

线偏振激光场中原子的多光子电离的光电子角分布研究*

张敬涛[†]

(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)

摘要 非微扰量子电动力学的发展使我们可以利用精确的波函数和非微扰的散射理论来研究多光子电离问题. 文章作者及其合作者发展了光电子角分布的处理方法, 利用复合相位 Bessel 函数来表征光电子的跃迁几率幅, 将光电子的角分布与复合相位 Bessel 函数直接联系起来. 研究发现, 复合相位 Bessel 函数的性质决定了光电子角分布的主要特点及其随激光强度、频率以及光电子能量的演化. 该理论不但证实了实验上已经观测到的各种光电子角分布, 而且还预言了实验上尚未观测到的光电子角分布, 确立了光电子角分布的标度定律.

关键词 激光物理 非微扰量子电动力学 综述 光电子角分布

Photoelectron angular distribution of atoms irradiated by intense linearly polarized laser fields

ZHANG Jing-Tao[†]

(State Key Laboratory of High-field laser physics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

Abstract The development of nonperturbative quantum electrodynamics has made it possible to use exact wavefunctions and nonperturbative scattering theory to study multiphoton effects. Within this framework we develop a theoretical approach to interpret photoelectron angular distributions in terms of a generalized phase Bessel function which can determine the principal features of the distribution and its variation with laser frequency and intensity. Our theory has successfully explained a series of experimental observations and predicted several new types of photoelectron angular distribution. A scaling law has also been established by this theory.

Keywords laser physics, nonperturbative quantum electrodynamics, topical review, photoelectron angular distribution

1 引言

超短、超强激光与物质的相互作用及其相关的应用研究是当前国际上现代光学乃至现代物理学中一个非常重要的前沿研究领域. 激光与物质之间的相互作用研究, 已经进入到前所未有的高度非线性研究范畴, 具有深远的科学意义和广阔的应用前景. 在这些相互作用中, 原子的多光子电离是一个基本问题和研究热点.

原子的多光子电离是强场条件下的光电效应. 它指的是原子中的束缚电子吸收多个光子而电离的过程, 其特点是光电子能谱呈现一个个分立的峰, 峰的间距为一个光子的能量^[1]. 这是一种高度非线性

* 国家重点基础研究发展计划(批准号: 2006CD806000)、国家自然科学基金(批准号: 60408008, 10774513)、中国科学院知识创新工程、上海市青年科技启明星计划(批准号: 05QMX1475)资助项目

2007-09-21 收到初稿, 2007-10-07 收到修改稿

[†] Email: jtzhang@siom.ac.cn

的过程,是在激光强度达到阈值后才出现的.光电子的角分布是强激光场中多光子电离研究的基础,它指的是光电子的产生几率的空间分布.由于极化平面上的角分布尤其重要,实验和理论大多研究极化平面上光电子的产生几率随方位角的变化.早期的研究发现,随着激光偏振的不同,光电子的角分布显示出不同的特点.圆偏振的激光场中电离的光电子,其角分布是各向同性的.光电子在极化平面上的出射几率相同,没有在哪个方向上占优.在线偏振激光场中,光电子主要分布在激光偏振的方向上,并且呈四对称分布,即具有关于偏振矢量的对称性(左右对称性)和空间反射对称性(反演对称性)^[2].

随着测量技术的不断改进,越来越多的新现象被不断发现,这极大地丰富了人们对强场物理过程的认识.1988年,Bucksbaum等人观测到了光电子角分布的大角度分裂现象,将之处理为强场 Kaptiza-Dirac 效应^[3].1998年,Nandor等人观测到光电子角分布的喷射结构,并将其与光电子的角动量联系^[4].2001年,Richle等人观测到光电子角分布的主干结构消失的现象,并根据散射理论中的分波法理论,将其归因于不同分波之间的干涉^[5].

实际上,不论是喷射结构的角动量解释还是分波法的干涉解释,都是传统的微扰理论的结果.而强激光场中原子、分子的多光子电离是一种高度非线性效应,其本质特征是传统的微扰理论所无法解释的.传统的微扰理论已经难以处理诸如多光子电离、高次谐波生成等高度非线性的强场现象,理论和实验都需要一种全新的非微扰理论来解释这些崭新的强场物理现象.强激光与物质相互作用的非微扰量子电动力学理论就是这样一种全新的非微扰强场理论.

强激光与物质相互作用的非微扰量子电动力学理论由 Guo, Aberg 和 Creasmann 于 1989 年提出,逐步发展并日趋成熟^[6,7],人们简称其为 GAC 理论.在这一理论中,激光场和原子同时量子化,自由电子在量子化的强激光场中运动的能量本征态——量子化的 Volkov 态处于核心的地位^[8].该理论成功应用于解释强场物理实验现象,发现了许多重要的新现象、新规律,证实并解释了国际上多个著名实验小组的实验观测.

本文将介绍强激光场中原子的多光子电离研究中有关光电子角分布的若干重要实验观测及我们采用非微扰量子电动力学理论对这些现象的处理.

2 GAC 理论对光电子电离的处理

量子化的 Volkov 态描述自由电子在量子化的激光场中运动的状态,是能量和动量的本征态^[8].GAC 理论以电子在强激光场中运动的本征态——量子化的 Volkov 态为中间态,将电离现象描述为两步过程.第一步为束缚电子在强激光的作用下吸收多个光子,从束缚态激发到 Volkov 态的过程,即激发过程.第二步为电子与激光场分离,从 Volkov 态变为自由电子态的过程,即出场过程.每一个过程都具有能量、动量守恒的特点,因而在物理上都是实在的.

GAC 理论用如下跃迁矩阵来描述多光子电离过程:

$$T_{fi} = \sum_{\ell, \vec{k}} \phi_{\ell} |m\rangle \langle \Psi_{\mu} | \Psi_{\mu} | V | \Phi_i \rangle \quad (1)$$

其中 ϕ_{ℓ} 是电子与光场分离的平面波态, Φ_i 是束缚电子的本征态, ℓ, m 分别为相互作用前后激光场中的光子数;所有满足能量守恒的 Volkov 态 Ψ_{μ} 为中间态,库仑势的作用只体现在束缚电子的初态上.GAC 理论包括两个投影,分别表示激发过程和出场过程,对中间态的求和则要求满足能量-动量守恒,从而保证了这两个过程都是实在的物理过程.GAC 理论首次将出场过程纳入多光子电离研究,这成为 GAC 理论区别于其他强场理论的最重要的特征之一.

出场过程的物理实在性,很快被实验所证实^[9].1988年,Bucksbaum等人在驻波强激光场中进行 Xe 原子的多光子电离实验时,发现了光电子角分布的大角度分裂现象.在激光传播的方向上,最可几光电子的出射角偏离了极化平面,对称地分布在极化平面的两侧,偏离角度的大小随着激光强度的增加而增大,随着光电子能量的增加而减小.Bucksbaum 将这种现象解释为强场中(半过程)的 Kaptiza-Dirac (KD) 效应^[3].KD 效应源于 1933 年 Kaptiza 和 Dirac 基于波粒二象性而共同提出的一个大胆设想:当电子穿过由两束行波构成的光驻波时,有可能在一束行波里吸收一个光子并在另一束行波里放出一个光子,从而使电子束发生分裂^[10].全过程的 KD 效应直到 2001 年才由 Batelaan 等人实验观测到^[11].我们采用 GAC 理论,首次从理论上证实了该实验观测,并确定了发生 KD 效应的临界激光强度^[12,13].

GAC 理论成功地解释了 Bucksbaum 等人观测到的强光场中半过程的 KD 效应^[9]. 研究表明, 光电子角分布的大角度分裂在光电子的出场过程中产生, 受激光场的有质动力势的散射而形成, 分裂角度的大小决定于光电子的动量和激光场有质动力动量的比值(相同强度的激光场中, 低能量的光电子角分布的分裂角度较小, 相同能量的光电子, 低强度的激光场中产生较大的分裂角). 半过程是指电子只有出场过程而无入场过程, 从而有别于 Kaptiza 和 Dirac 原先预言的全过程的 KD 效应. 这一研究表明, 激光场中与有质动力能相对应的是有质动力动量.

Bucksbaum 等人的实验观测表明了出场过程的物理实在性, 这是在形式散射理论的基础上, 经过严格的数学推导所证明的(而非一个假设), 也是 GAC 理论区别于其他强场理论所特有的. 在行波激光场中, 由于有质动力动量的类光特性, 光电子的大角度分裂不能产生, 从而导致出场过程要求激光场的有质动力参数为整数这一条件. 当这一条件不满足时, GAC 理论预言了奇偶共存的高次谐波存在^[7]. 这是一个有待于实验进一步观测的新效应.

在单模激光场中, 原子的电离伴随着自发辐射. 对于确定能量的光电子(即某一光电子峰), 其产生速率可以表示为^[7]

$$\frac{d^2 W}{d\Omega_{p_f}} = \frac{2e^2 \omega^{9/2}}{(2m'_e)^{1/2} (2\pi)^4} (j - \varepsilon_B - \mu_p)^{1/2} (j - \mu_p)^2 \times \sum_q \int d^3 k (|\mu_p - j + q| |\Phi_i(\mathbf{p}_f - q\mathbf{k} + \mathbf{k}')|^2 |x_q(\mathbf{p}_f, \mathbf{k})|, \quad (2)$$

其中 $d\Omega_{p_f} = \sin\theta d\theta d\phi$ 为光电子的微分立体角, $\mathbf{p}_f \approx \mathbf{p}$ 是光电子的动量, 它满足能量守恒关系:

$$\frac{p_f^2}{2m'_e} \approx \frac{p^2}{2m'_e} = (j - \mu_p)\omega - E_B, \quad (3)$$

其中 j 是电离过程中吸收的光子数, $\mu_p \omega$ 是激光场的优质动力能, E_B 是靶原子的电离势;

$$x_q(\mathbf{p}, \mathbf{k}') = \frac{1}{\omega} x_{-j}(Z, \eta) \sum_{j'} \frac{x_{-j'}(Z_f, \eta)}{\mu_p - j'} \{ -[\mathbf{p}_f + (j - q - \mu_p)\mathbf{k}] \cdot \boldsymbol{\varepsilon}'^* X_{q-j+j'}(Z_k') + e\Lambda \boldsymbol{\varepsilon} \cdot \boldsymbol{\varepsilon}'^* X_{q-j+j'+1}(Z_k') + e\Lambda \boldsymbol{\varepsilon}^* \cdot \boldsymbol{\varepsilon}'^* X_{q-j+j'-1}(Z_k') \} \quad (4)$$

在上述公式中, 我们采用了一种带相位的 Bessel 函数, 它通过普通的第一类 Bessel 函数定义:

$X_n(Z) = X_n(x, \phi) = J_n(x) e^{in\phi}$, $z = x e^{i\phi}$, (5) 该函数对复变量操作非常方便. 线偏振激光场中位相 Bessel 函数与普通 Bessel 函数相同. 借助相位

Bessel 函数, 我们定义如下复合相位 Bessel 函数为

$$x_{-j}(Z, \eta) = \sum_m X_{j-2m}(Z) X_m(\eta), \quad (6)$$

其中两个自变量定义分别为

$$Z = \frac{2|e|\Lambda}{m'_e \omega} \mathbf{p} \cdot \boldsymbol{\varepsilon}, \quad \eta = \mu_p / 2. \quad (7)$$

研究发现, 电离过程中起主导作用的是(4)式中第一个复合相位 Bessel 函数, 它的阶 j 表示电离过程中电子吸收的光子数, 其自变量由光电子的动量和激光的强度、频率等共同决定. 复合相位 Bessel 函数值的变化, 决定了光电子角分布的主要特征及其演化. 下面我们将结合若干实验观测, 来说明复合相位 Bessel 函数是如何决定光电子角分布的主要特征及其演化的.

3 光电子角分布的喷射结构

随着实验技术的不断提高, 越来越多的实验观测结果显示, 除了沿着激光偏振方向的主枝结构之外, 光电子的角分布具有许多微结构, 如低能光电子的角分布具有 jet 结构和 wing 结构^[4, 14], 高能电子的角分布具有 wing 结构^[15]等. 随着激光强度、频率以及光电子能量的不同, 主枝结构、喷射结构的大小、数目都会发生变化, 如 Richle 等人观测到双光子过程的光电子角分布, 当激光强度的增加时, 喷射结构渐渐增大, 最后主枝结构消失, 光电子的角分布呈现出由展宽的喷射结构所形成的一钟型分布^[5]; 再如 Nandor 等人观测到, 对一组连续的 ATI 峰, 多吸收一个光子, 其光电子角分布中的喷射结构数也增加一个. 对这些实验观测的解释很不统一, 如 Richle 等人将主枝结构的消失归因于不同分波之间的干涉; Nandor 等人将喷射结构数目的变化与光电子角动量量子数相联系, 认为 jet 结构表征光电子的角动量. 这些解释都缺乏理论上的支持.

根据 GAC 理论, 我们计算了相同条件下光电子的角分布, 得到了与实验观测符合较好的结果. 计算表明, 光电子的角分布具有沿着激光偏振方向的主枝结构, 还有从主枝结构腰部伸出的喷射结构. 随激光强度、频率以及光电子能量的不同, 主枝结构可能分裂、消失, 喷射结构的数目以及大小都会有明显的变化, 喷射结构可能会大于主枝结构而成为光电子角分布的主要部分. 研究发现, 在多光子电离过程中, 电子的跃迁几率幅由复合相位 Bessel 函数 $x_{-j}(Z, \eta)$ 来描述, 其阶 j 表示电离过程中电子吸收的光子数, 其自变量由光电子的动量和激光的强度、频

率等共同决定^[16]. 研究发现, 复合相位 Bessel 函数的值随自变量 Z 的增加而振荡地增加, 从而形成一系列的极值点; 对应于最大值 Z_{\max} 附近的复合相位 Bessel 函数的值形成了光电子角分布的主枝结构, 其他的极值点附近的复合相位 Bessel 函数的值形成了光电子角分布的喷射结构; 如果 $|x_{-j}(Z_{\max}, \eta)|$ 小于其临近变量对应的复合相位 Bessel 函数的值, 则光电子角分布的主枝结构出现分裂; 如果 $|x_{-j}(Z_{\max}, \eta)| \rightarrow 0$, 则主枝结构消失. 复合相位 Bessel 函数的振荡特点由其阶和第二个自变量 η 决定. 下面我们以双光子过程为例, 建立光电子的角分布与复合位相 Bessel 函数的对应关系.

双光子过程中光电子的几率幅由二阶复合相位 Bessel 函数决定, 函数的值随着自变量 Z 的变化的振荡形成了光电子角分布的喷射结构^[17]. 自变量 Z 随激光强度的增加以及激光频率的减小而减小, 从而导致了激光强度增加时主枝结构消失. 图 1 显示了不同激光强度下, 二阶复合相位 Bessel 函数的绝对值与光电子角分布的对应关系. 图中虚线代表复合位相 Bessel 函数的绝对值随自变量 Z 的变化, 实线则代表了当 Z 取箭头所示值时对应的光电子角分布. 由于自变量 Z 满足如下关系:

$$Z = \frac{2}{m_e \omega} |e| A \mathbf{p} \cdot \boldsymbol{\varepsilon} \approx \sqrt{8\mu_p(j - \mu_p - E_B/\omega)} \cos(\phi) = Z_{\max} \cos(\phi), \quad (8)$$

故当 ϕ 角在第一象限增加时 Z 单调减小. 二阶复合相位 Bessel 函数在 $|Z_0|$ 处有一个零值点(其绝对值表现为极小值). 激光强度较低时(如图 1(a)所示), $|Z|$ 的最大值大于 $|Z_0|$, 于是 $0 \leq |Z| < |Z_0|$ 处对应的复合位相 Bessel 函数的值形成了光电子角分布的中心喷射结构, $|Z_0| < |Z| \leq |Z_{\max}|$ 处所对应的复合位相 Bessel 函数的值形成了光电子角分布的主枝结构. 当激光强度增加时, Z_{\max} 的值减小, 于是 Z_{\max} 对应的二阶复合位相 Bessel 函数的值减小, 相应地主枝结构降低而中心喷射结构变得越来越突出并将逐渐超过主枝结构; 当激光强度继续增加从而使得 $Z_{\max} < |Z_0|$ 时, 随 ϕ 角的增加, 复合位相 Bessel 函数单调增加, 相应的光电子角分布则表现为一对垂直于激光偏振方向的中心喷射结构, 如图 1(b)所示. 图 2 详细地展示了随着激光强度的增加, 光电子的角分布的演化过程, 其中(a)和(e)分别对应 Richle 等人的实验观测. 由图可见, 光电子角分布的主要特点完全由复合相位 Bessel 函数决定, 其演化也决定于复合相位 Bessel 函数的性质.

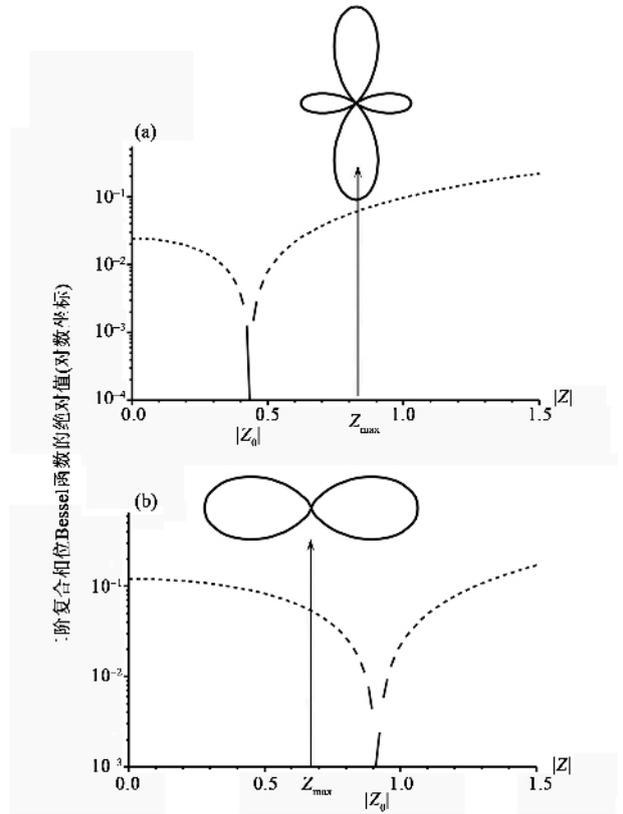


图 1 双光子过程中光电子角分布与 2 阶复合位相 Bessel 函数的对应关系 (a)激光强度 $1.3 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$; (b)激光强度 $6.5 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$. 激光波长 2150nm, 氫负离子的电离势为 0.75eV

接下来我们讨论光电子角分布的喷射结构的数目与复合位相 Bessel 函数的对应关系. 复合相位 Bessel 函数的振荡形成了光电子角分布的喷射结构. 根据(8)式可知, 当 ϕ 角在 0 到 180° 内变化时, 自变量 Z 有一个从其最大值到 0 再到负的最大值的变化过程, 相应地复合位相 Bessel 函数将两次经过其同一个极值点. 于是, 一个极值点将形成光电子角分布一侧的两个喷射结构. 为了避免混淆, 我们将 $Z=0$ 处的极值计算为半个极值点. 由于 $J_n(0) = \delta_{n,0}$, 我们发现偶数阶复合位相 Bessel 函数在 $Z=0$ 时的值一定不为 0 , 而奇数阶复合位相 Bessel 函数在 $Z=0$ 时的值一定为 0 . 这就导致吸收偶数个光子电离的光电子, 其角分布必有中心喷射结构; 吸收奇数个光子电离的光电子, 其角分布必无中心喷射结构. 这与实验观测一致. 这样我们将喷射结构的数目规律归纳如下: 光电子角分布一侧的喷射结构的数目, 等于自变量最大值范围内复合相位 Bessel 函数的极值数目的两倍.

最后, 我们讨论光电子角分布的喷射结构是如何随着光电子能量变化的. 根据能量守恒公式(3),

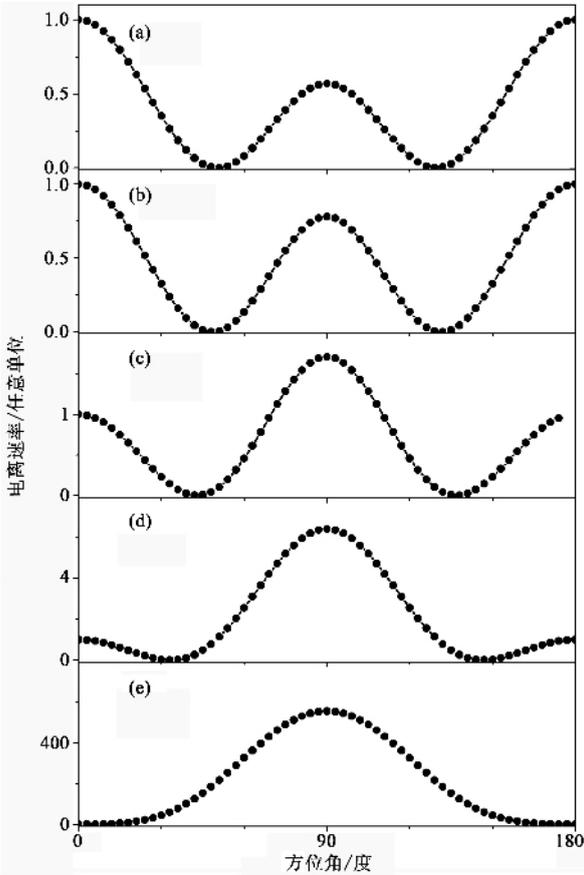


图2 双光子过程中光电子角分布随激光强度的变化(激光波长为2150nm,从(a)至(e),激光强度依次增加;(a)激光强度为 $1.3 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$; (e)激光强度为 $6.5 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$)

光电子的能量由其从光场中吸收的能量决定,我们用其电离过程中电子吸收的光子数目 j 来表示. 光电子能量的变化影响两个方面:一是复合位相 Bessel 函数的阶数,这将决定光电子角分布有无中心喷射结构;二是自变量 Z 的最大值的大小,这将决定喷射结构的数目和大小. 当多吸收一个光子时,复合位相 Bessel 函数的自变量的最大值增加,所覆盖的复合位相 Bessel 函数的值的振荡增多,相应地喷射结构的数目增加;同时中心喷射结构从有到无或者由无到有,光电子角分布一侧的喷射结构数目在奇偶数之间转化. 因此,喷射结构数目的增加必然是奇数个:它可以是一个,就如 Nandor 等人观测到的;也可以是三个或者其他奇数个,就如最近我们在氢原子的多光子电离角分布中发现的^[18].

4 光电子角分布的标度定律

如前所述,光电子角分布的主要特点是由复合相位 Bessel 函数唯一地决定的,而后者又依赖于其

阶 j 和两个自变量. 根据(8)式可知,复合相位 Bessel 函数的第一个自变量由三个无量纲的参量 j, ϵ_B, μ_p 决定,而第二个自变量 $\eta = \mu_p/2$. 于是,三个参量 j, ϵ_B, μ_p 决定了光电子的角分布的主要特点及其演化. 保持这三个参量不变,光电子的角分布主要特点不变,因此我们得以归纳出光电子的角分布存在如下标度定律^[19]:

当用频率为 k 倍,强度为 k^3 倍的激光激发结合能为 k 倍的原子时,光电子的角分布的主要特征不变.

通过数值计算,我们在以下三种情况中验证了标度定律:(1)阈上电离;(2)驻波光场中的半 Kapitza-Dirac 效应;(3)倍频光中的相位差效应. 如图3所示,采用不同的激光频率和激光强度,激发不同束缚势的原子,并保持 j, ϵ_B, μ_p 不变时得到的光电子角分布. 从图3可以看出,不论激光场的频率和强度如何变化,只要保持 j, ϵ_B, μ_p 不变时光电子角分布的主要特点相同,从而确立了标度定律.

光电子角分布的标度定律的确立具有十分重要的意义. 一方面,它指出光电子的角分布主要特征由三个无量纲的量 j, ϵ_B, μ_p 决定,从而确定了相关研究中的三个基本物理参数;另一方面,它将不同频率、不同强度的激光激发不同电离能的原子时得到的光电子的角分布联系在一起,使得实验物理学家得以选择可行的实验参数,使得理论物理学家得以确定等价角分布并和实验比较. 应该指出的是,强场研究中 Kelydsh 参数是被经常提及的一个量,研究人员往往喜欢用 Kelydsh 参数来将许多物理现象联系在一起. 注意到 Kelydsh 参数定义为

$$\gamma = \sqrt{E_B/2\mu_p\omega} = \sqrt{\epsilon_B/2\mu_p},$$

可以说 Kelydsh 参数中也包括其中的两个参量. 但标度定律包括了更多的物理内容:当 j, ϵ_B, μ_p 完全确定的时候, Kelydsh 参数也是确定的,即对于确定的光电子的角分布, Kelydsh 参数可以确定;但当 Kelydsh 参数确定时 j, ϵ_B, μ_p 却不能完全确定,因而可以有各种各样的角分布出现. 因此,仅仅确定 Kelydsh 参数是不够的.

关于标度定律本身,电离势和激光频率的标度关系是显而易见的,但激光强度与频率的立方变化规律却不容易被发现. 这种标度关系来源于激光场的有质动力参数对激光频率的依赖. 标度定律表明有质动力参数在强激光研究中的核心作用. 最近的研究发现,在超短激光脉冲中,光电子角分布仍然服从标度定律^[20].

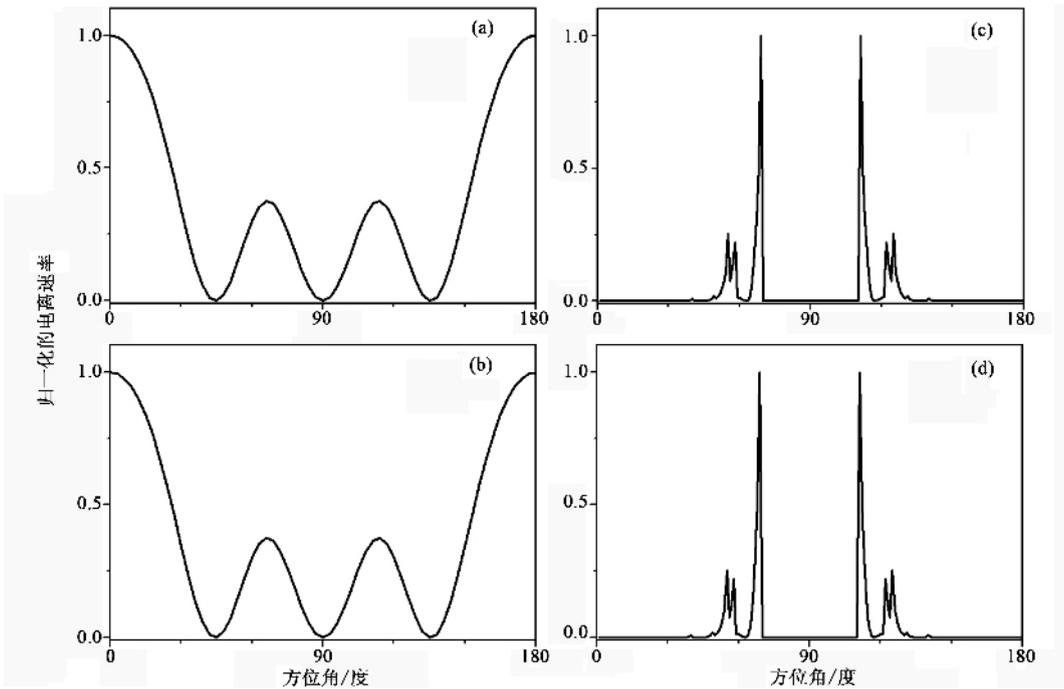


图3 标度定律的理论证明 (a)Xe 原子第二个光电子峰的角分布,束缚势为 12.1 eV,激光波长为 800nm,强度为 $15\text{TW}/\text{cm}^2$ (b)按照标度定律计算的光电子角分布($k=2$) (c)Xe 原子驻波场中 KD 效应的光电子角分布 (d)按照标度定律计算的光电子角分布($k=3$)

5 结论与讨论

非微扰量子电动力学的发展使得我们可以利用精确的波函数,如量子化的 Volkov 态,和非微扰的散射理论来研究多光子电离问题.在 GAC 理论的框架内,我们发展了光电子角分布的理论处理方法,通过复合相位 Bessel 函数来表征光电子的跃迁几率幅,从而将光电子的角分布与复合相位 Bessel 函数直接联系起来.研究发现,复合相位 Bessel 函数的性质决定了光电子角分布的主要特点及其随激光强度、激光频率和光电子能量的演化.喷射结构与光电子的角动量无关,与初态、中间态的角动量无关,它是由复合相位 Bessel 函数的振荡形成的.喷射结构的数目等于自变量最大值范围内复合相位 Bessel 函数的极值数目的两倍;吸收偶数个光子形成的光电子,其角分布必有中心喷射结构,吸收奇数个光子形成的光电子,其角分布必无中心喷射结构.我们的处理不但能够得到实验上观测到的各种分布,而且预言了实验上尚未观测到的光电子的角分布,并且确立了光电子角分布的标度定律.

微扰理论统治量子力学已经超过半个世纪.按照微扰理论,光的吸收和发射只是引起电子的角动

量波函数的改变.原子在无光场的作用下,轨道角动量用球谐函数或者复合的勒让德函数表示,并记为 s, p, d, f, g, \dots 态.按照微扰理论的散射理论,出射波用分波法表示,光电子的波函数自然是用 s, p, d, f, g, \dots 态表示.这一处理的优点在于自动平衡角动量及宇称守恒,即态的奇偶性随相互作用而改变.激光和原子相互作用为偶极相互作用,所以是奇宇称.但在强场条件下,电子的跃迁为多光子过程,跃迁振幅用相位 Bessel 函数或者复合相位 Bessel 函数表示.复合相位 Bessel 函数决定了角分布,不需要再作人为的分波法的分解式叠加.复合相位 Bessel 函数表示仍保留了奇偶性,使得宇称守恒自动满足.强激光与物质相互作用的非微扰量子电动力学理论已经显示出强大的生命力,其重要性也日益显现出来.

致谢 感谢郭东升教授多年来的悉心指教.

参 考 文 献

- [1] Agostini P, Fabre F, Mainfray G *et al.* Phys. Rev. Lett., 1979 42 1127
- [2] Freeman R R, Bucksbaum P H. J. Phys. B, 1991 24 325
- [3] Bucksbaum P H, Schumacher D W, Bashkansky M. Phys. Rev. Lett., 1988 61 1182

- [4] Nandor M J , Walker M A , Van Woerkom L D. J. Phys. B , 1998 31 #617
- [5] Reichle R , Helm H , Kiyan I Y. Phys. Rev. Lett. 2001 , 87 : 243001
- [6] Guo D S , Aberg T , Crasemann B. Phys. Rev. A ,1989 40 : 4997
- [7] Gao J , Guo D S , Wu Y S. Phys. Rev. A 2000 61 043406
- [8] Guo D S , Drake G W F. J. Phys. A ,1992 , 25 5377
- [9] Guo D S , Drake G W F. Phys. Rev. A ,1992 45 6622
- [10] Kapitza P L , Dirac P A M. Pro. Camb. Phil. Soc. ,1933 , 29 : 297
- [11] Freinmund D L , Aflatouni K , Batelaan H. Nature (London) , 2001 413 : 142
- [12] Li X F , Zhang J T , Xu Z Z *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2004 , 92 233603
- [13] 郭东升. 物理 , 2004 , 33 : 783 [Guo D S. Wuli (Physics) , 2004 33 : 783 (in Chinese)]
- [14] Schyja V , Lang T , Helm H. Phys. Rev. A ,1998 57 3692
- [15] Yang B , Schafer K J , Walker K J *et al.* Phys. Rev. Lett. , 1993 71 3770
- [16] Zhang J T , Zhang W Q , Xu Z Z *et al.* J. Phys. B 2002 35 : 4809
- [17] Zhang J T , Von Woerkom L D , Guo D S *et al.* Phys. Rev. A , 2007 , 76 015401
- [18] Bai L H , Zhang J T , Xu Z Z *et al.* Phys. Rev. Lett. 2006 , 97 193002
- [19] Guo D S , Zhang J T , Xu Z Z *et al.* Phys. Rev. A 2003 68 : 043404
- [20] Zhang X Q , Zhang J T , Bai L H *et al.* Opt. Express 2005 , 13 8708 ; Zhang J T , Bai L H , Gong S Q *et al.* Opt. Express , 2007 , 15 7261



· 物理新闻和动态 ·

一项新的诊断甲状腺肿瘤的技术

诊断甲状腺内肿块的常规方法是超声波图像测定技术 ,但超声波图像常常无法区分出肿块是良性的还是恶性的.从现有的统计数据来看 ,由超声波图像测定出的肿块 ,其中有 90% 是良性的.因此要科学地确定肿块的性质 ,还必须抽取腺液作活组织检验 ,才能做出最后的诊断.如何能对这种昂贵的、入侵式的活体检验进行改进是患者的最大希望.最近美国 Mayo 医疗所的 A. Alizad 博士发展了一种对甲状腺肿瘤的新诊断方法 ,这种方法称为振动 - 声像法(vibro - acoustography 简称为 VA) ,它的工作原理是利用超声波对人体组织进行低频振动 ,当人体组织受到振动时 ,不同软硬的组织体对振动的响应是不同的 ,它们会产生不同的声场并显示出不同的图像.通常恶性肿块的组织体要比良性肿块的组织体硬 ,这样通过振动法就能清晰地分辨出甲状腺中的肿块是良性的还是恶性的.所以新的 VA 技术要比传统的超声图像法在诊断上显得有效而且方便.同时它的费用也不高 ,并对患者不带来任何伤害.目前这项新技术还没有在临床上进行应用.最近在美国新奥尔良召开的美国声学年会(ASA)上 ,A. Alizad 博士展示了他用这种方法对乳腺肿块和甲状腺肿块的诊断图像.

(云中客 摘自 ASA 会议论文 3PBB3 , 27 Nov. 2007)

空穴欠掺杂高温超导体中的电子口袋形 Fermi 面

2007 年 5 月 ,加拿大 Sherbrooke 大学的 Doiron - Leyraud 等报道了他们对 YBCO 高温超导体正常态所做出的电子结构研究(Nature 2007 447 :565)空穴欠掺杂 YBCO 的 Fermi 面由 4 个小口袋组成 ,它们以 c 轴为对称分布.上述结果源于 Shubnikov - de Haas (Hall 电阻)振荡行为的观察 ,展示了欠掺杂 YBCO 与过掺杂样品(具有大尺寸柱形 Fermi 面)在电子结构上的本质区别.通常认为 ,欠掺杂 YBCO 的小口袋 Fermi 面 ,里面包的是空穴 ;但最近 David LeBoeuf 等(同样来自加拿大 Sherbrooke 大学)的 Hall 系数研究揭示 :尽管是空穴掺杂 ,它的 Fermi 面却是电子口袋.上述反直观的现象 ,很可能起因于某种对称破缺相 ,此时 ,因掺杂而产生的空穴载流子进入周期调制的动态电荷密度波有序(动态条纹相) ,并且 CuO₂ 面内的 Cu 自旋取向也成为涨落的(或短程的)调制有序.有专家指出 ,这一机制在打造各类铜氧化物超导体之共性中可能起重要作用.

LeBoeuf 等所测量的 3 个 YBCO ,空穴掺杂浓度分别为 $p = 0.10$, 0.12 和 0.14 ,超导转变温度 T_c 分别为 58K , 66K 和 80K.沿 c 轴方向加磁场($B > 45T$) ,强迫超导样品进入正常态. Hall 系数 $R_H \equiv t R_{xy} / B$,其中 t 是样品厚度 , R_{xy} 是 Hall 电阻.研究结果表明 ,对所有 3 个样品 ,在 $T < 30K$ 的低温下 , R_H 均小于零.这意味着 :在正常态时 ,电子导电占主导地位.究其原因 ,空穴大都进入了电荷密度波有序 ,由于电子的迁移率大大超过空穴 ,致使电子成为主导.此前有人把 R_H 小于零归结为(环绕磁通线的)超流涡旋的产物.但 LeBoeuf 等排除了上述解释 ,指出早期的实验磁场不够强 ,可能有残存的超流 ,而此次实验采用超强磁场 ,完全可以保证样品处于正常态.研究者还对 La₂CuO₄ 系列超导体进行了对比研究 ,在确认 R_H 行为相似的基础上 ,指出 La₂CuO₄ 系列与 YBCO 系列的主要区别在于 ,前者所发生的是静态的自旋/电荷密度波有序.无论是哪个系列 ,电荷密度波的周期将会影响原有的晶格周期 ,进而导致 Fermi 面的重构.

(戴闻 编译自 Nature 2007 450 #92 533)