arXiv:2512.17653v1 [physics.atom-ph] 19 Dec 2025

Λ增强的利用 D_2 线对光镊中的 ^{85}Rb 原子进行灰色糖浆冷却

D.A. Janse van Rensburg, [1, 2, *] R.C. Venderbosch, [1, 2, *] Y. van der Werf, [1,2] J.J. del Pozo Mellado, [1,2] M.L. Venderbosch, [1,2] R.S. Lous, [1,2] E.J.D. Vredenbregt, [1,2] 和 S.J.J.M.F. Kokkelmans[1,2]

[1] *Coherence and Quantum Technology group, Department of Applied Physics and Science Education, Eindhoven University of Technology, P.O. Box 513, 5600 MB Eindhoven, The Netherlands*

[2] *Center for Quantum Materials and Technologies Eindhoven (QT/e), Eindhoven University of Technology, P.O. Box 513, 5600 MB Eindhoven, The Netherlands*

（日期：2025年12月22日）

我们展示了在光镊阵列中对 ^{85}Rb 原子的 D_2 线实施 Λ增强型灰色光学糖浆冷却。与红失谐偏振梯度冷却相比，该技术可将原子温度降至更低的 4.0(2) μK，从而使超精细钟量子比特的 T_2^* 相干时间延长 1.5 倍。该方法无需对准，并且可以直接应用于磁光阱所使用的激光束，因为它只需要频率和相位调制控制。我们的实验观测得到了基于半经典力方法的数值模型的印证；该模型扩展至四能级系统，并包含上能级流形中相距 120 MHz 的两个超精细态。

I. 引言

被俘获在光镊中的中性原子已展现出作为量子模拟和量子信息实验平台的潜力 [1, 2], ，其中通常使用碱金属族的原子 [3–5]。对于这些平台而言，高效的亚多普勒冷却是实现长相干时间的必要条件，因为远红失谐光镊会对原子施加差分光移。对于非魔术波长阱，这会导致依赖温度的退相干[6–8]。

一种降低光镊中单个碱金属原子温度、从而延长其相干时间的通用方法是 Λ增强型灰色糖浆冷却（Λ-GMC） [9, 10]。该方案将II型跃迁（$F' \leq F$）上的蓝失谐灰色糖浆冷却与速度选择性相干布居囚禁相结合，以尽量减少冷原子布居的光子散射事件 [11]。 Λ-GMC通常在D_1线上进行，因为其具有有利的三能级结构 [12–15]。

Λ-GMC 也可以在 D_2线上高效实现，前提是超精细分裂远大于跃迁线宽 Γ。该技术已成功应用于 D ^{87}线上的 [16], ^{133}Rb、 [17] Cs 和 ^{40}K [18]碱金属同位素，使温度达到数 μK。相比之下， ^{23}Na 的超精细分裂较小 $\sim 6\,\Gamma$ ，限制了在 D_2 线上通过 Λ-GMC 可达到的温度，使其仅为 56 μK [19],；而使用 D_1 线则可达到 7 μK [15] 。尽管如此，对于大多数碱金属原子而言，使用 D_2 线仍很方便，因为所需激光通常已用于磁光阱（MOT）；不过，这也带来了一个复杂之处：用于 II 型 $F \to F' = F$ 跃迁的蓝失谐光相对于 I 型 $F \to F' = F + 1$ 跃迁是红失谐的。

在本文中，我们展示了在 ^{85}Rb的D_2 线上实现 Λ-GMC，并研究了其在四能级结构中的冷却效率。该跃迁的自然线宽为$\Gamma/2\pi = 6.066\,69(18)$ MHz [20], ，并且在I型和II型跃迁之间具有 $19.9\,\Gamma$ 的中间超精细分裂。此外，由于优化的 Λ-GMC，我们展示了超精细钟量子比特相干时间的提升。为补充实验结果，我们将 Λ-GMC的理论描述推广到了与碱金属原子D_2 线相关的四能级系统。

II. Λ-GMC 演示

A. 方法

我们在 Λ中性原子装置中实现-GMC[21, 22], ，该装置将单原子囚禁在 10×10 由远红失谐、波长为 813 nm 的光镊构成的阵列中。装置的核心激光波长为 780 nm，用于驱动 D_2线 ^{85}，如图1所示的能级图所示。该激光用于产生磁光阱、成像单原子、将原子光抽运至$5^2S_{1/2}|F=2,\ m_F=0\rangle$ 态以进行量子比特操作，通过超精细选择性吹除脉冲进行量子比特态投影，以及 Λ-GMC。我们使用电光调制器（EOM）为 $5^2S_{1/2}|F=2\rangle \leftrightarrow 5^2P_{3/2}|F'=3\rangle$ 跃迁产生频率边带，用于MOT阶段、单原子成像以及 Λ-GMC的再泵浦。

Λ-GMC 的光束传输系统无需对实验装置进行硬件升级，可直接应用于现有的三维MOT光束。在 Λ-GMC 过程中，再泵浦失谐 δ_1 被调至拉曼共振条件，并可在较宽范围内扫描。我们

* 这些作者对本工作的贡献相同

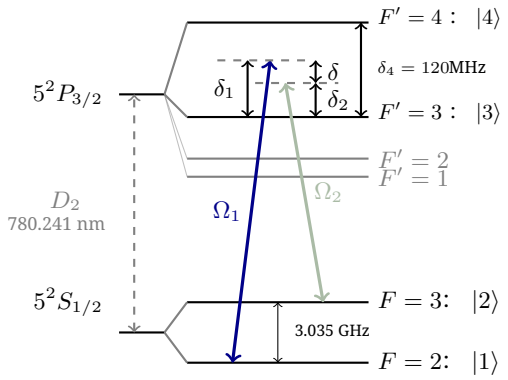


图 1：D_2 线 ^{85}Rb，重点展示四个能级{$|1\rangle$，$|2\rangle$，$|3\rangle$，$|4\rangle$} 参与 Λ-GMC。 参数{δ_1,Ω_1} 表示再泵浦失谐和拉比频率（蓝色，$F = 2 \to F' = 3$），再泵浦光是冷却激光上的电光调制器边带。参数{δ_2,Ω_2} 表示冷却激光载波失谐和拉比频率（绿色，$F = 3 \to F' = 3$），$\delta = \delta_1 - \delta_2$ 表示拉曼失谐，δ_4 表示超精细分裂。

使用声光调制器 (AOM) 扫描载波失谐 δ_2，扫描范围为距 $5^2S_{1/2}|F = 3\rangle \leftrightarrow 5^2P_{3/2}|F' = 3\rangle$ 跃迁 $+6\,\Gamma$ 至 $+14.3\,\Gamma$，同时保持激光功率水平稳定。磁光阱是在距自由空间 $5^2S_{1/2}|F = 3\rangle \leftrightarrow 5^2P_{3/2}|F' = 4\rangle$ 跃迁 $-3\,\Gamma$ 处形成的。

我们通过测量释放 40μs 后的再捕获概率，研究在作用于 D_2 线的多个跃迁时原子的相对加热和冷却行为。进行 20 ms Λ-GMC 脉冲前，原子的初始温度为 9.7(4)μK，该温度由释放与再捕获法测得 [23]。

B. 实验结果

首先，如图2a 所示，在超精细流形范围内固定载波失谐并扫描再泵浦失谐。我们采用的载波失谐为 $\delta_2 = 6\,\Gamma$，拉比频率为 $\Omega_2 = 1.63\,\Gamma$，再泵浦光与载波光之比为 $(\Omega_1/\Omega_2)^2 = 0.1$。原子的典型再捕获概率冷却前处于初始温度的原子由黑色虚线表示。

当光相对于 $S_{1/2}|F = 2\rangle \leftrightarrow P_{3/2}|F' = 1\rangle$ 和 $S_{1/2}|F = 2\rangle \leftrightarrow P_{3/2}|F' = 2\rangle$ 跃迁红失谐时，我们观察到加热；而当光相对于这些跃迁蓝失谐时，则观察到轻微冷却。我们将这种加热归因于：大多数散射事件发生在这些“再泵浦”跃迁上，而它们属于 II 型跃迁；当光蓝失谐时，这类跃迁会产生亚多普勒冷却。这与以下条件相似：对于碱金属原子的蓝失谐磁光阱，只有当冷却光和再泵浦光分别相对于各自跃迁均蓝失谐时，才能实现最低温度 [24]。在接近 $S_{1/2}|F = 2\rangle \leftrightarrow P_{3/2}|F' = 3\rangle$跃迁（$\delta \approx -\delta_2$）的共振处，我们观察到显著的冷却，并将其归因于灰色糖浆冷却。最后，在接近拉曼共振条件（$\delta = 0$）时，我们观察到 Λ-GMC 所具有的典型窄线宽冷却与加热特征。

我们针对不同的载波失谐和拉曼失谐进行了类似测量，结果如图所示。2b，用于研究 I 型 $S_{1/2}|F = 3\rangle \leftrightarrow P_{3/2}|F' = 4\rangle$跃迁对 Λ-GMC 效率的影响。对于载波失谐量 δ_2从 $+6\,\Gamma$到 $+12.6\,\Gamma$，拉曼失谐呈现出图 2b 中所示的三个区域。在拉曼共振的蓝失谐一侧，可以观察到加热特征；在共振的红失谐一侧，可以观察到冷却特征；而远离共振（$|\delta| > 0.1\,\Gamma$）时，则既不会出现显著加热，也不会出现显著冷却。随着 δ_2 增大，冷却和加热特征的强度都会减弱，最终在 $\delta_2 = 14.3\,\Gamma$处完全消失。

我们展示了在固定的最佳拉曼失谐 δ_2 下，不同载波失谐对应的最佳拟合温度$\delta = -0.016\,\Gamma$，见图 2c。为了量化 Λ-GMC 后达到的温度，我们进行释放与再俘获测量，并用蒙特卡洛模拟拟合温度 [23]。在载波失谐为 $\delta_2 = 6\,\Gamma$处，测得最低温度为 4.0(2)μK，这与 ^{87}Rb [16] 中取得的结果相近。Λ-GMC 后的温度也使用附录 A中详述的二维量子化模型进行拟合，该模型考虑了零点运动。量子模型给出的平均径向运动占据数为 $\bar{n} \approx 0.7$。

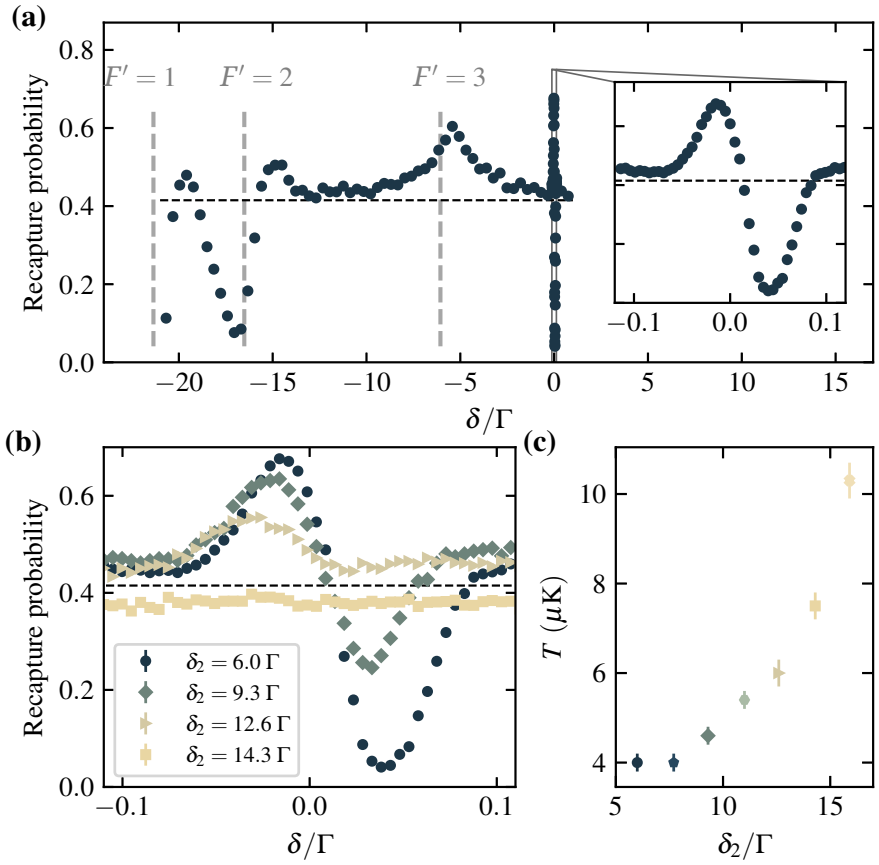


图2： **Λ-GMC 和加热特征，见 ^{85}Rb。（a）**对于载波失谐为 $\delta_2 = 6\,\Gamma$ 时，陷阱关闭 40 µs 后的再捕获概率随拉曼失谐 δ 的变化。 $X \in \{1, 2, 3\}$对应的近似 $5^2S_{1/2}\ |F = 2\rangle \leftrightarrow 5^2P_{3/2}\ |F' = X\rangle$ 共振以竖线标示。未进行 Λ-GMC 时的再捕获概率以黑色水平虚线表示。插图展示了拉曼共振附近狭窄的冷却/加热特征。误差棒（未显示）表示数组均值的一个标准误差。 **(b)** 固定陷阱关闭时间为 40 µs 时，释放-再捕获概率随拉曼失谐 δ 的变化，图中比较了不同的 δ_2。 **(c)** 经过最佳 Λ-GMC 脉冲后，温度随 δ_2 的变化，拉曼失谐为 $\delta = -0.016\,\Gamma$。温度是通过对释放 - 再捕获曲线进行蒙特卡洛模拟提取的，误差棒则根据蒙特卡洛模拟的 χ^2 值计算。

III. 四能级冷却模型

A. 理论

我们使用四能级系统对 Λ增强的灰色糖浆冷却力进行数值建模；此举是受到第二节 δ_2 中观察到的温度对失谐量IIB的强烈依赖关系所启发。 Λ-GMC 力已使用三能级系统中的半经典力方法 [25], 、波函数蒙特卡洛方法 [26], ，或更近期地在纳入俘获势的原子镊子中进行研究 [27]。在本研究中，我们将基于半经典力方法的一维模型 [25, 28] 扩展为四能级系统，其中包含第二个激发态的 I 型跃迁。尽管我们具体研究的是 ^{85}Rb，但这种方法通常也适用于不同的原子种类，还可用于对锂原子中的 Λ-系统进行建模 [11], ^{39}K [29], ^{87}Rb [16], 等。

该模型包含 ^{85}Rb的基态 $F = 2$、3和激发态 $F' = 3$、4，分别标记为图1中的 $|1\rangle$、$|2\rangle$、$|3\rangle$和 $|4\rangle$ 。这些 $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 态之间形成了一个 Λ 构型。光学跃迁由两个偏振驻波驱动，其拉比频率分别为Ω_1 和Ω_2, ，频率 $\omega_1 \approx \omega_2 = kc$相近，波数为 k，相对相位差为 ϕ。与此前成功的模型 [25, 28], 一样，激光束被建模为沿着 Λ系统各支路传播的独立强度驻波。 $|1\rangle \leftrightarrow |4\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 跃迁不属于 Λ 构型，因为根据选择定则， $|1\rangle \rightarrow |4\rangle$ 跃迁是电偶极禁戒的。不过，寻址激光仍会诱导向态 $|4\rangle$的失谐散射。因此， $|2\rangle \rightarrow |4\rangle$ 跃迁被视为空间恒定耦合。

数值方法依赖于将密度矩阵元作傅里叶展开，形式如下： [28]

$$\rho_{ij} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \rho_{ij}^{(n)} e^{inkz}, \tag{1}$$

空间坐标 z 和傅里叶指标 n。由于解是通过递推方程（附录 B）得到的，哈密顿量中不含复指数项的空间恒定耦合无法被正确捕捉。因此，我们分别针对两个版本的哈密顿量求解密度矩阵：一个包含右行波 $\tilde{\Omega}_2(+z) = \sqrt{2}\Omega_2 e^{+ikz}$，另一个包含左行波 $\tilde{\Omega}_2(-z) = \sqrt{2}\Omega_2 e^{-ikz}$，它们分别对应于 $H^{(+)}$ 和 $H^{(-)}$ 哈密顿量，定义如下：

$$\begin{aligned} H^{(\pm)} = & \hbar\Omega_1 \cos(kz)\left(|1\rangle\langle 3| + h.c.\right) \\ & + \hbar\Omega_2 \cos(kz+\phi)\left(|2\rangle\langle 3| + h.c.\right) \\ & + \hbar\tfrac{1}{2}(\tilde{\Omega}_2(\pm z)|2\rangle\langle 4| + h.c.) \\ & + \hbar\delta_2|2\rangle\langle 2| + \hbar\delta_1|1\rangle\langle 1| + \hbar\delta_4|4\rangle\langle 4|. \end{aligned} \tag{2}$$

随后对两个独立解分别求得的力取平均。在 ^{39}K 中，Nath 等人也采用了类似的平均方法，将两个独立的三能级 Λ系统加入他们的模型 [29]。

为计算原子的冷却动力学，根据式（ $F^{(\pm)}z$, v）由式（2）求出力 $F^{(\pm)}$（ z v = , ）$\mathrm{Tr}[\rho\nabla H^{(\pm)}]$，即势梯度的量子平均。附录B中给出了针对四能级系统的连分式方法的详细实现。由于原子 $\Delta z \gg \lambda$之间的典型位移，我们可以只考虑对一个波长范围内的力取平均

$$F^{(\pm)}(v) = \frac{1}{\lambda}\int_0^{\lambda} F^{(\pm)}(z,v)\mathrm{d}z. \tag{3}$$

利用傅里叶代换，可以将式（3）给出的一个波长范围内的平均力改写为

$$\begin{aligned} F^{(\pm)}(v) = & -\frac{i\hbar k}{2}\Big[\Omega_1\left(\rho_{31}^{(-1)} + \rho_{13}^{(-1)} - \rho_{31}^{(1)} - \rho_{31}^{(1)}\right) \\ & + \Omega_2\Big((\rho_{32}^{(-1)} + \rho_{23}^{(-1)})e^{i\phi} - (\rho_{32}^{(1)} + \rho_{23}^{(1)})e^{-i\phi} \\ & \pm\sqrt{2}\rho_{42}^{(\mp 1)} \mp \sqrt{2}\rho_{24}^{(\pm 1)}\Big)\Big]. \end{aligned} \tag{4}$$

尽管式（4）中的各个力并不平衡，并且在有限速度 v 处存在零点，但它们的合力满足 $F(v=0) = (F^{(+)}(0) + F^{(-)}(0))/2 = 0$，这与零速度处存在零点一致。

其净效应是， Λ-系统通过拉曼共振处的相干布居俘获，产生熟悉的亚多普勒冷却机制， [30], 而与 $|4\rangle$ 的额外激发态耦合则提供与位置无关的失谐散射。原则上，随后可以将所得的力与扩散系数结合起来，从而估算平衡温度。然而，基于我们对原子总动力学所采用的简化近似，我们预计无法得到可靠的稳态温度。

我们将结果限定在力-速度关系上，由此推导摩擦系数 α，并分析光子散射率 $\Gamma\rho_{33}$ 和 $\Gamma\rho_{44}$，以揭示其内在物理机制。在低速度区域（$v \ll \Gamma/k$）内，通过线性拟合得到摩擦系数 α，拟合表达式为

$$F(v) = -\alpha v, \tag{5}$$

其中 $\alpha > 0 (< 0)$ 表示冷却（加热）。如果我们假设两个跃迁之间的相位 ϕ在较短时间尺度上随机波动，则可根据式（5）计算相位平均力：

$$\langle F(v)\rangle_\phi = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} F(v)\mathrm{d}\phi. \tag{6}$$

B. 数值结果

式（6）中定义的相位平均力绘于图 3a，其中满足拉曼条件： $\delta = 0$。在速度较小时 $|kv/\Gamma| \lesssim 0.01$，可观察到冷却，这由负斜率表示；而载波失谐 δ_2较大时，冷却效率会降低。对于 $\delta_2 \ll \delta_4$ [11]，相位平均力与已有的三能级计算结果一致，并在附录 B中绘出了拉曼共振条件附近不同 δ对应的结果。

在图 3b 中，摩擦系数 α 随再泵浦失谐 δ_1 变化，并针对不同的固定载波失谐 δ_2作图。曲线在 $\delta = \delta_1 - \delta_2 = 0$处呈现拉曼共振。扫描再泵浦失谐 δ_1 时，首先可在拉曼共振处观察到一个窄冷却峰，随后出现加热特征。随着 $|4\rangle$ 增大，拉曼共振逐渐靠近该能级，δ_2冷却和加热效率均随之降低，直至在 $\delta_2 = 17\,\Gamma$处几乎无法分辨。我们认为，这种降低是由两种因素共同造成的：两个基态之间的拉曼耦合减弱，其大小按 $\Omega_1\Omega_2/\delta_2$ 变化；以及向态 $|4\rangle$ 的失谐散射增强，从而导致“准暗态”冷却。

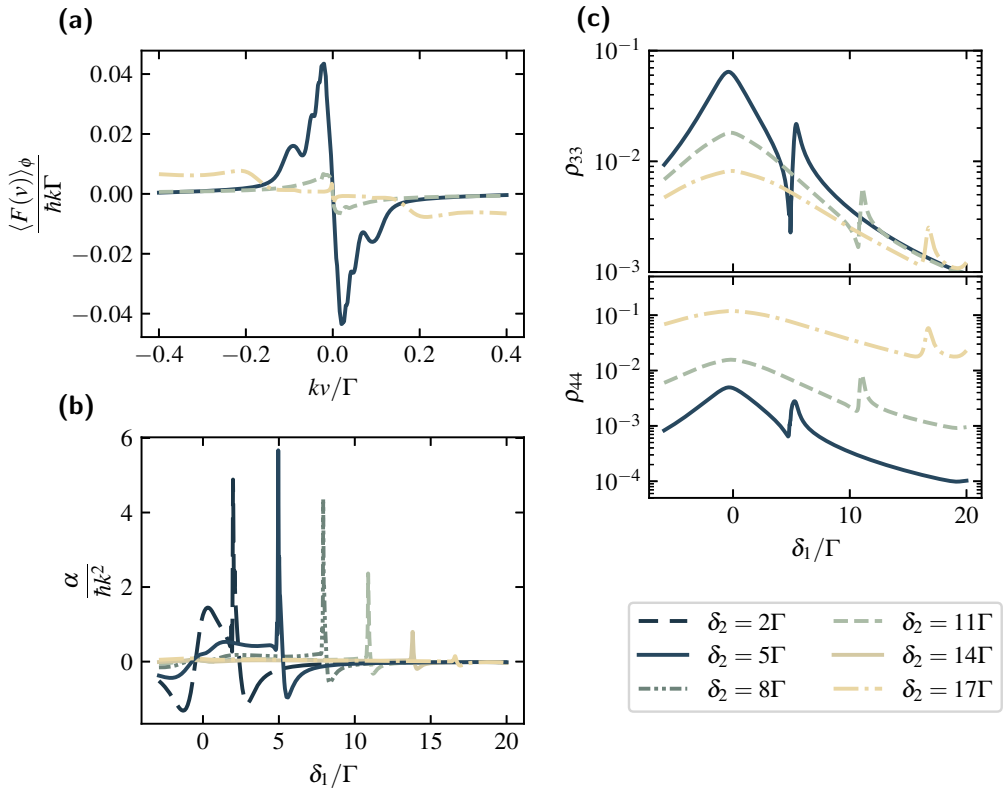


图3：拉曼共振附近冷却机制模拟。(a) 在拉曼共振（$\delta = 0$）处，式（6）中定义的归一化相位平均力 $\langle F(v)\rangle_\phi$ 随归一化速度的变化，其中 $\Omega_1 = 0.58\,\Gamma$、$\Omega_2 = 1.63\,\Gamma$、$\delta_4 = 19.9\,\Gamma$ δ_2 $\delta_2 = \delta_1 = 5\,\Gamma$，且载波失谐可变。在 δ 时冷却效率最高；附录B中给出了拉曼共振附近不同 δ 下的相位平均力。(b) 采用参数 $\Omega_1 = 0.58\,\Gamma$、$\Omega_2 = 1.63\,\Gamma$、$\delta_4 = 19.9\,\Gamma$ 和相位 $\phi = 0$ 时，摩擦系数 α 随再泵浦失谐 δ_1 的变化，载波失谐 δ_2 可变。(c) 相对相位 ϕ 平均后的布居数 ρ_{33} 和 ρ_{44} 随失谐 δ_1 的变化。采用 (a 、 b) 中的标准参数以及 $kv/\Gamma = 0.01$。

态 $|3\rangle$ 和 $|4\rangle$ 的布居数有助于进一步了解拉曼共振处的冷却动力学，如图 3c 所示。这里，布居数 ρ_{33} 和 ρ_{44} 通过连分式方法计算，得到散射率 $\Gamma\rho_{33}$ 和 $\Gamma\rho_{44}$。当失谐量$\delta_2 = \{5, 11\}\,\Gamma$时，布居数在拉曼共振处呈现明显的极小值，这与暗态 [31]激发受到抑制的情况一致。当 $\delta_2 = 11\,\Gamma$时，约为 $\delta_4/2$，可见一个交叉区域，其中布居数 ρ_{33} 和 ρ_{44} 的量级相当。在较大的失谐量下，$\delta_2 = 17\,\Gamma$，典型的色散特征不再呈现显著的极小值，而只显示出一个较小的加热峰，并且 ρ_{44} 占主导地位，而非 ρ_{33}。在此区域，拉曼共振处的散射减少现象消失，因此速度选择性冷却机制也不复存在。

IV. 仿真与实验比较

我们通过实验研究了随着载波失谐 δ_2增大，拉曼共振附近特征性的 Λ-GMC 特征如何减弱并最终消失。与在 ^{87}Rb [16], 中观察到的情况类似，随着 I 型跃迁的失谐减小，加热特征的幅度也会减小。在 ^{85}Rb 中，我们观察到最大冷却和加热出现在 $\delta_2 = 6\,\Gamma$，这是我们实验中能够探究的最小失谐；随着 δ_2增大，加热和冷却都会减弱。在 $\delta_2 = 14.3\,\Gamma$处，即相对于 I 型跃迁红失谐 $5.5\,\Gamma$ 的位置，拉曼共振附近未观察到加热或冷却。

模拟结果与我们的实验发现相吻合：正如力-速度关系和摩擦系数 α所示，在 $\delta_2 \approx 15\,\Gamma$附近观察到冷却和加热现象消失。随着 δ_2增加，冷却力显著减弱

在拉曼共振附近，由于对 $|4\rangle$态的非共振激发增加，整体散射率发生重新分布。这种重新分布可从布居数 ρ_{33} 和 ρ_{44} 中观察到，且跨越多个数量级，从而揭示了两个激发态在加热和冷却机制中相互竞争的作用。

在载波失谐 $\delta_2 = 17\,\Gamma$ 和拉曼失谐 $\delta = 0\,\Gamma$ 时，模拟中冷却效率的损失是中间激发态超精细分裂的四能级系统所特有的，因此适用于 ^{85}Rb。这与 ^{87}Rb（其超精细分裂较大）或三能级系统形成对比；在这些情况下，即使绝对失谐相同，冷却效率仍会降低。一般而言，对于三能级或四能级系统，在拉曼共振条件下，随着载波失谐 δ_2 增大，总会观察到双光子耦合减弱。

V. 超精细量子比特的扩展 T_2^*

为研究超精细钟量子比特的相干特性（定义为 $|0\rangle := |F = 2,\ m_F = 0\rangle$ 和$|1\rangle := |F = 3,\ m_F = 0\rangle$），我们测量了包含 Λ-GMC脉冲的 T_2^*相干时间。测量采用Ramsey型脉冲序列，在 $|0\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ 跃迁上使用失谐 2kHz 的微波，频率为 3GHz。

在图 4中，展示了有无 Λ-GMC 脉冲（$\delta_2 = 6\ \Gamma$，$\delta = -0.016\ \Gamma$）时的 Ramsey 振荡，对应的系综平均相干时间$\langle T_2^* \rangle$ 分别为 5。3(2) ms 和 3。4(1) ms。我们对各个阵列位点分别进行分析，以避免阱深不均匀性主导阵列平均信号的衰减。对测量结果的拟合形式如下：

$$P_{|0\rangle} = A + \alpha\,(t, T_2^*)\, B \cos\left(t\Delta + \kappa\,(t, T_2^*) + \phi\right),$$

其中 Δ 为微波失谐，$\alpha\,(t,\ T_2^*)$ 和$\kappa\,(t,\ T_2^*)$ 分别为随时间变化的振荡幅度和相移，而 A和 B 为拟合参数 [6]。由于态制备过程中的加热（见附录 A），我们预计，采用其他态制备方法可进一步提升相干时间 [4, 32]。

除了有限原子温度之外，还存在其他退相干机制；这些机制的综合作用导致了测得的总 T_2^* 时间。其中一种退相干机制可能与磁场噪声有关，我们此前估算其为 $\delta B < 1.8$mG [21]。考虑到二次塞曼效应，这一水平的磁场噪声会将时钟（$m_F = 0$）量子比特的 T_2^* 时间限制在 55 ms。A

第二种影响可能是光镊陷阱深度的波动。我们使用位于空间光调制器之前的光电二极管来稳定光镊强度，并采用 PI 控制器 [33]

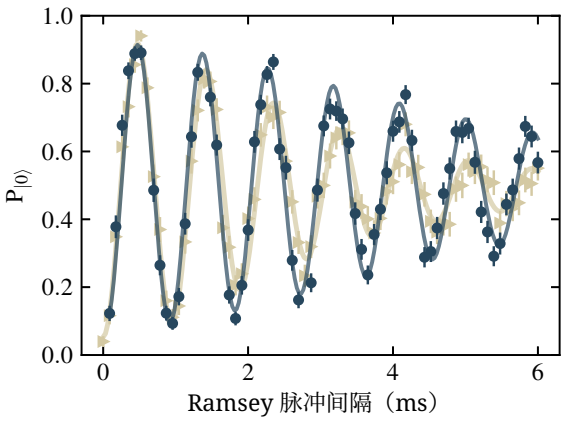


图 4：单个阵列位点的阻尼 Ramsey 振荡及拟合结果。圆形数据点（深蓝色）表示经过 Λ-GMC 后的 Ramsey 信号，三角形数据点（绿色）表示未经 Λ-GMC 的 Ramsey 信号。误差棒为统计误差，表示均值标准误。

此外，空间光调制器之后的光束可能会受到 1。4kHz 的空间光调制器相位闪烁影响。

VI. 讨论与展望

我们通过实验展示了在 D_2 线上对光镊中的单个 ^{85}Rb 原子进行 Λ-GMC，达到 4.0(2) μK 的温度，所用参数为推荐的载波失谐 $\delta_2 = 6\,\Gamma$ 和 Raman 失谐 $\delta = -0.016\,\Gamma$。根据量子化模型（附录 A），这对应于平均径向运动能级 $\bar{n} \approx 0.7$。使用 D_2 线十分方便，因为只需一台带有电光调制器边带的激光器，即可实现磁光阱、单原子成像、超精细量子比特态制备、量子比特态探测和 Λ-GMC。使用磁光阱光束进行 Λ-GMC，也免去了进一步对准的需要。研究表明，加入 Λ-GMC 可将非魔术阱中超精细量子比特的 T_2^* 相干时间延长至原来的 1.5 倍。此次在 ^{85}Rb 中展示 Λ-GMC，表明该技术可用于制备由 ^{85}Rb 和 ^{87}Rb 原子组成、温度同样低的双物种阵列，并使用 D_2 线实现这一目标。

我们扩展了连分数模型，使其适用于四能级系统，以评估额外激发态所起的作用；该方法也很容易推广到其他四能级系统。计算得到的力和摩擦系数表明，当载波失谐为 $\delta_2 = 5\,\Gamma$ 时，Λ-GMC 达到最大值。此外，当载波失谐趋近于激发态 $|4\rangle$ 时，Λ-GMC 的效率会急剧下降，这与针对 ^{85}Rb 的实验观测一致。未来的工作可以在光镊中进行完整的三维计算，

纳入所有相关的基态和激发态 [27], 从而比简化的四能级模型提供更高的精度。

致谢

我们感谢阿姆斯特丹大学 SrMic 团队、埃因霍温理工大学锶量子计算团队以及 R.M.P. Teunissen 富有成效的讨论。本研究得到荷兰经济事务与气候政策部（EZK）的资助，属于 Quantum Delta NL 计划的一部分；同时通过项目 101070144（EuRyQa）获得欧洲地平线计划 HORIZON-CL4-2021-DIGITAL-EMERGING-01-30 的资助，并得到荷兰科学研究组织（NWO）680.92.18.05 号资助的支持。

作者贡献

D.J.v.R 构思了该实验，收集并分析了实验数据，并与 R.V. 共同撰写了稿件。R.V. 建立了模型，进行了数值计算并解释了计算结果。D.J.v.R.、R.V.、Y.v.d.W. 和 J.d.P. M 参与了实验装置的设计、搭建和表征；M.V. 对量子化释放-捕获模型进行了分析。E.V.、R.L. 和 S.K. 负责监督该项工作。

利益冲突

作者声明不存在利益冲突。

数据与代码可用性

支持本研究结论的数据和代码可在 4TU 数据库 [34] 中获取。如有合理需求，可向通讯作者索取更多数据。

[1] M. Morgado 和 S. Whitlock，利用里德堡相互作用量子比特进行量子模拟与计算，AVS Quan- tum Science 3, 023501（2021）。[2] M. Saffman、T. G. Walker 和 K. Mølmer，利用里德堡原子实现量子信息处理，《现代物理评论》82, 2313 2010( )。[3] D. Bluvstein、S. J. Evered、A. A. Geim、 *et al.*，基于可重构原子阵列的逻辑量子处理器，《自然》626, 58（2024年）。[4] A. Radnaev、W. Chung、D. Cole、D. Mason、T. Ballance、*et al.*，采用单独光学寻址和无损读出的通用中性原子量子计算机，PRX Quantum 6, 030334（2025年）。[5] H. J. Manetsch、G. Nomura、E. Bataille、X. Lv、K. H. Leung 和 M. Endres，拥有 6100 个高相干原子量子比特的光镊阵列，《自然》647, 60（2025年）。[6] S. Kuhr、W. Alt、D. Schrader、I. Dotsenko、Y. Miroshny- chenko、A. Rauschenbeutel 和 D. Meschede，驻波偶极阱中的退相干机制分析，《物理评论A》72, 023406（2005年）。[7] R. Grimm、M. Weidem¨uller 和 Y. B. Ovchinnikov，用于中性原子的光偶极阱（Academic Press, 2000年），第 95–170 页。[8] P. Yang、G. Li、Z. Wang、P. Zhang 和 T. Zhang，光阱中性原子的门保真度、退相干与“魔术”囚禁，New J. Phys 24, 083028（2022年）。[9] T. M. Graham、Y. Song、J. Scott、C. Poole、L. Phutti- tarn、K. Jooya、P. Eichler、 *et al.*，中性原子量子计算机上的多量子比特纠缠与算法，《自然》604, 457（2022年）。[10] S. J. Evered、D. Bluvstein、M. Kalinowski、S. Ebadi、T. Manovitz、 *et al.*，高保真并行纠缠门在中性原子量子计算机中，《自然》622, 268 (2023)。[11] A. T. Grier、I. Ferrier-Barbut、B. S. Rem、M. Delehaye、L. Khaykovich、F. Chevy 和 C. Salomon， Λ增强的锂原子亚多普勒冷却： D_1 灰色光学粘团，《物理评论A》87, 063411 (2013)。[12] G. Salomon、L. Fouch´e、P. Wang、A. Aspect、P. Bouyer 和 T. Bourdel，利用灰色光学粘团将39K冷却至高相空间密度，《欧洲物理快报》104, 63002 (2014)。[13] D. Rio Fernandes、F. Sievers、N. Kretzschmar、S. Wu、C. Salomon 和 F. Chevy，在三维灰色光学粘团中对费米子40K原子进行亚多普勒激光冷却，《欧洲物理快报》100, 63001 (2012)。[14] H.-Z. Chen、X.-C. Yao、Y.-P. Wu、X.-P. Liu、X.-Q. Wang、Y.-X. Wang、Y.-A. Chen 和 J.-W. Pan，利用 D_1 灰色光学粘团制备大型 ^{41}K玻色-爱因斯坦凝聚体，《物理评论A》94, 033408 (2016)。[15] G. Colzi、G. Durastante、E. Fava、S. Serafini、G. Lam- poresi 和 G. Ferrari，灰色光学粘团中的钠原子亚多普勒冷却，《物理评论A》93, 023421 (2016)。[16] S. Rosi、A. Burchianti、S. Conclave、D. S. Naik、G. Roati、C. Fort 和 F. Minardi，铷原子 λD2跃迁上的增强灰色光学粘团冷却，《科学报告》（2013年8, 1301）。[17] Y.-F. Hsiao、Y.-J. Lin 和 Y.-C. Chen，铯原子 D_2 线上的 Λ增强灰色光学粘团冷却，《物理评论A》98, 033419 (2018)。[18] G. D. Bruce、E. Haller、B. Peaudecerf、D. A. Cotta、M. Andia、 *et al.*，利用拉曼灰色光学粘团在D_2 线对40K进行亚多普勒激光冷却，《物理学杂志B：原子、分子与光学物理》50, 095002

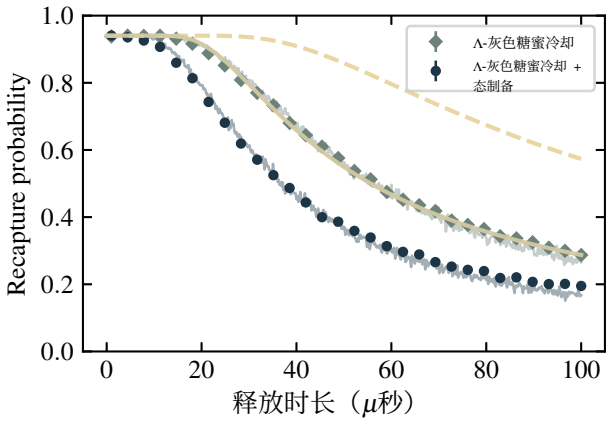
(2017)。[19] Z. Shi、Z. Li、P. Wang、Z. Meng、L. Huang 和 J. Zhang，在灰色光学粘团中利用D2线对23Na进行亚多普勒激光冷却，《中国物理快报》35, 123701 (2018)。[20] D. A. Steck，《铷-85 D线数据》(2024)。[21] D. J. van Rensburg、R. de Keijzer、R. Venderbosch、Y. van der Werf、J. del Pozo Mellado、R. Lous、E. Vre- denbregt 和 S. Kokkelmans，中性原子量子比特阵列中的保真度关系——控制噪声的实验验证 (2025)，arXiv:2506.16974 [量子物理]。[22] D. A. Janse van Rensburg，*Developing a Quantum Computing Platform Based on Single 85Rb Atoms*，博士论文，应用物理与科学教育 (2025)，学位论文。[23] C. Tuchendler、A. M. Lance、A. Browaeys、Y. R. P. Sor- tais 和 P. Grangier，光镊中单原子的能量分布与冷却，《物理评论A》78, 033425 (2008)。[24] K. N. Jarvis、J. A. Devlin、T. E. Wall、B. E. Sauer 和 M. R. Tarbutt，蓝失谐磁光阱，《物理评论快报》120, 083201 (2018)。[25] D. V. Kosachiov、Y. V. Rozhdestvensky 和 G. Nienhuis，两个驻波中的三能级原子激光冷却，J. Opt. Soc. Am. B 14, 535 (1997)。[26] K. Mølmer、Y. Castin 和 J. Dalibard，量子光学中的蒙特卡罗波函数方法，J. Opt. Soc. Am. B 10, 524 (1993)。[27] S. S. Phatak、K. N. Blodgett、D. Peana、M. R. Chen 和 J. D. Hood，具有自旋的囚禁原子光学冷却广义理论，《物理评论A》110, 043116 (2024)。[28] D. Kosachiov、Y. Rozhdestvensky、M. Olsen、L. Plimak 和 D. F. Walls，空间位移驻光波中的三能级 Λ 原子亚多普勒冷却，《物理评论A》50, 1508 (1994)。[29] D. Nath、R. K. Easwaran、G. Rajalakshmi 和 C. S. Unnikrishnan，灰色光学粘团中 ^{39}K原子的量子干涉增强深度亚多普勒冷却，《物理评论A》88, 053407 (2013)。[30] A. Aspect、E. Arimondo、R. Kaiser、N. Vansteenkiste 和 C. Cohen-Tannoudji，通过速度选择性相干布居囚禁实现低于单光子反冲能量的激光冷却，《物理评论快报》61, 826 (1988)。[31] C. H. Chow、B. L. Ng、V. Prakash 和 C. Kurtsiefer，光学囚禁单原子的激发光谱学与冷却中的法诺共振，《物理评论研究》6, 023154 (2024)。[32] N. Chiu、E. Trapp、J. Guo、*et al.*，相干的3000量子比特系统的连续运行，《自然》646, 1075 (2025)。[33] T. Preuschoff、M. Schlosser 和 G. Birkl，基于STEM-lab平台（原为Red Pitaya）的数字激光频率与强度稳定，《科学仪器评论》91, 083001 (2020)。[34] D. J. van Rensburg、R. Venderbosch、Y. van der Werf、J. del Pozo Mellado、M. Venderbosch、R. Lous、E. Vre- denbregt 和 S. Kokkelmans，《利用光镊中的 ^{85}Rb原子进行Λ增强灰色光学粘团冷却，并使用 D_2 线》的数据与代码 (2025)。[35] J. P. Covey、I. S. Madjarov、A. Cooper 和 M. En- dres，钟跃迁魔术波长光镊阵列中锶原子的2000次重复成像，《物理评论快报》122, 173201 (2019)。[36] C. H¨olzl、A. G¨otzelmann、M. Wirth、M. S. Safronova、S. Weber 和 F. Meinert，运动基态冷却单原子在态依赖光镊中的俘获，Physical Review Research **5**，10.1103/PhysRevRe- search.5.033093(2023)。[37] R. J. D. Keijzer、O. Tse 和 S. J. Kokkelmans，光镊中反俘获里德堡态的再俘获概率，Physical Review A **108**，10.1103/Phys- RevA.108.023122 (2023)。[38] D. Manzano，Lindblad 主方程简介，AIP Advances **10**，10.1063/1.5115323/1021638 (2020)。

附录 A：释放-再捕获温度测量

本节给出图2c 中所示温度数据对应的释放-再捕获曲线示例及其测量方法，该数据基于经典蒙特卡洛分析 [23]。当占据运动基态的概率较高时，经典释放-再捕获技术可能会高估温度 [35]。为在此情况下更准确地确定温度，我们还使用考虑零点运动的量子化模型拟合了最低温度数据集。该模型将原子初始化为由谐振子态构成、可自由膨胀的热态 [36]。通过计算这一膨胀态与高斯势束缚态之间的重叠，得到再俘获概率 [37]。

经最佳 Λ-灰色糖蜜冷却后的最低温数据，采用图A1中的量子化模型进行拟合，得到温度 $T_{\mathrm{q}} = 2.48(1)\mu\mathrm{K}$，对应的平均径向运动占据数为 $\bar{n} \approx 0.7$，基态布居为 $p_0 \approx 0.6$。蒙特卡洛模拟得出的最佳拟合经典温度，在经过 .0(2)μK Λ-灰色糖蜜冷却后为 4。尽管经典温度高于量子化模型温度，我们仍报告经典温度，以便与现有文献进行更直接的比较。

态制备后，我们目前采用微波辅助光抽运过程来实现 [22], ，测得经典温度为 7.6(3)μK。因此，我们的态制备方法会使 Λ-灰色糖蜜冷却预冷的原子显著升温。我们预计，通过毫秒级切换磁场线圈，可以采用其他加热较少的态制备方法 [4]。



图A1：释放与再捕获测量。冷却后进行 Λ-GMC 的曲线，展示了有无态制备（SP）的情况，并以浅色线条表示蒙特卡洛模拟曲线的最佳拟合结果。黄绿色线表示量子模型对最优 Λ-GMC 后最冷数据集的拟合，黄色虚线表示阱中零点运动能导致的径向膨胀。误差棒为统计误差，表示数组均值的一个标准误差。

附录B：模拟模型

增强冷却的模型采用简化的一维构型，其中偏振相关的耦合被引入为随空间变化的拉比频率，如参考文献 [25, 28]所述。随后，利用连分数法求解式（2）中定义的四能级系统扩展哈密顿量。为简化稳态极限下的求解，我们引入流体力学导数，该导数在条件 $v \ll \Gamma/k$下有效，形式如下：

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} = \frac{\partial}{\partial t} + v\frac{\partial}{\partial z}.$$

代入林德布拉德方程后 [38], ，在稳态极限下，对于 $H^{(\pm)}$ 式（2）中定义的哈密顿量 $\tilde{\Omega}_2(z) = \Omega_{\sqrt{2}}^{2} e^{ikz}$，利用以下记号，可得以下方程组：

$$
\begin{aligned}
v\frac{\partial\rho_{11}}{\partial z} &= i\Omega_1(z)(\rho_{13}-\rho_{31})+\tfrac{4}{9}\Gamma\rho_{33},\\
v\frac{\partial\rho_{22}}{\partial z} &= i\Omega_2(z)(\rho_{23}-\rho_{32})+i(\tilde{\Omega}_2(\mp z)\rho_{24}-\tilde{\Omega}_2(\pm z)\rho_{42})\\
&\quad+\Gamma(\tfrac{5}{9}\rho_{33}+\rho_{44}),\\
v\frac{\partial\rho_{44}}{\partial z} &= -\Gamma\rho_{44}-i\tilde{\Omega}_2(\mp z)\rho_{24}+i\tilde{\Omega}_2(\pm z)\rho_{42},\\
v\frac{\partial\rho_{13}}{\partial z} &= (-i\delta_1-\tfrac{1}{2}\Gamma)\rho_{13}+i\Omega_1(z)(\rho_{11}-\rho_{33})+i\Omega_2(z)\rho_{12},\\
v\frac{\partial\rho_{14}}{\partial z} &= (i\delta_4-i\delta_1-\tfrac{1}{2}\Gamma)\rho_{14}-i\Omega_1(z)\rho_{34}+i\tilde{\Omega}_2(\pm z)\rho_{12},\\
v\frac{\partial\rho_{23}}{\partial z} &= (-i\delta_2-\tfrac{1}{2}\Gamma)\rho_{23}-i\Omega_2(z)(\rho_{33}-\rho_{22})\\
&\quad+i\Omega_1(z)\rho_{21}-i\tilde{\Omega}_2(\pm z)\rho_{43},\\
v\frac{\partial\rho_{24}}{\partial z} &= (i\delta_4-i\delta_2-\tfrac{1}{2}\Gamma)\rho_{24}-i\Omega_2(z)\rho_{34}\\
&\quad+i\tilde{\Omega}_2(\pm z)(\rho_{22}-\rho_{44}),\\
v\frac{\partial\rho_{21}}{\partial z} &= (i\delta_1-i\delta_2)\rho_{21}-i\Omega_2(z)\rho_{31}\\
&\quad-i\tilde{\Omega}_2(\pm z)\rho_{41}+i\Omega_1(z)\rho_{23},\\
v\frac{\partial\rho_{43}}{\partial z} &= (-i\delta_4-\Gamma)\rho_{43}+i\Omega_2(z)\rho_{42}\\
&\quad-i\tilde{\Omega}_2(\mp z)\rho_{23}+i\Omega_1(z)\rho_{41}.
\end{aligned}
$$

接下来，我们将密度矩阵展开为傅里叶级数。更确切地说，我们将布居差对应的密度矩阵展开为

$$\beta_{ii}\equiv(\rho_{33}-\rho_{ii})=\sum_{n=-\infty}^{\infty}\beta_{ii}^{(n)}e^{inkz},$$

相干项则使用方程（1）。总系统包含 9 个方程，但将相干项 ρ_{13}、ρ_{23}、ρ_{14}和 ρ_{24} 表示为布居数以及 ρ_{12} 和 ρ_{34}的函数后，可进一步简化为 7 个方程。通过这一代换，我们得到递推矩阵方程

$$A_n\mathbf{x}_{n-2}+B_n\mathbf{x}_n+C_n\mathbf{x}_{n+2}=\boldsymbol{\gamma}\delta_{n0},\qquad\text{(B1)}$$

由矩阵 7×7 A_n, B_n, C_n 以及向量定义

$$\mathbf{x}_n=\begin{pmatrix}\beta_{11}^n\\ \beta_{22}^n\\ \beta_{44}^n\\ \rho_{12}^n\\ \rho_{21}^n\\ \rho_{34}^n\\ \rho_{43}^n\end{pmatrix},\quad \boldsymbol{\gamma}=i\begin{pmatrix}1\\ \frac{7}{2}\\ -\frac{i}{4}\\ 0\\ 0\\ 0\\ 0\end{pmatrix}.$$

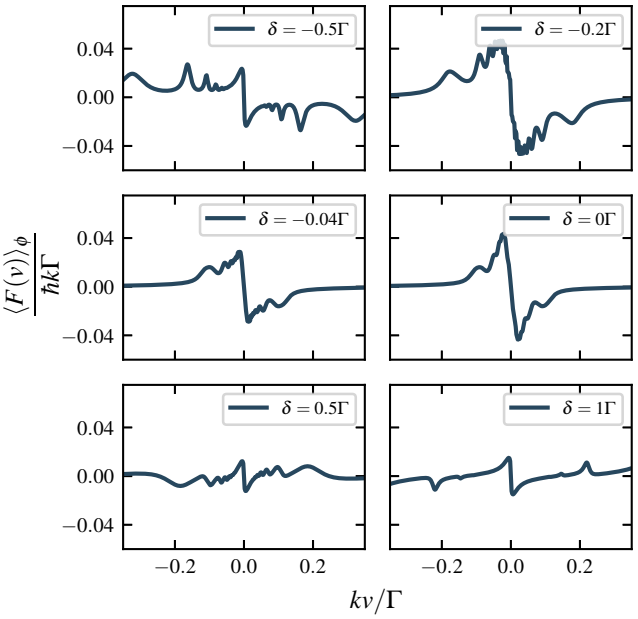


图 B1：拉曼共振附近的相位平均力。 方程（$\langle F(v)\rangle_\phi$ 中定义的力 6）在拉曼共振附近不同失谐量 δ 下的结果，其中 $\Omega_1=0.58\,\Gamma$、$\Omega_2=1.63\,\Gamma$、$\delta_4=19.9\,\Gamma$ 和 $\delta_2=5\,\Gamma$。

其显式形式可通过代入求得，A_n、B_n 和 C_n 可见补充资料。连分数问题通过反复应用式（B1）中定义的递推关系求解。

图 B1展示了方程（6中定义的相位平均力在 $\delta_2=5\,\Gamma$时、拉曼共振附近不同失谐量下的结果。对于较小的负失谐量 δ，可观察到冷却力；在 $\delta=0.5\,\Gamma$附近则转变为加热。对于 $\delta=0.5\,\Gamma$ 和 $\delta=1\,\Gamma$，零速度附近的冷却斜率对应于反冲速度量级的速度，这与先前的观测一致 [11]。值得注意的是，$\delta=0.5\,\Gamma$ 处的加热特征取决于相位，并且在比值 $\left(\Omega_1^2/\Omega_2^2\right)<0.1$较小时更为显著。根据相对相位的不同，会观察到交替出现的加热和冷却区间，它们共同形成相位平均结果。