

电子飞行时间及关联应用

王超 著



科学出版社

电子飞行时间及关联应用

王 超 著

科 学 出 版 社

北 京

内 容 简 介

21 世纪虽被预言是光子时代,但电子至今依然是人类认识自然界的主流媒介工具。本书以电子运动时间(包括产生时间、飞行时间及复合时间等)为总纲,讨论基于脉冲电子束时间-空间调控的相关应用技术。基于飞行时间电子能谱探测技术基础,本书首先介绍均匀磁场聚焦型飞行时间电子能谱探测技术和磁瓶型飞行时间电子能谱探测技术。其次以时间分辨率提升为主线,介绍互相关条纹相机的发展脉络,从变像管条纹相机、全光固态条纹相机直至阿秒条纹相机。最后介绍两类基于电子时域调控的电子脉冲整形技术,进一步丰富本书内容。

本书可作为激光光电子谱学、变像管条纹相机、超快电子衍射等相关领域研究人员的参考用书。

图书在版编目(CIP)数据

电子飞行时间及关联应用/王超著. —北京:科学出版社,2019.3

ISBN 978-7-03-060007-3

I. ①电… II. ①王… III. ①飞行时间谱仪—研究 IV. ①TL817

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2018) 第 291744 号

责任编辑:杨 丹/责任校对:郭瑞芝

责任印制:张 伟/封面设计:陈 敬

科 学 出 版 社 出 版

北京东黄城根北街 16 号

邮政编码:100717

<http://www.sciencep.com>

北京中石油彩色印刷有限责任公司印刷

科学出版社发行 各地新华书店经销

*

2019 年 3 月第 一 版 开本:720×1000 B5

2019 年 3 月第一次印刷 印张:9

字数:180 000

定价:90.00 元

(如有印装质量问题,我社负责调换)

前 言

人类对自然界的探索最终归结为对原子、分子微观领域的研究。原子、分子的探测手段主要有电子探针、离子探针和光子探针等,其大部分实验方法的基本思想是:用一束初级粒子(如电子、离子、光子等)与目标原子(或分子)相互作用,测量从其中散射或发射的某种二次粒子(如电子、离子、光子等)的几个参数,如粒子的能量和(或)动量分布、粒子空间角度分布及自旋等,从中推出目标原子(或分子)所在系统的有关信息。二次粒子为电子的探测方法一般称为电子能谱,是各种探测方法中比较灵敏的一类方法。而以光子作为初级粒子的电子能谱称为光电子能谱,它是电子能谱中极其重要的一个分支。因此,以散射或发射电子为目标信息分析载体的电子动量谱学、光电子能谱学以及激光光谱学等,其研究都将涉及对电子等带电粒子能量/动量信息的探测诊断。

飞行时间是电子光学中一个非常重要的物理概念,在电子光学分析器中,常利用系统中带电粒子的物理参数对其飞行时间的色散依赖性进行粒子甄别。飞行时间能谱仪自工程上实现应用以来,在诸多领域获得了广泛的应用,整体性能的提高优化工作也一直在继续。目前,飞行时间电子能谱仪是探测光电子能谱的首选工具,在激光光电子谱学等领域发挥着不可替代的作用,其主要性能参数有能量分辨率、能量探测量程和粒子俘获角(或收集效率)。随着强场高次谐波过程产生极紫外线/X射线孤立阿秒脉冲技术的成熟,业界普遍预言阿秒科学将导致新的科技革命。但纵观阿秒科学的国际研究现状,无论是阿秒脉冲测量还是时间分辨诊断应用研究,飞行时间电子能谱仪都是其中不可或缺的光电子能谱探测诊断工具,被誉为该领域的“指纹工具”。阿秒光脉冲相比皮秒、飞秒光脉冲具有更宽的光谱特性,这使阿秒光电子谱学对相关飞行时间电子能谱探测技术提出了更高的要求:更高能量分辨率,更宽探测量程,更大粒子俘获角。

本书以电子的时空调控技术为主线,内容包括飞行时间电子能谱探测技术、条纹相机及条纹技术、阿秒脉冲产生及测量等。第1章通过引入能量分辨特征参数详细论述飞行时间电子能谱探测技术的能量分辨率基本理论,同时据此给出该技术单项或整体性能指标优化提升的基本思路。第2章介绍均匀磁场聚焦型飞行时间电子能谱探测技术,包括单向式飞行时间电子能谱仪、双向式折射型飞行时间电子能谱仪和双向式探针型飞行时间电子能谱仪,论述其工作原理和结构参数设置等技术细节,同时给出设计实例。第3章介绍磁瓶型飞行时间电子能谱探测技术,重点论述作为该技术核心的绝热非均匀磁场精密拼接。作为对飞行时间概念的应

用延伸,第4章介绍条纹相机及条纹技术,论述的思路为:简单回顾从变像管条纹相机到原子条纹相机直至阿秒光脉冲测量技术的变迁过程中,条纹相机测量技术在提高测量时间分辨率方面所涵盖的物理机制的创新,从互相关测量技术的角度将三者统一起来,从而更加直观地说明阿秒光脉冲测量技术的工作原理。同时,这样的论述思路也将更加体现出科学发展自身存在的连续性,科学研究发展的脉络及其后面隐藏的更重要的研究方法问题,从而消除读者在理解阿秒光脉冲测量原理时可能出现的突兀感。第5章为阿秒脉冲的产生及测量,从电子时空调制角度介绍原子场致电离、高次谐波的产生及阿秒条纹相机等内容。第6章介绍两类基于电子飞行时间调制的电子脉冲整形技术,分别是准线性对称型电子脉冲整形技术和电子脉冲时域压缩静电棱镜整形技术。同时对电子脉冲 Boersch 展宽效应的分析方法进行阐述。

本书得到国家自然科学基金项目(编号:11675258、11505289、61690222)和陕西省人力资源和社会保障厅“留学人员科技活动择优项目”的资助。中国人民解放军空军工程大学康轶凡教授参与撰写了第1~3章。特别感谢赵卫、谢小平、白永林、王屹山、曾健华、王向林和徐鹏对本书工作的关注与支持。

限于作者水平,书中难免存在不足之处,恳请广大读者批评指正,邮件可发送至 goodwang@foxmail.com。



2018年8月

目 录

前言

第 1 章 绪论	1
1.1 概述	1
1.2 飞行时间电子能谱探测技术基础	4
1.2.1 能量分辨率	4
1.2.2 能量重建	6
1.2.3 参数 B 的设置	7
参考文献	9
第 2 章 均匀磁场聚焦型飞行时间电子能谱探测技术	11
2.1 单向式飞行时间电子能谱探测技术	11
2.1.1 工作原理	11
2.1.2 参数 B 的设置	12
2.1.3 差分抽气孔参数设置	13
2.1.4 设计实例	15
2.2 双向式折射型飞行时间电子能谱探测技术	17
2.2.1 工作原理及工作模式	17
2.2.2 参数 B 的设置	20
2.2.3 设计实例	22
2.3 双向式探针型飞行时间电子能谱探测技术	26
2.3.1 工作原理	26
2.3.2 参数 B 的设置	31
2.3.3 设计实例	31
参考文献	33
第 3 章 磁瓶型飞行时间电子能谱探测技术	34
3.1 工作原理	34
3.2 设计实例	38
3.3 侧极靴磁透镜	46
参考文献	50
第 4 章 条纹相机及条纹技术	52
4.1 变像管条纹相机	52

4.1.1 基本性能参数	53
4.1.2 电子渡越时间弥散	55
4.1.3 技术发展历史	60
4.2 全光固态条纹相机	62
4.2.1 泵浦光注入非平衡载流子	63
4.2.2 GaAs 中的光折变效应	68
4.2.3 时间分辨率	69
参考文献	70
第 5 章 阿秒脉冲的产生及测量	73
5.1 原子场致电离	73
5.2 高次谐波的产生	80
5.2.1 气体阀	86
5.2.2 中空波导	88
5.2.3 空间调制型毛细管	90
5.2.4 载波-包络相位	90
5.3 阿秒条纹相机	93
5.3.1 孤立阿秒脉冲的产生	93
5.3.2 阿秒脉冲的测量	101
参考文献	109
第 6 章 电子脉冲整形技术	113
6.1 离散空间电荷效应	113
6.2 准线性对称型电子脉冲整形技术	119
6.2.1 差分能量调制	119
6.2.2 脉宽调制幅度	123
6.2.3 分析实例	124
6.3 电子脉冲时域压缩静电棱镜整形技术	126
6.3.1 工作原理	126
6.3.2 工作模式分类	127
6.3.3 分析实例	131
参考文献	134
附录 双向式折射型飞行时间电子能谱仪系统 o、e 模式下磁场参数的确定	137

第1章 绪 论

1.1 概 述

飞行时间 (time-of-flight, TOF) 是电子光学中一个非常重要的物理概念, 在电子光学分析器中, 常利用系统中带电粒子物理参数对其飞行时间的色散依赖性进行粒子甄别。飞行时间电子能谱仪自 Stephens^[1] 在理论上提出并由 Cameron 等^[2] 在工程上实现应用以来, 在诸多领域获得了广泛的应用, 整体性能的提高优化工作也一直在继续^[3-10]。飞行时间电子能谱仪是探测光电子能谱的首选工具, 其技术原理是: 电子源与探测器 (如电荷耦合器件 (charge coupled detector, CCD)) 位于相隔一定距离的空间, 不同初始发射状态的电子被探测器收集时将具有不同的飞行时间, 据此色散关系即可由飞行时间能谱反演出电子能谱。随着真空科学相关技术的进步, 如直流高压快开关技术、高速数据采集技术、高增益复杂粒子探测器等, 飞行时间能谱技术已具备角分辨 (即动量分辨) 分析功能, 可用于开展固体中电子结构、晶格对称性等研究。多击响应位敏探测器 (position-sensitive detector, PSD) 可进行能量或动量分辨电子-离子符合测量研究, 其中最典型的当属冷靶反冲离子动量谱仪 (cold target recoil ion momentum spectroscopy, COLTRIMS) 技术。

电子动量谱学 (electron momentum spectroscopy, EMS) 能同时、直接且准确地得到原子或分子中各电子轨道的能谱和波函数信息, 是目前研究原子、分子、固体表面和薄膜微观性能最先进的实验科学^[11-15]。其基本物理图像是 $(e, 2e)$ 反应: 一个快入射电子与靶原子或分子发生碰撞, 导致靶原子或分子的一个轨道电子被电离, 同时入射电子被散射。通过符合测量这两个电子的能量和角度信息, 可得到电子动量谱学的核心物理参数 —— $(e, 2e)$ 反应的三重微分截面。因此, 电子动量谱仪是电子动量谱学研究中最关键的设备, 电子动量谱学的发展历程也正是电子动量谱仪技术在能量分辨和探测效率等性能方面提升的过程^[16-19]。电子动量谱学在研究对象和精度方面的巨大进步, 与电子动量谱仪技术的更新发展密不可分: 第一代 $(e, 2e)$ 电子动量谱仪于 1973 年由 Weigold 等^[12] 研制成功, 采用的能量色散电子光学系统为筒镜分析器。由于其在某一时刻只能得到单角度、单能量点的符合计数, 探测效率极低, 此外, 电子动量谱仪的能量分辨率也较差, 只能用来研究比较简单的原子和分子, 如 C、He、H₂ 等。为了提高电子动量谱仪的探测效率以使研究可涉及较小分子的价壳层轨道, 通过电子动量谱仪电子光学系统优化及新型 PSD 的引入, 研制了可实现能量或角度同时多道测量的第二代谱仪技术 (利用

半球能量分析器或筒镜分析器产生能量色散, 能量分辨率约为 1.5eV), 以及能量和角度同时多道测量的第三代谱仪技术 (利用鼓型能量分析器产生能量色散, 探测角度的利用率最高约为 25% , 能量分辨率为 $0.5\sim 1.5\text{eV}$)。为了进一步提高探测效率和能量分辨率, 以深入开展内壳层轨道、大分子以及低密度靶的相关研究, 国际上研制成功了具备 2π 立体角的第四代谱仪技术, 但遗憾的是, 与其能量分辨距离能够完美体现 EMS 技术特色的 $50\sim 500\text{meV}$ 这个性能要求尚存在一定的差距, 这无疑将限制电子动量谱学研究的广度和深度。因此, 通过对现有谱仪技术的改进或者引入新型的系统设计, 以进一步提高探测效率和能量分辨率, 仍是当前及今后较长时期内 EMS 技术研究的重点。

激光的问世促进了激光光谱学的出现, 而激光技术的不断发展则持续拓展了激光光谱学研究的广度和深度。超短超强脉冲激光技术的出现, 将光与物质的作用研究推向了强场非线性光学机制阶段, 并直接促使以从亚原子层面直接研究物理本质为特征的阿秒光谱学的出现, 这被认为是 21 世纪初具有里程碑意义的重大突破, 必将在 21 世纪引起一场科学界的“阿秒革命”^[20-25]。阿秒光谱学的核心是极紫外阿秒光脉冲探针, 其表征及应用研究的过程都要涉及靶原子/分子在阿秒光脉冲场中电离电子的探测, 且电离电子能量信息是亚原子尺度阿秒研究的唯一依据。因此, 电子的收集探测装置不仅是阿秒光谱学研究必备的设备, 而且其探测性能直接影响甚至决定着分析测量的精度。基于阿秒产生技术基础, 当前阿秒诊断研究首先要求映射仪系统具有高能量分辨率性能。同时, 宽谱阿秒脉冲通过原子电离过程也将产生几乎相等能量宽度的电离电子, 这要求所用映射仪系统必须同时具备高能量分辨率、高粒子收集效率以及宽探测量程等性能。另外, 此类实验装置中常用真空差分抽气技术以形成满足实验要求的压强梯度。

目前, 在阿秒光谱学研究方面, 虽然已开展了阿秒光电子谱、阿秒瞬态吸收谱等超快诊断研究, 但阿秒光脉冲也仅达到 43as 脉宽、亚纳焦脉冲能量的水平^[26], 使得其应用范围受限。从应用层面的要求考虑, 产生脉宽更小、能量更高的阿秒光脉冲是当前及今后较长时间内阿秒光谱学研究的主要目标之一。根据光脉冲时间域内宽度与频谱宽度之间由傅里叶变换决定的约束关系可知, 阿秒光脉冲在时间宽度上的缩短意味着在频谱上的变宽。例如, 在时间域上脉宽为 24as (一个原子时间单位) 的光脉冲, 其在频域内具有大约 150eV 的频谱宽度。这意味着, 随着阿秒光谱学诊断研究的深入, 作为其中的关键部件——带电粒子动量/能量谱映射仪必须具备更高的探测性能。

同时, 同步辐射光源因具有宽连续光谱范围、高强度、高亮度以及高偏振、高准直性等特性, 成为众多科学技术领域进行前沿研究和创新研究不可或缺的研究平台^[27-32]。包括我国在内的许多国家将同步辐射光源加入其重大科学工程建设的范畴。立足当前研究阶段及研究内容, 此科学工程相关装置在自身建设以及阶段

性应用方面涉及带电粒子探测问题,如同步辐射与物质作用应用研究中发射光电子和次级离子等带电粒子探测诊断。可以确定,此类研究向纵深方向发展必然会对高性能带电粒子诊断系统提出前所未有的挑战,新技术、新方法的研究将是当前及未来世界各国研究的重点。

纵观当前使用的带电粒子动量/能量探测分析器,其动量/能量谱映射分析技术根据带电粒子在粒子源与探测器之间的运动状态,可分为无场型和含场型两种类型。目前国际上常用的动量/能量谱映射仪大多属于含场型。系统能量分辨率的提高可归结为增加带电粒子的有效飞行时间。因此,国际上常用的两种方法为增加带电粒子的有效飞行长度和降低待测电子到达探测器的能量。第一种方法可通过直接增加能谱仪系统管子的长度来实现。但在实际应用中,管子长度的增加会受到多种因素的限制,如管子内部的真空度以及实验室空间的限制等。同时,管子长度的增加会导致带电粒子接收角的减小从而降低其收集效率。基于此,国际上普遍选择更有效的方法——采用特殊的元件等以在保持管子长度不变的情况下,间接地增加带电粒子的有效飞行距离,如直线反射式或弧线偏转式飞行时间能谱仪系统。第二种方法可通过在系统中引入拒斥场来实现,其缺陷是拒斥场的存在会导致系统能量探测量程与带电粒子收集效率减小。对此国际上普遍通过引入电场或磁场,或者同时引入电场和磁场的办法,以达到同时优化能谱仪的能量分辨率、能量探测量程以及带电粒子收集效率的目的,如已经得到广泛应用的双色电场型谱映射仪或者双色电磁场型谱映射仪。

在采用以上优化方法的基础上,现有的带电粒子动量/能量谱映射仪虽然能在一定的使用范围内满足当前工程要求,但提高其总体性能的瓶颈始终存在:在能够被探测器接收的前提下,不同初始状态(包括初始能量与初始动量)的带电粒子在被探测器接收之前都飞行了相同的有效轴向距离。在这样的系统中,轴向速度小的电子具有较长的飞行时间,这意味着系统对具有较大初始发射角的带电粒子有相对较高的能量分辨率。然而,在实际工程应用中,只有较小初始发射角的带电粒子才有较大的收集效率。同时,系统能量分辨率随待测带电粒子能量的增加而急剧恶化,这常成为限制系统能量探测量程的一个重要因素。因此,现有带电粒子动量/能量谱映射仪在能量分辨率、能量探测量程与粒子收集效率之间存在显著的负向影响作用,这是由其工作原理决定的。

对于基于带电粒子飞行时间的粒子参数分析映射技术,粒子飞行时间对待测参数的色散性直接决定该参数的探测性能。针对上述带电粒子能量谱映射技术,粒子飞行时间的能量色散性可分为单一能量的角度色散性 D_{angle} 和单一角度的能量色散性 D_{energy} 。前者对系统飞行时间能量色散性呈负影响,而后者为正影响。纵观当前常用的带电粒子能量分析器,这两类色散性伴随着带电粒子的整个生命周期,且两者都随飞行时间的增加而急剧增大。本书研究的磁瓶型带电粒子能量谱映射

技术,通过引入磁瓶效应中非均匀磁场对带电粒子的强准直效应,以达到在带电粒子生命周期开始阶段显著削弱单一能量的角度色散性,同时等效增加单一角度的能量色散性的目的。另外,磁瓶效应的强准直效应同时显著提高了系统对带电粒子的收集效率。因此,该技术有望将当前常用的带电粒子能谱映射技术相关参数之间的负影响降到最低,最终打破已有技术瓶颈,显著提升该类技术的综合性能。

下面将建立基于能量分辨特征参数的能量分辨率基本理论,以给出该技术单项或整体性能指标优化提升的基本思路。

1.2 飞行时间电子能谱探测技术基础

1.2.1 能量分辨率

为叙述方便同时又不失一般性,无场型飞行时间电子能谱仪示意图如图 1.1(a)所示。电子源可视为点源且置于系统对称轴上,二维 PSD 与电子源的轴向距离为 L 。

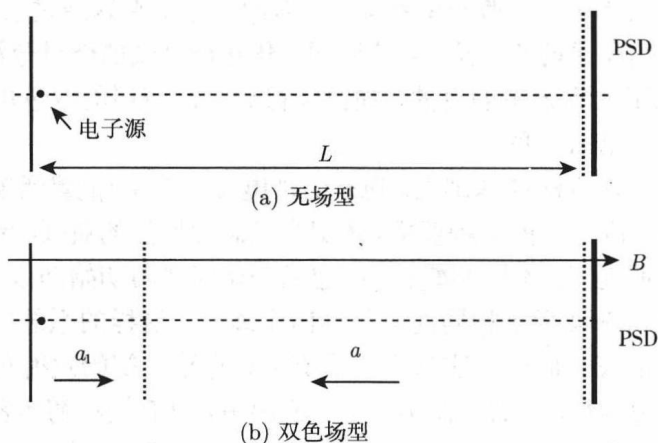


图 1.1 飞行时间电子能谱仪示意图

对于 CCD 等探测器件,由于自身物理电容效应、相关输出电子学响应特性等因素的制约,其时间响应总存在物理极限 $\Delta t_{\min}$ 。对于任一飞行时间电子能谱仪系统,电子飞行时间色散关系可描述为

$$t = f(\varepsilon_i, \theta_i) \quad (1.1)$$

式中, ε_i 和 θ_i 分别为电子源发射电子的初始动能和初始出射角(相对于系统对称轴)。初始动能分别为 ε_1 和 ε_2 的两个电子的飞行时间差为

$$\Delta t = \left| \int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_2} \frac{\partial t}{\partial \varepsilon_i} d\varepsilon \right| \quad (1.2)$$

两个电子可被分辨的条件为 $\Delta t \geq \Delta t_{\min}$ 。据此可知, $\partial t / \partial \varepsilon_i$ 直接决定着电子飞行时间的色散特性, 其与探测器的时间分辨率共同决定整个系统的能量分辨率 $\Delta \varepsilon$, 这里称 $\partial t / \partial \varepsilon_i$ 为能量分辨率特征参数。系统对初始动能为 ε_i 的电子的能量分辨率为

$$\Delta \varepsilon(\varepsilon_i) = \Delta t_{\min} / \left| \frac{\partial t}{\partial \varepsilon_i} \right| \quad (1.3)$$

除无场型外, 当前常用的飞行时间电子能谱仪还有双色场型, 如图 1.1(b) 所示。相比无场型技术, 图 1.1(b) 中轴向均匀磁场 B 和加速场 a_1 的引入是为了提升电子收集效率, 而减速场 a 则是为了提高系统的能量分辨率。为定性比较两类技术的能量分辨特性, 考虑 $a_1 = 0$ 的情形。两类飞行时间电子能谱仪系统的电子飞行时间色散关系如下:

$$t_{\text{drift}}(\varepsilon_i, \theta_i) = \frac{L}{\cos \theta_i} \sqrt{\frac{m_e}{2\varepsilon_i}} \quad (1.4)$$

$$t_{\text{decel}}(\varepsilon_i, \theta_i) = \frac{1}{a} \left(\sqrt{\frac{2\varepsilon_i}{m_e} \cos^2 \theta_i} - \sqrt{\frac{2\varepsilon_i}{m_e} \cos^2 \theta_i - 2aL} \right) \quad (1.5)$$

式中, m_e 为电子质量。相应的能量分辨特征参数分别为

$$\frac{\partial t_{\text{drift}}}{\partial \varepsilon_i} = -\frac{L}{\cos \theta_i} \sqrt{\frac{m_e}{8\varepsilon_i^3}} \quad (1.6)$$

$$\frac{\partial t_{\text{decel}}}{\partial \varepsilon_i} = \frac{\cos \theta_i}{m_e a} \sqrt{\frac{m_e}{2\varepsilon_i}} \left(1 - \sqrt{\frac{\varepsilon_i \cos^2 \theta_i}{\varepsilon_i \cos^2 \theta_i - m_e a L}} \right) \quad (1.7)$$

比较式 (1.6) 和式 (1.7) 可知, 对于相同发射状态的电子, 式 (1.7) 总具有相对较大的绝对值。这意味着图 1.1(b) 所示的双色场型飞行时间电子能谱仪具有较小的能量分辨率, 也即更优的电子分析特性。但是, 当电子初始状态满足条件 $\varepsilon_i \cos^2 \theta_i \gg m_e a L$ 时, 式 (1.7) 可简化为

$$\frac{\partial t_{\text{decel}}}{\partial \varepsilon_i} \approx -\frac{L}{\cos \theta_i} \sqrt{\frac{m_e}{8\varepsilon_i^3}} \quad (1.8)$$

这说明从定性角度考虑, 单向式飞行时间电子能谱探测技术的能量分辨特性可由式 (1.6) 描述, 其能量分辨特性随着初始能量的增大而急剧恶化。相比在第 2 章中要介绍的双向式能谱探测技术, 这里需要特别指出其能量分辨特性的内在关联机

制: 无论电子具有怎样的初始发射状态, 在被探测器俘获之前均经历了相同的轴向距离, 使得高能电子飞行时间与初始能量的色散关系曲线趋于平坦, 最终导致探测器对高能电子的甄别性能急剧变差。结合式 (1.3) 和式 (1.6) 可知, 对于单向式飞行时间电子能谱探测技术, 其能量分辨特性的优化思路有三条。第一条是采用具有更小时间响应物理极限 $\Delta t_{\min}$ 的探测器。第二条是增大电子源与探测器之间的轴向距离, 即采用更长的能谱仪系统。但实际应用中受实验室条件的限制, 典型轴向距离的长度为 0.5~5m。第三条是在系统中引入拒斥场, 通过降低电子的渡越能量以增加其有效飞行时间, 据此等效增大电子飞行时间随初始能量的色散性。此类方法的缺点是, 拒斥场的引入将使部分低能电子不能被探测器俘获, 从而减小了系统的探测量程。

1.2.2 能量重建

这里仍然以图 1.1 所示的当前常用的飞行时间电子能谱仪为例, 系统对称轴沿直角坐标系的 Z 轴方向。在轴向均匀磁场 B 的作用下, 从电子源出射的电子做螺旋运动直至被探测器俘获 (图 1.2), 探测器记录电子的飞行时间 t 和撞击位置 (x, y) 信息。

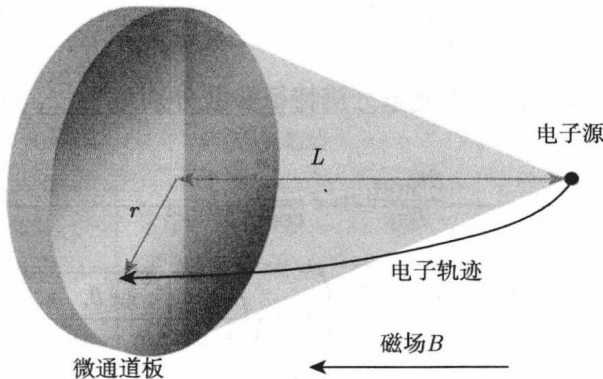


图 1.2 电子在磁场约束下的三维螺旋运动

若进行运动分解, 则电子在横向做圆周运动, 如图 1.3 所示。其中, 初始径向速度 v_r 与 X 轴的夹角为 α , R_i 和 $\omega = Be/m_e$ 分别为圆周运动的半径和频率, $(0,0)$ 是探测器中心且位于系统对称轴 OO' 上, O'' 是圆周运动的中心。由图 1.3 中的几何关系可得

$$R_i = \frac{r}{2 \left| \sin \frac{\omega t}{2} \right|} \quad (1.9)$$

进一步可得电子的初始径向动量 p_r 为

$$p_r = \frac{m_e \omega r}{\left| 2 \sin \frac{\omega t}{2} \right|}$$

利用角度关系 $\gamma = \omega t/2$ 与 $\alpha = \phi - \gamma$, 可得 X 、 Y 方向的动量分量如下:

$$p_X = \frac{m_e \omega}{2} \left[x \cot \frac{\omega t}{2} + y \right] \quad (1.10)$$

$$p_Y = \frac{m_e \omega}{2} \left[y \cot \frac{\omega t}{2} - x \right] \quad (1.11)$$

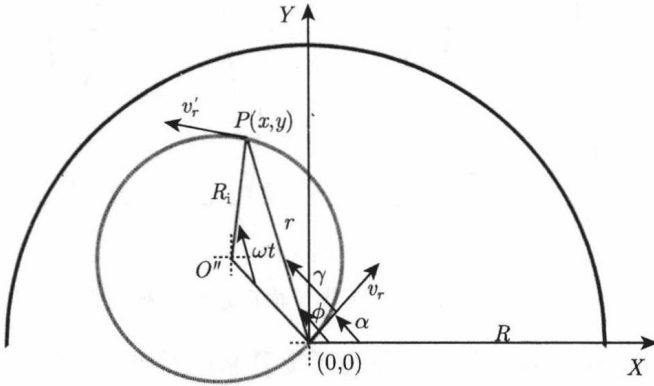


图 1.3 电子在磁场约束下的横向二维圆周运动

电子轴向动量分量 p_Z 可由其飞行时间色散关系即式 (1.4) 或式 (1.5) 求得。因此, 由探测器处记录电子飞行时间和撞击位置信息即可反演出电子从电子源出射的初始能量信息 (显然也可得出其初始角度信息):

$$\varepsilon_i = \frac{p_X^2 + p_Y^2 + p_Z^2}{2m_e} \quad (1.12)$$

1.2.3 参数 B 的设置

由式 (1.10) 和式 (1.11) 可知, 进行电子初始能量反演重建的条件是俘获电子的飞行时间均位于同一磁节点域。根据图 1.3 可得电子横向运动的摇摆曲线, 如图 1.4 所示, 其中, $r = 0$ 的时刻即为磁节点, 两个磁节点之间的时间范围就是一个时间域。磁节点在空间上位于探测器中心位置 $x = y = 0$, 落入该位置电子的初始状态将无法得到反演重建, 因此称为探测黑洞。假定 $t_{\max}$ 和 $t_{\min}$ 为电子源电子在系统中飞行时间的两个极值, 那么前述能量重建条件为

$$t_{\max} \leq kT \quad (1.13)$$

$$t_{\min} \geq (k-1)T \quad (1.14)$$

式中, k 为整数; $T = (2\pi m_e)/(eB)$ 为电子圆周运动周期。据此即可确定参数 B 的取值范围。

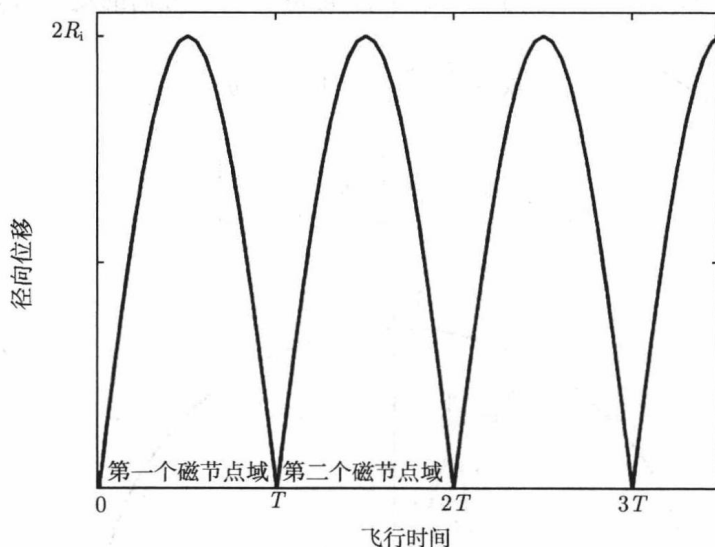


图 1.4 轴向磁场作用下电子横向运动的摇摆曲线

前面已经提及, 轴向磁场的引入是为了提升系统对电子的俘获效率, 其定性分析如图 1.5 所示, 为方便比较, 假定 $a_1 = a = 0$ 。由图 1.5 可知, 轴向磁场能抑制电子的横向扩张运动, 从而使具有更大径向速度的电子也可被探测器接收, 即可获得更高的粒子收集效率。

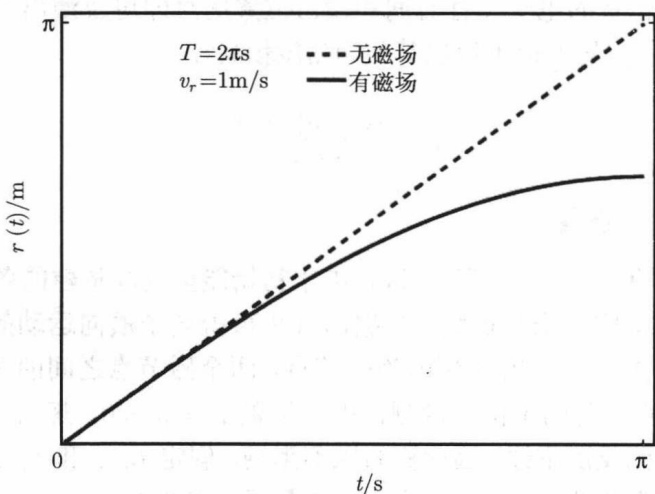


图 1.5 轴向磁场对电子的横向约束效应

参考文献

- [1] STEPHENS W E. A pulsed mass spectrometer with time dispersion[J]. *Physical Review*, 1946, 69(11): 691.
- [2] CAMERON A E, EGGERS D F. An ion velocitron[J]. *Review of Scientific Instruments*, 1948, 19(9): 605-607.
- [3] WOLFF M M, STEPHENS W E. A pulsed mass spectrometer with time dispersion[J]. *Review of Scientific Instruments*, 1953, 24(8): 616-617.
- [4] FRANKLIN J L, HIERL P M, WHAN D A. Measurement of the translational energy of ions with a time-of-flight mass spectrometer[J]. *Journal of Chemical Physics*, 1967, 47(9): 3148-3153.
- [5] KRUIT P, READ F H. Magnetic field paralleliser for 2π electron spectrometer and electron-image magnifier[J]. *Journal of Physics E: Scientific Instruments*, 1983, 16: 313-324.
- [6] BHOWMICK A, GADKARI S C, YAKHMI J V, et al. Development of a new high resolution reflectron time-of-flight mass spectrometer[J]. *Founder's Day Special Issue*, 2005, 6(261): 61-71.
- [7] GISSELBRECHT M, HUETZ A, LAVOLLEE M, et al. Optimization of momentum imaging systems using electric and magnetic fields[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2005, 76(1): 013105-1-013105-8.
- [8] UNRUH T, NEUHAUS J, PETRY W. The high-resolution time-of-flight spectrometer TOFTOF [J]. *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors, and Associated Equipment*, 2007, 580: 1414-1422.
- [9] PICARD A, BACKE H, BARTH H, et al. A solenoid retarding spectrometer with high resolution and transmission for keV electrons[J]. *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 2007, 63: 345-358.
- [10] ZHANG Q, ZHAO K, CHANG Z H. High resolution electron spectrometers for characterizing the contrast of isolated 25as pulses[J]. *Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena*, 2014, 195: 48-54.
- [11] MCCARTHY I E, WEIGOLD E. Electron momentum spectroscopy of atoms and molecules[J]. *Reports on Progress in Physics*, 1991, 54: 789-879.
- [12] WEIGOLD E, HOOD S T, TEUBNER P J O. Energy and angular correlations of the scattered and ejected electrons in the electron-impact ionization of argon[J]. *Physical Review Letters*, 1973, 30(11): 475-478.
- [13] COOK J P D, MCCARTHY I E, STELBOVICS A T, et al. Non-coplanar symmetric (e , $2e$) momentum profile measurements for helium: An accurate test of helium wavefunctions[J]. *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics*, 1984, 17: 2339-2352.
- [14] ZHENG Y, COOPER G, TIXIER S, et al. 2π gas phase multichannel electron momentum spectrometer for rapid orbital imaging and multiple ionization studies[J]. *Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena*, 2000, 112: 67-91.
- [15] REN X G, NING C G, DENG J K, et al. (e , $2e$) electron momentum spectrometer with high sensitivity and high resolution[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2005, 76(6): 063103-1-063103-8.
- [16] SHAN X, CHEN X J, ZHOU L X, et al. High resolution electron momentum spectroscopy of dichlorodifluoromethane: Unambiguous assignments of outer valence molecular orbitals[J]. *Journal of Chemical Physics*, 2006, (15): 154307-1-154307-4.

- [17] YAMAZAKI M, OISHI K, NAKAZAWA H, et al. Molecular orbital imaging of the acetone S2 excited state using time-resolved ($e, 2e$) electron momentum spectroscopy[J]. *Physical Review Letters*, 2015, 114(10): 103005-1–103005-5.
- [18] LI J M, LUO Z H, CHEN X L, et al. Electron-impact ionization-excitation of the neon valence shell studied by high-resolution electron-momentum spectroscopy[J]. *Physical Review A*, 2015, 92(3): 032701-1–032701-5.
- [19] SHI Y F, SHAN X, WANG E L, et al. Electron momentum spectroscopy of outer valence orbitals of 2-fluoroethanol[J]. *Chinese Journal of Chemical Physics*, 2015, 28(1): 35–42.
- [20] CORKUM P B, CHANG Z H. The attosecond revolution[J]. *Optics and Photonics News*, 2008, 19(10): 24–29.
- [21] KRAUSZ F, STOCKMAN M I. Attosecond metrology: from electron capture to future signal processing[J]. *Nature Photonics*, 2014, 8(3): 205–213.
- [22] SCHULTZE M, RAMASESHA K, PEMMARAJU C D, et al. Attosecond band-gap dynamics in silicon[J]. *Science*, 2014, 346(6215): 1348–1352.
- [23] NEPPL S, ERNSTORFER R, CAVALIERI A L, et al. Direct observation of electron propagation and dielectric screening on the atomic length scale[J]. *Nature*, 2015, 517: 342–346.
- [24] BUCKSBAUM P H. The future of attosecond spectroscopy[J]. *Science*, 2007, 317: 766–769.
- [25] VRAKKING M J J. Attosecond imaging[J]. *Physical Chemistry Chemical Physics*, 2014, 16(7): 2775–2789.
- [26] GAUMNITZ T, JAIN A, PERTOT Y, et al. Streaking of 43-attosecond soft-X-ray pulses generated by a passively CEP-stable mid-infrared driver[J]. *Optics Express*, 2017, 25: 27506–27518.
- [27] SUZUKI M, BARON A, GOTO S, et al. Preparing for the future: Twelfth APS/ESRF/Spring-8 three-way meeting[J]. *Synchrotron Radiation News*, 2011, 24(1): 12–15.
- [28] 马礼敦, 杨福家. 同步辐射应用概论[M]. 上海: 复旦大学出版社, 2001.
- [29] 秦玉, 樊春海, 黄庆, 等. 大科学装置同步辐射光源在生命分析化学中的应用[J]. *中国科学: 化学*, 2010, 40(1): 22–30.
- [30] EMMA P, AKRE R, ARTHUR J, et al. First lasing and operation of an Ångström-wavelength free-electron laser[J]. *Nature Photonics*, 2010, 4: 641–647.
- [31] ISHIKAWA T, AOYAGI H, ASAKA T, et al. A compact X-ray free-electron laser emitting in the sub-Ångström region[J]. *Nature Photonics*, 2012, 6: 540–544.
- [32] MOTOMURA K, KUKK E, FUKUZAWA H, et al. Charge and nuclear dynamics induced by deep inner-shell multiphoton ionization of CH_3I molecules by intense X-ray free-electron laser pulses[J]. *Journal of Physical Chemistry Letters*, 2015, 6(15): 2944–2949.