

强场超快激光驱动的液体高次谐波研究

曾爱武[†] 卞学滨[‡]

(中国科学院精密测量科学与技术创新研究院 武汉 430071)

2021-09-04收到

[†] email: xuebin.bian@wipm.ac.cn

DOI: 10.7693/wl20211103

Progress in high harmonic generation in liquids driven by intense and ultrafast lasers

ZENG Ai-Wu[†] BIAN Xue-Bin[‡]

(Innovation Academy for Precision Measurement Science and Technology, Chinese Academy of Sciences, Wuhan 430071, China)

摘 要 强场超快激光与自然界四种物态(气体、固体、液体、等离子体)的物质非线性相互作用,均可辐射出光子能量为基频光几十甚至上百倍的电磁波,即高次谐波。高次谐波是强场物理领域一个非常重要的研究方向,是阿秒科学的基石。目前,气体、固体和等离子体高次谐波的研究已比较深入,其产生的实验条件和相关的物理机制较为清楚,而液体高次谐波的发展较为缓慢。由于液体体系的复杂性,实验和理论研究都具有很大的挑战性。文章将回顾液体高次谐波领域的实验进展,并从统计学的角度出发,介绍作者在相关物理机制的理论探索方面的结果,展望液体高次谐波领域未来的发展前景。

关键词 阿秒科学,高次谐波,液体,无序体系

Abstract When the beam from an intense and ultrafast laser interacts with matter in the four states of nature (gas, liquid, solid, and plasma), the system can emit coherent radiation with frequencies of tens or even hundreds of times that of the fundamental field. This is called high harmonic generation (HHG). As the basis of attosecond science, HHG is a major research area in strong-field physics. To date, research on HHG from gases, solids, and plasmas has made extensive progress, and the corresponding experimental conditions and the underlying physics are reasonably clear. On the other hand, the development of HHG in liquids has been quite slow due to the complexity of liquid systems, and the experimental and theoretical investigations are full of challenges. Here we will review recent experiments on liquid HHG, and then report our results in the theoretical exploration of the underlying mechanisms from a statistical perspective. Lastly, the prospects and potential applications of HHG in liquids will be briefly discussed.

Keywords attosecond science, high harmonic generation, liquids, disordered systems

1 引言

激光是我们认识和改变世界的强有力工具。在2001年以前,最短的激光脉宽还停留在飞秒

(10^{-15} s)量级。高次谐波作为二次相干辐射超宽频谱光源打破了阿秒(10^{-18} s)脉宽的瓶颈^[1],为人们提供了研究原子分子内的电子本征运动时间尺度的强有力工具。高次谐波的实验研究可以追溯到1977年,强激光与固体表面作用产生等离子体,进而辐射出谐波光子^[2]。在等离子体高次谐波的

* 国家重点研发计划(批准号:2019YFA0307702)、国家自然科学基金(批准号:91850121)资助项目

物理机制研究上^[3],人们先后提出了相对论振荡镜(ROM)^[4]、相干尾场辐射(CWE)^[5]和相干同步辐射(CSE)^[6]等理论模型(图1)。惰性气体高次谐波的实验研究在1987年被报道^[7],其产生的理论机制为Corkum提出的再散射三步模型^[8]。由于气体密度较低,在大多数情况下可以忽略气体原子分子间的相互作用,该领域的研究工作主要是基于单个独立原子分子的动力学。固体具有密度高、可集成等优点,相关高次谐波领域的理论发展较早。基于晶体周期性的能带理论可以使人们在动量空间很好地描述电子—空穴动力学,1992年就有相关数值模拟的研究^[9]。1994年Pronin等人提出了单带带内运动的谐波辐射机制,并得出了高次谐波最大光子能量与激光电场强度成正比的结论^[10]。2008年Golde等人提出了带内带间耦合的晶体高次谐波辐射理论^[11]。然而,大多数晶体在红外激光下的损伤阈值太低,相关实验进展缓慢。2001年Chin等人在ZnSe体系中观测到了谐波产生^[12],但主要处于微扰区。2011年Ghimire等人在ZnO体系开展了非线性相互作用的高次谐波实验^[13],得到的高次谐波最大光子能量与激光电场强度呈线性依赖关系。该工作引燃了固体高次谐波相关领域的高速发展。2014年Vampa等人进一步发展了带间跃迁模型,并将其类比于气体谐波的碰撞模型^[14]。后续人们还提出了非碰撞模型^[15-17],四步模型^[18]等,进一步完善了固体高次谐波辐射机制。

作为自然界物质广泛存在的液体,相较于固体体系可以承受更高光强的激光脉冲,以及具有可快速更新靶材等优越性,从而可以为产生高光通量的高次谐波光源提供另外一个重要平台。但在强场高次谐波领域的研究中,液体领域的进展最为缓慢,这主要是来源于体系的复杂性和实验技术手段的限制。1998年,实验上报道了液体氯仿的7阶谐波^[19],但都处于微扰区域。2003年关于

液滴高次谐波的实验才开始有报道^[20],人们通过玻璃毛细圆柱管形成垂直下落的水滴(直径约为20 μm)与单脉冲强激光相互作用,虽然观测到了位于极紫外(XUV)波段的谱线(最短波长为17 nm),但却是非相干的等离子辐射,而谐波辐射只能到5阶。只有当采用泵浦—探测手段时,体系才能够辐射相干的高次谐波,即利用第一束强激光(泵浦)先作用到水滴上,此时由于激光诱导的光学击穿产生等离子体,水滴会发生膨胀,经过约纳秒量级的延迟,再打上第二束强激光(探测),可以观测到截止能量为30 nm的谐波谱。但由于较长的时间延迟,水滴的密度已经下降了2个量级,整个谐波辐射过程退化为激光场与高密度气体的相互作用,关于同一体系的后续研究也证实了这一点^[21, 22]。另一个完全不同的实验是通过入射一个场强超过 10^{18} W/cm^2 的激光到柱状液体靶材上^[23],其高次谐波产生机制已经处于表面等离子体的相干尾波辐射区域。此时液体只是作为产生等离子体的媒介,而激光诱导的等离子体动力学对于产生等离子体的靶材并不敏感。2009年,DiChiara等人^[24]以液态水和重水为作用靶材,在厚度约为150 μm 的液体膜上入射波长为3660 nm的强激光脉冲,实现了最高为13阶的谐波辐射,其中截止能量附近的谐波进入到非微扰区域,并

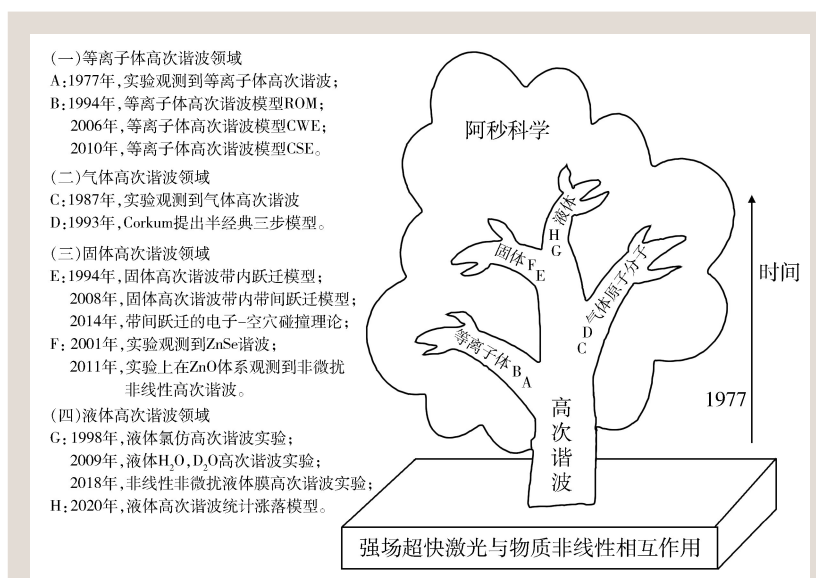


图1 高次谐波领域实验与理论研究的重要时间节点

且观测到了液体谐波辐射的同位素效应。然而实验装置的自身缺陷限制了更高能量的谐波产生与探测：(1)较厚的液体膜对谐波的重新吸收；(2)该构型下的液体膜无法安置在真空腔内(以线圈为边界的液体膜在真空低温环境下会迅速凝结)，从而导致空气对高能光子的吸收。

得益于近年来液体平面薄膜的发展^[25, 26]，2018年Luu等人^[27]在实验上观测到了XUV波段的液体高次谐波辐射。通过两个直径为50 μm的喷嘴让液体束以一定角度对冲，可以形成类似于竹叶状的微观平面喷流，其中薄膜厚度可降低至2 μm以下，大大削弱了液体薄膜对谐波的吸收。此外，在相互作用过程中由于强激光的作用，液体靶材周围会很快形成一团蒸发的气体，但由于液体薄膜的厚度自上至下逐渐减小，类似于一个楔形形状，由折射率的波长依赖性可以很自然地在空间远场处分离液体与周围气体产生的高次谐波。这些性质让微观平面喷流成为探究液体高次谐波的一个非常重要的工具。实验上在液态水、乙醇、异丙醇、甲醇中观测到了最高为20 eV的高次谐波光子。以乙醇为媒介的高次谐波最大光子能量与激光电场场强呈线性依赖关系，这与气体高次谐波不同，却更加接近于固体高次谐波。此外，该实验还探测到液体高次谐波的偏振依赖要弱于气体高次谐波。这一实验为研究液体高次谐波开辟了一条新的道路，也促使人们去发展液体高次谐波的理论机制模型和研究背后的超快电子动力学过程。Worner课题组后期利用少周期脉冲作用于液体薄膜^[28]，通过连续光谱中的干涉条纹反演出微观喷流的厚度，可视为液体高次谐波的一个应用示例。然而，液体高次谐波领域的理论研究上，除了微扰论对低阶谐波的定性判断外，非线性高次谐波过程的理论研究一直是空白，亟需理论突破。

2 液体高次谐波的理论机制探索

液体的结构特征介于气体和固体之间，但在高次谐波理论机制模型的构建上却面临诸多困难。液体分子之间的相互作用不可忽略，既不能

像气体那样采取无相互作用的独立原子分子模型，又不能像晶体那样通过周期性构建能带理论，在布里渊区内简化计算。液体高次谐波理论需解决诸多问题，比如：如何在计算能力范围内构建结构模型？液体内的分子是在不停运动的，是否意味着每次测量的实验结果会发生变化？在液体里，单个分子的对称性还能起多大作用？液体谐波的最大光子能量是否也像气体那样存在一个简洁而优美的方程？

2.1 模型构建

前面提到的具有独立原子分子特点的气体和具有周期性结构的晶体，均属于纯净体系，可对其基本单元进行精确计算或理论推导。然而，液体体系的高度无序性以及复杂的相互作用，使得我们将目光投向统计学。虽然单个液体分子的运动受环境影响而表现出很大的随机性，但从统计的角度来看，当液体分子的数量达到一定规模时，其集体效应将表现出统计不变性。因此，激光诱导的液体内超快动力学计算一定要包含一定规模数量的分子。如果从第一性原理出发进行计算，将会占用不可估量的计算资源，而且对于其中信息的提取与物理过程的理解极为困难。因此，为了高效地进行理论计算模拟强激光与液体相互作用过程，有必要构建一个简单模型以降低计算成本，便于我们统计、发现与理解液体高次谐波的主要物理机理。

为此，我们构建了一个线性的无序随机链，并通过强激光场与原子链的相互作用来模拟高次谐波过程^[29]。尽管这是一个非常简单且粗糙的模型，但却包含了液体的一些基本特征。构建的过程需要包含三个必要的因素。首先，体系虽然是无序的，然而原子核间距 $\xi_i = x_{j+1} - x_j$ 作为一个连续型随机变量应该满足一个分布。由于液体核间距由体系内部丰富的相互作用以及外部环境(例如压力，温度)多项因素共同决定，由中心极限定理可以推测核间距这一随机变量应该满足高斯分布 $f(\xi_i) = (1/\sqrt{2\pi\sigma^2})\exp[-(\xi_i - a)^2/2\sigma^2]$ ，其中 $a = L/N$

为平均核间距, 我们固定为 10 a.u.(若无特别说明, 全文采用原子单位制)。\$L\$ 为链的长度, \$N\$ 是链所包含的原子数目。标准差 \$\sigma\$ 用来量化结构涨落, 表征体系的无序度。其次, 整个排序类似于一个停车模型^[30]: 由排斥力约束的不可穿透体积, 使得两个原子无法靠得太近; 同时它们也不能离得太远, 否则将会有第三个原子进入到这个空间。所以原子核间距的分布应该被限制在区间 \$[D, G]\$ 内, 并且满足 \$G=2D\$。这里选取相对于平均间距 \$a\$ 的对称区间 \$[\frac{2}{3}a, \frac{4}{3}a]\$。在以上条件的约束下, 我们固定第一个原子的位置, 就可以通过截断的高斯分布随机数产生器来获得所有的原子位置 \$x_j\$, 也就构造了一个如图 2(a)所示的线性无序链。第三点, 考虑到液体体系的电子特性, 电子应局域在母核附近, 单个离子的势阱应该反映这一特性; 而且为了保证势能曲线的平滑, 对于两个离子之间 \$x_j \leq x < x_{j+1}\$ 的势由以下表达式给出:

$$V(x) = V_0 \left\{ \exp \left[-\frac{(x-x_j)^2}{2\alpha^2} \right] + \exp \left[-\frac{(x-x_{j+1})^2}{2\alpha^2} \right] \right\},$$

其中 \$V_0 = -0.52\$ a.u., \$\alpha\$ 表示单个势阱的宽度, 固定为 \$0.08a\$。

液体结构的一个重要特征是长程有序性的缺失, 其由径向分布函数 \$g(r)\$ 来描述。径向分布函数 \$g(r)\$ 可以囊括几乎大部分的液体结构信息, 作为一个统计量, 它表示对于任意一个参考原子(或分子), 距离其 \$r\$ 处找到另外一个原子(或分子)的概率密度。从图 2(b)和(c)中可以看到, 我们构造的线性链模型可以很好地重构由中子散射实验确定的径向分布函数结构^[31]。这表明以上的一维模型可以较好地模拟液体结构。

2.2 液体高次谐波谱的统计稳定性

有了一维模型链以及对应的势能项, 我们就可以通过对角化无外场的坐标空间哈密顿量矩阵获得体系的本征态和本征能量。本征能量在能

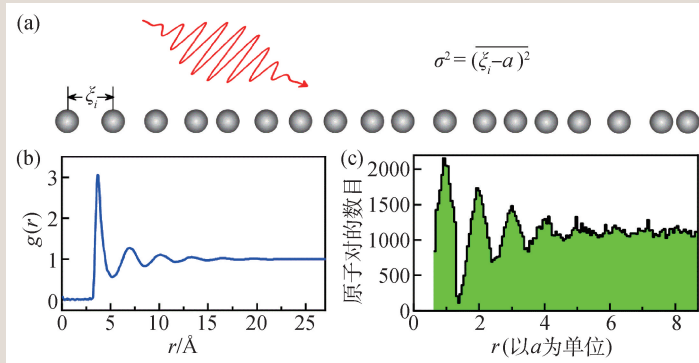


图2 (a) 激光脉冲与无序链相互作用示意图; (b) 液态氩中子散射实验数据得到的径向分布函数; (c) 一维无序链得到的原子间距统计函数^[29]

量空间会形成能带, 其中第一个带隙(最低的未占据态和最高的占据态的能量差)会随着体系结构涨落 \$\sigma\$ 发生变化。驱动激光与液体的相互作用可以通过求解一维含时薛定谔方程(TDSE)来模拟, 这里采用偶极近似, 即不考虑电场在空间上的变化。为了包含所有电子的贡献, 我们让所有占据态(即本征态数目 \$i \leq N\$)分别独立地在速度规范TDSE中演化求解, 然后计算总的激光诱导含时电流 \$j(t) = -\sum_{i=1}^N \langle \psi_i(t) | \hat{p} + A(t) | \psi_i(t) \rangle\$。其中 \$A(t)\$ 为激光矢势, 通过 \$A(t) = -\int_{-\infty}^t E(t') dt'\$ 与电场联系起来。最后对电流 \$j(t)\$ 求傅里叶变换并取模方得到谐波谱。

为了尽可能准确地反映分布的标准差且能够平衡计算量的大小, 这里我们选取一个链的原子数目 \$N=250\$。在这部分, 采用的激光脉冲为梯形包络, 总的持续时间为12个光周期。

分子的对称性在气体和晶体的高次谐波中发挥了重要作用。不具有空间反演对称性的体系在线偏单色激光场作用下将产生偶数阶谐波。然而, 液体水的谐波实验结果中没有偶数次谐波。我们对比了只取上述哈密顿量的一个本征态和所有本征态分别演化并相干叠加的高次谐波谱, 如图3所示。可以看到, 单个态演化(橘色曲线)得到的整个谐波谱中都有偶数次谐波的出现。而所有价带本征态演化的结果中(蓝色曲线), 前面的偶次谐波都被抑制了, 只有谱的高能部分存在明显的偶次谐波。因此我们引入转变能 \$\Omega\$, 用来标定

谐波谱发生奇偶转变的位置, 其性质将会在下面进行讨论。

液体谐波的这一全新现象来源于液体的特殊结构。作为一个无序体系, 其本征的长程无序会很自然地导致整体的非对称性, 从而会有偶阶谐波的出现。但是由于近邻原子的相互作用, 液体同时也保留了丰富的短程有序。这一点可以从液体径向分布函数的一个主峰以及几个邻近次峰看出。因此, 偶阶谐波在低能区由于液体短程有序部分的相干叠加会被抑制, 而在高能区域由于长程无序的较大涨落又重新出现。并且随着体系结构涨落的增大, 有序的部分会被压缩, 从而降低了相干部分的最大光子能量。这里讨论的是间距的有序性, 不包含分子取向的有序度, 取向的无序性越大反而会使得体系趋向于各向同性。需要注意的是, 液体的结构无序是属于随机无序, 所以我们必须验证计算结果的统计稳定性。在同一组统计特征参数(均值 a 和标准差 σ)下, 我们计

算了不同构型(不同的原子链)下的谐波谱, 其结果如图 4(a)所示。结果表明, 在低能区域不同构型辐射的谐波谱几乎一致, 而在高能区域则呈现明显的涨落。当考虑到宏观效应时, 不同构型的相干叠加将大大降低高能区域的谐波强度, 如图 4(b)的红线(1000 个构型的谐波相干叠加)所示。这也就说明了实验上只观测到了奇阶谐波, 而未能观测到偶阶谐波的原因。图 4(b)中的蓝色曲线为一个 2000 原子链构型下的谐波谱, 以上证明了计算结果的收敛性以及统计的稳定性。

2.3 谐波最大光子能量与液体结构及激光参数的依赖关系

我们先探讨无序度 σ 对高次谐波的影响。激光脉冲的中心角频率 ω 和电场峰值强度 E_0 分别为 0.0304 和 0.012 a.u.。计算结果如图 5(a)所示, 可以看到相比于无涨落的有序体系($\sigma=0$), 具有非零结构涨落($\sigma=0.6, 1.0, 1.4$)的无序体系辐射的谐波谱随着体系结构涨落的增大, 转变能 Ω 向能量低的方向移动, 意味着谐波谱包含了液体结构的统计信息。

接下来我们计算液体谐波与激光场参数(波长, 场强)的依赖关系。通过固定体系的结构涨落 $\sigma=1.4$, 分别改变峰值强度 $E_0=0.010, 0.014, 0.018, 0.022$ a.u. 和脉冲波长 $\lambda=1.0, 1.3, 1.6, 1.9 \mu\text{m}$, 计算结果如图 5(b)和(c)所示。可以看到, 当增加电场峰值强度时, 谐波转变能 Ω 也逐渐增大, 二者呈现出一种近线性关系。这一特征

可以和实验定性符合^[27], 再度证明了这个简单一维模型的适用性。此外, 我们还画出了每个场强下对应的有序体系($\sigma=0$)辐射的谐波谱, 发现在谐波转变能位置, 无序体系的谐波强度发生明显的下降。所以转变能可以定义为实验上测量的液体谐波谱的截止能量。另外从图 5(c)中可以看出, 转变能(或截断能)对波长的变化

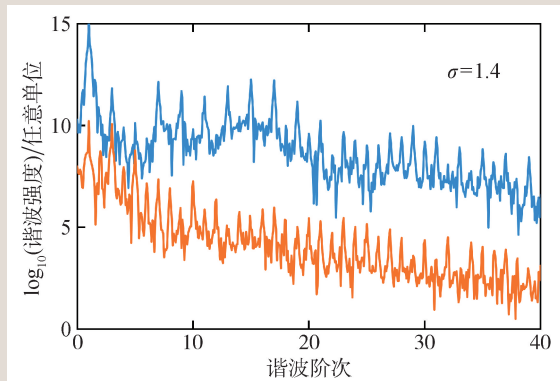


图3 单态谐波(橘色)与总谐波(蓝色)的对比

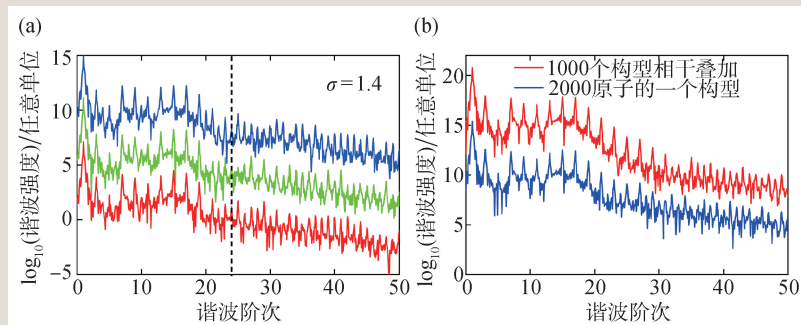


图4 谐波谱的统计稳定性 (a)不同构型下的谐波谱; (b)多构型相干叠加以及原子链长度依赖的谐波谱^[29]。为了更加清楚地对结果进行呈现, 图中的曲线进行了上下平移

并不敏感。以上两点表明液体谐波截止能的行为特征有别于气体而更加趋近于固体体系。

2.4 理论与实验结果的定量对比

由于我们的结果都是基于统计学的，相关结果难以做精确的理论推导。物理学的很多重要定律也不是直接推导出来的，结合以上的计算结果，为了量化地描述统计涨落对液体谐波谱的影响，我们提出了一个简洁的经验性公式：

$$\Omega = E_0 d = E_0 (a - \sigma) a / \sigma ,$$

其中 E_0 为激光电场的峰值强度， $(a - \sigma)$ 表示在结构涨落影响下的电子在一对原子之间可以自由运动的统计距离。相对涨落 (a/σ) 可理解为一个电子的轨迹在长程无序占据主导之前能够穿过的平均原子数目。那么电子最大的相干运动长度为 $d = (a - \sigma)(a/\sigma)$ ，从而电子在激光场中可获得的最大能量近似为 $\Omega = E_0 (a - \sigma)(a/\sigma)$ 。相应地，高次谐波转变能 Ω 也就联系起了体系的短程有序与长程无序，以及激光的参数。我们把由以上公式预测的截止能位置以黑色虚线加以标识。可以从图5中看出，公式预测的转变能位置与理论模拟的结果吻合得很好。我们回头再看谐波光子最大能量不随激光场波长变化的原因，其主要来自于最大相干长度的限制。在经典场近似，相同场强驱动下，如果仅仅改变激光的波长，相当于改变了激光驱动的有效时间长度。但有限的相干做功距离 d ，使得长波长多做的功无法相干耦合到辐射的光子中去，导致了谐波最大光子能量对驱动激光波长的不敏感性。

以上是对一维模型的探讨，对于三维情况下的真实液体，我们用有效的 σ^* 代替 σ 以包含其他因素的影响。这里以乙醇为例进行说明。液态乙醇的分子平均距离可以通过密度来进行估算，为 $a_e = 8.7$ a.u.，其与 $C_{\alpha}-C_{\alpha}$ 径向分布函数的第一个峰吻合^[32]。从经验公式出发，我们需要一个实验数据来确定 σ^* 的值。那么电场强度依赖的谐波截止能量就可以被完全确定下来，也就是曲线的斜率，结果如图6所示。红色点为实验上液态乙醇

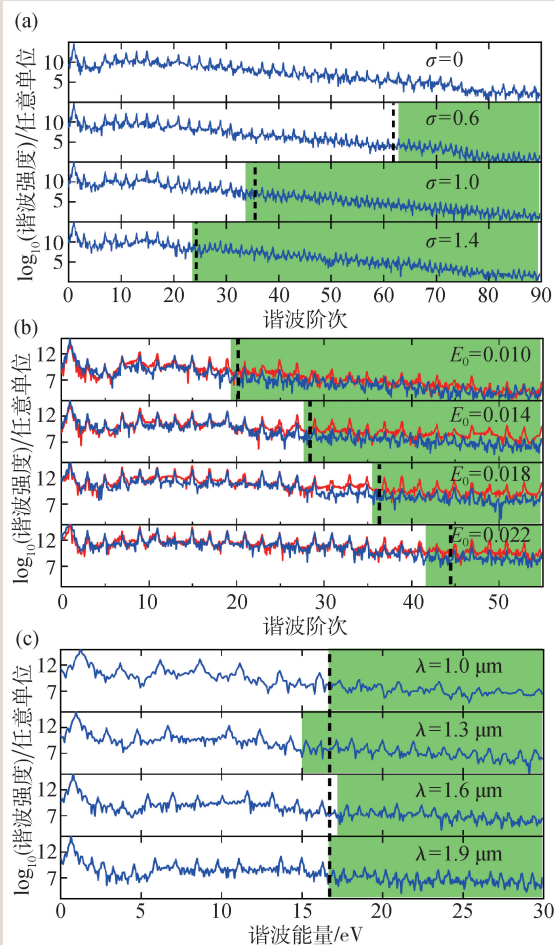


图5 谐波转变能与体系结构涨落(a)、激光电场强度(b)和中心波长(c)的依赖关系^[29]

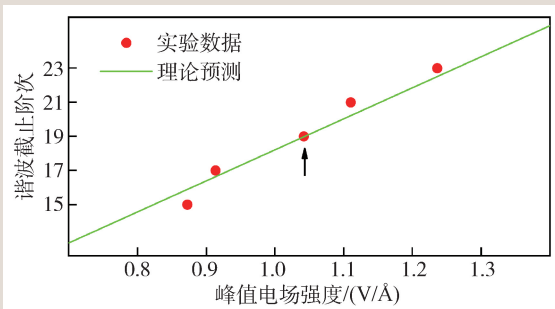


图6 实验中液态乙醇谐波截止能量数据与经验公式的定量对比^[29]

的谐波截止能量数据，绿色的线为经验公式预测的最大光子能量。这里我们选取的参考点由黑色箭头标出，由此得到的有效涨落 $\sigma^* = 2.04$ a.u.。实验与理论的高度定量吻合表明了我们的理论模型对于真实液体高次谐波同样适用。

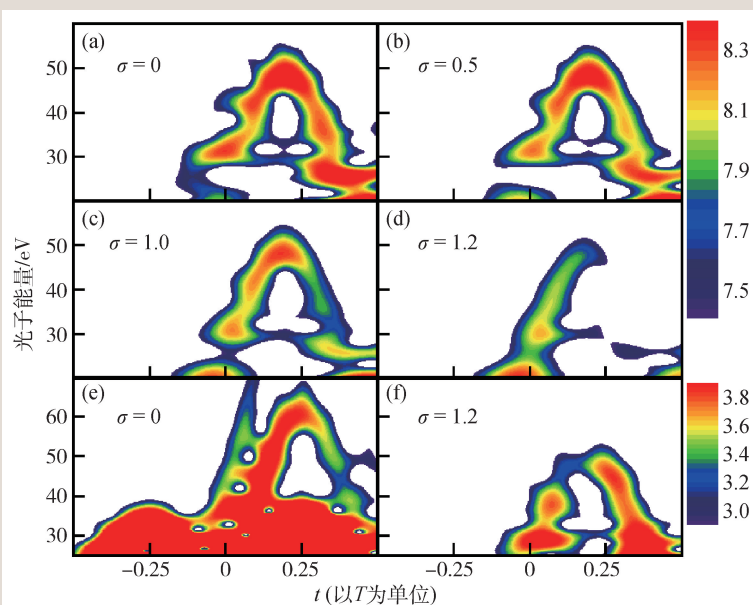


图7 结构涨落对于液体高次谐波辐射过程中长轨道的影响^[29] (a—d)不同涨落下总谐波时频分析; (e), (f)不同涨落下单态谐波时频分析

以上结果表明了统计涨落会影响谐波的行为,接下来通过时频分析将会看到统计效应对液体高次谐波辐射过程的另一方面的影响。我们采用的激光脉冲为sin平方包络,持续时间为3个光周期。中心角频率和电场峰值强度分别为0.0304和0.035 a.u.。不同结构涨落体系的时频分析结果如图7(a—d)所示,结果表明体系的涨落越大,长轨道的强度越弱。我们知道,长轨道的漂移距离要更大,而对于一个无序体系,电子的波包在激光场驱动下的扩散很可能超越短程有序的范围从而到达长程无序的区域。相应地,对于长轨道的电子,其更有可能包含体系无序的信息。对于空间上位置不同的电子波包,它们经历的无序结构是不一样的,从而会积累不一样的相位。因此,不同电子辐射的同一能量的谐波会产生严重的相位匹配问题,从而大大降低长轨道谐波的强度。此外,我们通过采用单电子近似来人为地关闭多

电子通道贡献来加以验证。这里我们选取第248个态作为初态演化。如图7(e—f)所示,结果表明随着涨落的增加,时频上的长轨道依然存在。所以,图7(d)中长轨道的消失确实是电子多通道的集体效应,即激光驱动的无序体系中电子通过不同通道辐射的谐波之间产生了相位失谐。

3 总结与展望

地球的生命体离不开液体环境,我们目前大多数的化学反应也是在液相下进行的,液相下的超快动力学研究为我们揭开相关过程的机理提供了可能。面对复杂的液体

体系,我们发展了一个统计的模型去理解强场超快激光诱导的液体高次谐波产生机制,结果表明,体系的结构涨落会很大程度上影响谐波辐射过程。我们提出的经验公式,不仅可以很好地解释理论计算结果,还可以定量符合实验。接下来理论发展的一个重要方向就是结合第一性原理的计算,如分子动力学和含时密度泛函,去研究具体液体体系的特性,但面临的计算困难是巨大的。在液体高次谐波的应用方面,将其发展成为阿秒光源的前景并不乐观。但高次谐波丰富的谱信息,可以度量一个体系的无序程度,为液体高次谐波的应用提供了一个潜在方向。此外,液体高次谐波也将为液相化学反应提供一个超快光学探针。随着实验技术的进步,高能量和高光通量的液体谐波将会极大提升液体高次谐波的应用范围。

致谢 感谢T.T.Luu为我们提供的实验数据。

参考文献

- [1] Hentschel M, Kienberger R, Spielmann C *et al.* Nature, 2001, 414:509
- [2] Burnett N H, Baldis H A, Richardson M C *et al.* Appl. Phys. Lett., 1997, 31:172

- [3] 徐新荣 等. 物理学报, 2021, 70:084206
- [4] Bulanov S V, Naumova N M, Pegoraro F. Phys. Plasmas, 1994, 1: 745
- [5] Quere F, Thaury C, Monot P *et al.* Phys. Rev. Lett., 2006, 96:

125004

- [6] Ander Brügge D, Pukhov A. Phys. Plasmas, 2010, 17:033110
- [7] McPherson A, Gibson G, Jara H *et al.* J. Opt. Soc. Am. B, 1987, 4:595
- [8] Corkum P B. Phys. Rev. Lett., 1993, 71:1994
- [9] Plaja L, Roso-Franco L. Phys. Rev. B, 1992, 45:8334
- [10] Pronin K A, Bandrauk A D, Ovchinnikov A A. Phys. Rev. B, 1994, 50:3473
- [11] Golde D, Meier T, Koch S W. Phys. Rev. B, 2008, 77:075330
- [12] Chin A H, Calderón O G, Kono J. Phys. Rev. Lett., 2001, 86:3292
- [13] Ghimire S, Dichiara A D, Sistrunk E *et al.* Nat. Phys., 2011, 7:138
- [14] Vampa G, McDonald C R, Orlando G *et al.* Phys. Rev. Lett., 2014, 113:073901
- [15] Du T Y, Bian X B. Opt. Express, 2017, 25:7731
- [16] Wu M, Browne D, Schafer K *et al.* Phys. Rev. A, 2016, 94:063403
- [17] Ikemachi T, Shinohara Y, Sato T *et al.* Phys. Rev. A, 2017, 95:043416
- [18] Li L, Lan P, Zhu X *et al.* Phys. Rev. Lett., 2019, 122:193901
- [19] Zürl R, Graener H. Appl. Phys. B, 1998, 66:213
- [20] Flettner A, Pfeifer T, Walter D *et al.* Appl. Phys. B, 2003, 77:747
- [21] Kurz H G, Steingrube D S, Ristau D *et al.* Phys. Rev. A, 2013, 87:063811
- [22] Kurz H G, Kretschmar M, Binhammer T *et al.* Phys. Rev. X, 2016, 6:031029
- [23] Heissler P, Lugovoy E, Hörlein R *et al.* New J. Phys., 2014, 16:113045
- [24] DiChiara A D, Sistrunk E, Miller T A *et al.* Opt. Express, 2009, 17:20959
- [25] Ekimova M, Quevedo W, Faubel M *et al.* Struct. Dyn., 2015, 2:054301
- [26] Galinis G, Strucka J, Barnard J C T *et al.* Rev. Sci. Instrum., 2017, 88:083117
- [27] Luu T T, Yin Z, Jain A *et al.* Nat. Commun., 2018, 9:3723
- [28] Yin Z, Luu T T, Wörner H J. J. Phys. Photonics, 2020, 2:044007
- [29] Zeng A W, Bian X B. Phys. Rev. Lett., 2020, 124:203901
- [30] Ziman J M. Models of Disorder. Cambridge: Cambridge University Press, 1979
- [31] Yarnell J L, Katz M J, Wenzel R G *et al.* Phys. Rev. A, 1973, 7:2130
- [32] Jorgensen W L. J. Phys. Chem., 1986, 90:1276



卓凌机电
FOR VACUUM · FOR CRYOGENICS



一站式真空低温设备 及应用方案



离子泵 吸气泵



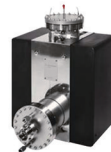
PASSION. PRECISION. PURITY.



VAT角阀



普发分子泵



安捷伦
离子泵



VACGEN
位移台



VACGEN
微漏阀



VAT插板阀



普发质谱仪



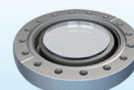
住友
低温泵



住友
制冷机



TORR SCIENTIFIC LTD.



TSL视窗



标准件



腔体

www.zlvacuum.com

更多产品和联系方式可查看



联系人
刘鑫