科 学 通 报
第 42 卷 第 4 期 Chinese Science Bulletin 1997 年 2 月

【研究简报】

利用半周期延迟脉冲提高谐波级次

胡素兴 徐至展 李学信 韩申生 张雪慧 张文琦

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

关键词 谐波 脉冲延迟 强激光场

当一个原子系统被强激光脉冲照射时, 它将非线性地偶极辐射出注入激光频率的奇次谐波, 这就是所谓的强场高次光学谐波发射. 近十年来在实验和理论上, 高次谐波辐射一直受到人们的关注[1~5]. 其原因之一是它可以成为真空紫外和 X 射线波段的高亮度短脉冲的相干辐射源. 它的发展在材料科学以及许多超快领域有着十分重要的意义.

然而人们总期望谐波波长可推进到"水窗"波段, 因为许多生物学方面的应用将急需这样的光源. 因此, 为缩短谐波波长, 一些方法已经被探索, 例如: 选择高电离势的系统和好的相位

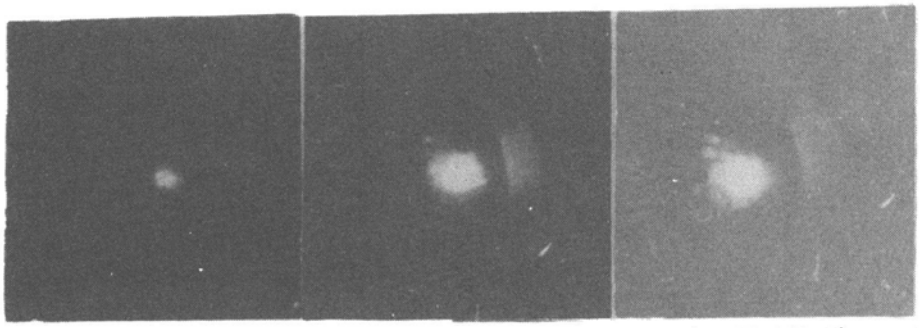


图 4 荧光屏的发光强度随电压的增加而增强

发光象素管用于大面积显示.

对金刚石薄膜来讲, 不同的薄膜微结构及表面形貌, 其场致发射特性也不同, 我们发现的球状表面形貌的金刚石薄膜具有较低的场电子发射阈值和较高发射电流. 目前所存在的问题是, 一方面需要提高大面积金刚石薄膜的均匀性, 另一方面要控制薄膜的表面微结构, 提高球状颗粒的成核密度, 使在金属衬底上得到的金刚石薄膜能直接制备高电流密度、高稳定性的冷阴极, 可大大减少生产成本, 并可直接制做成大面积显示用的象素管, 也可在场致发射平板显示中得到应用.

参 考 文 献

1 Wang C, Garcia A, Ingram D C, et al. Cold field emission from CVD diamond films observed in emisssion electron microscopy. Electron Lett, 1991, 27: 1 459~1 460
2 Kumar N, Schmidt H, Xie C. Diamond-based field emission flat panel display. Solid State Technol, 1995, 38(5): 71~74
3 Wilshaw P R, Boswell E C. Field emission from pyramidal cathodes covered in porous silicon. J Vac Sci Technol B, 1994, 12 (2): 662~665

(1996-03-11 收稿, 1996-09-04 收修改稿)

匹配等[4]. 但到目前为止,气体靶所能产生的最短谐波波长是 6.7 nm(248.6 nm 的 37 次谐波)[6]. 它离具有重要意义的"水窗"波段仍然有一定距离.

Krause 等人通过数值计算得出了谐波光子的最大能量为[7]

$$E_{\max}(\mathrm{eV}) \simeq I_p + 3.17U_p, \tag{1}$$

其中 I_p 是原子的电离势,U_p 是电子在激光场中的有质动力能,

$$U_p \simeq 9.33 \times 10^{-14} \times I(\mathrm{W/cm^2}) \times \lambda^2(\mu\mathrm{m}), \tag{2}$$

式中 I 是输入的激光强度,λ 是激光波长. Corkum 用半经典的观点解释了方程(1)中"$3.17U_p$"的物理意义,即自由电子在激光场中所能获得的最大运动能[8];Lewenstein 通过全量子化分析也得出了相似的结果[9].

从方程(1)和(2)中人们会想到用增加激光强度来提高谐波级次,在一定程度上这是合理的. 但是我们知道一定的原子系统所能承受的激光强度是有限的. 这意味着对所考虑的原子系统和一定长度的激光脉冲,这儿存在一个饱和强度 I_s. 它可定义为当脉冲与原子作用结束后,至少有 10% 的原子没有被电离,此时对应的激光强度通常可定义为饱和强度. 显然,饱和强度与脉冲长度是成反比的.

在 Huiller 的实验中,他们用 1 053 nm, 10^{15} W/cm^2 的激光脉冲(长 1 ps)与氖原子气体相互作用,实验观察到 135 级谐波(7.8 nm)[10]. 对于他们采用的激光原子相互作用系统,饱和强度为 5×10^{14} W/cm^2. 然而根据方程(1)和(2),如果注入强度 10^{15} W/cm^2 都对谐波发射有贡献的话,最短波长应达到 3.55 nm. 但实验却没有达到方程(1)的极限. 这是由于饱和强度阻碍了脉冲峰值强度与原子的相互作用. 换句话说,在脉冲峰值到来之前原子已被电离. 因而只有低于饱和强度的部分对谐波发射有贡献. 这样在方程(2)中,I 的取值如下:

$$I = \begin{cases} I, & I < I_s, \\ I_s, & I \geqslant I_s. \end{cases} \tag{3}$$

1　利用半周期延迟脉冲推进谐波级次

从以上的讨论可见,推进谐波级次的关键在于提高相互作用系统的饱和强度. 本文提出了利用半周期延迟脉冲与主脉冲干涉相消来减少原子与外场的相互作用时间. 这相当于缩短了实际激发原子产生谐波的激光脉冲的长度,由于饱和强度与脉冲长度成反比,饱和强度得到了提高. 因此原子能承受更强的激光而发射出更高级次的谐波.

图 1 是实现这一方法的示意图. 一束激光脉冲经分束板分成强度相等的两束,其中一束经过可调反射镜延迟半个周期,然后通过压缩部分使脉冲长度稍微缩短. 另一束通过一组可调反射镜进行适当的光程补偿. 最后两束光被透镜聚焦在气体靶上. 半周期延迟意味着两束光的位相差为 π,且其强度相同,因而两脉冲的重迭部分干涉相消. 但由于半周期延迟的一束经过了适当的压缩,因而两束光并没有完全相消掉. 其效果相当于原子与总外场的作用时间缩短了,这样原子便能经受住更强的激光脉冲. 所以更高的激光强度将推进原子谐波发射的级次,从而提高谐波光子的能量.

2　数值模拟与讨论

在单电子和偶极近似下,强场范围内解含时 Schrödinger 方程的数值方法已被广泛研究.

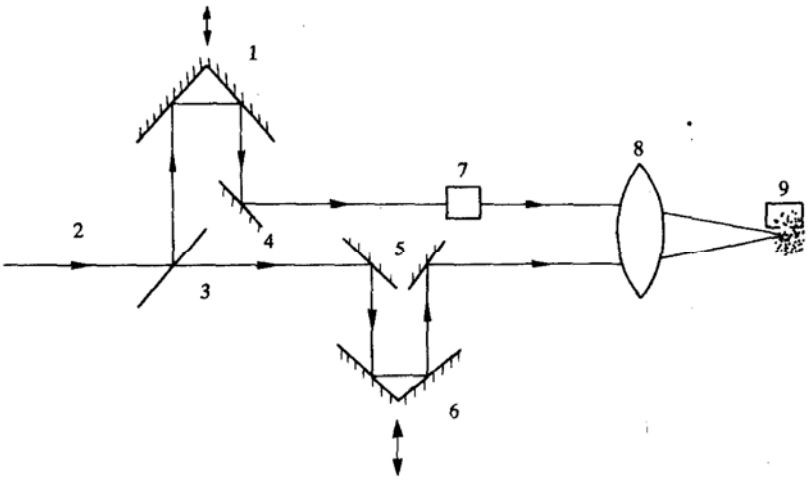


图 1 实现半周期延迟脉冲与气体靶相互作用的示意图

1——可调反射镜，2——激光脉冲，3——分束板，4，5——反射镜，6——可调反射镜，7——压缩器，8——透镜，9——气体靶

本文采用与 Su 等人相似的方法[11]，即用 Crank-Nicholson 隐格式差分法和“追赶法”来求解空间波函数的时间演化. 然后求出偶极加速度的期望值并经快速 Fourier 变换(FFT)得到谐波发射谱. 我们选择了 Rochester 模型原子[12]，其一维束缚势为 $V(x)=-\alpha/\sqrt{1+x^2}$. 在我们的数值实验中，$\alpha$ 被选为 0.775，以便使原子的电离势正好与氢原子的相同 $I_p=13.6$ eV(0.5 a.u.)，波长为 814 nm($\omega=0.056$ a.u.)的两激光脉冲长度分别为 43.4 fs($16T$，T 表光周期)和 21.7 fs($8T$). 脉冲形状为 3 周期的上升沿和 3 周期的下降沿，以及分别为 10 周期和 2 周期的常幅段，实验分两步进行：

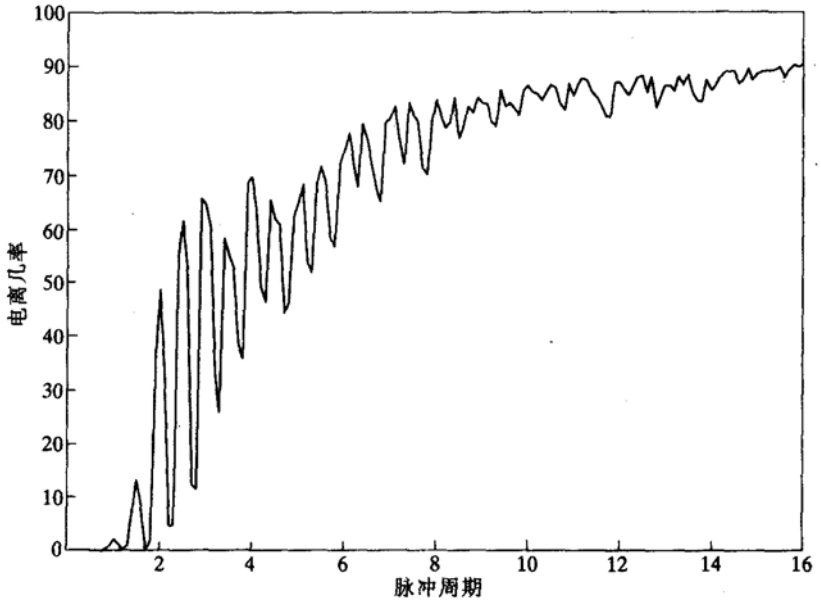


图 2 原子电离几率作为相互作用时间的函数

脉冲强度为 4×10^{14} W/cm^2，长度为 16 个周期. 模型原子的电离势等于 13.6 eV，仅有 10%的原子能承受住整个脉冲长度而不被电离，因而其饱和强度按定义为 4×10^{14} W/cm^2

(1) 16T 单脉冲与原子相互作用，原子最大能发射 57 次谐波．对于 16T 脉冲和所考虑的原子系统，我们计算了不同光强时原子的电离几率，当光强达到 4×10^{14} W/cm^2 时，在脉冲作用结束时，原子的电离几率为 90%，如图 2 所示．按定义，饱和强度为 4×10^{14} W/cm^2．根据公式(1)，此饱和强度所能产生的最大谐波级次为 57 级，它完全符合我们的上述讨论，即原子只对饱和强度以下的光强响应(发射谐波)．

(2) 除了 16T 脉冲外，半周期延迟的 8T 脉冲也一起参与作用，原子对总的外场响应而产生了 69 级谐波，它达到了脉冲强度 5×10^{14} W/cm^2 所能产生谐波的极限．因为在这种条件下，饱和强度已被提高到 5.5×10^{14} W/cm^2．因而 5×10^{14} W/cm^2 的光强可以充分激发原子产

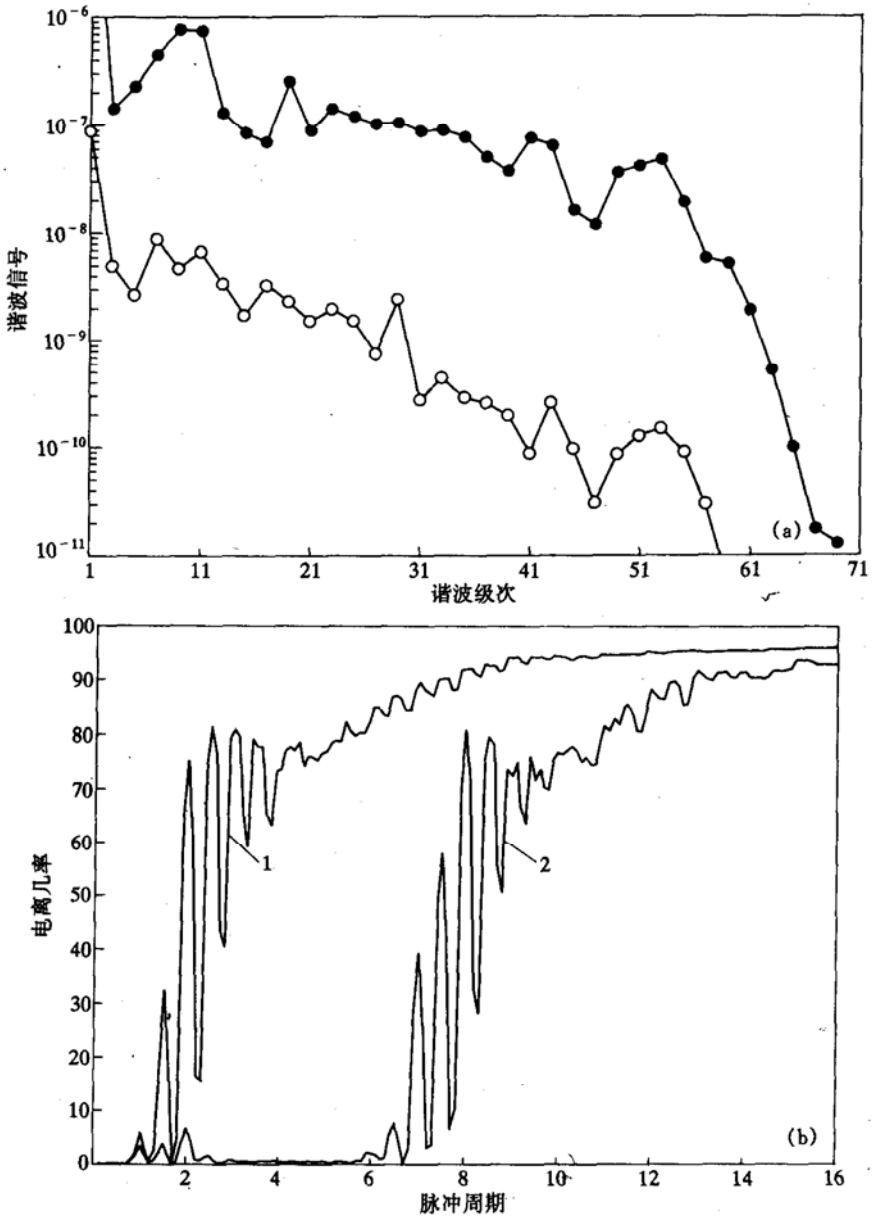


图 3　谐波谱和原子的电离几率

图中空心圆和实心圆分别表示单脉冲和半周期延迟双脉冲的情形．激光波长 $\lambda=814$ nm，强度为 5×10^{14} W/cm^2，电离势 $I_p=13.6$ eV．1——常脉冲，2——延迟脉冲

科 学 通 报
第 42 卷 第 4 期 Chinese Science Bulletin 1997 年 2 月

【研究简报】

1,2,4-三嗪类化合物的研究
—— XXIV. 咪唑骈[4,5-e]-1,2,4-三嗪类化合物的质谱研究

施栩翎① 胡长风② 岳保珍① 蔡孟深① 程铁明①*
(①北京医科大学药学院,北京 100083; ②北京医科大学分析计算中心,北京 100083. *联系人)

关键词 三嗪 氮杂嘌呤 质谱 裂解

为了从 6-氮杂嘌呤类化合物中寻找新的抗肿瘤和抗病毒药物,并了解其参与生物代谢过程的机制,我们以 1,2,4-三嗪环为起始物合成了一些 6-氮杂嘌呤类化合物[1]. 在确定其结构的过程中,质谱一直是主要的手段之一. 作为1,2,4-三嗪的类似物,了解1,2,4-三嗪类化合

生更高次的谐波,而且谐波幅度还提高了两个数量级,图 3(a)显示了单脉冲和延迟脉冲作用时的谐波发射谱. 图 3(b)是原子电离几率随相互作用时间的变化情况. 由图可见,在相干双脉冲的作用下,原子的电离被延迟了,因而系统的饱和强度得到提高,原子可以承受更强的激光脉冲而辐射出更高级次的谐波.

本文提出了利用半周期延迟脉冲与主脉冲的干涉相消来削减外场与原子系统的相互作用时间,从而提高系统的饱和强度 I_s,这样原子能承受更强的激光而辐射出更高能量的谐波光子. 我们的数值实验证实了该方法在推进谐波级次方面的可行性.

参 考 文 献

1 Crane J K, Perry M D, Herman S, et al. High-field harmonic generation in helium. Opt Lett, 1992, 17: 1 256
2 Sarukura N, Hata K, Adachi T, et al. Coherent soft X-ray generation by the harmonics of an ultrahigh-power KrF laser. Phys Rev, 1991, A43: 1 669
3 Zhou J, Peatross J, Murnane M M, et al. Enhanced high-harmonic generation using 25fs laser pulses. Phys Rev Lett, 1996, 76: 752
4 Burnett K, Reed V C, Knight P L. Atoms in ultra-intense laser fields. J Phys, 1993, B26: 5 561
5 Macklin J J, Kmetec J D, Gordod III C L, et al. High-order harmonic generation using intense femtosecond pulses. Phys Rev Lett, 1993, 70: 766
6 Preston S G, Sanpera A, Zepf M, et al. High-order harmonics of 248.6 nm KrF laser from helium and neon ions. Phys Rev, 1996, A53: R31
7 Krause J L, Schafer K J, Kulander K C. High-order harmonic generation from atoms and ions in the high intensity regime. Phys Rev Lett, 1992, 68: 3 535
8 Corkum P B. Plasma perspective on strong field multiphoton ionization. Phys Rev Lett, 1993, 71: 1994
9 Lewenstein M, Balcou Ph, Ivanov M Yu, et al. Theory of high harmonic generation by low frequency laser fields. Phys Rev, 1994, A49: 2 117
10 Huiller A L, Balcou P. High-order harmonic generation in rare gases with a 1-ps 1 053 nm laser. Phys Rev Lett, 1993, 70: 774
11 Su Q, Eberly J H, Javanainen J. Dynamics of atomic ionization suppression and electron localization in an intense high-frequency radiation field. Phys Rev Lett, 1990, 64: 862
12 Su Q, Javanainen J H. Suppression of ionization and atomic electron localization by short intense laser pulses. Phys Rev, 1991, A43: 2 474

(1996-02-26 收稿,1996-09-05 收修改稿)