

激光冷却的新机制

采用适当方法将激光束作用于原子,使光子和原子间发生动量的共振式转移以减少原子动能,达到冷却原子的目的.关于这方面的原理以及冷原子在极高分辨率光谱学、原子时钟、碰撞、表面物理和集体量子效应等物理领域中的潜在应用价值,Wineland 和 Itano 曾于三年前撰文介绍,发表于 *Physics Today* (June 1987, p. 34). 当时激光冷却使温度降至几百个 μK ,但最近三年来技术上的改进使温度猛降至几个 μK ,这是原先的传统机制所不能解释的.而现在我们已经搞清楚造成这种甚低温度的新物理机制.

一、多普勒冷却: 传统机制

多普勒冷却原理可以用处于弱激光驻波场中的二能级原子模型来说明,所用的激光频率 ω_L 要稍低于原子共振频率 ω_A . 当吸收一个光子时,原子从下能级跃迁至上能级,然后经过自发辐射放出一个光子,由于自发辐射是各向同性的,所以每经过一次吸收—自发辐射的循环,原子平均净增动量 $\hbar k$ (k 为光子波矢),也就是说,原子会受到沿激光传播方向的平均压力. 首先假设原子是静止的,那么沿相反方向传播的二束激光施加于原子的压力将互相抵消,因而原子所受的力在一个波长范围内平均为零. 但当原子以速度 v 沿驻波场运动时,相向传播的二束激光会受到相反的多普勒频移, $\pm\omega_L v/c = \pm kv$. 由于 $\omega_L < \omega_A$, 相对原子运动方向传播的波接近共振条件,而顺着原子运动方向传播的波偏离共振条件,因而前一种波施加于原子的辐射压力比后一种波强. 当原子速度 v 足够小时,这二种波作用于原子的合力可表示成 $F = -\alpha v$, α 称为摩擦系数. 用 δ 表示激光失谐量,即 $\delta = \omega_L - \omega_A$, 用 Γ 表原

子激发态的自然线宽. 可以证明,当 $\delta \approx -\Gamma/2$ 时, α 达到极大值. 于是在 $|kv| < \Gamma/2$ 的速度范围内,合力几乎同 v 成线性关系,且同激光强度 I_L 成正比. 以上不等式定义了速度俘获范围,速度在此范围 ($v < v_D$) 内的原子运动会最有效地被多普勒冷却方法阻尼掉. 在低 I_L 时,此范围与 I_L 的大小无关.

实际上以上考虑的摩擦力仅是一种平均力,是在若干个荧光周期内取平均的结果. 辐射过程的无规本性会在原子运动中引入涨落. 例如,每个单独的荧光光子发射方向是无规的,于是造成了对原子的无规反冲. 此外在给定的时间间隔内,荧光循环出现次数是无规的,所以在此间隔内原子从激光束吸收的动量也是无规的. 动量交换中的这种涨落会使原子动量分布的宽度 Δp 增加. 相应的加热率由 $(\Delta p)^2$ 的增加率,即动量扩散系数 D 所表征,它是与激光强度 I_L 成正比的. 当由 D 所表征的加热率同由摩擦系数 α 所表征的冷却率相平衡时,原子达到一种平衡温度 T ,它正比于 D/α . 因为 D 和 α 二者都正比于 I_L ,所以 T 是与 I_L 无关的. 根据 D 和 α 的理论表达式可以证明:多普勒冷却所达到的最低温度 T_D 由 $k_B T_D = \hbar \Gamma / 2$ 给出. 这个“多普勒极限”对应于失谐量 $\delta = -\Gamma/2$. 对于钠, T_D 约为 $240 \mu\text{K}$, 对于铯, T_D 约为 $125 \mu\text{K}$.

对原子的三维冷却需要多束激光. Hänsch 和 Schawlow 建议用六束激光组成互相垂直的三对. 在如此的光束安排中,多普勒冷却所造成的强大阻尼不仅产生低温,而且形成对原子运动的粘滞性约束. 贝尔实验室的 Chu 等人把这种光束安排称为“光学粘胶”(optical molasses). 他们测得“粘胶”中钠原子所达温度为 $240 \pm 20 \mu\text{K}$, 与理论值相符. 因此,他们以为对光学粘胶以及激光冷却过程已有了较好的理

解。

然而，在美国国家标准和技术研究所(NIST)以及贝尔实验室的实验，很快对这种理解提出了怀疑。特别是 NIST 的研究组发现，当激光失谐量比理论预言值大得多时，粘胶的约束作用最佳化。此外小的外加磁场会使得粘胶作用减退。这些事实推动 NIST 的研究组改进实验方法，于 1988 年采用新技术得到惊人的结果：冷却温度低达 $40\mu\text{K}$ ，远比理论预言的限度 $240\mu\text{K}$ 低得多，而且这种最低温度是在激光失谐量等于若干个自然线宽时达到的，而不是像理论所预言的最佳失谐量应等于半个自然线宽。

这种分歧起初难以相信，特别是考虑到多普勒冷却理论有那样吸引人的简单性，而且人们通常认为实验结果总不如理论预期的好。尽管如此，NIST 的研究组用多种技术所作的重新测量，以及另外地方的一些检验性实验使人不再怀疑多普勒冷却限度确实已经被突破了。

二、光泵浦引起新机制

1988 年在法国巴黎和美国斯坦福的研究组独立地提出新的冷却机制，使得上述甚低温度之原由得到阐明。这些新机制依赖于光泵浦、光移位和激光偏振梯度。这里着重介绍几个关键性概念。

第一个根本点是铯原子并非简单的二能级系统，其基态 g 有几个塞曼子能级，它们对应于总角动量在给定轴上投影的不同本征值。这些子能级成为一些重要物理效应的契机。例如，光泵浦效应，即通过吸收—自发辐射的循环过程把原子从一个子能级 g_m 转移到另一个子能级 $g_{m'}$ 。这种循环具有平均速率 Γ' 。在低激光强度 I_L 时， Γ' 是正比于 I_L 的，可写成 $\Gamma' \sim 1/\tau_p$ ， τ_p 代表塞曼子能级间的光泵浦时间。在光泵浦作用下而达到定态时各子能级 g_m 间有一定的布居分布。这种分布同激光偏振有关。

光学相互作用还在基态 g 中引起能量移位 $\hbar\Delta'$ ，称为“光移位”(light shift)。理解光移位

的一种方法是考虑原子-激光场系统的“缀饰”(dressed)态。带有 n 个光子的原子基能级与带有 $n-1$ 个光子的激发能级间有一个能量劈裂 $|\delta|$ 。原子-场相互作用将原子-激光系统的上述两个态耦合起来，耦合强度由拉比频率 Ω 所表征。相互作用使两个缀饰态彼此推开，对于大的 $|\delta|$ ，两态间距增加 $\Omega^2/2|\delta|$ 。原子基态光移位的大小为这个量值的 $1/2$ 。拉比频率是正比于场振幅的，因此如同光泵浦率 $1/\tau_p$ 那样，在低 I_L 时，光移位正比于 I_L 。光移位也有赖于激光偏振，且不同的塞曼子能级一般有不同的光移位值。

新冷却机制的另一重要成分是偏振梯度，这在三维光学粘胶中是肯定存在的。由于多重激光束间的干涉，在一个光学波长距离内激光偏振迅速变化。因此，各子能级的平衡布居数和光移位都同原子在光波中的位置有关。

让我们考虑新冷却机制的一个简单例子。设由彼此沿相反方向传播的，具有相等振幅和互相垂直线偏振的两束光波形成一维粘胶，它在 z 轴方向存在强偏振梯度：合成场在 $1/8$ 波长内由线偏振变到 σ^+ (从正 z 方向看为反时针方向的圆偏振)，在下一个 $1/8$ 波长内由 σ^+ 变为线偏振，在再下一个 $1/8$ 波长内从线偏振变为 σ^- (顺时针的)等[图 1(a)]。设原子具有总角动量 $J_z = \frac{1}{2}$ 的基态和 $J_z = \frac{3}{2}$ 的激发

态。由于存在偏振梯度，基态二个子能级上的能量和布居数强烈依赖于原子在 z 轴上的位置。例如 $z = \lambda/8$ 处的场偏振是 σ^- ，放在那里的原子会吸收 σ^- 光子，使它从 $g_{+1/2}$ 跃迁至 $e_{-1/2}$ ，进而衰减至 $g_{-1/2}$ 。(若原子衰减至 $g_{+1/2}$ ，它会吸收另一个 σ^- 光子，并因此再一次有机会到达 $g_{-1/2}$ 。)作为对比，从 $g_{-1/2}$ 吸收 σ^- 光子，会使原子到达 $e_{-3/2}$ ，而从这个能级只能衰减至 $g_{-1/2}$ 。于是在稳态时所有原子均被光泵浦至 $g_{-1/2}$ 。正如图 1 所示，从 $g_{-1/2}$ 开始的 σ^- 跃迁比从 $g_{+1/2}$ 开始的 σ^- 跃迁强三倍，因而 $g_{-1/2}$ 的光移位 Δ'_- 的大小比 $g_{+1/2}$ 的光移位 Δ'_+ 大三倍。(已设激光向红端偏调，故 Δ'_- 与 Δ'_+ 均

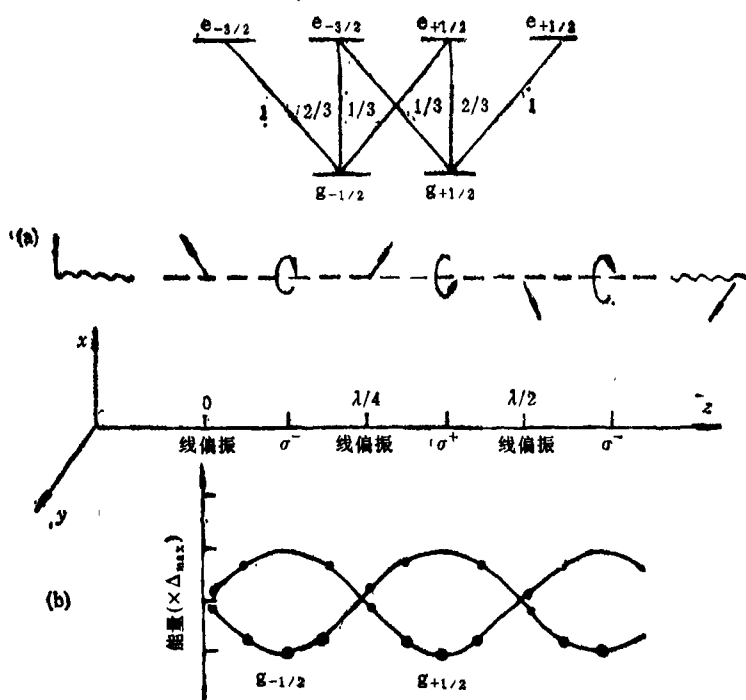


图1 偏振梯度中的光移位

(a) 由互相垂直直线偏振的,相向传播的两束激光所产生的合场的偏振性(在每 $1/8$ 波长内从线偏振性变到圆偏振,设在这种场中放入一个静止的原子,不同基态和激发态子能级间连线上数字表示相对跃迁几率);

(b) 表示原子基态两个子能级的光移位后能量和布居数(能量和布居数随偏振性而变,因此随原子位置而变,布居数正比于圆点的大小)

为负值.) $z = 3\lambda/8$ 处的场偏振是 σ^+ ,所以情况恰与上述的相反,放在这里的原子都会被光泵至 $g_{+1/2}$ 而 $\Delta'_+ = 3\Delta'_-$. 最后假如原子放在具有线偏振的平面,例如 $z = 0, \lambda/4, \lambda/2 \dots$, 那么从对称性可知两个子能级上的布居相等,光移位也相同. 前面所有的结果都在图 1 (b) 中得到显示,光移位能量作为 z 的函数用曲线表示,布居数用圆点的大小代表.

由于在势能山与在势能谷的两侧布居是对称分布的[见图 1 (b)],作用于静止原子的力按空间平均显然为零. 若原子运动,把对称性打乱,就会出现平均摩擦力. 关键之点在于:用光泵浦建立布居分布是需要有限时间 τ_p 的. 例如一个向右运动的原子从 $z = \lambda/8$ 出发,在这里泵浦使原子布居在谷底(见图 2). 假如原子有这么一种速度 v ,使得它在 τ_p 时间内前进了 $\lambda/4$ 距离,则原子将仍停留在同一子能级上并爬上势能小山. 在小山之颠原子受光泵浦

物理

作用而进入势能谷底. 同样的进程又可从那里重复,如图 2 的实线所示. 故由于时延 τ_p ,原子如同希腊神话中的 Sisyphus¹⁾ 那样,似乎老是在爬势能山,把它的部分动能转换成势能.

以上物理图象清楚地显示:当在光泵浦时间 τ_p 内原子前进波长(λ)量级的距离时,这种新冷却机制最有效. 因此速度俘获范围可定义为 $v_p \approx \lambda/\tau_p$,或写成 $k v_p \approx 1/\tau_p$. 光泵浦率 $1/\tau_p$ 是正比于激光强度 I_L 的,所以上式表明 v_p 是与 I_L 成正比的,当 I_L 降至零时, v_p 趋于零. 这同多普勒冷却时的俘获范围 ($v < v_D$) 与 I_L 无关的情况显然不同.

偏振梯度冷却力同多普勒冷却力相比有如下不同:

当增加激光强度时,多普勒力的俘获范围保持

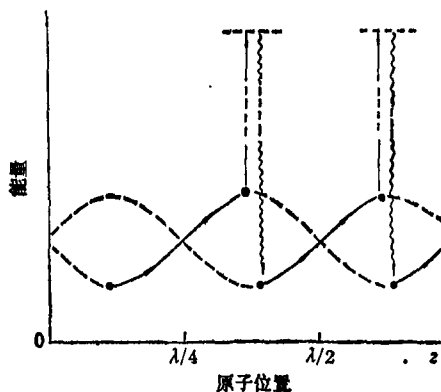


图2 原子总在爬势能山

(在图 1 激光偏振梯度中行进原子从势能谷离开,在被光泵浦至另一个谷底之前登上势能小山,因此原子所见上山部分多于下山部分,所损失的净能量使它得到冷却;在这里所显示的特例中,当原子等待进行一个光泵浦循环的 τ_p 时间内,它行进了 $1/4$ 波长,因此冷却效果最佳)

1) 译者注: Sisyphus 是哥林多狡猾而贪婪的国王,后被禁于冥府,冥王命他推一巨石上山顶,而此石每次必滚下.

不变而摩擦系数增加。而偏振梯度冷却时的摩擦系数保持不变(且相当大),俘获范围(它可能相当小)却随强度的增加而变大。在低速度时偏振梯度冷却通常是更为有效的机制。对于较高速度,多普勒冷却可能是较好的。

前面谈到由光泵浦所造成的新冷却机制,虽只按一维情况阐述,却足以解释在三维光学粘胶中观察到的绝大部分主要特征。所观测的极低温度,以及这种温度对激光强度和对失谐量的依从性,都同新理论的预言相符。此外,光学粘胶对磁场极为敏感这件事,也可从新机制上得到理解,因为磁场会改变和混合各塞曼子能级,使得以这些子能级的光泵浦和光移位为基础的新冷却机制效力减退。

除前面提到的美国 NIST 的研究组关于钠的实验以外,法国巴黎的研究组用对检验新理论更理想的对象——铯原子——做了实验,表明理论同实验是明显符合的。他们测到关于铯的温度为 $2.5 \pm 0.6 \mu\text{K}$,是在三维冷却装置中迄今所获得的最低温度。这种动能温度所对应的热运动速度仅为原子发射单个光子的反冲速度之几倍。

三、反冲能量之下

在前面所有的冷却方案中,被冷却的原子总是在吸收和再发射光,不可避免地会受到自发发射光子的反冲,因此预期对激光冷却的根本限度是以下的量级: 原子动能 $E_{\text{rec}} = \hbar^2 k^2 / 2M$,其中 M 表原子质量。实际上此限制可以不被遵守。至少对一维情况,它可由巴黎的研究组所阐明的完全不同的冷却机制所克服。这种新机制是基于“速度选择性的相干布居捕获”(trapping)。相干布居捕获的意思是:使原子处

于其基态二子能级的不能吸收光的叠加态,从这二子能级发出的两个吸收振幅是彼此完全破坏性干涉的。一旦原子被光泵浦进入这样一种捕获态,荧光就终止了。这种熟知的现象曾于 1976 年在比萨大学被首次观察。巴黎的研究组于 1988 年引进了给捕获态以速度选择性的,从而可受激光冷却的新技巧。他们使用具有相反圆偏振的、相向传播的两束激光造成一维粘胶,以完成上述使命。可以证明,只有零速度的原子才存在捕获态。假如 $v \neq 0$,从基态二子能级发出的两个跃迁振幅不再是完全破坏性干涉的,因而原子会吸收光。 v 越大,吸收率越高。当然难题在于如何布居无吸收的捕获态。

为此,采用与吸收—自发辐射循环相伴随的原子动量再分布:原先在吸收速度群 ($v \neq 0$) 的原子,有一定几率被光泵浦进入 $v = 0$ 的无吸收捕获态。当这种事发生时,原子“躲藏”起来不见光以免遭无规性反冲。总之原子应堆积在 $v = 0$ 附近的窄的速度间隔 δv 内,而宽度 δv 是由相互作用时间 Θ 决定的。当 Θ 给定时,只有吸收率与 Θ 的乘积小于 1 的那些原子可保留在被捕获的状态。因为吸收率是随 v 增加的, Θ 越大,保留原子的 v 就越小。只要使相互作用时间足够长,用这种方法就没有速度的下限。巴黎的研究组确测到了反冲限度以下的速度,约对应于 $2 \mu\text{K}$ 之温度。

总之,我们激动地看到,光泵浦、光移位和相干布居捕获等物理效应,按意想不到的方式结合起来,把原子冷却到迄今最低的动能温度,同时也使这些早为人知的效应本身获得了新的生命力。

(潘少华根据 Physics Today 1990 年第 16 期,第 33—40 页编译)