

组合光场增强压缩真空场中原子 冷却作用

何林生 江海河

(中国科学院上海光学精密机械研究所与华东师范大学量子光学联合开放研究
实验室, 上海 201800)

(中国科学院安徽光学精密机械研究所, 合肥 230031)

(1994年6月21日收到; 1994年11月4日收到修改稿)

研究了行波和驻波构成的组合光场对压缩真空场中原子冷却的增强作用, 发现作用于原子的辐射力具有很强的相敏性; 附加适量的行波场, 可使原子冷却温度比纯驻波场情况降得更低, 甚至可低于多普勒温度极限以下两个数量级。

PACC: 3280D; 4250

1 引 言

用激光使原子冷却和减速受到人们广泛重视。为降低原子冷却温度人们提出了各种减慢和冷却原子的机理: 如利用多普勒效应^[1], 偏振梯度^[2]和相干捕获^[3]等。此外, 改变光场的组合构形也有利于冷却原子, 例如使用行波和驻波的组合光场减慢和冷却原子比纯驻波场更有效^[4]。但在文献[4]中仅讨论了辐射力的性质, 未计算原子冷却温度。

原子冷却不但依赖于驱动光场施加于原子的辐射力, 而且也依赖于原子的阻尼库的性质, 即依赖于阻尼库施加于原子的辐射力的起伏性质。由于压缩真空场中原子在相空间不同方向的弛豫速率不同^[5,6], 压缩真空场和驱动光场的相对相位不同, 致使原子所受辐射力及其起伏发生很大变化, 从而使原子在适当条件下冷却到多普勒温度极限(T_D)以下^[7-9]。但在文献[7-9]中没有研究辐射力相敏性特性。

本文采用与文献[4]不同方法研究了驻波和行波形成的组合光场对压缩真空场中原子冷却的增强作用。发现作用于原子的辐射力具有很强的相敏性; 附加适量($\epsilon \neq 0$)的行波场, 可使原子冷却温度低于纯驻波场的情况, 甚至降低到 T_D 以下两个数量级。文献[4, 7-9]的情况可看作本文的特例。

2 原子布洛赫方程

设二能级原子组成的原子束通过由宽带真空场^[5,6,10-12]充满的真空室通道, 同时受到垂直于原子束的由驻波和行波形成的组合相干光场的作用, 如图1所示。

原子和光场构成的总系统之哈密顿量为

$$H = \frac{p^2}{2m} + H_0 + H_{AF} + H_{AR}, \quad (1)$$

式中

$$H_0 = H_A + H_R,$$

$$H_A = \frac{1}{2} \hbar \omega_s \sigma_z,$$

$$H_R = \hbar \int d\omega b^+(\omega_0 + \omega) b(\omega_0 + \omega) (\omega_0 + \omega),$$

$$H_{AF} = \frac{1}{2} \hbar Q \sigma^+ [e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega_L t)} + (1 + \epsilon) e^{-i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} + \omega_L t)}] + \text{H.c.},$$

$$H_{AR} = \hbar(\Gamma^+ \sigma + \sigma^+ \Gamma),$$

$$\Gamma = \int d\omega g(\omega_0 + \omega) b(\omega_0 + \omega) \exp[i\mathbf{k}(\omega_0 + \omega) \cdot \mathbf{x}],$$

$$g(\omega_0 + \omega) = i[\hbar(\omega_0 + \omega)/2\epsilon_0 V]^{1/2} \mathbf{e} \cdot \boldsymbol{\mu},$$

$$Q = 2\pi |\mathbf{E} \cdot \boldsymbol{\mu}| \hbar^{-1},$$

H_A 为原子内部自由度的哈密顿量; p 和 m 为原子的动量和质量; H_R 为压缩真空场的哈密顿量; H_{AF} 为原子与组合光场之相互作用; H_{AR} 为原子与压缩真空场之相互作用; g 为耦合常数; Q 为原子的拉比频率; $b(b^+)$ 为压缩真空场光子湮没(产生)算符; σ, σ^+ 和 σ_z 为原子赝自旋算符; \mathbf{k} 和 $\mathbf{k}(\omega_0 + \omega)$ 分别为相干光场和压缩真空场之波矢量; $\boldsymbol{\mu}$ 为电耦极矩; \mathbf{e} 为偏振矢量; ϵ 为行波场和驻波场量之比。

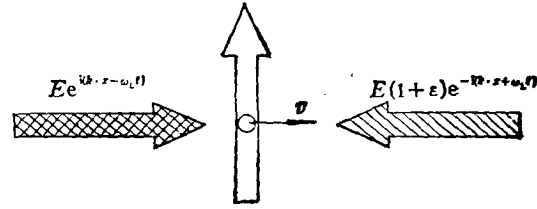


图1 原子束通过驻波和行波的组合光场的示意图
原子横向速度 v 沿 x 方向

白噪声(宽带)压缩真空场具有下列性质之相关函数^[5,6,12]:

$$\langle \Gamma^+(t) \Gamma(t') \rangle_R = \gamma N \delta(t - t'),$$

$$\langle \Gamma(t) \Gamma^+(t') \rangle_R = \gamma(N + 1) \delta(t - t'),$$

$$\langle \Gamma(t) \Gamma(t') \rangle_R = -\gamma M \exp[-2i(\omega_0 t - \mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{x})] \cdot \delta(t - t'), \quad (2)$$

其中 $\mathbf{k}_0 = \mathbf{k}(\omega_0)$, N 为压缩真空场的平均光子数, M 为表示压缩真空场自相关性质的相敏性参数。

原子布洛赫方程为^[5,13,14]

$$\frac{d\langle \sigma_x \rangle}{dt} = -\gamma_x \langle \sigma_x \rangle + (\gamma'_x + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}) \langle \sigma_y \rangle + \frac{1}{2} (1 + \epsilon) Q \sin \varphi \langle \sigma_z \rangle,$$

$$\frac{d\langle \sigma_y \rangle}{dt} = -(\gamma'_y + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}) \langle \sigma_x \rangle - \gamma_y \langle \sigma_y \rangle + \frac{1}{2} Q [1 + (1 + \epsilon) \cos \varphi] \langle \sigma_z \rangle,$$

1) 本文所用表式与文献[5]稍有不同, 因 g 中含有虚数 i , $g^2 = -|g|^2$, $\gamma = 2\pi|g|^2$ 为实数. 本文(2)式的好处是可以更好地反映压缩真空场自相关函数是非经典的负相关的本质。

$$\frac{d\langle\sigma_x\rangle}{dt} = -2(1+\epsilon)Q \sin\varphi\langle\sigma_x\rangle - 2Q[1+(1+\epsilon)\cos\varphi]\langle\sigma_y\rangle - \gamma_x\langle\sigma_x\rangle - \gamma. \quad (3)$$

推导(3)式时使用了下列定义:

$$\begin{aligned} \langle\sigma_x\rangle &= \frac{1}{2} \{ \langle\sigma\rangle \exp i(\omega_L t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{x}) + \langle\sigma^+\rangle \exp -i(\omega_L t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{x}) \}, \\ \langle\sigma_y\rangle &= \frac{1}{2i} \{ \langle\sigma\rangle \exp i(\omega_L t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{x}) - \langle\sigma^+\rangle \exp -i(\omega_L t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{x}) \}, \end{aligned} \quad (4)$$

并已令

$$\begin{aligned} \omega_0 &= \omega_L, \quad \Delta = \omega_s - \omega_L, \quad \gamma_x = \gamma(2N+1), \quad \gamma_2 = \gamma|M|, \\ \gamma_x &= \frac{1}{2}\gamma_x + \gamma_2 \cos\Phi, \quad \gamma_y = \frac{1}{2}\gamma_x - \gamma_2 \cos\Phi, \quad \gamma'_x = \Delta + \gamma_2 \sin\Phi, \\ \gamma'_y &= \Delta - \gamma_2 \sin\Phi, \quad M = |M|e^{i\eta}, \quad \varphi = 2\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}, \quad \Phi = 2\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{x} - \varphi + \eta, \end{aligned}$$

φ 为原子在组合光场中的动态相位, Φ 为抽运场和压缩真空场之相对相位.

方程(3)的稳态解为

$$\begin{aligned} \langle\sigma_x\rangle_s &= \frac{\gamma Q}{2f(v)} \{ [1+(1+\epsilon)\cos\varphi](\gamma'_x + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}) + (1+\epsilon)\sin\varphi \cdot \gamma_y \}, \\ \langle\sigma_y\rangle_s &= -\frac{\gamma Q}{2f(v)} \{ (1+\epsilon)\sin\varphi(\gamma'_x + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}) - \gamma_x [1+(1+\epsilon)\cos\varphi] \}, \\ \langle\sigma_z\rangle_s &= \frac{\gamma}{f(v)} \left[\frac{1}{4}\gamma_x^2 + (\Delta + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v})^2 - \gamma_x^2 \right], \end{aligned} \quad (5)$$

式中

$$\begin{aligned} f(v) &= -\gamma_x \left\{ (\Delta + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v})^2 + \frac{1}{4}\gamma_x^2 + \gamma_y^2 + \frac{1}{2}Q^2 \left[\left(1 + \frac{2\gamma_2}{\gamma_x} \cos\Phi \right) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + 2(1+\epsilon) \left(\cos\varphi + \frac{2\gamma_2}{\gamma_x} \cos(\Phi + \varphi) \right) + (1+\epsilon)^2 \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \cdot \left(1 + \frac{2\gamma_2}{\gamma_x} \cos(2\varphi + \Phi) \right) \right] \right\}. \end{aligned}$$

(5)式表明原子稳态分量 $\langle\sigma_x\rangle_s$ 和 $\langle\sigma_y\rangle_s$ 及 $\langle\sigma_z\rangle_s$ 不但是 \mathbf{v}, Δ, N, M 和 ϵ 的复杂函数, 而且还是 φ 和 Φ 的周期函数.

3 原子所受辐射力及其特性

压缩真空场中原子在组合相干光场作用下, 所受辐射力来自两方面: 一方面是压缩真空场施加的辐射力, 包括自发发射产生的辐射力^[15]; 另一方面是相干组合光场诱导的辐射力,

$$\mathbf{F} = \frac{d\mathbf{p}}{dt} = -\nabla H_{AR} - \nabla H_{AP} = \mathbf{F}_s + \mathbf{F}_L. \quad (6)$$

由于 $\langle b(\omega_0 + \omega) \rangle_R = 0$, 压缩真空场产生的辐射力系综平均和空间平均 $\langle \mathbf{F}_s \rangle$ 为零. 组合光场诱导的受激辐射力(包括受激吸收和受激辐射力^[15,16])为

$$\langle \mathbf{F}_L \rangle = -\hbar \mathbf{k} Q \{ (1+\epsilon)\sin\varphi\langle\sigma_x\rangle_s + [1-(1+\epsilon)\cos\varphi]\langle\sigma_y\rangle_s \}. \quad (7)$$

这里未对波长范围求平均, 因为原子束中原子横向速度 v 很小, $v/\gamma \ll \lambda$, γ 为原子衰减常数, λ 为光波波长. 例如钠原子, $1/\gamma \approx 10^{-8}\text{s}$, $\lambda \approx 590\text{nm}$, 只要 $v < 590\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$, 在原子平均寿命期内运动距离 $s = v/\gamma < \lambda/10$, 原子可看作固定在某一点 (指横向一维而言), 不必在波长范围内求平均^[5]. 这是一种近似. 若原子以热运动自由飞行, $v_{\text{th}} \gg 5900\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$, 则有 $s \gg \lambda$, 辐射力应在波长范围内求平均. 这种处理也是一种近似.

由(5)和(7)式可知, $\langle F_L \rangle$ 以 2π 为周期.

1. 当 $\varphi = 2n\pi = 2\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} = 4\pi\chi\lambda^2$, 即 $\chi = n\lambda/2$, 原子处驻波波腹处, 原子所受辐射力仅依赖于 $\langle \sigma_y \rangle_s$, 而与 $\langle \sigma_x \rangle_s$ 无关, $\langle F_L \rangle$ 简化为

$$\langle F_L \rangle = \frac{\gamma \hbar \Omega^2 \mathbf{k}}{2f(v)} \epsilon(2 + \epsilon)\gamma_x. \quad (8)$$

显然在 $\epsilon = 0$ 的纯驻波场情况, $\langle F_L \rangle$ 恒为零. 因为在纯驻波场的波腹处光场的电场梯度恒为零. 由于恒有 $f(v) < 0$, 故恒有 $\langle F_L \rangle$ 与 \mathbf{k} 反向. 而 \mathbf{k} 定义在 \mathbf{x} 方向, 当 \mathbf{v} 与 \mathbf{x} 同向, 则 $\langle F_L \rangle$ 与 \mathbf{v} 反向, $\langle F_L \rangle$ 为冷却力; 当 \mathbf{v} 与 \mathbf{x} 反向, 则 $\langle F_L \rangle$ 为加速力. 这相当于纯行波的情况.

2. 当 $\varphi = (2n + 1)\pi$, $\mathbf{x} = \lambda(2n + 1)/4$, 原子处于驻波波节处, $\langle F_L \rangle$ 也简化为(8)式, 具有类似于原子在波腹处一样的特性. 但 $\epsilon = 0$ 时, $\langle F_L \rangle \equiv 0$ 的原因是原子分量 $\langle \sigma_y \rangle_s \equiv 0$, 与在波腹处情况不同.

3. 当 $\varphi = (2n + 1)\pi/2$, $\mathbf{x} = \lambda(2n + 1)/8$, 原子束经过驻波场波节与波腹的中间部位. $\langle F_L \rangle$ 不但依赖于 $\langle \sigma_x \rangle_s$, 而且亦依赖于 $\langle \sigma_y \rangle_s$. 在纯驻波情况 $\langle F_L \rangle$ 化为

$$\langle F_L \rangle = -\frac{\gamma \Omega^2}{2f(v)} \mathbf{k}[\gamma_x + \gamma_y \sin \Phi]. \quad (9)$$

因恒有 $f(v) < 0$, 又 γ_x 恒大于 $\gamma_y \sin \Phi$, 故 $\langle F_L \rangle$ 恒与 \mathbf{k} 同向. 若 \mathbf{v} 与 \mathbf{x} 同向, 则 $\langle F_L \rangle$ 为加速力; 若 \mathbf{v} 与 \mathbf{x} 反向, 则 $\langle F_L \rangle$ 为冷却力. 对于含有行波场的情况, $\langle F_L \rangle$ 的特性由 $\langle \sigma_x \rangle_s$, $\langle \sigma_y \rangle_s$ 和 ϵ 及 φ 决定. 这时 $\langle F_L \rangle$ 为 \mathbf{v} , Δ , N , M , ϵ 和 φ 及 Φ 的复杂函数. 显然在上述诸情况 ($\varphi = M\pi/2$), 不利于原子冷却.

为利于原子冷却必须使 $F-v$ 曲线 (以下 F 代表 $\langle F_L \rangle$) 经过“零点” (即 $\langle F_L \rangle = 0$ 和 $v = 0$ 之点), 有关参数必须满足下列关系:

$$\Delta = \Delta_c = \frac{\gamma_x [(1 + \epsilon)^2 \cos 2\varphi - 1] + 2\gamma_y [\epsilon(2 + \epsilon) \cos \Phi + 2(1 + \epsilon) \sin \varphi \sin \Phi]}{2(1 + \epsilon)^2 \sin 2\varphi}. \quad (10)$$

(10)式表明, 当 $\varphi = m\pi/2$, $F-v$ 曲线不可能通过“零点”. 但 $\varphi = n\pi$ 和 $\epsilon = 0$ 同时满足的情况则例外, $\langle F_L \rangle$ 恒为零. 对于任意选定的失谐 $\Delta \approx \Delta_c$, $F-v$ 曲线一般不经过“零点”, 而在 $k v_c = \Delta_c - \Delta$ 处 $\langle F_L \rangle = 0$.

在避免 $\varphi = m\pi/2$ 的条件下, 研究了不同参数情况辐射力 $\langle F_L \rangle$ 随速度 v 变化的特性. $F-v$ 曲线如图 2—图 4 所示. $F-v$ 曲线呈现“色散”型. v 很小时 F 与 v 近似成线性关系, 这与文献[7]的结果一致. 当 $\epsilon = 0$ 时 $F-v$ 曲线近似呈现反对称性, $F(-v) = -F(v)$, 总是表现为冷却力. 在 $\epsilon \neq 0$ 含有附加行波场情况, $F-v$ 曲线偏离反对称性, 偏离程度随 ϵ 的增大而增强.

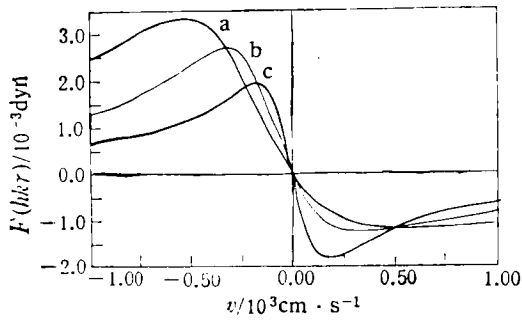


图2 辐射力 F 随原子速度 v 的变化 $N=5$, $\Omega=5r$, $\varphi=\Phi=0.6\pi$; 曲线 a 为 $\epsilon=0.7$, $\Delta=2.775r$; 曲线 b 为 $\epsilon=0.3$, $\Delta=1.3155r$; 曲线 c 为 $\epsilon=0$, $\Delta=0.07009r$

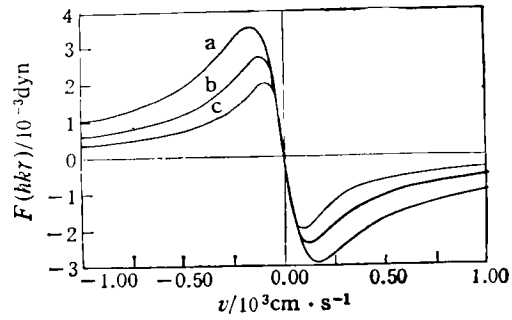


图3 辐射力 F 随原子速度 v 的变化 $N=5$, $\Omega=5r$, $\varphi=\Phi=0.95\pi$; 曲线 a 为 $\epsilon=0.7$, $\Delta=0.1699r$; 曲线 b 为 $\epsilon=0.3$, $\Delta=0.08461r$; 曲线 c 为 $\epsilon=0$, $\Delta=0.003607r$

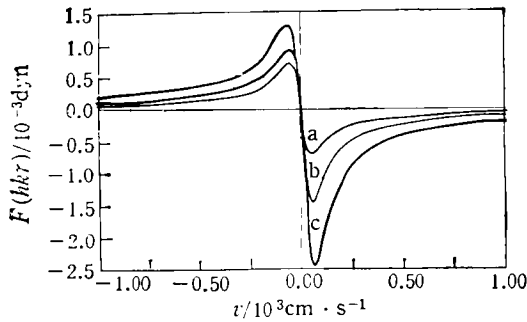


图4 辐射力 F 随原子速度 v 的变化 $N=5$, $\Omega=5r$, $\varphi=\Phi=0.99\pi$; 曲线 a 为 $\epsilon=0$, $\Delta=0.0007158r$; 曲线 b 为 $\epsilon=0.3$, $\Delta=-0.14522r$; 曲线 c 为 $\epsilon=0.7$, $\Delta=-0.19376r$

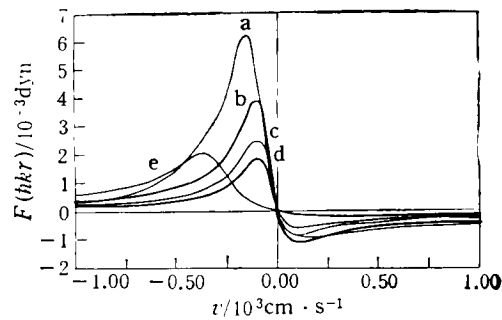


图5 不同库场中辐射力 F 随原子速度 v 的变化 $\Omega=1r$, $\epsilon=0.3$, $\varphi=\Phi=0.6\pi$: 曲线 a 为普通真空中, $N=0$, $\Delta=1.1915r$; 曲线 b 为压缩真空库场 (sv), $N=0.2$, $\Delta=0.6135r$; 曲线 c 为 sv 中, $N=0.6$, $\Delta=0.512r$; 曲线 d 为 sv 中, $N=1.0$, $\Delta=0.53r$; 曲线 e 为热库中, $N=1.0$, $\Delta=3.57465r$

辐射力具有很强的相敏性(见图2—图4)。以 $\epsilon=0.7$ 为例,随着 $\varphi=\Phi$ 增大 ($<\pi$) 辐射力从 $|F(-v)| > |F(v)|$ 变为 $|F(v)| > |F(-v)|$, 并且 $F-v$ 曲线的极点(峰或谷)向速度小的方向偏移。利用这一性质可使 $F-v$ 曲线呈现利于原子冷却的规则的反对称性线型。当选取适当的 φ 和 Φ 值时,辐射力 $\langle F_L \rangle$ 随着 ϵ 的增大而增大, $F-v$ 曲线的斜率,即阻尼系数 β 也增大。 β 值增大意味着阻尼冷却更有效。辐射力的这种相敏性可被利用来更有效地降低原子束一维横向冷却温度,亦即使原子束准直性更好。

阻尼库对辐射力有明显的影响(如图5,6所示)。当 $\epsilon \neq 0$, $F-v$ 曲线显著地偏离反对称性。当阻尼库平均光子数 N 相同时(如 $N=1$)有 $|F_h|_{\max} > |F_{sv}|_{\max}$ (下标 h 表示热库, sv 表示压缩真空库)。在同一阻尼库中(如 sv),辐射力 $|F_{sv}|_{\max}$ 随 N_{sv} 的减小而增大,其“位置”移向速度小的方向。在普通真空中 $N=0$, $|F_r|_{\max}$ 最大。上述特征表

明,普通真空对原子的阻尼作用最小,热库居中,压缩真空最强。这是由于压缩真空库多了一个与 M 有关的相敏性阻尼效应。

4 原子阻尼系数、动量扩散系数和冷却温度

力的起伏必然引起原子动量的起伏。动量起伏对原子起加热作用。当阻尼力对原子的冷却作用和原子动量起伏的加热作用平衡时原子达到某一平衡温度,即原子的冷却温度^[17,18]。

原子的阻尼系数 β 为

$$\beta(\nu) = -\frac{\partial F}{\partial \nu} = \frac{\hbar k^2 Q^2}{f(\nu)} \cdot \left\{ (1 + \epsilon)^2 \gamma \sin \varphi \cos \varphi + \frac{2\gamma_x(\Delta + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v})}{Q} [(1 + \epsilon) \sin \varphi \langle \sigma_x \rangle_x + (1 - (1 + \epsilon) \cos \varphi) \langle \sigma_y \rangle_x] \right\}. \quad (11)$$

由于原子速度小时 F 与 ν 成线性关系,故常将辐射力记为 $F = F_0 - \beta \nu$, β 为($\nu \approx 0$ 附近的)阻尼系数。

原子动量扩散系数由下式决定^[8]:

$$D = \text{Re} \int_0^\infty dt \langle \delta F(t) \delta F(0) \rangle = \text{Re} \left[\int_0^\infty dt \langle \delta F_x(t) \delta F_x(0) \rangle + \int_0^\infty dt \langle \delta F_L(t) \delta F_L(0) \rangle \right], \quad (12)$$

式中 $\delta F = F - \langle F(\infty) \rangle$ 。虽然阻尼库场对平均辐射力(包括自发发射力^[13])的贡献为零,但它对辐射力起伏的贡献并不为零,因而对原子动量起伏有贡献。这种辐射力引起的原子动量扩散系数 D_x 一般与光子发射方向有关。对于非各向同性之电偶极发射,其发射角分布函数为^[18]

$$W(\cos \theta) = \frac{3}{4} (1 + \cos^2 \theta). \quad (13)$$

因此由压缩真空库场诱导的扩散系数 D_x 为

$$D_x = \text{Re} \int_0^\infty dt \langle \delta F_x(t) \delta F_x(0) \rangle = \frac{1}{5} r \hbar^2 k^2 [(2N + 1) + \langle \sigma_x \rangle_x]. \quad (14)$$

由相干驱动场诱导的扩散系数(实际上包括了库场参与的耦合作用)为^[8]

$$D_L = \int_0^\infty dt \langle \delta F_L(t) \delta F_L(0) \rangle = -\frac{\hbar^2 k^2 Q^2}{j(\nu)} \text{Re} \sum_{i=1}^3 \{ (1 + \epsilon)^2 A'_{i1} C_{i1} [1 - (1 + \epsilon) \cos \varphi]^2 A'_{i2} C_{i2} \}$$

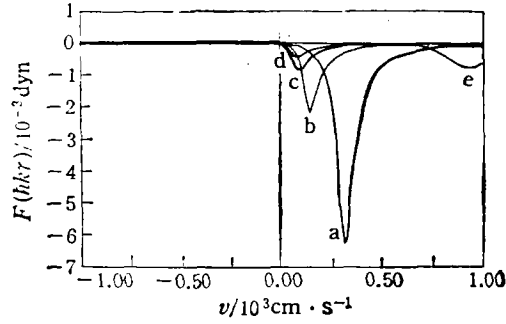


图6 不同库场中辐射力 F 随原子速度 ν 的变化 $\Omega = 1\gamma$, $\epsilon = 0.3$, $\varphi = \Phi = 0.99\pi$; 曲线 a 为普通真空中, $N = 0$, $\Delta = -3.23545\gamma$; 曲线 b 为 sv 中, $N = 0.2$, $\Delta = -1.3576\gamma$; 曲线 c 为 sv 中, $N = 0.6$, $\Delta = -0.77387\gamma$; 曲线 d 为 sv 中, $N = 1.0$, $\Delta = -0.77386\gamma$; 曲线 e 为热库中, $N = 1.0$, $\Delta = -9.70634\gamma$

$$+ (1 + \epsilon) \sin \varphi [1 - (1 + \epsilon) \cos \varphi] (A'_{11} C_{i2} + A'_{12} C_{i1}), \quad (15)$$

式中

$$C = \begin{pmatrix} \frac{1}{4} - \langle \sigma_x \rangle_s^2 & -\frac{i}{4} \langle \sigma_x \rangle_s - \langle \sigma_x \rangle_s \langle \sigma_y \rangle_s & i \langle \sigma_y \rangle_s - \langle \sigma_x \rangle_s \langle \sigma_x \rangle_s \\ \frac{i}{4} \langle \sigma_x \rangle_s - \langle \sigma_y \rangle_s \langle \sigma_x \rangle_s & \frac{1}{4} - \langle \sigma_y \rangle_s^2 & -i \langle \sigma_x \rangle_s - \langle \sigma_y \rangle_s \langle \sigma_x \rangle_s \\ -i \langle \sigma_y \rangle_s - \langle \sigma_x \rangle_s \langle \sigma_x \rangle_s & i \langle \sigma_x \rangle_s - \langle \sigma_y \rangle_s \langle \sigma_x \rangle_s & 1 - \langle \sigma_x \rangle_s^2 \end{pmatrix},$$

$$A'_{11} = \gamma_x \gamma_y + \mathcal{Q}^2 [1 + (1 + \epsilon) \cos \varphi]^2,$$

$$A'_{21} = (\gamma'_x + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}) - \mathcal{Q}^2 (1 + \epsilon) \sin \varphi [1 + (1 + \epsilon) \cos \varphi],$$

$$A'_{31} = \frac{1}{2} \mathcal{Q} \{ (1 + \epsilon) \gamma_x \sin \varphi + [1 + (1 + \epsilon) \cos \varphi] (\gamma'_x + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}) \},$$

$$A'_{12} = -\{ \mathcal{Q}^2 (1 + \epsilon) \sin \varphi [1 + (1 + \epsilon) \cos \varphi] + \gamma_x (\gamma'_x + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}) \},$$

$$A'_{22} = \gamma_x \gamma_x + (1 + \epsilon)^2 \mathcal{Q}^2 \sin^2 \varphi,$$

$$A'_{32} = \frac{1}{2} \mathcal{Q} \{ \gamma_x [1 + (1 + \epsilon) \cos \varphi] - (1 + \epsilon) \sin \varphi (\gamma'_x + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}) \}.$$

原子冷却温度 T 由下式决定^[6,15,18]:

$$T/T_D = \frac{D}{\gamma \hbar \beta}, \quad (16)$$

其中 $T_D = \hbar \gamma / 2k_B$ 为多普勒温度极限。

容易发现,在小速度范围内阻尼系数 β 不随 v 变化;原子动量扩散系数 D 和原子均方速度成正比^[17,18];而且一般情况认为原子在平均速度 $v \approx 0$ 附近达到平衡温度^[6,15,18]。事

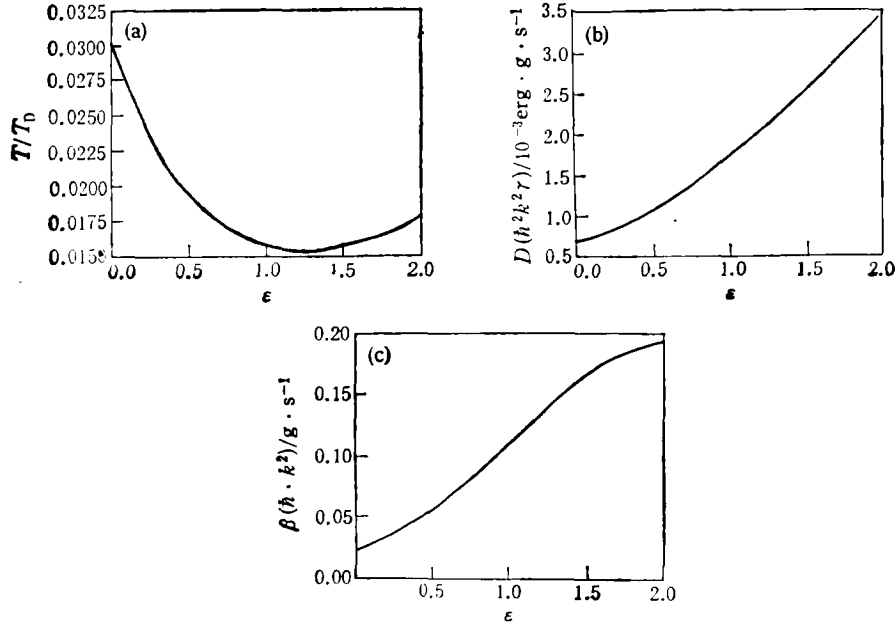


图7 阻尼系数 β 、动量扩散系数 D 和冷却温度 T/T_D 随附加的行波量 ϵ 的变化 $N = 8, \mathcal{Q} = 5\gamma, \Delta = 5\gamma, \varphi = 0.6\pi, \Phi = 0.1\pi$

实上有时原子稳定在某一确定的速度 $v_c (\neq 0)$ 附近, 如 Doppleron 现象^[9], 这时必须求出在 v_c 的动量扩散系数 $D(v_c)$ 和阻尼系数 $\beta(v_c)$, 计算相应的原子冷却温度^[9].

原子的阻尼系数, 动量扩散系数和冷却温度随附加行波场比率 ϵ 的变化如图 7—图 9 所示. 由图 7 可见, 对于 $\Delta = 5\gamma$ 红失谐情况, 扩散系数 D 和阻尼系数 β 随 ϵ 近似呈线性增大, 但 $D-\epsilon$ 曲线稍向下凹, 而 $\beta-\epsilon$ 曲线稍向上凸, 因而原子冷却温度 T/T_D 在 $\epsilon = 1.2$ 附近仅比 $\epsilon = 0$ 处下降约 2 倍. 由图 8 可见, 对 $\Delta = -0.19168$ 蓝失谐情况; D 和 β 随 ϵ 的变化类似于图 7, 原子冷却温度 T/T_D 在 $\epsilon = 1.0$ 附近仅比 $\epsilon = 0$ 处下降 2.2 倍. 通过精心调节物理参数, 可使原子冷却温度 T/T_D 在 $\epsilon = 0.7$ 处比在 $\epsilon = 0$ 处下降两个数量级(见图 9), 达到多普勒温度极限以下两个数量级. 由此可见, 精心调整物理参数非常重要. 获得如此低的冷却温度的原因是由于压缩真空库场噪声的相敏性, 致使原子动

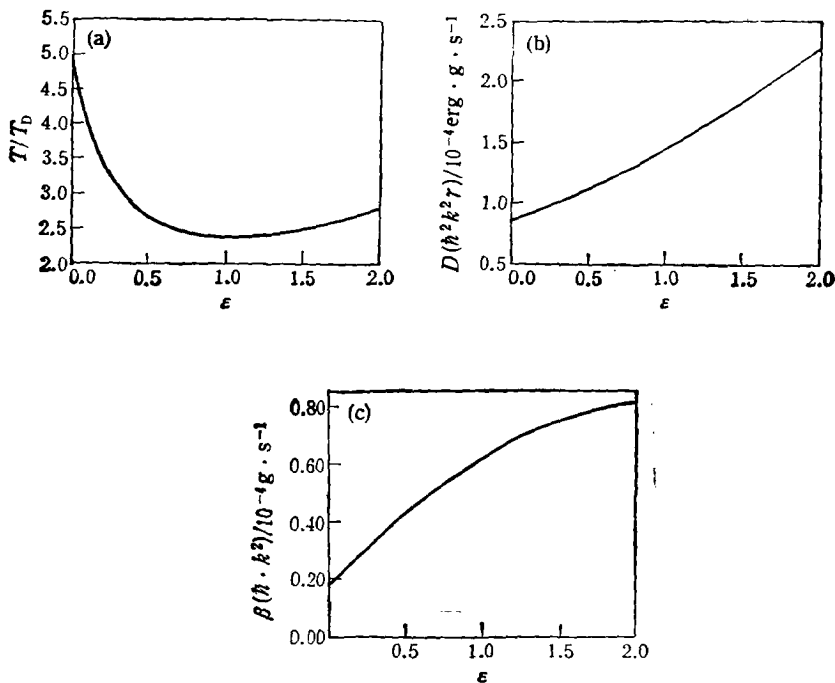


图 8 原子阻尼系数 β 、动量扩散系数 D 和冷却温度 T/T_D 随附加的行波量 ϵ 的变化 $N = 0.7$, $\Omega = 1\gamma$, $\varphi = \Phi = 0.95\pi$, $\Delta = -0.19168\gamma$

量扩散系数 D 具有很强的相敏性, 在适当的参数条件下使 $D(\epsilon = 0.7)$ 比 $D(\epsilon = 0)$ 下降了两个数量级(见图 9(c)). 降低冷却温度的关键是尽量减小原子动量扩散系数. 上述结果表明, 附加适量的行波场可促使原子冷却温度低于纯驻波场($\epsilon = 0$)情况.

由于附加行波场增大了相干光场的总强度, 为了比较起见, 将相干驱动光场的总强度归一化后进行类似的计算. 发现在适当的参数条件下仍有类似上述的结论, $T_{\min}^{(N)}(\epsilon \neq 0) < T_{\min}^{(N)}(\epsilon = 0)$, 这里 (N) 代表归一化情况. 但 $T-\epsilon$ 曲线呈现极小值 $T_{\min}^{(N)}$ 的“位置”移到 ϵ 较小处, 而且 $T_{\min}(\epsilon \neq 0) < T_{\min}^{(N)}(\epsilon \neq 0)$.

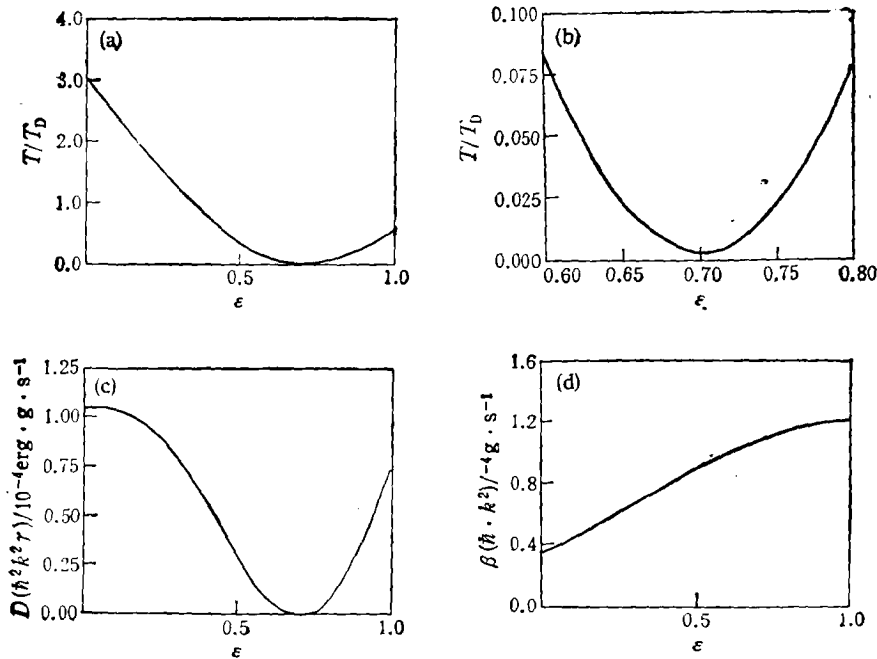


图9 原子阻尼系数 β 、动量扩散系数 D 和冷却温度 T/T_D 随附加的行波量 k 的变化 $N = 0.64$, $\Omega = 1\tau$, $\varphi = 0.6\pi$, $\Phi = 0.2\pi$, $\Delta = 0$; (b) 是 (a) 的局部放大

5 结 语

我们详细研究了用组合光场冷却压缩真空场中原子所受辐射力特性和冷却温度。发现辐射力具有很强的相敏性。附加适量的行波场 ($\epsilon \neq 0$), 选择适当的物理参数, 可使辐射力增大, 阻尼系数增大, 动量扩散系数减小, 从而大大降低原子冷却温度; 甚至可以使原子冷却温度 T 比纯驻波场情况下降低两个数量级, 低于原子反冲温度。(钠原子 $T_N/T_D \approx 0.01$, T_N 为原子反冲温度^[17])。用组合光场冷却普通真空场中原子的情况^[10]和利用纯驻波相干光场冷却压缩真空场中原子的情况^[7-9]可以看作本文的两个特例。我们的结论是: 利用行波和驻波形成的组合光场有利于增强压缩真空场中原子冷却作用。另外, 利用这种模型也可以形成一维光学势阱, 对原子实现捕获, 我们将在另文中讨论。

- [1] T. Hansch and A. Schawlow, *Opt. Commun.*, **13**(1975), 68.
- [2] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, *J. Opt. Soc. Am.*, **B6**(1989), 2023.
- [3] A. Spect, E. Arimondo, H. Robinson, N. Vansteenkiste and C. Cohen-Tannoudji, *Phys. Rev. Lett.*, **61**(1988), 826.
- [4] D. Gottesman, J. Mervis and M. Prentiss, *Phys. Rev.*, **A4**(1992), 356.
- [5] C. W. Gardiner, *Phys. Rev. Lett.*, **56**(1986), 1917.
- [6] M. J. Collet and C. W. Gardiner, *Phys. Rev.*, **A30**(1984), 1386.
- [7] Y. Shevy, *Phys. Rev. Lett.*, **64**(1990), 2905.
- [8] R. Grahamam, D. F. Walls and Weiping Zhang, *Phys. Rev.*, **A44**(1991), 7777.
- [9] Y. Shevy, B. Crosignani and A. Yariv, *Phys. Rev.*, **A46**(1992), 1421.
- [10] A. S. Parkins and C. W. Gardner, *Phys. Rev.*, **A37** (1988), 3867.

- [11] T. Hirano and M. Matsuoka, *Opt. Lett.*, **15**(1990), 1153.
- [12] P. Kumar, O. Aytür and J. Hdang, *Phys. Rev. Lett.*, **64**(1990), 1015.
- [13] W. H. Louisel, *Quantum Statistical Properties of Radiation* (John Wiley, New York, 1973).
- [14] Guo Guangcan, *Quantum Optics* (Higher Education Press, Beijing, 1990)
- [15] J. P. Gordon and A. Askin, *Phys. Rev.*, **A21**(1980), 1606. R. Loudon and P. L. Knight, *J. Mod. Opt.*, **34**(1989), 709.
- [16] Chen Xu-zong, Liu Liang and Wang Yu-zhu, *Acta Physica Sinica*, **42**(1993), 1587(in Chinese).
- [17] P. D. Lett *et al.*, *J. Opt. Soc. Am.*, **B6**(1989), 2084.
- [18] S. Stenholm, *Rev. Mod. Phys.*, **58**(1986), 699.
- [19] G. S. Agarwal and K. Mølmer, *Phys. Rev.*, **A47**(1993), 5158.

ENHANCEMENT EFFECT OF COMBINED FIELD ON COOLING EFFECT FOR ATOM IN A SQUEEZED VACUUM

HE LIN-SHENG JIANG HAI-HE

*(Joint Laboratory for Quantum Optics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics,
Academia Sinica and East China Normal University, Shanghai 201800)*

(Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Hefei 230031)

(Received 21 June 1994; revised manuscript received 4 November 1994)

ABSTRACT

The enhancement effect of a coherent field, which is combined by a standing-wave field and an additional travelling-wave field, on cooling for a two-level atom in a squeezed vacuum field is investigated. We find that the atomic radiation force is of strong phase sensitive and that adding a travelling-wave field with an appropriate ratio ε the atomic cooling temperature can be reduced to below that in the case of a pure standing-wave field, even down to two orders below the Doppler temperature limit.

PACC: 3280D; 4250