

F_{2i}^*)和(F_{2i}^* , F_{2i}^*)正好落在 R_2 镜的 σ_2 圆上, 则当高斯光束传播至 R_2 镜时, 其在弧矢面内和子午面内的波面均应与 R_2 镜面重合。如此, 被 R_2 镜反射回来的高斯光束必将再现自身。因此, 上述高斯光束, 也即是这种三镜折叠腔内振荡的激光束。显然, 它在长腔臂中是无象散的, 而在短腔臂中弧矢面内和子午面内的小束腰位置则又是重合的(在 R_2 镜的曲率半径较大的情况下)。这时应有

$$\Delta_s + L'_{ir} = \Delta_i + L'_{ii}. \quad (14)$$

将(11)和(13)式代入(14)式, 可得

$$\frac{t(n^2 - 1)\sqrt{1 + n^2}}{n^4} = (f_s - f_i) \left(1 + \frac{f_s + f_i}{2L_i}\right). \quad (15)$$

若染料液膜的作用不能忽略, 则上述象散补偿条件应改写为

$$\frac{t(n^2 - 1)\sqrt{1 + n^2}}{n^4} + \frac{t'(n'^2 - 1)\sqrt{1 + n'^2}}{n'^4} = (f_s - f_i) \left(1 + \frac{f_s + f_i}{2L_i}\right), \quad (16)$$

此处 t' 和 n' 分别为染料液膜的厚度和折射率。由以上分析可知, 只要遵从(15)或(16)式的条件, 即可以在长腔臂中实现光模象散的补偿。从而可望从 R_1 镜一端获得无象散的输出光束。

在工作^[2]中也曾讨论了这种腔的象散补偿

问题, 但没有具体指明两腔臂中的补偿情况, 而在物理内容上是欠明确的。此外, 它所得到的象散补偿条件, 只相当于(15)式中 $L_i \rightarrow \infty$ 时的情况。因此, 按工作^[2]所给的条件补偿, 在 L_i 为有限值时, 两腔臂中均不能达到象散的完全补偿。

最后, 还需指出, 正如工作^[5]中指出的, 利用这种三镜折叠腔, 适合于从长腔臂一端输出较大功率的低发散角的单模激光。但这要求 L_i 取较大值。这只有在对长腔臂进行上述象散补偿后才有可能, 否则要受到(3)式的条件限制, 过长的 L_i 导致非稳定腔。在对长腔臂作上述象散补偿后, 从 R_1 镜输出的光束的束参数简单地由下式确定:

$$b_1 = 2(L_i - f). \quad (17)$$

在这种情况下, L_i 的增长没有限制。因而, 适当增长 L_i , 可望获得低发散角的单模激光输出。

参 考 文 献

- [1] H. Kogelnik, B. S. T. J., 44-8 (1965), 455.
- [2] H. Kogelnik, E. P. Ippen, A. Dienes and C. V. Shank, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-8** (1972), 373.
- [3] G. A. Deochamps and P. E. Mast, in "Proceedings of the Symposium on the Quasi-Optics", p. 379, New York (1964).
- [4] P. Laures, *Appl. Optics*, **6-4** (1967), 747.
- [5] C. P. Wang and P. L. Sandstrom, *Appl. Opt.* **14-6** (1975), 1285.

激光场作用下钠原子的近共振散射 和碰撞感生荧光*

张绮香 韩全生 罗正纪 张道中

(中国科学院物理研究所)

一、引 言

关于原子共振和近共振吸收和散射的研究, 对于认识等离子体和中性气体的辐射能量

转移过程以及原子之间相互作用的特性是非常重要的; 特别是近共振散射能量再分布的研究对于了解星际和星际系介质中辐射能量转移过

* 1979年2月15日收到。

程是很关键的。但目前,关于近共振散射再分布函数的直接测量进行得很少。Carlsten 等人^[1]利用脉冲染料调频激光器,将其频率调到 Sr 原子 4607 Å ($^1P_1-^1S_0$) 共振线附近,测量了近共振散射光谱的再分布,得到了瑞利散射与 Δ^{-2} (Δ 表示入射激光频率 ω_L 与原子共振频率 ω_0 之差) 成比例,得到了感生的共振荧光随 Δ 的变化曲线及其随 Δ 符号变化的非对称性。

我们利用 Ar⁺ 激光器泵浦的连续波染料调频激光器,将激光频率调到 Na 原子 5896 Å ($3^2P_{1/2}-3^2S_{1/2}$) 或 5890 Å ($3^2P_{3/2}-3^2S_{1/2}$) 共振线附近,测量了近共振散射光谱的再分布,得到了与激励波有相同频率的瑞利散射光及通过碰撞感生的共振荧光;研究了光谱的再分布随激光波长、激光强度、Na 原子密度和 Ne 气气压的变化;在碰撞区近似范围内,当 $\Delta_{1,2} \leq \pm 2.8 \text{ cm}^{-1}$ ($\Delta_{1,2}$ 分别表示入射激光频率 ω_L 与 Na 原子共振频率 $\omega_{1/2}$, $\omega_{3/2}$ 之差) 情况下,得到了感生荧光强度与 $\Delta_{1,2}^2$ 成比例(扩展偏调后出现随 $\Delta_{1,2}$ 符号变化的非对称性)以及与激光强度、Na 原子密度和 Ne 气气压成正比的关系,在气压大于 10 托后出现饱和效应。将实验结果与 Nienhuis^[2] 的理论作了比较,得到了定性相符的结果。

二、近共振散射的光谱再分布

图 1 表示将入射激光调到 Na 原子的 5896 Å ($3^2P_{1/2}-3^2S_{1/2}$) 或 5890 Å ($3^2P_{3/2}-3^2S_{1/2}$) 共振线附近,近共振散射光的光谱再分布的机制。图中的三个能级分别为 Na 原子的基态 $3^2S_{1/2}$, 和第一激发态因自旋-轨道耦合分裂为两能级

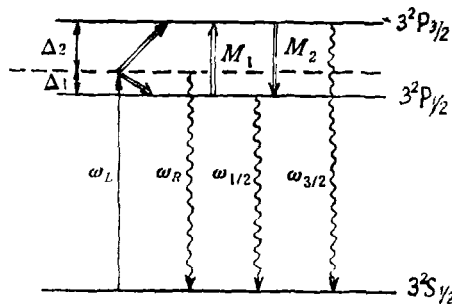


图 1 Na 原子三能级系统近共振散射光的再分布示意图

物理

的 $3^2P_{1/2}$ 与 $3^2P_{3/2}$; 当将频率为 ω_L 的激光对 Na 原子的 $\omega_{1/2}$ 共振频率附近进行激发时,通过原子散射之后,除了向四面发出与激光频率相同的瑞利散射光 ω_R 之外,一些 Na 原子在碰撞过程中吸收一个光子从而激发到 $3^2P_{1/2}$ 或 $3^2P_{3/2}$ 能级(在这一过程中被激发的 Na 原子从碰撞原子那里传走或得到能量 $\hbar\Delta_1$ 或 $\hbar\Delta_2$),处于 $3^2P_{1/2}$ 或 $3^2P_{3/2}$ 能级的原子也会通过碰撞相互转移^[3](M_1 , M_2 表示由 $3^2P_{1/2}$ 到 $3^2P_{3/2}$ 及由 $3^2P_{3/2}$ 到 $3^2P_{1/2}$ 的碰撞转移速率),因而发出 $\omega_{1/2}$ 和 $\omega_{3/2}$ 的感生荧光。图 2 表示激光对 Na 原子 D₁ 线近共振激发、散射光的再分布谱。

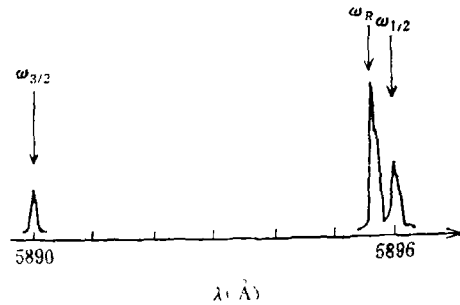
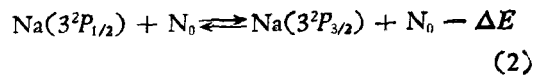
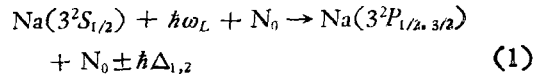


图 2 激光对 Na 原子 D₁ 线近共振激发,散射光的再分布谱

上述过程可以用下面的式子表示



其中 N_0 是具有一定动能的参与碰撞的原子,在目前情况下,它可以是缓冲气体 Ne 原子,也可以是 Na 原子,但由于 Ne 气密度比 Na 蒸气密度大 4—5 个量级,因此 Ne 原子是主要的参与碰撞的原子; $\Delta E = \hbar(\Delta_1 + \Delta_2)$ 是两个精细结构能级之间的能量差。

在缓冲气体中,密度为 n_a 的 Na 原子在入射激光频率调到共振线附近时,单位体积、单位立体角散射辐射的光谱分布为^[2]

$$R(\omega, \epsilon) = n_a \frac{\omega^4 I_L}{2\pi\hbar^2 c^4} \int d\nu W_M(\nu) f_0(\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}, \epsilon; \omega_L - \mathbf{k}_L \cdot \mathbf{v}, \epsilon_L), \quad (3)$$

其中 $\omega, \mathbf{k}, \epsilon$ 和 $\omega_L, \mathbf{k}_L, \epsilon_L$ 分别为散射光和入射

光的频率、波矢、偏振; I_L 为入射激光的积分强度; $W_M(\mathbf{v}) = (\beta M/2\pi)^{3/2} \exp\left(-\frac{1}{2}\beta M v^2\right)$ 是质量为 M 的散射原子的麦克斯韦速度分布; f_0 是散射光的再分布函数。Nienhuis 对碱金属原子的 2P 能态进行了计算, 在碰撞理论近似下, 当入射激光频率在共振吸收线宽之外时, 考虑到多重能级之间的碰撞转移, 对偏振方向求平均, 则散射光的再分布函数可以分别表示为三部分, 即瑞利散射和由 $^2P_{1/2}$, $^2P_{3/2}$ 发出的两个碰撞感生荧光:

$$\bar{r} = \frac{2\pi}{81} |\langle L_e | \mu | L_i \rangle|^4 \left(\frac{1}{\Delta_1^2} + \frac{2}{\Delta_2^2} \right), \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \overline{f_{1/2}} &= \frac{2\pi}{81} |\langle L_e | \mu | L_i \rangle|^4 \\ &\times \left\{ \frac{2\pi [P^{(1/2)}(\omega_L)(\Gamma + Q + M_2) + 2P^{(3/2)}(\omega_L)M_2]}{(\Gamma + Q)(\Gamma + Q + M_1 + M_2)} \right. \\ &\left. - \frac{1}{\Delta_1^2} \right\}, \quad (5) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \overline{f_{3/2}} &= \frac{4\pi}{81} |\langle L_e | \mu | L_i \rangle|^4 \\ &\times \left\{ \frac{\pi [P^{(1/2)}(\omega_L)M_1 + 2P^{(3/2)}(\omega_L)(\Gamma + Q + M_1)]}{(\Gamma + Q)(\Gamma + Q + M_1 + M_2)} \right. \\ &\left. - \frac{1}{\Delta_2^2} \right\}, \quad (6) \end{aligned}$$

其中 $P^{(1/2)}(\omega_L)$ 和 $P^{(3/2)}(\omega_L)$ 是两个精细结构吸收线型在频率 ω_L 处的值; Γ 为激发态的辐射衰减速率, Q 为碰撞猝灭速率, Γ , Q 对于 $^2P_{1/2}$ 和 $^2P_{3/2}$ 态有相同的值。

在我们的实验条件下, 由于激励光强度较弱, 将频率 ω_L 的激光分别对 Na 原子的 D_1 线和 D_2 线进行近共振偏调, 在 $\Delta_{1,2} \leq \pm 2.8 \text{ cm}^{-1}$ 范围内, 当入射激光频率调到 $\omega_{1/2}$ 附近时, $P^{(1/2)}(\omega_L) \gg P^{(3/2)}(\omega_L)$, 我们用简单的洛伦兹线型来表示 $P^{(1/2)}(\omega_L)$, 即

$$P^{(1/2)}(\omega_L) = \frac{r_{1/2}/2\pi}{\Delta_1^2 + (r_{1/2}/2)^2}, \quad (7)$$

$r_{1/2}$ 表示 $^2P_{1/2}$ 态的吸收线宽。在目前实验条件下的偏调已经超出线宽, 即 $\Delta_1^2 \gg (r_{1/2}/2)^2$, 再考虑到细致平衡条件: $M_1 = 2M_2 = 2M$, 这时可以将 (5) 和 (6) 式简化为

$$\begin{aligned} \overline{f_{1/2}} &= \frac{2\pi}{81} \frac{|\langle L_e | \mu | L_i \rangle|^4}{\Delta_1^2} \\ &\times \left[\frac{r_{1/2}(\Gamma + Q + M)}{(\Gamma + Q)(\Gamma + Q + 3M)} - 1 \right], \quad (8) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \overline{f_{3/2}} &= \frac{4\pi}{81} \frac{|\langle L_e | \mu | L_i \rangle|^4}{\Delta_2^2} \\ &\times \frac{r_{1/2}M}{(\Gamma + Q)(\Gamma + Q + 3M)}. \quad (9) \end{aligned}$$

当入射激光调到 $\omega_{3/2}$ 附近时, $P^{(3/2)}(\omega_L) \gg P^{(1/2)}(\omega_L)$, 用洛伦兹线型表示 $P^{(3/2)}(\omega_L)$, $r_{3/2}$ 表示 $^2P_{3/2}$ 态的吸收线宽, 从而可以得出与 (8), (9) 式相类似的结果:

$$\begin{aligned} \overline{f_{1/2}} &= \frac{4\pi}{81} \frac{|\langle L_e | \mu | L_i \rangle|^4}{\Delta_2^2} \\ &\times \frac{r_{3/2}M}{(\Gamma + Q)(\Gamma + Q + 3M)}, \quad (10) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \overline{f_{3/2}} &= \frac{4\pi}{81} \frac{|\langle L_e | \mu | L_i \rangle|^4}{\Delta_2^2} \\ &\times \left[\frac{r_{3/2}(\Gamma + Q + 2M)}{(\Gamma + Q)(\Gamma + Q + 3M)} - 1 \right]. \quad (11) \end{aligned}$$

由 (3) 和 (8)–(11) 式可以看出, 感生荧光强度与 Δ_i^2 成比例, 与入射激光的积分强度、Na 原子密度和 Ne 气气压成正比 (因 Q, M 均与惰性气体密度 N_e 成正比) 的关系, 但当 Ne 气气压较大后, 出现饱和效应。

三、实验装置

实验装置如图 3 所示, 激发光源是 Ar^+ 激光器泵浦的 375 型染料激光器, 腔内增插一块石英标准具, 使输出线宽减至 6 GHz, 染料激光输出由分束器分为两部分, 一部分通过扩束镜头到标准具 F_1 , 由光屏 S 上干涉环的变化来观测激光频率的变化; 光束的主要部分进入 Na 蒸气盒 B 。石英蒸气盒有两个相互垂直且挨得很近的窗口, 蒸气盒外为一加热炉, 炉温由恒温控制器控制, 精度是 $\pm 1^\circ\text{C}$ 。散射光和感生荧光是在与激光垂直的方向进行观察, 收集和检测是由一收集透镜 L_2 , 窄间距标准具 F_2 , 光栏 P , 气压扫描标准具 F_3 , 光电倍增管 D , 锁相放大器 C 以及 X-Y 记录仪组成。标准具 F_2 和光栏

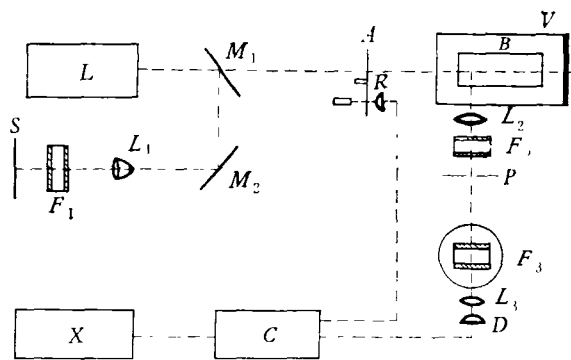


图3 实验装置总体示意图

L 为 Ar^+ 泵浦的染料激光器; M_1 为分束镜; M_2 为反射镜; L_1 为扩束镜头; L_2, L_3 为聚焦透镜; F_1, F_2, F_3 为法布里-珀罗标准具; B 为蒸气盒; V 为控温炉; P 为光阑; S 为光屏; D 为光电倍增管; A 为斩波器; R 为参考信号源; C 为锁相放大器; X 为 X-Y 记录仪

P 是将 D_1 线和 D_2 线分开以便分别测量。通过气压扫描标准具将近共振散射光和碰撞感生荧光的光谱色散开,并按气压扫描。

四、实验结果

1. 感生荧光随偏调的变化

Na 蒸气盒中充入 33 托的 Ne 气,入射激光功率为 24 mW,相应的功率密度为 1.2 W/cm^2 ,炉温为 250°C ,相应的 Na 原子密度为 $4.6 \times 10^{13} / \text{cm}^3$ 。

将激光对 Na 原子的 D_2 线近共振偏调,在不同的偏调 Δ_2 下,散射光和感生 D_2 线荧光的光谱分布如图 4 所示,中间一条为共振激发的共振荧光($\times 10^{-2}$ 倍),即相当于偏调为零的情况,散射光与共振荧光重叠;右边各图为从蓝翼进行偏调得到,其中各图相当 $\Delta_2 = +0.56$,

$+0.84, 1.12, 1.40, 1.68, 1.96, 2.24 (\text{cm}^{-1})$ 的情况下,散射光和感生的 D_2 线荧光的光谱分布;左边各图为从红翼进行偏调得到,其中各图相当于 $\Delta_2 = -0.56, -0.84, -1.12, -1.40, -1.68, -1.96, -2.24 (\text{cm}^{-1})$ 的情况下,散射光和感生 D_2 线荧光的光谱分布。实验表明,当偏调为 $\pm 0.56 \text{ cm}^{-1}$ 时散射光和感生荧光开始分开;从红翼和蓝翼看,散射光和感生荧光强度随偏调绝对值的变化基本上是对称的,与碰撞区域近似下的理论结果符合;散射光强度随 $|\Delta_2|$ 的增加开始有明显减弱,随后基本不变,这主要是由于叠加了较强的背景光所致;感生荧光随 $|\Delta_2|$ 增加迅速变弱,得到荧光强度与 Δ_2^{-2} 成比例的关系。在图 5 中,1 线给出激光对 Na 原子的 D_1 线近偏调,感生的 D_1 线荧光随 Δ_1 的变化;2 线给出激光对 Na 原子的 D_2 线近偏调,感生 D_2 线荧光随 Δ_2 的变化。由图可看出 1 和 2 线平行,均分别与 Δ_i^{-2} 成比例,2 线与 1 线之间,在相同条件下,感生的 D_2 线荧光强度与 D_1 线荧光强度之比为 2,此与细致平衡原理所要求的一致。

2. 感生荧光随激光强度的变化

固定偏调 $\Delta_2 = \pm 0.84 \text{ cm}^{-1}$,温度为 250°C ,Ne 气压为 33 托,激光功率由 8mW 变到 36mW,测量散射光和感生荧光随入射激光功率的变化。图 6 给出当入射激光功率 $I_L = 36, 32, 28, 24, 20, 16 (\text{mW})$ 时,散射光和感生 D_2 线荧光的光谱分布;由图可看出,散射光和感生荧光均随入射光强度线性变化,图 7 给出激光对 Na 原子的 D_2 线偏调 ($\Delta_2 = \pm 0.84 \text{ cm}^{-1}$)。曲线 1 是感生 D_1 线荧光,曲线 2 是感生 D_2 线荧光随入射

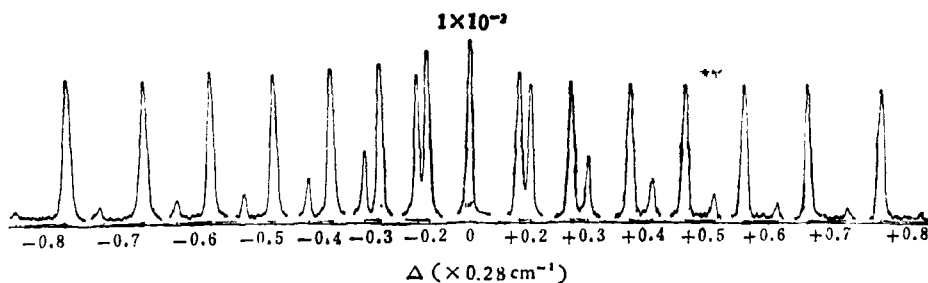


图4 激光对 Na 原子的 D_2 线近共振偏调,在不同 Δ_2 情况下,散射光和感生 D_2 线荧光的光谱

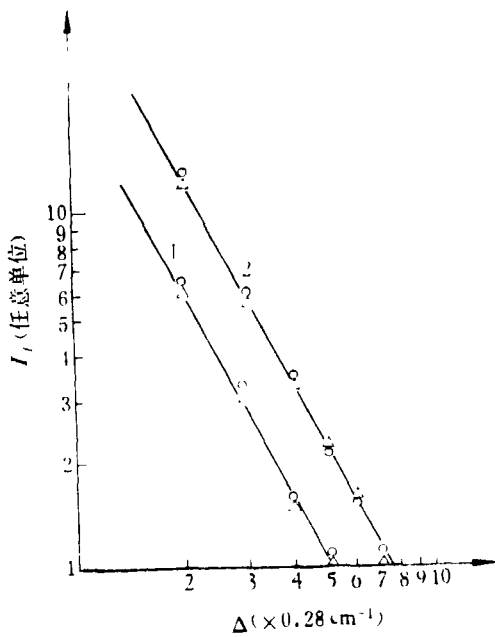


图 5

1. 激光对 Na 原子的 D_1 线近偏调, 感生 D_1 线荧光随 Δ_1 的变化; 2. 激光对 Na 的 D_2 线近偏调, 感生的 D_2 线荧光随 Δ_2 的变化;
 ——理论; ○实验(红翼); △实验(蓝翼)

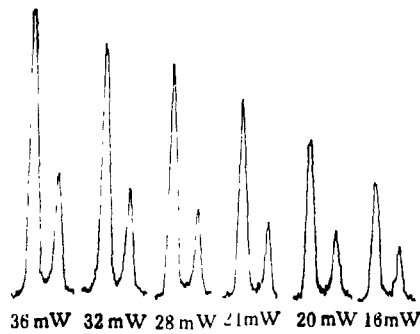


图 6 不同 I_L 情况下, $\Delta_1 = +0.84 \text{ cm}^{-1}$ 时, 散射光和感生 D_2 线荧光的光谱

激光功率的变化, 由实验结果可看出, 感生荧光强度, 随入射光强度线性变化; 曲线 1 和 2 相互平行, 且有固定的比例关系为 0.61.

3. 感生荧光随 Na 原子密度的变化

固定偏调 $\Delta_2 = \pm 0.84 \text{ cm}^{-1}$, Ne 气气压为 33 托, 入射激光功率为 24 mW, 温度由 220°C 变到 260°C, 相应的 Na 原子密度由 $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 变到 $7 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, 图 8 给出测量散射光和感生荧光随温度的变化, 当温度 $T = 260, 250,$

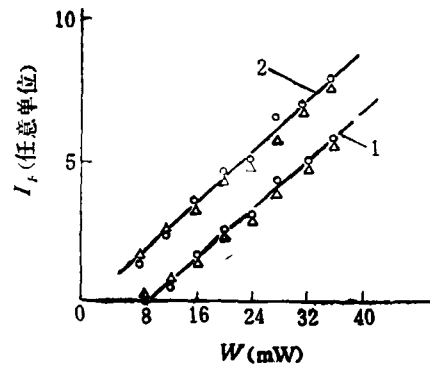


图 7 激光对 Na 的 D_2 线偏调 ($\Delta_2 = \pm 0.84 \text{ cm}^{-1}$)

1. 感生的 D_1 线荧光随光强的变化;
 2. 感生的 D_2 线荧光随光强的变化;
 ——理论; ○实验(红翼); △实验(蓝翼)

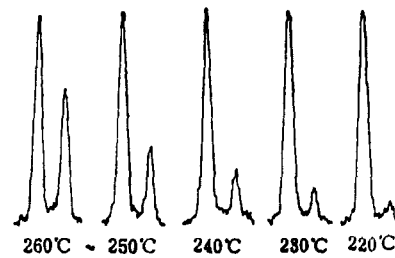


图 8 不同温度情况下, $\Delta_2 = +0.84 \text{ cm}^{-1}$ 时, 散射光和感生的 D_2 线荧光的光谱

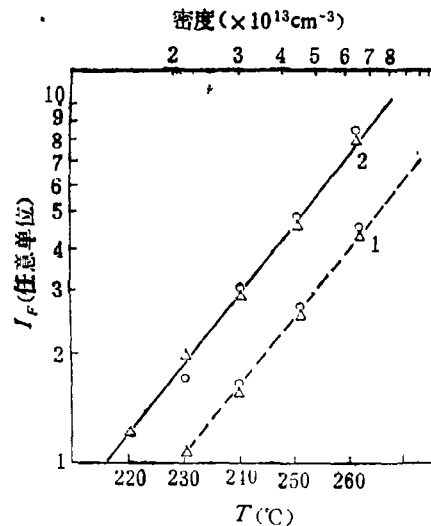


图 9 激光对 Na 的 D_2 线偏调 ($\Delta_2 = \pm 0.84 \text{ cm}^{-1}$)

1. 感生的 D_1 线荧光随温度的变化;
 2. 感生的 D_2 线荧光随温度的变化;
 ——理论; ○实验(红翼); △实验(蓝翼)

240, 230, 220(°C) 时, 散射光和感生荧光的光谱分布, 由图可看出感生荧光随温度指数上升, 散射光由于管壁散射造成较强的背景光, 所以随温度变化不明显. 图 9 给出激光对 Na 原子的 D_2 线偏调 ($\Delta_2 = \pm 0.84 \text{ cm}^{-1}$), 曲线 1 是感生 D_1 线荧光, 曲线 2 是感生 D_2 线荧光随 Na 原子密度的变化. 由于 Na 原子密度随温度 T 的增加指数上升, 因此感生的荧光强度随 Na 原子密度 n_a 的增加线性变化.

4. 感生荧光随缓冲气体气压的变化

在 Na-Ne 系统中, 温度保持在 250°C, 入射激光功率保持在 24mW, Ne 气气压由 1 托变到 33 托, 观测固定偏调为 $\Delta_2 = \pm 0.84 \text{ cm}^{-1}$ 情况下, 散射光和感生荧光随气压的变化, 图 10 给出当气压 $\tau = 1, 2, 3, 5, 11$ 托时, 散射光和感生荧光的光谱分布; 由图可看出, 散射光随气压基本不变, 当低气压时, 感生荧光随气压的增加线性增加, 当气压大于 11 托后出现饱和效应. 图 11 给出激光对 Na 的 D_2 线偏调 ($\Delta_2 = -0.84 \text{ cm}^{-1}$) 时, 感生的 D_2 线荧光随 Ne 气气压的变化. 由于 Ne 原子密度随气压线性变化, 因此感生的荧光强度在低压时随 Ne 原子密度 N_g 线性增加, 但在气压大于 10 托后, 逐渐出现饱和效应.

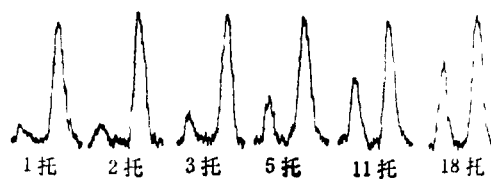


图 10 不同气压情况下, $\Delta_2 = -0.84 \text{ cm}^{-1}$, 散射光和感生的 D_2 线荧光的光谱

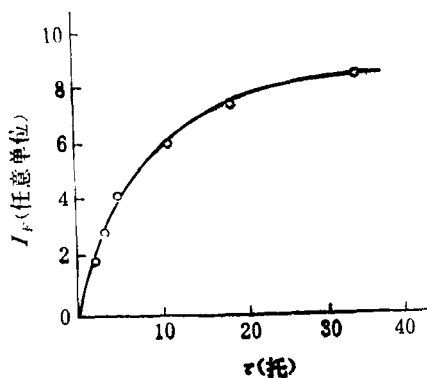


图 11 激光对 Na 的 D_2 线偏调 ($\Delta_2 = -0.84 \text{ cm}^{-1}$), 感生的 D_2 线荧光随 Ne 气气压的变化

参 考 文 献

- [1] J. L. Carlsten, A. Szöke and M. G. Rayman, *Phys. Rev. A*, **15**(1977), 1029.
- [2] G. Nienhuis, *Physica*, **95C**(1978), 266.
- [3] 张道中等, 物理, 8-5(1979), 394.

A15 Nb₃Si 的高压合成*

赵有祥 徐小平 陈红 王文魁

(中国科学院物理研究所)

一、引 言

有许多作者预言^[1-3], 若能合成出 A15 相 Nb₃Si, 其超导转变温度 T_c 值可能比 A15 Nb₃Ge 的 23.2K 还高, 因而引起人们的兴趣. J. M. Leger 和 H. T. Hall^[4] 用静态高压法以 Nb-

25at% Si 配料, 试图合成 A15 Nb₃Si, 但没有成功.

高压能够改变晶格尺寸, 因而改变原子半径. 在高温高压下能够揭露在常压下不存在的新相, 或使常压下的相图的相界发生移动. 为

* 1979 年 1 月 9 日收到.