



正负电子对产生过程中不同外场宽度下的多光子跃迁效应

江淼 郑晓冉 林南省 李英骏

Multi-photon transition effects under different external field widths in electron-positron-pair creation process

Jiang Miao Zheng Xiao-Ran Lin Nan-Sheng Li Ying-Jun

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 231202 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20202101

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202101>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

正负电子对产生过程中不同外场宽度下的多光子跃迁效应*

江森¹⁾²⁾ 郑晓冉³⁾ 林南省¹⁾²⁾ 李英骏^{1)2)†}

1) (中国矿业大学(北京)理学院, 北京 100083)

2) (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)

3) (首都师范大学, 太赫兹光电子学教育部重点实验室, 北京 100048)

(2020年12月10日收到; 2021年6月27日收到修改稿)

在高频振荡的外场中, 可通过多光子跃迁过程在真空中激发出正负电子对. 本文运用计算量子场论的方法数值求解了狄拉克方程, 通过观察产生粒子在能量上的分布, 对外场宽度在正负粒子产生过程中的影响进行了分析. 当场宽较大时, 光子跃迁过程模式较为单一, 主要在能量对称的区域发生, 且单光子跃迁的概率远大于其他多光子过程; 而当场宽较小时, 双光子跃迁过程的概率大幅增加至和单光子过程同数量级, 并且跃迁能量为外场频率整数倍的非对称跃迁都有可能发生. 此外, 在其他跃迁能量上激发出正负电子对也存在一定概率, 粒子跃迁较宽场时呈现出更为复杂的模式.

关键词: 粒子对产生, 强激光场, 计算量子场论

PACS: 12.20.Ds, 03.65.-w, 42.25.Bs, 03.65.Pm

DOI: 10.7498/aps.70.20202101

1 引言

根据量子电动力学的理论可以预测, 当外场达到一定强度时, 真空将被激发出极化状态. 1951年, Schwinger^[1] 计算出了能够“击穿”真空的稳恒电场强度, 这项开创性的工作吸引了许多学者的注意, 从而开展对正负电子对产生过程的深入研究. 对于一个空间均匀且不随时间变化的电场, 产生真空极化的阈值为 $E_c = 1.32 \times 10^{16}$ V/cm, 相应的激光强度需要达到 10^{29} W/cm². 在20世纪80年代初, 实验上曾尝试用重离子对撞产生交叠的库仑场来激发出超临界电场, 并检测到了正电子的产生^[2,3]. 但是, 这里产生的粒子对是由于相对论碰撞过程中不可避免的核跃迁过程, 而非单由库仑场导

致. 在SLAC上进行的电子束与强激光脉冲碰撞实验中也检测到了由高能电子和激光束相互作用引起的正电子的产生^[4,5]. 目前为止, 在现有实验条件下, 由于激光峰值功率尚且不足, 仅由激光场直接引起正负粒子的产生还不能实现. 但是, 随着近年来激光技术及其相关产业的快速发展, 激光强度也将进一步逼近击穿真空的阈值条件. 可以期待在不久的将来, 激光强度将接近甚至超过施温格极限, 使得由光对物质的直接转化过程在实验室中得以实现.

关于正负粒子对产生过程的理论研究已经开展了数年, 并对各种外场情况下的粒子产生过程进行了详细的研究^[6-14]. 研究表明, 在真空中产生正负粒子对通常经过3种机制. 第一种称为施温格隧穿效应^[15-17]. 当稳恒电场的强度超过 $E_c = 1.32 \times 10^{16}$ V/cm时, 这个超强电场就可以在真空引起正

* 国家自然科学基金(批准号: 11974419, 11605286)和国家重点研发计划(批准号: 2018YFA0404802)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: lyj@aphy.iphy.ac.cn

负能态的交叠,从而持续不断地激发出正负粒子对.第二种机制要求外电场随时间快速变化,当频率达到一定数值时也可以通过光子跃迁持续地激发出正负粒子对,这种过程被称作多光子效应^[18–21].第三种机制则是通过超临界势阱中的束缚态来激发正负粒子^[22–26].

在第二种机制中,当一个光子的能量大于能带间隙 $2mc^2$ 的时候,真空中的正负能态通过光子跃迁效应发生交叠,从而产生正负粒子对.然而这要求外场超高速振荡,因此在实验上较难实现.此外,多个光子的总能量之和如果能够越过能带间隙,同样也可以激发出正负粒子对.本文将对多光子跃迁中外场宽度对产生粒子过程的影响展开深入讨论.

2 方法及模型

本文使用计算量子场论的方法来描述强场下真空中正负粒子的产生过程,该方法可实现在全空间和时间上数值求解狄拉克方程^[27,28].

将模型简化至一维.对于一维系统,选取只在 z 空间上变化的外场,则场算符可写成

$$\begin{aligned}\hat{\Psi}(z, t) &= \sum_p \hat{b}_p(t) u_p(z) + \sum_n \hat{d}_n^\dagger(t) v_n(z) \\ &= \sum_p \hat{b}_p u_p(z, t) + \sum_n \hat{d}_n^\dagger v_n(z, t),\end{aligned}\quad (1)$$

其中 $u_p(z)$ 和 $v_n(z)$ 分别是初始时刻的正负能态,可通过求解自由态下的狄拉克方程获得; \hat{b}_p 和 \hat{d}_n^\dagger 为产生和湮灭算符,分别作用在正负能态上.再将场算符中正能和负能的部分分开,用正能部分 $\hat{\Psi}^{(p)}(z, t)$ 定义粒子概率在真空态中的平均值表达式

$$\rho(z, t) = \langle \text{vac} | [\hat{\Psi}^{(p)}(z, t)]^\dagger \hat{\Psi}^{(p)}(z, t) | \text{vac} \rangle. \quad (2)$$

最后,将粒子概率在全空间进行积分,再经过推导可得出粒子产生数的表达式为

$$\begin{aligned}N(t) &= \int \rho(z, t) dz \\ &= \int \sum_p \sum_n |\langle u_p(z) | \phi_n(z, t) \rangle|^2 dz,\end{aligned}\quad (3)$$

其中的态函数 $\phi_n(z, t)$ 在时间上的演化过程遵循一维下的狄拉克方程:

$$i \frac{\partial}{\partial t} \phi(z, t) = [c\alpha_z \hat{p}_z + \beta c^2 + V(z, t)] \phi(z, t). \quad (4)$$

(4) 式及以下均使用原子单位制.下面运用劈

裂算符的方法^[29,30]对狄拉克方程进行数值求解.先将整个时间演化过程离散化,分成步长为 Δt 的整数步,再通过对其中一步的演化进行拆分 $e^{-ih\Delta t} \approx e^{-iV\Delta t/2} \times e^{-ih_0\Delta t} \times e^{-iV\Delta t/2}$, 其误差为 $O(\Delta t^3)$, 其中自由哈密顿量 h_0 只含动量部分,外场 V 只含空间部分,再运用傅里叶变换,即可对态的演化进行数值求解.

为研究多光子跃迁过程,本文中所取的外场 $V(z, t)$ 为随时间振荡的空间局域场,表达式为 $V(z, t) = V_1 S(z) \sin(\omega t)$, 其中 V_1 表示振荡场的振幅(即势高度或场的强度), ω 为场的振荡频率.式中的 $S(z)$ 为空间局域化的 Sauter 势函数^[31], 其表达式为 $S(z) = \{1 + \tanh[(z - z_0)/W]\}/2$, 其中 W 表示振荡场的场宽, z_0 表示势场的中心.应用劈裂算符方法以及傅里叶变换可对该场下的狄拉克方程进行数值求解,从而得出粒子概率和总产量在时间上的演化过程.

3 外场宽度对多光子跃迁过程的影响

本文对多光子跃迁过程进行深入讨论,并研究不同外场宽度对粒子产生过程的影响.首先运用第2节介绍的方法,根据(3)式计算出粒子的产生总数.在多光子跃迁效应中,由于外场振荡频率 ω 直接对应光子的能量,因此粒子的产生数与 ω 有着密切的关系.图1给出了 $t = 0.002$ 时刻,外场频率在 $0 - 4c^2$ 范围内的粒子产生总数 N , 其中外场宽度 $W = 5/c$. 这里为了更加清晰地观察多光子跃迁效应,所取场强为 $V_1 = 5.5c^2$.

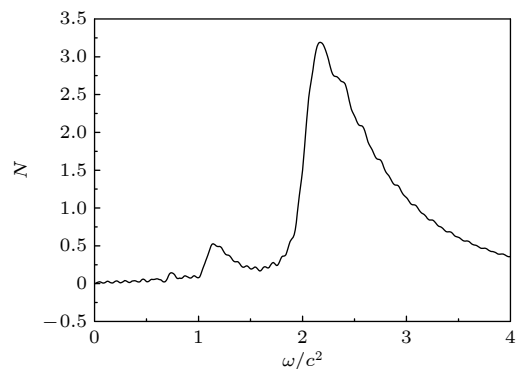


图1 粒子产生数随外场频率变化关系图.其中 $t = 0.002$, 外场强度 $V_1 = 5.5c^2$, 宽度 $W = 5/c$

Fig. 1. Total number of created pairs for different frequencies of the external field. Here $t = 0.002$, the field intensity is $V_1 = 5.5c^2$ and width is $W = 5/c$.

图 1 中出现多个峰值. 其中最大的峰在频率 $\omega > 2c^2$ 后开始出现, 对应的是单光子过程. 当一个光子的能量大于能带间隙 $2c^2$ (在原子单位制中 $m = 1$), 则可实现正负能态的交叠, 持续产生正负电子对. 该结论与文献 [20] 中粒子产生数随频率变化规律一致. 为了研究多光子跃迁效应的影响, 本文中加强了外场强度, 因此还可以看到其他峰值. 比如, 当振荡场的频率 $\omega > c^2$, 双光子过程就可实现正负能态的交叠, 因此在 $\omega > c^2$ 的位置也可以观察到一个峰. 另外, 图中 $\omega > 0.67c^2$ 处的小峰则与三光子过程相对应, 这与文献 [21] 中粒子产生数随频率变化规律一致.

需要注意的是, 对于 $\omega > 2c^2$ 的情况, 双光子或者三光子跃迁仍然可以发生, 只是相较于单光子而言产量较小. 为进一步理解多光子跃迁过程, 图 2 以对称跃迁为例, 给出多光子跃迁过程的示意图.

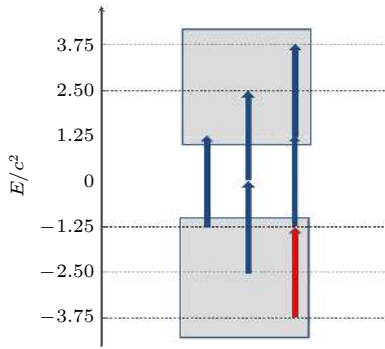


图 2 多光子跃迁过程示意图, 外场频率为 $\omega = 2.5c^2$
 Fig. 2. Schematic diagram of the multiphoton transition, where the frequency of the field is $\omega = 2.5c^2$.

图 2 中的纵轴为态的能量, 下方阴影表示负能连续态, 上方阴影表示正能连续态, 中间则为 $2mc^2$ 的能带间隙. 可以看出, 通过光子耦合跃迁的效应, 负能态和正能态之间实现交叠从而产生正负电子对. 图中从左到右依次为单、双、三光子对称跃迁过程. 以下为研究外场宽度对光子跃迁过程的影响, 选择了频率大于能带间隙的光子能量 $\omega = 2.5c^2$, 以保证单光子跃迁过程可以发生. 另外从图 2 还可看出, 对于三光子跃迁过程, 有一个光子是完全在负能态中完成跃迁的, 如图中红色箭头所示. 对于空间局域化的外场, 当外场宽度变化时, 该光子对跃迁过程的影响将发生变化.

在只含振动场的情况下, 当外场频率超临界时可激发光子跃迁效应, 正负电子对就会持续产生.

其中单光子过程发生的概率最大, 因此贡献了最高的产生率. 对于外场频率超临界的情况, 虽然概率较单光子过程而言相对较小, 但双光子过程和三光子过程也会发生. 由于计算粒子产生总数的时候, 程序将所有过程的产生概率进行了求和, 因此在粒子产生总数中无法区分以上几种过程. 但是, 在产生粒子的动量或者能量分布上, 不同数量的光子跃迁会对应不同的峰值, 可进行区分. 因此, 下面主要对产生粒子的能量分布进行讨论.

在能量分布中, 峰值代表具有该能量的能级上发生跃迁的概率最大, 产生粒子数量最多. 对于频率确定的外场, 峰的位置与外场强度 V_1 无关. 场强越大, 正负电子对的产生量越多. 场强在这里只起到改变跃迁强度的作用, 而不能改变跃迁过程的能量. 而外场的另一个参数——外场宽度, 则会对跃迁过程的能量产生影响, 因此多光子跃迁过程也会发生变化. 以下分别对场宽较大和较小两种情况展开讨论.

3.1 场宽较大时的粒子能量分布

当外场宽度较大时, 多光子跃迁过程将呈现出对称的形式. 这是因为, 当场宽 W 明显大于康普顿波长 $\lambda_c = 1/c$ 时, 在正负粒子产生过程中, 整个系统可被认为是接近空间均匀的. 因此相应地, 能够发生跃迁的过程须满足动量近似守恒. 在产生粒子的能量分布上, 则会出现较明显的与单、双、三光子过程分别对应的主峰. 当然, 由于这里使用的是空间局域化的外场, 并不是完全均匀的, 因此主峰存在一定宽度. 也就是说, 跃迁过程虽然以对称跃迁为主, 但动量不守恒的非对称跃迁仍然可以发生. 而由于动量守恒的对称跃迁过程最易发生, 则概率最大, 与能量分布的峰值相对应.

根据第 2 节介绍的理论, 将 (3) 式在正能态和负能态上求和可得出产生粒子的总数, 而若只对负能态求和, 则可得出产生粒子在正能态上的分布. 再通过将动量换算成能量, 则可得出粒子产生量在能量上的概率分布, 如图 3 所示.

图 3 中设场宽为 $W = 5/c$. 这里为保证单光子跃迁可以发生, 选取的外场频率为超临界的 $\omega = 2.5c^2$. 这里的时刻为 $t = 0.002$, 初始时间效应早已结束, 粒子的能量分布趋于稳定. 另外, 为使多光子跃迁过程易于观察, 选取了较大的外场强度 $V_1 = 8.5c^2$. 在图 3(a) 中, 由于场宽明显大于康普

顿波长, 因此整个系统中对称跃迁发生的概率最大, 在图中表现为峰的形状. 图 3(a) 中 3 个峰值分别对应单、双、三光子跃迁过程中概率最大的对称跃迁, 由竖直虚线标出. 左边第一个峰的峰值在横轴上对应的能量为 $1.25c^2$, 来自于从能量为 $-1.25c^2$ 的负能态到能量为 $1.25c^2$ 的正能态的单光子对称跃迁过程, 整个跃迁过程的能量为 $2.5c^2$, 为所选取的外场频率. 第二个峰则来自从能量 $-2.5c^2$ 到 $2.5c^2$ 的双光子跃迁, 跃迁过程能量为 $5c^2$, 是外场频率的 2 倍. 第三个峰则来自三光子跃迁过程, 从能量 $-3.75c^2$ 到 $3.75c^2$, 跃迁过程能量为 $7.5c^2$, 是外场频率的 3 倍. 以上能量均与图 2 对应. 图 3(a) 中结论与文献 [20] 中粒子的能量分布结论一致.

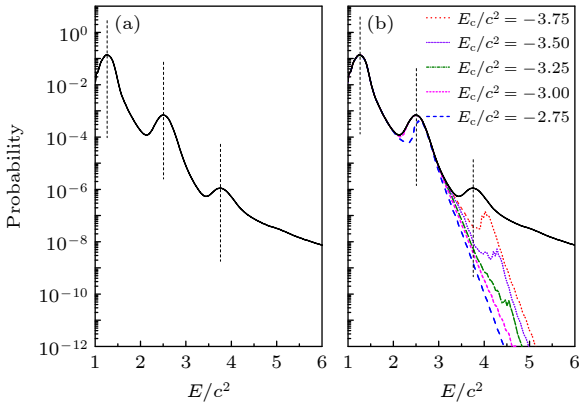


图 3 外场宽度 $W = 5/c$ 时粒子产生量在能量上的概率分布图, 外场频率和强度分别为 $\omega = 2.5c^2$, $V_1 = 8.5c^2$

Fig. 3. Energy distribution of the created particles for a wide field width $W = 5/c$, where the frequency and intensity of the field are $\omega = 2.5c^2$ and $V_1 = 8.5c^2$, respectively.

对于单光子和双光子过程在完成从负能态到正能态的跃迁时, 每个光子都是不可或缺的. 但对于三光子跃迁过程, 如图 2 所示, 有一个光子是在负能级内完成跃迁的. 为观察这个光子对三光子跃迁过程的影响, 在图 3(b) 中对负能量的不同数值进行了截断. 也就是说, 当不进行截断时, 在计算粒子产生总量时对所有的负能态到达正能态的跃迁过程进行求和. 而当截断能量为 E_c 时, 则只对从 E_c 到 $-c^2$ 的负能态到正能态的跃迁过程进行求和. 为进行对比, 图 3(b) 中的黑色实线为未进行任何截断的粒子产量分布, 和图 3(a) 相同. 其他 4 条曲线则分别为对能量相应数值的负能态进行截断后得到的结果. 当截断能量为 $E_c = -3.75c^2$ 时, 刚好是与三光子对称跃迁对应的能量, 则第三个峰发生了明显的变化, 有大部分缺失. 这说明, 在三光子

跃迁过程中, 全部在负能级内的这个光子是不可或缺的. 若将它摘除, 就会直接影响到三光子跃迁过程的发生. 而由于除对称跃迁以外, $-3.75c^2$ 附近的能量也有一定的跃迁概率, 因此这个峰并没有完全消失. 若截断能量进一步增加, 如 $E_c = -3.5c^2$ 或 $-3.25c^2$ 时, 三光子跃迁过程的峰将进一步缺失. 当截断能量为 $E_c = -3c^2$ 时, 三光子跃迁过程的峰则完全消失了. 当取截断能量为 $E_c = -2.75c^2$ 时, 已到达双光子对称跃迁的能量, 因此第二个峰也出现了一定程度的缺失, 如图 3 所示.

可以看出, 对于外场较宽的情况, 光子跃迁的过程正如图 2 所示, 以对称跃迁为主. 且从数量级上来看, 单光子跃迁占绝大多数. 另外, 由于场的空间局域化, 非对称跃迁也存在一定的概率. 因此当对 $-3.75c^2$ 到 $-2.5c^2$ 的能量逐渐进行截断时, 与三光子过程对应的峰会逐渐消失. 且在截断能量到达 $-2.5c^2$ 之前, 单光子和双光子跃迁过程都没有因能量截断受到任何影响. 而当截断能量到达 $-2.5c^2$ 时, 双光子跃迁过程也受到了一定程度的影响.

3.2 场宽较小时的粒子能量分布

文献 [20] 所取外场均为宽场, 为进一步讨论多光子跃迁过程, 本节选取较小的外场场宽 $W = 1/c$ 进行讨论. 由于高阶多光子跃迁过程概率较小, 为便于观察, 选择较强外场强度 $V_1 = 8.5c^2$. 当场宽接近康普顿波长时, 空间的变化更加剧烈, 则粒子在跃迁时不受动量守恒的限制, 对称跃迁的机制将被打破.

图 4(a) 给出了场宽为 $W = 1/c$ 时粒子产量在能量上的概率分布, 其他参数与图 3 相同. 可以看到, 相较于宽场的情况, 粒子的能量分布发生了明显的变化. 由于对称跃迁的机制被打破, 图 3(a) 中的三峰结构已经完全消失, 而分裂成了多个小峰. 这里仍然用竖直虚线标出了各种数量的光子对称跃迁的能量. 仔细观察可以发现, 首先, 单光子跃迁仍然在对称跃迁处存在一个主峰, 而与三光子跃迁过程对应的峰变得不明显. 其次, 双光子过程以对称跃迁为中心分裂成了两个对称的小峰, 图中 A 峰和 B 峰的能量分别为 $1.85c^2$ 和 $3.15c^2$, 与能量为 $2.5c^2$ 的双光子跃迁相对应. 另外, 在 高能部分还出现了 C 峰和 D 峰, 能量分别为 $4.35c^2$ 和 $5.65c^2$.

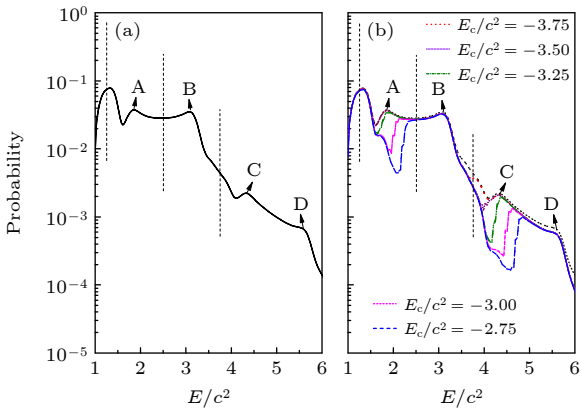


图 4 外场宽度 $W = 1/c$ 时粒子产生量在能量上的概率分布图, 外场频率和强度分别为 $\omega = 2.5c^2$, $V_1 = 8.5c^2$

Fig. 4. Energy distribution of the created particles for a narrow field width $W = 1/c$, here the frequency and intensity of the field are $\omega = 2.5c^2$ and $V_1 = 8.5c^2$, respectively.

可以看出, 在场宽较窄的情况下, 能量分布展现出不同的模式. 首先, 各级光子跃迁之间的数量级差要小于宽场的情况, 也就是说, 双光子和三光子跃迁过程在窄场下的发生概率有所增大. 以单光子和双光子跃迁过程的对比为例, 在场宽为 $W = 5/c$ 时, 两者的峰值数值相差两个数量级以上, 而在场宽为 $W = 1/c$ 时则基本为同一个数量级. 三光子过程的数量级也有明显增加. 其次, 宽场下对称跃迁的趋势被完全打破, 在不同能量上出现其他峰值. 在 $W = 1/c$ 时与三光子跃迁过程对应的峰因受到双光子跃迁过程分裂出的 B 峰的影响而变得不明显.

为进一步讨论跃迁模式如何变化, 这里同样对负能态进行不同数值的截断. 通过观察能量分布在截断过程中的变化可以看出, 能量截断对多光子跃迁过程的影响也与场宽时不同. 首先, 即使是远离双光子跃迁过程的截断能量, 也对与双光子跃迁过程对应的 A 峰产生了明显的影响. 其次, 除去本身已不明显的三光子过程, 能量截断仅影响了图 4 中的 A 峰和 C 峰, 并且不同能量的截断对这两个峰的影响非常相似. 最后, 当能量截断为 $E_c = -3.75c^2$ 和 $-3.5c^2$ 时, A 峰和 C 峰的改变并不明显; 而当截断能量为 $-3.25c^2$ 时才发生明显缺失, 并且随着截断能量的增大发生进一步的缺失. 这些现象都和宽场时的情况有着明显的差距.

对于这种现象, 可通过正负粒子产生过程中发生的光子耦合效应进行解释. 根据在图 3 中观察到

的结果, 可对窄场下的多光子跃迁过程进行推测. 图 5 给出了双光子和三光子跃迁过程在能量上的示意图, 左图为双光子跃迁, 右图为三光子跃迁. 由于场宽度的减小, 整个跃迁过程的动量不再守恒, 对称跃迁的机制被打破, 呈现出其他的跃迁模式. 其中 a 和 b 与图 4 中的 A 峰和 B 峰相对应; c 和 d 则对应图 4 中的 C 峰和 D 峰. 根据跃迁示意图可以看出, 图 4 中的 A 峰和 B 峰分别是来自 $-3.15c^2$ 到 $1.85c^2$ 和从 $-1.85c^2$ 到 $3.15c^2$ 的双光子跃迁过程产生的, 总跃迁能量是外场频率 $\omega = 2.5c^2$ 的两倍 $5c^2$. 对于图 4 中的 C 峰和 D 峰, 则分别来自从 $-3.15c^2$ 到 $4.35c^2$ 和从 $-1.85c^2$ 到 $5.65c^2$ 的跃迁过程, 总跃迁能量为 $7.5c^2$, $\omega = 2.5c^2$ 的 3 倍. 也就是说在之前完成双光子跃迁的基础上, 再向高能级跃迁一个光子. 因此, 当在 $-3.15c^2$ 以上进行能量截断时, 就会对 a 过程和 c 过程产生影响, 从而在图 4 中表现为 A 峰和 C 峰的削弱.

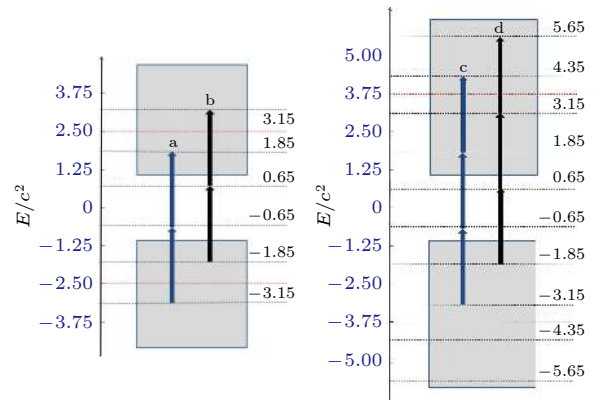


图 5 场宽较小时多光子跃迁过程示意图

Fig. 5. Multi-photon transition in a narrow field, where the frequency is $\omega = 2.5c^2$.

3.3 多光子跃迁过程在能谱上的分析

在第 2 节给出的简介中, 通过对所有的正能态和负能态交叠概率进行求和可得出总的粒子产生数. 而在求和之前, 可导出某一个能量为 E_n 的负能态与另一个能量为 E_p 的正能态之间的交叠概率, 也就是这两个态上产生粒子的概率. 通过观察各能态之间的交叠概率, 可以更深入地讨论粒子跃迁过程. 图 5 给出了外场频率为 $\omega = 2.5c^2$ 时, 宽场 $W = 5/c$ 和窄场 $W = 1/c$ 两种情况下的概率分布图. 其中横轴为负能态能量的绝对值, 纵轴为正能态能量. 与图 3 和图 4 相同的, 这里用对数坐标给出了跃迁概率, 具体数值对应见下方色条. 图中坐

标 (1.25, 1.25) 的点表示负能 $E_n = -1.25c^2$ 到正能 $E_p = 1.25c^2$ 的跃迁概率。

从图 6(a) 可以看出, 宽场情况下, 跃迁概率最大的区域主要分布在单光子过程, 且以对称跃迁为主. 双光子过程在对称跃迁区域也有少量贡献. 而在图 6(b) 中的窄场情况下, 可明显观察出 4 条斜线, 这 4 条斜线从左下到右上分别对应单、双、三、四光子跃迁过程. 与宽场中只在对称跃迁附近有概率明显不同, 在窄场中只要符合能量守恒的跃迁都可以发生. 并且, 跃迁概率发生了明显的变化, 高阶光子的跃迁概率明显增大. 其中, 双光子跃迁的概率甚至与单光子跃迁达到了同一数量级. 而在图 6(b) 中, 除符合能量守恒的对称跃迁以外, 还激发了其他跃迁模式. 如左下角在从负能 $-1.85c^2 < E_n < -c^2$ 到正能 $c^2 < E_p < 1.85c^2$ 的区域都存在一定跃迁概率. 且从负能 $E_n < -c^2$ 到 $1.85c^2$ 的区域以及 $-1.85c^2$ 到正能 $E_p > c^2$ 的区域也都存在一定跃迁概率, 并分别在符合双光子跃迁能量的 $1.85c^2$ 和

$3.15c^2$ 处形成加强跃迁, 分别对应图 5 中的 a, b 过程和图 4 中的 A, B 两峰. 且在此基础上, 还发生了再吸收一个光子的跃迁过程, 并在符合三光子跃迁能量的区域产生峰值, 其中高能的两个峰分别对应图 5 中的 c, d 过程和图 4 中的 C, D 两峰. 可见, 在窄场情况下, 多光子跃迁呈现出许多较宽场而言更为复杂的跃迁形式.

4 结 论

本文运用计算量子场论的方法, 对真空中产生正负电子对的过程进行了详细研究. 利用劈裂算符的方法和傅里叶变换, 对一维模型中的狄拉克方程在全空间和时间上进行数值求解, 从而得出粒子的总产生率以及在能量上的概率分布. 为研究光子跃迁过程在不同外场参数下的变化, 本文选择的外场模型为随时间高频振荡的电场. 在这种外场的激发下, 负能态将通过光子跃迁效应与正能态发生交叠, 从而产生正电粒子对.

基于研究得出的宽场下多光子跃迁结论, 讨论了外场较窄情况下的多光子跃迁效应. 通过改变外场的宽度可以看出, 多光子跃迁过程在宽场和窄场中跃迁模式发生了明显的变化. 首先在宽场模型中, 观察粒子在能量上的分布概率可以看出, 单光子跃迁的概率要远大于其他更高数量的光子跃迁过程, 在粒子产量中占主要地位. 且由于空间变化缓慢, 动量守恒的对称跃迁更易发生, 占主要地位. 另外, 通过在负能量上对跃迁过程进行截断可观察到, 对于三光子跃迁过程中, 跃迁前后的能量完全在负能连续态中的光子对整个跃迁过程而言是不可或缺的, 会直接影响到跃迁过程的发生. 而当外场宽度减小到更接近康普顿波长时, 双光子跃迁过程的概率明显增加, 甚至与单光子跃迁概率达到同一量级. 而在宽场机制下, 单光子跃迁的概率比双光子跃迁高两个数量级, 可见在窄场中双光子跃迁的概率明显提升. 这是因为, 在宽场下只有近似满足能量对称的跃迁才可以发生; 而在窄场中, 这一限制被打破, 符合双光子能量的跃迁都可以发生. 而双光子过程可发生的能谱范围大于单光子过程, 因此产量明显增加. 可见, 在窄场条件下多光子跃迁的数量会明显增大, 这一结论同样适用于能量较低的多光子跃迁过程. 对于频率无法超越 $2c^2$, 只能通过双光子或者更高阶效应产生粒子的激光场, 可

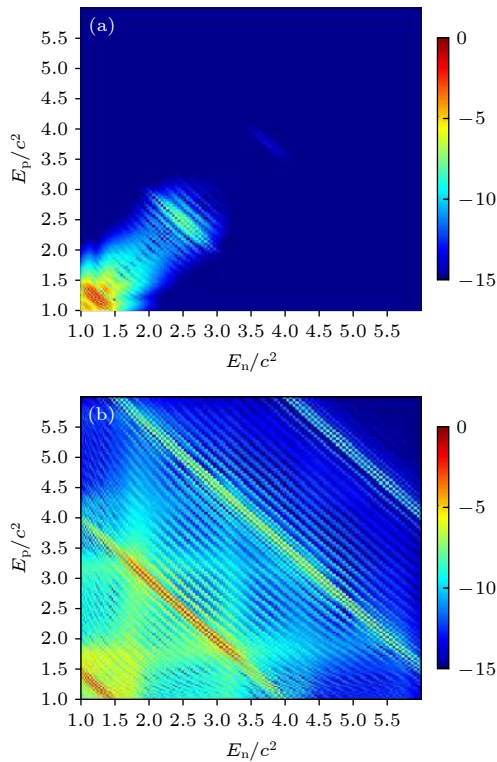


图 6 多光子跃迁过程概率在正负能量上的分布图 (a) 场宽 $W = 5/c$; (b) 场宽 $W = 1/c$. 其中外场频率为 $\omega = 2.5c^2$, 强度为 $V_1 = 8.5c^2$

Fig. 6. Probability of transition between the positive and negative energy: (a) Field width $W = 5/c$; (b) field width $W = 1/c$. The frequency and intensity of the field are $\omega = 2.5c^2$ and $V_1 = 8.5c^2$.

通过将激光束进一步聚焦,减小场宽来增加产生率.另外,相较于单峰结构的对称跃迁,窄场下跃迁模式更为复杂,与之对应的产生粒子能量分布也呈现出多峰结构.比如,在双光子跃迁时分裂出两个峰,分别对应从不同负能态到正能态的跃迁过程.宽场下的跃迁模式较为单一,而窄场下的跃迁模式则较为多样化.可见,当外场宽度变窄时,产生正负电子对的跃迁过程与宽场时存在很多不同的效应,有待进一步的探索.

参考文献

- [1] Schwinger J 1951 *Phys. Rev.* **82** 664
- [2] Cowan T, Backe H, Bethge K, et al. 1986 *Phys. Rev. Lett.* **56** 444
- [3] Ahmad I, Austin S M, Back B B, et al. 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 618
- [4] Burke D L, Field R C, Horton-Smith G, et al. 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 1626
- [5] Bamber C, Boege S J, Koffas T, et al. 1999 *Phys. Rev. D* **60** 092004
- [6] Narozhny N B, Bulanov S S, Mur V D, Popov V S 2004 *JETP Lett.* **80** 382
- [7] Di Piazza A 2004 *Phys. Rev. D* **70** 053013
- [8] Müller C, Hatsagortsyan K Z, Keitel C H 2008 *Phys. Rev. A* **78** 033408
- [9] Ruf M, Mocken G R, Müller C, Hatsagortsyan K Z, Keitel C H 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 080402
- [10] Kirk J G, Bell A R, Arka I 2009 *Plasma Phys. Control. Fusion* **51** 085008
- [11] Tang S, Xie B S, Lu D, Wang H Y, Fu L B, Liu J 2013 *Phys. Rev. A* **88** 012106
- [12] Liu Y, Lv Q Z, Li Y T, Grobe R, Su Q 2015 *Phys. Rev. A* **91** 052123
- [13] Piccinelli G, Sánchez 2017 *Phys. Rev. D* **96** 076014
- [14] Li Z L, Xie B S, Li Y J 2019 *Phys. Rev. D* **100** 076018
- [15] Krekora P, Su Q, Grobe R 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 040406
- [16] Jiang M, Su W, Lu X, Sheng Z M, Li Y T, Li Y J, Zhang J, Grobe R, Su Q 2011 *Phys. Rev. A* **83** 053402
- [17] Wöllert A, Klaiber M, Bauke H, Keitel C H 2015 *Phys. Rev. D* **91** 065022
- [18] Schützhold R, Gies H, Dunne G 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 130404
- [19] Monin A, Voloshin M B 2010 *Phys. Rev. D* **81** 085014
- [20] Jiang M, Su W, Lv Z Q, et al. 2012 *Phys. Rev. A* **85** 033408
- [21] Dong S, Unger J, Bryan J, Su Q, Grobe R 2020 *Phys. Rev. E* **101** 013310
- [22] Krekora P, Cooley K, Su Q, Grobe R 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 070403
- [23] Jiang M, Lv Q Z, Sheng Z M, Grobe R, Su Q 2013 *Phys. Rev. A* **87** 042503
- [24] Lv Q Z, Liu Y, Li Y J, Grobe R, Su Q 2014 *Phys. Rev. A* **90** 013405
- [25] Wang Q, Liu J, Fu L B 2016 *Sci. Rep.* **6** 25292
- [26] Su D D, Li Y T, Lv Q Z, Zhang J 2020 *Phys. Rev. D* **101** 054501
- [27] Braun J W, Su Q, Grobe R 1999 *Phys. Rev. A* **59** 604
- [28] Wagner R E, Ware M R, Shields B T, Su Q, Grobe R 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 023601
- [29] Bandrauk A D, Shen H 1994 *J. Phys. A: Math. Gen.* **27** 7147
- [30] Mocken G R, Keitel C H 2008 *Comput. Phys. Commun.* **178** 868
- [31] Sauter F 1932 *Zeitschrift für Physik* **73** 547

Multi-photon transition effects under different external field widths in electron-positron-pair creation process*

Jiang Miao¹⁾²⁾ Zheng Xiao-Ran³⁾ Lin Nan-Sheng¹⁾²⁾ Li Ying-Jun^{1)2)†}

1) (*School of Science, China University of Mining and Technology - Beijing, Beijing 100083, China*)

2) (*State Key Laboratory for Geomechanics and Deep Underground Engineering, China University of Mining and Technology-Beijing, Beijing 100083, China*)

3) (*Key laboratory of Terahertz Optoelectronics, Ministry of Education, Capital Normal University, Beijing 100048, China*)

(Received 10 December 2020; revised manuscript received 27 June 2021)

Abstract

Within an oscillating field with high frequency, electron-positron pairs can be generated from vacuum as the result of multi-photon transition process. In this paper, through the computational quantum field theory and the split operator technique, we use a numerical method to solve the spatiotemporally dependent Dirac equation, the result of which enables us to discuss the process of creating electron-positron pair under a time-dependent and spatially localized external field. By monitoring the total number and the energy distribution of created pairs, the effect of the field width on the creating electron-positron pair is discussed.

For a wide width, the symmetric transition of single photon transition is dominant, because the momentum of the transition particle is approximately conserved due to a gradually varying space. For an oscillating field with frequency that exceeds the threshold $2mc^2$, the energy of a single-photon is sufficient to cross the energy gap between the positive energy continuum and the negative energy continuum. As a result, the electron-positron pairs will be generated continuously, where a transition with symmetric energy has the maximum probability. Meanwhile, higher-order photon transition also arises, especially for three-photon transition with one photon transition completely inside the negative energy continuum. To observe the effect of this photon, we artificially cut the negative energy at a specific value. Accordingly, in the energy distribution of the created pairs, the peak corresponding to three-photon transition disappears, which indicates that the photon inside the negative energy continuum is indispensable in a three-photon transition process. For a narrow field width where the conservation of the momentum breaks down, the production corresponding to the asymmetric transition becomes obvious. In the energy distribution, the peaks representing two-photon transition and three-photon transition become wide and are split into two small peaks. For the three-photon transition, if we cut the negative energy at a specific value, it affects only the peak with lower energy, which indicates a different transition mode of the case corresponding to a wide field. Furthermore, in a narrow field the transition probability of double-photon transition greatly increases, even to a similar order of magnitude of the single photon transition. Apart from transitions with energy equal to integer multiple of the frequency of the photon appearing with asymmetric patterns, there also exists transitions with other energy. The multi-photon transition process of the particles for a narrow field width is more complicated than for a wide field width.

Keywords: pair creation, strong laser field, computational quantum field theory

PACS: 12.20.Ds, 03.65.-w, 42.25.Bs, 03.65.Pm

DOI: 10.7498/aps.70.20202101

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11974419, 11605286) and the National Key R&D Program of China (Grant No. 2018YFA0404802).

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