

文章编号: 1007-4627(2018)02-0204-06

刻槽绝缘平行板对电子束的导向效应研究

张明武, 薛迎利, 李鑫, 刘俊亮, 于得洋, 杨变, 王伟, 郭义盼, 黎晓晓, 杨丽萍,
刁薇, 朱小娜, 张月昭, 邵曹杰, 蔡晓红
(中国科学院近代物理研究所, 兰州 730000)

摘要: 采用不同材质的刻槽绝缘平行板, 包括高纯度石英玻璃、聚四氟乙烯 (Teflon)、酚醛树脂 (电木) 和聚甲醛板 (赛钢板), 并在 $15 \text{ pA/mm}^2 \sim 14.3 \text{ nA/mm}^2$ 范围内改变入射流强, 利用 1500 eV 电子束入射上述绝缘平行板, 实验研究了上述平行板对电子束的导向行为。实验发现, 上述电子束通过上述平行板时存在明显的导向现象, 其导向行为与束流流强和绝缘材质无关。据此, 可排除绝缘平行板内表面沉积电荷自组织充放电过程中, 以绝缘材料的面电阻和体电阻对地泄放的线性形式放电过程。

关键词: 导向效应; 电子束; 刻槽平行板; 自组织充放电

中图分类号: O562.5 **文献标志码:** A **DOI:** 10.11804/NuclPhysRev.35.02.204

1 引言

2002 年, Stolterfoht 等^[1]研究低能高电荷态离子与 PET (PolyEthylene Terephthalate) 纳米毛细管相互作用时, 意外发现出射的离子保持了入射时的初始电荷态和能量, 即使在入射角大于毛细管几何开角的情况下, 存在导向行为。这种独特的离子导向现象及其可作为简易自适应束流传输技术 (如微束)^[2-4] 的潜质吸引了众多科学家的研究^[5, 6]。上述高电荷态离子束入射不同毛细管的导向实验研究和理论模拟揭示: 入射离子在毛细管内壁沉积, 以动态的自组织充放电方式形成一个或多个正电荷包, 产生宏观电场, 进而阻止后续入射离子与表面接触, 形成稳定的离子导向。

现有实验结果表明, 当电子入射绝缘毛细管时, 其作用行为和方式与离子导向存在明显的差异。从毛细管出射的电子遭受了显著的能量损失^[7-11], 其传输效率远低于离子导向实验结果^[7-9]。此外, Dassanayake 等^[11, 12]的电子导向实验显示, 由于二次电子积累, 毛细管内壁形成的电荷包是电子导向的主要动力。但是, 其他实验组结果^[13, 14]显示毛细管内表面未形成电荷包, 电子主要经过与内表面的量子反射和多次近前向散射作用出射。因此, 电子导向效应的具体机制和行为还需要进一步研究和探索。

中国科学院近代物理研究所原子分子谱学组已开展了一系列的电子导向实验^[15-20]。例如, 设计了内表

面刻槽的 SiO_2 对称平行板。利用窄刻槽, 不仅可增加平行板内表面面积, 还可实现沟槽内部对束流不可见, 最大程度减小电子辐照对绝缘体电导率的诱导剧变效应^[21, 22]。采用 $800 \sim 2000 \text{ eV}$ 电子束入射上述刻槽平行板, 本课题组首次获得了无能损传输的稳定导向电子束^[15], 证实简易经济型的电子束束流的自适应传输装置是可行的。

本工作延长了电子枪到平行绝缘板的距离, 使电子束的发散度为原来的二分之一, 降低了束流发散度对导向行为的影响。同时在电子束的传输路径上安装玻莫合金管以减少地磁场和外界磁场对电子束的偏转, 防止入射束流偏离绝缘平行板入口 (入口狭缝 0.4 mm)。其次, 改进了数据获取系统中的排线转接结构, 真空馈通法兰与获取系统的连接采用整根 34 针排线, 摒除原有系统的 50 针-34 针转接盒, 使在载束情况下, 探测器本底信号小于 50 fA 。基于此, 通过 1500 eV 电子束穿过不同材质的绝缘平行板 (体积电阻率相差 8 个量级), 并将入射电子的流强下调四个量级, 达到 15 pA/mm^2 (原来为 130 nA/mm^2 ^[15]), 对电子导向自组织充放电过程中的放电方式进行进一步的探索研究。

2 实验装置

本实验布局如图 1 所示。除平行板外, 其他装置都固定在不锈钢定位板上, 整体置于超高真空靶室内, 靶室真空保持在 10^{-6} Pa 量级。实验所用电子束由 LaB_6

收稿日期: 2017-11-21; 修改日期: 2017-12-25

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (11205224, 11275240, U1332206)

作者简介: 张明武(1984-), 男, 甘肃天水人, 博士研究生, 从事原子物理研究; E-mail: zhangmingwu@impcas.ac.cn.

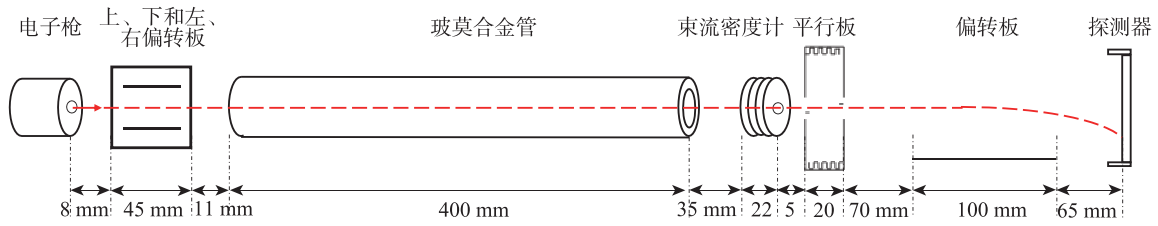


图 1 (在线彩图) 实验装置示意图

电子枪(引出口直径 2 mm)产生, 电子束流强 I_{in} 为十几 pA/mm^2 ~ 十几 nA/mm^2 , 能量 E 为 1500 eV。主束由上、下和左、右静电偏转板进行调节, 经过 400 mm 长波莫合金磁屏蔽管(壁厚 0.5 mm, 外径 35 mm)后进入束流密度计(其出射孔径最小为 4 mm)^[23]。此处束流密度计可实时监测电子束流强, 并对其进行准直, 准直后, 主束的发散度(FWHM)小于 $\pm 0.1^\circ$ 。准直后的电子束入射平行板, 与其相互作用后出射电子束由下游左、右静电偏转板(0.5 mm 厚的不锈钢板加工, 单面面积 $100 \text{ mm} \times 100 \text{ mm}$, 两板间距 50 mm)偏转, 最终被 128 道一维位置灵敏皮安计探测系统^[24]获取。

实验采用的绝缘刻槽平行板间的狭缝为 0.4 mm, 长度为 20 mm(沿束流方向), 相应的几何开角为 $\pm 1.2^\circ$ 。如图 2 所示, 绝缘平行板由两个对称凹型不锈钢接地组件固定, 凹型组件内表面分别与单平行板外三侧紧贴, 保证接地充分, 整体则悬挂在转角仪上。转角仪可上下移动、以垂直电子束方向的平行板入口狭缝为旋转轴进行 360° 旋转, 转角仪的定位精度好于 0.1° 。

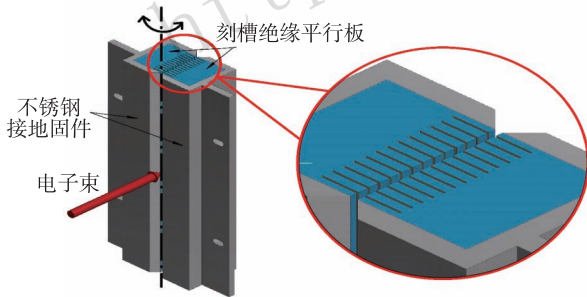


图 2 (在线彩图) 刻槽绝缘平行板及其装配组件
图中, 不锈钢接地组件狭缝 1 mm, 刻槽绝缘平行板狭缝 0.4 mm, 整体悬挂于转角仪上, 转角仪可上下移动、左右旋转。实验中, 石英玻璃平行板同之前实验使用的尺寸, 长为 120 mm, 其它材质平行板均为 40 mm 长, 详见图下正文部分。

本工作中绝缘板材质为石英玻璃(99.999% 高纯度 SiO_2)、聚四氟乙烯(Teflon)、酚醛树脂(电木)、聚甲醛(赛钢板)等四种。单板长 40 mm(仅石英玻璃平行板长为 120 mm)、宽 20 mm、厚 15 mm, 表面沿长度方向刻有 13 条 0.3 mm 宽、5 mm 深、间隔 1.5 mm 的

窄槽。我们前期工作表明^[15], 窄刻槽可抑制辐射诱导电导率(RIC)效应^[21, 22], 保持高阻态, 使表面电荷局域化, 有利于实现空间分布稳定且无能损的导向束。此外, 前期工作表明电子的导向行为与接地条件无关^[15], 因此本实验中使用的绝缘平行板长度由原来的 120 mm 缩短至 40 mm。

为了抑制电子束打到测量电极上产生的二次电子, 提高 128 道一维位置灵敏皮安计探测系统的测量精度, 探测器所加的抑制电压 U_a 为电子能量的 10%(如电子束能量为 1500 eV, 探测器则加 150 V 的抑制电压)。0.1 U_a 的抑制电压会使经历能量损失、能量小于 0.1 U_a 的出射电子无法达到测量电极, 但这不影响本实验结果, 因为我们已经观测到出射电子基本上没有能量损失^[15]。

测量过程中, 我们首先记录主束在 128 路一维位置灵敏皮安级探测器上的位置, 包括下游左、右静电偏转板上有无偏转电压的情况。然后通过上下移动转角仪再将绝缘平行板放置在束线中心。为避免转角仪的回程差问题, 我们先将转角仪向一侧转动, 超过出射束流在探测器上消失的角度 1° 左右, 然后再以步长 0.2° 反方向回转, 对于每一步长, 记录下游左、右静电偏转板上有无偏转电压时, 出射束流在探测器上的位置和流强信息, 直至出射束流信号在探测器上再次消失。这里, 入射束流方向与平行板轴线的夹角定义为倾斜角 ψ , 出射束流方向与入射束流方向的夹角定义为偏转角 θ 。 $\psi=0$ 由主束在探测器上位置确定。

实验中, 128 路一维位置灵敏皮安计探测系统采样率设定为 5 Hz, 每转角一次, 采样时间为 3 min。在前期大量实验基础上, 我们发现, 透过平行板出射的电子束, 几秒内即可达到平衡。根据实验的布局及探测器的位置分辨 0.5 mm, 本实验的能量分辨为 4%。

3 实验结果与讨论

本工作亦观测到出射电子保持了原有的能量, 相对传输效率高于金属平行板, 且在开角之外仍可以观测到出射束流等现象, 而且通过对照实验(一侧接地金属板和一侧绝缘板组成的平行板), 表明绝缘平行板内表面

都带负电, 说明电子在绝缘平行板内受宏观排斥电场的作用, 这与我们前期的结果一致^[15], 后面将进一步详细阐述。首先, 我们展示流强在 $15 \text{ pA/mm}^2 \sim 14.3 \text{ nA/mm}^2$ 范围内、 1500 eV 电子束穿过不同材质的绝缘平行板(体电阻率相差最大约 8 个量级, 例如聚四氟乙烯在 $10^{22} \Omega \cdot \text{m}$ 量级, 电木在 $10^{13} \Omega \cdot \text{m}$ 量级)后的导向行为, 对其中的电子自组织充放电过程中的放电方式进行进一步的探索。

图 3 给出了 1500 eV 电子束穿过聚四氟乙烯、聚甲醛板、酚醛树脂和石英玻璃平行板后偏转角 θ 与入射角 ψ 的关系图。图中, 实黑线表示倾斜角等于偏转角 ($\theta = \psi$) 的完全导向情况, 角度正负分别表示束流打到平行板的一侧和另一侧。从图中可以看出, 电子的导向行为整体的趋势具有一致性, 几乎与绝缘体的材料无关, 尽管绝缘体的电阻率差别几个量级。从图中可知,

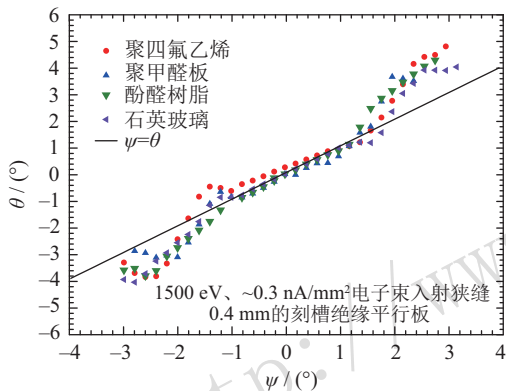


图 3 (在线彩图) 电子束入射不同绝缘材料平行板后偏转角与入射角的对应关系
图中, 入射电子束能量 1500 eV , 流强约 0.3 nA/mm^2 , 平行板狭缝均为 0.4 mm 。

不同材料的导向行为也可分为几个区。倾斜角 ψ 较小时中间区域为完全导向区域, 区域宽度大致为 $\pm 1500/E$, 这里 E 为入射电子的能量。随 $|\psi|$ 增大出现不完全导向区 ($|\theta| < |\psi|$), 该区域存在饱和区(偏转角不随倾斜角改变)。随着倾斜角 ψ 进一步增大, 过渡至过导向区 ($|\theta| > |\psi|$), 且当 ψ 继续增大, 再次出现饱和现象。

图 4 给出了相对传输效率与入射角的关系。图中, 不同颜色对应图 3 中的电子束穿过不同材料绝缘刻槽平行板情况下、相对传输效率随倾斜角的变化趋势, 有颜色的实心点表示不同绝缘体材料刻槽平行板的情况, 分别对应 (a) 聚四氟乙烯、(b) 聚甲醛、(c) 酚醛树脂、及 (d) 石英玻璃, 空心圆点表示相同尺寸平行金属板对应的数据。图中所展示的相对传输效率是传输效率的相对强度, 指经过平行板出射的电子束流强和入射束流强的比值、即绝对传输效率相对倾斜角的零度角位置 ($\psi=0^\circ$) 的绝对传输效率的相对比值。实验中使用相对传输效率可便于各组实验数据之间的对比, 实验中绝对传输效率在 $50\% \sim 70\%$ 。通过与金属平行板(几何开角 $\pm 1.2^\circ$) 的数据比较, 我们可以清楚地看到, 刻槽绝缘平行板出射的电子束在倾斜角大于几何开角时, 依然存在出射电子束, 证实存在电子导向行为。图 4 中, 各个倾斜角对应的相对传输效率值基本一致, 总导向对应的倾斜角范围 ($\sim \pm 3^\circ$) 基本一致, 也可说明图 3 中导向与材料无关的特征。图中, 聚甲醛对应的相对传输效率值在零度角两侧相对较高 (>1), 主要是由零度角位置确定误差和电子枪出射束流不稳定涨落导致的。

图 5 还给出了 1500 eV 时, 非对称刻槽平行板(同尺寸金属板代替刻槽平行板一侧, 图中对应正角度所对

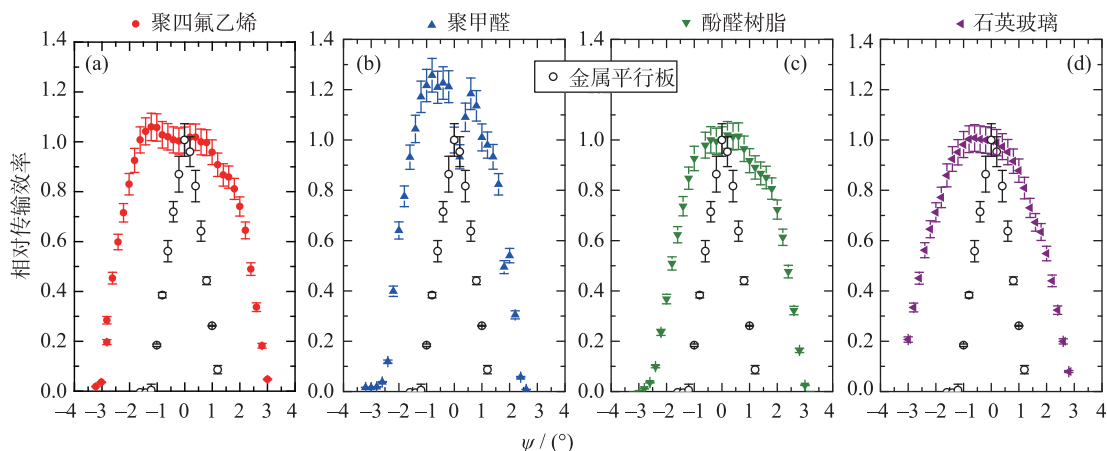


图 4 (在线彩图) 电子束入射不同绝缘材料平行板后、传输效率相对强度随倾斜角的变化关系
图中, 入射电子束能量 1500 eV , 流强约 0.3 nA/mm^2 , 平行板狭缝均为 0.4 mm 。传输效率指平行板出射束流流强与入射流强的比值, 图中所有传输效率均使用各自的零度角 $\psi=0^\circ$ 对应的值进行了归一, 所以定义为相对传输效率也就是传输效率相对强度。

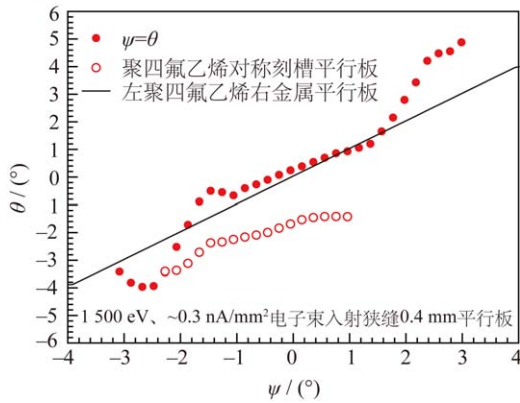


图 5 (在线彩图) 电子束入射绝缘材料平行板和非对称刻槽平行板时的偏转角与入射角的对应关系

图中, 入射电子束能量 1500 eV, 流强约 0.3 nA/mm², 平行板狭缝均为 0.4 mm。本文中以聚四氟乙烯对称刻槽平行板、及左侧为聚四氟乙烯刻槽板右侧为金属板的非对称平行板为例, 其它材料情形类似。

的一边) 的结果, 显示其刻槽一边确实存在导向, 且为不完全导向, 据此可判断出, 刻槽平行板内表面积累了负电荷。此外, 结合出射电子束无能损、角分布基本不变的特征可知, 导向的电子是受到了平行板内宏观电场的作用, 这与 Milosavljevi^[11] 和 Schiessl^[12] 两个研究组的结果完全不同。上述两个实验组的结果都显示, 电子受到了吸引作用, 管内壁内表面积累了正电荷, 且导向是因为入射电子与表面的量子反射和多次近前向散射作用导致的, 导向电子有能损, 管内壁内未建立稳定电场。如同离子导向实验, 我们的结果证实在完全导向区域产生了稳定的宏观电场, 由平行板内表面积累电荷的自组织充放电过程产生, 该过程属于典型的动态平衡过程。实验中, 入射束流斑大小为 4 mm, 而平行板狭缝间距 0.4 mm, 因此我们可以用简单的平行板电场公式, 计算出紧邻完全导向区域的饱和和导向区间内对应的饱和电场值。对于对称刻槽平行板, 电场为 -2 V/mm 左右。而非对称刻槽平行板的情况下, 绝对电场值约为 -3 V 左右(图 5 中只展示了 1500 eV 条件的情形)。在本课题组之前的研究中, 我们发现电场值基本不随能量变化^[15], 这与本实验组之前的离子导向中观察到的不完全导向行为颇为相似^[25]。进一步对比对称刻槽平行板和非对称刻槽平行板的结果可知, 即使束流未打到对面板一侧, 该侧平行板还是在自组织充放电过程中起到了非常重要的作用。

现有电子单纯轰击孤立绝缘体材料实验的结果显示^[26], 在我们实验的电子束能区, 掠入射角度下, 绝缘体的二次电子产额远大于 1(对于 SiO₂, 达到 6), 因此绝缘体表面应该带正电, 显然这无法解释我们的实验

结果。考虑到我们的两片刻槽平行板间距只有 0.4 mm, 表面无法实现理想的真空状态, 注入的电子、经散射的电子以及表面产生的二次电子, 可被平行板两边重新吸收, 最终在刻槽平行板内形成负电荷积累。

图 6 给出了入射电子束流强从 15 pA/mm² 到 14.3 nA/mm² 变化时, 偏转角 θ 与入射角 ψ 的关系图, 其中, 14.3 nA/mm² 的数据为之前的实验结果。可看出, 导向行为基本不随流强改变。对于弱流(左、右大角度区域), 与左侧负角度过导向区相比, 图中右侧域对于不同流强稍有差别, 该差别主要来源于角度确定误差。测量中, 从一侧最大倾斜角开始, 在转到另外一侧最大倾斜角时, 出射束流峰值在 200 fA, 此时, 由于二次电子干扰, 探测器的本底信号大于 50 fA, 且随时间有涨落现象, 因此出射束流位置的确定存在一定的误差。再者, 弱流条件下, 从电子枪引出的束流径迹的漂移也不容忽略。但总体上看, 在跨度为三个量级的情况下, 电子的导向趋势具有一致性。

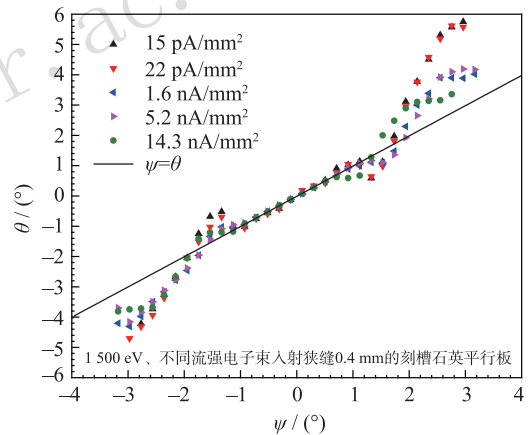


图 6 (在线彩图) 相同入射能量、不同电子流强条件下, 偏转角和倾斜角的对应关系

图中, 入射电子束能量为 1500 eV, 使用了 0.4 mm 狭缝的刻槽石英玻璃平行板。电子束流强从 15 pA/mm² 调节至 14.3 nA/mm², 导向行为未见明显差异

图 7 针对图 6 中的不同流强情况, 给出了 1500 eV 电子束在各个流强条件下穿过刻槽石英玻璃平行板后的相对传输效率随倾斜角的变化关系。通过与金属平行板的数据比较, 在倾斜角大于几何开角 $\pm 1.2^\circ$ 时, 不同流强下均有稳定出射电子束, 证明确实存在导向行为。图中, 38 pA/mm² 下低流强由于电子枪自身束流不稳定, 相对传输效率值起伏较大。整体来看, 不同流强条件下, 相对传输效率在相同倾斜角时对应值基本一致, 且总的导向范围角度 ($\sim \pm 3^\circ$) 基本一致, 可以说明上述电子导向行为对流强条件的独立性。

在自组织充放电过程达到平衡状态后, 平行板表面

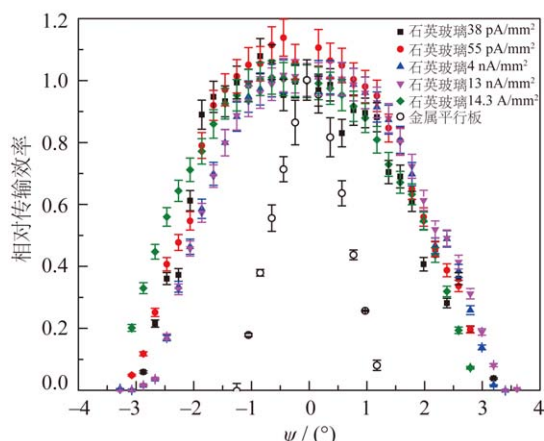


图 7 (在线彩图) 相同入射能量、不同电子流强条件下, 相对传输效率与入射角的对应关系

图中, 入射电子束能量为 1500 eV, 使用了 0.4 mm 狭缝的刻槽石英玻璃平行板。电子束流强 15 pA/mm² ~14.3 nA/mm², 不同颜色对应图 6 中的不同流强条件, 空心圆表示金属平行板的数据。

电荷的损耗应等于进入到绝缘平行板狭缝中流强与出射流强之差, 否则稳定的平衡态将无法保持。对于孤立的绝缘体材料来说, 在电子束轰击下, 电荷有两种损耗途径^[21], 一种是电荷沿表面(或体)的扩散和迁移, 另一种是以散射电子和二次电子的形式出射到真空中。若积累电荷沿体电阻和面电阻对地泄放, 都应与入射流强相关, 但我们实验证实电子导向行为与流强和绝缘材质无关。这进一步说明电子自组织充放电的电荷累积动态平衡过程中, 表面电荷沿表面(或体)的扩散和迁移并非主导因素。我们推测在目前实验条件下, 电子自组织充放电过程中的放电方式为电子与绝缘板平行板内表面原子直接碰撞以二次电子和背散射电子的形式向真空损耗。不过这种方式还有待更多的物理量来证实, 例如获得二次电子、背散射电子能谱、角分布等信息, 该过程中的二次电子和背散射电子的具体运动轨迹和规律, 也需要更深入的实验或大数据理论模拟工作来进一步认知。

4 结论

本工作延长了电子枪到平行绝缘板的距离, 降低了束流发散度对导向行为的影响; 改进了数据获取系统中的排线转接结构, 使在载束情况下, 探测器本底信号小于 50 fA。基于此, 采用不同材质的绝缘平行板(体电阻率相差约 8 个量级)和在 3 个量级内改变入射流强, 对电子导向自组织充放电过程中的放电方式进行了进一步探索。实验发现, 电子导向行为与流强和绝缘材质无关, 表明表面电荷沿表面(或体)的扩散和迁移并非电子

导向自组织充放电过程中的放电方式, 我们推测目前实验条件下的主要放电方式为电子与绝缘板平行板内表面原子直接碰撞以二次电子和背散射电子的形式向真空损耗。上述电子导向行为背后具体的作用方式和机理, 包括自组织充电的动态过程, 放电形式的具体外在物理量等信息, 还需要更深入的实验或理论模拟进行探索和获取, 如直接测量或模拟散射电子和二次电子等。

参考文献:

- [1] STOLTERFOHT N, BREMER J H, HOFFMANN V, *et al.* Phys Rev Lett, 2002, **88**: 133201.
- [2] IKEDA T, KANAI K, KOJIMA T M, *et al.* Appl Phys Lett, 2006, **89**: 163502.
- [3] KOWARIK G, BERECZKY R G, AUMAYR F, *et al.* Nucl Instr Meth B, 2009, **267**: 2277.
- [4] GRUBER E, KOWARIK G, LADINIG F, *et al.* Phys Rev A, 2012, **86**: 062901.
- [5] STOLTERFOHT N, YAMAZAKI Y. Phys Rep, 2016, **629**: 107.
- [6] SKOG P, ZHANG H Q, SCHUCH R. Phys Rev Lett, 2008, **101**: 223202.
- [7] MILOSAVLJEVIĆA, VÍKOR G, PEŠIČIĆ, *et al.* Phys Rev A, 2007, **75**: 030901(R).
- [8] DAS S, DASSANAYAKE B, WINKWORTH M, *et al.* Phys Rev A, 2007, **76**: 042716.
- [9] MILOSAVLJEVIĆA, JURETA J, VÍKOR G, *et al.* Europhys Lett, 2009, **86**: 23001.
- [10] DASSANAYAKE B S, DAS S, BERECZKY R J, *et al.* Phys Rev A, 2010, **81**: 020701(R).
- [11] MILOSAVLJEVIĆA, SCHIESSL K, LEMELL C, *et al.* Nucl Instr Meth B, 2012, **279**: 190.
- [12] SSHIESSL K, TÖKÉSI K, SOLLEDER B, *et al.* Phys Rev Lett, 2009, **102**: 163201.
- [13] DASSANAYAKE B S, BERECZKY R J, DAS S, *et al.* Phys Rev A, 2011, **83**: 012707.
- [14] KEERTHISINGHE D, DASSANAYAKE B S, WICKRAMARACHCHI S J, *et al.* Nucl Instr Meth B, 2013, **317**: 105.
- [15] XUE Y L, YU D Y, LIU J L, *et al.* Appl Phys Lett, 2015, **107**: 254102.
- [16] ZHANG Mingwu, WANG Wwi, XUE Yinli, *et al.* Nucl Phys Rev, 2012, **29**(2): 184. (in Chinese). (张明武, 王伟, 薛迎利, 等. 原子核物理评论, 2012, **29**(2): 184.)
- [17] WANG W, CHEN J, YU D Y, *et al.* Phys Scr, 2011, **T144**: 014023.
- [18] WANG Wei, CHEN Jin, YU Deyang, *et al.* High Power Laser and Particle Beams, 2011, **23**(4): 1065. (in Chinese). (王伟, 陈婧, 于得洋, 等. 强激光与粒子束, 2011, **23**(4): 1065.)
- [19] WANG W, QI D J, YU D Y, *et al.* J Phys Conf Ser, 2009, **163**: 012093.
- [20] QI Dejun, YU Deyang, WANG Wei, *et al.* Nucl Phys Rev, 2008, **25**(4): 375. (in Chinese). (漆德君, 于得洋, 王伟, 等. 原子核物理评论, 2008, **25**(4): 375.)

- [21] DE OLIVEIRA L N, GROSS B. *J Appl Phys*, 1975, **46**: 3132.
- [22] IKEDA T, IWAI Y, KOJIMA T M, *et al.* *Nucl Instr Meth B*, 2012, **287**: 31.
- [23] LIU J L, YU D Y, RUAN F F, *et al.* *Rev Sci Instrum*, 2013, **84**: 036107.
- [24] YU D Y, LIU J L, XUE Y L, *et al.* *Rev Sci Instrum*, 2015, **86**: 115102.
- [25] WU Y H, YU D Y, XUE Y L, *et al.* *Nucl Instr Meth B*, 2014, **334**: 59.
- [26] CAZAUX J. *Scanning*, 2014, **26**: 181.

Guiding Effect of Electron Beam by Grooved Insulating Parallel Plates

ZHANG Mingwu¹⁾, XUE Yingli, LI Xin, LIU Junliang, YU Deyang, YANG Bian, WANG Wei, GUO Yipan, LI Xiaoxiao, YANG Liping, XI Wei, ZHU Xiaona, ZHANG Yuezhao, SHAO Caojie, CAI Xiaohong

(*Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China*)

Abstract: Adopting several grooved parallel plates made by different insulators, such as high-purity fused quartz, Teflon, Bakelite and POM (Polyformaldehyde), and further adjusting the electron beam current in a wide range (tens of pA~tens of nA), the discharging mechanism in the self-organizing charge and discharge processes of electron guiding was investigated and discussed by using 1 500 eV incident electron beam. The present results show that, the electron guiding behaviors are obviously existing when such electron beam is transmitted through the above grooved insulating parallel plates, which are independent on beam current and insulators. Our results suggest that, the possibilities of the accumulated charges on inner-surface of grooved parallel plates linearly discharging through surface and bulk resistances of plates into the ground should be excluded.

Key words: guiding effect; electron beam; grooved parallel plate; self-organizing mechanism

Received date: 21 Nov. 2017; **Revised date:** 25 Dec. 2017

Foundation item: National Natural Science Foundation of China (11205224, 11275240, U1332206)

1) E-mail: zhangmingwu@impcas.ac.cn.