

激光冷却气体原子

王育竹

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

激光冷却气体原子是近十年来量子光学研究领域中最前沿的研究课题。最新的研究成果表明,激光冷却气体原子可广泛地应用于物理学研究,并对其发展将起促进作用。本文介绍了激光冷却气体原子研究的发展和现状,重点介绍了利用自发辐射力冷却气体原子的“光学粘胶”(optical molasses)和利用迟后偶极力的“受激光学粘胶”(stimulated optical molasses)的工作原理。文中还讨论了激光冷却气体原子应用于物理学研究的可能性。

一、激光冷却气体原子研究的意义

激光冷却气体原子是近十年来发展很快的研究领域。激光冷却的概念是由 Hänsch 和 Schawlow 于 1975 年提出的^[1],其物理思想是利用激光的辐射压力阻尼原子的热运动,使原子气体的温度降低。自从激光冷却气体原子的概念提出后,光的辐射压力研究重新受到物理学家的重视。因为利用电磁辐射压力影响和控制原子运动本身就是一个有意义的课题,同时被冷却的超冷原子气体为物理学研究,特别是为原子分子物理、原子频标、非线性光学和量子统计物理等领域提供了新的研究对象,激光冷却气体原子的技术为这些领域提供了新的研究工具。无疑,激光冷却气体原子研究将深刻影响这些学科的发展。

物理学的发展史告诉我们,每当人们对一些物理量能更精确地测量时,人们对物理规律的认识就更深入一步。本世纪初曾成功地测量了原子的固有性质,从而导致了量子力学的建立。量子力学已成为现代物理学的基石。所以,对原子参量的精确测量有助于深入认识基本物理规律。但是,要获得物理量的精确测量并非易事,它受到原子无规热运动的限制。在室温下原子的平均速度约为 500m/s,多数原子的速度分布在零到两倍于平均速度之间。所以,本

来所有原子都吸收和发射相同频率的电磁波,而且频带很窄(常称自然线宽),然而由于热运动,原子吸收和发射各不相同频率的电磁波(称多普勒效应,所谓多普勒效应就是,当原子向着光源运动时,原子所遇到的电磁场波峰和波谷的变化速率增高,感受到的频率上升,而背着光源运动的原子感受到的频率下降),因此原子的热运动展宽了吸收和发射电磁波的谱宽^[2]。另外还有两个与热运动有关的展宽谱线的因素,即渡越加宽和相对论效应加宽^[2],渡越加宽是由于原子与光的作用时间有限产生的,作用时间越短谱线越宽。由于热运动原子不可能长时间停留在光束的作用区内,因而谱线被加宽。相对论效应加宽是由于原子运动时吸收线红移产生的,它与原子速度平方成正比,原子的热运动速度不同,吸收频率的移动也不同,因而使谱线加宽^[2]。加宽的谱线限制了对中心频率的精确测量,并隐藏了很多信息,如原子的超精细结构、Lamb 频移和相对论效应等。虽然,近年来发展了很多消除一次多普勒加宽的方法,这些方法虽能很好地消除多普勒频谱加宽,但不能消除渡越加宽和相对论效应加宽。为了提高测量精确度就必须冷却原子的热运动本身。最直接的冷却方法是将原子气体充入低温容器,原子与器壁碰撞而致冷,或与低温气体混合而冷却。但在低温下原子凝结于器壁,或形成分子,原子不再是分离的,并与邻伴形成复杂

的相互作用，因此影响精确测量。激光的单色性使激光成为极低温度的系统，气体原子与激光作用时给出能量使气体原子温度降低，即激光冷却气体原子。

激光冷却的原子可用于高分辨光谱研究，利用超冷原子可最大限度地消除多普勒效应、相对论频移和渡越加宽效应，可极大地提高测量跃迁频率的精度，为新一代原子频标作出实质性改进^[3]。超冷原子气体可用磁陷阱或激光陷阱囚禁于空间，这为很多重要物理实验提供了条件。例如对超冷原子碰撞过程的研究，由于超冷原子的德布罗意波增长，原子碰撞时间可与自发辐射时间相比拟，这种碰撞就完全不同与常温下原子有固定轨迹的碰撞，是一类新的物理问题。当超冷原子气体达到足够的浓度时，可进行量子统计物理所预言的爱因斯坦-玻色气体凝聚的验证。理论预言在极限温度以下发生玻色子凝聚，很大一部分粒子处于相同的最低量子态^[3]。这个现象可能会在囚禁的超冷原子气体中观察到。它是物理学家渴望观察到的重要物理现象之一。总之，激光冷却气体原子研究已展现出—个极有科学意义的研究领域，它将引起人们的广泛注意，并推动物理学研究的发展。

二、激光冷却气体原子的物理过程^[4,5]

1. 原子在激光场所受到的辐射压力

激光冷却气体原子是利用了原子在激光场中的受力现象。原子所受的力是光束中光子的动量传递给原子的结果。在激光的照射下，原子吸收一个光子跃迁到高能态，它不仅吸收了 $\hbar\omega_1$ 的光子能量，而且在光束传播方向获得一个 $\hbar\omega_1/c$ 的光子动量（ \hbar 是普朗克常数， ω_1 是激光角频率， c 是光速）。经过时间 τ 后（ τ 为原子激发态寿命），原子自发辐射能量为 $\hbar\omega_0$ 的光子，并获得 $\hbar\omega_0/c$ 的光子反冲动量（ ω_0 为原子共振频率）。但是，自发辐射光子的方向是随机的和各向同性的，原子在多次吸收和发射光子的循环中获得的反冲动量平均为零，而在光束方

向净得吸收的光子动量，如图1所示。这就构成了光的辐射压力，称为散射力或自发辐射力。在这个过程中也存在受激发射过程，但它不产生辐射压力，原因是在行波场中，原子受激发射的光子与光束同向，原子获得的反冲动量恰与吸收的光子动量反向，所以光束无动量传递给原子，不产生力。但是，当光强在空间分布不均匀时，如高斯光束或驻波场，就要产生力。原子在非均匀光场中由于感应而生成偶极矩，原子由于其偶极矩与非均匀光场相互作用就要受力，称为偶极力或梯度力。当考虑自发辐射过程时，偶极矩的振荡相位改变，造成比光场振荡相位迟后，生成迟后偶极力，它阻尼原子的运动^[4]。另外，无论自发辐射或受激辐射的光子都具有随机的性质，原子获得的反冲动量在空间上和时间上都是随机的。虽然，它们的平均速度为零，但均方速度不为零，所以原子的动量随作用时间增长而扩散，这是激光冷却气体原子过程中的加热机制。

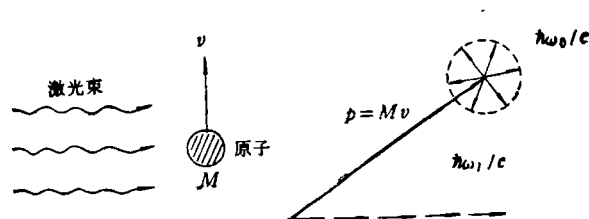
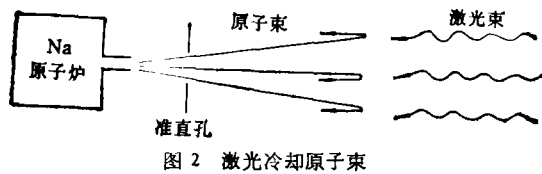


图1 原子吸收光子动量的示意图

2. 激光冷却原子束的纵向热运动^[5]

激光冷却原子首先从冷却原子束的纵向热运动开始。图2表示激光冷却钠原子的示意图。原子从加热的束源小孔中逸出，经准直孔后形成准直原子束。在原子束中原子的横向速度约为 1m/s ，纵向速度约为 10^3m/s 。原子在迎面光束的照射下，受到自发辐射力的作用，其热运动受到阻尼。自发辐射力的大小与单位时间散射的光子数成正比，所以阻尼力与光强、激光频率的失谐量、吸收线型以及原子运动速度有关。随着光强的增大，辐射压力也增大，并且趋于饱和。这是因为光强增大，能级间粒子数饱和，单位时间原子吸收的光子数也饱和。所以，在单位时间内原子吸收的光子动量也饱和，这

时的辐射压力为最大，它作用于原子产生的加速度约为 10^6m/s^2 ，是地球引力加速度的 10^5 倍。这样巨大的力足以影响原子的运动。对于一个速度为 10^3m/s 的原子，约需 3 万个光子迎头撞击，方可停止原子的热运动。



实现激光冷却在技术上很不容易，要冷却原子就要保持原子不间断地吸收光子动量，为此必须解决激光冷却过程中的两个基本问题：一是光抽运问题，二是补偿多普勒频移问题。光抽运发生在激光激发原子时，原子弛豫到其他与激光不共振的能级上，而终止与激光作用。图 3 表示钠原子的部分能级。当激光激发原子从基态 $F = 2$ 到激发态 $F' = 2$ 跃迁时，由于 $F' = 3$ 距 $F' = 2$ 很近，部分原子跃迁到 $F' = 2$ ，经自发辐射弛豫到基态 $F = 1$ ，终止了与激光的作用，这就是光抽运效应。为了解决这个问题，可用圆偏振光束 σ^+ 照射原子。圆偏振光 σ^+ 只能激发 $\Delta F = 1$ 和 $\Delta M_F = 1$ 的跃迁，如图 3 所示，原子都被抽运到基态 $F = 2$ 和 $M_F = 2$ 的能级上。由于基态 $M_F = 2$ 上的原子只能跃迁到 $M_F = 3$ 上，而 $M_F = 3$ 上的原子只能弛豫到 $M_F = 2$ 上，所以在 σ^+ 光束作用下，原子就等效于一个二能级原子，没有光抽运现象发生。另一个消除光抽运的方法是用两个频率的光束，一束光从基态 $F = 1$ 激发原子，另一束光从 $F = 2$ 态上激发原子，这样也可消除光抽运现象，保持原子与光束持续作用。

激光冷却中的另一个问题是多普勒频移问题。当原子在光压力作用下，速度不断减慢，由于多普勒频移，原子离开与光束共振的频率，终止了与光束的作用。例如，钠原子速度每减慢 3m/s ，共振频率移动 5MHz ，而原子吸收的半线宽也仅为 5MHz ，原子速度减慢 3m/s 后就失去与光束继续作用的可能性。为了解决这个问题，就必须不断地改变激光频率或原子的跃迁

物理

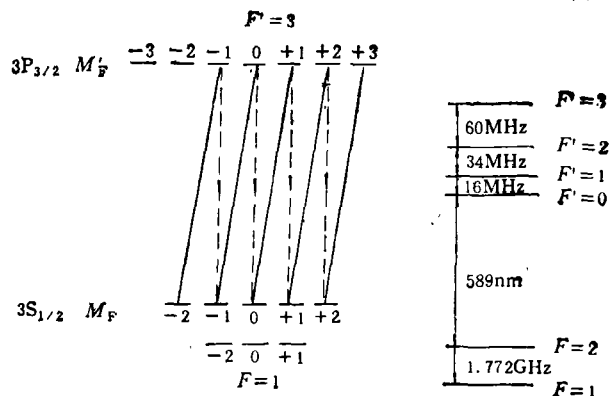


图 3 钠原子的部分能级

频率，以保持与光束共振。改变激光频率的方法称为扫频法，它使激光频率的变化与原子速度的变化相匹配，保持原子与光束共振。另一种方法是利用原子能级在磁场中的塞曼分裂来补偿原子速度变化产生的频移。在磁场中钠原子的塞曼频移为 14GHz/T 。可用一个塔形线圈产生在空间上随距离改变的磁场，在线圈入口处磁场最强，随距离增大强度逐渐减弱。原子进入线圈时其速度最大，产生的多普勒频移最大，而在这点磁场最强，塞曼频移也最大，正好使它们相互补偿。随着原子向前运动，速度不断减慢，多普勒频移减小，相应的磁场也减小，塞曼频移也减小。这样，原子就能不间断地吸收光子动量而减速，直至到速度趋于零。这时的原子速度将分布在一个很小的范围内，原子热运动对应的温度在 mK 量级。

3. 光学粘胶^[6]

若要进一步降低原子气体的温度，就需采用另外的技术。这时原子的速度已很小，多普勒频移已可与原子吸收线宽相比拟，多普勒频移补偿技术已无必要，进一步冷却原子气体的方法是“光学粘胶” (Optical molasses)。利用三对光束交汇于空间，共同照射原子，如图 4 所示，三对光束的偏振方向是相互垂直的，激光频率调谐到低于原子共振频率，失谐 $\delta = \omega_1 - \omega_0 < 0$ 。当原子迎着某一光束运动时，因多普勒效应原子感受到的激光频率上升而更接近于共振频率，原子吸收光子的速率增高。相反，与

光束同向运动的原子由于多普勒频移而远离共振频率,从而使吸收光子的速率减小。因此,在光强不高的条件下,可忽略原子同时与两个光束或多个光束作用,原子主要受到迎面传播光束的阻力。原子如同在“光子胶水”中运动一样,处处受到阻尼,这称为光学粘胶。首先介绍原子仅被一对相向传播的光束照射的情况。当光强 I 很弱时, $I/I_0 \ll 1$ (I_0 是饱和光强,表示两个能级间的耦合程度),可认为是两个光束分别与原子发生作用。原子受到的力 F 为 F_1 与 F_2 之和, F_1, F_2 为两光束分别对原子的光压力。对于速度为 v 的慢原子,其多普勒频移 $|kv| \ll \Gamma$, Γ 为自然线宽,光压力 F 表示为^[7]

$$F = \frac{\hbar k^2 I}{2 I_0} \frac{v(16\delta/\Gamma)}{[1 + (2\delta/\Gamma)^2]^2} = -\alpha v, \quad (1)$$

这里 $\alpha = -\hbar k^2(I/I_0)v(2\delta/\Gamma)/[1 + (2\delta/\Gamma)^2]^2$ 。可以看出失谐为负时, F 为阻尼力并随速度线性增大。对于三维情况原子受到的力与一维相同,因为 $I \ll I_0$ 时,光束独立地与原子作用。所以,原子在三维光场中运动时由于处处受阻力而终止运动。

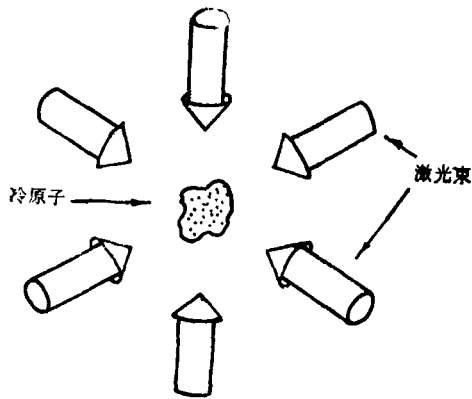


图4 三维光学粘胶

4. 多普勒冷却极限^[7]

上面介绍的冷却过程利用了多普勒效应,又称多普勒冷却。这种方法能够达到的冷却极限是一个重要问题。在一维光学粘胶中,原子受到的力为 $F = -\alpha v$,显然,单位时间原子损失的动能 E 为

$$(dE/dt)_{cool} = Fv = -\alpha v^2. \quad (2)$$

原子在光束作用下不仅受到阻力,而且被加热。如前所说,原子的动量在光束作用下随时间扩散,动能增加,可求出动能增加的速率为

$$(dE/dt)_{heat} = \frac{(\hbar k)^2}{M} \Gamma \frac{I/I_0}{1 + (2\delta/\Gamma)^2}, \quad (3)$$

M 是原子质量。冷却速率与加热速率相等时,原子气体的温度平衡,利用(2)和(3)式可求出均方速度。取一个自由度的热能为 $k_B T/2$, k_B 是玻耳兹曼常数, T 为温度,那么平衡时, $k_B T/2 = Mv^2/2$, 得到

$$T = \frac{\hbar v}{4k_B} \frac{1 + (2\delta/\Gamma)^2}{2(|\delta|/\Gamma)}. \quad (4)$$

所以,温度 T 与失谐 δ 有关,选择 δ 可得到最低温度 $T_{min} = \hbar\Gamma/2k_B$ 。对于钠原子 $T_{min} = 240\mu\text{K}$, 对应的均方根速度为 30cm/s 。严格的理论分析, 求出三维冷却极限温度与一维冷却的结果相同^[7]。

5. 激光冷却的新理论^[8,9]

最近的实验报道指出,激光冷却钠原子可得到 $20\mu\text{K}$ ^[7]。说明建立在二能级原子模型上的理论不符合实际原子情况。有人又提出激光偏振梯度冷却的新理论^[8,9]。在三维光学粘胶中,三对光束的偏振方向是相互垂直,合成的光场偏振方向在空间以波长为周期旋转变化的,空间上相邻点的偏振方向均不同。设想一个多能级原子在某点上,由于光抽运使原子的偶极矩 μ 总与电场 E 平行,使原子处于最低势能状态 $U = -\mu \cdot E$,但是当原子移动时,原子到达新一点的时间短于光抽运时间时(光抽运使原子处于最低势能), μ 不再与 E 平行,势能增大,因此原子移动时将动能转化为势能。光抽运过程中原子又以蓝移的光子把由动能转化来的那部分能量辐射出去,达到新的平衡。这样,原子在运动时不断损失能量而冷却,其冷却速率比二能级情况的冷却大八倍,而加热机制没有变化,因而可以得到低于多普勒冷却极限温度。近来又发现超级光学粘胶,它具有更强的冷却效果,但形成原因尚未解释清楚^[7]。

6. 利用受激过程的激光冷却机制^[10,11]

在驻波场中场强在空间分布不均匀,原子

势能为周期性函数,所以原子受到的力为

$$F_{\text{dip}} = -\nabla U = \frac{1}{2} \beta \nabla E^2. \quad (5)$$

上式说明,感应辐射力是极化率与场强梯度的函数,所以常称为偶极力或梯度力。由于场强是周期性的,所以力也是周期性的,并且在波节或波峰处改变方向(取决于 $\delta > 0$ 或 $\delta < 0$)。因此,偶极力可以使原子聚积于波节或波峰处,即激光陷阱。但当原子沿驻波场运动时,受到的力平均为零。所以,早期人们认为偶极力或受激过程对囚禁原子有用,而对冷却原子无意义。1980年中国科学院上海光学精密机械研究所科研人员提出利用交流斯塔克效应冷却气体原子的建议^[10]。该建议指出,当受激过程与自发辐射过程相联系时可产生对原子的阻尼力,受激过程或偶极力对原子冷却有意义。交流斯塔克效应与强激光场中原子受激过程相联系,与偶极力直接相关。图5表示的是利用交流斯塔克效应冷却原子的原理。这里是一个三能级原子系统,在能级 E_a 至 E_b 和 E_b 至 E_c 有两个频率的激光场激发原子跃迁。强脉冲激光是用来产生交流斯塔克位移,能级 E_b 向下移动了 ΔE_b 。同时,连续激光场激发从 E_a 至 E'_b 的跃迁,原子吸收了 $\hbar\omega_{ab}$ 的光子能量。当激光脉冲过后,交流斯塔克位移消失,能级恢复到原来位置,原子势能提高。若脉冲通过的时间小于原子激发态寿命,则原子在脉冲光通过时受到偶极力,原子将动能转化为势能,然后自发辐射一个 $\hbar\omega_{ab}$ 的光子返回基态。吸收的光子能量大于发射的光子能量,不足的部分是由动能转化而来。这个物理过程是,原子在时间上和空间上经历了非均匀光场的作用,受到偶极力的作用而使势能增加,然后以自发辐射的形式将由动能转化来的能量发射出去。因此,原子在不断损耗能量的过程中而被冷却。

1985年法国 C. Cohen-Taunoudji 等人提出“受激光学粘胶”的设想,并从实验上得到证实^[11]。“受激光学粘胶”的学术思想与“利用交流斯塔克效应冷却气体原子”的学术思想在本质上是一致的^[10]。受激光学粘胶的原理可用饰

物理

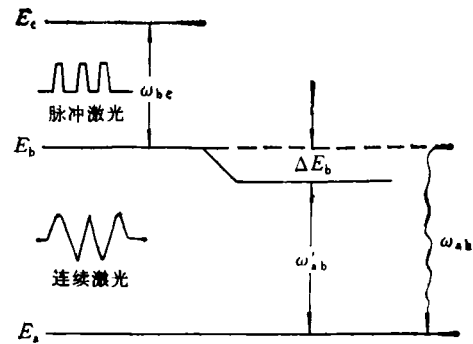


图5 利用交流斯塔克效应冷却气体原子

缀原子的模型来说明。图6是饰缀原子的能级图,饰缀原子的能量为原子能量、激光场能量和周期变化的场与原子相耦合的能量之和。在强场中,由于交流斯塔克效应,能级随场强变化,在驻波场波节处饰缀态 $|1, n\rangle$ 和 $|2, n\rangle$ 与未被微扰的原子本征态 $|g, n+1\rangle$ 和 $|e, n\rangle$ 态相重合, g 和 e 代表原子基态和激发态, n 代表存在于场中的光子数。但是在波节以外, $|1, n\rangle$ 和 $|2, n\rangle$ 态是本征态 $|g, n+1\rangle$ 和 $|e, n\rangle$ 的线性组合。考虑自发辐射过程,在波峰处它的几率最大,因为在波峰 $|1, n\rangle$ 和 $|2, n\rangle$ 均会有 $|e, n\rangle$ 分量,所以可发射光子且弛豫到 $|1, n-1\rangle$ 或 $|2, n-1\rangle$, 这两个态中均含有 $|g, n\rangle$ 分量。在波节处只有 $|e, n\rangle$ 有可能发射光子,所以在空间不同点上自发辐射的几率不同。我们可跟踪原子在 $|1, n\rangle$ 态弛豫的过程。在波节处原子弛豫几率为零,因为在这点上, $|1, n\rangle = |g, n+1\rangle$, 但在波峰处为最大。相反,处于 $|2, n\rangle$ 态上的原子在波节

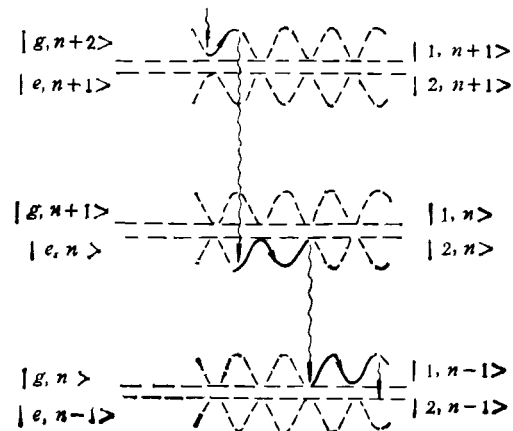


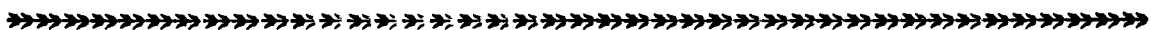
图6

处弛豫几率最大,因这点的 $|2, n\rangle = |e, n\rangle$ 。从图6可看出,原子在运动过程中经弛豫后总是处于“爬山”状态,不断地将动能转化为势能,然后以自发辐射的形式将动能转化为势能的那部分能量辐射出去,使原子气体冷却。理论指出受激过程的速率与场强平方成正比^[11],所以对原子的阻尼力随场强平方而增大,比用自发辐射力冷却原子的效率高。但是,理论也指出随着场强增大,加热速率随场强四次方增大。所以,冷却与加热平衡时,得不到低于多普勒冷却极限的温度。这种激光冷却气体原子的方法适用于对原子气体的初步冷却,然后再用光学粘胶冷却。目前,受激粘胶冷却原子的物理过程尚未完全搞清,它仍是当前研究工作的重点。

本文简要地介绍了激光冷却气体原子的物理过程和当前主要进展。为了要利用激光冷却的超冷原子进行各种物理实验,常需要将超冷原子囚禁于空间。目前,用磁陷阱或激光陷阱

囚禁原子已获得很好结果,限于篇幅未进行介绍。总之,我们相信激光冷却作为一种新型的研究工具将广泛应用于物理学研究,并将开辟一个新的研究领域。

- [1] T. Hänsch and A. L. Schawlow, *Opt. Commu.*, **13** (1975), 68.
- [2] V. S. Letokhov and V. P. Chebotayv, *Nonlinear Laser Spectroscopy*, Springer-Verlag, (1977), 1—34, 421—422.
- [3] W. D. Phillips et al., *Science*, **239**(1988), 878.
- [4] V. G. Minogin and V. S. Letokhov, *Laser Light Pressure on Atom*, Harwood Acad. Publ, (1987).
- [5] A. P. Kazantsev et al., *J. Opt. Soc. Am. B*, **2**(1985), 1731.
- [6] S. Chu et al., *Laser Spectroscopy VIII*, Springer-Verlag Publ., (1987), 58.
- [7] P. D. Lett et al., *Phys. Rev. Lett.*, **61**(1988), 169.
- [8] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, *Atomic Physics 11*, World Scientific Publ., (1988), 199.
- [9] P. J. Ungar et al., *Atomic Physics 11*, World Scientific Publ., (1988), 636.
- [10] 王青竹, *激光*, **8**(1981), 10.
- [11] A. Aspect et al., *Phys. Rev. Lett.*, **57**(1986), 1688.



(上接第694页)

百多年。沈括发现磁偏角比哥伦布早四百多年。朱彧记载的指南针用于航海比西方最早的记载[约公元1207年左右,英国人纳肯(Neckam Alexander, 1157—1217)在《论器具》(De Utensilibus)一书中的记载]约早八十多年。

西方在文艺复兴(始于我国元代末期)以后,知识逐渐社会化,各种学术团体纷纷出现,而且注重实验研究,从此科学技术便迅速发展起来。西方自1269年(我国南宋咸淳五年)帕雷格里纳斯发现磁石有两极到1600年(我国明代万历28年)吉伯的《磁石》一书的出版,在电磁学方面便渐渐超过我们了。而这一时期,我国同外界交流学术的机会很少,所以科学技术便停滞不前,甚至已取得的某些成就也失传了。

在这里,我们还应提一下有关指南针的问题。指南针的发明和用于航海,是我们祖先对于人类文化的重大贡献之一,已得到世界上许

多学者的承认。但是,也还有学者不承认,例如英国的惠特克(Whittaker E., 1873—1956)教授,在他的有影响的著作《以太和电的理论史》第一卷(A History of the Theories of Aether and Electricity I)中,第二章开头的第二段里写道:“关于指南针是在什么地方,什么时间和由什么人发明的问题,都不能有完全确定的回答。直到最近,普遍的意见认为,它来源于中国,经过阿拉伯人传到地中海,从而为十字军知道了。然而,事情并不是这样;中国人知道磁体的方向性是在十一世纪末以前,但至少直到十三世纪末,没有用于航海。”他进而认为,“西北欧,可能是英国,比其他任何地方都更早地知道它,这似乎是没有疑问的。”由前面所述的我国古籍的记载可见,惠特克教授的这些话有错误,他的错误是由于他不了解我国的古籍所致。实际上,我国在十二世纪初就已有用指南针航海的明确记载了。