

复合场下优化产生粒子对能量分布宽度的特性研究

林南省 韩禄雪 江淼 李英骏

Dependence of peak width of energy distribution on profile of combined field

Lin Nan-Sheng Han Lu-Xue Jiang Miao Li Ying-Jun

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 133401 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20172656

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20172656>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I13>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[复合场下优化产生粒子对能量分布宽度的特性研究](#)

Dependence of peak width of energy distribution on profile of combined field

物理学报.2018, 67(13): 133401 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.133401>

[半无限深势阱中自旋相关玻色-爱因斯坦凝聚体的量子反射与干涉](#)

Quantum reflection and interference of spin-dependent Bose-Einstein condensates in semi-infinite potential wells

物理学报.2017, 66(23): 230301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.230301>

[横场中具有周期性各向异性的一维XY模型的量子相变](#)

Quantum phase transitions of one-dimensional period-two anisotropic XY models in a transverse field

物理学报.2017, 66(18): 180302 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.180302>

[量子过程神经网络模型算法及应用](#)

Quantum process neural networks model algorithm and applications

物理学报.2012, 61(16): 160303 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.160303>

[受线性阻尼和含时外力作用粒子的量子行为](#)

Quantum behaviors of the particles affected by the linear-damping and time-dependent external force

物理学报.2012, 61(14): 140302 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.140302>

复合场下优化产生粒子对能量分布宽度的特性研究*

林南省¹⁾²⁾ 韩祿雪¹⁾²⁾ 江森¹⁾²⁾ 李英骏^{1)†}

1) (中国矿业大学(北京), 深部岩土力学与地下工程国家重点实验室, 北京 100083)

2) (中国矿业大学(北京)理学院物理系, 北京 100083)

(2017年12月14日收到; 2018年4月19日收到修改稿)

采用计算量子场论的方法, 对振荡场加稳恒场的组合外场下真空中正反粒子对的产生特性进行了研究. 通过一系列的对比得到当振荡场的宽度减小时, 一方面可增加正反粒子对的产生量, 另一方面也可减小正反粒子对的能量分布宽度从而得到能量单一性更好的粒子对. 同时, 通过分析产生量、能量分布宽度与振荡场宽度的关系可得出, 仅在一定范围内减小振荡场的宽度可使能量分布更加集中, 则能量分布宽度趋于某个极限值. 因此, 要得到产生量多且能量分布集中的正反粒子对对应选择合适的参数, 这可为今后的实验设计提供数据参考.

关键词: 正反粒子对, 场宽, 能量分布

PACS: 34.50.Rk, 03.65.-w, 12.20.-m

DOI: 10.7498/aps.67.20172656

1 引言

早在20世纪初, 爱因斯坦的质能方程 $E = mc^2$ 就揭示了物质和能量可以相互转化, 从物质到能量的转化早已实现. 随着激光技术的快速发展, 在强场下真空中实现正反粒子对的产生, 即“能量转化为物质”, 逐渐成为了一个热门研究课题. 在1951年, 理论物理学家 Schwinger^[1] 提出了一种非微扰理论, 成功地描述了在稳恒静电场下正反粒子对的产生过程和长时间内的产生率, 并给出了真空中激发出正反粒子对的场强阈值, 约为 $E_c = 1.32 \times 10^{16}$ V/cm, 这一临界值被称为 Schwinger 极限场, 这种产生正反粒子对的机制被称为 Schwinger 效应.

迄今为止, 在实验方面也取得了一些可观的结果. 我国物理学家赵忠尧在1930年发现的电子对效应^[2], 可以认为是人类首次探测到了能量 (γ 射

线) 在原子核电场中转化为物质 (正反粒子对) 的过程, 该实验也为 Dirac 的真空理论提供了依据. 重离子对撞实验证实了正反粒子对的产生^[3,4], 但由于高能碰撞中不可避免的核反应和相关高 Z 原子核内部结构造成的影响很大, 并不能证明是光直接转化. 1997年, 斯坦福直线加速器 (Stanford linear accelerator, SLAC) 的 E-144 实验通过 SLAC 产生的 46.6 GeV 高能电子束和强激光碰撞实验, 观测到正反粒子对的产生^[5]. 但在该实验中由于正反粒子对是由康普顿散射激发的 γ 光子所产生的, 也并非由激光直接激发真空而产生. 即到目前为止, 在实验室中由光直接转化成物质的实验观测并未完成.

近年来, 由于激光技术发展迅速, 可达到的最高激光器光强推进到了 10^{23} W/cm²^[6], 且更高光强的激光器正在建设中. 根据 Schwinger 的理论, 直接击穿真空自发地产生正反粒子对, 外场强度应超过临界场强 ($I_c \approx 2.3 \times 10^{29}$ W/cm²). 由于实

* 国家自然科学基金 (批准号: 11605286, 11405266, 11374360) 和国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2013CBA01504) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: lyj@aphy.iphy.ac.cn

验上至今无法实现如此高的能量密度,因此还不能利用单一静电场直接产生正反粒子对. 研究表明还存在另一种产生正反粒子对的机制,即多光子过程^[7]. 在这种情况下,场强为次临界但外场是随时间变化的,这时负能连续态中的负能电子就可以吸收光子,从而克服正负能级间的能隙跃迁到正能态产生正反粒子对. 为了降低正反粒子对产生的能量阈值,科学家们还提出了许多可行的方案,譬如用高频弱场与低频强场的组合来产生正反粒子对. 人们对如何优化场形态来设计一种能够以低阈值击穿真空产生正反粒子对的场进行了广泛研究. 上海交通大学的陈明课题组^[8]就对四种不同形态的局域场和双峰的场进行了深入的研究,并对经典 Schwinger 粒子对产生率进行了修正以适用于有限宽的局域场形态. 目前,复合场下正反粒子对产生特性的研究已取得了非常多的成果,但对于粒子对随能量分布的研究还相对较少. 本文采用的外场是由高频弱场和低频强场构成的复合场^[9,10],通过数值模拟在全时间和全空间求解正反粒子对的产生^[11-15],通过改变复合场的形态重点研究了产生粒子对的能谱峰宽度随场强、振荡频率、场宽等物理量的变化情况. 主要目的是寻找一种能产生能量相对集中的场,从而获得能量相对单一的粒子对源,并将其应用到相关领域的实验中去. 单能粒子的获取通常需要经过外加电磁场和相关设备来进行筛选,过滤掉其他能量的粒子,造成能量的浪费、粒子数目的减少和实验难度的增加. 若能利用电磁场直接获得单能粒子,将彻底改变粒子研究领域的实验方法以及充分拓展实验内容. 因此,研究是否有可能以及如何实现直接利用电磁场获得单能性更好的正反粒子对具有重要意义. 本文通过研究不同外场下产生粒子的能量分布来探索实现单能粒子的可能性.

2 方法及模型

采用计算量子场论的方法^[11]求解强场下真空中的正反粒子对产生过程,通过数值求解一维 Dirac 方程得到场算符在时间和空间上的演化^[12-16]. 在量子场论的理论描述中引入了场算符 $\hat{\Psi}(t)$ 的概念,场算符 $\hat{\Psi}(t)$ 随时间的演化过程由海森伯运动方程 $i\partial\hat{\Psi}(t)/\partial(t) = [\hat{\Psi}(t), \hat{H}]$ 描述,其中标量场描述的一维哈密顿量 $\hat{H} = c\sigma_1 p + \sigma_3 c^2 + V(z, t)$, σ_1 和 σ_3 为泡利矩阵, c 为

真空中的光速, $V(z, t)$ 为外场对应的势能. 本文所采用的外场是只在 z 方向上变化的局域场,因此对应的一维 Dirac 方程是一个二分方程,场算符 $\hat{\Psi}(z, t)$ 可以用正能态 $u_p(z)$ 的湮灭算符 $\hat{b}_p(t)$ 和负能态 $v_n(z)$ 的产生算符 $\hat{d}_n^\dagger(t)$ 进行展开:

$$\begin{aligned} \hat{\Psi}(z, t) &= \sum_p \hat{b}_p(t) u_p(z) + \sum_n \hat{d}_n^\dagger(t) v_n(z) \\ &= \sum_p \hat{b}_p u_p(z, t) + \sum_n \hat{d}_n^\dagger v_n(z, t), \end{aligned}$$

其中 $u_p(z, t)$ 和 $v_n(z, t)$ 是由自由粒子态 $u_p(z)$ 和 $v_n(z)$ 为初始条件随时间演化后时刻的正负能态函数. 我们可以将场算符中的正负能量部分分开,把粒子对概率密度算符在真空态中的平均值用正能量部分 $\hat{\Psi}^{(p)}(z, t)$ 进行定义:

$$\rho(z, t) \equiv \langle \langle vac | \hat{\Psi}^{(p)}(z, t) \hat{\Psi}^{(p)}(z, t) | vac \rangle \rangle$$

(这里 $|vac\rangle$) 表示量子真空态). 利用总粒子数和概率密度之间的关系 $N(t) = \int dz \rho(z, t)$, 可以得到在一定场形态下随时间变化的粒子对产生量

$$N(t) = \sum_{p,n} |U_{p,n}(t)|$$

和概率密度分布

$$\rho(z, t) = \sum_n \left| \sum_p U_{p,n}(t) u_p(z) \right|^2,$$

式中的时间演化矩阵

$$U_{p,n}(t) = \int dz u_p^*(z) v_n(z, t) = \langle p | n(t) \rangle,$$

表示 t 时刻的负能量态 $v_n(z, t)$ 在自由正能量态 $u_p(z)$ 的投影,对应着跃迁概率. 产生电子的动量分布表达式为 $N(p, t) = \sum_n |U_{p,n}(t)|^2$, 利用能量和动量的关系 $E^2 = (m_0 c^2)^2 + (pc)^2$, 可以得到产生电子的能量分布. 为了模型的简洁性,以上的计算忽略了粒子对产生对电磁场的影响,考虑自相互作用需要联解 Maxwell 方程做进一步研究,目前在数值方法上还存在一定困难.

本文采用的外场是由一个高频弱场和一个稳恒强场组成的复合场,且电场是空间局域化的. 表达式为 $V(z, t) = V_1 S_1(z) \sin(\omega t) + V_2 S_2(z)$, 其中方程中的 $S_1(z) S_2(z)$ 为 Sauter 势函数^[17-20],

$$S_1(z) = \{1 + \tanh((z - z_0)/W_1)\}/2,$$

$$S_2(z) = \{1 + \tanh((z - z_0)/W_2)\}/2,$$

该式表示中心为 z_0 、场宽度分别为 $W_1 W_2$ 的局域化的电场. 复合场的表达式为:

$$V(z, t) = V_1 \{1 + \tanh((z - z_0)/W_1)\} / 2 \sin(\omega t) + V_2 \{1 + \tanh((z - z_0)/W_2)\} / 2,$$

V_1 和 V_2 分别表示振荡场和恒场的振幅 (即势高度), W_1 和 W_2 分别表示振荡场和恒场的场宽, ω 为振荡场的振荡频率. 我们利用劈裂算符 [21-23] 的方法数值求解一维的 Dirac 方程, 研究产生粒子对的概率和能量分布, 文中所有数值均采用原子单位制.

3 电场的形态对粒子对能量分布的影响

利用上面提出的模型, 分别研究分析不同场强、频率和宽度的电场对真空中正反粒子对的能量分布产生的影响, 寻找一个合适的电场从而使得产生的粒子对能量更集中, 为实验上获得单能伽马光源提供借鉴. 单独存在稳恒场时粒子对的能谱对参数的依赖已有大量研究, 而根据 Schwinger 公式处于次临界的恒场来说除初始效应外几乎不会有粒子对产生. 而利用动力学辅助的方法可以有效增加粒子对的产生率, 因此本文主要研究振荡场和稳恒场组合下真空中粒子对产生的能量分布.

3.1 场强对粒子对能量分布的影响

我们研究了场强对正反粒子对的能量分布产生的影响. 在该复合场下存在振荡场强度和恒场强

度两个场强. 首先对单个振荡场强度进行研究, 与已有研究结果一致: 振荡场强度的变化仅仅会影响粒子对的产生量, 对能量的分布并没有影响 [24]. 进一步研究了增加恒场后复合场场强对能量分布的影响. 图 1 给出了两种振荡场宽度下当振荡场强度不同时产生量随能量的分布, 图 1(a) 和图 1(b) 分别表示振荡场宽度为 $W_1 = 3/c, 0.3/c$ 与恒场宽度为 $W_2 = 3/c$ 时产生量随能量的分布. 通过对比得到, 增加振荡场强度 ($V_1 = 1.0c^2, 1.47c^2, 2.0c^2$) 只增加了粒子对的产生量, 并不对粒子对的能量分布产生影响, 能量峰值的位置和形态没有改变. 因此, 仅改变振荡场的强度不能减小粒子对的能量分布宽度.

进一步研究了恒场强度的改变对粒子对能量分布产生的影响. 图 2 给出了两种振荡场场宽下当恒场强度不同时粒子对产生量随能量的分布, 图 2(a) 和图 2(b) 表示振荡场宽度不同, 分别为 $W_1 = 3/c, 0.3/c$.

一方面, 当恒场宽度较大时增大恒场强度 ($V_2 = 1.5c^2, 2.0c^2, 2.53c^2$), 粒子对的能量分布宽度并没有减小反而增大, 能量峰值往高能部分发生了移动从而得到了更高能的粒子对. 另一方面, 当恒场宽度较小时, 增加恒场强度, 粒子对的能量分布宽度也没减小, 但相比于恒场宽度较大时能量分布宽度的变化较小, 这是由于恒场宽度的减小使得产生粒子的单能性越好 (后文中会给出相应解释), 恒场强度的增加对粒子的加速或减速作用效果增强, 因此对于粒子对能量分布宽度的影响会有差异.

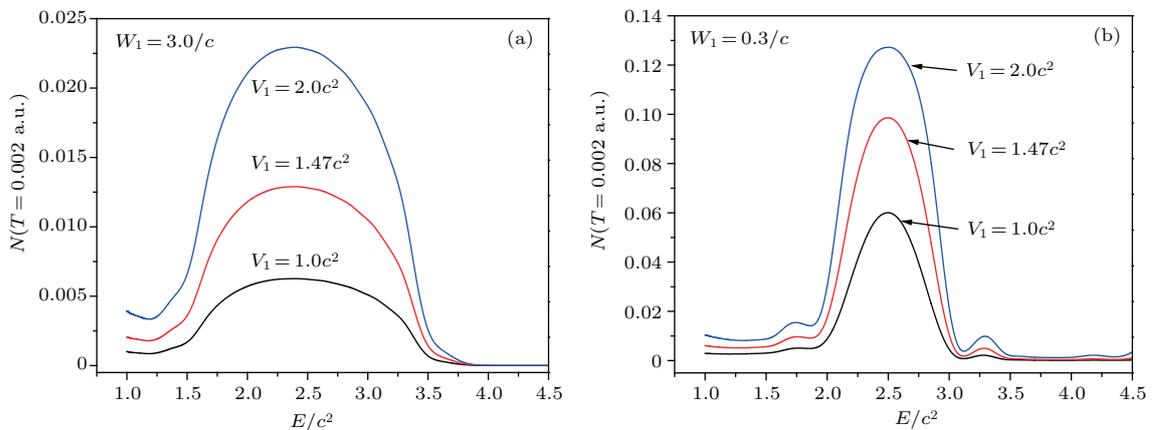


图 1 振荡场强度改变时粒子对产生量随能量的分布 (模拟参量为 $\omega = 2.5c^2, V_2 = 2.53c^2, W_2 = 3/c$, 振荡场场强振幅为 $V_1 = 1.0c^2, 1.47c^2, 2.0c^2$) (a) 振荡场宽度为 $W_1 = 3/c$; (b) 振荡场宽度为 $W_1 = 0.3/c$

Fig. 1. The energy distribution of particle pairs production in a combined field, where the potential of the oscillation field is varied as $V_1 = 1.0c^2, 1.47c^2, 2.0c^2$, and the field width is (a) $W_1 = 3/c$ and (b) $W_1 = 0.3/c$, respectively. The frequency $\omega = 2.5c^2$, the potential of the constant field $V_2 = 2.53c^2$, and the width $W_2 = 3/c$.

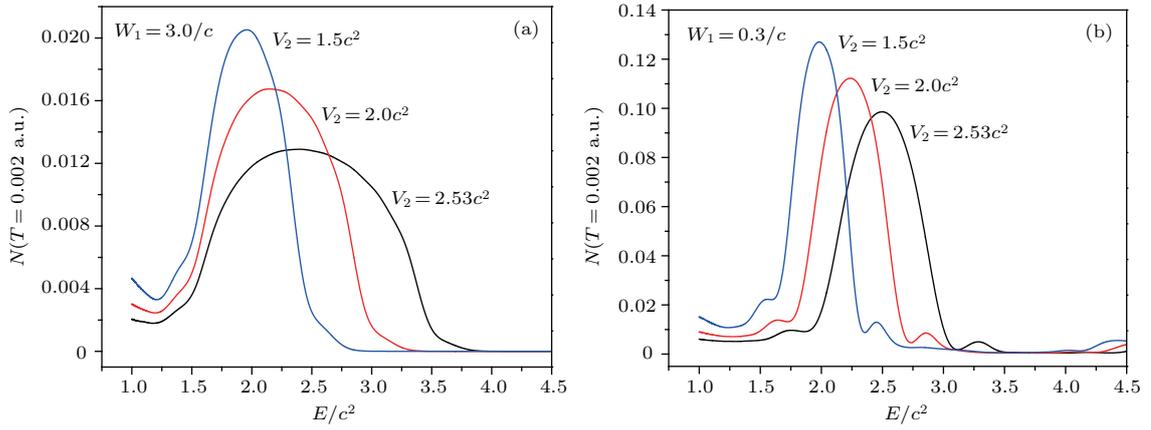


图2 恒场强度改变时粒子对产生量随能量的分布 (模拟参量为: $V_1 = 1.47c^2$, $\omega = 2.5c^2$, $W_2 = 3/c$, 恒场场强振幅为 $V_2 = 1.5c^2, 2.0c^2, 2.53c^2$) (a) 振荡场宽度为 $W_1 = 3/c$; (b) 振荡场宽度为 $W_1 = 0.3/c$.

Fig. 2. The energy distribution of particle pairs production in a combined field with different potentials of the constant field $V_2 = 1.5c^2, 2.0c^2, 2.53c^2$, and the width of the constant field $W_2 = 3/c$. The field width of the oscillation field is (a) $W_1 = 3/c$ and (b) $W_1 = 0.3/c$, respectively, and the frequency $\omega = 2.5c^2$.

峰值向高能部分发生移动, 可以用动力学辅助Schwinger机制^[9]来解释, 能量峰值位置是由恒场强度和振荡场频率 $(\omega + V_2)/2$ 共同决定的, 通过计算该复合场下能量峰值位置分别是 $2.0c^2, 2.25c^2, 2.515c^2$, 图2峰值的位置分别是 $1.989c^2, 2.224c^2, 2.501c^2$, 正好与之相对应. 因此, 仅增加恒场强度不能减小粒子对的能量分布宽度得到能量相对单一的粒子对, 但可以得到更高能的粒子对. 除了动力学辅助Schwinger机制, 形成峰的还可能是吸收光子跃迁(频率超临界), 这种情况下会有多个高阶峰值对应着多光子效应. 这种效应会随着振荡场宽度的变窄而变得更加容易.

3.2 振荡场频率对粒子能量分布的影响

已有研究表明, 在其他参量不变的前提下改变振荡场的频率会对正反粒子对的产生量和空间分布产生影响^[24,25]. 我们进一步研究了振荡场频率对粒子对的能量分布宽度的影响. 图3给出了两种振荡场宽度下当振荡频率改变时正反粒子对产生量随能量的分布, 图3(a)和图3(b)表示振荡场宽度不同, 分别为 $W_1 = 3/c, 0.3/c$. 我们知道, 当振荡频率达到临界值 $\omega = 2.0c^2$ 或超过临界值时, 由单光子过程可直接使正反粒子对产生量明显提高, 通过对图中曲线的比较也证明了这一点, 且能量分

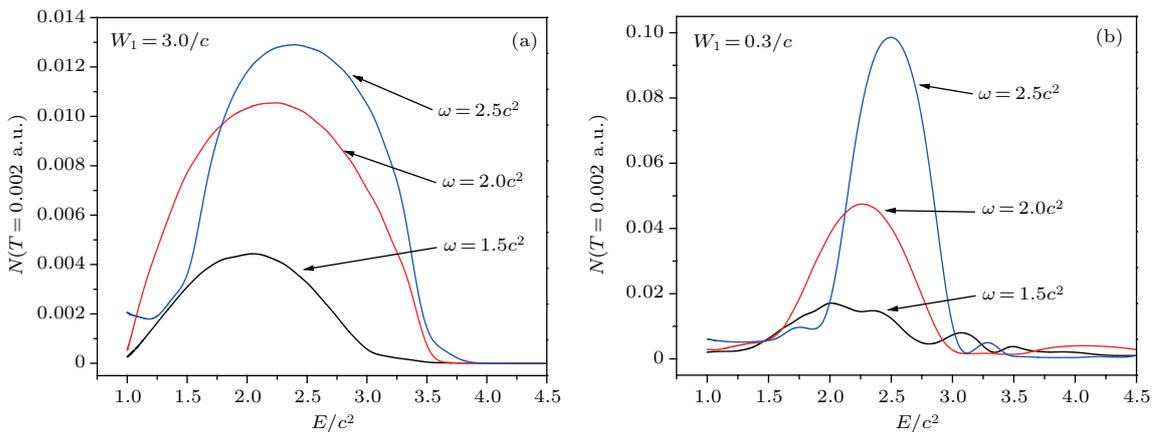


图3 振荡频率改变时粒子对产生量随能量的分布 (模拟参量为: $V_1 = 1.47c^2$, $V_2 = 2.53c^2$, $W_2 = 3/c$, 振荡频率为 $\omega = 1.5c^2, 2.0c^2, 2.5c^2$) (a) 振荡场宽度为 $W_1 = 3/c$; (b) 振荡场宽度为 $W_1 = 0.3/c$

Fig. 3. The energy distribution of particle pairs production in a combined field, where we vary the frequency of the oscillation field $\omega = 1.5c^2, 2.0c^2, 2.5c^2$. The potential of the oscillation field is $V_1 = 1.47c^2$, and the field width is (a) $W_1 = 3/c$ and (b) $W_1 = 0.3/c$, respectively. The potential of the constant field $V_2 = 2.53c^2$, and the width $W_2 = 3/c$.

布局也更加规则, 但仅增加振荡频率不能减小粒子对的能量分布宽度. 随着振荡频率的改变, 能量峰值所对应的能量值也发生了改变, 可由 $(\omega + V_2)/2$ 得到, 在上文中已给出了相应解释. 与改变恒场强度对粒子对能量分布的影响相比较, 两者都可改变能量峰值位置, 不同的是恒场强度的增加能使高能部分的粒子明显增多, 而仅增加振荡频率效果却不明显.

3.3 场宽对粒子能量分布的影响

以上分别研究了两场场强和振荡场频率改变对粒子对能量分布的影响, 得到这些参量的改变并不能减小能量分布宽度, 但以上各图中均给出了两种振荡场宽度, 通过对比可得振荡场宽度较小时比场宽较大时粒子对的能量分布更集中. 下面进一步研究振荡场宽度对粒子对能量分布的影响.

3.3.1 电势不变时振荡场宽对粒子能量分布的影响

前文对比已发现减小振荡场的宽度会增加粒子对的产生量, 且得到的粒子对的能量分布更加集中. 图 4 给出了不同振荡场宽度下 $(3/20c - 3/c)$ 粒子对产生量随能量的分布, 图中为振荡场宽度与恒场宽度之比为 W_1/W_2 , 其他参量保持不变. 通过对比可得, 能量峰值位置没变, 因为振荡场频率和恒场强度不变; 振荡场宽度从下向上依次减小, 正反粒子对的能量分布越来越集中. 因此, 在复合场下仅减小振荡场的宽度可以减小粒子对的能量分布宽度, 从而得到能量单一性更高的正反粒子对.

由图 4 可得当振荡场宽度减小到 $W_1/W_2 = 1/8$ 以后, 振荡场宽度对粒子对能量分布的影响变化很小. 因此, 我们又选取了该场宽范围内的其他场宽进行验证, 并选取不同场宽下粒子对产生量峰值的半高全宽位置对应的能量值, 计算出所对应的粒子对产生量峰值分布的半高全宽 (full width half maximum, FWHM), 用它来衡量产生粒子对的单能性. 以 FWHM 为纵坐标, 恒场宽度与振荡场宽度的比值 W_2/W_1 为横坐标, 得到了如图 5 所示的正反粒子对产生量半高全宽对应的能量分布宽度随两种场宽比值得变化曲线. 对图中曲线以 $W_2/W_1 = 4$ 为界分两个区间进行研究, 前一区间两场宽比值较小时 (振荡场场宽较大), 此时能量分布宽度随振荡场宽度的减小几乎呈线性迅速降低, 也可见在该场宽范围内粒子对的能量分布对振荡

场宽的变化十分敏感. 而后一部分中, 随着两场宽比值的持续增大 (振荡场场宽变窄), 能量分布宽度趋于稳定, 即达到临界值后即使继续减小振荡场宽度, 粒子对的能量分布宽度也不能再减小, 单能性得不到显著的提高.

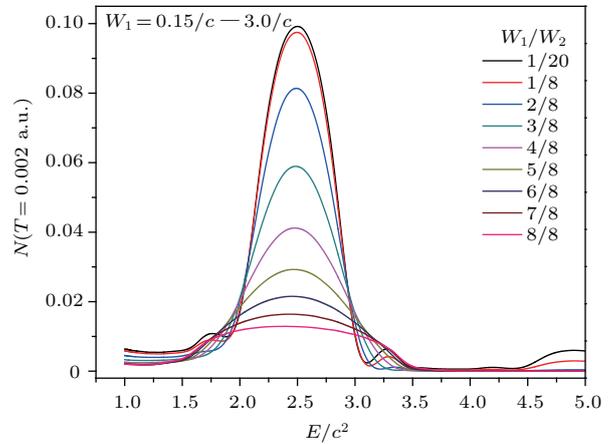


图 4 电势不变时粒子对产生量随能量的分布 (模拟参量为: $V_1 = 1.47c^2$, $\omega = 2.5c^2$, $V_2 = 2.53c^2$, $W_2 = 3/c$, 振荡场宽度为 $W_1 = (1/20 - 1)W_2$)

Fig. 4. The energy distribution of particle pairs production in a combined field, where we keep the potential of the oscillation field constant while varying the field width. Here, $V_1 = 1.47c^2$, $\omega = 2.5c^2$, $V_2 = 2.53c^2$, $W_2 = 3/c$, $W_1 = (1/20 - 1)W_2$.

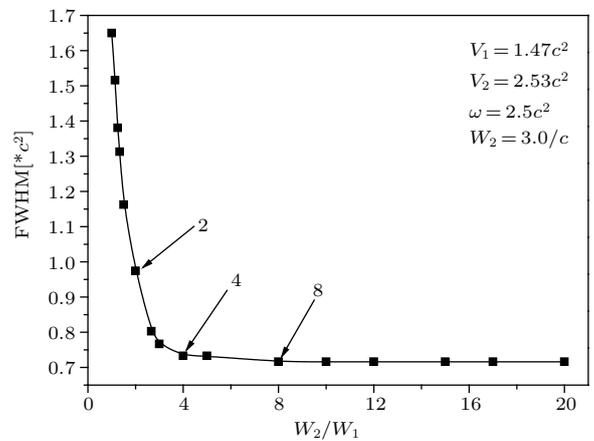


图 5 粒子对产生量半高全宽能量分布宽度随场宽比值得变化
Fig. 5. The dependence of the full width of half maximum (FWHM) of the energy distribution on the ratio of the two field widths.

因此, 在合理区间内减小振荡场的宽度有利于减小正反粒子对产生的能量分布宽度, 但并非振荡场宽窄到一定程度后便存在极限值, 从实验角度考虑无限制地减小振荡场的场宽也难以实现. 在该复合场形态下, 得到能量分布较为单一的正反粒子对产生量, 最佳选择的振荡场宽度是

$W_1 = 1/4W_2 = 0.75/c$. 对于一个粒子源而言, 我们不仅希望能量单一, 而且希望能够产生足够多的粒子. 因此, 我们研究了粒子对产生量随振荡场宽度的变化关系.

图6给出了正反粒子对产生量比值随场宽比值的变化的变化, 场宽比值是振荡场宽度和恒场宽度的比值(W_2/W_1), 产生量比值是振荡场场宽减小后粒子对的产生量 N 与振荡场宽度和恒场宽度相同时产生量 N_0 之比, 这样既可观察到产生量的增加, 又可得到产生量增加的多少. 图6同样以 $W_2/W_1 = 4$ 为界分为两区间, 前一区间振荡场宽度较宽时, 粒子对产生量随振荡场宽度的减小迅速增加, 几乎成线性增长, 当振荡场宽度减小为恒场宽度的一半时, 产生量就已是场宽相同时产生量的3.2倍; 减小为四分之一时, 产生量增加到了6.3倍. 而后一区间, 随着振荡场宽度的进一步减小, 粒子对产生量也趋于稳定, 证明粒子对产生量也存在极限, 在相同条件下, 并非随着场宽的减小而产生量持续增多.

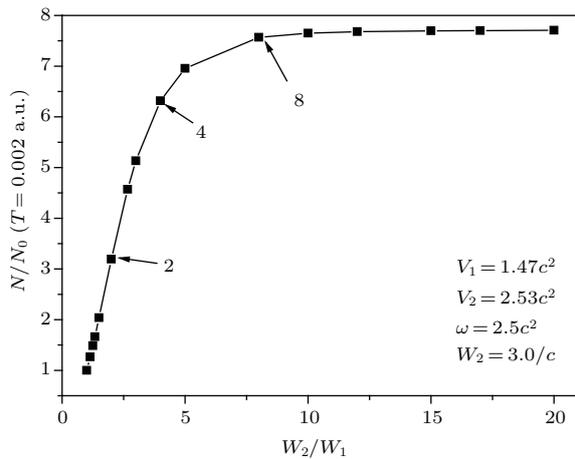


图6 粒子对产生量比值随场宽比值的变化的变化

Fig. 6. The dependence of the production particle number on the ratio of the two field widths.

我们知道, 场宽度的减小会导致电场强度的增加, 电场强度的增加又会导致粒子对产生量的增加. 但实际上正反粒子对的产生量却存在极限值. 这是因为振荡场宽度的不断减小, 相当于存在一个场强极强的、范围极窄的电场区域, 因此可以忽略恒场在粒子对产生过程中的影响, 随着振荡场密度变大的同时, 因为保持势能和频率不变, 振荡场宽度会变小, 所以总体能量不变. 从能量角度来看, 所产生粒子的能量不能超过总能量, 所以保持几乎

不变. 因此要得到数量足够多的正反粒子对产生量, 应合理地选择振荡场的宽度.

通过对图5粒子对能量分布宽度随场宽比值的变化的变化和图6粒子对产生量比值随场宽比值的变化的分析, 得出在一定范围内减小振荡场宽度, 粒子对的产生量和能量分布单一性都会明显提高, 但超出范围之后振荡场宽度的影响变小, 存在极限值. 之后的研究中应合理地选择振荡场的宽度.

3.3.2 振荡场强不变时振荡场宽度对粒子能量分布的影响

3.3.1小节中虽然仅改变了振荡场的场宽, 但我们知道场强是由电势和场宽共同决定的 ($E = V/2W$), 场宽的改变必然导致场强的改变. 因此, 我们研究了当场强不变时改变振荡场的宽度对粒子对能量分布的影响.

图7给出了两种场强下 ($E = 1c^3, 1/3c^3$) 正反粒子对产生量随能量的分布曲线, 实线表示电场强度为 $1c^3$, 虚线为 $1/3c^3$, 分别给出了三组数据. 通过对相同场强的曲线进行对比, 可得正反粒子对的产生量随着振荡场强度和场宽的减小而降低, 能量分布宽度也减小. 进一步分析了振荡场宽度相同、振荡场强度不同组成复合场时的粒子对产生量, 电场强度为 $1c^3$ 时, 振荡场场强振幅为 $3c^2$ 、场宽为 $1.5/c$, 与电场强度为 $1/3c^3$ 时, 振荡场场强振幅为 $1c^2$ 、场宽分别为 $1.5/c$ 、 $1.5c^2-0.75/c$ 与 $0.5c^2-0.75/c$ 、

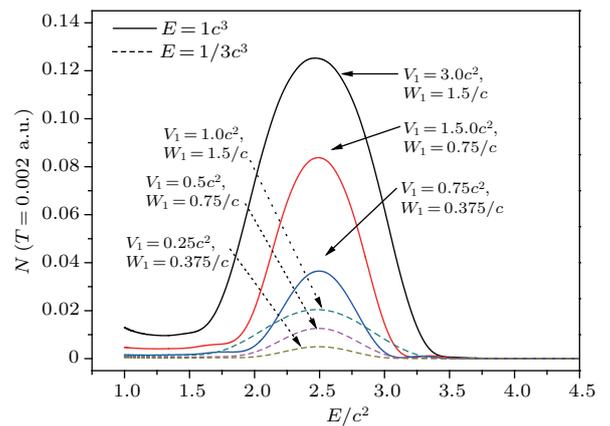


图7 两场场强不变时不同振荡场宽度下粒子对产生量随能量的分布 (模拟参量为 $\omega = 2.5c^2, V_2 = 2.53c^2, W_2 = 3/c, E = 1c^3, 1/3c^3, V_1-W_1$ 如图中标注)

Fig. 7. The energy distribution of particle pairs production in a combined field, where we keep the intensity of the oscillation field constant while varying the width and the potential. Here, $\omega = 2.5c^2, V_2 = 2.53c^2, W_2 = 3/c, E = 1c^3, 1/3c^3$.

$0.75c^2-0.375/c$ 与 $0.25c^2-0.75/c$ 时, 粒子对产生量不同, 但能量分布宽度相同. 产生量不同是因为对应的振荡场强度不同, 前文中已给出仅增加振荡场强度有利于粒子对的产生; 粒子对能量分布宽度相同是因为相同场宽下振荡场强度不同对能量分布没有影响. 因此粒子对能量分布宽度的减小主要由振荡场的宽度决定, 而振荡场强度对能量分布宽度几乎没有影响, 研究中可以忽略振荡场强度的影响.

4 总 结

采用计算量子场论的方法研究了由振荡场和稳恒强场组成的复合场下, 改变场的形态对正反粒子对产生特性的影响. 分别对两场场强、振荡场频率、两场场宽及两场强度对粒子对产生量和能量分布的影响进行了分析: 增加振荡场强度会明显增加粒子对的产生量, 但粒子对的能量分布宽度保持不变; 增加恒场的强度, 能得到更高能的粒子对, 但对粒子对的能量分布宽度没有影响; 增加振荡场的频率可使能量峰值位置向高能部分移动, 但对得到能量相对单一的粒子对效果不明显; 在一定场形态下若减小振荡场宽度, 既可以提高粒子对产生量, 又可以减小粒子对的能量分布宽度; 然而随着场宽度进一步减小到一临界值(以本文所取参量为例, 场宽以 $W_1 = 0.75/c$ 为界), 能量峰值分布的半高全宽稳定趋于某一极限值. 本文最后研究了振荡场强度的影响, 发现在改变粒子对能量分布宽度的过程中起主导作用的依旧是场宽变化.

本文的主要结论包括: 1) 增加振荡场强度能提高正反粒子对的产生量; 2) 增大恒场强度能得到更加高能的粒子对; 3) 减小振荡场宽度能同时提高正反粒子对产生量和能量分布单一性. 研究结果可为将来的实验提供重要借鉴和指导: 利用合理场形态获得单能性更好的粒子对可以作为单能 γ 粒子源; 通过调节获得更加高能的粒子对可产生高能 γ 光子, 或者作为高能电子源为进一步实验做好充分准备; 通过提高粒子对产生量可以用来研究正负电子等离子体. 此外, 一旦实现产生的正负粒子对能量控制, 获得单能(正)电子源将不需要借助磁场筛选, 大幅提高了输出效率. 因此, 本文为不同研究目的的实验均能提供重要的参考.

参考文献

- [1] Schwinger J 1951 *Phys. Rev.* **82** 664
- [2] Chao C Y 1930 *Phys. Rev.* **36** 1519
- [3] Cowan T, Backe H, Bethge K, Bokemeyer H, Folger H, Greenberg J S, Sakaguchi K, Schwalm D, Schweppe J, Stiebing K E, Vincent P 1986 *Phys. Rev. Lett.* **56** 444
- [4] Ahmad I, Austin S M, Back B B, Betts R R, Calaprice F P, Chan K C, Chishti A, Conner C, Dunford R W, Fox J D, Freedman S J, Freer M, Gazes S B, Hallin A L, Happ T, Henderson D, Kaloskamis N I, Kashy E, Kutschera W, Last J, Lister C J, Liu M, Maier M R, Mercer D J, Mikolas D, Perera P A A, Rhein M D, Roa D E, Schiffer J P, Trainor T A, Wilt P, Winfield J S, Wolanski M R, Wolfs F L H, Wuosmaa A H, Xu G, Young A, Yurkon J E (A P E X Collaboration) 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 618
- [5] Burke D L, Field R C, Horton-Smith G, Spencer J E, Walz D, Berridge S C, Bugg W M, Shmakov K, Weidemann A W, Bula C, McDonald K T, Prebys E J, Bamber C, Boege S J, Koffas T, Kotseroglou T, Melissinos A C, Meyerhofer D D, Reis D A, Ragg W 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 1626
- [6] Tajima T, Mourou G 2002 *Phys. Rev. Spec. Top.* **5** 031301
- [7] Hubbell J H 2006 *Radiat. Phys. Chem.* **75** 614
- [8] Dong S S, Chen M, Su Q, Grobe R 2017 *Phys. Rev. A* **96** 032120
- [9] Schützhold R, Gies H, Dunne G 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 130404
- [10] Su Q, Grobe R 2008 *Laser Phys.* **17** 92
- [11] Muller B, Greiner W, Rafelski J 1985 *Quantum Electrodynamics of Strong Fields* (Berlin: Springer) p26
- [12] Shen H, Bandrauk A D 1994 *J. Phys. A* **27** 7147
- [13] Braun J W, Su Q, Grobe R 1999 *Phys. Rev. A* **59** 604
- [14] Mocken G R, Keitel C H 2008 *Comput. Phys. Commun.* **178** 868
- [15] Ruf M, Bauke H, Keitel C H 2009 *J. Comput. Phys.* **228** 9092
- [16] Cheng T, Su Q, Grobe R 2010 *Contemp. Phys.* **51** 315
- [17] Holstein B R 1998 *Am. J. Phys.* **66** 507
- [18] Sauter F 1931 *Z. Phys.* **69** 742
- [19] Hansen A, Ravndal F 1981 *Phys. Scr.* **23** 1036
- [20] Holstein B R 1999 *Am. J. Phys.* **67** 499
- [21] Cheng T, Su Q, Grobe R 2010 *Contemp. Phys.* **51** 315
- [22] Krekora P, Su Q, Grobe R 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 043004
- [23] Newton T D, Wigner E P 1949 *Rev. Mod. Phys.* **21** 400
- [24] Jiang M, Su W, Lü Z Q, Lu X, Li Y J, Grobe R, Su Q 2012 *Phys. Rev. A* **85** 033408
- [25] Jiang M, Lü Q Z, Sheng Z M, Grobe R, Su Q 2013 *Phys. Rev. A* **87** 042503

Dependence of peak width of energy distribution on profile of combined field*

Lin Nan-Sheng¹⁾²⁾ Han Lu-Xue¹⁾²⁾ Jiang Miao¹⁾²⁾ Li Ying-Jun^{1)†}

1) (*State Key Laboratory for GeoMechanics and Deep Underground Engineering, China University of Mining and Technology, Beijing 100083, China*)

2) (*Department of Physics, College of Science, China University of Mining and Technology, Beijing 100083, China*)

(Received 14 December 2017; revised manuscript received 19 April 2018)

Abstract

In this paper, we use the quantum field theory to solve the generation process of particle-anti-particle pairs (PAPs), and study the generation characteristics of PAPs by changing the profile of the field combining an oscillating field and a static electric field. We find a way to increase the generation of PAPs and change the energy distribution. As the field strength of the oscillating field increases, the quantity of particle pairs generated increases. Increasing the field strength of a static electric field yields higher energy pairs of particles. If the frequency of the oscillating field becomes higher, the peak of the energy distribution shifts to higher energy but the width of the peak remains unchanged. The reduction of the field width of the oscillating field increases the generated quantity of PAPs on the one hand, and reduces the peak width of the energy distribution on the other hand. Therefore, we can obtain a narrower range of the energy distribution and more PAPs at less energy cost. Meanwhile, the relationship among the generation yield, the width of energy distribution and the width of the oscillation field is obtained. The width of the oscillating field only significantly narrows the peak width of the energy distribution in a range and reaches a limit after that. This provides useful details for future experiments, and suggests an appropriate width of the oscillating field to produce enough quantity of PAPs with concentrated energy distribution. According to previous studies, varying field width will inevitably lead to the change in the intensity of the electric field. It will be shown that the concentrating of the energy distribution is induced by narrowing the oscillating field instead of increasing the electric field intensity. Therefore, more concentrated PAPs will be obtained and their mutual annihilation will lead to the generation of γ -ray, which can be used as a γ -ray in experiments that follow. We suggest reducing the width of the oscillating field to improve the energy concentration of both particles and anti-particles while their quantities are still large enough.

Keywords: particle-anti-particle pairs, field width, energy distribution

PACS: 34.50.Rk, 03.65.-w, 12.20.-m

DOI: [10.7498/aps.67.20172656](https://doi.org/10.7498/aps.67.20172656)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11605286, 11405266, 11374360) and the National Basic Research Program of China (Grant No. 2013CBA01504).

† Corresponding author. E-mail: lyj@aphy.iphy.ac.cn