

# 场电离检测的 Cs 原子共振滤波

汪盛烈 孙献平 曾锡之 刘炳模 丁广良 王嘉珉

(中国科学院武汉物理研究所波谱与原子分子物理开放实验室, 武汉 430071)

**提要** 报道一种场电离检测的 Cs 原子共振滤波方案。理论预计: 原子系统的固有线宽约为 60 MHz, 响应时间为 1 ns, 量子效率为 99%; 初步实验测得(包括实验系统因素)响应时间为 120 ns, 最小可探测光强为 10 nJ。

**关键词** 场电离, 原子共振滤波

## 1 引言

原子共振滤波具有窄线宽 ( $Q = 10^5 \sim 10^6$ )、大接收角 ( $2\pi Sr$ ) 和高灵敏度等优点, 能从淹没强噪声的宽带背景中提取窄带弱信号, 在激光通讯中有着重要的应用前景<sup>[1]</sup>。通常的原子滤波是根据原子内部辐射转移, 以探测转移辐射荧光的方式来检测信号光的, 目前国外也相继有一些用光电离<sup>[2]</sup>和场电离<sup>[3]</sup>检测的原子滤波的报道。场电离检测的原子共振滤波不仅克服了光电离检测中强激光产生的双光子电离噪声, 而且具有较大的电离截面, 其响应时间可达 10 ns 以下, 量子效率接近 100%。原理如图 1(a) 所示, 置于电场强度分别为 120 V/cm 和 2200 V/cm 的电场中的 Cs 原子相应吸收波长为 455 nm 或 459 nm 的光发生  $6^2S_{1/2} \rightarrow 7^2P_{3/2}$  (或  $7^2P_{1/2}$ ) 跃迁, 然后经 1.06  $\mu\text{m}$  激光激发到高 Stark 态电离产生电子或离子。

实验装置如图 2 所示, 电加热管 A 中的 Cs 原子从管侧小孔 ( $\phi = 0.3 \text{ mm}$ ) 喷出, 经准直孔 B ( $\phi = 4 \text{ mm}$ ) 准直后形成束进入电场 C 的两极板间(两极板间距约 1 cm), 由 Q-R PDL 脉冲染料激光器输出的 455 nm 激光(脉宽  $\sim 14 \text{ ns}$ , 光束截面  $\sim 0.02 \text{ cm}^2$ , 脉冲能量  $\sim 30 \mu\text{J}$ ) 和从 Quanta Ray Nd: YAG 激光器输出的 1.06  $\mu\text{m}$  激光(脉宽  $\sim 30 \text{ ns}$ , 光束截面  $\sim 0.02 \text{ cm}^2$ , 脉冲能量  $\sim 3 \text{ mJ}$ ) 分别经  $R_1, R_2$  和  $R_3, R_4$  反射后进入电场 C 中, 作用于 Cs 原子束上, 产生高激发 Stark 态原子而电离产生电子或离子, 经电子倍增器 D 接收放大后转换成电信号输出。 $F_1, F_2$  为衰减片, 图中 A、B、C、D 均在真空度为  $1.33 \times 10^{-4} \text{ Pa}$  的真空室中。

## 2 理论分析

### 2.1 线宽

铯原子束中, 垂直方向的多普勒增宽大部分被消除, 此时的多普勒线宽  $\Delta \omega_D$  主要是由于原子束发散角  $\alpha$  引起的<sup>[3]</sup>

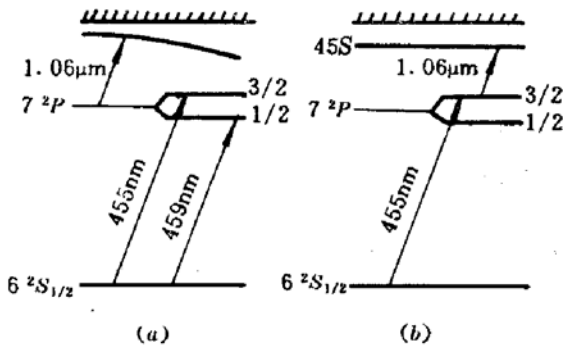


Fig. 1 Cs-ARF energy levels

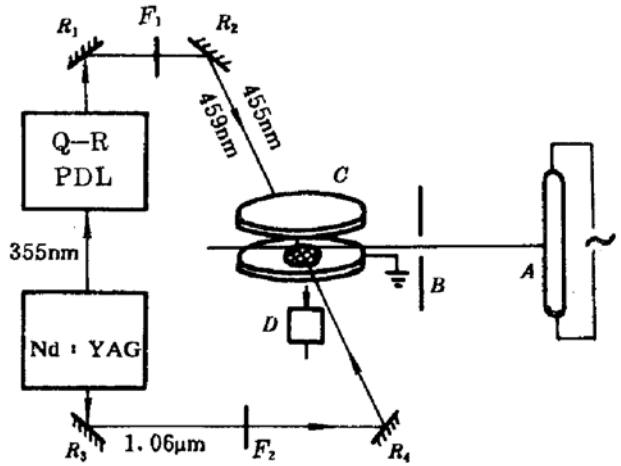


Fig. 2 Experimental arrangement for an Cs-ARF

$$\Delta\omega_D = aV/\lambda \tag{1}$$

式中,  $V = \sqrt{8KT/\pi m}$  为铯原子平均速度,  $\lambda$  为激光波长。此处  $a \approx 0.08 \text{ rad}$ ,  $V = 259 \text{ m/s}$ , 得  $\Delta\omega_D \approx 45.5 \text{ MHz}$ 。自然线宽  $\Delta\omega_N \approx 16 \text{ MHz}$ , 原子总线宽为二者的卷积, 近似为  $60 \text{ MHz}$ 。

### 2.2 响应时间

响应时间是指输出信号时间谱的半宽度, 应小于  $7^2P$  态粒子的寿命  $113 \text{ ns}$  和激光脉宽  $30 \text{ ns}$ 。除去实验系统的影响, 在光强较弱时, 电离时间谱半宽度应该与激光脉宽相当, 即  $\tau \sim 30 \text{ ns}$ ; 光强较强时, 电离时间谱半宽度为电离时间常数  $\tau$  ( $\tau < 30 \text{ ns}$ )。根据爱因斯坦系数关系

$$B = (c^3/8\pi h\nu^3)A \tag{2}$$

及光激发速率:  $W_p = B\rho(\omega)$  和式<sup>[3]</sup>

$$\sigma = (A/8\pi c)(\lambda_{vac})^3(v/\Delta\nu) \tag{3}$$

得

$$W_p = [c\rho(\omega)\Delta\omega]\sigma/h\nu \approx W\sigma/h\nu$$

即

$$1/\tau = W_p = W\sigma/h\nu \tag{4}$$

式中  $W$  为激光功率密度,  $\rho(\omega)$  为单位体积单位频率间隔的光子能量,  $\nu$  为激光频率,  $\sigma$  为光激发截面,  $\Delta\nu$  为线宽。对应  $455 \text{ nm}$  或  $459 \text{ nm}$  的光(每脉冲能量为  $0.2 \mu\text{J}$ , 脉宽为  $14 \text{ ns}$ , 光束截面为  $0.02 \text{ cm}^2$ ), 由(3)式得其光激发截面  $\sigma_{6S \rightarrow 7P} \approx 3 \times 10^{-11} \text{ cm}^2$ , 相应的  $\tau_{6S \rightarrow 7P} < 1 \text{ ns}$ ; 对应  $1.06 \mu\text{m}$  的光(每脉冲能量为  $3 \text{ mJ}$ , 脉宽为  $30 \text{ ns}$ , 光束截面为  $0.02 \text{ cm}^2$ ), 其电离截面  $\sigma \approx 10^{-18} \text{ cm}^2$ , 相应的  $\tau_{7P \rightarrow \text{电离}} \approx 1 \text{ ns}$ , 故总的响应时间  $\tau \approx 1 \text{ ns}$ 。从上可知: 适当增加  $1.06 \mu\text{m}$  光强可缩短系统的响应时间, 由下面的分析可知, 这还会提高转换效率。

### 2.3 原子内部转换效率

内部转换效率定义为:  $\eta = N_{out}/N_{in}$  (式中  $N_{in}$  为进入 Cs 束中的信号光子数,  $N_{out}$  为出射电子或离子数)。在  $455 \text{ nm}$  或  $459 \text{ nm}$  光强吸收时(即每个信号光子产生一个  $7^2P$  态粒子), 滤波器的内部转换效率取决于  $7^2P$  态经  $1.06 \mu\text{m}$  光, 电离产生电子或离子的效率  $\eta_D$ , 由速率方程得

$$\eta = \eta_D = (1/\tau)/(1/\tau + A + A') \{1 - \exp[-(1/\tau + A + A')T_P]\} \tag{5}$$

式中  $\tau$  为  $7^2P$  态的电离时间常数, 由(4)式决定;  $A = 3.54 \times 10^6 \text{ sec}^{-1}$  为  $7^2P \rightarrow 6^2S_{1/2}$  的爱因斯坦系数,  $A' = 5.31 \times 10^6 \text{ sec}^{-1}$ <sup>[4]</sup> 为其他导致  $7^2P$  态粒子数减少的速率,  $T_P$  为  $1.06 \mu\text{m}$  激光脉宽。当  $\tau = 1 \text{ ns}$  时, 计算得  $\eta \approx 99\%$ , 当  $\tau = 30 \text{ ns}$  时, 计算得  $\eta = 79\%$ 。

由上述分析可以看出: 原子滤波的质量与  $1.06 \mu\text{m}$  激光的强度(式 4)、脉宽(式 5)有很大

关系,如选用强  $1.06 \mu\text{m}$  连续激光,转换效率会更高,并且克服了  $1.06 \mu\text{m}$  激光与  $455 \text{ nm}$  或  $459 \text{ nm}$  光的同步问题,更具有实用性。

### 3 实验结果与讨论

根据我们现有的条件,仍采用脉冲  $1.06 \mu\text{m}$  激光和  $455 \text{ nm}$ (或  $459 \text{ nm}$ )激光,实验中,固定  $1.06 \mu\text{m}$  激光和直流电场,染料激光在  $455 \text{ nm}$  附近扫描  $10 \text{ cm}^{-1}$  得到如图 3 所示的频谱,由式

$$\Delta(1/\lambda) = 10a/L \quad (6a)$$

$$\Delta\lambda = -\lambda^2\Delta(1/\lambda) \quad (6b)$$

得  $\Delta\lambda \approx 0.05 \text{ nm}$ ( $\sim 65 \text{ GHz}$ ),这远比理论结果  $60 \text{ MHz}$  大,这是由于上述方法测得的频谱实际上是由激光线形与滤光系统本身的线形卷积后的结果。图 4 给出了用 F-P 干涉仪测得的激光线形,可以看出,尽管主峰宽度小于  $20 \text{ GHz}$ ,但其旁边有较强的边带(大于  $20 \text{ GHz}$ ),这远比滤光系统的线宽  $60 \text{ MHz}$  大,通过反卷积很难精确分辨出  $60 \text{ MHz}$  的线宽,只能采用线宽更窄的激光来测量,这将在下一步的工作中完成。

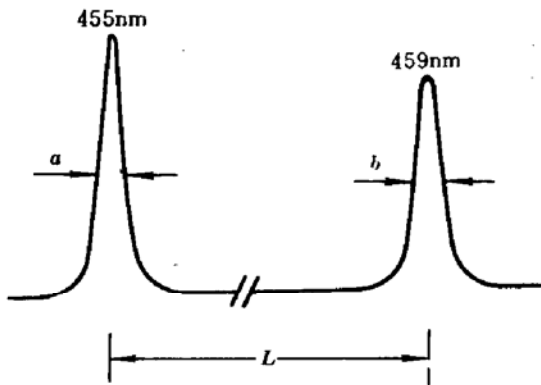


Fig. 3 Experimentally line shape and line width of Cs-ARF

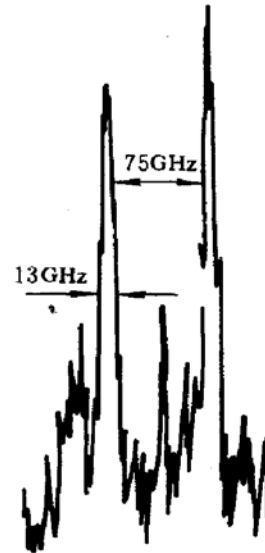


Fig. 4 Laser line shape and line width measured by F-P interferometer

使用我们的装置测得时间谱宽度(响应时间)为  $120 \text{ ns}$ 。比理论计算得的  $1 \text{ ns}$  大得多,其原因有: 1) 实验中,电子倍增器  $D$  与作用区  $C$  距离  $d \approx 1.5 \text{ cm}$ ,由于电子或离子有一速度分布  $\Delta V$ ,其到达电子倍增器有一时间差  $\Delta t = (d/V^2)\Delta V$ ( $V$  为电子或离子飞向电子倍增器的平均速度),使得电离信号有一时间铺散,造成响应时间增长; 2) 电子倍增器及其后的多级放大均会造成响应时间加长。如果缩短电极间距和电子倍增极与作用区之间的距离,预计响应时间会更接近理论值。

图 5 给出了信号大小与信号激光强度的关系,可以看出,它们近似成线性关系。测得  $455 \text{ nm}$  信号光最小可探测光强为  $10 \text{ nJ}$ 。这比理论值大,主要原因有: 1) 本实验中, $1.06 \mu\text{m}$  激光较弱,未能将  $7^2P$  态粒子充分电离; 2) 由于我们探测的是离子,如图 2 所示,电子倍增器与作用区之间存在一距离,其间的电场阻碍了离子飞向电子倍增器; 3) 实验系统本身探测灵敏度的限制。如果克服上述因素的话,理论上最小可探测光强可达到  $1 \text{ pJ}$  以下。本方案中,也可将直流

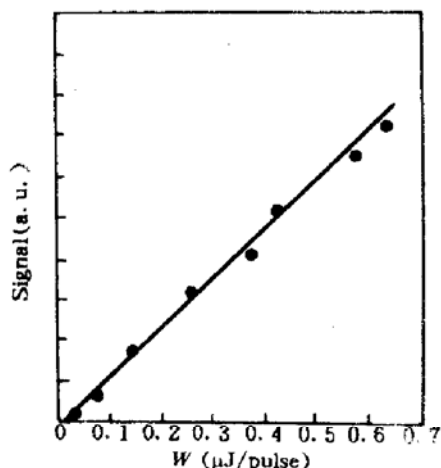


Fig. 5 Signal intensity as a function of signal laser power

电场改为脉冲电场,原理如图 1(b) 所示, Cs 原子吸收波长为 455 nm 的光,发生  $6^2S_{1/2} \rightarrow 7^2P_{3/2}$  跃迁,相继由 1.06  $\mu\text{m}$  激光激发到 45S 态,再经一强脉冲电场电离产生电子或离子。由于采用脉冲场电离,原子系统理想的响应时间取决于 45S 态的电离时间常数,一般小于 1 ns。此时原子系统的量子效率  $\eta$  由  $6^2S_{1/2} \rightarrow 7^2P_{3/2}$  的效率  $\eta_1$  和  $7^2P_{3/2} \rightarrow 45S$  态的效率  $\eta_2$  以及 45S 态的电离效率  $\eta_3$  决定,即  $\eta = \eta_1\eta_2\eta_3$ 。当 Cs 原子密度足够高时,  $\eta_1 \approx 1$ , 对于脉冲电场,  $\eta_3 \approx 1$ , 即系统的量子效率主要取决于  $\eta_2$ , 即  $\eta \approx \eta_2$ 。根据关系式(5),当激光功率密度  $W$  足够强时,量子效率  $\eta \approx \eta_2 \approx 100\%$ 。初步实验表明,在实验条件与上述方案相同时,所得结果也相近。

综上所述,本文探讨了一种新型的快速、窄带、高灵敏度 Cs 原子共振滤波方案。理论上给出原子系统的响应时间小于 10 ns,量子效率接近 100%,线宽 62 MHz。由于实验条件的限制,得到的响应时间为 120 ns,最小可探测光强为 10 nJ。如果将系统加以改进,控制适当的 Cs 原子束质量(温度、发散角等),或改用 Cs 蒸气室,缩短电子倍增器与光作用区的距离,调整合适的电场,则探测灵敏度和响应时间会接近理论值。并且可以考虑将 1.06  $\mu\text{m}$  激光改为连续光,如半导体激光泵浦。这种以场电离检测的 Cs 原子共振滤波是具有实用意义的一种方案。

### 参 考 文 献

- 1 J. A. Gelbwachs. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1988, QE-24: 1266
- 2 Tatsuo Okada *et al.*. *Opt. Lett.*, 1989, 14: 987
- 3 S. H. Bloom, Eric Korevaar *et al.*. *Opt. Lett.*, 1990, 15: 294
- 4 A. Lindgard, S. E. Nielsen. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 1977, 19: 612

## Cs Atomic Resonance Filter Detected by Field Ionization

Wang Shenglie Sun Xianping Zeng Xizhi Liu Bingmo

Ding Guangliang Wang Jiamin

(The National Key Laboratory of Magnetic Resonance and Atomic and Molecular Physics

Wuhan Institute of Physics, Academia Sinica, Wuhan 430071)

**Abstract** A new type Cs atomic resonance filter (ARF) detected by field ionization was reported. Theoretical analysis gives that the atomic inherent time response is of 1 ns, quantum efficiency is of 99% and line width is of 60 MHz. Preliminary measurement gives that the ARF's time response are of 130 ns, 120 ns and 120 ns; and critical signal laser energy is of 10 nJ for each pulse.

**Key words** field ionization, atomic resonance filter