物理学报 Acta Physica Sinica
Chinese Physical Society
Institute of Physics, CAS

铯47D精细能级超冷里德堡原子自由演化的动力学研究

段俊毅 王勇 张临杰 李昌勇 赵建明 贾锁堂

Spontaneous evolution of Cs 47D Rydberg atoms at different fine levels

Duan Jun-Yi Wang Yong Zhang Lin-Jie Li Chang-Yong Zhao Jian-Ming Jia Suo-Tang

引用信息 Citation: Acta Physica Sinica, 64, 023201 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.023201
在线阅读 View online: http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.023201
当期内容 View table of contents: http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I2

您可能感兴趣的其他文章
Articles you may be interested in

氦原子精密光谱实验中的精密磁场设计与测量
Design and measurement of a magnetic field for precision spectroscopy of helium
物理学报.2014, 63(12): 123201 http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.123201

锶原子三重态谱线的观测及在光钟中的应用
Observation of transitions in strontium triplet state and its application in optical clock
物理学报.2012, 61(17): 173201 http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.173201

Fe离子M壳层不可分辨跃迁系不透明度研究
Research on the opacity of Fe M-shell unresolved transition array
物理学报.2012, 61(16): 163201 http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.163201

铯原子里德堡态Stark能量及电偶极矩的测量和理论计算
Measurement and theoretical calculation for Stark energy and electric dipole moment of Cs Rydberg state
物理学报.2012, 61(16): 163202 http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.163202

左手性材料对V形三能级原子光谱的影响
Influence of left-handed materials on the spontaneous emission spectrum of V-type three-level atom
物理学报.2012, 61(4): 043203 http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.043203

铯47D精细能级超冷里德堡原子自由演化的动力学研究*

段俊毅 王勇 张临杰† 李昌勇 赵建明 贾锁堂

(量子光学与光量子器件国家重点实验室, 山西大学激光光谱研究所, 太原 030006)

(2014 年 9 月 2 日收到; 2014 年 10 月 30 日收到修改稿)

利用连续窄线宽激光器将超冷铯原子分别激发到 $47D_{3/2}$, $47D_{5/2}$ 精细态, 观察了处于里德堡精细态的铯原子向超冷铯等离子体自由演化的过程, 详细对比了不同精细态的铯里德堡原子预电离时间、电离速率以及等离子体的转化效率. 里德堡原子快速转化为等离子体的过程被解释为局域势阱内由预电离产生的电子与里德堡原子的快速碰撞导致的雪崩电离.

关键词: 超冷里德堡原子, 超冷等离子体, 激发概率, 转化率

PACS: 32.60.+i, 32.30.–r, 67.85.–d **DOI:** 10.7498/aps.64.023201

1 引 言

等离子体被称为物质的“第四态”, 作为一种不同于传统的固、液、气等物质形态, 等离子体中包含带电粒子, 具有很高的电导率, 而整体却为中性. 自然界中的等离子体通常是高温等离子体, 来自于电离过程, 常出现在火焰、闪电和星云光环中, 温度在 100—10^8 K之间. 近年来, 科学家在实验室中用光电离超冷原子的方法制备了低温等离子体, 其电子温度可控范围为0.1—1000 K. 1999年, 美国马里兰大学的Rolston小组[1]率先在实验室中运用两步电离的方式获得了超冷氙等离子体; 2001年, 该小组研究了在超冷等离子体的膨胀过程中产生里德堡原子的复合过程对等离子体温度的影响[2]. 2000年, 法国Pillet小组[3]首次分别在温度为百微开左右的超冷36D态铷里德堡原子和39D态铯里德堡原子的自由演化过程中观察到超冷等离子体的形成, 并且运用碰撞理论成功地解释了实验结果. 近年来, 围绕超冷里德堡气体的自由演化过程中的初始电离机理进行了持续研究, 例如排斥相互作用下的里德堡原子态转移导致碰撞[4]、原子系综多体相互作用下的电离[5,6]以及在高密度系综气体中强偶极阻塞效应下的雪崩电离[7]等.

本文选取铯超冷原子作为研究对象, 利用连续窄线宽激光器分别将原子激发到 $47D_{3/2}$ 和 $47D_{5/2}$ 两个不同的精细态, 对于相同主量子数不同自旋角动量的里德堡原子具有相同的原子碰撞截面, 以及近似的相互作用势能. 我们首先测量了两个精细能级的激发概率, 获得了不同的初始里德堡原子布居数, 在此基础上详细研究了不同精细能级里德堡原子自发演化的动力学过程, 比较了在不同初始里德堡原子数的情况下预电离时间、等离子体产生速率以及等离子体转化效率的差异.

2 实验装置

运用激光冷却技术, 在标准磁光阱中俘获约 10^7 个Cs原子, 温度约150 μK, 高斯半径约600 μm, 最大原子密度可达到 10^{10} cm^{-3}. 实验采用两步激发的方式获得里德堡原子. 第一步

* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2012CB921600)、国家自然科学基金 (批准号: 61378013, 11274209, 61078001) 和山西省自然科学基金 (批准号: 2012011003-2) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhanglj.sxu@gmail.com

© 2015 中国物理学会 Chinese Physical Society

激发光由一台光栅反馈半导体激光器(DL100, Toptica)提供, 输出波长852.36 nm, 线宽小于1 MHz, 调谐范围可覆盖Cs原子D_2线, 实验中该激光器被锁定在原子的跃迁线上, 用于使原子产生$6S_{1/2}(F=4)\rightarrow 6P_{3/2}(F'=5)$的跃迁. 第二步激发光由一台连续倍频激光器(TA-SHG110, Toptica)提供, 输出波长510 nm, 线宽小于2 MHz, 最大调谐范围可达到30 GHz. 第二步激发光经声光调制器(AOM)进行幅度调制后作用到原子上; AOM的幅度调制输出由脉冲延时发生器(DG645, SRS)输出的TTL脉冲控制, 可将连续激发光斩为不同宽度的脉冲光. 在冷原子云两侧对称放置了距离为15 mm的两片栅极. 第二步激发光脉冲之后, 即可制得里德堡原子. 使其演化一段时间之后, 在栅极上施加上升沿为3 μs的高压斜坡电场用于电离里德堡原子, 同时栅极上加入一个弱直流电场用于补偿环境的杂散电场对里德堡原子的影响. 里德堡原子被电离后产生的离子经斜坡电场加速到达微通道板探测器(MCP), 产生的快速脉冲信号输入到取样平均积分器(SR250, SRS)进行取样平均, 由数据采集卡(PCI-1714, Advantech)进行采集. 实验的时序由一台数字脉冲延时发生器(DG645, SRS)控制[8,9], 如图1所示. 实验中通过调谐第二步激发光即510 nm激发光的频率来制备不同精细态的里德堡原子, 功率密度约为3.5×10^3 W·cm^{-2}, 波长由波长计(WSU-30, HighFinesse)测量. 本文通过DG645数字脉冲延时发生器调节第二步激发光脉冲与斜坡电离电场的时间间隔对里德堡原子制备后的电离光谱进行测量, 研究里德堡原子的自由演化动力学过程.

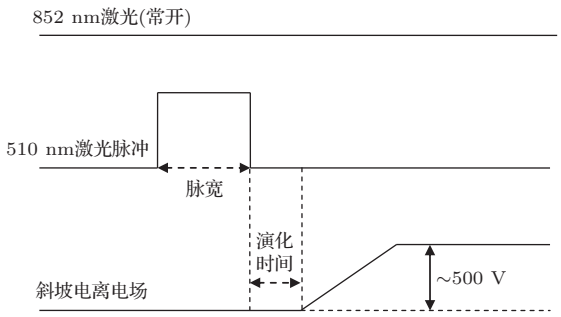

图1 时序控制图

3 实验结果与分析

图2为演化时间为零时测量的$47D_{3/2}$以及$47D_{5/2}$两个精细能级的电离光谱, 图中精细态光谱的分裂是Autler-Townes分裂的结果[9]. 从图中可以看到$47D_{5/2}$比$47D_{3/2}$信号要大得多. 这是由于铯原子的电子轨道自旋耦合, 导致能级分裂为$47D_{5/2}$和$47D_{3/2}$. 不同能级对应的振子强度为[10]

$$f_{n'l'j',nlj}=\omega_{n'l'j',nlj}C(l'j',lj)\left|\langle n'l'|\boldsymbol{r}|nl\rangle\right|^2, \quad (1)$$

上式描述了在无外加磁场条件下, 原子从能级$|nl\ j\rangle$向$|n'l'\ j'\rangle$的跃迁强度, 其中$\omega_{n'l'j',nlj}=(W_{n'l'j'}-W_{nlj})/\hbar$为跃迁角频率; $C(l'j',lj)$是一个与主量子数n有关的参数; $\left|\langle n'l'|\boldsymbol{r}|nl\rangle\right|^2$是对于不同跃迁的跃迁矩阵元, 可代入波函数计算其数值. 波函数的计算采用Numerov方法, 在库仑近似下并考虑量子亏损效应得到. 在本实验中, 原子下能态为$6P_{3/2}$, 即$n'=6$, $l'=1$, $j'=3/2$; 激发态分别为$47D_{3/2}$和$47D_{5/2}$态, 即$n'=47$, $l'=2$, $j'=5/2$和$3/2$. 计算振子强度比(激发概率比)$\eta(n)=f_{D_{5/2}}(n)/f_{D_{3/2}}(n)$, 得到$\eta=9.0$. 本文的实验中, 通过图2中演化时间为0 μs时的实验测量得到的原子数计算得到的激发概率比$\eta=7.42$, 即实验中被激发的初始$47D_{5/2}$态里德堡原子数为$47D_{3/2}$的7.42倍. 理论值与实验值的差别是由于里德堡原子间的强相互作用与里德堡原子的激发阻塞效应对原子激发的抑制引起的[11].

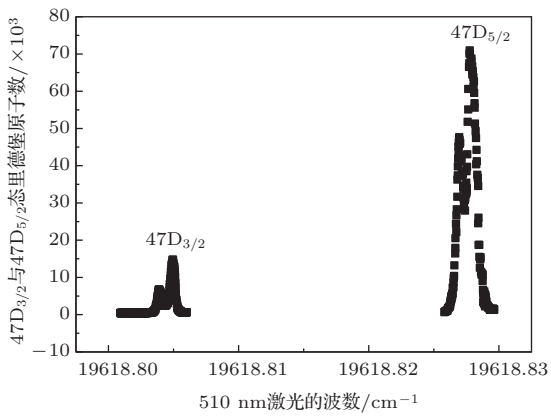

图2 $47D_{3/2}$和$47D_{5/2}$态里德堡原子的电离光谱

我们测量了里德堡原子数随第二步激发光脉宽的变化情况, 如图3所示. 可以看出, 随着激发光脉冲脉宽的增加, 原子数出现了饱和现象. 考虑到里德堡原子相互作用下的激发阻塞效应对自发演化过程的影响, 同时兼顾电离光谱信号的信噪比, 在后面的实验中我们选择的第二步激发光脉冲脉宽为20 μs.

测量了$47D_{3/2}$态里德堡原子与自电离产生的离子数在0—80 μs时间内的演化情况, 如图4所示.

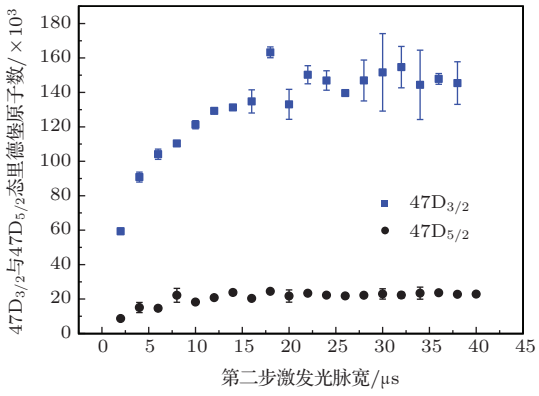

图3 $47D_{3/2}$ 和 $47D_{5/2}$ 态里德堡原子数随第二步激发光脉宽的变化情况

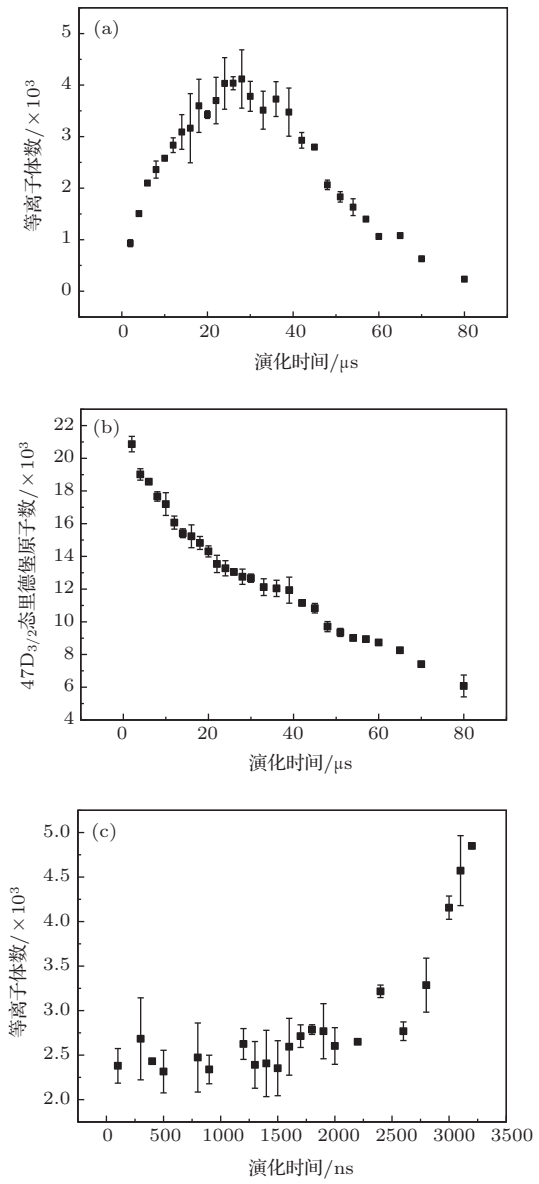

图4 $47D_{3/2}$ 态里德堡原子自由演变过程中等离子体数目 (a) 与原子数 (b) 随演化时间的变化; (c) 0—3.5 μs 内的预电离过程

图4 (a) 为等离子体随时间演化的结果, 可见 2.3—28 μs 范围内等离子体数目有急剧上升的现象, 在演化时间为 28 μs 时达到峰值. 随着演化时间的增加, 由于原子数量逐渐减少, 等离子体数目也不再增加. 随后等离子体开始自由扩散, 等离子体数呈现减少趋势. 图4 (b) 是里德堡原子数随时间演化的结果, 在测量的时间范围内原子数持续减少, 寿命约为 50 μs. 图4 (c) 显示在 0—3.5 μs 内细测的 $47D_{3/2}$ 态里德堡原子向等离子体演化的预电离过程, 可以看出超冷里德堡原子自发演化过程中有明显的预电离时间, 在演化时间为 2.3 μs 之前自电离产生的离子数很少, 时间大于 2.3 μs 后离子数开始陡增. 因此, $47D_{3/2}$ 态里德堡原子预电离时间约为 2.3 μs.

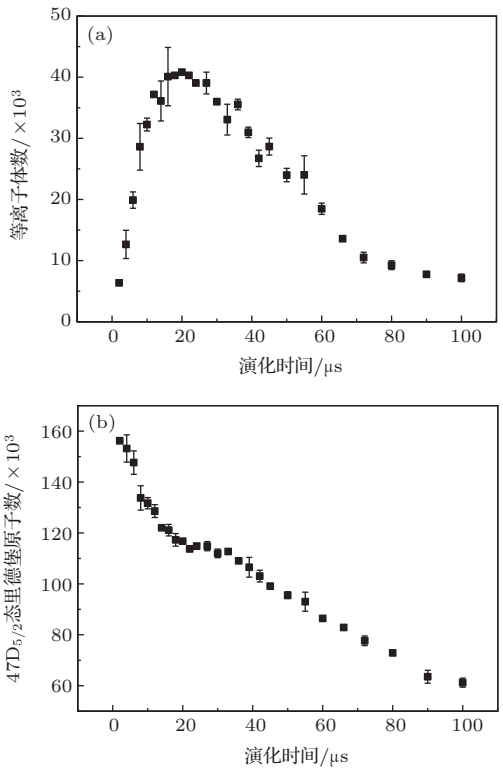

图5 $47D_{5/2}$ 态里德堡原子自由演化过程中等离子体数目 (a) 与原子数 (b) 随演化时间的变化

当第二步激发光调谐到共振位置为 $47D_{5/2}$ 态时, 得到原子以及等离子体数随时间的演化, 如图5. 可以看出, 与 $47D_{3/2}$ 态的演化情况类似, 但是对于 $47D_{5/2}$ 态不论原子还是等离子体的数量整体上都要比初态 $47D_{3/2}$ 时要大得多, 预电离时间也较短, $47D_{5/2}$ 态里德堡原子的预电离时间约为 1.5 μs, 等离子体数的峰值出现得比 $47D_{3/2}$ 更快, 电离速率更快, 等离子体演化的峰值出现在 20 μs

处.

从图5可以看到, $47D_{5/2}$ 态较 $47D_{3/2}$ 态里德堡原子演化到等离子体的速度更快, 两者等离子体的上升沿斜率的比值约为14 : 1. 同时, 计算得到两个态最大的转化率相差并不大, 最大转化率的比值约为1.16 : 1.

本文的实验中制备的47D态里德堡原子两体相互作用属排斥相互作用, 故直接发生两体碰撞的概率较低. 实验观察中短时间内产生的预电离, 是由于黑体辐射效应以及超辐射效应的共同作用导致里德堡原子发生快速转移, 使原子由初始布居的排斥势转移到吸引势上, 从而发生快速碰撞[5,6]. 假设在预电离时间 $t_{\rm int}$ 内发生了里德堡原子的自电离, 产生的正离子数可以表示为 $N_{\rm i} = BNt_{\rm int}\Gamma_{\rm ac}$, B 为常数, 表示由于黑体辐射效应和超辐射效应作用下转移到吸引势上的原子转移率; N 为自由演化初始阶段的里德堡原子数; $\Gamma_{\rm ac} = n^2/(20\sqrt{M_{\rm Cs}R_0^5})$ 表示处于吸引势的两体碰撞电离率[12], n 为有效主量子数, $M_{\rm Cs}$ 是铯原子质量, R_0 为原子间距. 由于电子与原子核的质量相比很小, 因此在电离过程中电子获得了较大的速度, 此时电子将脱离原子云. 剩余的正离子云会在局域形成一个势阱. 假设 $N_{\rm i}$ 个正离子具有球对称性, 且它的高斯密度分布半径为 r, 则势阱的束缚能为[13]

$$U_{\rm i} = \sqrt{\frac{2}{\pi}}\frac{N_{\rm i}e^2}{4\pi\varepsilon_0 r}, \tag{2}$$

e 为电子电荷量, ε_0 为真空介电常数. 这个势阱将俘获动能小于 $U_{\rm i}$ 的电子, 使其与剩余未自电离的里德堡原子发生碰撞, 导致进一步的雪崩电离过程, 使得剩余的里德堡原子快速发生电离, 从而在很短的时间内形成等离子体. 此时电子与里德堡原子的碰撞电离率可以表示为

$$\Gamma_{\rm c} = \frac{A(N-N_{\rm i})v_{\rm rel}\sigma_{\rm g}}{\pi l\omega_0^2}, \tag{3}$$

其中 $\sigma_{\rm g} = \pi(a_0n^2)^2$ 是原子电离碰撞截面, a_0 为玻尔半径, n 为主量子数, l 和 ω_0 分别为激光与原子作用区域的长度和半径, $N - N_{\rm i}$ 为势阱范围内未电离的里德堡原子数, A 为参与碰撞里德堡原子的比例系数, $v_{\rm rel}$ 是电子与原子碰撞的相对速度. 本文研究的两个精细态的主量子数与角量子数均相同, 因此黑体辐射自电离率 Γ_{nl}^{bb} 相同, 此时碰撞电离率可表示为

$$\Gamma_{\rm c} = \frac{AN(1-Bt_{\rm int}\Gamma_{\rm ac})v_{\rm rel}\sigma_{\rm g}}{\pi l\omega_0^2}. \tag{4}$$

可以看到最终的碰撞电离率与初始的里德堡原子数 N 成正比, 与原子态转移率 B 也有关系. 同时在这个模型中, 由于初始原子数的不同, 预电离产生的局域正离子数不同, 产生的势阱深度 $U_{\rm i}$ 也不同, 那么被俘获在势阱中参与碰撞的电子与原子的相对速度 $v_{\rm rel}$ 也就不同. 上述因素均会对最后的实验结果中两个精细态的预电离时间造成一定程度的影响. 因此, 我们看到尽管两精细态初始里德堡原子数的比值约为7.42, 但是两个精细态自由演化过程中等离子体产生速率的比值几乎是初始里德堡原子数比值的两倍. 同时, 由于等离子体转化率是里德堡原子最终转化为等离子体的比例, 随着初始电离的发生, 雪崩电离会导致局域势阱内的里德堡原子被快速电离, 在电离过程中局域势阱的大小会随着更多的原子被电离而变化, 因此初始的势阱深度仅决定预电离过程的快慢, 最终决定转化率的主要因素是碰撞截面和原子相对速度的大小. 由于主量子数和角量子数相同的两个精细态具有相同的碰撞截面, 因此实验结果中的等离子体的最大转化率并没有太大的区别.

4 结 论

本文研究了初始态为 $47D_{3/2}$ 和 $47D_{5/2}$ 的里德堡原子自发演化到超冷等离子体的动力学过程. 详细测量了初始激发的两个精细态里德堡原子预电离时间, 对比了两个精细态自发演化产生的等离子体的电离速率和最大转化率, 并利用局域阱内的碰撞理论对实验的结果进行了定性的解释.

参考文献

[1] Killian T C, Kulin S, Bergeson S D, Orozco L A, Orzel C, Rolston S L 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 4776

[2] Killian T C, Lim M J, Kulin S, Dumke R, Bergeson S D, and Rolston S L 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 3759

[3] Robinson M P, Laburthe Tolra B, Noel Michael W, Gallagher T F, Pillet P 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 4466

[4] Amthor T, Reetz-Lamour M, Westermann S, Denskat J, Weidemüller M 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 023004

[5] Amthor T, Reetz-Lamour M, Giese S, Weidemüller M 2007 *Phys. Rev. A* **76** 054702

[6] Zhang L J, Feng Z G, Zhao J M, Li C Y, Jia S T 2010 *Opt. Expess* **18** 11599

[7] Robert-de-Saint-Vincent M, Hofmann C S, Schempp H, Günter G, Whitlock S, Weidemüller M 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 045004

[8] Zhang H, Wang L M, Chen J, Bao S X, Zhang L J, Zhao J M, Jia S T 2013 *Phys. Rev. A* **87** 033835

[9] Zhu X B, Zhang H, Feng Z G, Zhang L J, Li C Y, Zhao J M, Jia S T 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 2401 (in Chinese) [朱兴波, 张好, 冯志刚, 张临杰, 李昌勇, 赵建明, 贾锁堂 2010 物理学报 **59** 2401]

[10] Wang L M, Liu X M, Zhang H, Che J L, Yang Y G, Zhao J M, Jia S T 2012 *J. Phys. Soc. Jpn.* **81** 104302

[11] Tong D, Farooqi S M, Stanojevic J, Krishnan S, Zhang Y P, Côté R, Eyler E E, Gould P L 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 063001

[12] Robicheaux F 2005 *J. Phys. B* **38** S333

[13] Zhang L J, Feng Z G, Li A L, Zhao J M, Li C Y, Jia S T 2008 *Chin. Phys. Lett.* **25** 1362

Spontaneous evolution of Cs 47D Rydberg atoms at different fine levels*

Duan Jun-Yi Wang Yong Zhang Lin-Jie† Li Chang-Yong
Zhao Jian-Ming Jia Suo-Tang

(*State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Institute of Laser Spectroscopy, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)

(Received 2 September 2014; revised manuscript received 30 October 2014)

Abstract

The spontaneous evolution from Rydberg atoms in different fine states to plasmas is investigated. Two-photon excitation is used to excite ultracold cesium atoms from $6S_{1/2}$ to $47D_{3/2}$ and $47D_{5/2}$ Rydberg states, respectively. The ramp electric field is used to ionize the Rydberg atoms and drive the ions to the micro-channel plate detector. In this experiment, the atom number of $47D_{5/2}$ state, which has a high oscillator strength compared with $47D_{3/2}$, is about 7 times larger than that of $47D_{3/2}$ state. Based on the different initial atom numbers of two fine states, the evolutions of plasma and Rydberg atoms are observed. The initial ionization time of Rydberg atoms and avalanche ionization rate of different states are presented. The initial ionization of Rydberg atoms is ascribed to the combining effect of state transfer from repulsive interaction to attractive interaction induced by the blackbody radiation and superradiation and Rydberg atoms collision. Moreover, the avalanche ionization and production of plasma are explained as being due to the rapid collision between Rydberg atoms and electrons in a local potential trap produced by positive ions.

Keywords: ultracold Rydberg atoms, ultracold plasma, transition probability, conversion ratio

PACS: 32.60.+i, 32.30.–r, 67.85.–d **DOI:** 10.7498/aps.64.023201

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2012CB921600), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61378013, 11274209, 61078001), and the Natural Science Foundation of Shanxi Province, China (Grant No. 2012011003-2).

† Corresponding author. E-mail: zhanglj.sxu@gmail.com