

周期量级激光脉冲激发等离子体产生太赫兹辐射研究

白亚¹ 许荣杰^{1,2} 宋立伟¹ 刘鹏¹ 李儒新¹ 徐至展¹

(¹ 中国科学院上海光学精密机械研究所强场激光物理国家重点实验室, 上海 201800)

² 同济大学物理系, 上海 200092

摘要 超短激光脉冲驱动等离子体光丝产生太赫兹辐射的研究对于揭示太赫兹产生的微观机理以及太赫兹源的发展和應用有重要的基础意义。系统介绍了包括载波包络稳定的红外周期量级激光脉冲的产生、基于周期量级激光强场驱动等离子体光丝产生太赫兹辐射的机理、等离子体光丝中周期量级光场的传输、波形可控太赫兹辐射的产生及其在载波包络相位测量技术上的应用等方面的最新进展。

关键词 非线性光学; 等离子体; 太赫兹辐射; 周期量级脉冲; 载波包络相位

中图分类号 O437 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/LOP50.080004

Study on THz Emission from Plasma Filament Driven by Few-Cycle Laser Pulses

Bai Ya¹ Xu Rongjie^{1,2} Song Liwei¹ Liu Peng¹ Li Ruxin¹ Xu Zhizhan¹

(¹ State Key Laboratory of High Field Laser Physics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

² Department of Physics, Tongji University, Shanghai 200092, China

Abstract Terahertz (THz) emission from plasma filament driven by ultra-short laser pulses attracts intense interests for revealing the microscopic dynamics of THz generation and providing new THz sources for applications. This review covers the recent progress in the areas including: the generation of carrier envelope phase (CEP) stabilized infrared (IR) few-cycle laser pulses, the models of THz generation from plasma filament by intense few-cycle laser field, the propagation of few-cycle laser pulses in air plasma, the waveform controlled THz emission and its application in the measurement of actual value of CEP.

Key words nonlinear optics; plasma; terahertz emission; few-cycle pulses; carrier envelope phase

OCIS codes 190.7110; 140.3070; 140.7090; 350.5400

1 引言

太赫兹(THz)波段的新型辐射源因其在时域光谱^[1-2]、相干控制^[3]、成像^[4-5]和远程探测^[6]等领域的应用,在过去的几十年中被广泛研究。随着毫焦耳量级飞秒激光放大器的出现,直接将毫焦耳量级飞秒激光聚焦到空气中可以电离形成等离子体光丝,并产生径向偏振的太赫兹辐射^[7]。近年来研究表明,通过聚焦基频激光脉冲和其二次谐波到气体中产生的等离子体光丝可以产生增强的太赫兹辐射^[8-10],这种方法产生的太赫兹电场强度可以大于 100 MV/cm^[11],谱宽达到 100 THz 以上^[10]。如果脉冲宽度窄到只包含少数个光周期,脉冲包络调制导致时域电场具有较强的非对称性[常由载波包络相位(CEP)表征],这样单独由周期量级光场驱动也可以产生增强的太赫兹辐射,同时,由于所产生的太赫兹辐射振幅依赖于驱动激光场载波包络相位所决定的瞬时电流的非对称性,太赫兹辐射也可以被用于测量周期量级激光脉冲的载波包络相位^[12-14]。

针对近几年在周期量级脉冲产生太赫兹辐射方面的研究,本文对周期量级光源进行了简单介绍,回顾了

收稿日期: 2013-05-22; **收到修改稿日期**: 2013-06-04; **网络出版日期**: 2013-07-09

作者简介: 白亚(1987—),男,博士研究生,主要从事太赫兹辐射产生和应用等方面的研究。

E-mail: popbear@siom.ac.cn

导师简介: 刘鹏(1972—),男,博士,研究员,主要从事强激光场分子动力学和太赫兹辐射等方面的研究。

E-mail: peng@siom.ac.cn(通信联系人)

周期量级光场产生太赫兹辐射的几种理论模型,总结了太赫兹在载波包络相位测量和太赫兹波形控制等方面的重要应用,阐明了测量圆偏振和线偏振光场初始载波包络相位的新方法。

2 周期量级激光脉冲

2.1 载波包络相位

考虑电场为线偏振的光脉冲,如果频谱宽度小于一个倍频程,那么电场的时域表达式可以分开写成包络和载波函数的乘积^[15]:

$$E_L(t) = a_L(t) \cos(\omega t - \varphi), \quad (1)$$

式中 $a_L(t)$ 是含时的电场振幅, ω 是载波频率;参数 φ 决定了载波振荡和脉冲包络极大值间的延时, $\Delta t = \varphi/\omega$, 从而被称为载波包络相位,如图 1(a) 所示。

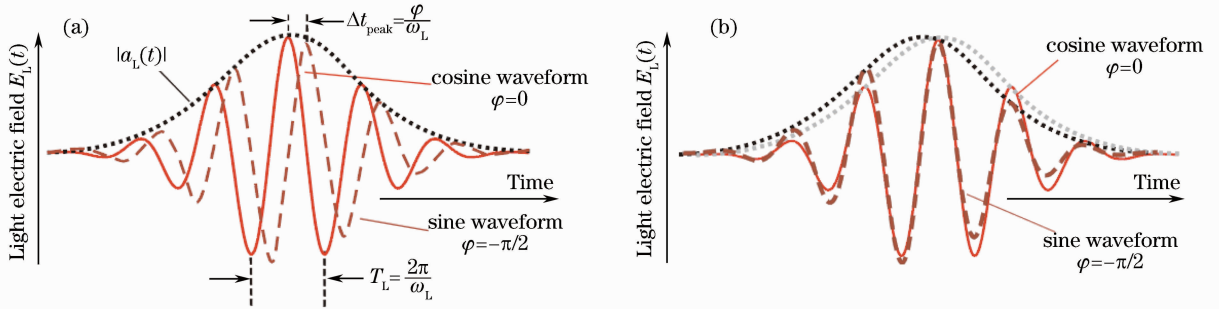


图 1 (a) 载波包络相位示意图; (b) 正余弦波形光场振荡的对比^[18]

Fig. 1 (a) Definition of carrier envelope phase; (b) comparison between sine and cosine-shaped waveforms^[18]

如果脉冲的谱宽 $\Delta\omega$ 与载波频率 ω 接近,包络对瞬时电场振荡的调制非常明显。当改变载波包络相位时激光场的振荡也会发生明显的变化,如图 1(b) 所示,余弦波形和正弦波形在中心的 2 个光周期内,电场强度峰值有明显的区别。这种电场强度的差别会在光场与物质的非线性作用中得到显著的体现,比如通过载波包络相位可以在亚飞秒的时间尺度上控制分子的光电离过程^[16-17]和原子体系内的动力学过程^[18-20],而且载波包络相位值也可以通过这些非线性现象得到检测^[21-22]。

若要控制周期量级光场的波形,只需要改变载波包络相位。实验上通常将脉冲透过长度为 L 的透明介质,如石英楔板,这样引入的色散会导致载波包络相位增量^[23]

$$\Delta\varphi = 2\pi L (\partial n/\partial\lambda)_{\lambda_L}, \quad (2)$$

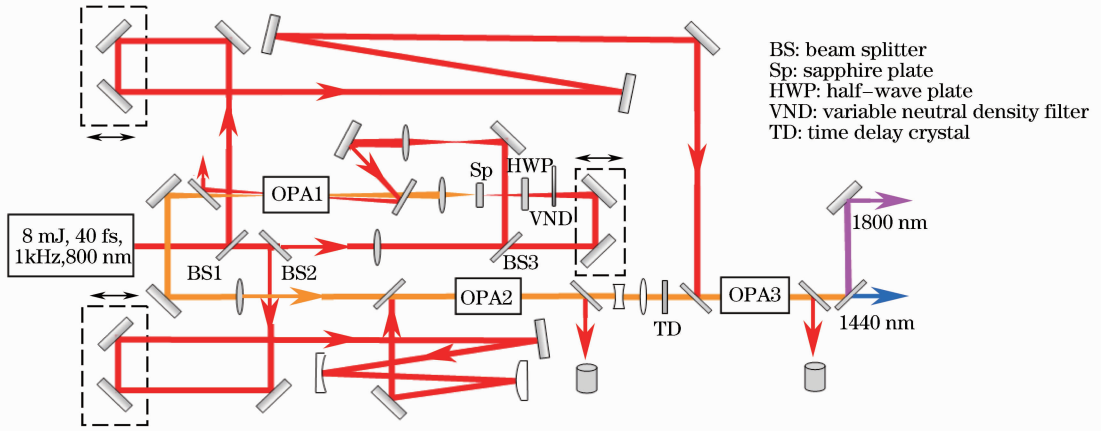
式中 n 是透明介质的折射率。如果介质的厚度刚好使得透过脉冲的载波包络相位变化 π ,此厚度定义为失相长度, $L_{\text{deph}} = 1/2 |\partial n/\partial\lambda|_{\lambda_L}^{-1}$ 。对于通常的透明介质,失相长度约为几十微米,如在 $1.8 \mu\text{m}$ 中心波长,石英楔板 $|\partial n/\partial\lambda|_{1.8 \mu\text{m}} = 0.0133$,失相长度 $L_{\text{deph}} = 37.6 \mu\text{m}$ 。

如要产生光场稳定的周期量级脉冲,则需要对载波包络相位进行稳定。稳定超短脉冲载波包络相位的方法包括主动稳定技术和被动稳定技术。主动稳定技术通常通过对激光器各级输出脉冲的载波包络相位进行测量和反馈控制实现,而被动稳定则是通过非线性差频过程[如光学参量放大(OPA)]在优化状态下的自动消相位实现。下面简要介绍载波包络相位的被动稳定技术。

2.2 载波包络相位稳定的红外周期量级激光系统

利用光学参量放大过程实现超短脉冲载波包络相位自稳定最早由 Baltuška 等^[24]在 2002 年提出。参量放大过程中,抽运光和种子光需要同时满足能量守恒和相位匹配条件,即 $\omega_{\text{idle}} = \omega_{\text{pump}} - \omega_{\text{signal}}$, $\phi_{\text{idle}} = -\pi/2 + \phi_{\text{pump}} - \phi_{\text{signal}}$ 。闲频光的相位取决于信号光和抽运光的相位差。理论和实验都已证明,光学参量放大过程中,如果信号光和抽运光来自同一光源, $\phi_{\text{pump}} - \phi_{\text{signal}}$ 为常量,那么闲频光的载波包络相位将实现自稳定^[24]。

如图 2 所示为中国科学院上海光学精密机械研究所强场激光物理国家重点实验室自建的光学参量放大系统^[25]。抽运光源采用钛宝石激光放大器(Coherent LEGEND-HE-Cryo),输出能量 8 mJ,脉宽 40 fs,重复频率 1 kHz。通过三级光学参量放大,获得了闲频光波长 $1.8 \mu\text{m}$,能量 1.6 mJ,脉宽 57 fs,载波包络相位被动稳定的周期量级激光脉冲。

图2 钛宝石激光抽运的三级光学参量放大系统装置示意图^[25]Fig. 2 Experimental setup for Ti:sapphire laser pumped three-stage OPA system^[25]

根据脉宽和谱宽的关系, $\Delta t \Delta \omega \geq 1/2$, 若要产生更短脉冲需要进行光谱展宽。通常的方法是: 激光脉冲在非线性介质(气体、光纤、块体材料等)中传播, 由于非线性效应光谱被展宽, 再通过色散元件(光栅、棱镜、啁啾镜等)进行色散补偿, 最终获得周期量级的超短激光脉冲。这些方法中, 充有惰性气体的空心光纤是应用最为广泛的脉冲展宽方法, 如图3所示。这种方法可以通过调节气压控制自相位调制对脉冲的展宽量, 而且, 由于空心光纤的波导效应, 获得的激光模式较好。1996年, Nisoli等^[26]首次采用这一方法将激光脉冲由140 fs压缩至10 fs。2008年, Goulielmakis等^[27]通过空心光纤展宽光谱, 并用啁啾镜补偿色散, 获得了脉宽为3.3 fs的超短激光脉冲输出。在本装置中, 闲频光先后经过充满氩气的空心光纤展宽光谱和一对石英楔板补偿色散, 脉宽被压缩到两个周期之内(最窄约为8.4 fs), 输出能量约为700 μ J。

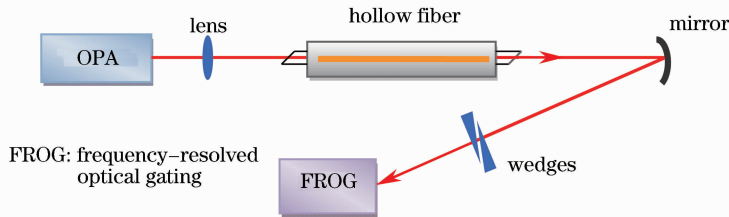


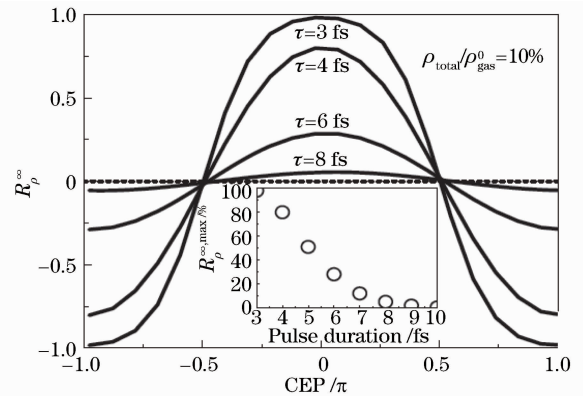
图3 脉冲压缩实验光路示意图

Fig. 3 Experimental setup for pulse compression

3 周期量级脉冲产生太赫兹

3.1 周期量级光场产生太赫兹理论进展

2006年, Kreβ等^[13]首次报道了用8 fs周期量级光场(83 μ J, 750 nm)直接和空气相互作用产生等离子体光丝, 观测到了太赫兹辐射产生, 并且提出辐射太赫兹电场的幅度可以用来反映光场的载波包络相位。通过建立强激光场电离极化模型, 他们认为太赫兹辐射振幅正比于电离的非对称性, 从而提出了新的载波包络相位测量方法。模型中认为电子运动的空间距离和气体原子分子的平均自由程相当, 大部分电子在脱离母核后很快和周围中性原子分子或离子碰撞。碰撞过程导致电场电离形成的极化失去相干性。电子碰撞退相干的时间尺度在1 fs左右, 在不到半个光周期的时间内, 定向电子即退相干。自由态电子偏移母核的位移量的方向取决于电离时刻电

图4 不同脉宽下非对称因子 R_p^∞ 与 CEP 的关系^[13]Fig. 4 Asymmetry parameter R_p^∞ as the function of CEP for several pulse durations^[13]

场的极性。电子的集体偏移导致了太赫兹辐射的产生,太赫兹电场的振幅和极性依赖于参数 $R_\rho^\infty = \lim_{t \rightarrow \infty} [(\rho^+ - \rho^-)/(\rho^+ + \rho^-)]$, 正比于偶极矩的极大值,其中 ρ^+ 、 ρ^- 分别是周期量级光场正负极性电离的电子。非对称因子 R_ρ^∞ 与载波包络相位的关系如图 4 所示,非对称因子出现极值的点对应载波包络相位为 0 或 π 。

2007 年, Roskos 等^[28] 提出了微观极化模型,认为电离电子在激光场中的加速引起了微观极化偶极振子形成,导致了太赫兹辐射的产生。他们还对电子碰撞时间和太赫兹辐射产生之间的关系进行了细致讨论,图 5 给出了计算结果。图 5(a)说明发生碰撞的平均时间越长,产生的最大的偶极偏振也越大。图 5(b)显示了产生最强太赫兹辐射对应的载波包络相位和平均碰撞时间及脉宽的关系。当电子碰撞时间为 1 fs 时,计算得到的微观偶极振子极大值对应的载波包络相位接近 0,同非对称因子的计算结果一致。随着碰撞时间尺度的增加,偶极振子极大的载波包络相位发生正向偏移,并且脉宽越窄偏移量越接近 0.5π 。

同年, Kim 等^[9] 也提出类似的电子运动模型考虑强场近似下单个原子和光场的作用产生太赫兹辐射。模型考虑气体分子在光场作用下的隧穿电离,结合 Brunel^[29] 提出的用于解释高次谐波产生的等离子体电流半经典模型,成功解释了双色场太赫兹辐射的产生,被称为“瞬态光电流模型”。他们在 2008 年用 B-dot 探针的方法^[30],发现测量的电流信号和太赫兹波信号正相关,验证了光电流的存在,随后采用光电流模型对周期量级光场驱动产生太赫兹辐射进行了分析讨论^[31],得到了如图 6 所示的结果,太赫兹辐射极值对应 0.5π 。由于模型中未考虑电子的碰撞效应,因而计算结果和图 5(c)基本一致。

瞬态光电流产生过程按时间先后可以分为两步:1) 基态电子在光场作用下由基态跃迁到激发态,电离发生时间内认为电场幅度不变,电离率通常由准静态隧道电离模型(ADK 模型)^[32] 给出;2) 电离电子初速度为零,或者速度方向分布各向同性,随后电子在光场作用下运动,遵循经典粒子运动规律。等离子体区域的随时间变化的光电流密度分布向外辐射出太赫兹波,太赫兹电场正比于电流对时间的一阶导数,表示为 $E_{\text{THz}} \propto dJ/dt$ 。

与光电流模型只考虑光场作用下的电离和电子运动不同的是,一些小组尝试把激光场作用结束后的等离子体振荡过程引入太赫兹辐射产生的模型,如 2007 年 Gildenburg 等^[33] 提出电离诱导等离子体尾波场的本征振荡模型。基于等离子体的观点,他们认为光电流引起

等离子体的极化,激发等离子体的本征振荡。振荡频率 $\omega_{\text{plas}} = \sqrt{4\pi e^2 \rho_e / m}$, 其中 e 、 m 分别是电子电荷数和质量, ρ_e 是电离电子密度。对于 10^{17} cm^{-3} 的电子密度,等离子体频率为 3 THz。振荡能量正比于剩余电流的平方,由等离子体边界向外辐射太赫兹波。理论上可以证明在 $10^{14} \sim 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 的光强下,可以产生吉瓦量级的太赫兹脉冲,转换效率约为 10^{-3} 。2009 年, Silaev 等^[34] 把剩余光电流(RCD)的概念引入模型,认为激光场作用结束后形成的定向电流是太赫兹辐射产生的主要来源。通过解时域薛定谔方程的量子模型和考虑

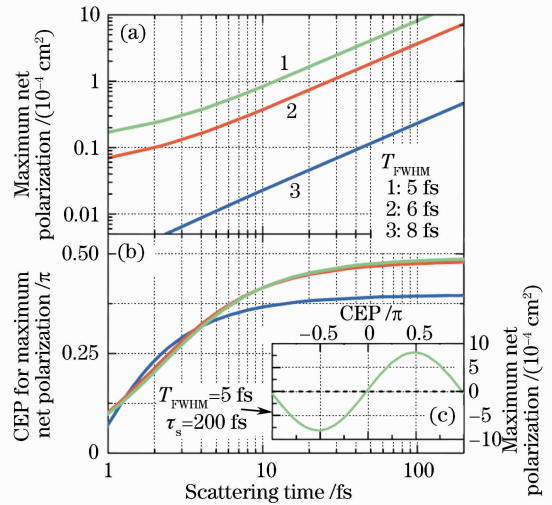


图 5 (a) 最大偶极偏振和(b) 其对应的载波包络相位在不同碰撞时间尺度的关系曲线在 5,6,8 fs 三种脉宽下的结果;(c) 脉宽 5 fs、碰撞时间 200 fs 时,偶极子和载波包络相位的关系^[28]

Fig. 5 Dependence of (a) maximum net polarization and (b) corresponding CEP versus scattering time τ_s for different few-cycle pulse durations $\tau_p = 5, 6, 8$ fs. Inset (c) shows the CEP dependence for a $\tau_p = 5$ fs pulse assuming $\tau_s = 200$ fs^[28]

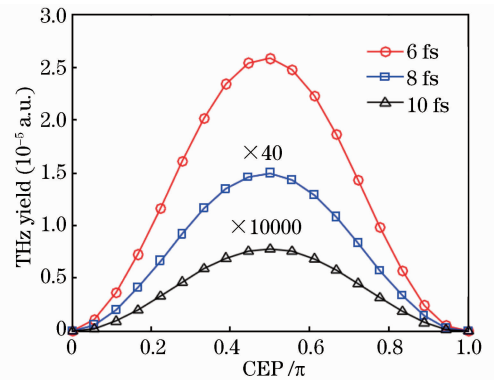


图 6 周期量级光场太赫兹辐射强度随载波包络相位的变化关系^[31]

Fig. 6 THz yield versus CEP for three different pulse durations^[31]

半经典模型分别计算了剩余光电流和载波包络相位的关系,发现两个模型的结果在高光强下符合较好,这是因为低光强下量子模型计算考虑了多光子效应对电流的贡献,由于多光子电离电子具有一定初速度,因而在半经典模型未被考虑。半经典计算结果表明电离率小于 10%,剩余光电流的值和载波包络相位对应关系对脉宽和光强的变化不敏感。

2008年,Wu等^[35]和Chen等^[36]先后用PIC(Particle-in-cell)模拟对周期量级脉冲产生太赫兹辐射进行了研究,从PIC模拟结果和光电流模型的结果对比说明了光电流模型的正确性。Wu等^[35]的模型中对ADK电离公式进行了修正,将光电流模型推广到了更高光强(大于 10^{15} W/cm²)。光强达到过势垒电离范围,ADK公式不再适用,因而电离公式采用了Bauer等^[32]提出的由数值解薛定谔方程得到的电离经验公式。2011年,上海交通大学Wang等^[37]发表理论计算文章,计算发现太赫兹电场振幅和转化效率随着脉宽减小呈指数增加,同时太赫兹强度随脉冲强度线性变化。能量200TW的单周期脉冲可以产生1GW能量的THz辐射,能量转换效率 10^{-4} 。半周期激光脉冲光强 10^{17} W/cm²可以产生125MV/cm的THz辐射,能量转换效率可以提高到 10^{-2} 。

3.2 线偏振周期量级光场载波包络相位测量

由于载波包络相位这个参量的重要性,实验上如何准确测量以达到应用和控制的目的变得很重要。文献报道的测量方法包括 $f-2f$ 测量方法^[38]和立体光电离(stereo-ATI)^[22,39]等。 $f-2f$ 方法只能测量载波包络相位的相对漂移量,不能测量载波包络相位绝对值,因此实验上通常用它来反映激光脉冲载波包络相位长时间的稳定性。立体光电离方法是目前普遍认可的测量方法,但由于需要测量相对方向产生的阈上电离光电子,需要较复杂的高真空设备。

太赫兹辐射作为一种新的、更简便的载波包络相位测量方法由Kreß等^[13]首次报道后在后续的理论 and 实验工作中被多次验证。图7是测量载波包络相位的实验装置。周期量级脉冲激光系统输出脉冲能量

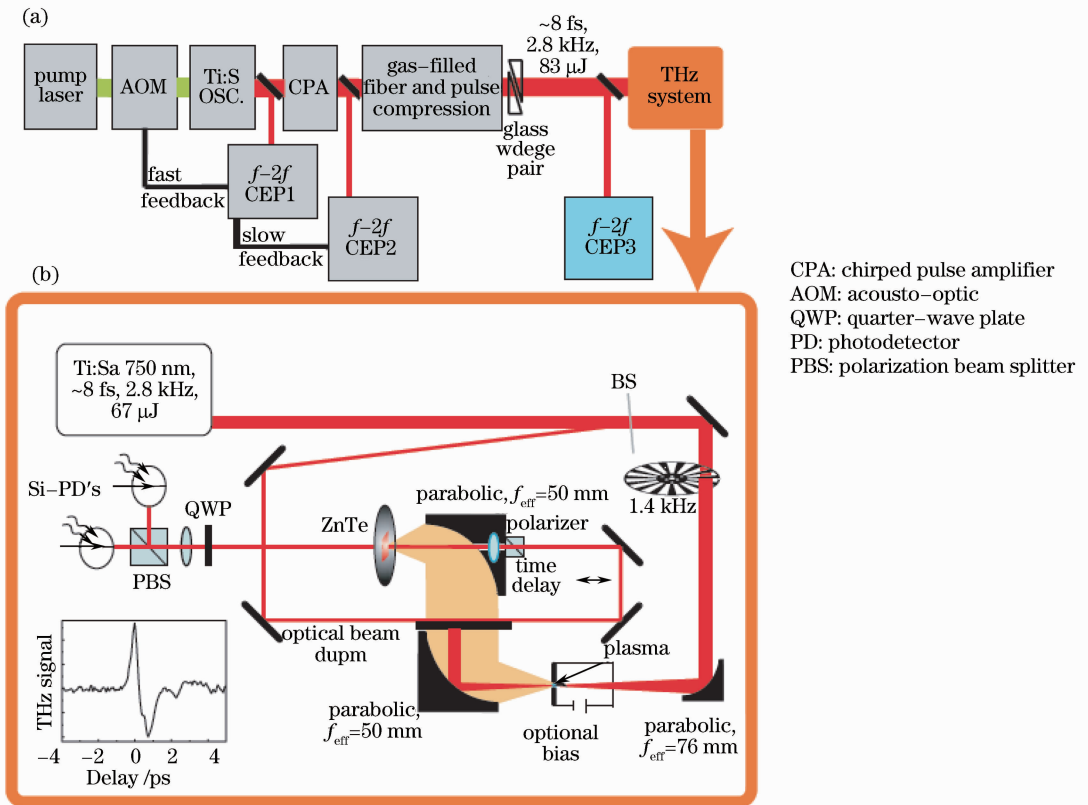


图7 实验装置图。(a)周期量级激光脉冲系统,CEP1、CEP2用于反馈补偿载波包络相位抖动,

CEP3测量周期量级脉冲的载波包络相位相对移动;(b)太赫兹产生测量装置图^[13]

Fig. 7 Experimental setup. (a) Schematic diagram of the laser system. CEP1, CEP2: $f-2f$ interferometer used for fast drifts and slow drifts of the CEP, CEP3: $f-2f$ interferometer only used for CEP measurements. (b) THz system used for electro-optical THz detection^[13]

83 μJ , 脉宽 8 fs, 中心波长 750 nm, 经聚焦于空气中强场电离产生等离子体光丝, 太赫兹辐射的时域谱通过平衡光电取样法检测^[40-42]。测量过程中探测光延时固定在太赫兹波形极值的位置, 通过改变载波包络相位值, 测量太赫兹振幅。载波包络相位的控制上采用了两种方案: 1) 改变 CEP2, CEP3 随之改变, 太赫兹信号的变化实验结果如图 8(a) 所示; 2) CEP2 不变, 通过移动玻璃楔板, 控制 CEP3, 实验结果如图 8(b) 所示。通过两种不同的载波包络相位控制方法观察到了同样的太赫兹电场的依赖关系。为了更好地显示太赫兹信号与载波包络相位的关系, 图 8(c) 给出了 74 min 时间内积累的实验结果。实验中载波包络相位变化采用改变 CEP2 控制, 测量系统每 10 s 数据采集载波包络相位测量精度为 700 mrad。

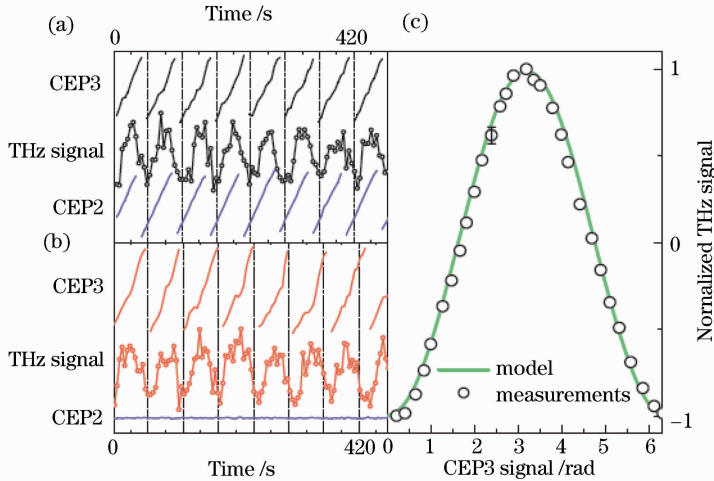


图 8 实验结果。(a) 改变 CEP2, CEP3 随之改变; (b) CEP2 不变, 通过改变玻璃楔板厚度控制 CEP3 改变, 同时测量太赫兹电场的变化; (c) 74 min 内积累平均的 CEP 变化与太赫兹电场的关系^[13]

Fig. 8 Experimental results, (a) Variation of the CEP of 8-fs pulses obtained by controlling CEP2; (b) variation of the CEP by a change of two variable glass wedges; (c) adjacent average of the correlation of the CEP3 and the THz data within 74 min data acquisition^[13]

2010 年, Bai 等^[14]重复了上述实验, 区别在于驱动光场采用前文提到的自建的红外周期量级脉冲系统输出, 太赫兹波形测量采用正交偏振光电取样测量方法^[43], 如图 9 所示。正交偏振光电取样测量方法将在后文简述。实验上脉宽为 12 fs、能量为 0.5 mJ 的超短激光脉冲经过焦距为 100 mm 的离轴抛物面镜聚焦, 载波包络相位的改变步长为 0.2π , 测量了一系列的太赫兹时域波形, 发现太赫兹波形随载波包络相位的规律变化特征, 如图 10 所示, 若载波包络相位发生 π 的改变, 在太赫兹电场振幅变化的同时极性也发生了反转。

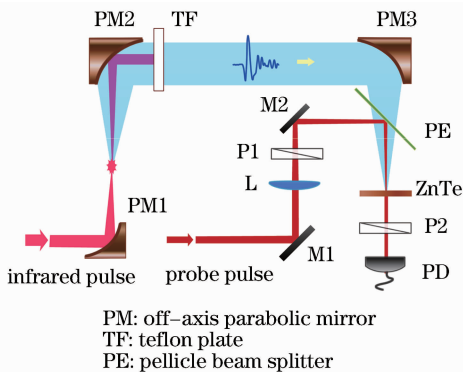


图 9 太赫兹产生和探测装置示意图^[14]
Fig. 9 THz generation and detection scheme^[14]

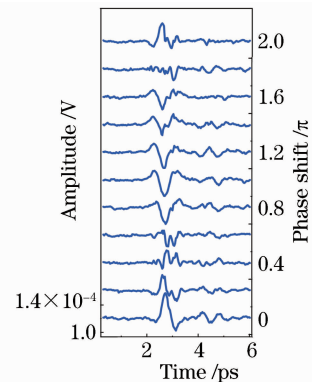


图 10 CEP 改变步长 0.2π 测得的 THz 波形^[14]
Fig. 10 Temporal THz waveforms measured by adjusting the CEP by 0.2π ^[14]

提取所得到的太赫兹电场的振幅,可以得到太赫兹幅度与载波包络相位改变的关系,如图 11 所示。这个结果与 Kreβ 等^[13]报道的结果一致。根据文献[13]的模型我们计算了电子密度的非对称因子 R_p^∞ ,对比载波包络相位,表明两者有很好的吻合。

电光取样探测的原理是基于线性电光效应(普克尔效应)^[40]:电光晶体在外场(如太赫兹电场)的作用下,产生二阶极化效应,当线偏探测光通过它的时候,其偏振态会发生改变。实验上我们注意到电光取样测量方法也会对测量的太赫兹波形极性有调制,导致测量的载波包络相位值不能分辨 0 和 π 区别。为此分析了平衡电光取样探测和正交偏振电光取样探测两种方法的不同,坐标系如图 12(a)所示。两种方法探测到的光强改变都可以表示成 $I_s^Y \propto I_p E_{\text{THz}} f(\alpha, \theta)$,其中 I_p 是探测光强, E_{THz} 是太赫兹电场, $f(\alpha, \theta)$ 为角度依赖因子,对于两种探测方法有不同的表达式:

$$f_{\text{cross}}(\alpha, \theta) = (\cos \alpha \cos 2\theta - 2 \sin \alpha \sin 2\theta), \quad (3)$$

$$f_{\text{balan}}(\alpha, \theta) = \sin(2\alpha - 2\theta)(\cos \alpha \cos 2\theta - 2 \sin \alpha \sin 2\theta). \quad (4)$$

从图 12(b)看出随着太赫兹偏振方向和 ZnTe 晶体(001)轴角度的变化,正交偏振测量太赫兹波形的极性始终和太赫兹电场的极性同号,而平衡探测角度因子经历了正负调制的变化。因此平衡探测要想反映太赫兹电场的真实极性需要同时确定探测光偏振方向和(001)轴的夹角,而正交偏振电光取样则需要引入一项初始退偏度,进而通过角度来确定实验室空间的太赫兹辐射极性。

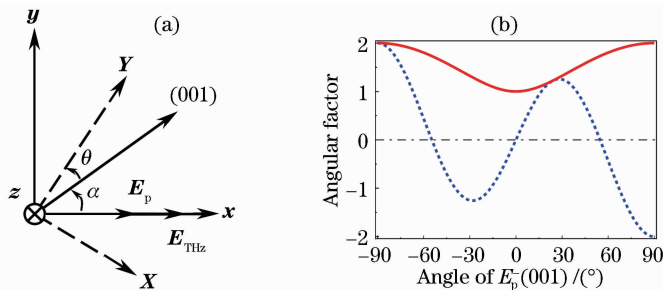


图 12 (a) 实验室坐标系 xyz 和晶轴坐标系 XYZ ;

(b) 角度相位因子 $f(\alpha, \theta)$, 正交偏振测量方法(实线)和平衡取样探测(虚线)^[14]

Fig. 12 (a) Orientations of laser fields and ZnTe crystal in the laboratory frame; (b) angular factors $f(\alpha, \theta)$ for the crossed polarizers measurement (solid line) and the balanced signal measurement (dotted line)^[14]

3.3 圆偏振周期量级脉冲载波包络相位测量

2000年, Dietrich 等^[44]提出测量圆偏振周期量级光场载波包络相位的方法。通过测量阈上电离电子的运动方向可以直接测量驱动周期量级脉冲的载波包络相位。2008年, Wu 等^[35]通过 PIC 模拟计算了圆偏振光场驱动的太赫兹产生,结果表明太赫兹电场偏振随载波包络相位变化旋转,而辐射电场幅度不变。在电离率小于 10% 的情况下辐射太赫兹偏振角度和载波包络相位的依赖关系不随能量和脉宽参数变化,因而可以用太赫兹辐射测量圆偏周期量级光场的载波包络相位。

Dietrich 等^[44]采用准静态过程计算阈上电离电子^[32,45]。强激光场中的电离采用 ADK 模型,随后计算自由态电子在强激光光场中的加速。圆偏振激光场可以表达为 $E(t) = E_{\text{env}}(t)[\cos(\omega_0 t + \varphi)\hat{x} + \sin(\omega_0 t + \varphi)\hat{y}]$,其中 $E_{\text{env}}(t)$ 是激光场包络。在 t_0 时刻电离的光电子在激光场作用下最终速度取决于光场的矢势 \mathbf{A} , $v_{x,y}^\infty = -\frac{e}{m} \mathbf{A}_{x,y}(t_0)$ 。计算光场电离 He 原子得到低能电子的角度分布 $S(\theta)$, 其最大值方向为 $270^\circ(-90^\circ)$, 对比度因子 $S_{\text{max}}(\theta)/S_{\text{min}}(\theta) = 1.9$, 如图 13 所示。虽然激光场的电场矢量极大值指向 0° , 但由于电子在光场

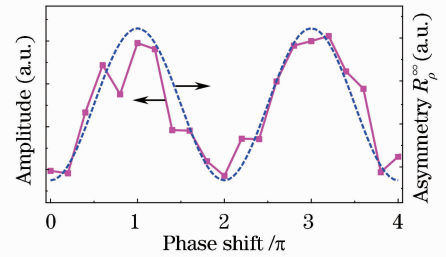


图 11 太赫兹电场振幅的调制与载波包络相位改变量的关系以及电子密度的非对称因子 R_p^∞ 和载波包络相位的关系曲线^[14]

Fig. 11 Modulation of THz emission intensity and the simulated asymmetry parameter R_p^∞ of electron densities as functions of CEP of the few-cycle pulses^[14]

失势下加速的影响,使得低能电子角分布偏移了 270° (-90°)。对于不同的圆偏振周期量级光场,改变载波包络相位变化的只是光场的极大值指向,相应的低能电子角分布的角度也会随之改变。结果表明如果能确定电离率极大值的方向就可以推算得到光场的载波包络相位。

对脉冲横向空间分布,如高斯光束,和传播引起的光强变化以及 Gouy 相移等因素的综合考虑, Dietrich 等^[44]证明在电离率较低情形(约 10^{-2}),低能电子的角度分布基本不随光强抖动而变化,并且受空间分布的影响也可以忽略,在低光强时对比度因子更大,如图 14 所示。

近期,本课题组的宋立伟等采用圆偏振周期量级光场在实验上观察到了太赫兹辐射随载波包络相位变化的角度分布关系。根据光电流模型,等离子体光丝中太赫兹产生源自低能电子形成的瞬态电流。低能电子的方向决定了太赫兹辐射的方向,所以利用太赫兹辐射也可以用来准确测量圆偏振周期量级光场载波包络相位。实验

上周期量级光源和第 2 节提到的激光装置相似,区别是在光学参量放大系统和空心光纤之间放置了消色差的 $1/4$ 波片,使闲频光由线偏振变为圆偏振。光谱经过自相位调制展宽和压缩后产生的圆偏周期量级光场为 $350 \mu\text{J}$, 8.6 fs 。实验中观察到了圆偏周期量级光场电离成丝产生的太赫兹辐射也有类似图 13 所示的角度分布,体现为太赫兹辐射的偏振方向。图 15(a)是在某个初始载波包络相位下,太赫兹能量随偏振角度的变化关系。这说明采用频率下转换产生太赫兹辐射的方法也可以用来测量圆偏振周期量级光场的载波包络相位。

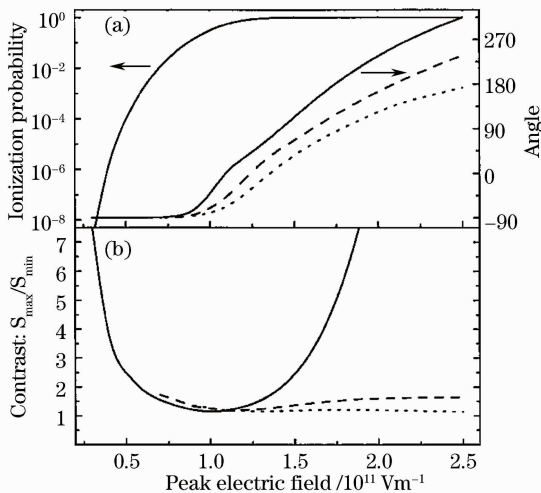


图 14 随着光场峰值强度的增加(a)低能电子方向和电离率的变化;(b)对比度因子,实线表示单原子模型计算,虚线考虑光束径向分布,点线同时考虑光束横向传播和径向分布^[44]

Fig. 14 (a) Direction and ionization probability; (b) contrast of the angular electron distribution as a function of the peak electric field. Solid curve; no spatial integration; dashed curve; radial integration; dotted curve; full spatial integration^[44]

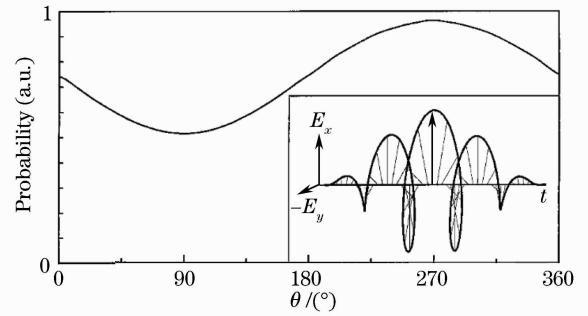


图 13 隧穿电离电子的角度分布,右下角小图是圆偏振光场,光场参数选取为脉宽 4.8 fs ,中心波长 800 nm ,载波包络相位 $\varphi=0$ ^[44]

Fig. 13 Angular electron distribution for tunnel ionization of He. The distribution peaks in the direction 270° . Inset: the time-dependent electric field with the duration of 4.8 fs and center wavelength of 800 nm , the absolute CEP is set to 0 ^[44]

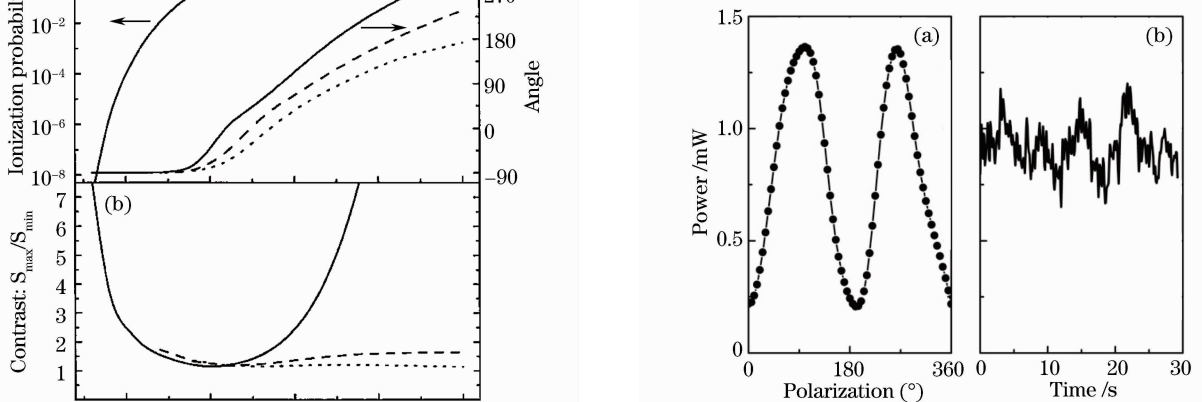


图 15 (a) 太赫兹辐射随偏振角度的变化关系;(b) 固定偏振片角度测量得到的太赫兹能量抖动

Fig. 15 (a) Polarization angle of the THz waves; (b) fluctuation of THz power for 30 s, when THz polarization and laser CEP are fixed

4 波形可控的太赫兹辐射产生

4.1 Gouy 相移

当聚焦高斯光束经过焦点后,其相位相比同频率的平面波会经历 π 的变化。这个相移变化在 1890 由法国物理学家 Gouy^[46] 发现,因而被称为 Gouy 相移。2001 年, Feng 等^[47] 给出了比较直观的解释,他们认为光束横向空间的收缩是引起相移的起因。根据不确定原理 $\Delta x \Delta k_x \geq C$ (C 为某一固定值), Δx 是空间变化量, Δk_x 是动量空间(波矢空间)变化,光束横向空间收缩使得横向动量的展宽,从而引起纵向传播动量(波矢)平均值的变化,导致相移产生。

对于基模高斯光束, Gouy 相移的公式依赖于聚焦条件和波长,可以描述为

$$\phi = -\arctan\left[\frac{z}{L_R(\lambda)}\right], \quad (5)$$

式中光束沿 $+z$ 方向传播, $z=0$ 对应高斯光束束腰,瑞利长度 L_R 是波长的函数, $L_R(\lambda) = \pi\omega_0^2/\lambda$, ω_0 为光束束腰半径。周期量级脉冲光谱宽度可以达到一个倍频程,因而不同的频率成分发生 Gouy 相移的空间范围也会不同。高频成分在焦点附近的相移曲线斜率大于低频成分的相移曲线斜率^[48],对于宽带低频太赫兹波这一现象更加显著^[49]。因此,周期量级脉冲的载波包络相位并不直接等于 Gouy 相移,而是与光束空间分布和聚焦条件有关。2002 年, Porras^[50] 通过三维波包横向空间效应对超短脉冲传输的影响,从理论上研究了周期量级脉冲相位的变化。模型中考虑脉冲不同频率成分传播中衍射效应不同导致的色散,或者说不同频率的光在聚焦时瑞利长度不同,和不同频率 Gouy 相移的变化。结果表明,如图 16 所示,随传播距离变化的载波包络相位可以表示为

$$\varphi_{\text{CED}}(r, z) = \varphi_0 - \arctan\left(\frac{z}{L_R^{\omega_0}}\right) - \left(\frac{z}{L_R^{\omega_0}} + \frac{L_R^{\omega_0}}{z}\right)^{-1} \left[1 - \frac{2r^2}{\omega_{\omega_0}^2(z)}\right], \quad (6)$$

式中 $L_R^{\omega_0}$ 是载波频率 ω_0 的瑞利长度, ω_{ω_0} 是频率 ω_0 的束腰半径。公式第一项 φ_0 是脉冲的初始相位,定义为 $z = -\infty$ 时的载波包络相位;第二项是 Gouy 相移项;最后一项是和轴向 r 有关的相移,来源是聚焦导致焦点前后波前变化引起的径向的附加相移。只考虑光轴上 ($r=0$) 的相位变化,最后一项可以写成 $1/(z/L_R^{\omega_0} + L_R^{\omega_0}/z)$ 。

4.2 波形可控的太赫兹辐射产生

由于 Gouy 相移存在的普遍性,2012 年, Bai 等^[51] 实验发现了成丝过程中 Gouy 相移和等离子体色散导致的 THz 波形变化,如图 17 所示。通过传输模型结合光电流模型的计算,阐明了等离子体细丝中相移发生

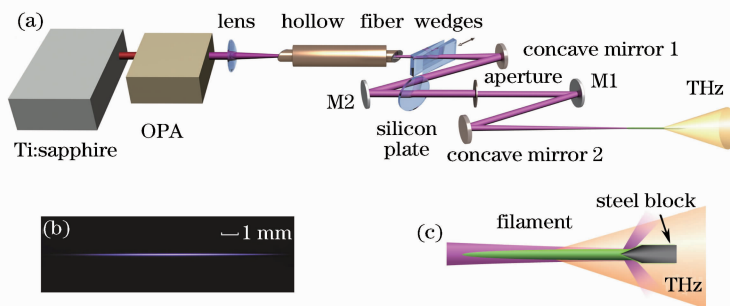


图 17 (a) 周期量级脉冲系统和太赫兹产生实验示意图; (b) 空气中成丝的照片; (c) 丝长度控制的示意图^[52]

Fig. 17 (a) Schematics of the experimental layout; (b) image of the filament in ambient air;

(c) schematics of the filament length control^[52]

的原因。

由于相移是在传播方向连续发生的,因此要观察不同位置的相移变化情况,采用了不锈钢刀片($0.2\text{ mm}\times 4\text{ mm}\times 20\text{ mm}$)对丝分段的方法,如图 17(c)所示。实验上通过移动刀片的位置控制丝的长度,步长为 0.5 mm ,分别对太赫兹信号进行了测量,得到图 18(b)所示的随丝长度改变的太赫兹波形的二维图。太赫兹辐射随丝长的增加逐渐改变幅度和极性,如图 18(a)所示,特别是在丝长 5 mm 的位置,太赫兹辐射减弱为零,而后发生极性反转,所以在实验上我们通过改变丝的长度产生了波形可控的太赫兹辐射。通过考虑脉冲传输过程,结合光电流模型,数值模拟得到了和实验结果很好的吻合,如图 18(c)所示。

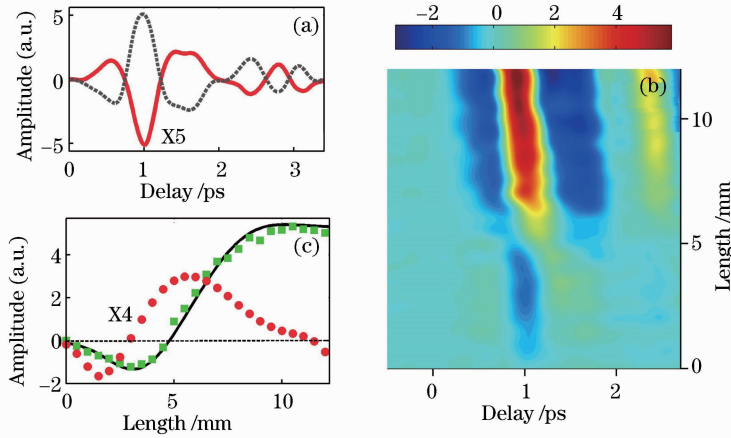


图 18 (a) 光丝坐标 3 mm 和 10 mm 测量的太赫兹波形,分别对应实线和虚线;(b) 以 0.5 mm 为步长移动刀片测量的太赫兹波形随丝长度变化的关系;(c) 延时 1 ps 提取太赫兹波形极大值随丝长度的变化(实心方块)、数值模拟结果(实线)以及成丝坐标各点对应的太赫兹幅度和极性(实心原点)

Fig. 18 (a) THz temporal waveforms measured from the filaments of different length 3 mm (red solid line) and 10 mm (black dashed line), respectively; (b) THz waveforms measured by moving the block continuously along the filament; (c) measured THz amplitudes (green solid squares) at the delay time of 1 ps , the calculated results (black solid line), and the retrieved THz signal amplitude (red solid circles) as functions of the position in the filament

周期量级脉冲的载波包络相位是在脉冲包络极大值处观察到的载波频率相位。等离子光丝中的载波频率相位变化同时包含了 Gouy 相移和不同频率色散引起的附加相移两项,在考虑成丝过程非线性相互作用后,可以写成如下表达式

$$\phi_{\omega_0}(\mathbf{r}, z) = n_{\omega_0}^{\text{fila}}(\mathbf{r}, z) \frac{\omega_0}{c} z + \phi_G(z, z_{\text{eff}}) + \phi_{\text{off-a}}(\mathbf{r}, z), \quad (7)$$

式中右边第一项是非线性折射率引起的载波频率相移,在光丝中 $n_{\omega_0}^{\text{fila}}(\mathbf{r}, z) = n_{\omega_0}^{\text{air}}(\mathbf{r}, z) + \delta n_{\text{Kerr}} + \delta n_{\text{plas}}$,其中 $\delta n_{\text{Kerr}} = n_2 I(r, z)$ 是 Kerr 效应引起的折射率, $\delta n_{\text{plas}} \approx \rho_c / 2\rho_{\text{cr}}$, $\rho_{\text{cr}} = \frac{m\epsilon_0}{e^2} \omega_0^2$ 是临界等离子体密度;第二项是修正 Gouy 相移,区别于线性聚焦条件下的 Gouy 相移,成丝过程中非线性效应影响了光束的聚焦,几何焦点发生了移动,特别是瑞利长度的概念不再绝对适用,因为丝前后的光强相差不大,所以取而代之的是有效聚焦长度 z_{eff} ;第三项是衍射效应导致的离轴相移,源于光束聚焦和 Kerr 自聚焦效应导致的波前曲率改变。

图 19 分别给出了计算得到的修正 Gouy 相移曲线和不考虑非线性效应的 Gouy 相移曲线的对比以及光轴上的包络相位和载波包络相位变化。图 19(a)中,修正 Gouy 相移在丝前后斜率的变化可以归结为 Kerr 自聚焦效应和等离子体效应在丝中的竞争。图 19(b)中,在等离子体成丝的区域($z = -7 \sim 4\text{ mm}$),包络相位有一个较为明显的凹陷,这是由于等离子体引起了色散。由于包络相位的变化,光轴上的载波包络相位也在成丝区域形成了驼峰结构,载波包络相位变化量约为 1.4π 。因此,对载波包络相位变化起主要影响的是修正 Gouy 相移和等离子体色散两个因素。

4.3 基于太赫兹波形变化的初始载波包络相位测量

由于等离子体光丝中相移的存在,若要准确测量载波包络相位的值,需要确定载波包络相位在作用介质

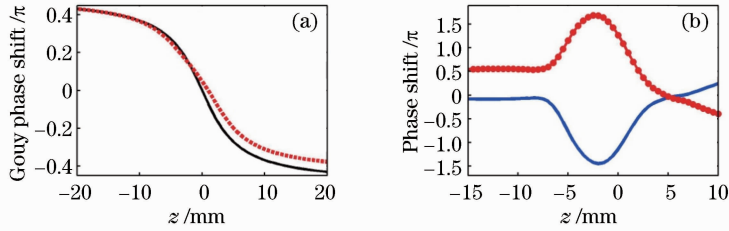


图 19 (a) 计算得到的修正 Gouy 相移曲线(虚线)和只考虑聚焦引起的 Gouy 相移曲线(实线);

(b) 等离子体细丝中脉冲包络移动引起的相位(实线)和载波包络相位(圆点连线)^[51]

Fig. 19 (a) Modified Gouy phase shift (red dashed line) and Gouy phase shift (black solid line) of linear focus condition;

(b) pulse front shift (blue solid line) and CEP shift (red dotted solid line) of the laser field in air plasma^[51]

中的变化量。在最近的研究中, Xu 等^[52]发现太赫兹波形的反转位置和脉冲初始载波包络相位有关。根据传输理论模型的计算表明, 太赫兹反转点在丝前端消失对应的初始载波包络相位始终是 0.5π (1.5π)。这个规律提供了可以测量周期量级脉冲初始载波包络相位的新方法。

为了更清楚地了解反转点位置和初始载波包络相位的关系, 在三个不同能量下 ($113, 250, 400 \mu\text{J}$) 分别计算了太赫兹电场幅度和等离子体长度以及初始载波包络相位的关系, 初始载波包络相位改变步长为 0.1π 。如图 20 所示, 白色对应的太赫兹辐射为零。在 $113 \mu\text{J}$ 输入脉冲能量时, 0.5π 附近的太赫兹振幅发生了由正到负的改变, 而在其余的初始载波包络相位下太赫兹强度基本线性增加。从图 20(d) 容易看出反转点只出现在 0.5π (1.5π)。而当能量增加到 $250 \mu\text{J}$ 时, Kerr 效应导致太赫兹辐射显著产生的位置发生前移, 更多的反转点在其他初始载波包络相位下开始出现, 但对于不同初始载波包络相位, 最多只有一个反转点。继续增加能量到 $400 \mu\text{J}$, 更多反转点的出现使在一些载波包络相位下出现两个反转点, 如 $\varphi_0 = 0.2\pi, 0.4\pi$ 。但第一反转点消失的规律依然不变, 为 0.5π (1.5π)。这一现象提供了可以判定初始载波包络相位值的标志。

图 21 (a) 说明了 $113 \mu\text{J}$ 能量只有 0.5π 存在反转点的原因。因为脉冲能量低, 丝中载波包络相位的变化并不显著, 对于 $\varphi_0 = 0.4\pi$ 和 0.6π , 太赫兹辐射分别保持负极性和正极性。而在 0.5π 丝前端太赫兹辐射产生的幅度低, 因而容易受后端反转极性太赫兹辐射影响, 形成反转点。注意到对于 $113 \mu\text{J}$ 脉冲能量, 虽然自聚焦已经引起了脉冲包络的变化, 但等离子体导致的色散对载波包络相位的影响不显著 (最大电子密度约为 $9 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$), 成丝区域的载波包络相位变化小于 π 。

前面的结果说明通过反转点消失位置为 0.5π (1.5π), 可以判断的初始载波包络相位精度为 0.1π 。但这还不够。将初始 CEP 改变的精度提高到 0.001π , 细致分析了反转点在 $0.4\pi \sim 0.5\pi$ 之间的变化特征, 得到了如图 21(b) 所示的结果。随着脉冲能量的增加 ($200 \mu\text{J}$ 至 $900 \mu\text{J}$), THz 电场反转点消失对应的载波包络相位在 $\varphi_0 = 0.500\pi \sim 0.408\pi$ 之间基本呈线性变化, 拟合斜率 $-0.00013(\pi/\mu\text{J})$ 。产生变化的原因是在等离子体细丝的前端, 自陡峭效应改变了周期量级脉冲的光场包络, 导致了初始相位点偏离 0.5π 。

根据反转点数目的不同, 对图 21(b) 划分分成三个区域 I, II 和 III。区域 I 即能量小于 $253 \mu\text{J}$, 对所有初始载波包络相位包含 1 个或 0 个反转点。太赫兹反转点消失的位置接近 0.5π 。区域 II 为 $253 \sim 790 \mu\text{J}$, 反转点数目随初始载波包络相位的不同至少包含 1 至 2 个反转点, 图 20(c) 和 (f) 显示的结果正好处于这个区

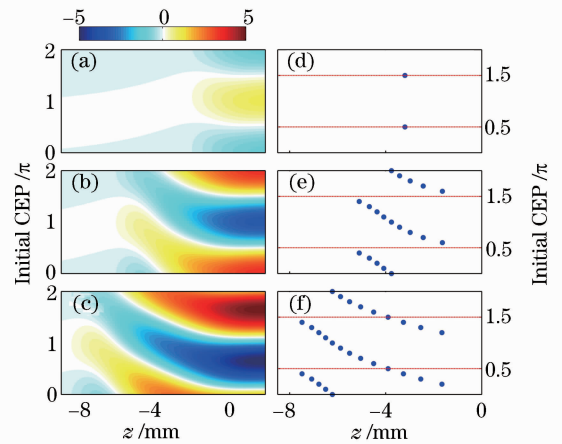


图 20 (a)~(c) 数值计算得到的太赫兹幅度和等离子体长度与初始载波包络相位的关系图, 对应的脉冲能量分别为 $113, 250, 400 \mu\text{J}$; (d)~(f) 分别从 (a)~(c) 中提取的反转点位置, 载波包络相位步长 0.1π ^[53]

Fig. 20 (a)~(c) Calculated THz amplitude as a function of plasma length and the initial CEP of few-cycle pulses with the input energy of $113, 250, 400 \mu\text{J}$, respectively; (d)~(f) extracted inversion positions of THz emission from (a)~(c) in a stepsize of 0.1π ^[53]

域。第一反转点消失对应的初始 CEP 变化 $0.427\pi \sim 0.495\pi$, 变化量小于 0.07 rad 。区域 III 对应的能量大于 $790 \mu\text{J}$, 可以观察到三个太赫兹反转点, 但这时脉冲包络在时间上已经分成了前后两部分, 不再适用对载波包络相位的讨论。

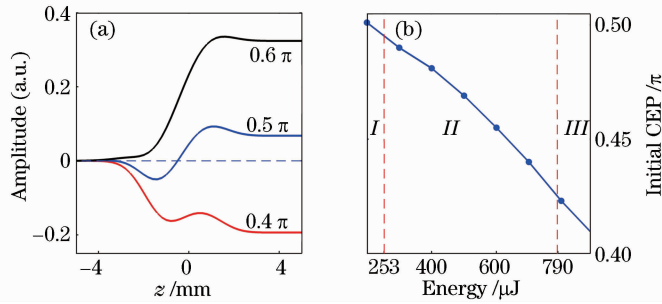


图 21 (a) 脉冲能量 $113 \mu\text{J}$, 三个不同初始 CEP 下 ($\varphi_0 = 0.4\pi, 0.5\pi, 0.6\pi$),

THz 电场随丝长度的变化关系; (b) 采用更精细初始 CEP 改变步长计算得到的 THz 反转点消失对应的初始 CEP 值^[53]

Fig. 21 (a) Calculated THz amplitude as a function of filament length for the initial CEP of $\varphi_0 = 0.4\pi, 0.5\pi, 0.6\pi$, at the input energy of $113 \mu\text{J}$; (b) calculated initial CEP value by which the inversion of THz emission disappears at the beginning of air plasma^[53]

区域 I 和 II 是实验上判断初始载波包络相位适用的范围。区域 II 脉冲能量较高, 产生的太赫兹辐射在实验上容易测量。由于能量改变反转点的数目会变化, 实验上可以通过调节能量, 限定反转点数目从而提高判断精度。而区域 I 虽然太赫兹辐射强度弱, 但消失载波包络相位更接近 0.5π , 判断误差小于 10 mrad 。这种判断方法只依赖于激光脉冲本身载波包络相位的抖动。

5 结束语

周期量级脉冲因其光场自身的非对称性, 直接在空气中聚焦就可以产生较强的太赫兹辐射, 而且理论预测有比双色场更高的转换效率。太赫兹辐射作为操作简单的载波包络相位测量方法近年来被广泛研究。随着周期量级脉冲电离气体产生太赫兹辐射实验和理论研究的不断深入, 对载波包络相位测量方法的认识也在不断更新, 同时还发展出新的太赫兹波形控制的方法。未来的发展方向应该集中在基于更高能量、更窄脉宽的周期量级激光光源的研究, 提高太赫兹辐射的强度和转化效率。

参 考 文 献

- 1 R A Kaindl, M A Carnahan, D Hagele, *et al.*. Ultrafast terahertz probes of transient conducting and insulating phases in an electron-hole gas[J]. *Nature*, 2003, 423(6941): 734–738.
- 2 R Ulbricht, E Hendry, J Shan, *et al.*. Carrier dynamics in semiconductors studied with time-resolved terahertz spectroscopy[J]. *Rev Mod Phys*, 2011, 83(2): 543–586.
- 3 T Kampfrath, A Sell, G Klatt, *et al.*. Coherent terahertz control of antiferromagnetic spin waves[J]. *Nature Photon*, 2011, 5(1): 31–34.
- 4 D M Mittleman, S Hunsche, L Boivin, *et al.*. T-ray tomography[J]. *Opt Lett*, 1997, 22(12): 904–906.
- 5 F Blanchard, A Doi, T Tanaka, *et al.*. Real-time terahertz near-field microscope[J]. *Opt Express*, 2011, 19(9): 8277–8284.
- 6 J Liu, J Dai, S L Chin, *et al.*. Broadband terahertz wave remote sensing using coherent manipulation of fluorescence from asymmetrically ionized gases[J]. *Nature Photon*, 2010, 4(9): 627–631.
- 7 C D'Amico, A Houard, M Franco, *et al.*. Conical forward THz emission from femtosecond-laser-beam filamentation in air[J]. *Phys Rev Lett*, 2007, 98(23): 235002.
- 8 D J Cook, R M Hochstrasser. Intense terahertz pulses by four-wave rectification in air[J]. *Opt Lett*, 2000, 25(16): 1210–1212.
- 9 K -Y Kim, J H Glowina, A J Taylor, *et al.*. Terahertz emission from ultrafast ionizing air in symmetry-broken laser fields[J]. *Opt Express*, 2007, 15(8): 4577–4584.
- 10 I Babushkin, W Kuehn, C Skupin, *et al.*. Ultrafast spatiotemporal dynamics of terahertz generation by ionizing two-color femtosecond pulses in gases[J]. *Phys Rev Lett*, 2010, 105(5): 053903.
- 11 T Bartel, P Gaal, K Reimann, *et al.*. Generation of single-cycle THz transients with high electric-field amplitudes[J]. *Opt*

- Lett, 2005, 30(20): 2805–2807.
- 12 G G Paulus, F Grasbon, H Walther, *et al.*. Absolute-phase phenomena in photoionization with few-cycle laser pulses[J]. Nature, 2001, 414(6860): 182–184.
- 13 M Kreß, T Löffler, M D Thomson, *et al.*. Determination of the carrier-envelope phase of few-cycle laser pulses with terahertz-emission spectroscopy[J]. Nature Phys, 2006, 2(5): 327–331.
- 14 Y Bai, C Li, P Liu, *et al.*. Characterizing the polarity of a few-cycle infrared laser pulse[J]. Appl Phys B, 2012, 106(1): 45–49.
- 15 T Brabec, F Krausz. Nonlinear optical pulse propagation in the single-cycle regime[J]. Phys Rev Lett, 1997, 78(17): 3282–3285.
- 16 A Baltuska, T Udem, M Uiberacker, *et al.*. Attosecond control of electronic processes by intense light fields[J]. Nature, 2003, 421(6923): 611–615.
- 17 F Lindner, M G Schätzel, H Walther, *et al.*. Attosecond double-slit experiment[J]. Phys Rev Lett, 2005, 95(4): 040401.
- 18 F Krausz, M Ivanov. Attosecond physics[J]. Rev Mod Phys, 2009, 81(1): 163–234.
- 19 E Goulielmakis, M Schultze, M Hofstetter, *et al.*. Single-cycle nonlinear optics [J]. Science, 2008, 320 (5883): 1614–1617.
- 20 T Popmintchev, M -C Chen, P Arpin, *et al.*. The attosecond nonlinear optics of bright coherent X-ray generation[J]. Nature Photon, 2010, 4(12): 822–832.
- 21 G G Paulus, F Lindner, H Walther, *et al.*. Measurement of the phase of few-cycle laser pulses[J]. Phys Rev Lett, 2003, 91(25): 253004.
- 22 T Wittmann, B Horvath, W Helml, *et al.*. Single-shot carrier-envelope phase measurement of few-cycle laser pulses[J]. Nature Phys, 2009, 5(5): 357–362.
- 23 L Xu, C Spielmann, A Poppe, *et al.*. Route to phase control of ultrashort light pulses[J]. Opt Lett, 1996, 21(24): 2008–2010.
- 24 A Baltuska, T Fuji, T Kobayashi. Controlling the carrier-envelope phase of ultrashort light pulses with optical parametric amplifiers[J]. Phys Rev Lett, 2002, 88(13): 133901.
- 25 C Li, D Wang, L Song, *et al.*. Generation of carrier-envelope phase stabilized intense 1.5 cycle pulses at 1.75 μm [J]. Opt Express, 2011, 19(7): 6783–6789.
- 26 M Nisoli, S D Silvestri, O Svelto. Generation of high energy 10 fs pulses by a new pulse compression technique[J]. Appl Phys Lett, 1996, 68(20): 2793–2795.
- 27 E Goulielmakis, M Schultze, M Hofstetter, *et al.*. Single-cycle nonlinear optics [J]. Science, 2008, 320 (5883): 1614–1617.
- 28 H G Roskos, M D Thomson, M Kreß, *et al.*. Broadband THz emission from gas plasmas induced by femtosecond optical pulses; from fundamentals to applications[J]. Laser & Photonics Reviews, 2007, 1(4): 349–368.
- 29 F Brunel. Harmonic generation due to plasma effects in a gas undergoing multiphoton ionization in the high-intensity limit [J]. J Opt Soc Am B, 1990, 7(4): 521–526.
- 30 K Y Kim, A J Taylor, J H Glowina, *et al.*. Coherent control of terahertz supercontinuum generation in ultrafast laser-gas interactions[J]. Nature Photon, 2008, 2(10): 605–609.
- 31 K -Y Kim. Generation of coherent terahertz radiation in ultrafast laser-gas interactions[J]. Physics of Plasmas, 2009, 16 (5): 056706.
- 32 D Bauer, P Mulser. Exact field ionization rates in the barrier-suppression regime from numerical time-dependent Schrödinger-equation calculations[J]. Phys Rev A, 1999, 59(1): 569–577.
- 33 V B Gildenburg, N V Vvedenskii. Optical-to-THz wave conversion via excitation of plasma oscillations in the tunneling-ionization process[J]. Phys Rev Lett, 2007, 98(24): 245002.
- 34 A A Silaev, N V Vvedenskii. Residual-current excitation in plasmas produced by few-cycle laser pulses[J]. Phys Rev Lett, 2009, 102(11): 115005.
- 35 H -C Wu, J Meyer-ter-vehn, Z -M Sheng. Phase-sensitive terahertz emission from gas targets irradiated by few-cycle laser pulses[J]. New J Phys, 2008, 10(4): 043001.
- 36 M Chen, A Pukhov, X -Y Peng, *et al.*. Theoretical analysis and simulations of strong terahertz radiation from the interaction of ultrashort laser pulses with gases[J]. Phys Rev E, 2008, 78(4): 046406.
- 37 W M Wang, S Kawata, Z M Sheng, *et al.*. Efficient terahertz emission by mid-infrared laser pulses from gas targets[J]. Opt Lett, 2011, 36(14): 2608–2610.
- 38 A Baltuska, M Uiberacker, E Goulielmakis, *et al.*. Phase-controlled amplification of few-cycle laser pulses[J]. IEEE J Sel Top Quantum Electron, 2003, 9(4): 972–989.
- 39 G G Paulus, F Lindner, H Walther, *et al.*. Measurement of the phase of few-cycle laser pulses[J]. Phys Rev Lett, 2003, 91(25): 253004.
- 40 Q Wu, M Litz, X -C Zhang. Broadband detection capability of ZnTe electro-optic field detectors[J]. Appl Phys Lett, 1996, 68(21): 2924–2926.

- 41 C Winnewisser, P U Jepsen, M Schall, *et al.*. Electro-optic detection of THz radiation in LiTaO₃, LiNbO₃ and ZnTe[J]. Appl Phys Lett, 1997, 70(23): 3069–3071.
- 42 P C M Planken, H -K Nienhuys, H J Bakker, *et al.*. Measurement and calculation of the orientation dependence of terahertz pulse detection in ZnTe[J]. J Opt Soc Am B, 2001, 18(3): 313–317.
- 43 Z Jiang, F G Sun, Q Chen, *et al.*. Electro-optic sampling near zero optical transmission point[J]. Appl Phys Lett, 1999, 74(9): 1191–1193.
- 44 P Dietrich, F Krausz, P B Corkum. Determining the absolute carrier phase of a few-cycle laser pulse[J]. Opt Lett, 2000, 25(1): 16–18.
- 45 P B Corkum. Plasma perspective on strong field multiphoton ionization[J]. Phys Rev Lett, 1993, 71(13): 1994–1997.
- 46 L G Gouy. Sur Une Propriete Nouvelle des Ondes Lumineuses[M]. Paris: Gauthier-Villars, 1890. 1251–1253.
- 47 S Feng, H G Winful. Physical origin of the Gouy phase shift[J]. Opt Lett, 2001, 26(8): 485–487.
- 48 Z L Horváth, J Vinkó, Z Bor, *et al.*. Acceleration of femtosecond pulses to superluminal velocities by Gouy phase shift[J]. Appl Phys B, 1996, 63(5): 481–484.
- 49 A B Ruffin, J V Rudd, J F Whitaker, *et al.*. Direct observation of the Gouy phase shift with single-cycle terahertz pulses [J]. Phys Rev Lett, 1999, 83(17): 3410–3413.
- 50 M A Porras. Diffraction effects in few-cycle optical pulses[J]. Phys Rev E, 2002, 65(2): 026606.
- 51 Y Bai, L Song, R Xu, *et al.*. Waveform-controlled terahertz radiation from the air filament produced by few-cycle laser pulses[J]. Phys Rev Lett, 2012, 108(25): 255004.
- 52 Rongjie Xu, Ya Bai, Liwei Song, *et al.*. Initial carrier-envelope phase of few-cycle pulses determined by THz emission from air plasma[J]. arXiv: 1307.1526