

文章编号: 0258-702X(2001)07-0587-04

$\omega-3\omega$ 双色场相干控制电离与高次谐波^{*}

吴海涛 龚尚庆 冯勋立 徐至展

(中国科学院上海光机所强激光光学开放实验室 上海 201800)

提要 通过数值求解一维含时薛定谔方程,研究了原子在双色场作用下的电离和高次谐波及它们的相互关系。通过讨论两种不同的电离机制:隧穿电离机制和过势垒电离机制,发现电离变化的规律很相似,但高次谐波谱的变化规律却很不同。研究说明利用双色场对原子过程进行相位控制是可行的。

关键词 双色场 相干控制 隧穿电离 过势垒电离 高次谐波

中图分类号 O 437.1 文献标识码 A

Two-color Coherent Control of Ionization and High Harmonic Generation

WU Hai-tao GONG Shang-qing FENG Xun-li XU Zhi-zhan
(The Laboratory for High Intensity Optics, Shanghai Institute of Optics and
Fine Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

Abstract By numerically integrating the one-dimensional time-dependent Schrödinger equation, the ionization and high harmonic generation of a model atom submitted to two-color laser fields are investigated. By considering two different ionization mechanisms: the tunneling ionization regime and the over-the-barrier ionization regime, it is found that the ionization behaviors are quite similar, while the high harmonic generation behaviors are very different. The results demonstrate the possibility of phase control of atomic processes by using two-color fields.

Key words two-color fields, coherent control, tunneling ionization, over-the-barrier ionization, high harmonic generation

1 引 言

最近几年,强激光场驱动下的原子非线性过程引起了人们的相当关注^[1,2]。例如,原子的电离^[3-5]与高次谐波^[5-9](HHG),特别是高次谐波,可能是产生远紫外高频段相干辐射(XUV)的有效途径^[10,11]。由 Corkum 等提出的半经典“碰撞”理论在解释高次谐波谱的特征方面非常成功^[12],该理论又称为“三步模型”。第一步,原子被电离;第二步,电子在激光场中运动;第三步,部分电子有可能与原子核碰撞而辐射出谐波。在单色场作用时,该理论预言了著名的“截止规则”: $E_c = I_p + 3.17U_p$,其中 E_c 为高次谐波的最大能量, I_p 为原子的电离能, U_p 为电子在激光场中获得的有质动力能,该理论已被许多实验和理论工作所证实^[5-9]。

“碰撞”理论说明了高次谐波的产生与电离过程有着密切的联系。在隧穿电离机制下,ADK 理论^[13]

指出:某一时刻的电离速率取决于当时的激光电场强度。由于双色场的干涉效应,其电场强度随时间的变化可以通过调节两场之间的相对强度和相位来改变,因此,也可能对原子的电离和高次谐波产生都有很大的影响。现在,双色场相干控制的实验与理论研究都已经展开^[2-10],例如,基频光与其三次谐波组成的双色场可以增强高次谐波^[2];基频光与其二次谐波组成的双色场可以进行原子和分子电离的相位控制^[5]。

本文研究了在双色场作用下的模型原子的电离与高次谐波产生,以及高次谐波谱与电离过程之间的重要联系。双色场是由基频光及其三次谐波组成的,通过改变基频光的强度,可以进入两种不同的电离机制:隧穿电离机制与过势垒电离机制。我们发现在两种机制下,如果加入无相位差的弱三次谐波场,都会出现电离“稳定化”现象。但不同机制下的高次谐波谱的特征很不同,在隧穿电离机制下,强三次谐波场的加入能增强高次谐波产生的效率,而在过势垒电离机制下,高次谐波对双色场的相位变化

非常敏感。本文利用“碰撞”理论和双色场干涉效应对结果进行了分析和讨论。

2 双色场与原子相互作用的理论模型

原子在线性极化的强激光场的作用下,其电子波函数沿极化方向分布,因此,采用一维原子模型是合理的。一维模型原子的库仑势场可取为“软核势”^[2]: $V(x) = -1/\sqrt{1+x^2}$,该势避免了实际原子势在原子核处的奇异性,并且具有与氢原子类似的能级系列,因而被许多研究者采用。为了简洁起见,本文使用原子单位,即令 $m = e = \hbar = 1$,得到激光与原子相互作用的一维含时薛定谔方程为

$$i \frac{\partial}{\partial t} \psi(x, t) = \left[-\frac{\partial^2}{2\partial x^2} + V(x) + xE(t) \right] \psi(x, t) \tag{1}$$

其中 $E(t)$ 为激光的电场分量,由基频光与其三次谐波组成

$$E(t) = E_0 [\sin(\omega_0 t) + R \sin(3\omega_0 t + \phi)] \tag{2}$$

其中 E_0, ω_0 分别为基频光的电场强度和频率,取 $\omega_0 = 0.056 \text{ au}$ (对应的激光波长约为 806 nm),不同的 E_0 代表进入不同的电离机制,脉冲宽度为 20 个基频光周期 ($\sim 50 \text{ fs}$), $R = E_{3\omega}/E_0, \phi$ 分别为双色场的相对强度和相对相位。对给定的基频光,双色场的性质由参数 R 和 ϕ 决定。

数值计算的方法是:假设在激光作用前电子处于基态,对此初值问题,用 Crank-Nicolson 有限差分法^[2]进行时间演化,得到电子波函数。利用 $\psi(x, t)$ 可以得到很多物理量的信息,例如,高次谐波谱可以从电子的偶极加速度期望值的傅里叶变换得出

$$\left| \int \ddot{\psi}(x, t) \left| -\frac{dV(x)}{dx} \right| \psi(x, t) e^{i\bar{\omega}t} dt \right|^2 \tag{3}$$

其中 $\bar{\omega}$ 为 ω_0 的谐波频率。电离率可以从电子波函数在一定空间区域内的归一化得出

$$K(t) = 1 - N(t) = 1 - \int_{-X}^X |\psi(x, t)|^2 dx \tag{4}$$

其中 X 称为“吸收边界”,凡是出了此边界范围的电子就被认为是电离了。

3 结果与讨论

图 1 表示两种不同的电离机制。当激光场强到足以使原子的库仑势场畸变而形成势垒(虚线)时,电子就可能通过隧穿效应穿过势垒,即为隧穿电离

机制。当激光场更强时,势垒被抑制(实线),电子可以自由地脱离原子核的束缚,即为过势垒电离机制。下面分别对这两种机制下的双色场与原子相互作用的结果进行讨论。

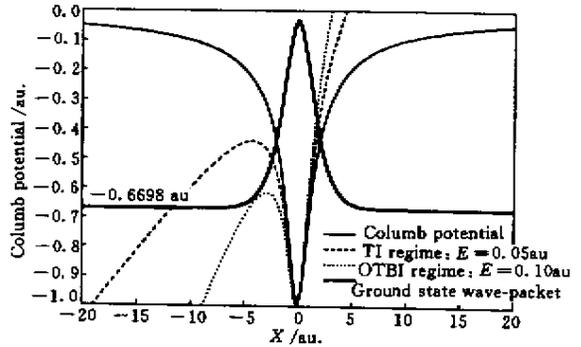


图 1 两种电离机制的示意图

粗实线显示的是基态电子波函数,基态能量为 -0.6698 au

Fig.1 Diagram for two ionization mechanisms
Heavy solid line shows the ground state wave-packet, whose energy is -0.6698 au

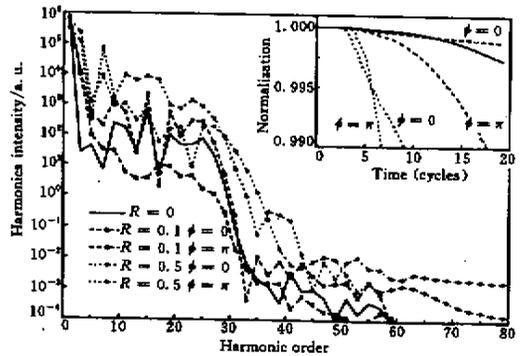


图 2 隧穿电离机制下的高次谐波谱 ($E_0 = 0.05 \text{ au}$)

插图为相应的电离曲线

Fig.2 Harmonic spectrums under the tunneling ionization regime ($E_0 = 0.05 \text{ au}$)

The corresponding ionization yields are plotted in the inset window

首先讨论隧穿电离机制。根据图 1,隧穿电离限制了激光强度不能太大,我们取 $E_0 = 0.05 \text{ au}$ ($8.3 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$)。用第二节介绍的方法计算出的电离和高次谐波谱见图 2。对强 ω -强 3ω 双色场, Protopapas 等^[1]发现其谐波谱的“平台”加宽,谐波的转换效率提高 2 个量级(尤其是低次谐波),并且相位变化的影响不明显。我们得到了类似的结果(见 $R = 0.5$ 曲线),对强 ω -弱 3ω 双色场(见 $R = 0.1$ 曲线),相位影响十分明显: $\phi = 0$ 时,总电离率甚至比单场作用时还小,出现了一定程度的“稳定化”现象; ϕ

$= \pi$ 时, 电离率随相对强度 R 单调变化。

过势垒电离机制取 $E_0 = 0.10 \text{ au}$ ($3.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$)。计算结果见图 3。由图 3 可见, 过势垒电离机制下电离的变化规律与隧穿电离机制下相似, 尽管总的电离程度不同。至于高次谐波, 对强 ω -弱 3ω 双色场 (见 $R = 0.2$ 曲线), $\phi = 0$ 时, 谐波谱的截止位置与转换效率都提高; $\phi = \pi$ 时, 其截止位置与转换效率都降低。这与隧穿电离机制下的结果正好相反。对强 ω -强 3ω 双色场, 由于电离严重, 因而大大降低了谐波的转换效率。

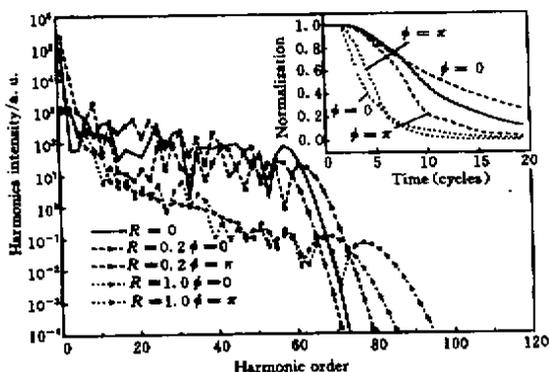


图 3 过势垒电离机制下的高次谐波谱 ($E_0 = 0.10 \text{ au}$)
插图为相应的电离曲线

Fig.3 Harmonic spectrums under the over-the-barrier ionization regime ($E_0 = 0.10 \text{ au}$)
The corresponding ionization yields are plotted in the inset window

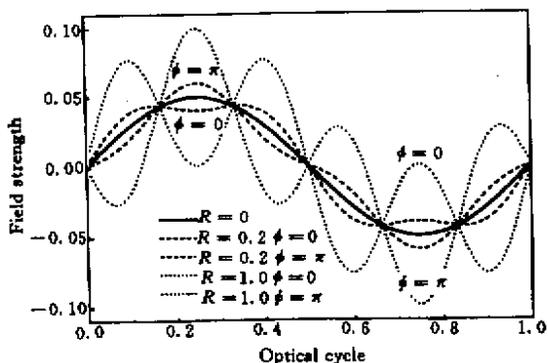


图 4 由不同强度和相位组成的一个光周期内的双色场
Fig.4 Two-color combined fields in one optical cycle for different amplitudes and phases

以上结果都是由双色场的干涉效应引起的。图 4 给出了对应于图 2 各参数条件的激光电场强度曲

线 $E(t)$ 可以看出, 三次谐波场的加入使得 $\phi = 0$ 时, 基频光在 $\omega t = \pi/2$ 处的峰值被削平, 特别是当三次谐波场很弱时, 双色场的有效峰值减小; $\phi = \pi$ 时, 双色场的有效峰值随相对强度 R 单调变化。这样, 图 2, 图 3 中的电离变化规律和所谓的“稳定化”现象都很容易理解了。

不过, 对高次谐波谱的理解要困难一些。根据“碰撞”理论, 电离只是高次谐波产生的三步过程的第一步, 从电离曲线中并不能得到有关第二步加速过程和第三步碰撞过程的信息。电离机制的不同导致两种机制下相似的电离变化却有完全不同的高次谐波谱的变化。在隧穿电离机制下: 第一步, ADK 理论指出电离速率与电场强度正相关 (影响转换效率); 第二步, 半经典理论指出电子在外场作用下获得的能量与电场强度正相关 (影响截止位置); 第三步, 隧穿电离机制下总电离率 $< 10\%$, 大部分电子仍处于原子核附近, 发生“碰撞”的几率大。这三步综合起来就得到了图 2 的高次谐波的变化规律。在过势垒电离机制下, 总电离率 $> 60\%$, 被电离的电子带走了相当部分的注入能量, 导致谐波的转换效率大大降低。至于 $\phi = 0$ 时的高次谐波谱的截止位置高于 $\phi = \pi$ 时 (隧穿电离机制下 $\phi = 0$ 时高次谐波谱的截止位置低于 $\phi = \pi$ 时), 虽然无法用以上的三步模型解释, 但我们认为这正是相位效应的表现。从图 4 可以看出, 双色场的相对相位不仅改变了其有效场强, 还改变了电场强度随时间的变化。在基频光的作用下, 电子每隔半个周期改变一次加速方向, 加入三次谐波场后, 其对电子的作用是: $\phi = 0$ 时“加速-减速-再加速”; $\phi = \pi$ 时“减速-加速-再减速”。因此电子获得的能量 (影响截止位置) 也不同。当然, 三次谐波场的这种作用在隧穿电离机制下同样具有, 但比较而言, 在隧穿电离机制下有效场强起了主导作用, 而在过势垒电离机制下相位效应起了主导作用。文献 9 指出, 在双色场的作用下, 高次谐波谱并不存在一个简单的“截止规则”, 其截止位置需要通过求解电子的运动方程, 考虑各种因素的综合作用才能得出。

4 结 论

通过数值求解一维含时薛定谔方程, 研究了双色场作用下模型原子的电离和高次谐波行为, 以及电离与高次谐波产生的关系。讨论了两种不同的电离机制: 隧穿电离机制和过势垒电离机制。发现在

两种机制下,电离的变化规律很相似,都会在一定条件下出现电离‘稳定化’现象。但高次谐波谱的表现很不同,在隧穿电离机制下,双色场能增强高次谐波产生,在过势垒电离机制下,双色场的相位对高次谐波产生影响显著。利用‘碰撞’理论和双色场干涉效应对结果进行了分析和讨论。结果表明,利用双色场进行相干相位控制是可行的。

参 考 文 献

- 1 M. Protopapas, A. Sanpera, P. L. Knight *et al.*. High-intensity two-color interactions in the tunneling and stabilization regimes. *Phys. Rev. A*, 1995, **52**(4):R2527 ~ R2530
- 2 M. Protopapas, C. H. Keitel, P. L. Knight. Atomic physics with super-high intensity lasers. *Rep. Prog. Phys.*, 1997, **60**(4):389 ~ 486
- 3 Lianghui Gao, Xiaofeng Li, Panming Fu *et al.*. Phase-difference effect in two-color above-threshold ionization. *Phys. Rev. A*, 1998, **58**(5):3807 ~ 3812
- 4 Shang-Qing Gong, Hai-Tao Wu, Zhong-Yang Wang *et al.*. Coherent control of ionization using two-color field. *CLEO/Pacific Rim '99*, 1999, **3**(1):882 ~ 883
- 5 K. Kondo, Y. Kobayashi, A. Sagisaka *et al.*. Tunneling ionization and harmonic generation in two-color fields. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1996, **13**(2):424 ~ 429
- 6 M. D. Perry, J. K. Crane. High-order harmonic emission from mixed fields. *Phys. Rev. A*, 1993, **48**(6):R4051 ~ R4054
- 7 T. Zuo, A. D. Bandrauk, M. Ivanov *et al.*. Control of high order harmonic generation in strong laser fields. *Phys. Rev. A*, 1995, **51**(5):3991 ~ 3998
- 8 A. De Bohan, Ph. Antoine, D. B. Milosevic *et al.*. Phase sensitivity of harmonic emission with ultrashort laser pulses. *Laser Physics*, 1999, **9**(1):175 ~ 183
- 9 C. F. M. Faria, W. Becker, M. Dorr *et al.*. Phase- and intensity-dependence of the cutoffs in two-color high harmonic generation. *Laser Physics*, 1999, **9**(1):388 ~ 394
- 10 A. L'Huillier, Ph. Balcou. High-order harmonic generation in rare gases with a 1-ps, 1053 nm laser. *Phys. Rev. Lett.*, 1993, **70**(6):774 ~ 777
- 11 F. L. Kien, K. Midorikawa, A. Suda. Attosecond pulse generation using high harmonics in the multicycle regime of the driver pulse. *Phys. Rev. A*, 1998, **58**(4):3311 ~ 3319
- 12 P. B. Corkum. Plasma perspective on strong-field multiphoton ionization. *Phys. Rev. Lett.*, 1993, **71**(13):1994 ~ 1997
- 13 M. V. Ammosov, N. B. Delone, V. P. Krainov. Tunnel ionization of complex atoms and of atomic ions in an alternating electromagnetic field. *Sov. Phys. -JETP*, 1986, **64**(6):1191 ~ 1194