

# 阿秒脉冲测量的研究进展\*

霍义萍 曾志男 李儒新<sup>†</sup>

(中国科学院上海光学精密机械研究所强光学重点实验室 上海 201800)

**摘要** 对于发生在原子范围内的电子动力学过程的观测需要阿秒量级的时间分辨率. 理论和实验研究都已证明, 用周期量级超短脉冲直接泵浦的高次谐波过程可以产生阿秒脉冲序列甚至单个的阿秒脉冲, 将阿秒脉冲用于测量超快动力学过程之前先要对阿秒脉冲本身性质做出描述, 传统的自相关方法和互相关方法不能直接推广到阿秒量级超短脉冲的测量. 文章详细介绍了近几年发展起来的阿秒脉冲测量方法, 分析了它们的分辨极限和局限性.

**关键词** 超短脉冲测量, 阿秒脉冲宽度, 激光辅助电离, 互相关

## Evolution of attosecond pulse measurement

HUO Yi-Ping ZENG Zhi-Nan LI Ru-Xin<sup>†</sup>

(Key Laboratory for High Intensity Optics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

**Abstract** Observation of the dynamic behavior of electrons in atoms requires attosecond time resolution measurement. Theoretical study and experimental results have shown that an attosecond pulse train and even a single attosecond pulse can be produced by high-order harmonic generation with a few-cycle ultrashort laser pulse. Before attosecond pulses can be used to characterize the dynamic behavior of matter with ever-shorter timescales, an unequivocal method to characterize the pulse itself must be employed. The conventional autocorrelation and cross correlation technique cannot be extended to the measurement of attosecond pulses directly. Various techniques developed recently for the measurement of attosecond pulses are introduced in detail, and their resolution and limitations analyzed.

**Key words** ultrashort pulse measurement, attosecond pulse duration, laser-assisted ionization, cross-correlation

## 1 引言

激光与物质的相互作用进入强场物理领域后, 对于阿秒量级的超短脉冲的研究一直非常活跃<sup>[1-6]</sup>. 在物质的相互作用过程中, 许多基本的物理过程都是在一个可见光光周期甚至更短的时间内完成的, 如内壳层光电离, 电子隧穿等. 对于这些过程的了解, 首先就需要极短的、阿秒量级的“光探针”. 产生这种光脉冲的方法, 理论上提出了两种: 一种是受激拉曼散射<sup>[7]</sup>; 另一种就是高次谐波<sup>[8]</sup>. 这两种方法都可以产生足够宽的频谱并支持产生阿秒脉冲

链. 理论研究表明, 对于高次谐波, 用随时间变化的椭圆度调制或直接截止区附近用滤波片滤出一部分频谱, 就可以产生极短的阿秒脉冲链. 目前实验上已经可以采用周期量级的抽运激光脉冲直接产生单个的阿秒脉冲. 阿秒物理学必将成为推动各个学科和技术领域获得前所未有大发展的研究领域<sup>[9, 10]</sup>, 而这一切诱人的前景都有赖于阿秒测量技术的发展.

\* 国家自然科学基金(批准号: 69925513; 19974058)、国家重大基础研究项目(批准号: 1999075200)资助项目

2004-03-04 收到初稿, 2004-08-24 修回

<sup>†</sup> 通讯联系人. E-mail: ruxinli@mail.shenc.ac.cn

## 2 早期的阿秒脉冲测量方法

1999年,首次出现了阿秒时间尺度测量的自相关方法<sup>[11]</sup>.自相关的传统做法是首先把待测脉冲分束成两个,然后把它们一起照射到对脉冲时域叠加敏感的非线性介质上.但是不幸的是,除了波长比较长的以外,高次谐波过程中产生的远紫外或X射线强度太低,无法产生可测量的非线性现象.这样一来,虽然自相关方法在概念上非常简单,很容易理解,但是无法直接应用于X波段的阿秒脉冲测量.希腊的Papadogiannis等人在自相关的传统概念上做了个有趣的改变,就是通过劈裂驱动激光脉冲来代替谐波脉冲.这个想法来自用于产生高次谐波的电离气体也可以作为非线性介质来测量脉冲宽度.在很长(大于10fs)的自相关迹中,他们观测到了阿秒微结构.然而,这种方法虽然在实验上非常简单,但在概念上却是复杂的,因为在这个过程中产生和测量是纠缠在一起的.

由于高次谐波的产生效率仍然很低,出现在X射线波段的阿秒脉冲强度还不足以进行直接的相关测量,阿秒脉冲的测量需另辟蹊径.

2001年,维也纳技术大学的Scrinzi等提出了一种测量阿秒脉冲宽度的互相关方法<sup>[12]</sup>.在阿秒互相关中,极紫外光脉冲与快速交变的强激光脉冲电场在气体靶子中发生互相关作用.选择适当的参数,使得He<sup>+</sup>在极紫外光与激光电场对库仑势的共同抑制下发生极紫外光单光子电离.通过测量作为激光与极紫外光之间时延函数的He<sup>2+</sup>产量来确定阿秒脉冲宽度.

具体做法是把周期量级的激光脉冲分为两束:其中一束聚焦到惰性气体靶上以产生高次谐波,由滤波片组或多层膜反射镜从产生的高次谐波中滤出具有最高频率的单个阿秒脉冲,阿秒脉冲和另一束激光脉冲同时聚焦到单电子电离的氦等离子体中.选择极紫外光子能量低于He<sup>+</sup>的1s态到2p态跃迁能量.激光电场的峰值强度大到能将He<sup>+</sup>的库仑势抑制在2p态之下.那么,当极紫外光脉冲与激光电场峰值同步时,He<sup>2+</sup>产量最大;当极紫外光脉冲与激光电场零值同步时,He<sup>2+</sup>产量最低.当激光单独作用时,与极紫外光单独作用时一样,He<sup>2+</sup>产量可以忽略不计.这样,He<sup>2+</sup>产量就决定于激光与极紫外光脉冲的共同作用.随着极紫外光与激光之间时延的变化,He<sup>2+</sup>产量受到1/2激光周期的调制.

He<sup>2+</sup>产量的调制深度提供了对阿秒脉冲宽度的测量的机会.

通过求解He<sup>+</sup>的三维含时薛定谔方程,可以得到的He<sup>2+</sup>产量随激光与极紫外光之间时延的变化.计算中用到的激光和极紫外光的峰值强度和中心波长分别为 $I_0 = 10^{15} \text{ W/cm}^2$ ,  $\lambda_0 = 800 \text{ nm}$ ,  $I_X = 10^{12} \text{ W/cm}^2$ ,  $\lambda_X = 36.5 \text{ nm}$ .在激光脉冲中心前后约两个光学周期的延迟时间范围内,调制深度近似为常数.这是由于激光电场有三次将He<sup>+</sup>的库仑势抑制在2p态之下.调制深度常数区之外,激光电场变弱,已无法抑制住库仑势,He<sup>2+</sup>产量迅速减少.

原则上,从He<sup>2+</sup>产量的调制深度可以确定阿秒脉冲的宽度.调制深度随阿秒脉冲宽度的变化关系由图1示出.采用800nm的激光脉冲(光周期为2.6fs)能分辨450as到900as的脉冲宽度,即时间分辨率扩展到了亚激光周期的几百个阿秒.由于调制深度不变的时间范围与阿秒脉冲序列中脉冲的个数有关,所以阿秒互相关测量方法还提供了能将单个阿秒脉冲与阿秒脉冲序列区别开来的信号.在互相关方法中,由于极紫外光子能量要小于电离势,所以要选用具有极高电离势的原子或离子,这在实验上具有一定的难度.

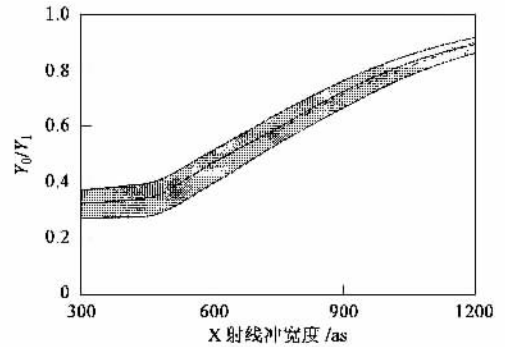


图1 He<sup>2+</sup>产量的调制深度随极紫外光脉冲宽度的变化关系

## 3 基于激光辅助原子的极紫外光电离的阿秒脉冲的测量方法

### 3.1 激光辅助的原子的极紫外光电离

量子理论和准经典理论对激光辅助原子的极紫外光电离均做出了很好的描述<sup>[13-18]</sup>.在强场近似下,准经典理论将激光辅助原子的极紫外光电离描述为两步过程:首先,原子吸收一个极紫外光子而电离,电离产生的电子具有特定的初始动量分布;然

后,在激光电场作用下的电子像经典粒子一样被激光电场加速.与量子理论一致,准经典模型预言,电子能量依赖于电子产生时刻激光电场的相位、振幅及振荡频率.沿着电场矢量方向的动量变化  $\Delta P_x$  加到电子的初始动量上,引起了光电子在动量空间的上下移动.动量转移导致在与激光电场垂直的一个小的空间立体角内探测到的光电子末动能的展宽,这种展宽效应随着探测角度的增大而增大,当在单一角度探测极紫外光电子时,展宽效应消失.改变激光脉冲与极紫外光脉冲之间的延迟时间,由激光电场扫描光电子的产生时刻,电子能谱宽度受到  $1/2$  激光脉冲光周期的调制.

在以上讨论中,认为激光为线偏振光,极紫外光脉冲宽度远远小于  $1/2$  激光周期,并且原子吸收极紫外光子后电子的跃迁也是瞬时的.若激光为圆偏振光,动量变化  $\Delta P$  将垂直于电子产生时刻激光电场的矢量方向.

### 3.2 基于激光辅助电离的互相关测量方法

#### 3.2.1 阿秒脉冲的 XFROG

2001年,维也纳技术大学的 Krausz 小组,基于激光辅助原子的极紫外光电离,首次在实验上测量了  $650 \pm 150$  as 阿秒脉冲的宽度,而且还用它测量了激光的载波振荡<sup>[13,14]</sup>.

在实验中,他们用一个 7fs 的激光脉冲,采用滤波片在 90eV 能量附近直接产生了一个 650as 的超短脉冲.然后用此脉冲和驱动激光脉冲一起电离 Kr 气原子,在与激光电场矢量垂直的一个小的空间立体角内探测电离产生的电子能谱分布.电子能谱宽度随激光脉冲和阿秒脉冲之间延迟的变化而变化,此变化的调制深度与阿秒脉冲的宽度对应.

实验过程为<sup>[14]</sup>:首先聚焦  $\lambda_L$  为 770nm ( $\hbar\omega_L \approx 1.6$  eV),脉宽为 7fs,脉冲能量为 0.5mJ、重复频率为 1kHz 的激光脉冲到一个准静态的氖气室中(图 2),然后产生的极紫外光脉冲和激光脉冲同时通过一个中间镀有圆形 Zr 膜的薄膜片,由于 Zr 膜只能滤出 90eV 附近的极紫外光,因此最后获得的将是一个中央为谐波光束而周围为环状激光光束的组合效果.这个组合光束由一个中心被双压电陶瓷控制的 Mo/Si 多层膜球面反射镜反射聚焦到 Kr 原子靶上.激光脉冲聚焦到 20 $\mu$ m,而谐波脉冲则聚焦到 2 $\mu$ m 处,以保证在相互作用区域内激光强度近似为常数.靶原子来自一个长 100 $\mu$ m、宽 20 $\mu$ m 的狭缝,狭缝的方向平行于激光脉冲的传播方向.采用 0.4m 的时间飞行谱仪,在离激光原子相互作用区距离为

5mm 处,探测光电子能谱,谱仪的轴向则垂直于光束传播方向和激光偏振方向构成的平面.

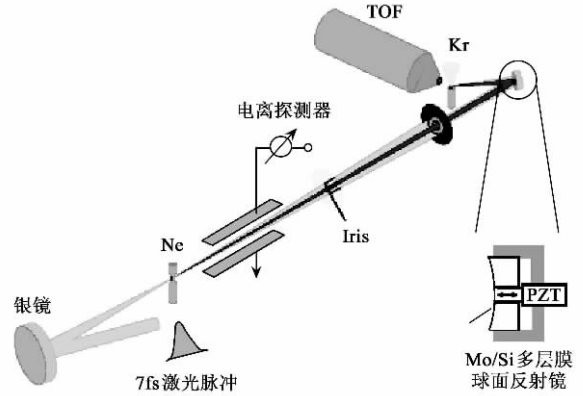


图 2 阿秒 XFROG 实验装置图

图 3 表示 Kr 原子的 4p 光电子谱宽度  $\Delta W$  随延迟时间  $\tau_d$  的变化.由实验结果和参数分别为  $\tau_x = 500$  as, 650 as, 800 as 的拟合曲线,得出单个阿秒脉冲的宽度为  $650 \pm 150$  as 的结论.但是,能不能说探测到了单个阿秒脉冲还值得怀疑,实际上包含少数几个脉冲的阿秒脉冲序列也会产生相同的结果.由于从这个方法可得到横纵坐标分别为时延和频率的强度分布图,所以把这种方法称为阿秒 XFROG.

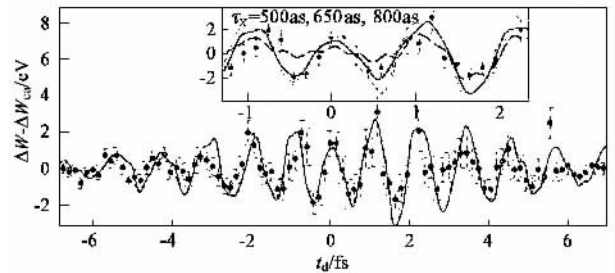


图 3 Kr 原子的 4p 光电子谱宽度  $\Delta W$  随延迟时间  $\tau_d$  的变化

#### 3.2.2 阿秒条纹相机

2002年,加拿大的 Itatani 等提出的阿秒条纹相机<sup>[16]</sup>是基于激光辅助原子的极紫外光电离测量单个阿秒脉冲的宽度和啁啾特性的测量方法.该方法基于两个基本思想:(1)将周期量级激光的电场振荡作为时间参考来决定极紫外光脉冲宽度,这只有在极紫外光脉冲小于激光振荡周期时才可以实现;(2)由极紫外光脉冲产生的光电子能谱在能量和角度上同时得到分辨.依赖于激光场的偏振性质,脉冲宽度的信息包含在给定观测角的能谱中(线偏振情况),或是包含在给定能量的角度分布宽度中(圆偏振情况).

对于具有任意偏振性质的辅助激光电场,在不同时刻电离的电子由于对激光电场相位  $\varphi_i = \omega_L t_i + \varphi$  的依赖性都将拥有不同的漂移速率  $v_i$ . 由于光电子谱依赖于观察角度和激光的偏振性,所以存在很多的测量机会. 阿秒条纹相机给出了三种测量方案: (1)线偏振的激光电场,只探测  $v_i$  平行于激光偏振方向的电子; (2)线偏振激光电场,只观察  $v_i$  垂直于激光偏振方向的电子; (3)圆偏振激光电场,只探测具有给定能量的电子. 测量中的能量积分将引起分辨率的降低.

辅助激光为线偏振光时,具有不同宽度的极紫外光脉冲在激光场中获得的有质动能是不同的,故激光电场对于极紫外光电子能谱的展宽作用也是不同的. 将有激光场作用时得到的电子能谱与没有激光场作用时得到的电子能谱比较,可得到极紫外光脉冲的宽度信息. 具有啁啾的正负不同,得到的光谱宽度的变化也是不同的,从而可以得到极紫外光脉冲的啁啾特性. 图4给出了阿秒条纹相机的数值模拟结果.

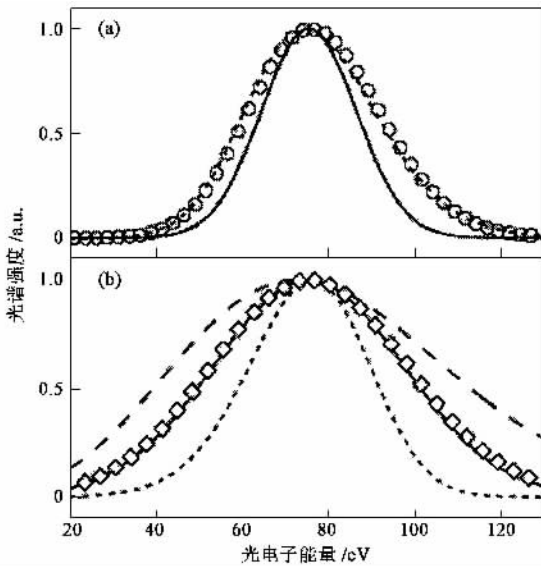


图4  $\theta=0, W_L t_0 + \varphi=0$  时的阿秒条纹相机结果

脉冲之间绝对相位的涨落及激光强度的涨落将破坏时间分辨率. 辅助激光的阈上电离效应限制了阿秒条纹相机中能够使用的最大激光强度,这也会限制分辨率的提高. 阿秒条纹相机在实验上的困难是在相互作用区域,要将激光与极紫外光脉冲之间的相位变化控制在  $2\pi(\tau_x/\tau_L)$  之内. 预期阿秒条纹相机可达到  $\leq 100$ as 的分辨率.

### 3.2.3 阿秒剪切干涉

已有的几种阿秒脉冲测量方法均不能提供极紫

外光的相位信息. SPIDER<sup>[19]</sup>是一种可以全面描述超短光脉冲的方法,SPIDER 测量不同频率成分之间的相对相位,其关键是在两个相同的并具有一定时延的极紫外光脉冲之间激发频移  $\Delta\Omega$ ,若未知脉冲的光谱为

$$\tilde{E}(\Omega) = A(\Omega)e^{i\varphi(\Omega)},$$

则测得的这一对具有频移的脉冲总光谱强度为

$$S_{\text{tot}}(\Omega) = |\tilde{E}(\Omega) + e^{i\Omega t_d} \tilde{E}(\Omega - \Delta\Omega)|^2.$$

两脉冲在频域干涉,由于存在时延  $t_d$ ,故产生条纹,而频移  $\Delta\Omega$  则引起对这些条纹位置的调制. 从实验测得的  $S_{\text{tot}}(\Omega)$   $t_d$   $\Delta\Omega$ ,可恢复出  $\varphi(\Omega)$ .

由于不存在紫外波段激发频移  $\Delta\Omega$  的非线性过程,SPIDER 不能直接应用于阿秒极紫外光脉冲的测量. 2003年,Itatani 等将 SPIDER 应用于光电子波包来测量阿秒脉冲的相位信息<sup>[17]</sup>. 波包由激光存在条件下,两相同但具有时延的极紫外光脉冲对原子的电离产生. 激光辅助原子的极紫外光电离提供这两个波包之间的频移  $\Delta\Omega$ . 由 SPIDER 可知电子波包的相位信息,而由电子波包的相位信息可直接推出阿秒极紫外光脉冲的光谱相位. 条纹的产生也可以这样解释:两个极紫外光脉冲分别产生两相同的波包,两波包之间具有时延,它们像光脉冲那样干涉,于是在光电子谱中产生条纹.

若线偏振激光场可描述为

$$E_L(t) = E_0(t)\cos(\omega_L t)e_L,$$

原子在吸收一个极紫外光电子后,在  $t$  时刻电离的电子最终具有的能量为  $W$ ,由经典力学可给出

$$W \approx W_0 + 2U_p \cos^2\theta \sin^2\omega_L t + \sqrt{8W_0 U_p} \cos\theta \sin\omega_L t.$$

激光场诱导下单个脉冲的能量变化为  $\delta W = W - W_0$ .  $\delta W$  依赖于三个因素:激光场  $E_0(t)$  的峰值强度、电离时刻光场的相位  $\omega_L t$  及观测的方位角  $\theta$ . 若极紫外光包含两相同的脉冲,中心分别位于  $t = t_0, t = t_0 + t_d$ ,且与激光光周期相比脉冲很短. 选取适当的激光场相位及两极紫外光脉冲之间的时延,在给定的方向探测到激光场在两波包之间激发的能移为

$$\Delta W = \delta W(t_0 + t_d) - \delta W(t_0).$$

对于可能的观测角度,上式表明,若  $\theta = \pi/2$ ,则能移如光学 SPIDER 中那样,与光电子能量无关,能移的最大值  $2U_p$  出现在时延  $t_d$  满足  $\omega_L t_d = 2\pi(n/2 + 1/4)$  时,其中一个脉冲的相位与光场的波峰同步 ( $\omega_L t_d = 0$ ),另一个与光场的零点同步,测量过程与光电子能量无关. 光学 SPIDER 的恢复算法可直接应用于阿秒剪切干涉. 当  $\theta \neq \pi/2$  时,只有通过选择合适的时延,并且使两极紫外光脉冲之间频移足够小,测量

过程对光电子能量的依赖性才可忽略不计,光学 SPIDER 的恢复算法才能应用于阿秒剪切干涉. 图 5 是阿秒剪切干涉的数值模拟结果. 当  $\theta = \pi/2$  时,光学 SPIDER 的恢复算法可精确重构阿秒脉冲的光谱相位,而当  $\theta \neq \pi/2$  时,必须对光学 SPIDER 的恢复算法进行修正才可能精确重构阿秒脉冲的光谱相位.

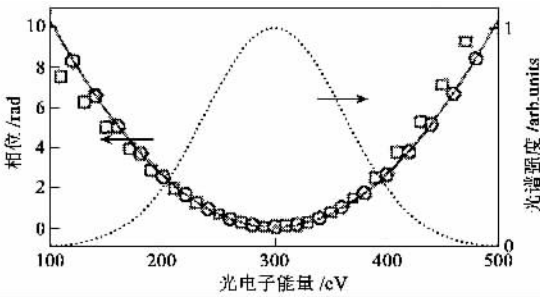


图 5 由光学 SPIDER 恢复算法得到的阿秒脉冲光谱相位与实际的光谱相位

阿秒 SPIDER 结果的角度依赖性暗示了电子谱仪的有限的接受角度将影响测量结果. 增大的观测角度将使条纹对比度下降. 在  $\theta = 0$  处,角度依赖性并不施加严格的限制,计算表明,接收角可大到  $40^\circ$ ,大接收角正是这个角度接收的最大的优点. 而在  $\theta = \pi/2$  处,允许的接收角减小到  $2^\circ$ . 另外,由于  $t_0$  的涨落引起的条纹模糊随着激光强度的增大而加剧,限制了两脉冲之间最大能移,从而限制了阿秒 SPIDER 的时间分辨极限. 使用 800nm 的剪切场,可准确地重构约 400as 的极紫外光脉冲.

### 3.2.4 基于不对称性的测量法方法

最近,加拿大的 Bandrauk 等提出了基于激光辅助原子的极紫外光电离电子产量不对称性的阿秒脉冲测量方法,这也是采用了激光脉冲快速交变的电场与极紫外光光强度包络的互相关<sup>[18]</sup>. 选择极紫外光光子的能量略高于原子的电离势,激光辅助电离的电子比激光脉冲或阿秒脉冲单独作用时都显著增多,并且沿着激光的偏振化方向,在前方探测到的电子数目( $P_+$ )和在后方探测到的电子数目( $P_-$ )具有明显的不对称性(多达 90% 的电子居于一侧). 其差值  $P_2 = P_- - P_+$  是两脉冲之间时延的函数, $P_2$  很好地重现了激光脉冲的矢势  $A_L(t)$ ,可以利用这种性质测量飞秒脉冲的电场. 这种方法选择两脉冲之间时延使电子产量具有最大不对称性时,即  $t_d = -T/4$  时测量阿秒脉冲脉宽的. 归一化的不对称量  $P_3 = P_2/P_1$  (其中  $P_1 = P_- + P_+$ ) 是阿秒脉冲宽度  $\tau_x$  的函

数,且随着  $\tau_x$  的增大, $P_3$  线性地迅速减小. 基于这一原理提出的实验方案是:从实验测得的  $P_3$  出发,基于求解含时薛定谔方程或更为简单的半经典模型对实验数据的拟合可求得阿秒脉冲的宽度. 图 6 给出了具有不同波长的极紫外光电子的归一化不对称量随脉冲宽度的变化曲线.

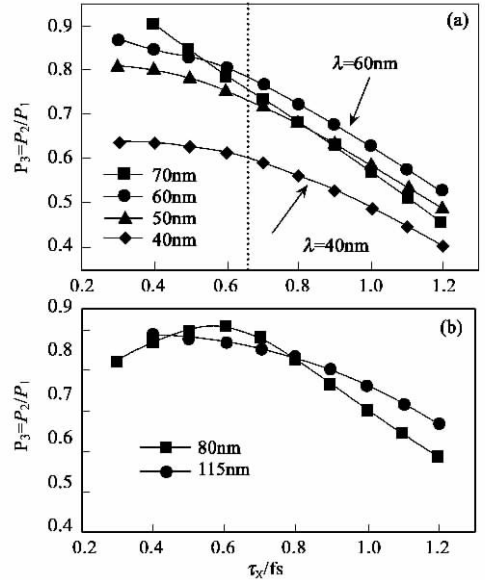


图 6 极紫外脉冲波长对函数  $P_3(\tau_x)$  的影响

这种基于激光辅助电离过程中电子产量不对称性的测量方法的测量范围是待测脉冲宽度要大于或等于  $T/5$ . 可见,激光周期  $T$  决定了该方法能够测量的最短脉冲的宽度. 对于波长为 800nm 的激光脉冲,能够测量的最短脉冲宽度约为 0.5fs,要测量短于 0.1fs 的脉冲,需选用波长小于 200nm 的激光脉冲. 实验上,该方法只需探测电场矢量方向的光电子总数,而无需对电子能谱进行分辨,与激光辅助电离的前几种方法相比更容易实现. 但是,若使用该方法测量脉冲宽度小于 100as 的脉冲,就要选用极高电离势的原子. 并且,当阿秒脉冲的波长小于 40nm 时,归一化的不对称量将随阿秒脉冲强度的增大而增大.

## 4 总结

近几年出现的阿秒脉冲的测量方法主要是基于激光辅助原子的极紫外光电离. 原子吸收一个极紫外光子后电离的电子在激光电场的作用下将发生偏转,在一定的条件下,探测到的电子产量或能谱分布提供了阿秒脉冲与快速交变的激光电场的互相关,

从而使我们有了测量亚飞秒脉冲宽度的机会. 到目前为止, 只有奥地利的 Krausz 小组在实验上测量到了  $650 \pm 150$ as 的单个脉冲. 阿秒脉冲测量的理论工作给出的可测量的最短脉宽在 100as 左右. 阿秒剪切干涉法是惟一可提供阿秒脉冲相位信息的测量方法. 除此之外, 阿秒脉冲测量的有益探索是希腊的 Gouleelmakis 等提出的将无色散的迈克耳孙干涉仪用于测量阿秒脉冲<sup>[20]</sup>的方法. 阿秒物理学方兴未艾, 可靠、高效的阿秒量级超短脉冲测量方法的出现必将推动这一新兴学科的蓬勃发展.

### 参 考 文 献

[ 1 ] Ivanov M, Corkum P B, Zuo T. Phys. Rev. Lett., 1995, 74 ( 15 ): 2933  
 [ 2 ] Protopapas M, Lappas D G, Keitel C H. Phys. Rev. A, 1996, 53( 5 ): R2933  
 [ 3 ] Antoine P, L'Huillier A, Lewenstein M. Phys. Rev. Lett., 1996, 77( 7 ): 1234  
 [ 4 ] Antoine P, Milosevic D B, L'Huillier A. Phys. Rev. A, 1997, 56( 6 ): 4960  
 [ 5 ] Christov I P, Murnane M M, Kapteyn H C. Phys. Rev. Lett., 1997, 78( 7 ): 1251  
 [ 6 ] Kien F L, Midorikawa K, Suda A. Phys. Rev. A, 1998, 58 ( 4 ): 3311

[ 7 ] Sokolov A V, Walker D R, Yavuz D D. Phys. Rev. Lett., 2000, 85( 3 ): 562  
 [ 8 ] Salieres P, L'Huillier A, Antoine P. Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics ( vol. 41 ). New York: Academic Press, 1999. 83  
 [ 9 ] Bandrauk Andre D, Shon Nguyen Hong. Phys. Rev. A, 2002, ( 66 ): 031401  
 [ 10 ] Bandrauk Andre D, Chelkowski Szczepan, Shon Nguyen Hong. Phys. Rev. A, 2003, 89 : 283903  
 [ 11 ] Papadogiannis N A, Witzel B, Kalpouzos C. Phys. Rev. Lett., 1999, 83( 21 ): 4289  
 [ 12 ] Scrinzi A, Geissler M, Brabec T. Phys. Rev. Lett., 2001, 86 ( 3 ): 412  
 [ 13 ] Hentschel M, Klenberger R, Spielmann Ch. Nature, 2001, 414( 29 ): 509  
 [ 14 ] Drescher M, Hentschek M, Kienberger R. Science, 2001, 291( 9 ): 1293  
 [ 15 ] Paul P M, Toma E S, Breger P. Science, 2001, 292( 1 ): 1689  
 [ 16 ] Itatani J, Quere F, Yudin G L. Phys. Rev. Lett., 2002, 87 ( 17 ): 173903  
 [ 17 ] Quere F, Itatani H, Yudin G L. Phys. Rev. Lett., 2003, 90 ( 7 ): 073902  
 [ 18 ] Bandrauk Andre D, Chelkowski Szczepan, Shon Nguyen Hong. Phys. Rev. A, 2003, 68( 4 ): 041802  
 [ 19 ] Iaconis C. Opt. Lett., 1998, 23( 10 ): 792  
 [ 20 ] Goulielmakis E, Nersisyan G, Papadogiannis N A. Appl. Phys. B, 2002, 74 : 197

· 信息服务 ·

## 中国科学院力学研究所非线性力学国家重点实验室 招纳纳米、微米化学物理力学博士研究生

### ——欢迎物理、理论物理、材料、物化、力学等专业青年加入纳米微米科技研究队伍

1、专业简介: 化学物理力学是随着力学微观化的时代潮流而兴起的, 以物理学和化学的观点和方法, 从根源上研究力学现象及其规律的学科, 是物理、化学与力学的交叉学科. 以纳米材料和纳米、微米机电系统为研究对象的化学物理力学可称为纳米微米尺度化学物理力学, 它是纳微科技的支柱. 欢迎物理、理论物理、材料、物理化学、理论化学、力学等专业的有志青年勇于跨入纳、微化学物理力学领域, 他们在这一交叉领域取得突破性成果的可能性远大于他们的母领域, 著名的证据是诺贝尔奖中有 70% 属于交叉学科.

2、研究方向: 研究纳米微米尺度的新现象、新规律. 包括纳米材料的结构与性质, 纳米毛细作用学, 固体和薄膜的细观化学物理力学问题. 它们是原子设计和纳米、微米机电系统设计的基础. 选题具有较大自由, 重视个人兴趣.

3、主要招生对象: 材料物理、理论物理、物理化学、力学等专业硕士( 优秀的学士可直读博士 ).

4、指导教师: 朱如曾研究员( 010 - 62638533 ; zhurz@lnm. imech. ac. cn )

5、考试科目: ①英语②数学( 一 )③量子力学基础( 周世勋《量子力学教程》)或量子化学基础或统计物理基础或结构化学基础( 周公度《结构化学基础》)或流体力学或弹性力学.

( 学士直博按报考硕士科目考试 )

6、拟招生人数: 博士研究生 4 名

7、报名时间: 今后 3 年内, 每年第一次为 7 月至 9 月 30 日, 第二次为 12 月至次年 2 月 28 日

8、报名手续: 请浏览网页 <http://www.imech.ac.cn/education/zs02.asp>