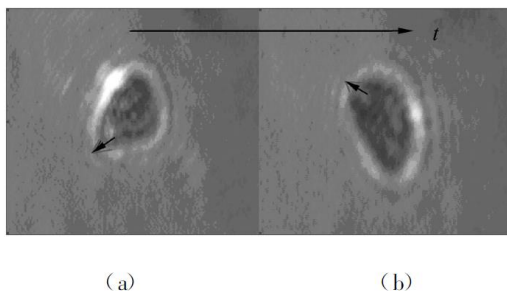


图 线偏振光偏振方向改变后被捕获微粒的定向改变

如果线偏振光的透振方向分别在水平和竖直方向，微粒分别定位在2个确定的位置。

圆偏振光引起双折射粒子的连续转动

调节起偏器使出射光最强，然后在光路推入 $1/4$ 波片，波片平面垂直光束.绕光束旋转波片,使波片的光轴与入射光偏振方向成 $\pi/4$ 角，使得通过波片的光变为圆偏振光。观察在这样的圆偏振光作用下，光阱中捕获的双折射微粒的连续旋转运动，并利用CCD 采集的图像估算微粒的旋转速率。

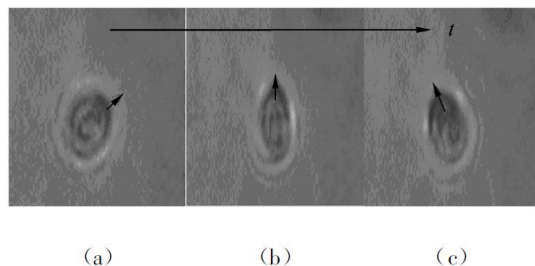


图 入射光为圆偏振光时的左旋运动

根据圆偏振光的椭圆度为 $\phi = \pi/4$ ，此时扭转力矩和晶体光轴 i 与 x 轴间的夹角 θ 无关，粒子将受到恒定的力矩，从而产生连续恒定的转动.随 t 的增加，入射光为圆偏振光时 CaCO_3 微粒的左旋运动方向如图5 箭头所示；随 t 的增加,入射光为圆偏振光时 CaCO_3 微粒的右旋运动，运动方向如图6箭头所示。

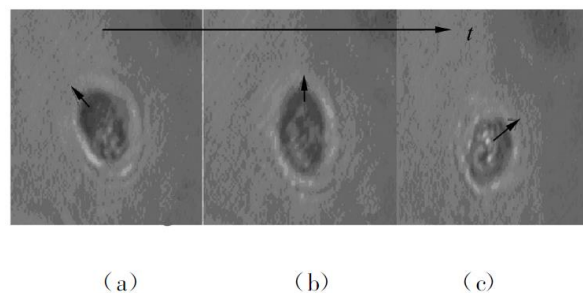


图 入射光为圆偏振光时的右旋运动

不同椭圆偏振光作用下双折射粒子的转动

改变 $1/4$ 波片的光轴相对入射光偏振方向的角度,即可得到不同椭圆度的椭圆偏光.当椭圆度为除 $0, \pi/2, \pi/4$ 值以外的其他任意值时,观察该光束穿过双折射粒子,所引起的该粒子旋转运动的特点。

分析施加于粒子上的扭力矩的特点,说明粒子的旋转角速度周期性变化的原因.进而定性分析粒子旋转1周内的速度变化。

改变圆偏振光的旋向

在圆偏振光的光路中,将半波片推入到 $1/4$ 波片之后,圆偏振光的旋向就会改变.这样光镊捕获的双折射微粒的旋转方向就会反过来。

不用半波片,而是绕光束旋转 $1/4$ 波片,改变它的光轴取向,来获得与原旋向相反的圆偏振光,从而改变微粒的旋转运动方向。

试分析施加于粒子上的扭力矩的特点,说明粒子的旋转角速度周期性变化的原因。进而定性分析粒子旋转1周内的速度变化。

研究内容的拓展

通过以上系列实验,我们了解到光镊-光致旋转的实验原理和特点,以及利用椭圆偏光实现光致旋转的实验条件及规律,充分讨论观察到的粒子定向和恒速转动现象,分析粒子什么情况下获得最大的转动力矩.在此基础上,我们还可以进一步设计更多的实验,例如:研究粒子旋转速度随光功率的变化关系,即改变入射光功率,在圆偏振光情形,测量转速与光功率的关系曲线;通过选择有代表性的几何形状的粒子,比较旋转效果与实验条件间的关系,研究微粒的几何形状对自旋角动量的传递的影响。

结束语

本实验利用光镊独有的特点实现了演示光致旋转现象,使学生能够直观地观察和认识光的角动量基本属性及由此产生的光致旋转现象。光镊-光致旋转的实验设计与R .A .Be th的光致旋转实验作比较,利用光镊技术能在三维空间悬浮和操控微小粒子的特点,实现对粒子的悬浮和固定,它巧妙地解决了旋转粒子的悬挂问题,真实反映了光把角动量传递给物体的现象.它体现了现代科学技术的发展对基础教育的推动。

光束的轨道角动量

近年来的研究表明,光束的角动量有两种:一种是由于光束的偏振特性产生的角动量;另一种由于光束具有螺旋形相位结构(扭转位相)而产生的轨道角动量。1936年Beth使圆偏振光通过一个用石英光纤悬挂的半波带板,首先观察到了由于光束的圆偏振特性引起的角动量,并通过精确测量光纤的扭矩发现此角动量与量子自旋有关。而光束的轨道角动量一直被人

们所忽略，只是近年来才发现当光束含有角向相关的位相分布时(扭转位相或螺旋位相)，此类光束具有与角向位相分布有关的角动量，被称为轨道角动量。如果该光束的光场函数为

$$u(r, \phi) = f(r) \cdot \exp[i g(\phi)]$$

则该光束的轨道角动量为

$$J_{z,L} = -\frac{2}{\omega} P \frac{\partial g(\phi)}{\partial \phi},$$

其中 r 为位置矢量， $g(\phi)$ 表示光束的扭转位相， ω 是光场的角频率， P 为光束的功率。

一种典型的具有轨道角动量的光束是拉盖尔高斯光束，其在极坐标下的光场形式可以表示为

$$\begin{aligned} E_l(r, \phi, z) = & c_{pl} \frac{\omega_0}{\omega(z)} \left(\frac{\sqrt{2}r}{\omega(z)} \right)^l L_p^l \left(\frac{2r^2}{\omega^2(z)} \right) \\ & \times \exp(-i l \phi) \exp\left[-\frac{r^2}{\omega^2(z)}\right] \\ & \times \exp\left\{-i \left[kz + \frac{kr^2}{2R(z)} \right. \right. \\ & \left. \left. - (2p + l + 1) \varphi(z) \right] \right\}, \end{aligned}$$

其中 L_p^l 为拉盖尔多项式， p 表示沿径向的节线圆的数目， l 表示沿辐角方向的节线的数

目， ω_0 为光束的束腰半径， $\omega(z)$ 为光束沿传输方向位置 z 处的光斑半径， $R(z)$ 是光束的波前曲率半径，是光束传输时产生的附加相移。由于 $l \neq 0$ 的拉盖尔高斯光束含有角向位相项 $\exp(-il\phi)$ ，因此其具有轨道角动量

$$J_{z,L} = -\frac{2l}{\omega} P.$$

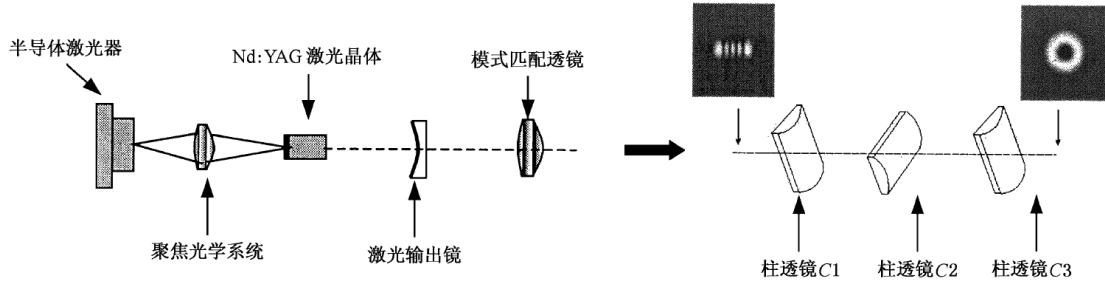


图 厄米高斯光束的产生及其光束变换

	TEM _{2,0}		TEM _{4,0}	
	变换前	变换后	变换前	变换后
理论计算				
实际测量				

图 扭转柱面镜系统变换前后的理论计算光斑与实际测量光斑

光学扳手及其对微粒的俘获和旋转

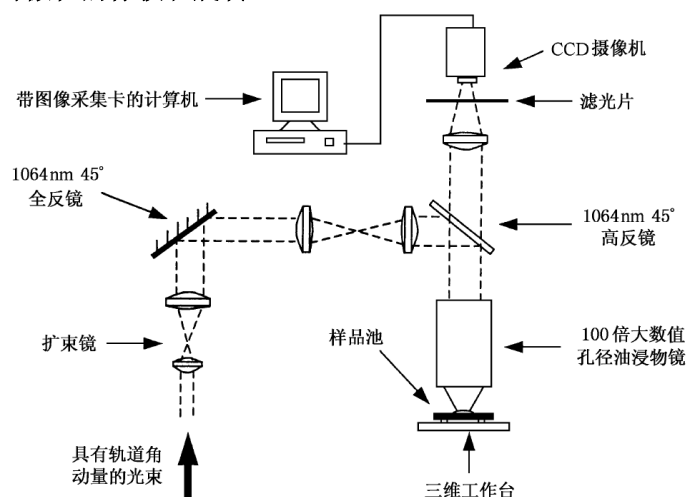


图 “光学扳手”实验系统图

光学扳手的实验装置如图3所示。实验中通过调整抽运光的位置,使Nd :YAG 激光器的输出模式为TEM_{4,0}。当TEM_{4,0}模经过光学变换系统后,获得了如图2 所示的环形对称光束。该环形对称光束首先通过一个10 倍的扩束镜扩束,其目的是减小入射光束的发散角,使扩束后的光束经过高倍显微物镜聚焦后的光斑半径为微米量级,扩束镜倍数应满足扩束后的光束的直径充满显微物镜的通光孔径。经过扩束镜后的环形激光束由一块1064nm 的45° 高反镜反射进入显微物镜,实验中采用的显微物镜是100倍的油浸物镜,其数值孔径是1.25 ,用以实现对入射环形光束的聚焦。样品池由载玻片与盖玻片之间夹一层70 μm 的薄膜制成,实验中所选定的样品为直径8 μm 左右的微粒,利用蒸馏水作为溶剂。

在光学扳手实验装置中我们用两种方式对微粒进行观察,一是由显微物镜和目镜组成的目视观察系统,另一个是由显微镜和面阵CCD构成的观察系统,面阵CCD采集的图像由图像采集卡实时采集,操作者在计算机屏幕上观察微粒的状态。为了方便观察我们选择了一个不规则的微粒作为实验对象。图4 为图像采集卡记录下的样品微粒旋转的图像,其中位于图像中央的不规则颗粒是所选用的微粒,对应的入射环形扭转对称光束的功率为30mW。由于所采用的光束具有轨道角动量,因此在实验中观察到此微粒在光场的作用下以0.5Hz的转速

旋转。

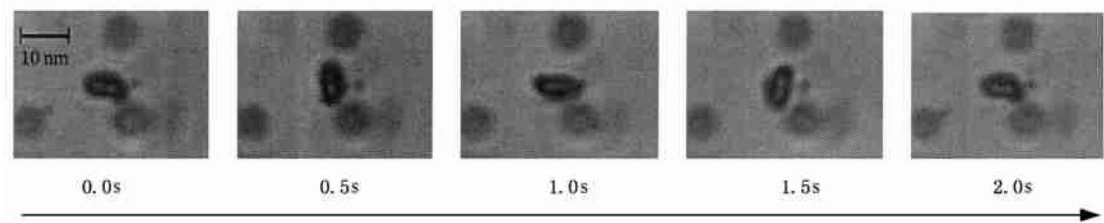


图 微粒在光学扳手中的旋转情况，微粒沿顺时针方向旋转，旋转的转速为0.5Hz

实验中每隔0.5s采一幅图像，从采集下来的图像可以看出图像中间的微粒随着时间的变化顺时针旋转，而背景的其他微粒及这些微粒之间的相对位置不发生任何变化。当增大入射的环形光束的功率时，观察到微粒的旋转速度加快，反之变慢。在保持光束功率不变的情况下，改变入射光束的模阶次，可以看到微粒的旋转速度随光束模阶次的升高而加快，即随着入射激光轨道角动量的增大而变快。在保持环形光束模阶次不变的情况下，微粒的旋转角速度与入射环形光束的功率之间的关系如图5所示。

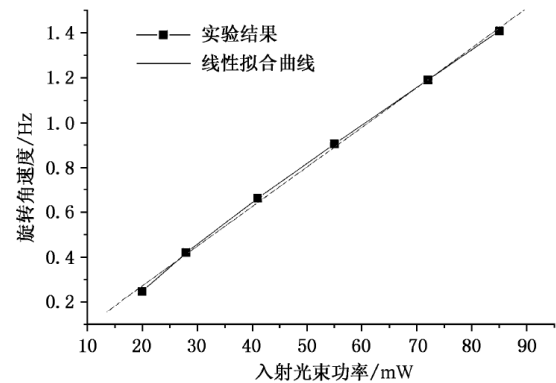


图 微粒的转速与入射光束功率之间的关系

结束语

我们利用非对称柱面镜系统把半导体激光抽运Nd:YAG激光器产生的厄米高斯光束变换为具有轨道角动量的扭转对称环形光束，并利用这种光束研制成功了“光学扳手”，实现了对直径8 μm左右的微粒的俘获、平移和旋转。此研究在生物医学领域将有重要应用价值。

对于小尺寸粒子，利用LG光束实现绕光轴的公转。

实验光学系统如图2 所示。光源采用波长 $\lambda = 532 \text{ nm}$ 的Nd:YAG 连续固体激光器，输出高斯基模线偏振光。通过扩束镜，使光束宽度与SLM的有效区域相匹配。半波片用于调整入射光的偏振方向。采用的SLM相位调制度为 $0 \sim 2 \pi$ ，相位等级大于50。经SLM 相位调制后，生成的LG 光束经望远镜系统压缩和100 × 浸油物镜($NA = 1.25$) 会聚，形成光镊。分光镜将光镊光路和观察光路分离。照明光源采用白光，经分光镜后在CCD 上成像。样品为CuO 微粒的水溶液，微粒直径在1 ~ 8 μm。

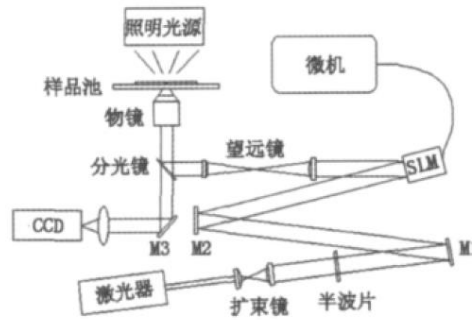


图 实验光路

图3 为根据式(1) 计算的两种LG模式($p = 0, 1, l = 5$) 的理论光强分布以及相机拍摄到的远场分布。可见，得到的光强分布与理论基本一致。

LG_p^l	$l = 5, p = 0$	$l = 5, p = 1$
理论计算		
实验光强		

图 LG($p = 0, 1, l = 5$) 光束的理论计算

光学漩涡对微粒的捕获和旋转

单个微粒绕轴旋转

图4 为CCD 拍摄到的单个直径约 $6.75 \mu\text{m}$ 的样品颗粒被光学漩涡捕获于暗中空区域，发生绕平行于光轴的固定轴旋转的系列图片。对应激光功率 $P = 0.31 \text{ W}$ ，采用的是LG(5,0)光束。

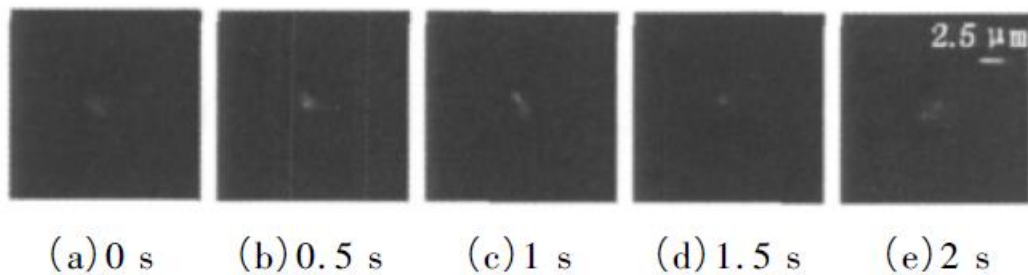


图 单个直径约 $6.75 \mu\text{m}$ 微粒被光学漩涡暗中空区域捕获

保持图4 其他实验条件不变，改变激光功率，得到粒子绕轴旋转的周期 T 随激光功率 P 的变化关系(如图5所示)。由图5可以看出，绕轴旋转周期 T 随着激光功率 P 的增大而减小。当 $P = 0.332 \text{ W}$ 时，由于吸收性，粒子吸热熔化，粘连在玻片上，停止旋转。

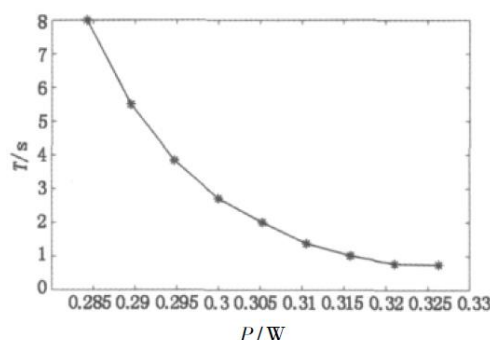


图 单个直径约 $6.75\ \mu\text{m}$ 微粒绕轴旋转周期 T 随激光功率 P 的变化

单个微粒绕轨道旋转

图6为CCD 拍摄到的单个直径约 $2.5\ \mu\text{m}$ 的微粒被光学漩涡的最大亮环处捕获，发生绕轨道旋转的系列图片。对应激光功率 $P = 0.41\ \text{W}$ ，采用的是LG(5,0)光束。

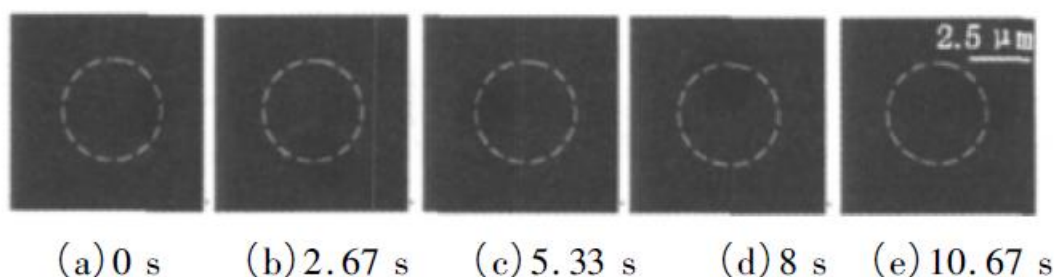


图 单个直径约 $2.5\ \mu\text{m}$ 微粒被光学漩涡最大亮环处捕获

保持图6其他实验条件不变，改变激光功率，得到粒子绕轨道旋转的周期 T 随激光功率 P 的变化关系，如图7所示。

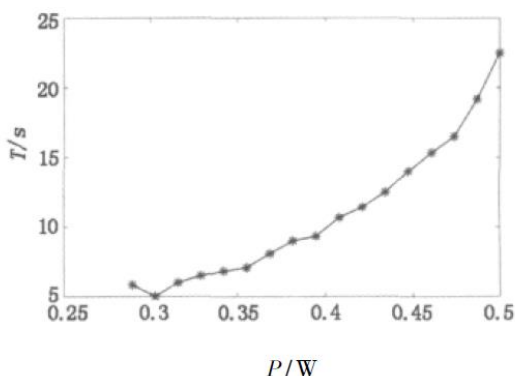


图 单个直径约 $2.5\ \mu\text{m}$ 微粒绕轨道旋转的周期 T 随激光功率 P 的变化

由图7可见，粒子绕轨道旋转的周期 T 随着激光功率 P 的增大，呈现一个先减小后增大的趋势，这种反常现象与Grier 等人绕轨道旋转 $800\ \text{nm}$ 聚苯乙烯时的实验现象一致。Grier 等人认为这是由于“热点”的存在，粒子不是流畅地，而是跳跃着旋转。光学漩涡中的“热点”是由于空间光调制器像素间距会使光强分布产生波纹，影响粒子的旋转，使得粒子的停滞时间增加。随着激光功率 P 的增大，这种“热点”效应越明显。

图8是在激光功率 $P = 0.5\ \text{W}$ 时，图6 中直径约 $2.5\ \mu\text{m}$ 的微粒绕轨道旋转的周期 T 在径向指数 $p = 1$ 的条件下随角向指数 l 的变化。由图8可见，粒子绕轨道旋转周期 T 与角向指数 l 成反比关系，即随着 l 的增大，粒子旋转加快。这是由于在一定的激光功率下，随着 l 的增大，传递给微粒的轨道角动量增加。

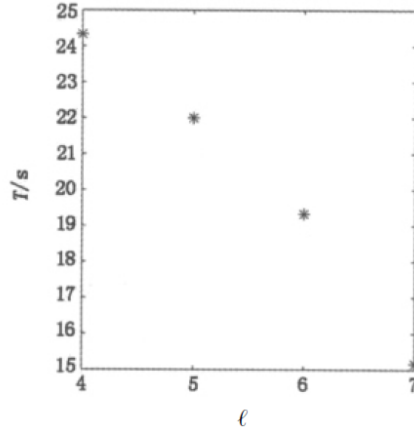


图 单个直径约 $2.5\ \mu\text{m}$ 微粒绕轨道旋转的周期 T 随角向指数 l 的变化 ($p = 1$)

多个微粒绕轨道旋转LG光束也可以同时捕获多个微粒绕轨道旋转。当单个微粒绕轨道旋转时，造成流场变化，很容易吸引附近微粒参与旋转。图9是采用LG50光束，激光功率 $P = 0.37\ \text{W}$ 时，两个CuO粒子绕轨道旋转。

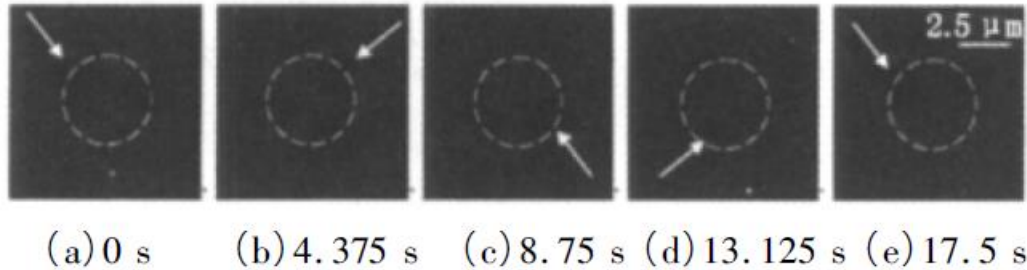


图 两个直径约 $2\ \mu\text{m}$ CuO微粒被光学漩涡最大亮环处捕获，绕轨道旋转

结论

本文论述了产生LG光束的计算全息图设计原理，给出了利用计算全息再现LG光场的理论分析。在全息光镊实验平台上实现了LG光束的再现，以吸收性CuO微粒为对象进行了系列旋转操纵实验。实验发现单个微粒可以被光学漩涡捕获在暗中空区域实现绕固定轴旋转，也可以被囚禁在光强最大值处实现绕轨道旋转；还实现了多个微粒的绕轨道旋转。绕轴旋转与绕轨道旋转的周期随激光功率的变化呈现出不同的变化趋势。前者随着激光功率的增大，逐渐减小；后者随着激光功率的增大，先减小后增大。随着角向指数的增加，绕轨道旋转的周期减小。所得结果可用于光致旋转中对微粒旋转的精确操控。此研究在微马达、微纳器件光致驱动及生物医学等领域具有重要的应用价值。

实验仪器

本实验的实物装置图如下图所示：

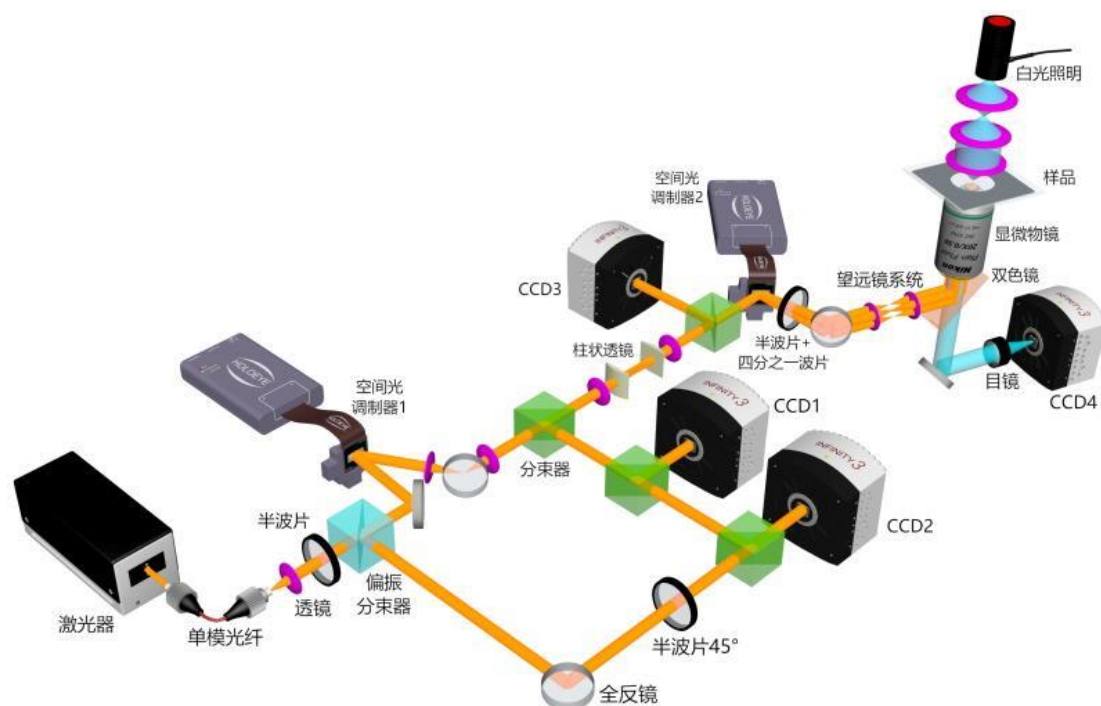


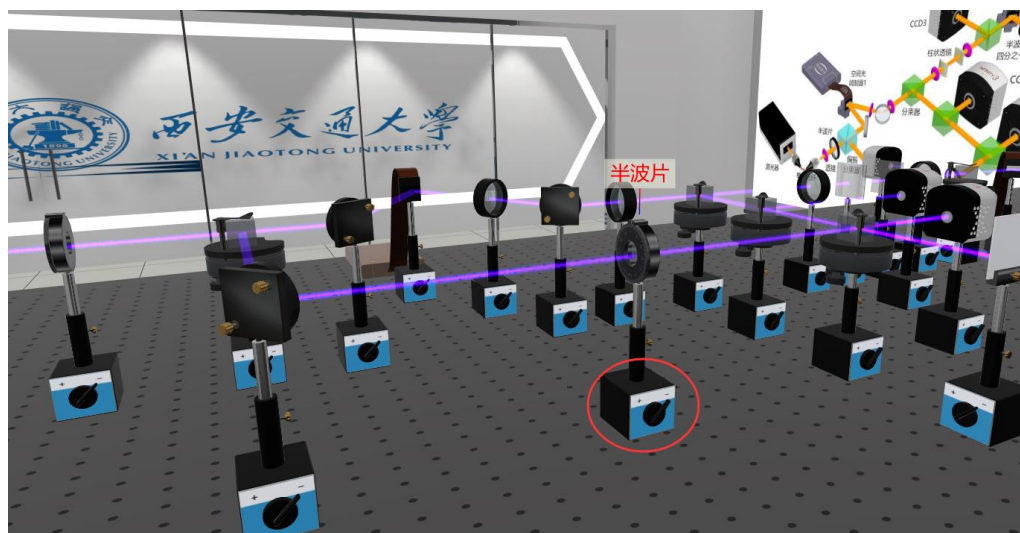
图 1 实物装置图

其中的主要实验仪器有：激光器一台，空间光调制器 2 台，CCD 相机 4 台，显微成像系统 1 套，柱状透镜 1 对，透镜、半波片、反射镜、分束镜、偏振分束镜若干。所有的空间光调制器和 CCD 相机均接入电脑控制。实验过程中，所有光学器件和仪器设备均可调节。

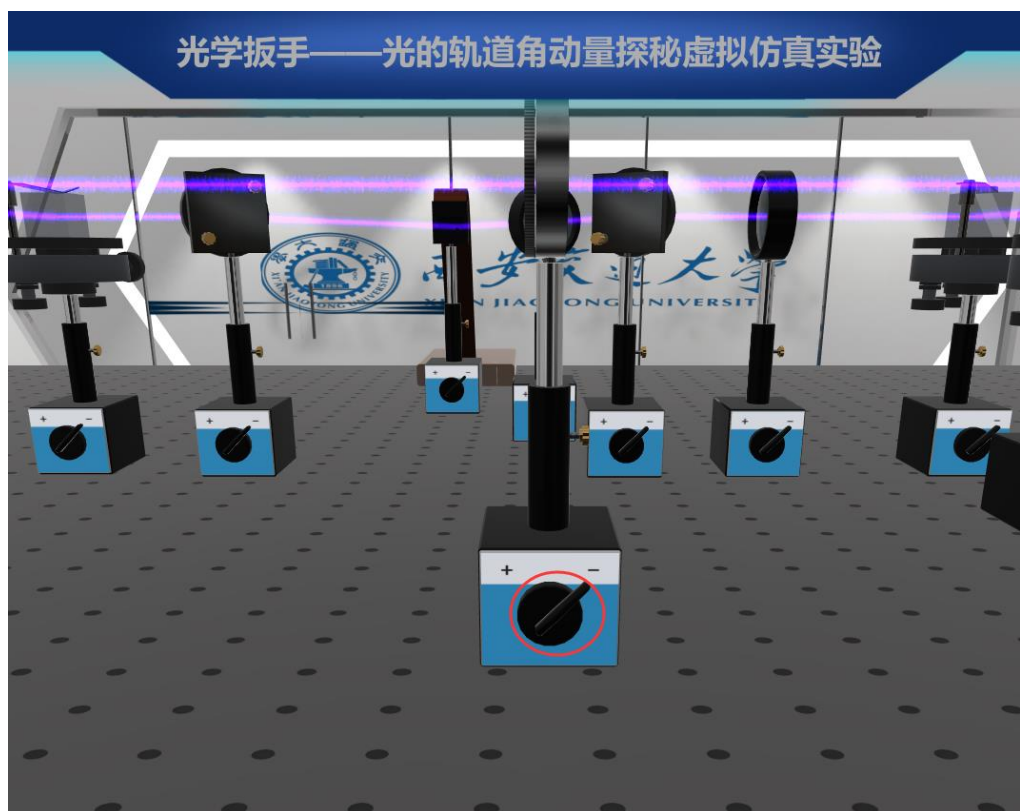
实验指导

（一）基本操作：

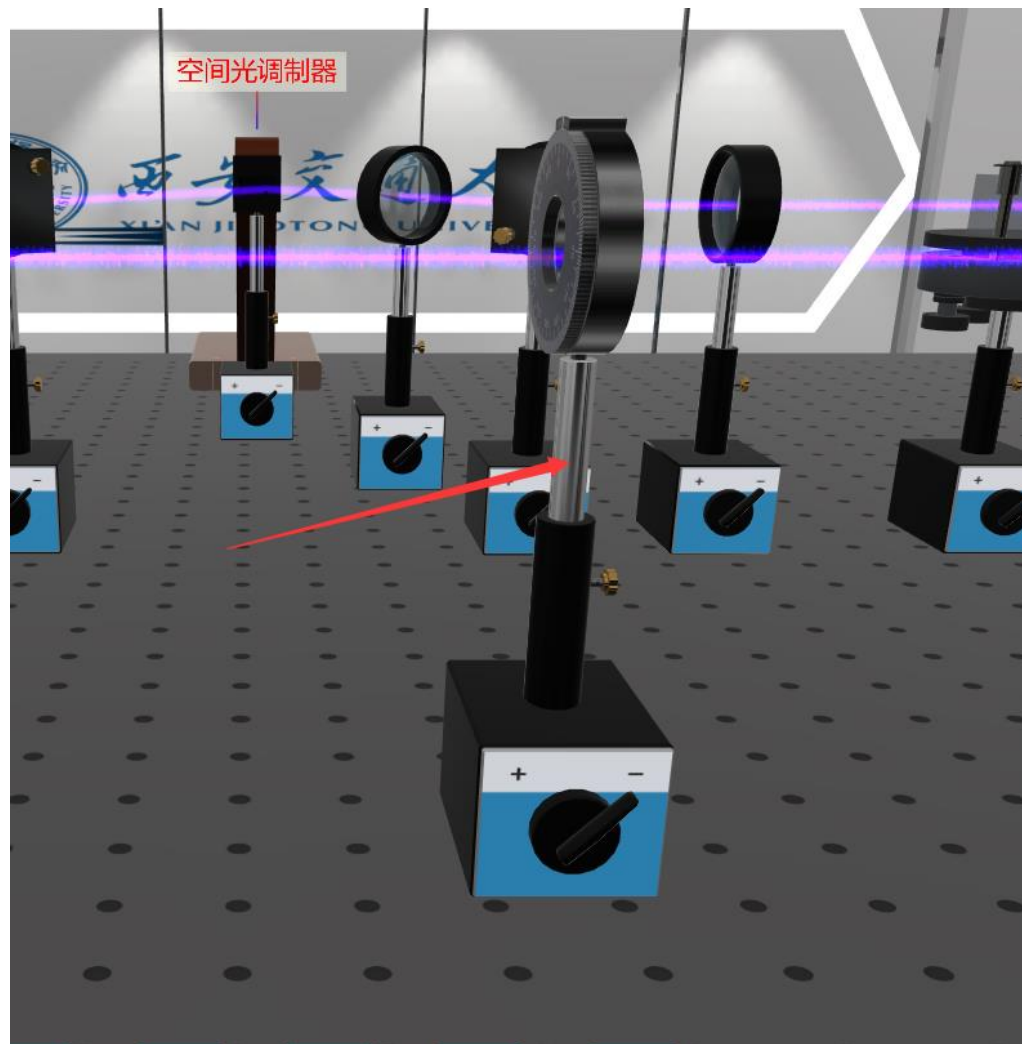
- 一、 视角移动：按下鼠标左键并移动鼠标，可上下左右平移视角
按下鼠标右键并移动鼠标，可旋转视角
滑动鼠标滚轮，可前进/后退视角
- 二、 开关控制：视角移到开关前方，鼠标左键点击开关按钮可打开/关闭开关
- 三、 仪器移动：鼠标左键点击底座不放，可拖动相应仪器



底座上有对应的磁力开关，可锁定/解锁仪器的位置



仪器上有金属滑杆，左键/右键点击金属滑杆可升高/降低仪器

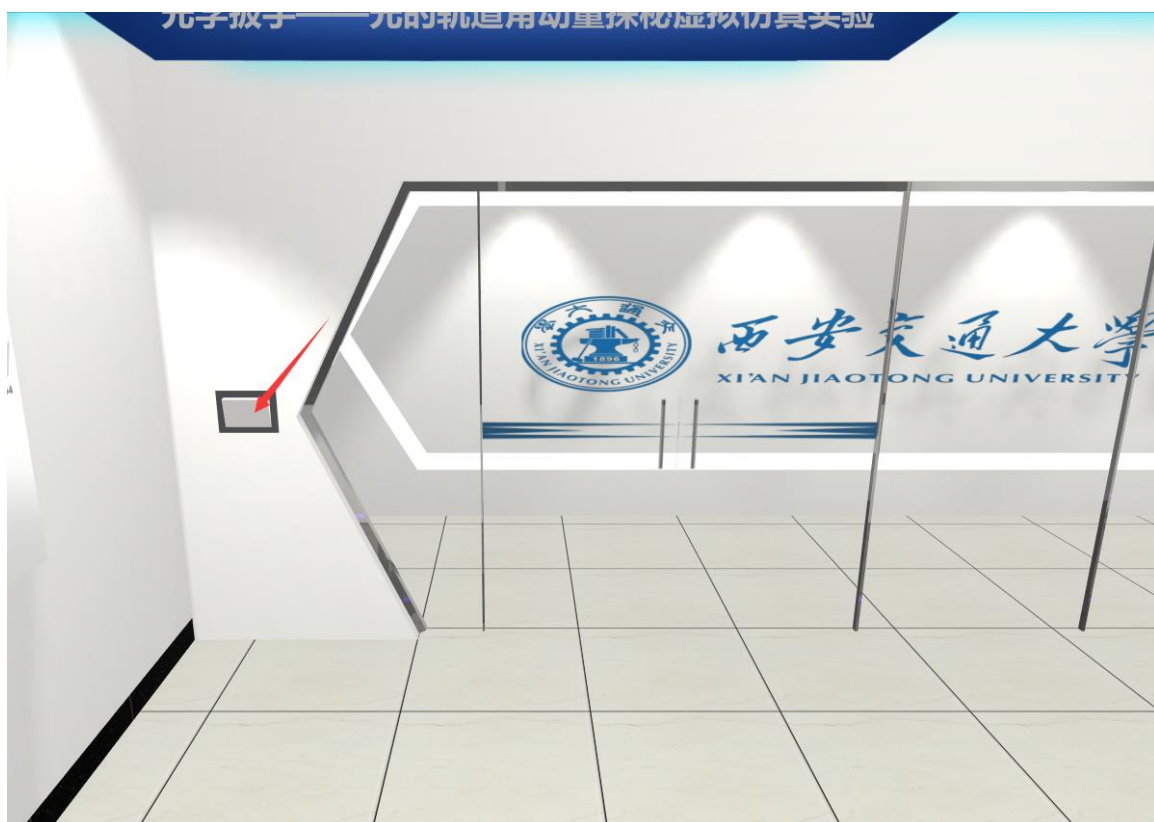


四、 旋钮旋转；鼠标左键/右键点击相应旋钮，可以连续旋转旋钮

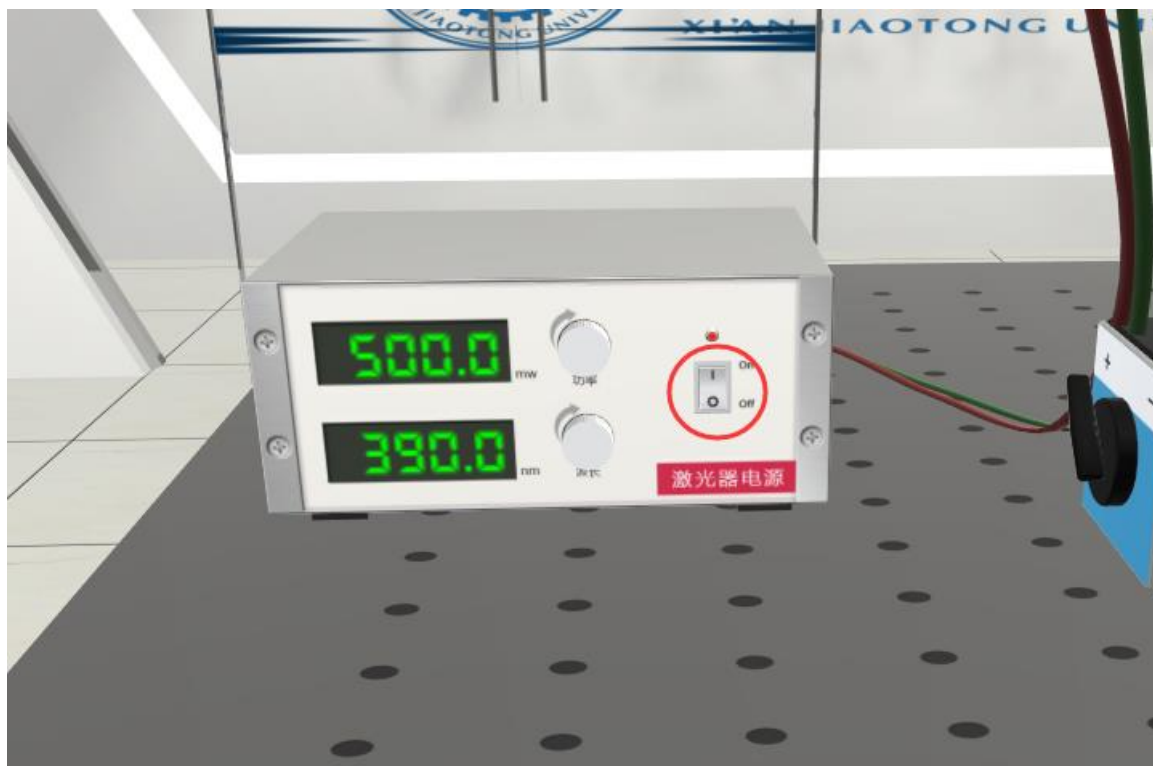


(二) 实验步骤:
光路搭建:

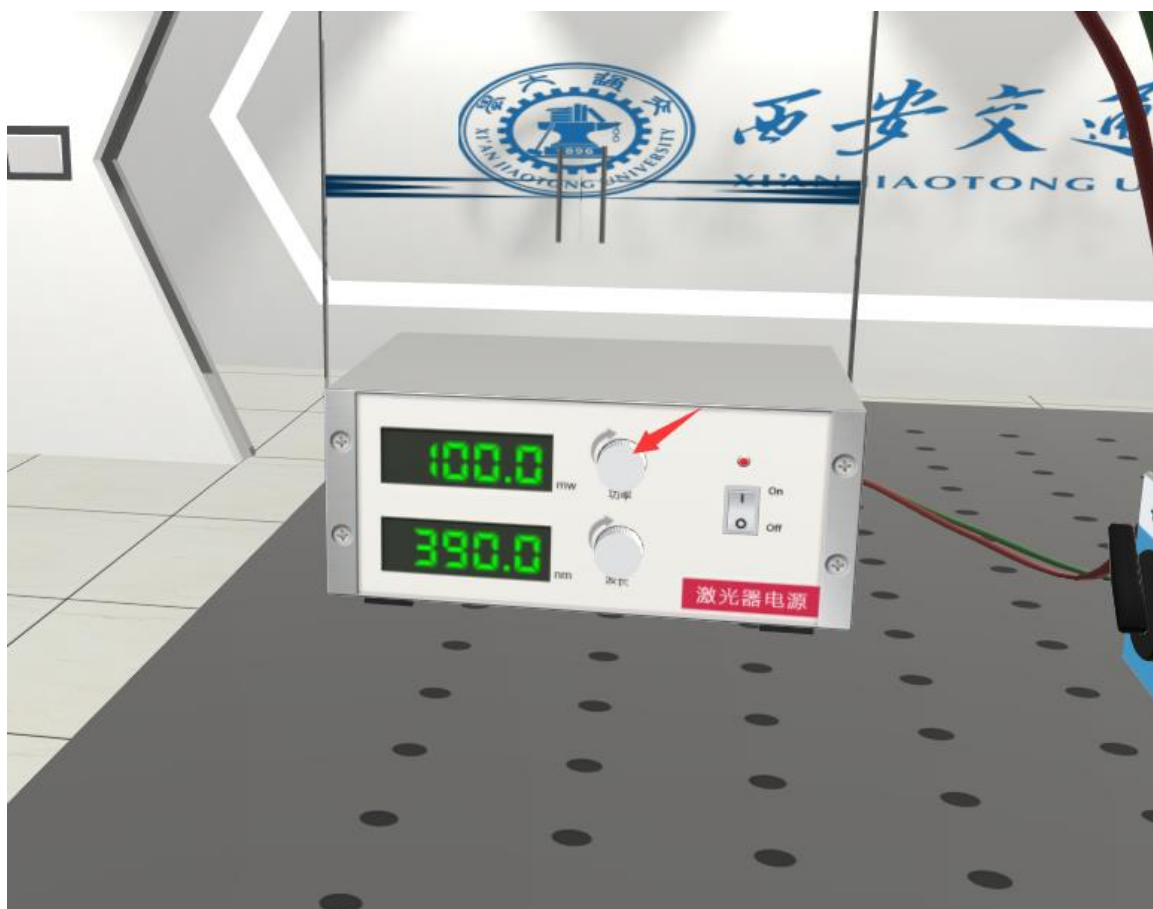
一、 打开房间灯光开关



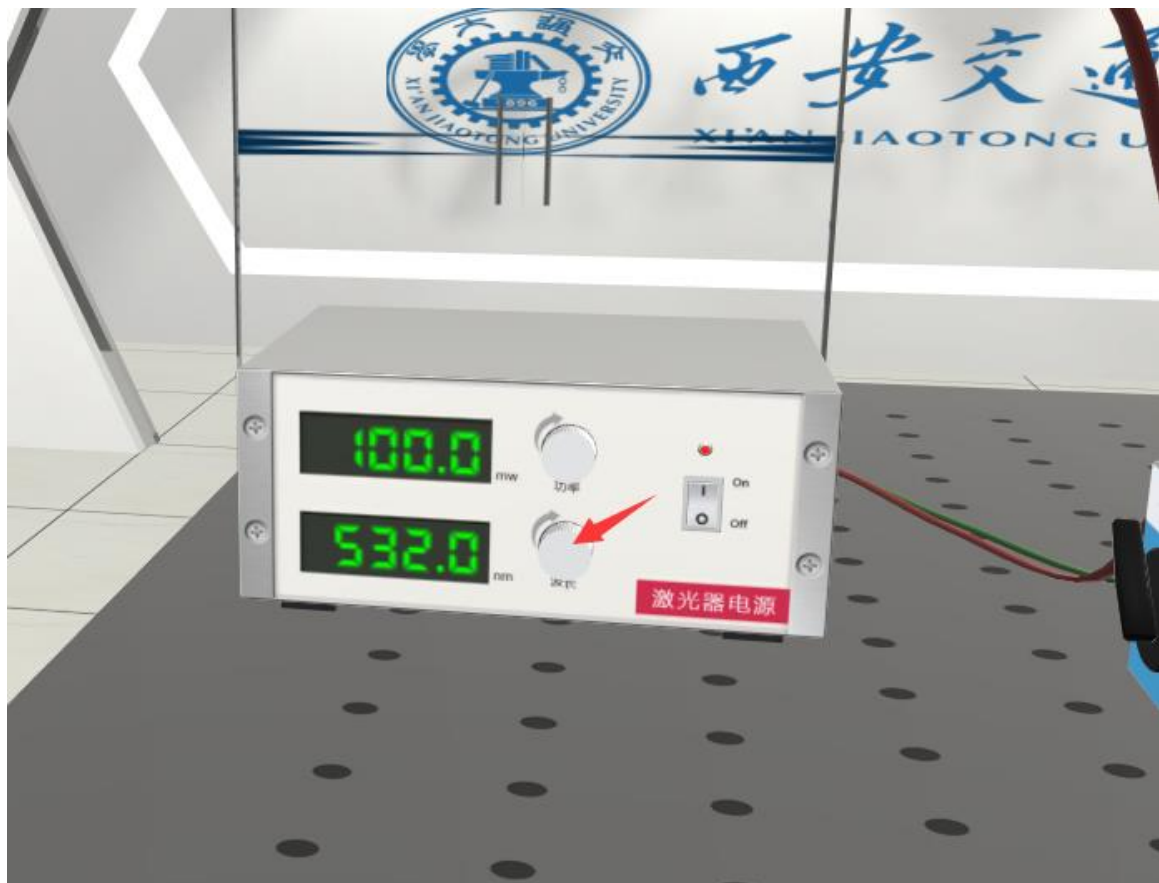
二、 打开激光器电源开关



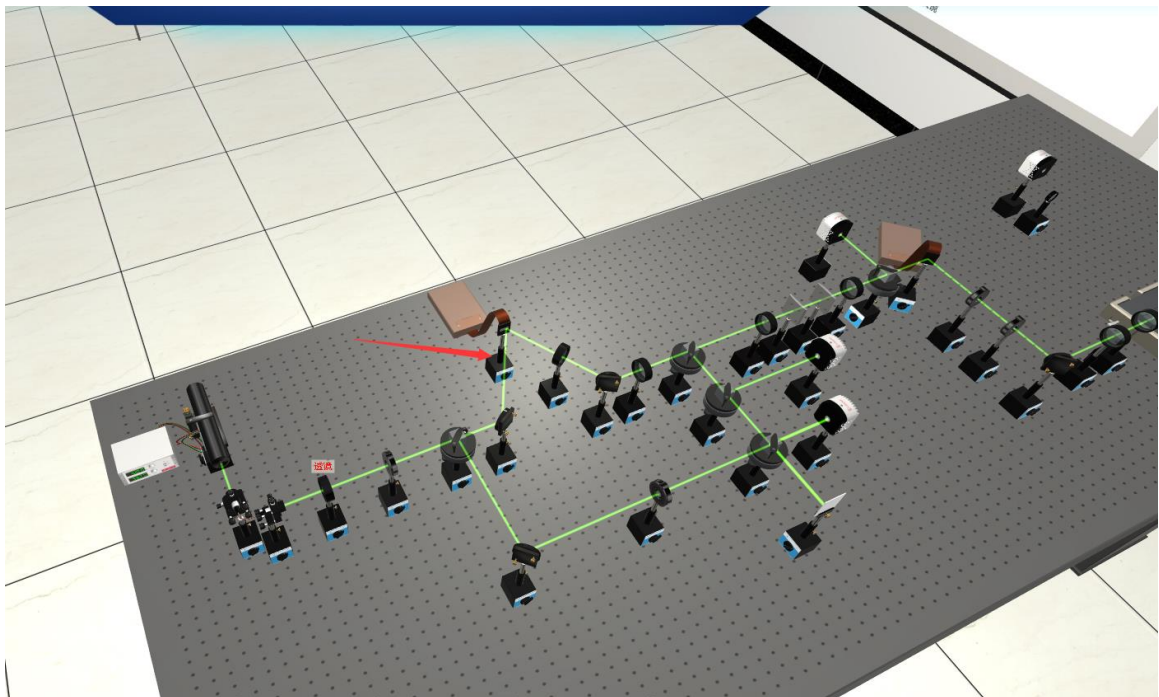
三、 旋转激光器电源功率旋钮，将激光器功率调至 100mw 左右



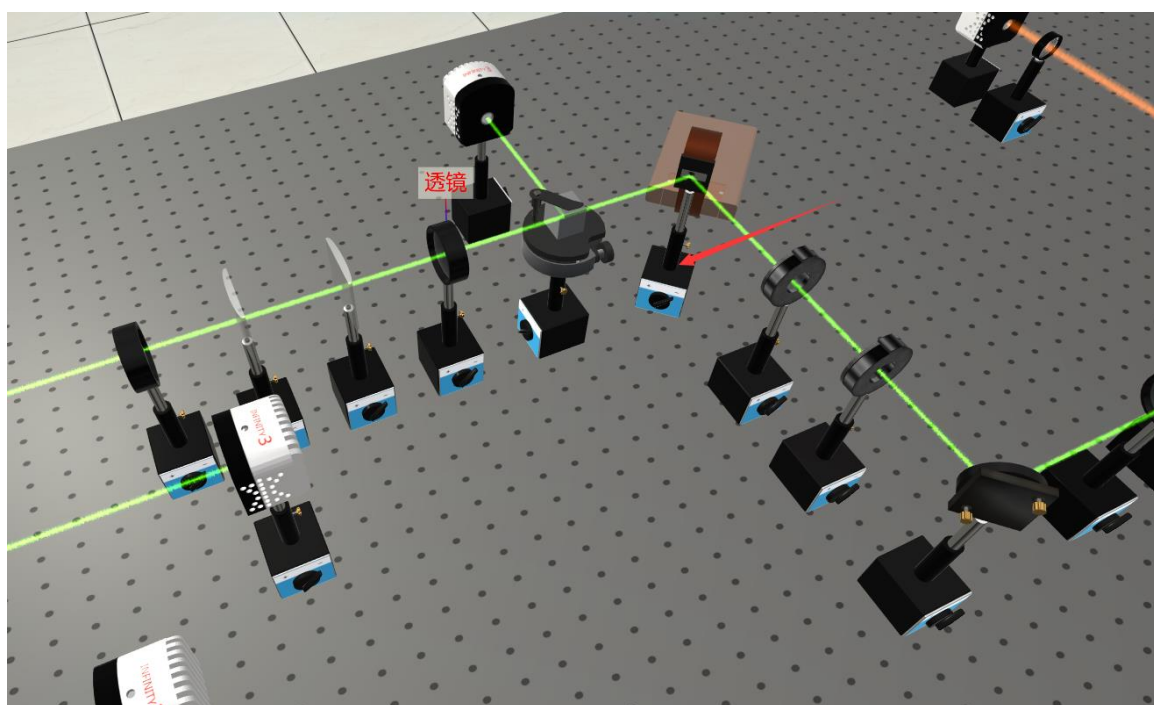
四、 旋转激光器电源波长旋钮，将激光器波长调制 532.8nm 左右



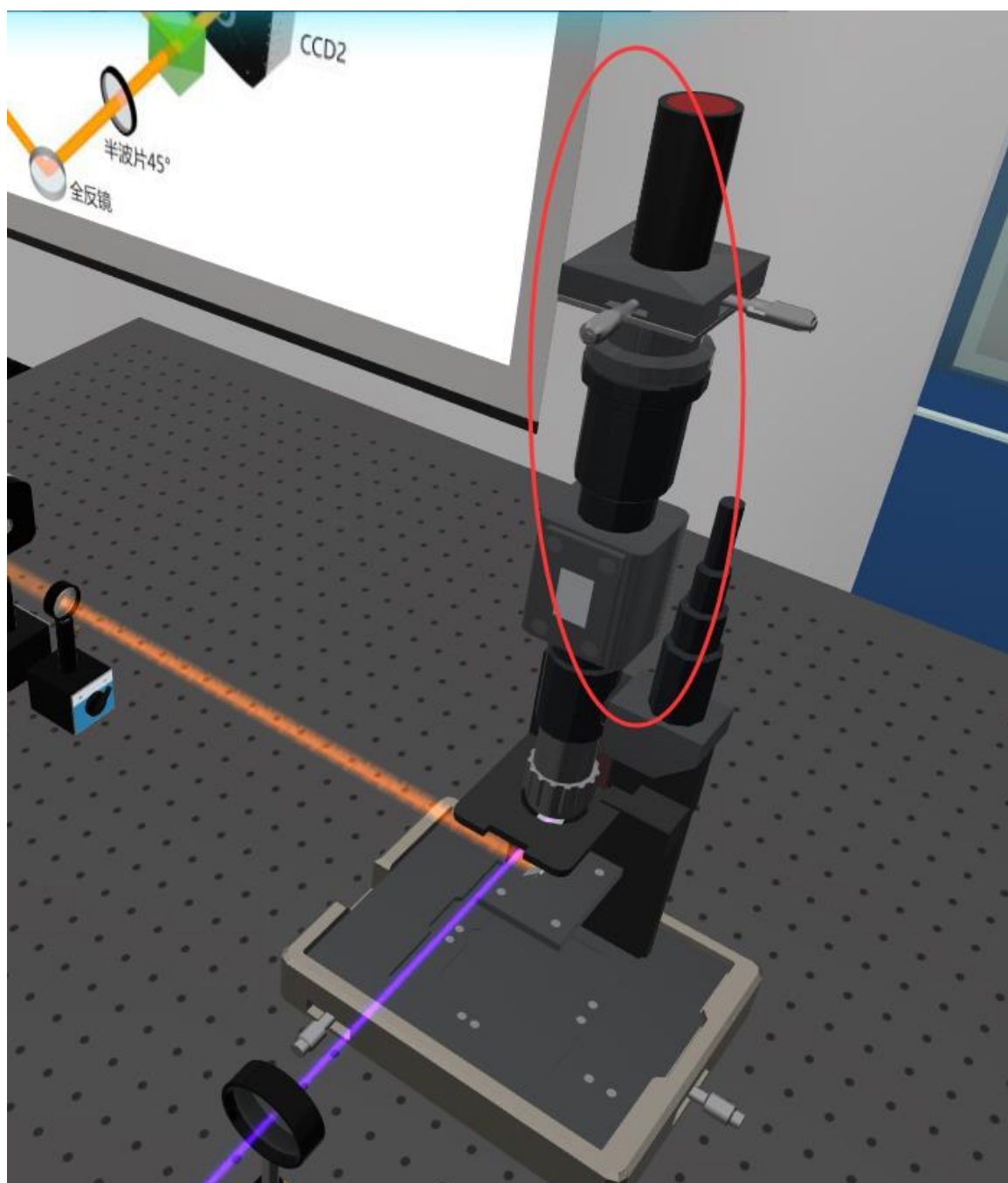
五、 放置空间光调制器 1, 使光线反射进入分束器 1



六、 放置空间光调制器 2, 调节分束参数为 1×1 , 使光线反射进入望远镜系统并进入显微镜

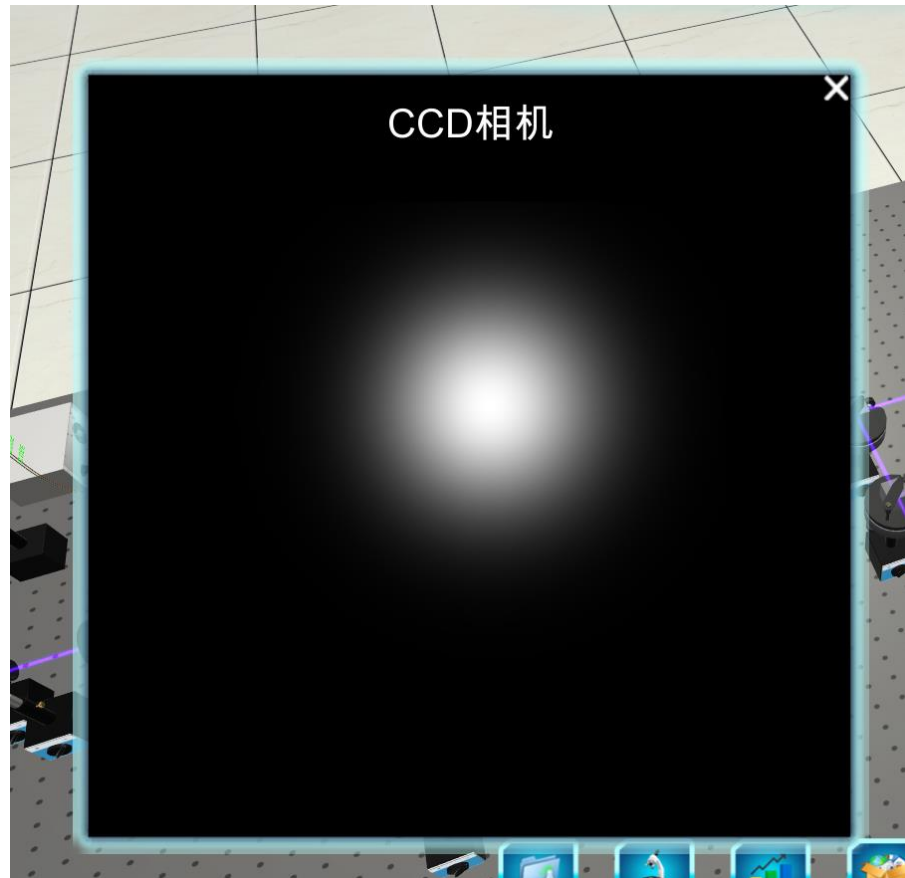


七、 双击打开显微镜照明灯光

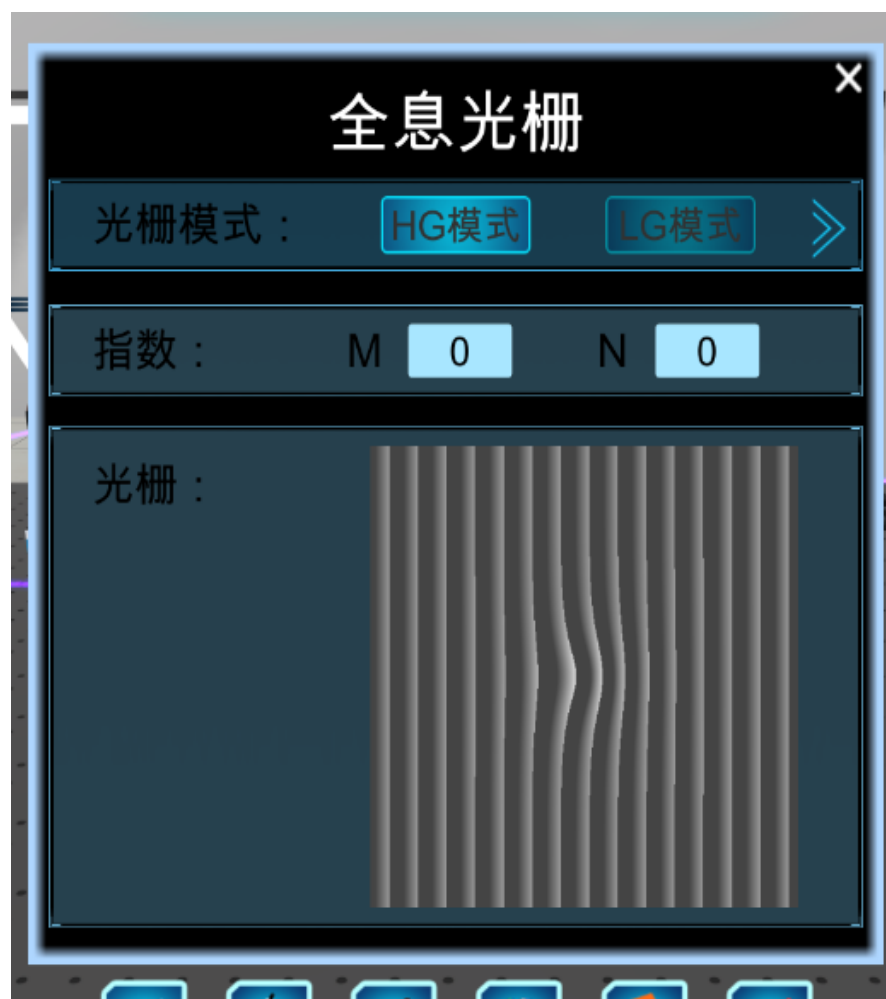


实验现象调节：

- 一、 鼠标左键双击 CCD 相机，可以打开 CCD 相机视图



二、 鼠标左键双击空间光调制器，可以打开空间光调制器全息光栅参数调节视图



三、 鼠标左键双击显微镜，可以打开显微镜相关参数调节视图



四、 通过调节透镜、目镜的位置，可以控制光束发散程度和束腰半径
(通过 CCD 可以观察)

五、 调节好相关参数，可以通过 CCD 观察样品微粒的运动情况



思考题

题目描述。

参考资料

资料描述。