

双光子共振非简并四波混频测量钡原子里德伯态碰撞展宽中的伴线研究*

孙江^{1)†} 刘鹏¹⁾ 孙娟²⁾ 苏红新¹⁾ 王颖¹⁾

1) (河北大学物理科学与技术学院, 保定 071002)

2) (河北大学数学与计算机学院, 保定 071002)

(2012年1月6日收到; 2012年2月26日收到修改稿)

研究了采用双光子共振非简并四波混频技术测量原子里德伯态碰撞展宽时出现的伴线现象, 测量了不同缓冲气压下的钡原子里德伯态 $6snd\ ^1D_2$ ($n = 16, 22, 36$) 的四波混频谱线, 研究了伴线随主量子数 n 的变化曲线以及伴线随缓冲气体压强的变化曲线, 分析了伴线对 NFWM 谱线的线宽的影响, 发现考虑伴线对四波混频谱线线宽的贡献, 可以对 NFWM 模型下测量到的碰撞展宽系数进行修正.

关键词: 四波混频, 碰撞展宽, 里德伯态, 伴线

PACS: 42.65.Hw, 32.80.Rm, 32.70.Jz

1 引言

当一个原子或分子与其他物质相碰撞时, 它的固有辐射频率会发生改变, 这就是著名的碰撞效应. 碰撞效应包括谱线频移, 谱线展宽, 谱线不对称性和谱线伴线的产生. 通过对原子分子碰撞过程的研究可以观测和分析原子分子的内部结构, 还可以展开对原子核等基本粒子的研究, 因此, 碰撞问题在天文学、等离子体学、原子物理学和气体电子学等领域具有广泛的应用^[1-3]. 近年来量子信息科学的快速发展, 使里德伯气体的谱线展宽研究再次成为研究的热点^[4]. 这是因为里德伯态的寿命很长并且具有大的偶极矩阵元, 从而里德伯原子产生的原子相干时间很长, 可以做为量子纠缠态的优秀载体, 在量子信息和量子计算上拥有广泛的用途. 另外, 碰撞引起的能级再分布现象做为碰撞研究的重要组成部分, 由于其在激光制冷和原子俘获上的潜在应用, 近年来也吸引了大量研究兴趣^[5,6]. 例如 Ulrich 等^[5] 利用缓冲气体氩和铷原子碰撞引起

的能级再分布效应实现了低温达 66 K 的激光制冷, 被制冷的气体密度比传统的多普勒制冷高出十个数量级. 由于里德伯态的长寿命, 通过测量里德伯态发出的荧光来直接研究里德伯态难于实现, 目前研究里德伯态碰撞效应的方法, 都是通过反向传播的两束光入射到样品上来实现消多普勒的双光子跃迁, 激发原子到里德伯态, 之后加电场使里德伯原子电离, 再检测电离后的电子或离子的方法获得原子里德伯态的光谱^[3].

共振增强的四波混频 (FWM) 是一种用途广泛的高分辨激光光谱学技术. 它在分析化学、燃烧和材料研究等很多领域里中都得到了重要应用^[7]. 我们一直在致力于其中的共振增强非简并四波混频的研究, 近年来发展了多种不同类型的非简并四波混频技术, 用来研究物质结构的各种动力学信息. 例如, 我们提出了可以在频域测量物质的超快弛豫时间的瑞利型非简并四波混频^[8,9]. 采用该技术可以不受激光脉冲宽度的限制, 来进行物质超快过程时间分辨率的测量. 我们在一个级联的四能级原子系统的两个上能级间加入强耦合场, 使其成

* 国家自然科学基金青年科学基金 (批准号:10804025), 河北省自然科学基金 (批准号:A2009000147) 和河北省自然科学基金基地专项 (批准号: 08B006, 08B008) 资助的课题.

† E-mail: hdsunjiang@163.com

为缀饰原子系统,研究了其中的双光子共振非简并四波混频 (NFWM) 的量子干涉效应. 发现缀饰系统中的双光子共振 NFWM 可以成为一种全新的可测量两个高激发态间跃迁矩阵元的消多普勒高分辨 Ault-Townes(AT) 光谱学工具^[10]. 我们还提出一种相位共轭的高分辨共振多波混频的新光谱学方法^[11]. 此方法可以研究任意阶数的混频效应,因此具有更大的普遍性.

最近,我们将双光子共振非简并四波混频应用于原子里德伯态的测量和研究^[12]. 不同于传统测量技术,采用双光子共振非简并四波混频研究原子里德伯态的碰撞效应具有以下优点. 首先,双光子共振非简并四波混频方法是一种纯光学的方法. 该方法光路简单,检测的信号是相干光,而不是离子或电子信号. 其次,双光子共振非简并四波混频技术的空间信号分辨率优秀,可自由选择相互作用体积,并且相位匹配条件可以在很宽的频率范围内实现. 尤为重要的是,不同于现代实验技术只能测量里德伯态的纵向弛豫, NFWM 技术做为一种相干光谱学技术,能够直接测量里德伯态和基态间的横向弛豫,可以直接用来研究碰撞对原子相干的影响. 从而双光子共振非简并四波混频技术对于研究里德伯原子在量子信息与量子计算领域的特性有显著的优势.

我们在采用双光子共振 NFWM 技术研究里德伯原子的碰撞效应时,观察到由碰撞引起的能级再分布所产生的伴线现象. 该伴线起源于与里德伯原子的 NFWM 谱线不同的另一种四波混频过程. 本文将研究不同条件下,该伴线对原子里德伯态 NFWM 谱线的影响. 研究发现伴线对里德伯态的 NFWM 谱线的线宽有一定的贡献. 考虑伴线效应可以对双光子共振非简并四波混频理论模型下测量到的碰撞展宽系数进行修正,得到更加精确的结果.

2 实验

双光子共振非简并四波混频的光路如图 1(a) 所示. 光束 1 的频率为 ω_1 , 光束 2 和光束 2' 的频率为 ω_2 . 光束 1 和光束 2 反向入射到样品上, 光束 2' 沿与光束 2 成很小的夹角 θ 的方向入射. 在如图 1(b) 所示的级联三能级系统中, 态 $|0\rangle$ 和态 $|1\rangle$ 之间, 态 $|1\rangle$ 和态 $|2\rangle$ 之间的原子固有跃迁频率和

偶极跃迁矩阵元分别为 Ω_1, Ω_2 和 μ_1, μ_2 . 在态 $|0\rangle$ 和态 $|2\rangle$ 间的跃迁是偶极禁戒的. 当入射光的频率 $\omega_1 \approx \Omega_1, \omega_2 \approx \Omega_2$ 时, 光束 1 和光束 2 分别引起 $|0\rangle \rightarrow |1\rangle$ 和 $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ 的跃迁. 通过这个双光子跃迁, 光束 1 和光束 2 感生出 $|0\rangle$ 和 $|2\rangle$ 态间的相干. 在双光子共振非简并四波混频中, 光束 2' 对这个双光子相干进行探测, 最终产生了沿着与光束 2' 几乎相反方向传播的频率为 ω_1 的 NFWM 信号光.

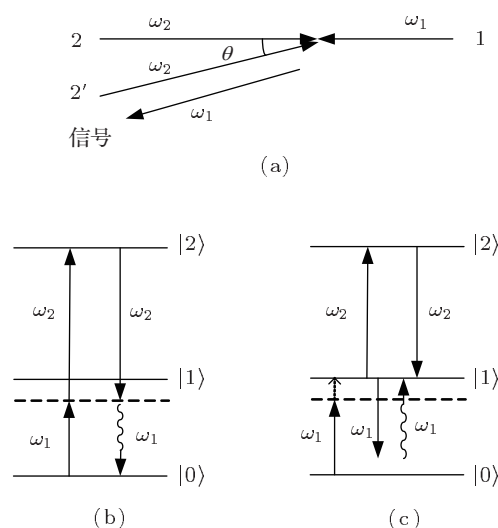


图 1 双光子共振非简并四波混频原理图 (a) 光路图; (b) 能级结构图; (c) 伴线能级结构图

该级联三能级系统相互作用的哈密顿量为

$$H = \hbar \Delta_1 |1\rangle \langle 1| + \hbar (\Delta_1 + \Delta_2) |2\rangle \langle 2| - (\mu_1 E_1 |1\rangle \langle 0| + \mu_2 E_2 |2\rangle \langle 1| + \text{H.c.}), \quad (1)$$

式中, $\Delta_1 = \Omega_1 - \omega_1, \Delta_2 = \Omega_2 - \omega_2$, 为原子的偶极跃迁频率 Ω_i 与入射光频率 $\omega_i (i = 1, 2)$ 的失谐量, $E_1 = \varepsilon_1 e^{i\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r}}, E_2 = \varepsilon_2 e^{i\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r}} + \varepsilon'_2 e^{i\mathbf{k}'_2 \cdot \mathbf{r}}$ 为频率分别为 ω_1, ω_2 的激光束的场强, 其中 $\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{k}'_2$ 和 $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon'_2$ 分别为光束 1, 2, 2' 的波矢和振幅. μ_1, μ_2 分别为 $|0\rangle$ 和 $|1\rangle, |1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 间的跃迁偶极矩阵元. 双光子共振 NFWM 的非线性极化强度正比于密度矩阵的非对角矩阵元 ρ_{10} , 通过求解密度矩阵方程

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} [H, \rho] + \left(\frac{d\rho}{dt} \right)_{\text{relax}}, \quad (2)$$

利用该 NFWM 过程的微扰链 $\rho_{00}^{(0)} \rightarrow \rho_{10}^{(1)} \rightarrow \rho_{20}^{(2)} \rightarrow \rho_{10}^{(3)}$, 文献 [12] 给出了非对角矩阵元 $\rho_{10}^{(3)}$ 的表达式

$$\rho_{10}^{(3)}(\mathbf{r}) = -i \frac{G_1 G_2 (G'_2) * e^{i(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}'_2) \cdot \mathbf{r}}}{(i\Delta_1 + \Gamma_{10})^2 \{ [i(\Delta_1 + \Delta_2) + \Gamma_{20}] \}}$$

$$\times \rho_{00}^{(0)}, \quad (3)$$

式中 $G_1 = \mu_1 \varepsilon_1 / \hbar$, $G_2 = \mu_2 \varepsilon_2 / \hbar$, $G'_2 = \mu_2 \varepsilon'_2 / \hbar$ 为耦合系数, Γ_{n0} 为能级 $|n\rangle$ 和 $|0\rangle$ 之间的横向弛豫速率. NFWM 信号的强度 I_e 正比于 $|\rho_{10}^{(3)}(\mathbf{r})|^2$, 即

$$I_e \propto \frac{1}{(\Gamma_{10}^2 + \Delta_1^2)^2 [\Gamma_{20}^2 + (\Delta_1 + \Delta_2)^2]} |\rho_{00}^{(0)}|^2, \quad (4)$$

$\rho_{00}^{(0)}$ 是密度矩阵的对角矩阵元, 反映了 $|0\rangle$ 态中的原子参与双光子跃迁的概率.

在具体实验中, 我们选取钡原子的基态 $6s^2 1S_0$ 作为 $|0\rangle$ 态, 第一激发态 $6s6p 1P_1$ 做为态 $|1\rangle$, 里德伯态 $6snd 1D_2$ 作为态 $|2\rangle$, 组成级联三能级系统. 将钡放入充有一定压强的氩缓冲气体的样品炉中, 加热到 933.15 K, 使钡产生蒸气. 如图 2 所示, 使用 Quanta-Ray ND-YAG 激光器的二次谐波和三次谐波来抽运两台染料激光器, 产生频率为 ω_1 的光束 L_1 和频率为 ω_2 的光束 L_2 . 光束 L_1 经过全反射镜 M_1, M_2 和 M_3 反射后, 作为光束 1 进入热管炉. 光束 L_2 被半透半反镜 M_5 分成两束, 其中一束经过一个延时器, 再通过全反镜 M_6 的反射后作为光束 2 进入热管炉, 另一束光被镜 M_7 和 M_8 反射后作为光束 2' 进入热管炉. 光束 1 和光束 2 的方向几乎相反, 光束 2 和 2' 成一个大约 0.5° 的夹角在热管炉中部交叉. 所有的入射光束都是垂直偏振的线偏振光, 线宽为 0.007 nm, 脉冲宽度 5 ns. 三束入射光与钡原子相互作用, 产生了频率为 ω_1 , 沿着与光束 2' 几乎相反方向传播的垂直线偏振的非简并四波混频信号光. 该信号光被光电二极管探测后, 引入信号平均器 boxcar 进行数据平均. 用计算机进行数据处理和控制步进马达以改变染料激光器的输出波长.

我们扫描光束 L_2 的频率, 来研究不同缓冲气压下的钡原子里德伯态 $6s nd 1D_2$ 的双光子共振非简并四波混频光谱. 调节光束 L_1 的输出波长到对应 $6s_2 1S_0 - 6s6p 1P_1$ 跃迁的波长 553.5 nm 附近. 为了避免在 $6s_2 1S_0 - 6s6p 1P_1$ 的共振跃迁波长处的强吸收, 光束 L_1 的波长从精确共振位置偏调了 0.028 nm. 图 3 是不同缓冲气压下的钡原子里德伯态的 NFWM 光谱, 图 3(a) 为 $6s16d 1D_2$ 态的 NFWM 谱, (b) 为 $6s22d 1D_2$ 态的 NFWM 谱, (c) 为 $6s36d 1D_2$ 态的 NFWM 谱. 把双光子共振非简并四波混频的最大值归一化为 1, 图中的点线是实验测量的数据, 实线是理论计算结果. 当缓冲气压为 133.32 Pa 时, 图 3 中的谱线是我们所研究

的 $6s_2 1S_0 - 6snd 1D_2$ 这个双光子跃迁的 NFWM 光谱, 由 (4) 式可知 NFWM 谱线的最大值出现在 $\Delta_1 + \Delta_2 = 0$ 处, 谱线的半线宽 (HWHM) 为 Γ_{20} . 当缓冲气压增加时, 该 NFWM 谱线出现了展宽, 同时峰值发生了频移. 这是由于作为缓冲气体的氩原子和处于里德伯态的钡原子发生了弹性碰撞引起的. 通过对谱线展宽和频移的研究可以增强对碰撞原子间相互作用势的了解, 对等离子体诊断、天体物理学的研究有重要的意义.

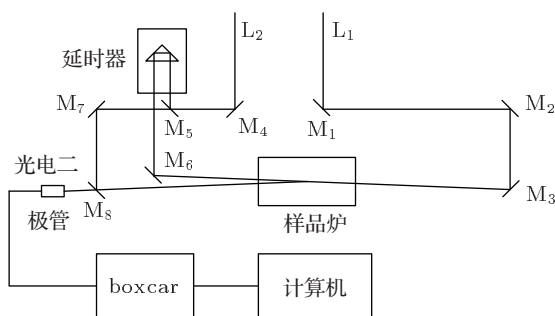


图 2 双光子共振 NFWM 研究 Ba 原子的里德堡态的实验结构图

图 3 中可以看到当缓冲气压增加时, 在 $\Delta_1 + \Delta_2 = \Delta_1$ 处开始隆起形成了新的信号峰, 即出现 NFWM 谱线的伴线. 这是由于当缓冲气压较高时, 还存在着如图 1(c) 所示的碰撞引起的能级再分布过程 [7]: 在钡原子和氩原子碰撞过程中, 可以将其看成是一个 Ba-Ar 准分子, 这时钡原子的 $|0\rangle$ 态 ($6s_2 1S_0$) 和 $|1\rangle$ 态 ($6s6p 1P_1$) 转变为相应的分子能级, 它们间的共振频率随着 Ba-Ar 间距的变化而改变, 当这两个分子态间的共振频率为 ω_1 时, 光束 1 可以激发 Ba 跃迁到由 $|1\rangle$ 态所形成的分子态上. 碰撞结束后, 受到激发的钡原子由相应的分子态转变到 $|1\rangle$ 态, 形成了 $|1\rangle$ 态的布居. 这时可以产生以下的非简并四波混频过程: 光束 2 驱动态 $|1\rangle$ 和态 $|2\rangle$ 态之间的跃迁, 光束 2' 驱动态 $|2\rangle$ 到态 $|1\rangle$ 之间的跃迁, 光束 1 驱动态 $|1\rangle$ 到态 $|0\rangle$ 间的跃迁, 产生由态 $|0\rangle$ 跃迁到态 $|1\rangle$ 的频率为 ω_1 的四波混频信号, 其方向沿与光束 2' 几乎相反的方向传播. 通过该非简并四波混频的微扰链 $\rho_{11}^{(0)} \rightarrow \rho_{21}^{(1)} \rightarrow \rho_{11}^{(2)} \rightarrow \rho_{01}^{(3)}$ 求解密度矩阵 (2) 式, 采取和 (4) 式类似的推导, 可以获得其信号强度 I_n 的表达式

$$I_n \propto \frac{1}{(\Delta_1^2 + \Gamma_{10}^2)[\Delta_2^2 + \Gamma_{21}^2]} |\rho_{11}^{(0)}|^2, \quad (5)$$

式中的 $\rho_{11}^{(0)}$ 是密度矩阵的对角矩阵元, 反映了该四

波混频过程初始时原子处于 $|1\rangle$ 态的概率, Γ_{21} 为能级 $|2\rangle$ 和 $|1\rangle$ 之间的横向弛豫速率. 因为光束 1 的频率固定, 由 (2) 式可知该伴线的信号峰出现在 $\Delta_2 = 0$ 处, 谱线半线宽 (HWHM) 为 Γ_{21} .

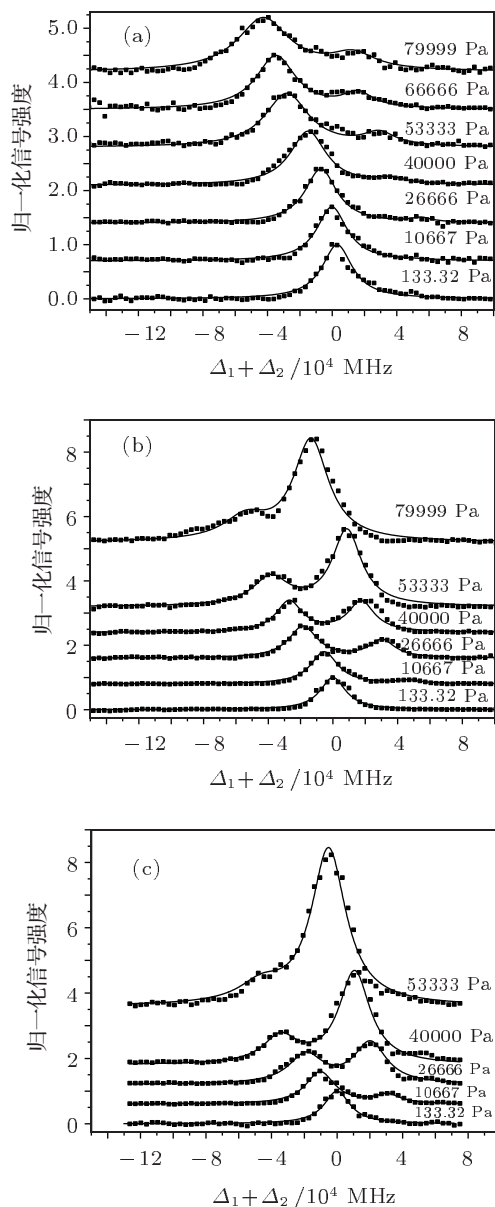


图3 不同缓冲气压下的钡原子里德堡态的 NFWM 光谱 (a) 为 $6s16d\ ^1D_2$ 态的 NFWM 谱; (b) 为 $6s22d\ ^1D_2$ 态的 NFWM 谱; (c) 为 $6s36d\ ^1D_2$ 态的 NFWM 谱

我们来研究这个由碰撞引起的能级再分布所产生的伴线对钡原子里德堡态的 NFWM 谱线展宽的影响. 首先, 研究主量子数 n 不同时, 伴线对的里德堡态 NFWM 光谱的影响. 图 3(a) 是 $6s16d\ ^1D_2$ 态的 NFWM 谱, 这时伴线虽然随着缓冲气压的增加而增强, 但即使达到 79999 Pa 时, 伴线对 $6s_2\ ^1S_0 - 6s16d\ ^1D_2$ 态的双光子共振 NFWM 谱线影响也不

是很明显. 图 3(b) 是 $6s22d\ ^1D_2$ 态的 NFWM 谱, 可以看到伴线对 NFWM 谱线的影响变得突出起来, 当缓冲气压为 79999 Pa 时, 伴线的强度已经远远超过 NFWM 峰值的强度, 并严重干扰了 NFWM 谱线的线形. 图 3(c) 是 $6s36d\ ^1D_2$ 态的 NFWM 谱, 当缓冲气压 53333 Pa 时, FWM 谱线基本就已经被伴线所覆盖, 从而无法继续增加压强测量. 图 4 是缓冲气压为 10667 Pa, 26666 Pa 和 40000 Pa 时, 伴线信号峰值随里德堡态 $6snd\ ^1D_2$ 的主量子数 n 变化曲线. 可以看出随着主量子数 n 的增加, 伴线对 $6s_2\ ^1S_0 - 6snd\ ^1D_2$ 双光子跃迁的共振 NFWM 谱线影响越来越大, 碰撞引起的能级再分布对高主量子数的里德堡态碰撞展宽测量的影响不可忽视. 图中 $n = 27$ 的里德堡态伴线峰值明显偏大, 这是由于 Ba 原子的 $6s27d\ ^1D_2$ 和它附近的 $6p7d\ ^1D_2$ 能级发生了强烈的耦合而引起的.

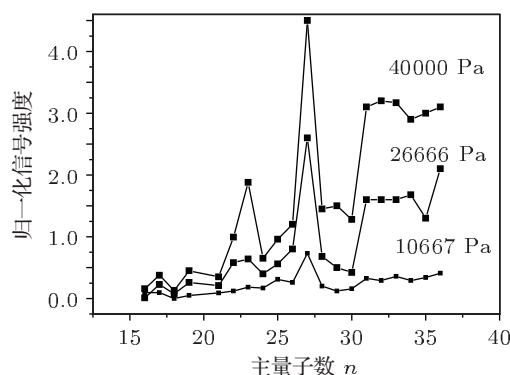


图4 不同缓冲气压下, 伴线峰值随里德堡态 $6snd\ ^1D_2$ 的主量子数 n 变化曲线

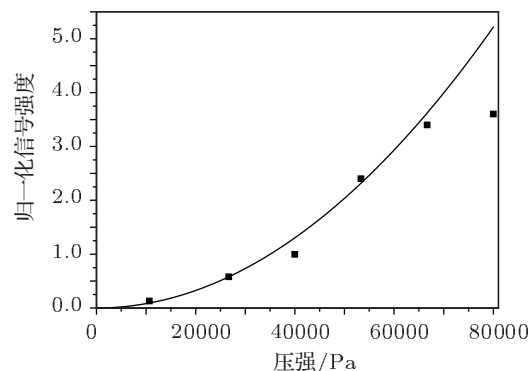


图5 钡原子 $6s22d\ ^1D_2$ 态 NFWM 谱线的伴线峰值随压强变化关系

其次, 我们来研究伴线随缓冲气体压强的变化关系. 由于钡原子在 $|1\rangle$ 态的布居是由缓冲气体原子的碰撞引起的, 钡原子处于 $|1\rangle$ 态的概率 $\rho_{11}^{(0)}$ 和

缓冲气体的压强 P 成正比关系. 当缓冲气压不太高时, 碰撞引起的能级再分布现象对双光子跃迁的影响很小, 因此可以用 NFWM 信号的最大值来归一化, 这时可以令

$$\rho_{11}^{(0)} = CP\rho_{11}^{(0)}, \quad (6)$$

式中的 C 为比例常数. 则伴线的峰值可以表达为 $I_{n-\max} = AP^2/I_{e-\max}$, 其中 $I_{e-\max}$ 是 $|0\rangle - |2\rangle$ 跃迁的 NFWM 谱线的峰值, 根据我们采用的归一化 $I_{e-\max} = 1$, 最后伴线峰值为

$$I_{n-\max} = AP^2, \quad (7)$$

式中的 A 为比例系数. (7) 式表明伴线和缓冲气体压强的平方成正比. 图 5 为里德伯态 $6s22d^1D_2$ 的伴线峰值随压强变化的关系曲线. 其中的点线为实验测量值, 实线为理论曲线. 图中的数据在缓冲气压 66666 Pa 以下和理论符合得很好, 而当缓冲气压达到 79999 Pa 时测量值明显偏离理论曲线, 这是由于随着缓冲气压的增加, 碰撞引起的能级再分布对双光子跃迁产生了影响, 以及可能出现饱和效应造成的. 这时 (6) 式中的系数 C 不再是常数, 而随着压强改变.

最后, 我们来研究伴线对 NFWM 谱线的碰撞展宽系数的影响. 假设当高缓冲气压时, NFWM 谱线的线宽和缓冲气压的压强成线性关系, 即 $\Gamma_{20} = \Gamma_{20}^{(0)} + \eta_r P$. 式中的 η_r 为碰撞展宽系数. 我们绘出了图 6 所示的钡原子 $6s22d^1D_2$ 态的半线宽 Γ_{20} 随压强变化的关系曲线. 其中 A 曲线中的点线为未考虑伴线的影响时, 采用 (1) 式处理测量到的双光子共振非简并四波混频实验数据, 获得的不同压强下 NFWM 谱线的半线宽 Γ_{20} ; B 曲线中的点线为考虑伴线的影响时, 采用 (4), (5) 和 (7) 式处理测量到的 NFWM 实验数据, 获得的不同压强下 NFWM 谱线的半线宽 Γ_{20} . 通过对各点进行最小均方拟合 (图中的实线), 可以得到 $\eta_{rA} = 0.0996\text{ MHz/Pa}$ 和 $\eta_{rB} = 0.0707\text{ MHz/Pa}$. 当压强为 10667 Pa 时, 在图 3(b) 中, 伴线还不是很明显. 而在图 6 中, 双光子共振非简并四波混频模型下的半线宽 $\Gamma_{20A} = 1.14 \times 10^4\text{ MHz}$, 和考虑伴线对谱线的影响后得到的横向弛豫 $\Gamma_{20B} = 1.02 \times 10^4\text{ MHz}$ 已经有明显的差别. 这时的 Γ_{20A} 和 Γ_{20B} 具有不同的物理意义, Γ_{20A} 为实验测得的 NFWM 谱线的实际半线宽, 由 $|0\rangle - |2\rangle$ 间的横向弛豫 Γ_{20} 和伴线贡献部分组成; 而 Γ_{20B} 已经去除了伴线对线宽贡

献, 为 $|0\rangle - |2\rangle$ 间的横向弛豫 Γ_{20} . 因此碰撞展宽系数 η_{rA} 为 $6s22d^1D_2$ 态的实验测量到的 NFWM 谱线线宽随压强变化斜率, η_{rB} 为 $|0\rangle - |2\rangle$ 间的横向弛豫 Γ_{20} 随压强变化的斜率. 两个展宽系数都具有重要的物理意义, 而 η_{rB} 反映了缓冲气体原子碰撞对原子相干 ρ_{20} 的破坏程度, 因而在量子信息和量子计算上具有重要应用.

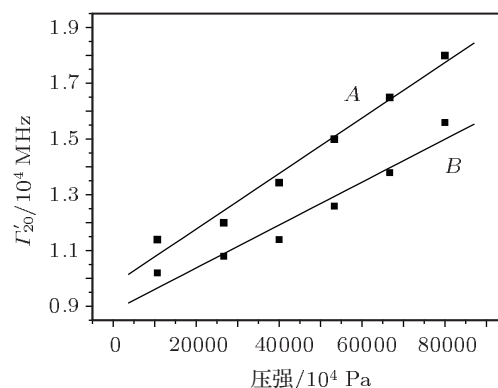


图 6 钡原子 $6s22d^1D_2$ 态的半线宽 Γ_{20} 随压强变化曲线 (A 为采用 NFWM 模型处理实验数据得到的曲线, B 为考虑了伴线对线宽影响后处理数据得到的曲线)

双光子共振非简并四波混频是一种纯光学的全相干光谱学技术, 具有光路简单、信号强而且方向性好、使用窄带激光器时可消除多普勒效应、相位匹配易于实现等特点. 采用该技术研究原子高激发态的碰撞效应, 明显优于传统测量技术. 因为 NFWM 谱线的半线宽是横向弛豫 Γ_{20} , 所以 NFWM 谱线的碰撞展宽反映了碰撞对原子相干 ρ_{20} 的破坏情况. 从而该技术在量子信息和量子计算方面有重要的应用价值. 传统测量里德伯态碰撞展宽的技术中, 原子里德伯态是通过两步的激发过程获得的, 即第一束激光频率满足 $\Delta_1 = 0$, 使原子被激发到能级 $|1\rangle$ 上, 之后再用第二束频率为 $\Delta_2 = 0$ 的激光, 将原子由 $|1\rangle$ 态激发到里德伯态 $|2\rangle$ 上. 因此, 传统技术测量里德伯态的碰撞展宽时, 可以避免由碰撞引起的能级 $|1\rangle$ 再分布所产生的伴线. 与传统技术的两步激发获得里德伯态不同, 双光子共振非简并四波混频技术通过双光子跃迁来获得里德伯态. 在 $\Delta_1 = 0$ 附近, 光束 1 激发的原子大量跃迁到能态 $|1\rangle$ 上, 使能够参与双光子跃迁的原子数量剧减, NFWM 信号迅速减弱. 因此, 在双光子共振非简并四波混频技术中, 为了避免 $\Delta_1 = 0$ 附近的强吸收, 光束 1 的频率 ω_1 需要适度调离 $|0\rangle - |1\rangle$ 间的固有共振频率 Ω_1 . 这时, 在高缓冲气压下, 存在图 1(c) 中的碰撞引起的能级

再分布过程,从而产生了 NFWM 谱线的伴线.采用双光子共振 NFWM 技术测量原子高激发态的碰撞展宽时,需要考虑伴线对 NFWM 谱线线宽的影响.而 NFWM 技术中伴线的出现,也使我们获得了更多的高激发态碰撞展宽的信息.因为双光子共振 NFWM 的峰值出现在 $\Delta_1 + \Delta_2 = 0$ 处,对应着能级 $|0\rangle$ — $|2\rangle$ 的间距;伴线的峰值出现在 $\Delta_2 = 0$ 处,对应着能级 $|1\rangle$ — $|2\rangle$ 的间距.测量不同缓冲气压下,NFWM 谱线和伴线峰值位置的变化,可以同时获得碰撞引起的 $|0\rangle$, $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 这三个能级间间距的变化情况,对于研究原子的势能函数具有重要价值.

3 结论

本文研究了采用双光子共振非简并四波混频技术测量原子里德伯态碰撞展宽时出现的伴线现象.在钡原子蒸气中测量了不同氩缓冲气压下的里德伯态 $6snd\ ^1D_2(n = 16, 22, 36)$ 的 NFWM 谱线.研究了不同主量子数 n 以及不同压强下,伴线对 NFWM 谱线的影响,并且分析了伴线对 NFWM 谱线线宽的贡献.发现通过考虑伴线贡献,可以研究横向弛豫的碰撞展宽现象,从而研究缓冲气体碰撞对原子相干 ρ_{20} 的破坏情况.

-
- [1] Holtgrave J C, Wolf P J 2005 *Phys. Rev. A* **72** 012711
- [2] Oreto P J, Jau Y Y, Post A B, Kuzma N N, Happer W 2004 *Phys. Rev. A* **69** 042716
- [3] Chan Y C, Gelbwachs J A 1992 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **25** 3601
- [4] Sun B, Robicheaux F 2008 *Phys. Rev. A* **78** 040701
- [5] Ulrich V, Martin W 2009 *Nature* **461** 08203
- [6] Ni S Y, Goetz W, Meijer H A J, Andersen N 1996 *Z. Phys. D* **38** 303
- [7] Shen Y R 1984 *The principles of Nonlinear Optics* (New York: John Wiley & Sons)
- [8] Fu P M, Jiang Q, Mi X, Yu Z H 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 113902
- [9] Sun J, Jiang Q, Yu Z H, Mi X, Fu P M 2003 *Opt. Comm.* **223** 187
- [10] Sun J, Zuo Z C, Mi X, Yu Z H, Jiang Q, Wang Y B, Wu L A, Fu P M 2004 *Phys. Rev. A* **70** 053820
- [11] Zuo Z C, Sun J, Liu X, Jiang Q, Fu G S, Wu L A, Fu P M 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 193904
- [12] Sun J, Zuo Z C, Guo Q L, Wang Y L, Huai S F, Wang Y, Fu P M 2006 *Chin. Phys. Sin.* **55** 221(in Chinese) [孙江, 左战春, 郭庆林, 王英龙, 怀素芳, 王颖, 傅盘铭 2006 物理学报 **55** 221]

Study of the satellite line in measurement of the argon -gas-induced broadening of the barium Rydberg levels by two-photon resonant nondegenerate four-wave mixing*

Sun Jiang^{1)†} Liu Peng¹⁾ Sun Juan²⁾ Su Hong-Xin¹⁾ Wang Ying¹⁾

1) (College of Physical Science and Technology, Hebei University, Baoding 071002, China)

2) (College of Mathematics and Computer Science, Hebei University, Baoding 071002, China)

(Received 6 January 2012; revised manuscript received 26 February 2012)

Abstract

We study the satellite lines in measurement of the foreign-gas-induced broadening of the barium Rydberg levels by two-photon resonant nondegenerate four-wave mixing (NFWM). The NFWM spectra of the $6s2\ ^1S_0-6snd\ ^1D_2$ ($n = 16, 22, 36$) transitions at different argon pressures are measured. The plots of the center of satellite line versus principal quantum number and pressure are discussed. The contribution of satellite line to the NFWM spectral profile is analyzed. We find that the pressure-broadening rate coefficient can be corrected when the contribution of satellite line is considered.

Keywords: four-wave mixing, collision-induced broadening, Rydberg state, satellite line

PACS: 42.65.Hw, 32.80.Rm, 32.70.Jz

* Project support by the Young Scientists Fund of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10804025), the Natural Science Foundation of Hebei Province, China (No. A2009000147), and the Foundation for Photoelectronic Material Research Base of Natural Science Foundation of Hebei Province (Grant Nos. 08B006 and 08B008).

† E-mail: hdsunjiang@163.com