

# 超强场下的正负电子对产生\*

谢柏松<sup>1,†</sup> 李子良<sup>1</sup> 唐 琐<sup>1</sup> 刘 杰<sup>2</sup>

(1 北京师范大学核科学与技术学院 北京 100875)

(2 北京应用物理与计算数学研究所 北京 100088)

2017-03-15 收到

† email: bsxie@bnu.edu.cn

DOI: 10.7693/wl20171101

## Electron-positron pair production in ultrastrong fields

XIE Bai-Song<sup>1,†</sup> LI Zi-Liang<sup>1</sup> TANG Suo<sup>1</sup> LIU Jie<sup>2</sup>

(1 College of Nuclear Science and Technology, Beijing Normal University, Beijing 100875, China)

(2 Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100088, China)

**摘 要** 随着现代强激光技术的迅速发展, 激光场强已经进入到了强相对论区域, 并正在向产生正负电子对的施温格临界场强逼近。文章着重介绍了超强场下真空失稳产生正负电子对的问题, 从历史及其发展的脉络中梳理出有重要价值的研究方法和有趣的研究成果, 对目前的研究现状做了综述, 并对未来的研究进行展望。

**关键词** 超强场, 不稳定的真空, 正负电子对, 施温格效应

**Abstract** With the rapid development of modern technology, the intensity of ultrastrong lasers has entered the strong relativistic regime and is approaching the Schwinger critical field value for creating electron-positron pairs. This article focuses on the electron-positron pair production from unstable vacuum in ultrastrong fields, and recounts a number of important methods and interesting results from past and present studies. The status of current research and future prospects are reviewed.

**Keywords** ultrastrong field, unstable vacuum, electron-positron pair, Schwinger effect

## 1 引言

量子电动力学 (Quantum Electrodynamics, QED)<sup>[1, 2]</sup>能精确地描述正负电子对产生<sup>[3-5]</sup>、光子劈裂<sup>[6]</sup>、光子—光子散射<sup>[7]</sup>、量子辐射<sup>[8]</sup>等一系列令人着迷的物理效应。其中超强场下正负电子对产生问题的研究, 可以追溯到上世纪30年代 Sauter 以及 Heisenberg 和 Euler 等所做的开创性工作<sup>[3, 4]</sup>。特别是在1951年, 施温格成功地从理论上描述了在静态均匀电场中的正负电子对的产生过程<sup>[5]</sup>。他用固有时(proper-time)方法得到了自洽协变的恒定电场下的单圈有效拉格朗日量, 并进一步给出

了正负电子对的产生率, 即著名的公式  $w \propto \exp(-E_{cr}/E)$ , 其中  $E$  是外加的常数电场, 而  $E_{cr} = m^2/e$  是施温格发现的临界电场强度(本文采用了自然单位  $\hbar = c = 1$ ), 它的物理意义是: 在该电场强度下, 电子在一个康普顿(Compton)波长内所做的功刚好等于其静止能量, 或者是该电场强度在康普顿波长的距离上所做的功提供了克服负能电子从狄拉克海(Dirac sea)中跃迁为正能电子所需的能量。显然对正负电子对的产生而言, 它给出的临界场强大小是  $E_{cr} = 1.3 \times 10^{16} \text{ V/cm}$ , 相应的激光强度大约是  $2 \times 10^{29} \text{ W/cm}^2$ 。由于施温格的系统性和创造性的理论研究, 特别是该问题涉及到了非微扰论的特性, 后来人们把超强场下真空失稳而产生正负电子对的现象称为施温格效应(Schwinger effect),

\* 国家自然科学基金(批准号: 11475026, 11705278)、北京应用物理与计算数学研究所计算物理国家重点实验室开放基金资助项目

或施温格机制(Schwinger mechanism)。目前,随着激光技术的快速发展,超强超短激光脉冲得以实现,这使得量子真空在强场下衰变为正负电子对的问题在近年来受到了广泛关注。

## 2 借助现代激光技术产生超强场

1960年,在美国Hughes实验室的科学家Maiman<sup>[9]</sup>成功地研制出第一台激光器,从此激光就成了现代物理学研究中不可或缺的工具。从原子物理到核物理,从等离子体物理到高能物理,激光技术很大程度上促进了这些学科的发展<sup>[7, 10, 11]</sup>。尤其是在啁啾脉冲放大技术(CPA)<sup>[12]</sup>发明以后,激光强度可以达到 $10^{14}$ — $10^{15}$  W/cm<sup>2</sup>,激光中的电场强度与原子中的库仑场(Coulomb field)达到了同一个量级。当这样的激光与物质相互作用时,激光电场可以轻易地改变原子中电子的运动。随着激光强度增大到 $10^{17}$ — $10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>,激光与物质相互作用进入到相对论区域,激光电场可以在一个周期内将电子加速到相对论速度。

近几年,激光强度已经提高到 $10^{21}$  W/cm<sup>2</sup>以上,这样强度的激光与物质相互作用时,QED效应已经开始起作用。现在很多实验室都在制造下一代强度大于 $10^{23}$  W/cm<sup>2</sup>的激光器<sup>[13]</sup>,利用这种激光与物质相互作用,QED效应将会起到非常重要的作用,甚至会引发QED雪崩。欧洲的极端光基础设施(Extreme Light Infrastructure,简称ELI)计划完成后<sup>[14, 15]</sup>,激光的强度可达到 $10^{24}$  W/cm<sup>2</sup>,而

每个激光束的能量将能达到200 J;英国中央激光研究所(CLF)的高功率激光能源研究(High Power laser Energy Research, HiPER)计划设计的激光强度<sup>[16]</sup>可达到 $10^{26}$  W/cm<sup>2</sup>。图1给出了激光强度随年代发展的示意图以及不同激光强度对应的离子特征能量和物理相互作用领域<sup>[7, 17]</sup>。

由于让电子获得接近光速运动的激光强度大约是 $10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>,所以电子在高达 $I=10^{24}$  W/cm<sup>2</sup>强度的激光场中的运动将具有强的相对论性和强的非线性。另外,高强度的激光脉冲与物质相互作用会自发产生强的自生磁场<sup>[18]</sup>,反过来该强磁场又会影响到激光和带电粒子等,由此产生了激光等离子体相互作用物理中丰富多彩的非线性现象<sup>[7, 11]</sup>。而这些非线性的问题一旦与激光和正负电子对有关的等离子体相互作用联系起来就会呈现出新的物理现象,并具有重要的物理意义。

## 3 正负电子对产生

### 3.1 发展概况

自从1951年<sup>[5]</sup>施温格成功地描述了在静态均匀电场中的正负电子对的产生过程以后,人们试图采用各种方法将施温格的静态空间均匀电场扩展为空间和时间依赖的场。Nikishov<sup>[19]</sup>, Hansen和Ravndal<sup>[20]</sup>以及Holstein<sup>[21]</sup>分别利用静态Sauter势计算了长时间平均的正负电子对产生率。Gies<sup>[22]</sup>, Dunne<sup>[23]</sup>和Schützhold<sup>[24]</sup>利用世界线瞬子的方法在空间不均匀场中计算了电子对产生率。利用求解量子弗拉索夫方程(quantum Vlasov equation, QVE)的方法<sup>[25]</sup>则不仅可以得到时间依赖场中的正负电子对产生率,而且可以得到正负电子对的动量谱。Grobe和Su等发展了一套较为简单可行的量子场论方法<sup>[26]</sup>,能够清楚地研究空间和时间都不均匀的场中的正负电子对产生过程,并且可以清楚地区分各级电子对产生过程。

在实验方面,1933年Anderson<sup>[27]</sup>在实验中观测到了正电子的存在后,人们通过不断地改善实验条件来提高正负电子对的产生率。1986年Cowan<sup>[28]</sup>在重离子碰撞实验中观测到了正负电子

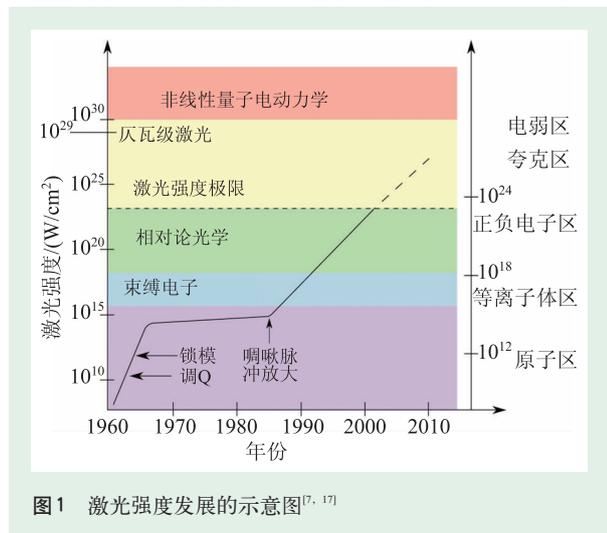


图1 激光强度发展的示意图<sup>[7, 17]</sup>

束。1997年 Ahmad<sup>[29]</sup>通过重离子碰撞产生了单能的正电子束。而在这些实验中，由于高能相对论离子碰撞引发的核反应以及高  $Z$  核结构的变化所造成的影响要远大于两个核的库仑场叠加所造成的影响，所以一般而言在重离子碰撞实验中，大多数正电子来自于核反应而不是直接的真空击穿。同样在1997年，Burke等<sup>[30]</sup>利用斯坦福直线加速器(SLAC)产生的 46.6 GeV 电子束与  $10^{18}$  W/cm<sup>2</sup> 的激光束对撞，产生了正负电子对，见图2。在这个实验中，激光光子与电子作用发生非线性康普顿散射而产生高能  $\gamma$  光子( $n\omega_0 + e^- \rightarrow \omega + e^-$ ，其中  $\omega_0$  为激光频率， $\omega$  为高能  $\gamma$  光子频率)<sup>[31]</sup>，这些高能  $\gamma$  光子继续与激光作用产生正负电子对，即 Breit—Wheeler 过程<sup>[32]</sup>( $n\omega_0 + \omega \rightarrow e^- + e^+$ )，见图3，其中实线为费米子线，波浪线为光子线，实线与波浪线的交点代表相互作用顶点，顶点间的实线表示费米子传播子。在2009年，Chen<sup>[33]</sup>利用  $10^{20}$  W/cm<sup>2</sup> 的超强激光照射金靶，并且在金靶后面探测到了每球面度  $10^{10}$  量级的正电子束，在这个实验中激光光子与核散射产生高能  $\gamma$  光子，而这些高能光子与高  $Z$  核相互作用发生 Bethe—Heitler 过程<sup>[34]</sup>产生大量正负电子，见图4，其中实线为费米子线，带箭头的波浪线为实光子线， $Z$  表示高  $Z$  核，与其连接的波浪线为虚光子线，实线与波浪线的交点为相互作用顶点，顶点间的实线表示费米子传播子。2010年 Chen<sup>[33]</sup>还分析了产生的正电子束的能谱和角度分布，发现了相对论准单能正电子束。

2014年，英国伦敦帝国大学 Blackett 实验室 Rose 领导的研究小组<sup>[35]</sup>提出了光子—光子碰撞机的一个新型设计方案，即用高能电子束( $\sim$  GeV)打固体金靶由韧致辐射而产生  $\gamma$  射线束，这些高能  $\gamma$  光子再与由激光加热真空黑腔所产生的高温辐射场碰撞，从而实现 Breit—Wheeler 的对产生。他们通过蒙特卡罗模拟，发现这一设计方案在目前已有设备的实验参数条件下单次打靶便能产生约  $10^5$  个正负电子对。如果这一实验方案的设想在不久的将来真能实现，那将是对通过 Breit—Wheeler 过程产生正负电子对的首次检验，意义非凡。

由于篇幅所限，本文不打算详述实验情况，

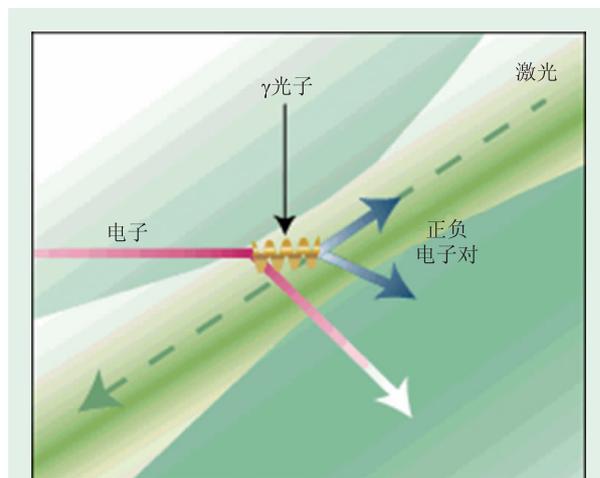


图2 SLAC E-144实验示意图<sup>[30]</sup>

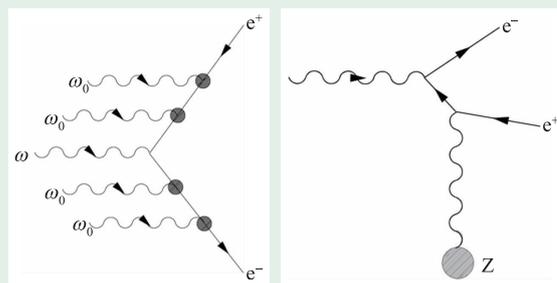


图3 Breit—Wheeler过程的费曼图<sup>[2, 30]</sup> 图4 Bethe—Heitler过程的费曼图<sup>[2, 30]</sup>

下面着重介绍理论研究方面的情况与进展。

### 3.2 常用的研究方法

研究正负电子对的产生问题的理论方法有很多。除了传统和标准的QED外，还有比较简单和实用的半经典近似法和量子动力学方法，前者有世界线瞬子(worldline instanton)<sup>[23]</sup>和WKB近似<sup>[36]</sup>等，后者包括QVE<sup>[25]</sup>和Dirac—Heisenberg—Wigner (DHW)形式<sup>[37]</sup>等。这里我们主要讨论几种常用的研究方法。

#### 3.2.1 世界线瞬子方法

世界线瞬子方法的物理图像如下：首先通过对时间的Wick转动，即把时间坐标  $t$  换成虚时间  $it$ ，把原来一个粒子(电子或正电子)在闵可夫斯基(Minkowski)空间中的势垒隧穿问题转变成了粒子在欧几里得(Euclidean)空间的势阱中的瞬子运动的问题，然后通过对瞬子的路径积分就得到了

有效作用量  $S_{\text{eff}}$ , 而正负电子对的产生率  $w$  与有效作用量  $S_{\text{eff}}$  之间满足指数化抑制的关系, 即  $w \propto \exp(-S_{\text{eff}})$ 。一个简单的估计是, 在常数场下, 由于瞬子运动轨道是封闭的, 这时作用量由两项组成, 由周长决定的质量为  $m$  的自由粒子的作用量  $S_1 = mL$  和由面积决定的电场  $E$  作用下的带电(电荷为  $-e$ )粒子的作用量  $S_2 = -eEA$ 。显然  $S_2$  是电磁势在封闭的瞬子轨道上的路径积分, 它是通过运用数学上的 Stokes 定理把线积分化成面积分而得到的。因此总的作用量为  $S = mL - eEA$ , 其中的  $L$  和  $A$  是粒子在欧几里得时空中封闭轨道的周长和面积。从对称性考虑, 在常数场下, 瞬子运动的封闭轨道是一个半径为  $R$  的圆, 这时有效的作用量为  $S_{\text{eff}} = 2\pi mR - \pi eER^2$ 。对  $S_{\text{eff}}$  取极值的条件是  $R_{\text{min}} = m/(eE)$ , 代入到  $S_{\text{eff}}$  和  $w \propto \exp(-S_{\text{eff}})$  公式中, 最后得到  $w \propto \exp(-\pi m^2/eE)$ 。这正是施温格得到的正负电子对产生率公式中占主导地位的第一项。

### 3.2.2 求解量子弗拉索夫方程的方法

QVE 是从狄拉克方程出发, 采用了 Bogoliubov 变换的处理技巧, 再经过准粒子概念的演变, 最后得到了真空产生的实粒子对的动量分布函数所满足的 Vlasov 方程。它适用于处理在空间均匀含时电场下, 可忽略碰撞效应的正负电子对产生问题。由于 QVE 只能处理含时的电场, 因此该场可以通过两束激光对撞来实现, 理由如下: 第一, 由于 X 射线自由电子激光(XFEL)器提供的 X 射线具有很高的能量, 且激光聚焦在与激光波长相当的小体积内<sup>[38]</sup>, 因此可以产生很强的激光场, 例如  $0.01E_{\text{cr}}$  到  $0.1E_{\text{cr}}$ , 另一方面由于产生的正负电子对空间上是电子康普顿波长量级, 远小于激光的聚焦半径, 因此可以认为激光场是空间均匀的。另外, 磁场的作用不重要或者磁场已被抵消, 此时激光场就变成了一个只与时间有关的电场。第二, 进一步对 XFEL 来说, 在小于  $0.1E_{\text{cr}}$  的外场条件下, 产生的电子对密度不是很高, 所以正负电子的碰撞效应可以被忽略。用 QVE 解决空间均匀含时电场下的正负电子对产生问题的好处是, 不仅能得到电子对产生率, 还可以得到与正负电子动量有关的动量分布函数和正负电子对的数密度。

### 3.2.3 实时 Dirac-Heisenberg-Wigner 形式

实时 DHW 形式的出发点是海森伯绘景中的两个 Dirac 场算符所构成的等时密度算符。该等时密度算符具有规范不变性, 它对两个 Dirac 场算符的相对坐标进行傅里叶变换后的真空期待值就是 Wigner 函数。Wigner 函数可以用一组完备集  $\{I, \gamma^5, \gamma^\mu, \gamma^\mu \gamma^5, \sigma^{\mu\nu}\} := i/2[\gamma^\mu, \gamma^\nu]$  作为基矢进行旋量分解, 得到 16 个实的 Wigner 分量(又称为 DHW 函数): 标量、赝标量、矢量、轴矢量和张量。把这种分解形式代入到 Wigner 函数所满足的运动方程可以得到 16 个 DHW 函数所满足的偏微分方程组, 此偏微分方程组即称为实时 DHW 形式。数值求解该偏微分方程组便可以得到 16 个 DHW 函数, 进一步可以得到产生的正负电子对的动量分布函数。这就是研究强场下正负电子对产生的实时 DHW 形式法。该方法理论上可以求解任意形式的复杂外场下的正负电子对产生问题。

### 3.2.4 求解狄拉克方程的方法

根据量子场论, 从场算符所满足的狄拉克方程出发, 运用分离算符的方法<sup>[26]</sup>, 得到电子在某一时刻由系统的哈密顿量演化而来的正能态函数和负能态函数。分别用该时刻的正负能态函数和初始时刻自由的正负能态函数展开场算符, 展开系数分别为不含时的产生湮灭算符和含时的产生湮灭算符。根据真空产生的粒子数的定义, 即由含时产生湮灭算符所构成的粒子数算符在真空态中的平均值, 再用费米子产生湮灭算符所满足的反对易关系, 就可以得到该时刻真空中产生的粒子数。这种方法可以方便地求解低维空间不均匀含时电场或者恒定磁场等情况下正负电子对的产生问题。

## 3.3 主要的研究结果

2001 年 Alkofer 等<sup>[25]</sup>对一个单独的正弦激光场进行了研究, 得到了产生的正负电子对的动量分布和电子对数密度随时间的变化, 发现电子对产生与激光频率有关, 但最大的电子对数密度对频率的变化不敏感。2002 年 Roberts 等<sup>[25]</sup>考虑了有关 XFEL 的量子效应问题, 发现强 XFEL 自发产生的正负电子对会形成正负电子等离子体, 在该等高

子体中，正负电子对的数密度随时间的演化具有对演化历史记录的记忆效应，此即典型的非马尔科夫过程。

另一个值得关注的问题是，产生的正负电子的动量谱的振荡行为在 WKB 近似和 QVE 中都存在，这说明两者有内在的物理联系。例如 Dumlu 等用相积分法对 WKB 近似的结果进行修正，在数学上解释了动量谱的振荡现象是由两对转向点

之间的干涉效应所导致，并且进一步研究了多对转向点之间的干涉，指出利用干涉效应可提高真空产生正负电子对的几率<sup>[36]</sup>。Hebenstreit 等研究了含时高斯波包电场的施温格机制，发现了产生粒子的动量谱的振荡效应在物理上可以解释为量子力学散射问题中的共振效应<sup>[39]</sup>。此外，Li 和 Lu 等<sup>[40]</sup>运用相积分法研究了变号序列场下的多缝干涉效应对真空中产生玻色子对过程的加强问题，发现在电场脉冲数目较少的情况下产生的粒子对数密度与脉冲数目之间呈二次抛物线关系。他们还发现产生的玻色子的纵向动量谱的极大值点所对应的纵向动量恰好是费米子的极小值点所对应的值，反之亦然。这是因为玻色子与费米子的纵向动量谱的表达式之间存在 $\pi/2$ 的奇数倍的相位差。另外，这一结果也体现了玻色子和费米子之间遵循不同的统计规律。

2005 年 Dunne 和 Schubert 用世界线瞬子方法研究了时间变化或空间变化电场下的正负电子对产生问题。图 5 是常数电场  $E$  下的圆形瞬子轨道和孤立子形式的含时电场  $E(t)=E \operatorname{sech}^2(\omega t)$  下的椭圆形瞬子轨道，其中  $\gamma=m\omega/eE$  是 Keldysh 参数。从图 5 可以看出，随着外场时间变化频率的增加，即 Keldysh 参数的增加，瞬子轨道半径越来越小，椭偏性也越来越显著，相应的世界线瞬子的作用量  $S_0$  则越来越小，最后使得粒子对的产生率  $e^{-S_0}$  越来越高。然而，对于空间变化的电场，他们

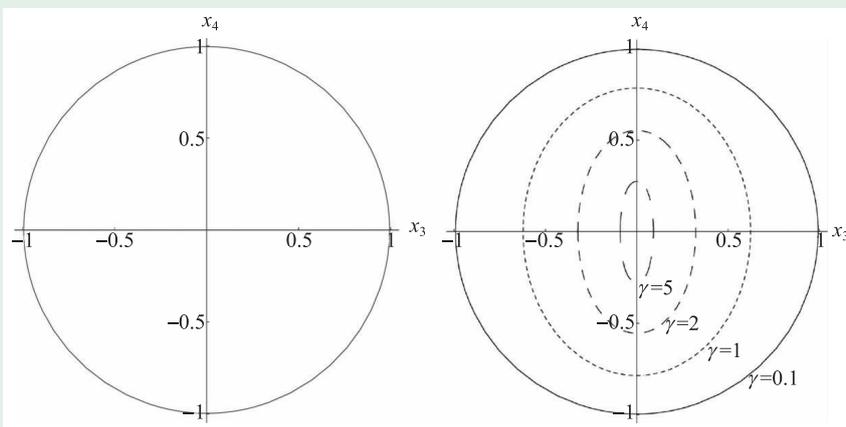


图 5 闵可夫斯基空间被欧几里得空间化后， $(x_3, x_4)$  平面内在常数电场  $E$  下的圆形瞬子轨道 (左图) 和孤立子形式的含时电场  $E(t)=E \operatorname{sech}^2(\omega t)$  下的椭圆形瞬子轨道 (右图)，其中的  $\gamma=m\omega/eE$  为 Keldysh 参数， $x_3$  和  $x_4$  以  $m/eE$  为单位<sup>[23]</sup>

发现空间变化将抑制粒子对的产生率。2008 年，Schutzhold 等人运用世界线瞬子方法研究了动力学辅助的施温格机制<sup>[24]</sup>，发现用低频强场和高频弱场叠加而成的组合电场可以非常有效地增强正负电子对产生率。世界线瞬子方法最近也被 Xie 等人扩展到了在任意椭圆极化的时间变化电场下正负电子对产生问题的研究上<sup>[24]</sup>。

2012 年，Abdukerim 和 Xie 等<sup>[41]</sup>运用 QVE 研究了动力学辅助的组合场，比如考虑用正弦和指数激光脉冲来增强产生的正负电子对密度，并讨论了不同组合场的优缺点，提出了一种优化的组合场。2013 年，Abdukerim 和 Li 等<sup>[41]</sup>进一步研究了不同形状和宽度的激光脉冲的施温格效应，比如高斯和超高斯脉冲的形状、亚周期和超周期脉冲的宽度。与此同时，他们还研究了载波相位对电子对产生的影响，发现电子对密度对激光参数有强的非线性依赖，证实了多光子过程和稳定化现象，讨论了转向点之间的干涉效应与动量谱的振荡的联系。2014 年 Li 和 Lu 等<sup>[40]</sup>研究了多个序列场问题。通过高场强低频的变号序列脉冲与弱场强高频的变号序列脉冲的叠加，实现了多缝干涉效应和动力学辅助的施温格机制的结合，发现真空中产生的正负电子对数密度随着脉冲数目的增加而线性地增加，极大地增加了所能产生的正负电子对数目，这一结果对实验上首次观测到正负电子对的产生有着重要的指导意义。另外，他

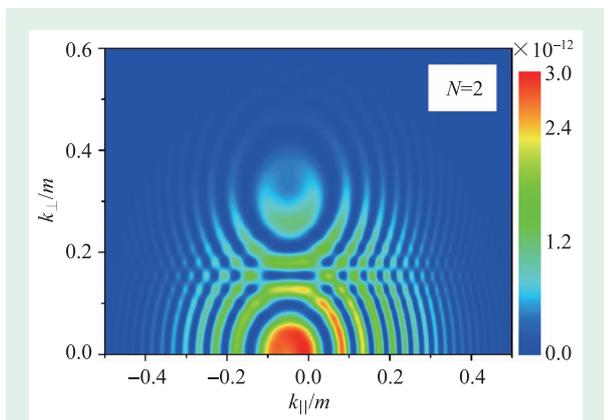


图6 低强度高频变号序列场下产生的正负电子对的动量谱 ( $k_{||}$  是纵向动量,  $k_{\perp}$  是横向动量,  $N=2$  表示两个反号脉冲构成的序列场)<sup>[40]</sup>

他们还研究了产生的正负电子对的动量分布,发现了组合序列场下动量谱的环状结构和单个弱场强高频变号序列场下动量谱的蜂窝状结构(图6)。这些结构是和量子力学中周期势场下的共振隧穿相关联的,它们是正负电子对产生过程中的高度非线性的体现。这些复杂结构的深入研究将进一步加深人们对真空产生正负电子对的物理机制的理解。

2015年,我们用实时DHW形式研究了一般椭圆极化场对正负电子对产生的影响<sup>[40]</sup>,发现了很多有趣的现象,特别是发现对于少周期场,动量谱没有干涉图案,但动量分布的圆形扭曲随着极化的增加而变得越来越明显;对于多周期场,动量谱的干涉效应却很显著。另外,极化对产生的正负电子对数密度的影响展示出两个不同的特征:对于低的激光频率,粒子数密度随极化的增加而降低;但对于高的激光频率,两者之间的关系对场的频率很敏感。我们认为该研究将有益于深入理解复杂强外场下正负电子对产生问题,以及加深理解与强场电离问题研究的关联。

最近,我们研究了两个有时间延迟的圆极化场下多光子对产生中产生粒子的动量特征<sup>[40]</sup>。结果发现,对于相同旋转手性的两个圆极化场,动量分布呈现出熟悉的Ramsey干涉条纹;而对于相反旋转手性的两个圆极化场,动量谱展现出由准Archimedean螺线构成的涡旋结构。理论分析发现涡旋结构的形成是由于不同旋转手性的圆极化场(具有不同的自旋角动量)对应的粒子对产生

振幅发生干涉而引起的。该结果进一步加深了人们对圆极化场下粒子对产生问题的理解。另外,研究还发现,动量的涡旋结构对两个圆极化场的相对载波包相位、时间延迟和旋转手性等激光参数非常敏感,这为探测超强超短激光场的特征提供了一种新方法。

另外,2013年Tang和Xie等<sup>[42]</sup>用求解狄拉克方程的方法模拟了在静态对称势阱的基础上叠加了一个振荡场情况下一维系统中正负电子的产生过程,发现在所产生的电子的动量谱中存在着很多共振峰,这些峰的对应该能量与势阱的能级以及“光子”的能量之间存在简单的对应关系:  $E_{\text{peak}} = E_{\text{level}} + n\omega$ , 其中的  $E_{\text{peak}}$  是产生的正负电子对动量谱峰所对应的能量,  $E_{\text{level}}$  是在外场作用下电子的能级,  $\omega$  和  $n$  分别是外加振荡场的频率和为了产生正负电子对所需要吸收的光子的数目。这说明产生的电子占据或部分占据了势阱中的能级,然后通过吸收  $n$  个“光子”逃出势阱。此外,通过对比不对称势场与对称势阱,发现短时间内势阱中产生的电子数基本是不对称势场产生的电子数的两倍,但是在长时间内,由于泡利不相容原理,势阱中电子的增长率逐渐减少,而不对称势场产生的电子的增长率基本保持不变,然而由于多光子过程的促进作用,势阱中的电子产生不会被完全抑制。

以上的理论研究结果展现了超强场下正负电子对产生过程的高度非线性。由于施温格机制是非微扰和非平衡的过程,所以在理论上对它进行深入的研究成为一种挑战。又因为它的实验观测需要很高的激光强度,所以提高激光强度成为实验上亟待克服的困难。目前的理论研究主要是通过调节激光参数、脉冲形状,采用多束激光碰撞和利用激光与高  $Z$  核碰撞等手段降低正负电子对产生的阈值,从而指导实验观测。而实验上主要是提高激光强度并根据理论研究的结果设计可行的实验方案。

## 4 正负电子对产生的意义与展望

正负电子对的产生在科学研究和技术发展上都有非常重要的意义,比如反物质的研究,电子偶素的玻色—爱因斯坦凝聚,基本等离子体物理

以及正电子成像技术等。由于施温格机制是非微扰和远离平衡的非马尔科夫过程，它的深入研究将会促进粒子物理学的发展，特别是对量子色动力学中费米粒子对的产生问题<sup>[43]</sup>。另外，它对深入理解原子分子与光学物理中的粒子产生<sup>[7]</sup>、宇宙粒子的产生<sup>[44]</sup>、霍金辐射<sup>[45]</sup>和重离子碰撞<sup>[46]</sup>等问题也有很大的帮助。

尽管近些年来理论上和实验上都取得了一些成果，但还远没有取得实质性的成功。在理论上，人们提出了各种模型来增强正负电子对的产生几率，但是这些模型过于理想化，很难解析地解决有空间变化电场和外加磁场时正负电子对的产生问题。此外，高维的真实激光场下正负电子对产生问题的数值计算需要花费很长的时间和很大的存储空间，目前的计算机技术很难胜任这一

任务。因此，在理论上处理真实激光场下正负电子产生问题仍然是一个极富挑战性的课题<sup>[7, 11]</sup>。由于理论上给出的观测施温格机制所需的激光强度仍然超过了目前实验室所设计出的激光强度，所以进一步提高激光强度是实验上需要解决的问题。总之，真空产生正负电子对的主要研究方向是：一方面，从理论寻找正负电子对产生的更低的阈值条件；另一方面，改善实验条件，使激光强度更接近正负电子对产生的阈值条件。

综上所述，超强场下的正负电子对产生及其相关问题的研究对理论模型和实验实现都提出了很多挑战性和前瞻性的研究课题，目前的研究正方兴未艾，给相关的研究者提供了广阔的舞台与机会。在可以预见的将来，该领域的研究必将取得一系列突破性的进展和丰硕的研究成果。

## 参考文献

- [1] Berestetskii V B, Lifshitz E M, Pitaevskii L P. *Quantum Electrodynamics*. Butterworth-Heinemann, 1982
- [2] Greiner W, Reinhardt J, Bromley D A. *Quantum Electrodynamics*. Springer, 1994
- [3] Sauter F. Z. Phys., 1931, 69: 742
- [4] Heisenberg W, Euler H. Z. Phys., 1936, 98: 714
- [5] Schwinger J. Phys. Rev., 1951, 82: 664
- [6] Adler S L. *Annals of Phys.*, 1971, 67: 599
- [7] Marklund M, Shukla P K. *Rev. Mod. Phys.*, 2006, 78: 591; Mourou G A, Tajima T, Bulanov S V. *Rev. Mod. Phys.*, 2006, 78: 309
- [8] Dirac P A M. *Proc. Royal Soc. London, Series A.*, 1927, 114: 243
- [9] Maiman T H. *Nature*, 1960, 187: 493
- [10] Greiner W, Muller B, Rafelski J. *Quantum Electrodynamics of Strong Field*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1985
- [11] Thoma M H. *Rev. Mod. Phys.*, 2009, 81: 959; Piazza A Di, Muller C, Hatsagortsyan K Z *et al.* *Rev. Mod. Phys.*, 2012, 84: 1177
- [12] Strickland D, Mourou G. *Opt. Commun.*, 1985, 56: 219; Maine P, Mourou G. *Opt. Lett.*, 1988, 13: 467; Maine P *et al.* *IEEE J. Quantum Electron.*, 1988, 24: 398
- [13] Yanovsky V *et al.* *Optics Express*, 2008, 16: 2109; Korzhimanov A V *et al.* *Physics-Usppekhi*, 2011, 54: 9
- [14] European Project. *The Extreme Light Infrastructure*. In: <http://www.extreme-light-infrastructure.eu/>, 2009
- [15] Clery D. *Science*, 2010, 328: 806
- [16] HiPER Project. *High Power Laser Energy Research*. In: <http://www.hiper-laser.org/>, 2011
- [17] Tajima T, Mourou G. *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, 2002, 5: 031301
- [18] Tatarakis M *et al.* *Nature*, 2002, 415: 280; Wagner U *et al.* *Phys. Rev. E*, 2004, 70: 026401
- [19] Nikishov A. *Nucl. Phys. B*, 1970, 21: 346
- [20] Hansen A, Ravndal F. *Phys. Scripta*, 1981, 23: 1036
- [21] Holstein B R. *American J. Phys.*, 1998, 66: 507; Holstein B R. *American J. Phys.*, 1999, 67: 499
- [22] Gies H, Klingmuller K. *Phys. Rev. D*, 2005, 72: 065001
- [23] Dunne G V, Schubert C. *Phys. Rev. D*, 2005, 72: 105004; Dunne G V, Wang Q, Gies H *et al.* *Phys. Rev. D*, 2006, 73: 065028
- [24] Schutzhold R, Gies H, Dunne G. *Phys. Rev. Lett.*, 2008, 101: 130404; Xie B S, Mohamedsedik M, Dulat S. *Chin. Phys. Lett.*, 2012, 29: 021102
- [25] Alkofer R *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2001, 87: 193902; Roberts C D, Schmidt S M, Vinnik D V. *Phys. Rev. Lett.*, 2002, 89: 153901
- [26] Braun J W, Su Q, Grobe R. *Phys. Rev. A*, 1999, 59: 604; Wagner R E, Ware M R, Shields B T *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2011, 106: 023601
- [27] Anderson C D. *Phys. Rev.*, 1933, 43: 491
- [28] Cowan T *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1986, 56: 444
- [29] Ahmad I *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1997, 78: 618
- [30] Burke D L *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1997, 79: 1626; Bamber C *et al.* *Phys. Rev. D*, 1999, 60: 092004; SLAC Experiment, In: <http://www.slac.stanford.edu/exp/e144/e144.html>
- [31] Bula C *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1996, 76: 3116
- [32] Breit G, Wheeler J A. *Phys. Rev.*, 1934, 46: 1087; Krajewska K, Kaminski J Z. *Phys. Rev. A*, 2012, 86: 052104
- [33] Chen H *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2009, 102: 105001; Chen H *et al.*

- Phys. Rev. Lett., 2010, 105(1):015003
- [34] Heitler W. The Quantum Theory of Radiation. Courier Dover Publications, 1954; Augustin S, Muller C. Nonlinear Bethe-Heitler Pair Creation in an Intense Two-mode Laser Field. arXiv:1310.7110, 2013
- [35] Pike O J, Mackenroth F, Hill E G *et al.* Nature Photonics, 2014, 8:434
- [36] Dumlu C K, Dunne G V. Phys. Rev. Lett., 2010, 104: 250402; Dumlu C K, Dunne G V. Phys. Rev. D, 2011, 83:065028
- [37] Hebenstreit F, Alkofer R, Gies H. Phys. Rev. D, 2010, 82:105026
- [38] Ringwald A. Phys. Lett. B, 2001, 510: 107
- [39] Hebenstreit F *et al.* Phys. Rev. Lett., 2009, 102:150404
- [40] Li Z L, Lu D, Xie B S. Phys. Rev. D, 2014, 89:067701; Li Z L, Lu D, Xie B S *et al.* Phys. Rev. D, 2014, 89:093011; Li Z L, Lu D, Xie B S. Phys. Rev. D, 2015, 92:085001; Li Z L, Li Y J, Xie B S. Phys. Rev. D, 2017, 96:076010
- [41] Abdurkerim N, Xie B S, Li Z L *et al.* Phys. Lett. B, 2012, 717: 465; Abdurkerim N, Li Z L, Xie B S. Phys. Lett. B, 2013, 726:820
- [42] Tang S, Xie B S, Lu D *et al.* Phys. Rev. A, 2013, 88:012106
- [43] Dawson J F, Mihaila B, Cooper F. Phys. Rev. D, 2009, 80: 014011; Dawson J F, Mihaila B, Cooper F. Phys. Rev. D, 2010, 81:054026
- [44] Parker L. Phys. Rev., 1969, 183:1057
- [45] Leonhardt U, Kiss T, Ohberg P. J. Opt. B, 2003, 5: S42; Schutzhold R, Maia C. Eur. Phys. J. D, 2009, 55: 375
- [46] Kharzeev D, Levin E, Tuchin K. Phys. Rev. C, 2007, 75:044903

## 物理新闻和动态

## 云层水滴 化落成雨

大气科学家一直为突降暴雨的成因感到困惑。部分原因是真正的云层过于复杂，很难在实验室进行控制模拟。最近，德国哥廷根的马普动力学与自组织研究所Eberhard Bodenschatz领导的研究团队在小规模的大气模拟舱实验中观察到可能影响降雨的过程——落入模拟大气中的冷滴随后会产生许多小的微滴。在实际的云层中，小水滴可能会汇集成雨，或者随气流在别处产生新的水滴。

天气与降雨用计算模拟或实验通常难以研究，因为大气的真实状态不易再现。因而，研究人员很大程度上依靠不太容易控制的野外测量。例如50年前的一个实验，发现干冰颗粒落入云层可以诱发雨流和云层产生。但对这一效应的解释，即是否与普通降雨有关联，依然是一个未解之谜。

Eberhard Bodenschatz团队制作的大气模拟舱由两层结构组成，舱内注入六氟化硫(SF<sub>6</sub>)与氦气(He)组成的混合气体。六氟化硫代表大气水——液态或气态(取

决于温度)；氦气代表大气中的其他气体，如氮气。他们对模拟舱的下层加热，上层冷却，结果发现混合气体在下部自然形成液态的六氟化硫，而氦与六氟化硫的蒸汽位于其上部。一些六氟化硫在上层的寒冷表面凝结，并偶尔形成液滴，落入下部。六氟化硫的冷却液滴落入含有六氟化硫蒸汽和氦气的大气中。他们还发现，通过对周围蒸汽的冷却，每一个液滴随后会产生许多小的六氟化硫微滴。实验揭示了水滴形成的一个基本过程，可能有助于认识地球大气雨的形成过程。Bodenschatz及其同事还进行了一些条件略有不同的相关实验，观测到了类似现象。

在科研团队的实验中，研究人员可以密切跟踪液滴形成的过程，并且发现许多小的液滴随后生成。之所以产生这一效应，他们认为，是因为冷的液滴通过蒸汽的时候产生了冷却的作用，导致一些液态物质凝结为小的液滴。此外，科学家们还借助热力学计算支持了这一假设。

研究者们提出，这些现象——小水滴产生并形成云的过程，准确模拟了地球的大气状态，可能深刻影响到降雨以及云层和暴雨产生的过程。同时还指出，实际的大气组成更为复杂，粉尘与其他颗粒也可能会对雨滴晶核的形成发挥作用。

位于德国洪堡的马普气象研究所的气象学家Juan Pedro Mellado认为，这样的实验研究十分难得，因为通常很难在很小的规模上准确模拟大气的实际条件。这一工作代表了大气基础科学的一项重要进展，并再次表明实验工作对理解大气过程是多么的重要。

(中国人民大学附属中学 周雨欣

编译自 *Physics*, September 22, 2017)

