

超高斯光束截割对多级电离产额的影响

魏计林¹⁾ 张立敏^{2)†} 俞书勤²⁾ 蒋志平³⁾

¹⁾ 太原重型机械学院应用科学系, 太原 030024) ²⁾ 中国科学院选键化学开放实验室, 中国科学技术大学化学物理系, 合肥 230026)

³⁾ 国防科技大学光学系, 长沙 410073)

(2001 年 4 月 12 日收到, 2001 年 7 月 12 日收到修改稿)

针对光强为超高斯分布的激光束被圆孔截割的情况计算了聚焦区的光强度分布, 给出了依赖于激光强度的理论电离体积, 并由此研究多光子电离过程中多级电离的电离产额对激光强度的相关性. 作为例子, 计算了焦点处 $10^{13} - 10^{16} \text{ W cm}^{-2}$ 强度范围内 Xe 的多级电离产额. 结果表明: 随着超高斯光束截割的增加, 电离产额在饱和区呈现出明显的起伏和抑制效应. 当超高斯光束的阶数 n 增加到一定程度(如 $n > 2$) 或对大的截割条件($\rho_a = 1$), 电离产额曲线的形状对 n 的依赖性将变得“迟钝”. 计算给出的电离产额曲线上的这种起伏和抑制有可能用于解释已经报道的 Xe 的多级电离实验结果.

关键词: 超高斯光束, 截割, 多级电离

PACC: 3280, 4225

1 引 言

在强激光场中, 原子和分子的多级电离是令人关注的重要研究领域^[1-3, 6], 如 Burnett^[1], Codling 和 Frasniski^[2] 以及 Zhang 等人^[3] 的工作. 由于在多光子主导作用区的 I^k 定律, 这里 I 为光强, k 为电离一个原子或离子所需的光子数, 电离产额和激光强度用 $\log - \log$ 图来表示时呈现出斜率为 k 的一条直线. 这个过程预示着顺序电离而不是直接电离. 但是 L'Huillier 对 Xe 的早期工作^[4] 并没有肯定这一简单图像. 对于 Xe^{2+} 曲线观察到了一种“膝形”弯曲结构并认为这预示着直接电离, 而 Wolker 等人后来的工作^[5] 肯定了实验, 但提出应使用高阶顺序电离过程来解释实验结果. Fittinghoff 等人^[6] 对 He 的电离观察到相似的弯曲结构, 但对其解释却明显不同.

随着更高精度数据的出现, 需要辨别任何这样的离子产额曲线出现的弯曲是伴随着多光子电离过程的物理机制所引起的, 还是激光及它联系的光学系统所引起的. 本文在饱和区域讨论激光及它联系的物理系统所引起的离子产额曲线上出现的弯曲变化. 所谓“饱和”指几乎所有的粒子在聚焦体积内全部电离. 随着激光强度的增加, 聚焦区的电离体积也

会增加, 从而导致电离产额增加. 这里通过计算各种截割量下超高斯光束在聚焦区的光强分布来研究多光子电离过程中多级电离的电离产额对激光强度的相关性, 以期对由强激光衍射引起的离子产额曲线上出现的弯曲变化有更多的了解. 计算时以 Xe 的多重电离为例, 并和文献 [3] 的结果作了比较.

2 理 论

在激光强度的时间和空间分布采用简单分布, 如高斯分布时, 可以直接在时间和空间上积分而获得^[7, 8] 电离体积和电离产量. 如果强度分布为更复杂的形式, 则电离体积及电离产量必需用有限元的方法才能求出. 如会聚高斯光束经圆孔衍射后的焦点附近的强度分布^[3]. 本文着重研究超高斯光束被圆孔光阑截断时多级电离产量对激光强度的相关性. 在研究原子和分子的电离过程中, 我们采用以下近似:

1. 环境中气体密度足够低以至离子的复合及碰撞电离时间与激光脉冲宽度及离子飞向探测器的时间相比足够大;
2. 电离是顺序发生的; 且
3. 在焦点附近激光脉冲的空间分布关于系统主光轴是轴对称的.

† 通讯联系人, E-mail: lzmha@ustc.edu.cn

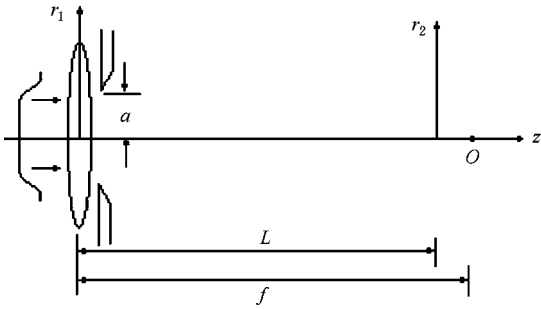


图1 截割超高斯光束配置图

(其中 f 为焦距, O 为焦点, a 为截割孔的半径, r_1 为衍射透镜纵坐标(轴对称时的径向坐标, r_2 同样), r_2 为焦点附近研究场点纵坐标, $z = L - f$)

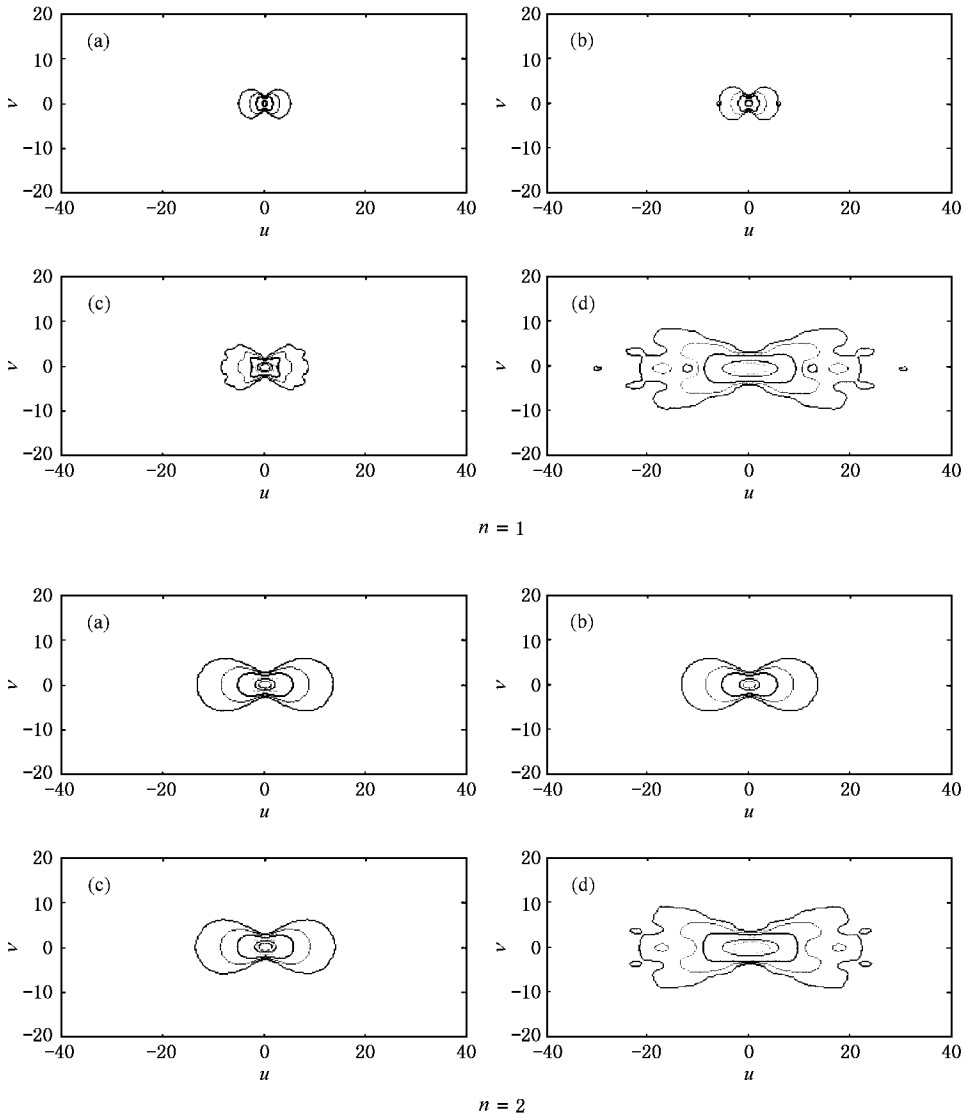
2.1 电离体积

与高斯光束相比,超高斯光束能够对激活介质更好填充,特别是有效地限制了光束传播时的衍射发散而获得更佳的能量输出.因此超高斯光束在高能激光方面得到了广泛的应用.本文将讨论超高斯光束在圆孔光阑截割下焦点附近区域的强度分布和多光子电离过程.

超高斯光束的近轴光场分布的计算公式可以表示为^[9,10]

$$E_{SC} = E_0 \exp[-(r/w)^n], \quad (1)$$

其中 r 是垂直于传播轴的径向坐标, w 是超高斯光束的半径,整数 n 是超高斯光束的阶数.对应的焦



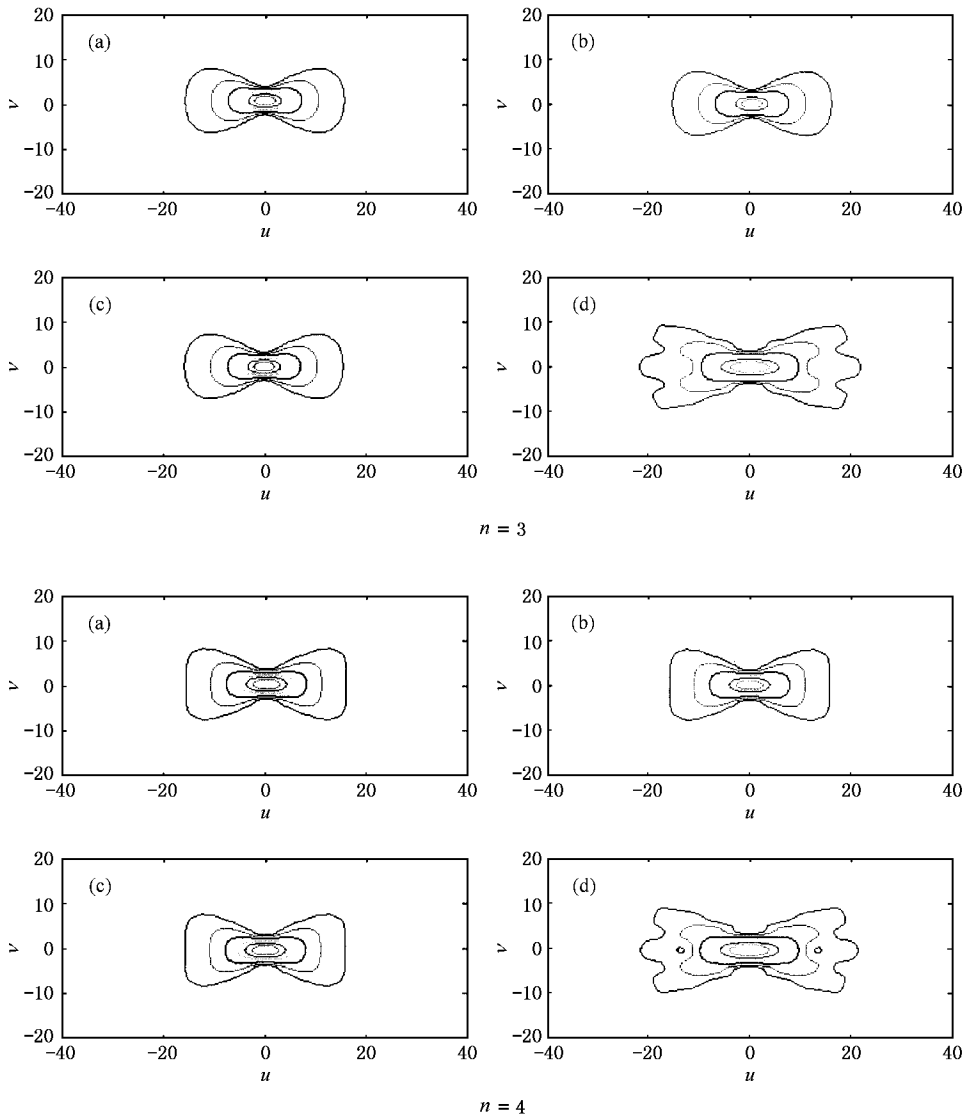


图2 $n=1, 2, 3, 4$ 时, 超高斯光束在不同的截割下 ($\rho_a = 6, 3, 2, 1$) 在焦点附近光强分别达到 Xe^+ 至 Xe^{5+} 电离阈值 (由外至内) 时的光强等高线分布

点附近的光强分布可表示为^[9]

$$I_{\text{sc}}(u, v) = (kwE_0/f)^2 \left| \int_0^\infty \exp(-\rho^n) \cdot J_0(\rho v) \exp\left(i \frac{u}{2} \rho^2\right) \rho d\rho \right|^2, \quad (2)$$

其中 $\rho = r_1/w$ 为透镜处无量纲的径向坐标, $u = k(w/f)z$, $v = k(w/f)r_2$ 分别为近焦点区域无量纲的轴向和径向坐标, $k = 2\pi/\lambda$, λ 为光波长, $z = L - f$, r_1, r_2, L, f 的定义由图 1 给出. 定义焦点处光强 $I_0 = I_{\text{sc}}(0, 0)$. 定义截割孔的半径为 a , 入射透镜处超高斯光束的光斑半径为 w , 定义无量纲的截割参数 $\rho_a = a/w$. 当考虑截割的影响时 (2) 式的积分限将为 0 到 ρ_a . 对高斯光束 ($n=1$), 当 $\rho_a = 6$ 时, $r_1 = a$ 处的光强已经降低到轴上光强的 0.25%, 此时截

割的影响可以忽略. 对 $n > 1$ 的超高斯光束, 当 $\rho_a = 6$ 时, $r_1 = a$ 处的光强将更小而可以忽略截割的影响.

根据 (1) (2) 式对 Xe^+ 至 Xe^{5+} (由外至内) 计算了 $n=1, 2, 3, 4$ 时, 超高斯光束在不同的截割下 ($\rho_a = 6, 3, 2, 1$) 在焦点附近分别达到电离阈值时的光强等高线分布, 如图 2 所示. 在画等高线时, 我们已把光强归一化至焦点处 ($u=0, v=0$) 的光强 I_0 , 计算中取 $I_0 = 4 \times 10^{15} \text{ Wcm}^{-2}$, 图 2 中的等高线相当于 I_{ion}/I_0 , 其中 I_{ion} 是对应于 Xe^+ 至 Xe^{5+} 的电离阈值强度值. 当 $n=1$ 时, 对应于高斯光束的情况. 从图 2 可以看出, 当 $\rho_a = 6$ 时, 看不到截割效应. 随着 ρ_a 的减小, 即孔径 a 减小或高斯光束的束腰 w 增加 (ρ_a

$= 3, 2, 1$), 截割所产生的影响迅速增加. 如 $\rho_a = 1$, 即高斯光束的束腰和透光孔径相当, 此时截割产生的衍射效应对电离阈值等高线有明显的作用, 这和文献 [3] 的计算结果相一致. 由于截割参数 ρ_a 和文献 [3] 的定义不同, 图的尺度有所变化, 但对后面的讨论没有妨碍. 随着 n 的变大, 超高斯光束的波形变得越来越方, 图 2 中饱和强度曲线外侧也变得越来越方, 对截割能产生影响的 ρ_a 也随之变小.

在势垒约束电离 (BSI) 模型中^[11] 电离过程是阶跃性的, 即当强度值低于阈值时电离概率是 0, 而超过阈值时电离概率是 1. 这个阈值可以用来确定无量纲强度 $K(u, v) = I_{SG}(u, v)/I_{ion}$. 现在, 电离体积可以定义为 $I > 1$ 时的体积, 即 $I_{SG} > I_{ion}$. 如果使用无量纲坐标 u 和 v , 电离体积也是无量纲的, 记为 V .

如果能得到坐标 v 的解析表达式 $v(I, u)$, 则可以通过直接积分的方法得到轴对称情况下归一化的电离体积:

$$V = \int_{I>1} 2\pi v dv du. \quad (3)$$

对于复杂的空间强度分布, 需要用有限元方法来求出电离体积:

$$V = \sum_{I>1} 2\pi v \Delta v \Delta u, \quad (4)$$

其中 $\Delta v \Delta u$ 是有限元的大小, 在计算中取 500×500 个有限元.

利用 (4) 式对于图 2 相同的截割, 我们绘制了超高斯光束归一化电离体积对于归一化强度的对数分布图, 见图 3.

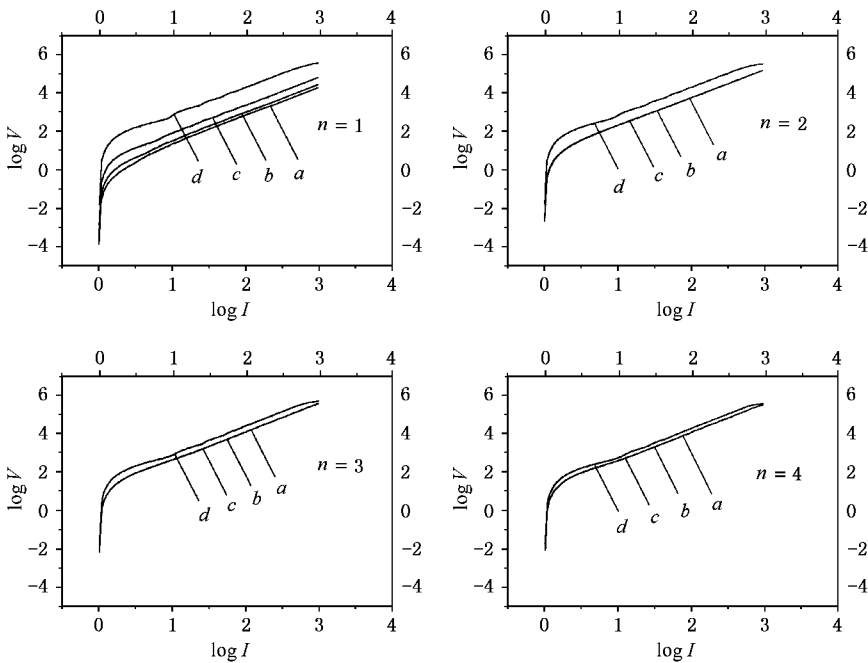


图 3 归一化电离强度-电离体积的对数图 (a)(b)(c)(d) 所分别对应的截割由小至大, 即 $\rho_a = 6, 3, 2, 1$.

图 3 中的曲线 a 至 d 分别对应于图 2 中 (a) 至 (d) 同样的截割. 随着截割量的增加, 由衍射引起的“振荡”越来越明显, 但随着超高斯光束阶数的增加, 当 n 较大 (见 $n=3$ 和 $n=4$) 截割减小 (ρ_a 增加) 时电离强度对电离体积的曲线相重叠. 这是由于截割减小到一定程度时, 大部分光能都能通过光阑而衍射很小, 因此对电离体积的贡献相似. 从图中也可看出, 当光强大到一定值时, 所有的曲线斜率都接近 $3/2$, 这和以前对于纯高斯线型及截割高斯线型情况

下的工作是一致的^[7, 8, 3].

2.2 电离产额

从图 3 所示的 $V(I)$ 数据可以由下式计算出第 i 阶电离的产额,

$$N_i = \eta (\lambda^3 / 2\pi^3 \delta_0^4) n_0 (V_i - V_{i+1}), \quad (5)$$

其中 η 是探测效率, $\delta_0 = \lambda / (\pi w_0)$, n_0 是在 0°C 时原子或分子气体用 cm^{-3} 表示的气体密度, 且可由压强 p 表示为 $n_0 = 2.6873 \times 10^{19} p / 760$ ^[12]. w_0 是截断高斯

光束在焦平面的光斑半径,因子 $(\lambda^3/2\pi^3\delta_0^4)$ 将无量纲的体积转化为真实体积. V_i 和 V_{i+1} 分别是第 i 阶和第 $i+1$ 阶的无量纲电离体积. BSI模型的电离概率在阈值处给出一尖锐的台阶,较真实的情况是允许电离概率平滑变化,由此可以将(5)式推广为

$$N_i = \gamma(\lambda^3/2\pi^3\delta_0^4)n_0 \int_0^\infty (dV/dI)P_i dI, \quad (6)$$

其中 P_i 为第 i 阶电离的电离概率,

$$P_i = 1 - \exp(-W_i(K(r, z))\tau_p), \quad (7)$$

在(7)式中我们把激光视为间隔为 τ_p 的时间方波. W_i 为以原子单位(E_h/h)表达的电离速率. 对于线偏振光,对所有立体角积分得到^[13]

$$W_i = 32\omega n_b^{5/2} \sum_{n=N_0}^{\infty} n^2 (n - n_b - n_{osc}) \llbracket (n - n_{osc})^2 (n + n_b - n_{osc})^2 \rrbracket \times \int_0^1 J_n^2(n_f, r - \frac{1}{2}n_{osc}) d\mu, \quad (8)$$

其中 $J_n(n_f, r - \frac{1}{2}n_{osc})$ 是广义贝塞尔函数^[14]. n_b 是电离势 P 和光子能量 $h\nu$ 的比值 $P/h\nu$, $n_{osc} = e^2|A|^2/(4mc^2h\nu)$, 其中 A 是矢量势的振幅, ν 是光波的频率. $n_f = [8n_{osc}(n - n_{osc})]^{1/2}\mu$, $\mu = \cos\theta$, θ 是电离逸出电子飞行方向与光场偏振矢量之间的夹角. 电离原子的最小光子数 N_0 简单取超过 $n_b + n_{osc}$ 的第一个整数. 为从(6)–(8)式计算超高斯光束的电离产额,我们对 $V(I)$ 进行数值差分后对所有 I 求和. 在计算电离产量时由(7)式考虑了电离概率连续变化(相对于电离过程阶跃变化而言)即相邻阶的电离区域在边界处产生的重叠.

3 结果和讨论

利用(6)–(8)式对超高斯光束 $n = 1, 2, 3, 4$ 数值计算了作为焦点处($u = 0, v = 0$)光强 I_0 的函数的 Xe^+ 至 Xe^{5+} 绝对电离产额,结果如图4所示. 计算参数如下:被截割超高斯光束在焦平面的束腰 $w_0 = 20\mu\text{m}$,激光波长 $\lambda = 0.586\mu\text{m}$,激光脉冲宽度 $\tau_p = 1\text{ps}$,氙的压强 $p = 1.3 \times 10^{-2}\text{Pa}$,探测系数 $\eta = 5\%$,

其他参数见文献[15].从图4可以看到, $n = 1$ 时(高斯光束)不同的截割 ρ_a 相应于明显不同的电离产额曲线的形状.在截割的影响可以忽略时(如 $\rho_a = 6$),饱和区域电离曲线的斜率近似为 $3/2$ ^[7,8,3].对大的截割($\rho_a = 1$)电离产额在饱和区呈现出明显的起伏和抑制效应,此结果和文献[3]一致.对于大的 n (超高斯光束,如 $n = 4$),即使在截割的影响可以忽略时(如 $\rho_a = 6$),饱和区域电离曲线的斜率明显偏离 $3/2$,显示了超高斯光束对电离产额的影响不同于高斯光束.值得注意的是 n 增加到一定程度(如 $n > 2$),相同 ρ_a 的电离曲线对 n 的相关变得不明显. n 较大时通过圆形光阑的光场分布趋于相似应是上述结果之原因.随着截割增加(ρ_a 减小),电离产额在饱和区呈现出明显的起伏和抑制效应,显然这种效应来自于截割超高斯光束产生的衍射,它使得在焦点附近光强度呈现出复杂的分布.有趣的是,对大的截割($\rho_a = 1$)电离产额的形状(包括在饱和区呈现出明显的起伏和抑制效应)对不同的 n 变得十分相似.由此可以看到当 n 增加到一定程度(如 $n > 2$)或对大的截割($\rho_a = 1$)电离产额曲线的形状对 n 的依赖性将变得“迟钝”.

在实验中,类似于超高斯光束被圆孔径截割的情况是会经常被碰到的,上述计算结果可定性地预测实验的电离曲线上会有起伏和抑制.除了超高斯光束及其截割量是我们的假设外,前面计算中采用的其他参数和文献[15]相同.在与实验比较时,电离产额的绝对数值由于依赖电离效率及光束参数等因素而有一定的可调整性,重要的是电离产额曲线对光强的函数关系.文献[15]给出 $Xe^+ - Xe^{6+}$ 的实验结果,我们计算的超高斯光束被圆孔径截割在电离产额曲线上产生的起伏和抑制与文献[15]的实验曲线形状看起来有一定的符合.例如文献[15]的实验曲线上 Xe^+ 和 Xe^{2+} 在 10^{14}Wcm^{-2} 光强附近出现的抑制就与我们的计算结果相似.本文的研究表明,类似于超高斯分布的光束被圆孔状孔径截割可以产生实验观察到的多重电离产额曲线上的某些起伏和抑制,而不需都把它们归因于物理原因.

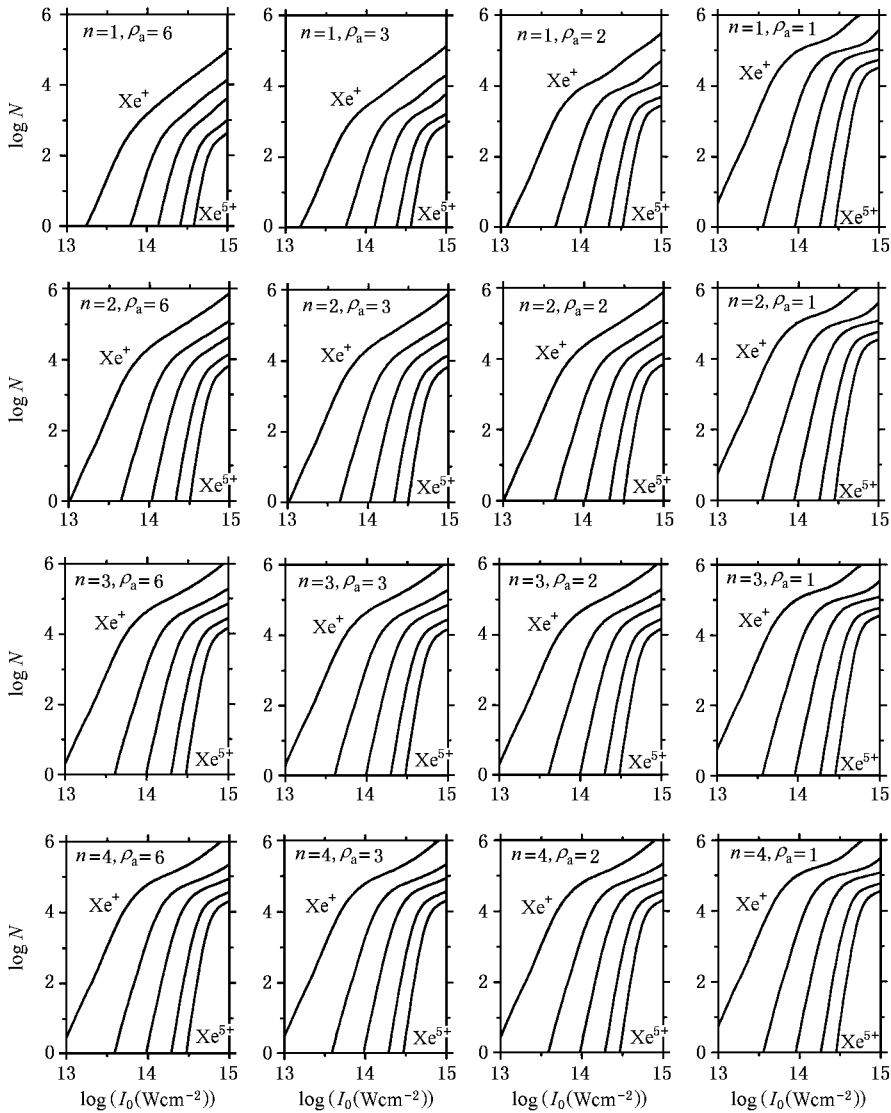


图 4 对于截割量 $\rho_a = 6, 3, 2, 1$ 的超高光束 ($n = 1-4$) 焦点附近 Xe 的绝对电离产额和光强 I_0 的对数图

- [1] Burnett K , Reed V. C and Knight P L , 1993 *J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys.* **26** 561
- [2] Codling K and Frasiniski L J , 1993 *J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys.* **26** 783
- [3] Zhang L , Frasiniski L J and Codling K , 1994 *J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys.* **27** 3427
- [4] L'Huillier A , Lompre L A , Mainfray G and Manus C , 1983 *Phys. Rev.* **A27** 2503
- [5] Wolker B , Mevel E , Yang Baonui , Breger P , Chambaret J P , Antonetti A , Dimauro L E and Agostini P , 1993 *Phys. Rev.* **A48** , R894
- [6] Fittinghoff D N , Bolton P R , Chang B and Kulander K C , 1992 *Phys. Rev. Lett.* **69** 2642
- [7] Arutyunyan I N , Askar'yan G A , Pogosyan V A , 1970 *Sov. Phys. JETP* **31** 548
- [8] Cervenak M R and Isenor N R , 1975 *Opt. Commun.* **13** 175
- [9] Palma C and Bagini V , 1994 *Opt. Comm.* **111** 6
- [10] De Silvestri S , La Porta P , Magni V and Svelto O , 1988 *IEEE J. Quantum Electron* **24** , 1172
- [11] Augst S , Strickland D , Meyerhofer D D , Chin S L and Eberly J H , 1989 *Phys. Rev. Lett.* **63** 2212
- [12] Hasted J B , 1964 *Physics of Atomic Collisions* (London : Butterworth) p8
- [13] Szöke A , 1988 *Atomic and Molecular Processes with Short Intense Laser Pulses* ed Bandrauk A D (NATO Advanced Study Institute , Series B) , vol. 171 (New York : Plenum) p207

- [14] Reiss H R , 1980 *Phys. Rev.* **A22** 1786
- [15] Perry M D , Szöke A , Landen O L and Campbell E M , 1988 *Phys. Rev. Lett.* **60** 1270
- [16] Qu W X , Hu S X and Xu Z Z , 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 825 (in Chinese) [屈卫星、胡素兴、徐至展 1999 物理学报 **48** 825]

The effect of truncating a super Gaussian beam on the yields of multiply charged ions

Wei Ji-Lin¹⁾ Zhang Li-Min^{2)†} Yu Shu-Qin²⁾ Jiang Zhi-Ping³⁾

¹⁾*Department of Applied Science , Institute of Heavy Machinery , Taiyuan 030024 , China)*

²⁾*Laboratory for Bond-selective Chemistry , Chinese Academy of Sciences ;*

Department of Chemical Physics , University of Science and Technology of China , Hefei 230026 , China)

³⁾*Department of Optics , University of Science and Technology of National Defence , Changsha 410073 , China)*

(Received 12 April 2001 ; revised manuscript received 12 July 2001)

ABSTRACT

We have calculated the intensity distribution in the focal region of a laser beam with a super Gaussian profile truncated by a circular aperture. Using the calculated theoretical ionization volume versus the laser intensity , the multiple ionization yields of atoms produced by the truncated laser beam is studied. As an example , the yields of multiply charged ions of xenon are calculated for focused intensities in the range of 10^{13} to 10^{16} W/cm². Oscillations and suppressions in the yield curves become obviously with the increase of the truncations of a super Gaussian beam. For a large n , such as $n > 2$, or for strong truncations , such as $\rho_a = 1$, of the super Gaussian beam , the shape of multiple ionization yields shows less dependence on n . These oscillations and suppressions in the calculated yield curves may be used to explain the experimental result for multiply charged ions of xenon.

Keywords : super Gaussian beam , truncation , multiple ionization

PACC : 3280 , 4225

[†] Corresponding author. E-mail : lmzha@ustc.edu.cn