

镜像电荷对低能离子在菱形微孔中传输的影响*

孙文胜¹⁾ 袁华²⁾ 刘恩顺¹⁾ 杜战辉²⁾ 潘俞舟²⁾ 樊栩宏²⁾ 王麒俊²⁾
赵崭岩²⁾ 陈乾²⁾ 万城亮²⁾ 崔莹²⁾ 朱丽萍⁶⁾ 李鹏飞³⁾ 王天琦⁴⁾
姚科⁷⁾ Reinhold Schuch⁸⁾ 房铁峰¹⁾ 陈熙萌²⁾⁵⁾ 张红强^{2)5)†}

1) (南通大学物理科学与技术学院, 南通 226019)

2) (兰州大学核科学与技术学院, 兰州 730000)

3) (哈尔滨工程大学核科学与技术学院, 哈尔滨 150001)

4) (哈尔滨工业大学空间环境与物质科学研究院, 哈尔滨 150006)

5) (兰州大学, 稀有同位素前沿科学中心, 兰州 730000)

6) (兰州大学基础医学院, 兰州 730000)

7) (复旦大学现代物理研究所, 上海 200433)

8) (Department of Physics, Stockholm University, Stockholm S-10691, Sweden)

(2024 年 12 月 3 日收到; 2025 年 1 月 23 日收到修改稿)

本文进行了 1 keV N_2^+ 离子束穿越完全放电的白云母微孔膜实验, 测量了 0° 倾角下离子束入射初期的出射离子二维角分布图. 将离子速度对通道壁介电响应的影响引入镜像电荷力表达式, 对离子在菱形通道内所受镜像电荷力进行了多阶修正. 采用不同近似情况下的镜像电荷力对实验进行了模拟计算, 结果表明离子速度对通道壁介电响应的影响会使镜像电荷力降低. 对比对镜像电荷力进行多阶修正前后的模拟结果, 修正后的结果更接近实验值. 模拟计算出的穿透离子图像和实验测得的图像形状基本吻合, 均未出现体现成型效应的矩形. 但在穿透率和半高宽方面存在差距, 实验二维角分布半高宽比计算结果大, 且实验穿透率明显小于计算结果. 我们分析了模拟计算中的几个可能影响, 评估了束流的真实状态以及束流与微孔之间的夹角等因素对模拟和实验之间的差异的影响. 束流发散度和束流与微孔间的夹角会对模拟结果产生较大影响, 但是这些因素导致的模拟结果与实验出射离子角分布的差别还不够. 本工作提供了离子束作为探针进行微孔表面介电响应研究的可能性.

关键词: 微孔膜, 镜像电荷力, 低电荷态离子, 介电响应

PACS: 41.75.-i, 61.85.+p, 79.20.Rf, 81.07.De

DOI: 10.7498/aps.74.20241677

CSTR: 32037.14.aps.74.20241677

1 引言

随着纳米技术的飞速发展, 材料的表面和内部纳米结构引起了广泛关注^[1,2]. 在这一背景下, 人们

对纳米孔隙或毛细管产生了浓厚兴趣. 通过化学蚀刻由高能粒子撞击绝缘体产生的离子轨迹, 可以将各种材料制作成具有各种横截面的纳米孔隙的微孔膜, 这种微孔膜在各大领域得到广泛应用^[2]. 多年来人们进行了大量关于带电粒子通过纳米毛细

* 国家自然科学基金 (批准号: u1732269, 12474045) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhanghq@lzu.edu.cn

管的研究^[3-26]. 近年来, 带电粒子在纳米毛细管中传输表现出来的“导向效应^[4]”和“成型效应^[5]”成为研究热点. 使用锥形玻璃管可以将离子束准直、聚焦至微米量级, 形成微束. 微米量级的离子束已被用于生物细胞内部结构的辐照研究^[6,7].

导向效应最早被发现是在 3 keV 的 Ne^{7+} 离子穿透完全绝缘的聚对苯二甲酸乙二醇酯 (PET) 微孔膜的实验中^[4]. 研究发现, 当毛细管倾斜角度大于离子束可以直接穿过的几何张角时, 离子仍能穿透微孔, 透射离子的角分布以毛细管轴向方向为中心, 且大多数透射离子保持初始电荷状态和动能, 这种现象被称为“导向效应”^[4]. 导向效应的形成归因于离子在穿透微孔时与内壁发生碰撞, 导致电荷在壁面沉积形成的电荷斑, 这些电荷斑产生的电场对后续离子产生排斥作用, 迫使它们在远离内壁的地方发生偏转, 最终沿着轴向方向出射^[4,8-10,12-19]. 而且由于后续进入的离子在电荷斑的作用下未与微孔壁发生碰撞, 因此出射离子的电荷态和能量保持不变. 电荷斑的形成是一个时间相关的过程, 随着入射离子数量增加, 通道壁上的电荷斑自组织排列, 离子穿透率逐渐增加, 直到达到稳态 (通道壁上的电荷沉积和放电过程达到平衡), 离子稳定传输穿透率最大^[11]. 这种现象已经在聚对苯二甲酸乙二醇酯^[4,8-11], SiO_2 ^[13-15], Al_2O_3 ^[16-19] 和聚碳酸酯 (PC)^[11,20,21] 等绝缘微孔膜上观察到. Schiessl 等^[22,23] 提出了基于扩散模型的理论框架, 该模型解释了电荷斑的形成和离子的传输. 利用经典轨迹蒙特卡罗模拟, 成功复现了实验中的导向效应、角分布各向异性以及充放电行为. 但模拟结果在定量上与实验结果仍存在差距, 模拟得到的角分布半高宽明显小于实验值. 并且该模型无法解释电荷斑的动态变化和非线性效应. 2007 年, Pokhil 等^[27] 提出了基于电荷在电场中定向运动的电荷漂移模型, 很好地解释了毛细管充电和放电过程中电荷积累和泄漏的动态行为. 它能够描述实验中观察到的非指数充电和放电曲线, 并通过拟合实验数据确定电荷迁移率. 此外, 漂移模型还能够解释毛细管壁上电荷分布的非均匀性, 为理解离子束在毛细管中的引导现象提供了重要的理论支持. 2010 年, Zhang 等^[15] 通过考虑电荷斑的电势分布, 研究了电荷斑的形成、演化以及对离子传输的影响. 成功解释了传输角度分布的演化过程, 包括初始阶段的快速偏转、中间阶段的转向点以及稳态阶段的角度回归.

2013 年, Stolterfoht^[9,10] 对电荷漂移模型进行了完善, 采用基于 Frenkel 理论的非线性电导率模型来描述电荷传输. 考虑了电荷传输的多维性, 包括沿毛细管轴向和垂直于轴向的传输. 更详细地描述了电荷传输的动态过程和离子引导的复杂行为, 如离子轨迹的聚焦、离子发射角度的振荡以及不同绝缘材料 (如聚对苯二甲酸乙二醇酯和聚碳酸酯) 之间的差异. 2020 年, Eric. Giglio 提出的电动力学模型能够准确描述绝缘直毛细管中电荷的动力学行为, 并通过多极展开方法解析地计算出电荷弛豫时间. 模型表明, 表面电导率对电荷弛豫过程有显著影响. 提供了如何利用实验数据提取毛细管的电学性质的方法, 为实验研究提供了理论支持和分析工具.

初期对导向效应的研究, 采用的都是具有圆形截面的纳米通道, 由于圆形通道具有高度的旋转对称性, 无法揭示离子和通道壁的其他相互作用机制. 2012 年, 离子穿越绝缘微孔时的成型效应被报道, 揭示了微孔截面几何形状对透射离子束几何形状的影响^[5]. 7 keV 的 Ne^{7+} 离子穿越具有菱形和矩形截面微孔的白云母膜, 结果显示, 穿越菱形微孔的离子成像为矩形, 而穿越矩形微孔则产生菱形成像^[5]. 为进一步探究成型效应的成因, 通过在菱形微孔膜毛细管完全放电的情况下, 记录前期只有少量电荷入射, 不足以产生电荷斑的情况下的出射离子角分布, 图像仍然呈矩形, 具有成型效应^[28]. 模拟计算也表明, 成型效应不是由通道内壁沉积的电荷斑引起的, 而这一现象归因于离子在穿越微孔时在绝缘体通道壁上产生的镜像电荷, 镜像电荷对离子施加的横向的镜像电荷力使其具有横向的动能, 与出口处毛细管对离子出射角度的限制作用一起将出射离子束裁剪成特定形状^[5,28,29]. 成型效应的发现为控制离子束形状提供了一种新的技术手段.

本文通过理论推导, 对镜像电荷力表达式进行了完善, 并结合实验和理论模拟对低电荷态离子在纳米微孔中所受镜像电荷力进行了分析研究. 进行了 1 keV N_2^+ 离子穿越白云母微孔膜的实验, 测量得到了离子刚开始入射时, 穿透微孔膜出射离子的二维角分布. 在以往的模拟计算工作中, 为了简化计算过程, 都采用静态近似来计算镜像电荷力. 我们发现用这种方式计算得到的结果与实验结果仍存在差异, 因此尝试进一步完善这种计算方式, 以使模拟结果与实验结果更加吻合. 镜像力会极化表面电荷, 因此它依赖于离子速度和介电函数的频率响

应, 这导致在较高速度下镜像力与速度为零时的静态极限相比强度降低. 结合依赖于离子速度和介电函数的频率响应的镜像电荷力表达式^[30], 推导出与离子速度和离子与表面距离相关的极化因子, 给出了依赖于离子速度和离子与通道壁距离的镜像电荷力的表达式. 我们分别对实验结果进行了不同镜像电荷力作用下的模拟计算. 针对实验和模拟结果的差异, 我们在不同束流发散度和不同倾角下进行了模拟计算, 结果表明二者会对模拟结果产生一定影响, 但不足以消除模拟结果与实验结果之间的差距.

2 实验方法

本实验在兰州大学核科学与技术学院多功能加速器平台的低能离子束与微结构相互作用平台上进行(图 1(a)). 实验所用的 N_2^+ 离子是由自主研制的永磁潘宁离子源产生. 离子束经过初步聚焦后通过 5 mm 的限束孔进入一个 90° 的偏转磁铁, 这里可以通过调节磁场强度来筛选特定能量和种类的离子束. 得到的 1 keV N_2^+ 离子束通过一对 3 mm $\times$ 3 mm 的四颚狭缝, 在微孔膜上的电流范围为 6—7 pA/mm², 离子束发散度小于 1.3° . 微孔膜被安装在测角仪上, 可以在三个空间方向以及两个旋转轴上独立调整. 微孔膜后方装有用于探测透射离子的探测系统, 探测系统是由微通道板 (micro channel plate)、电阻膜阳极、模拟电子学系统以及基于

FPGA 的数字数据获取系统组成. 微通道板由数百万个独立的通道组成, 入射离子撞击通道壁产生次级电子, 电子再次撞击通道壁而倍增, 多次倍增后的电子最终从通道末端出射^[31]. 采用两块微通道板叠加使用, 两块微通道板前中后施加电势逐级增加的电压, 以增加倍增效果同时抑制离子反馈限制. 从微通道板出射的电子云入射到电阻膜阳极形成的电荷被电阻膜的四个角收集, 电阻膜具有均匀的电阻率, 因此四个角收集的电荷量与其到入射点的距离成反比, 因此根据各个角探测到的电流强度关系可以判断出离子入射位置^[32]. 基于 FPGA 的数字数据获取系统是由法国 GANIL 研究人员研发的 FASTER 系统, 是一种基于同步树模型的模块化数字采集系统, 能够进行脉冲信号的电荷和时间测量, 具有辐射测量能谱的数字整形-鉴别-峰值和保持功能, 能够解调回旋加速器的无线电频率, 能够对数据流做出复杂的决策^[33].

实验用的白云母微孔膜是由 GSI 亥姆霍兹中心的直线加速器 UNILAC 提供的快速重离子辐照白云母片, 辐照离子为 11.4 MeV/u 的 Pb, 辐照密度 $5 \times 10^7/\text{cm}^2$, 由于其质量大且能量高, 这些离子穿透白云母, 并产生直径为几纳米的轨迹通道^[34]. 然后将辐照后的样品在 20% 的 HF 酸溶液中在室温 (25 $^\circ\text{C}$) 下蚀刻 10 min. 每个离子轨迹比周围的未损伤基体材料更优先地被侵蚀, 且侵蚀速率更高, 从而形成了高度平行取向一致的纳米毛细管. 扫描电子显微镜 (SEM) 显示, 我们所使用的白云

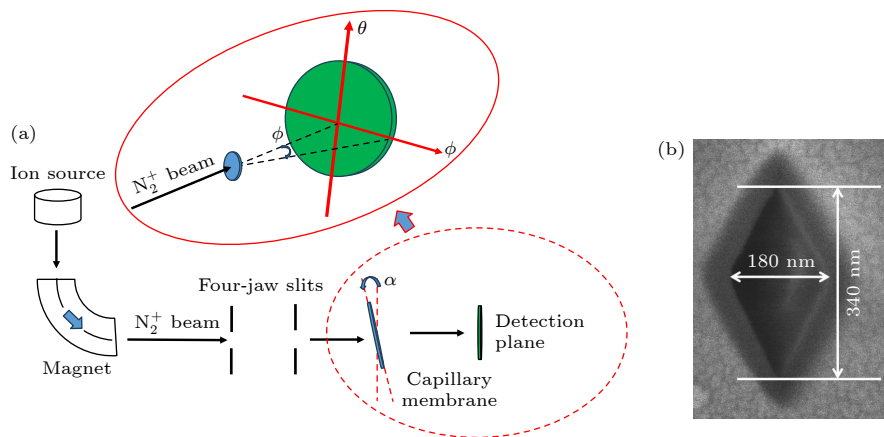


图 1 (a) 实验装置的示意图. 倾角 α 代表毛细管轴线与入射束方向之间的夹角. 观察角 ϕ 是相对于入射束流方向和透射离子的方向的夹角来定义的. (b) 通过化学蚀刻得到的云母膜微孔膜中单个微孔的 SEM 顶视图, 以及微孔的尺寸

Fig. 1. (a) Schematic diagram of the experimental setup. The tilt angle α represents the angle between the axis of the capillaries and the direction of the incident beam. The observation angle ϕ is defined with respect to the direction of the incident beam and the transmitted ions as illustrated. (b) SEM top view of an individual pore in a muscovite mica membrane with rhombic capillaries obtained by chemical track etching, along with the dimensions of the capillaries.

母膜上的毛细管呈菱形, 并且取向一致. 如图 1(b) 所示, 微孔的菱形截面短轴长 180 nm, 长轴长 340 nm, 孔密度为 $5 \times 10^6 \text{ cm}^{-2}$. 毛细管长度为 $20 \mu\text{m}$, 沿短轴的几何张角为 0.52° , 沿长轴的几何张角为 0.97° . 结合孔密度和微孔的截面面积可以得到, 微孔膜的几何透明度 (孔隙率) 为 0.306%, 由于这种低的孔隙率, 纳米通道可以被看作彼此是独立的、相互分离的. 为防止离子入射造成的电荷沉积使得微孔膜宏观带电, 在膜的入口和出口处都覆盖了厚度为 10 nm 的金层.

角度的定义如图 1(a) 所示, 通过调节微孔膜的倾角 α 可以改变入射离子束和纳米通道轴向的夹角. 以离子束入射方向为参考, 定义与离子束撞击位置相关的观察角 ϕ 和 θ , ϕ 和倾角 α 位于同一水平面内, θ 垂直于该水平面. 通过扫描倾斜角和

俯仰角, 使毛细管与入射光束平行排列, 即 $\alpha = 0^\circ$, 从而获得最大离子透射量. 由于计数过大时探测器会饱和, 为了保护探测器, 在对初束进行测量时, 通过调节静电透镜, 改变离子束聚焦位置来降低束流强度. 初束的二维角分布在 ϕ 方向投影半高宽小于 1.3° , θ 方向的投影半高宽小于 0.8° .

3 实验结果

首先测量了 1 keV N_2^+ 离子在不同倾角下穿越白云母微孔膜达到稳态后的透射离子二维角分布和离子穿透率. 图 2 展示了部分不同倾角下透射离子的二维角分布, 分别提取自图 3 中相应倾角穿透率时的图像测量结果, 可以看出随着倾角的变化, 成像中心和透射离子强度随之改变. 离子穿透率定义为从微孔出射的离子数与进入微孔的离子

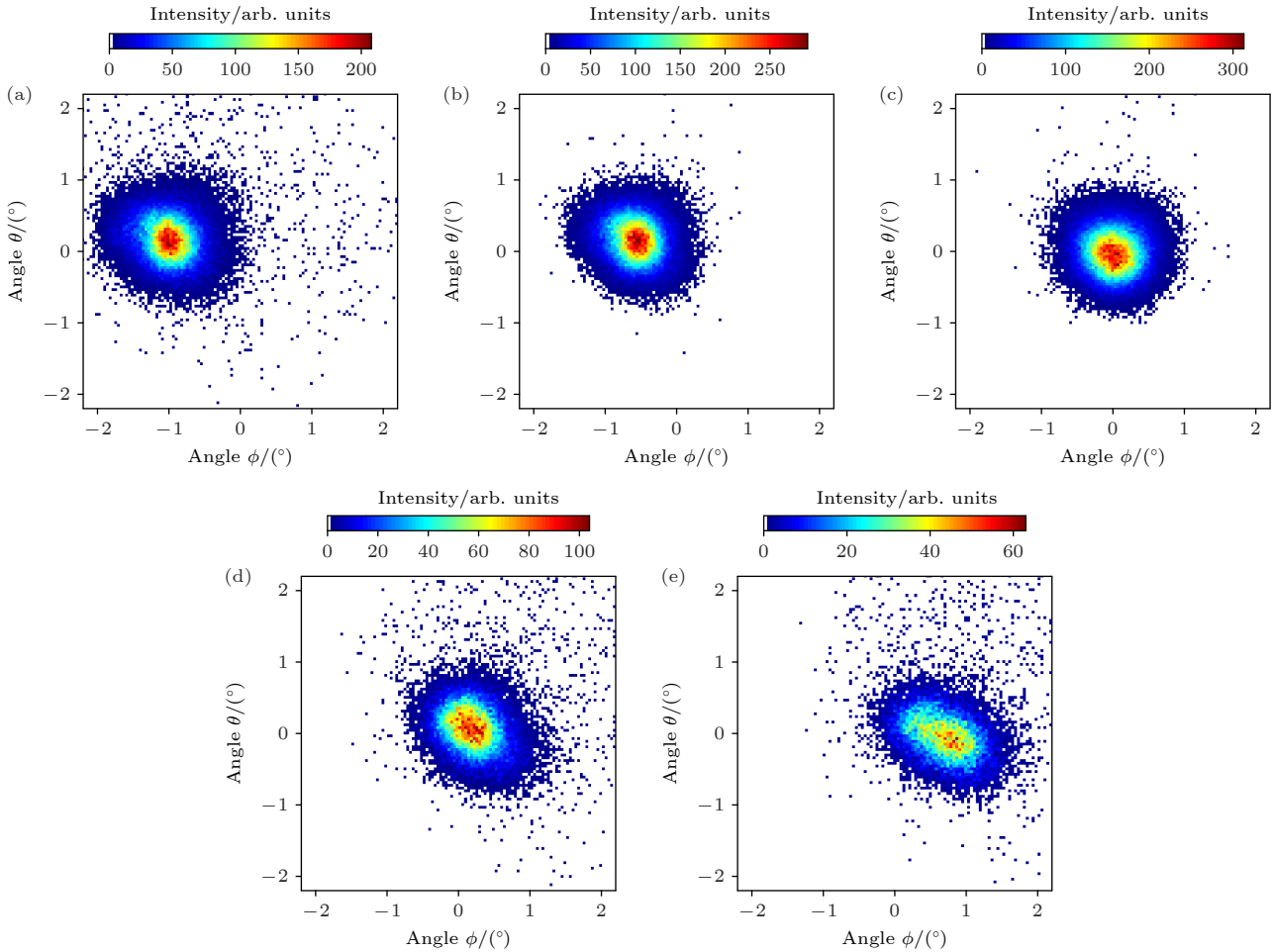


图 2 不同倾角下, 1 keV N_2^+ 离子穿越白云母微孔膜达到稳态时的实验透射离子二维角分布 (a) $\alpha = -0.8^\circ$; (b) $\alpha = -0.4^\circ$; (c) $\alpha = 0^\circ$; (d) $\alpha = 0.4^\circ$; (e) $\alpha = 0.8^\circ$

Fig. 2. Experimental two-dimensional angular distributions for 1 keV N_2^+ ions transmitted through phlogopite mica capillaries of rhombic cross-section during the steady state of transmission at various tilt angles: (a) $\alpha = -0.8^\circ$; (b) $\alpha = -0.4^\circ$; (c) $\alpha = 0^\circ$; (d) $\alpha = 0.4^\circ$; (e) $\alpha = 0.8^\circ$.

数的比值, 图 3 中各点代表实验测量的全倾角下的离子穿透率. 由图 3 可以看出, 穿透率随倾角变化曲线呈正态分布, 倾角在靠近 0° 时穿透率逐渐上升, 最大值对应微孔轴向与离子束方向平行, 定义此时微孔膜的倾角为倾角零度, $\alpha = 0^\circ$.

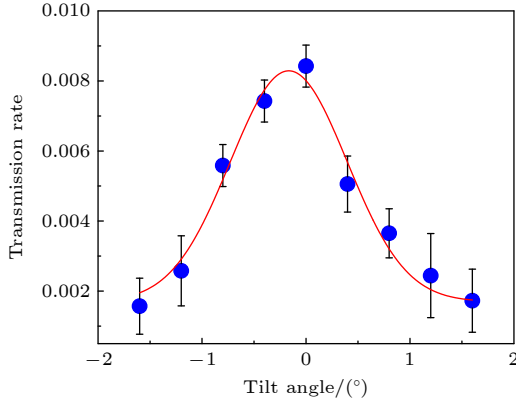


图 3 不同倾角下 1 keV N_2^+ 离子穿越白云母微孔膜的透射离子实验穿透率 (蓝点), 红线是高斯拟合曲线

Fig. 3. The experimental transmission rate is plotted as a function of the title angle (blue points). The solid line in the graph is the Gaussian fit curve.

为了尽量消除沉积电荷导致的库仑力对透射离子角分布的影响而单独研究镜像电荷力的作用, 对微孔膜进行了几天的长时间放电. 在接近 0° 倾角下, 测量了离子束刚开始入射时的透射离子角分布, 如图 4(a). 在离子刚开始入射的时候, 只有极

少量的离子进入单个微孔, 这些离子不足以在微孔壁上沉积电荷形成电荷斑 [28], 因此这个角分布反映出了镜像电荷力的影响.

4 理论模型

在之前对镜像电荷力的研究中, 我们忽略了离子的速度对通道壁表面极化的影响, 本文对其进行了研究.

4.1 表面极化和介电函数

镜像电荷力源于离子靠近材料表面时, 其电场所引发的材料表面极化现象. 具体来说, 离子的电场会使材料表面的电荷分布发生改变, 从而产生极化电荷. 这些极化电荷会对离子产生吸引力, 这种由极化电荷所引起的对离子的吸引作用力, 即为镜像电荷力. 在电场作用下的极化能力取决于该材料的相对介电常数. 极化有几种不同来源: 电子云相对于原子核的位移、原子间相对位移、偶极子在电场中的排列以及界面处载流子的积累. 如图 5 为在很大频率范围内的任意介质介电谱 [35], 图中这些极化的共振过程分别发生在电场角频率 10^{15} , 10^{12} , 10^9 , 10^3 Hz 量级. 不同的极化来源对电场的响应时间不同, 因此介电常数与外电场的角频率相关 $\varepsilon \equiv \varepsilon(\omega)$ [36]. 假设在电磁场频率远低于光学频率, 且

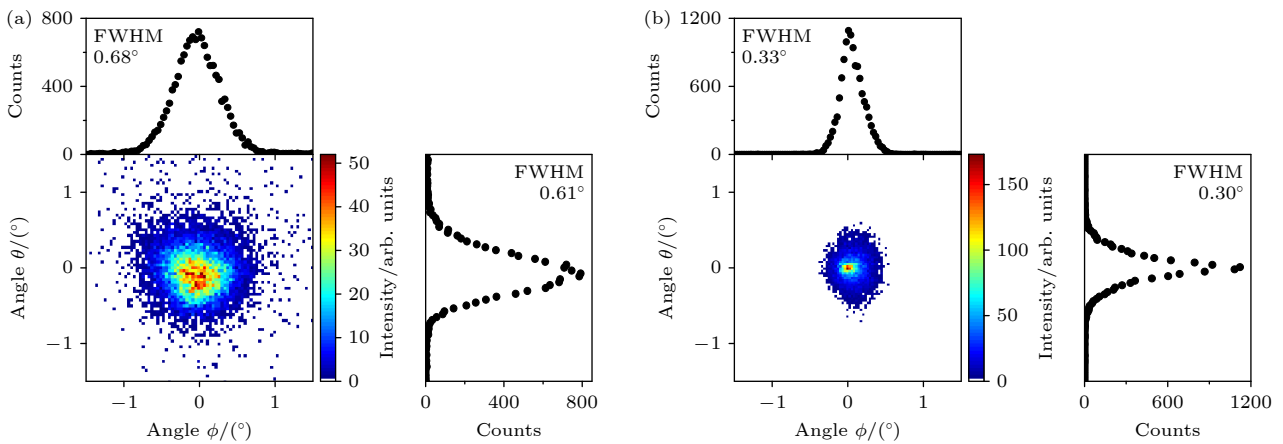


图 4 (a) 束流发散度为 1.3° , 靶倾角 $\alpha = 0.1^\circ$, 1 keV N_2^+ 离子束刚开始入射时的透射离子角分布实验结果, 角分布上方为其在 ϕ 方向的投影, 投影半高宽为 0.68° ; 右边为角分布在 θ 方向的投影, 投影半高宽为 0.61° . (b) 3 阶动态镜像电荷力作用下对实验结果模拟计算的透射离子二维角分布, 角分布上方为其在 ϕ 方向的投影, 投影半高宽为 0.33° ; 右边为角分布在 θ 方向的投影, 投影半高宽为 0.3°

Fig. 4. (a) The title angle $\alpha = 0.1^\circ$, the transmission ion with a beam divergence of 1.3° experimental angular distribution of 1 keV N_2^+ ion beam just starting to strike, with the projection on the ϕ direction above the angular distribution, and the full width at half maximum of the projection is 0.68° ; on the right is the projection of the angular distribution in the θ direction, with the full width at half maximum of the projection being 0.61° . (b) Simulated two-dimensional angular distribution of transmitted ions under the influence of third-order dynamic image charge force. The projection above the angular distribution is in the ϕ direction, with a full width at half maximum of 0.33° ; the projection on the right is in the θ direction, with a full width at half maximum of 0.3° .

感应偶极矩的空间扩展远小于波长 $2\pi/k$ 时, 介电函数 ε_r 对波矢 k 的依赖可以忽略^[37]. 云母的原子间振动主要发生在红外频段, 在 10^{12} — 10^{14} Hz 之间^[38]. 如图 5 中插图为从 Fali 等^[39] 研究中提取出来的云母的介电函数实部随频率变化的曲线, 可以看出在图中频段, 云母主要发生原子间振动.

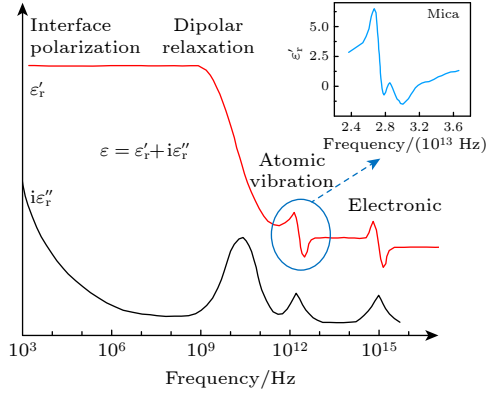


图 5 在很大频率范围内的任意介质介电谱^[35]. 介电函数的实部 ε'_r (红线) 和虚部 $i\varepsilon''_r$ (黑线), 界面极化、偶极松弛、原子和电子在更高频率下的共振过程在图中标记; 右上角为 24—36 THz 下云母介电函数实部随电场角频率变化的曲线^[38]

Fig. 5. Arbitrary dielectric permittivity spectrum over a wide range of frequencies^[35]. The real ε'_r (red line) and imaginary $i\varepsilon''_r$ part (black line) of permittivity are shown. Various processes are labeled: Interface polarization, dipolar relaxation, atomic, and electronic resonances at higher frequencies. The upper right corner shows the curve of the real part of the dielectric function of mica as a function of the electric field angular frequency in the 24–36 THz range^[38].

4.2 镜像电荷力

对于无限大的平面, 其下方填满介电常数为 ε_r 的均匀电介质, 其上方为真空, 在距离表面 d 的位置有电量为 q 速度为 v 的离子, 作用在该离子上的镜像电荷力表达式为^[36]

$$F_{\text{im}}(d, v) = \frac{2q^2}{v^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} |\omega| \frac{\varepsilon_r(\omega) - 1}{\varepsilon_r(\omega) + 1} K_1\left(\frac{2d|\omega|}{v}\right), \quad (1)$$

$$k = 2d\omega/v. \quad (2)$$

极化因子为

$$K_{\text{image}}(d, v) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} dk \cdot k \cdot K_1(k) \frac{\varepsilon_r\left(\frac{kv}{2d}\right) - 1}{\varepsilon_r\left(\frac{kv}{2d}\right) + 1}. \quad (3)$$

则镜像电荷力表达式可以写成:

$$F_{\text{im}}(d, v) = -\frac{q^2}{4d^2} \cdot K_{\text{image}}(d, v). \quad (4)$$

在速度趋向于零时, 极化因子为常数:

$$K_{\text{image}}(d, v \rightarrow 0) = \frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 1}. \quad (5)$$

静态镜像电荷力

$$F_{\text{im}}(d, v \rightarrow 0) = -\frac{q^2}{4d^2} \cdot \frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 1}. \quad (6)$$

其中 ε_r 为静态介电常数, q 为电荷态, ω 为角频率, d 为带电粒距离表面的距离.

极化因子与离子速度的依赖关系如图 6(a) 所示, 展示了离子距离通道壁 5, 10 和 20 nm 时的极化因子的离子速度响应. 在这里使用了图 5(b) 所示云母的介电响应函数. 从图 6(a) 可以看出, 当速度大于 10^6 m/s 时, 各距离的极化因子都降低了 40%, 原因是在速度大于 10^6 m/s 时, 位于 THz 范围内的原子和离子模式对时变电场响应不够快, 此时

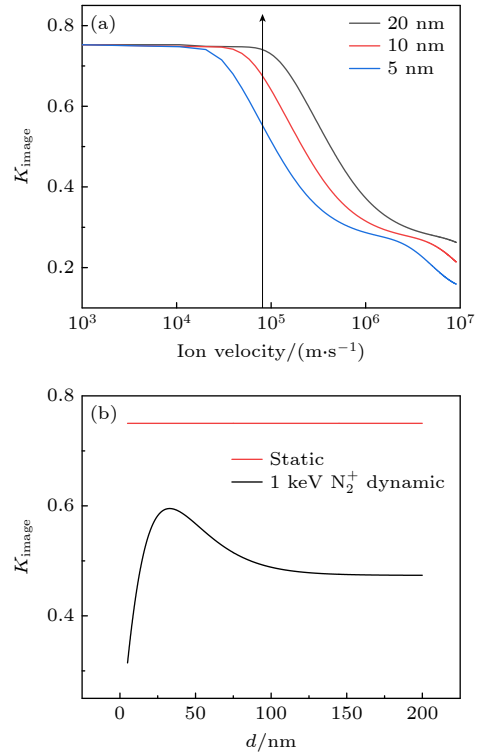


图 6 (a) 离子距离通道壁 20, 10, 5 nm, 极化因子随离子速度 v 的变化曲线. 图中箭头处为 1 keV N_2^+ 对应的速度; (b) 1 keV N_2^+ 离子极化因子 K_{image} 随离子与通道壁的距离 d 变化曲线, 速度趋向于零时的极化因子

Fig. 6. (a) Polarization coefficient (K_{image}) is presented as a function of ion velocity v for three different distances from the channel walls: 20, 10, and 5 nm; (b) the polarization coefficient (K_{image}) of 1 keV N_2^+ ions in mica as a function of the distance d between the ions and the channel walls, with red line representing the static limit.

只有电子的响应足够快, 对表面极化有所贡献. 当速度大于 10^7 时, 电子响应也不够快了, 极化因子开始趋向于零.

1 keV N_2^+ 离子与白云母相互作用的极化因子随离子与云母表面距离变化曲线如图 6(b) 所示, 速度不为零时, 极化因子随离子与云母距离增加而增加, 在 25—50 nm 的时候达到最大值, 随后逐渐下降, 在距离大于 100 nm 时逐渐趋于稳定. 且由图 6(b) 可以清晰地看出, 动态的极化因子始终明显小于速度为零的静态极化因子. 因此在镜像电荷力静态近似的模型中可能会高估镜像电荷力的作用.

基于以上无限大的平面下的镜像电荷力的表达式, 可得到菱形微孔的镜像力表达式, 图 7 为菱形微孔的截面图, 展示了各阶镜像电荷的几何位置关系. 镜像电荷力的方向沿微孔壁 (C_1C_2 , C_2C_3 , C_3C_4 , C_4C_1) 法相向内, 离子 q 与微孔壁内表面距离分别为 d_1, d_2, d_3, d_4 . q_1^{12} 是 q 关于 C_1C_2 边的一阶镜像电荷, q_1^{23} 是 q 关于 C_2C_3 边的一阶镜像电荷, q_1^{34} 是 q 关于 C_3C_4 边的一阶镜像电荷, q_1^{41} 是 q 关于 C_4C_1 边的一阶镜像电荷; q_2^{12} 是 q_1^{12} 关于 C_1C_2 边的二阶镜像电荷, q_2^{23} 是 q_1^{23} 关于 C_2C_3 边的二阶镜像电荷, q_2^{34} 是 q_1^{34} 关于 C_3C_4 边的二阶镜像电荷, q_2^{41} 是 q_1^{41} 关于 C_4C_1 边的二阶镜像电荷; q_3^{12} 是 q_2^{12} 关于 C_1C_2 边的三阶镜像电荷, q_3^{23} 是 q_2^{23} 关于 C_2C_3 边的三阶镜像电荷, q_3^{34} 是 q_2^{34} 关于 C_3C_4 边的三阶镜像电荷, q_3^{41} 是 q_2^{41} 关于 C_4C_1 边的三阶镜像电荷.

镜像电荷及 q_2^{41} 关于 C_1C_2 边的三阶镜像电荷.

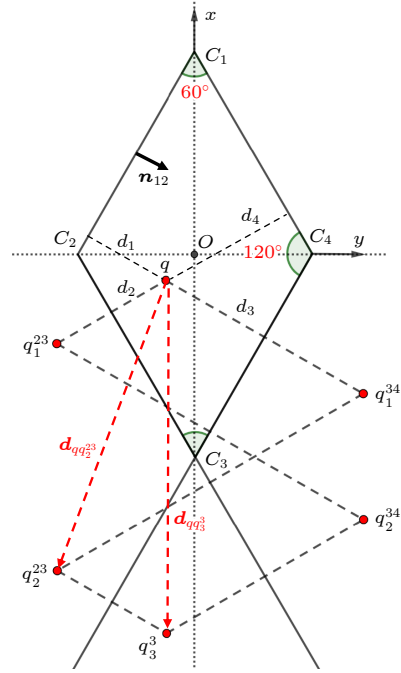


图 7 菱形微孔截面的示意图以及像电荷的几何位置, 其中 d_1, d_2, d_3, d_4 代表粒子与通道壁的距离

Fig. 7. Schematic diagram of the rhombic micropore cross-section and the geometric positions of the image charges, where d_1, d_2, d_3, d_4 represent the distances of the particle from the walls of the channel.

镜像电荷力表达式如下:

1) 一阶镜像电荷力

$$\mathbf{F}_{qq_1} = \frac{q}{4} \left[-\frac{\mathbf{n}_{12}}{d_1^2} q \cdot K_{\text{image},v}(d_1) - \frac{\mathbf{n}_{23}}{d_2^2} q \cdot K_{\text{image},v}(d_2) - \frac{\mathbf{n}_{34}}{d_3^2} q \cdot K_{\text{image},v}(d_3) - \frac{\mathbf{n}_{41}}{d_4^2} q \cdot K_{\text{image},v}(d_4) \right]. \quad (7)$$

2) 二阶镜像电荷力

$$\mathbf{F}_{qq_2^{23}} = -\frac{q}{d_{qq_2^{23}}^3} q_1^{34} \cdot K_{\text{image},v} \left(\frac{d_{q_2^{23}q_1^{34}}}{2} \right) \left[2d_3(-\hat{n}_{34}) + \left(4d_3 \cos \frac{\pi}{3} + 2d_2 \right) (-\hat{n}_{23}) \right], \quad (8)$$

$$\mathbf{F}_{qq_2^{34}} = -\frac{q}{d_{qq_2^{34}}^3} q_1^{23} \cdot K_{\text{image},v} \left(\frac{d_{q_2^{34}q_1^{23}}}{2} \right) \left[2d_2(-\hat{n}_{23}) + \left(4d_2 \cos \frac{\pi}{3} + 2d_3 \right) (-\hat{n}_{34}) \right], \quad (9)$$

$$\mathbf{F}_{qq_2^{41}} = -\frac{q}{d_{qq_2^{41}}^3} q_1^{12} \cdot K_{\text{image},v} \left(\frac{d_{q_2^{41}q_1^{12}}}{2} \right) \left[2d_4(-\hat{n}_{41}) + \left(4d_4 \cos \frac{\pi}{3} + 2d_1 \right) (-\hat{n}_{12}) \right], \quad (10)$$

$$\mathbf{F}_{qq_2^{12}} = -\frac{q}{d_{qq_2^{12}}^3} q_1^{23} \cdot K_{\text{image},v} \left(\frac{d_{q_2^{12}q_1^{23}}}{2} \right) \left[2d_1(-\hat{n}_{12}) + \left(4d_1 \cos \frac{\pi}{3} + 2d_2 \right) (-\hat{n}_{23}) \right]. \quad (11)$$

3) 三阶镜像电荷力

$$\mathbf{F}_{qq_3^{34}} = -\frac{q}{d_{qq_3^{34}}^3} q_2^{23} \cdot K_{\text{image},v} \left(\frac{d_{q_3^{34}q_2^{23}}}{2} \right) \left[(2d_3 + 2d_2)(-\hat{n}_{34}) + \left(4d_3 \cos \frac{\pi}{3} + 2d_2 \right) (-\hat{n}_{23}) \right], \quad (12)$$

$$\mathbf{F}_{qq_3^{41}} = -\frac{q}{d_{qq_3^{41}}^3} q_2^{12} \cdot K_{\text{image},v} \left(\frac{d_{q_3^{41}q_2^{12}}}{2} \right) \left[(2d_1 + 2d_4)(-\hat{n}_{41}) + \left(4d_4 \cos \frac{\pi}{3} + 2d_1 \right) (-\hat{n}_{12}) \right], \quad (13)$$

$$q_1^{12} = q \cdot K_{\text{image},v}(d_1), \quad (14)$$

$$q_1^{23} = q \cdot K_{\text{image},v}(d_2), \quad (15)$$

$$q_1^{34} = q \cdot K_{\text{image},v}(d_3), \quad (16)$$

$$q_1^{41} = q \cdot K_{\text{image},v}(d_4), \quad (17)$$

$$q_2^{12} = q_1^{41} \cdot K_{\text{image},v}\left(\frac{d_{q_2^{12}} q_1^{41}}{2}\right), \quad (18)$$

$$q_2^{23} = q_1^{34} \cdot K_{\text{image},v}\left(\frac{d_{q_2^{23}} q_1^{34}}{2}\right), \quad (19)$$

$$q_2^{34} = q_1^{23} \cdot K_{\text{image},v}\left(\frac{d_{q_2^{34}} q_1^{23}}{2}\right), \quad (20)$$

$$q_2^{41} = q_1^{12} \cdot K_{\text{image},v}\left(\frac{d_{q_2^{41}} q_1^{12}}{2}\right), \quad (21)$$

$$q_3^3 = q_2^{23} \cdot K_{\text{image},v}\left(\frac{d_{q_3^3} q_2^{23}}{2}\right), \quad (22)$$

$$q_3^1 = q_2^{12} \cdot K_{\text{image},v}\left(\frac{d_{q_3^1} q_2^{12}}{2}\right). \quad (23)$$

5 实验和模拟结果分析

毛细管内沉积电荷会影响绝缘体介电响应, 我们在实验中有意识地避免了沉积电荷产生, 所以本文不考虑沉积电荷对介电响应的影响. 通过叠加菱形纳米通道各壁的各阶镜像电荷力, 模拟了透射离子角分布. 利用龙格-库塔法 (Runge-Kutta method) 对离子在微孔中所受镜像电荷力的牛顿方程进行数

值求解, 计算轨迹^[40]. 为了提高计算效率, 缩短运行时间, 采用一根毛细管代替微孔膜上暴露在离子束下的数百万根毛细管的方法. 只用一根毛细管计算轨迹, 通过变换实验室坐标系、膜坐标系、毛细管坐标系, 将膜内许多毛细管的变化, 束流发散度以及毛细管轴向结合起来^[41]. 离子能量和注入角度取自实验 (图 4(a)), 能量为 1 keV, $\alpha = 0.1^\circ$.

在不考虑镜像电荷力的情况下对实验结果进行了模拟 (图 8(a)), 对比发现, 考虑镜像电荷力时离子穿透率下降 (图 9(a)), 且图像半高宽 (FWHM) 明显变大 (图 9(b)). 这是因为镜像电荷力会对穿越毛细管中的离子产生横向能量增益, 所以角分布半高宽会变大, 穿透率变小^[5]. 对比一阶静态和三阶静态近似结果, 完整考虑三阶镜像力的计算结果图像半高宽更大, 且穿透率更低, 见图 9, 这表明采用一阶近似的方法会对镜像电荷力有所低估. 对比三阶动态和三阶静态镜像电荷力模拟结果可以发现, 动态角分布半高宽明显小于静态, 且穿透率也更高, 这是因为运动的离子产生的时变电场降低了云母的极化能力, 从而使产生的镜像电荷力低于静态近似. 相比于高电荷态离子, 低电荷态离子所受镜像电荷力对极化因子 K_{image} 更加敏感, 因此低电荷态离子更适合用来研究离子与材料表面的介电响应机制.

在高电荷态离子 (Ne^{7+}) 穿越菱形纳米微孔膜的实验中, 二维角分布成像呈现矩形, 研究表明这是镜像电荷力作用的结果^[20]. 如图 4 为 N_2^+ 离子穿越菱形白云母微孔膜的实验和完整考虑三阶动

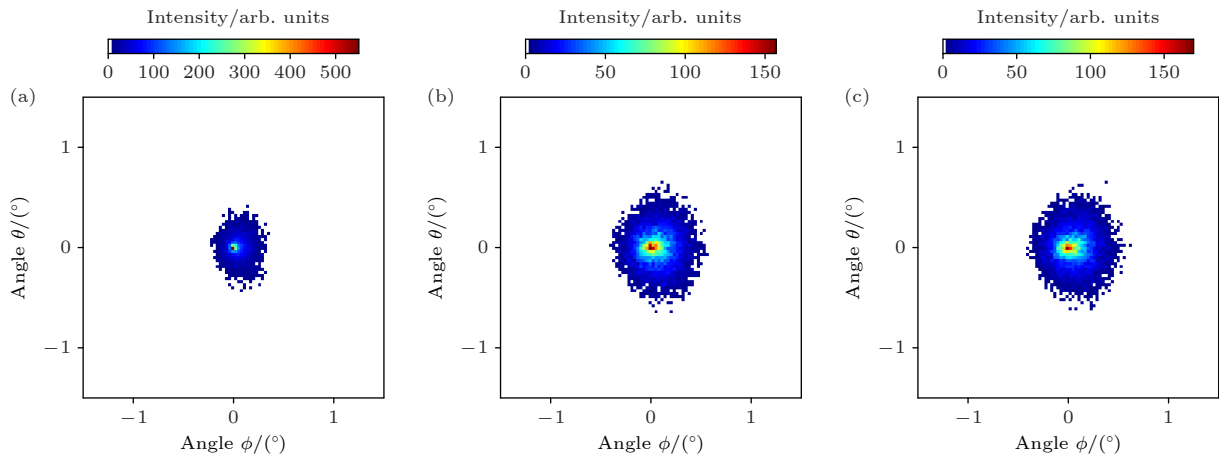


图 8 束流发散度为 1.3° , 1 keV N_2^+ 离子穿越白云母微孔膜时在不同镜像电荷力作用下的模拟二维角分布 (a) 不考虑镜像电荷力; (b) 一阶静态镜像电荷力; (c) 三阶静态镜像电荷力

Fig. 8. Simulated two-dimensional angular distributions of 1 keV N_2^+ beam divergence at 1.3° under various image charge force conditions: (a) Without image charge force; (b) with first-order static image charge force; (c) with third-order static image charge force.

态镜像力的模拟结果,二者角分布均未出现矩形成像,这是因为镜像电荷力与离子电荷态的平方成正比.相同速度下,1价离子在穿越微孔的过程

中所受的镜像电荷力远小于7价离子所受镜像力.1 keV的 N_2^+ 在穿越微孔时所受的镜像电荷力可能不足以使出射离子束表现出成型效应.

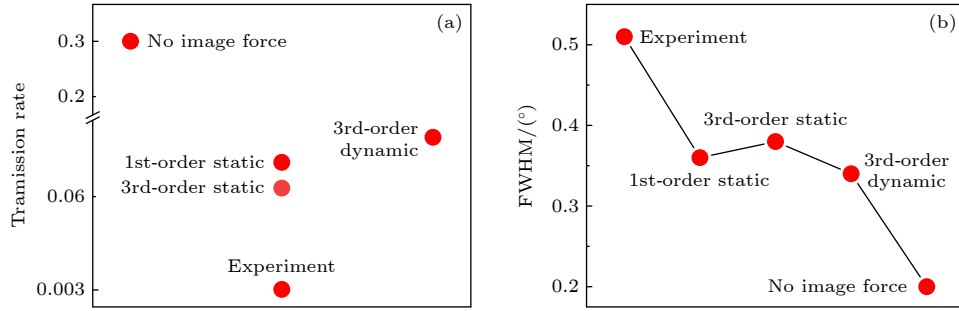


图9 (a) 倾角 $\alpha = 0.1^\circ$, 束流发散度为 1.3° 的 1 keV N_2^+ 离子穿越白云母微孔膜的实验穿透率以及不同镜像电荷力下模拟计算穿透率: 不考虑镜像电荷力、一阶静态镜像电荷力、三阶静态镜像电荷力、三阶动态镜像电荷力. (b) 实验二维角分布半高宽以及模拟计算不同情况下的二维角分布半高宽: 不考虑镜像电荷力、一阶静态镜像电荷力、三阶静态镜像电荷力、三阶动态镜像电荷力

Fig. 9. (a) The experimental transmission rate of 1 keV N_2^+ beam divergence at 1.3° and the simulated calculations for different scenarios, including no image charge force, first-order static image charge force, third-order static image charge force, and third-order dynamic image charge force. (b) Experimental two-dimensional angular distribution full width at half maximum (FWHM), as well as the simulated calculations for different conditions including no image charge force, first-order static image charge force, third-order static image charge force, and third-order dynamic image charge force, and the corresponding two-dimensional angular distribution FWHM under these conditions.

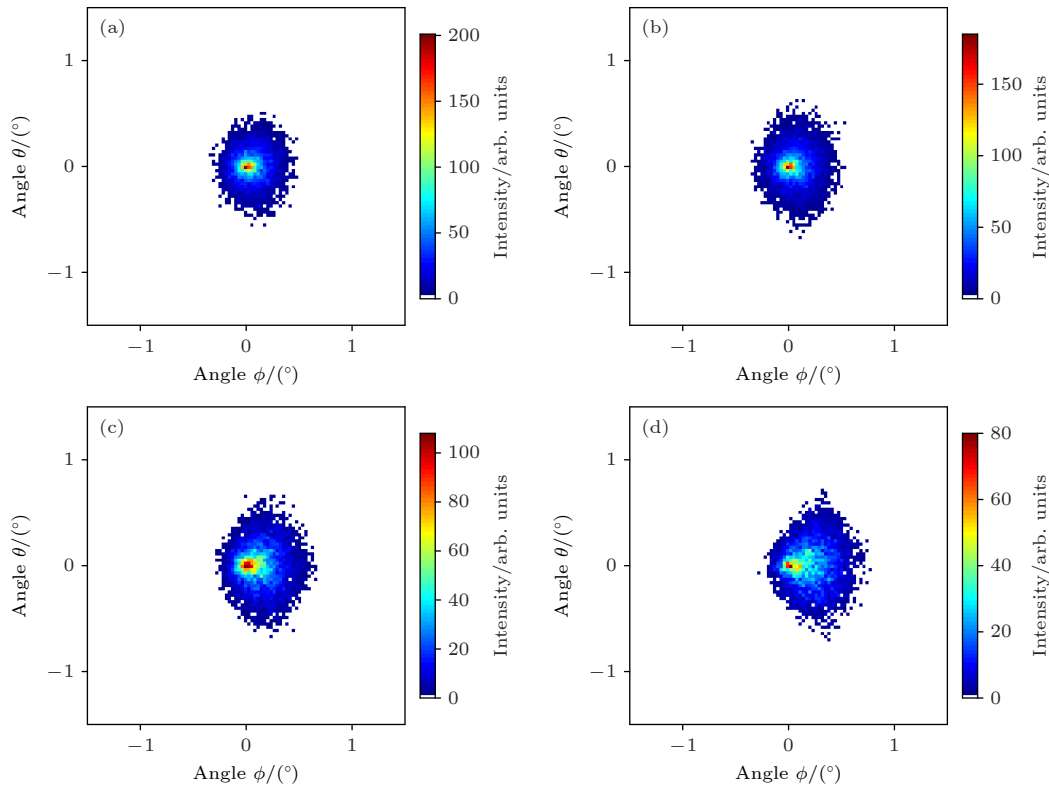


图10 模拟计算倾角 $\alpha = 0.1^\circ$, 束流发散度为 (a) 0.7° 和 (b) 2.6° 时三阶动态镜像电荷力下 1 keV N_2^+ 离子穿越白云母微孔膜的出射离子二维角分布; 束流发散度为 1.3° , 倾角为 (c) 0.2° 和 (d) 0.3° 时三阶动态镜像电荷力下 1 keV N_2^+ 离子穿越白云母微孔膜的出射离子二维角分布

Fig. 10. Simulated two-dimensional angular distributions of 1 keV N_2^+ ions emerging from muscovite microporous membranes under the influence of third-order dynamic image charge force: (a) Beam divergence is 0.7° with an incident angle α of 0.1° ; (b) beam divergence is 2.6° with an incident angle α of 0.1° ; (c) beam divergence is 1.3° with an incident angle α of 0.2° ; (d) beam divergence is 1.3° with an incident angle α of 0.3° .

对比实验 (图 4(a)) 和模拟结果 (图 4(b)), 可以看出模拟结果的穿透率 (4.4%) 和二维角分布半高宽 (ϕ 方向投影 0.33° , θ 方向投影 0.3°) 与实验穿透率 (0.3%) 和二维角分布半高宽 (ϕ 方向投影 0.68° , θ 方向投影 0.61°) 存在明显差距. 这种差异可能来源于在模型计算过程中对束流角发散度的描述与实验存在差异, 以及实验过程中对微孔膜与束流方向之间的倾角仰角的调节误差有关.

为了探究离子穿透率和出射离子二维角分布受束流发散度以及微孔轴向与束流夹角的影响, 考虑三阶动态镜像电荷力的情况下, 对 1 keV N_2^+ 不同束流条件进行了模拟计算. 倾角 $\alpha = 0.1^\circ$, 束流发散度分别为 0.7° , 1.3° 和 2.6° 的模拟二维角分布如图 10(a)、图 4(b) 和图 10(b). 分析图 11(a), (b) 可得, 随着束流发散度从 0.7° 增加到 3.6° , 离子穿透率下降了 73%, 透射离子角分布半高宽增加了 10%, 可以看出离子穿透率对束流发散度更敏感. 束流发散度为 1.3° , 倾角 $\alpha = 0.2^\circ$ 和 0.3° 的模拟二维角分布如图 10(c) 和图 10(d) 所示. 比较不同倾

角下的离子穿透率和角分布半高宽如图 11(c) 和图 11(d) 所示, 倾角由 0.1° 到 0.3° , 离子穿透率下降了 32%, 角分布半高宽增加了 26%. 通过改变束流发散度和倾角, 离子穿透率最多下降至 3%, 角分布半高宽最大为 0.46° , 与实验值 (穿透率 0.3%, 半高宽 0.68°) 仍存在一定差距. 根据以上模拟结果可以看出, 束流发散度会对离子穿透率产生巨大影响, 且离子束与微孔轴向夹角也会很大程度影响穿透率和透射离子角分布. 但是这些因素导致的模拟结果与实验出射离子角分布的差别还不够, 对于这种纳米尺度上离子诱发的材料表面的介电响应的理论更好的描述也许是最终解决模拟和实验之间的差异的途径.

6 结 论

本文结合实验与理论模拟, 对离子在白云母微孔膜中的传输过程中所受到的镜像电荷力作用机制进行了系统分析. 在微孔膜完全放电的情况下,

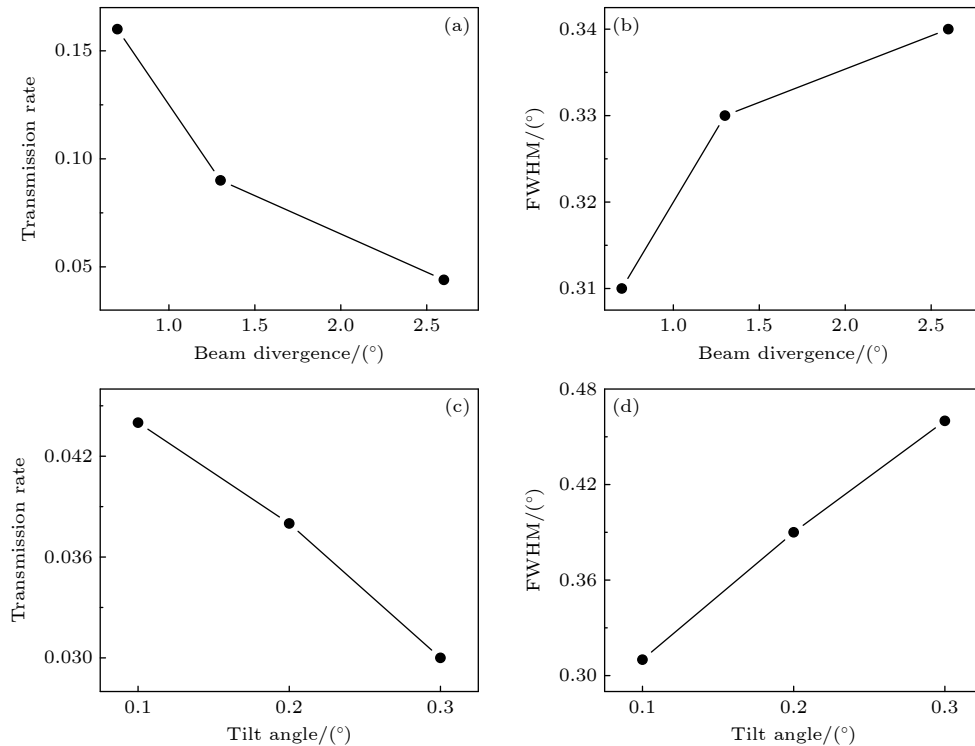


图 11 模拟计算倾角 $\alpha = 0.1^\circ$, 束流发散度为 0.7° , 1.3° 和 2.6° 时 1 keV N_2^+ 离子穿越纳米微孔在三阶动态镜像电荷力作用下的离子穿透率 (a) 和出射离子二维角分布的半高宽 (b); 束流发散度为 1.3° , 倾角 $\alpha = 0.1^\circ$, 0.2° 及 0.3° 时的离子穿透率 (c) 和角分布半高宽 (d)

Fig. 11. Simulated calculations of the ion transmission rate (a) and the full width at half maximum (FWHM) of the two-dimensional angular distribution of emitted ions (b) for 1 keV N_2^+ ions passing through nano-pores under the influence of third-order dynamic image charge force at incident angles α of 0.1° and beam divergences of 0.7° , 1.3° , and 2.6° . Ion transmission rate (c) and angular distribution FWHM (d) for beam divergence of 1.3° and incident angles α of 0.1° , 0.2° , and 0.3° .

测量了 1 keV N_2^+ 离子刚开始入射时的出射离子二维角分布及其穿透率. 基于离子在微孔中所受的镜像电荷力的表面介电响应理论, 给出依赖于离子速度和离子与通道壁距离的镜像电荷力表达式, 并对离子在菱形微孔中所受的镜像电荷力进行了三阶修正. 对实验结果进行了模拟计算, 对比是否考虑离子速度对材料表面介电响应的影响. 结果表明考虑离子速度对材料表面介电响应的影响, 会使离子所受的镜像电荷力低于静态近似. 对比了镜像电荷力修正前后的模拟结果, 三阶修正后的镜像电荷力的模拟结果更接近实验结果. 并且与高电荷态穿越菱形微孔膜出现的成型效应不同, 单电荷态离子没有发现出射离子角分布的成型效应, 验证了镜像电荷力强度与离子电荷量的平方成正比, 低电荷态离子所受镜像电荷力不足以产生成型效应. 对比实验和完整考虑镜像电荷力的模拟结果, 模拟结果的穿透率比实验结果高一个数量级, 角分布半高宽约是实验结果的一半. 为了探究束流发散度和微孔轴向与束流夹角对离子穿透率和出射离子二维角分布的影响, 对不同束流条件进行了模拟计算, 结果表明束流发散度和微孔轴向与束流夹角会对模拟结果产生影响, 但这些因素不足以消除模拟结果与实验的偏差. 这表明对于低电荷态离子在微孔结构中的传输特性, 镜像电荷力的作用机制仍需进一步深入探究.

参考文献

- [1] Spohr R, Bethge K 1990 *Ion Tracks and Microtechnology* (Wiesbaden: Vieweg Verlag) p1
- [2] Martin C R 1994 *Science* **266** 1961
- [3] Stolterfoht N, Yamazaki Y 2016 *Phys. Rep.* **629** 1
- [4] Stolterfoht N, Bremer J H, Hoffmann V, Hellhammer R, Fink D, Petrov A, Sulik B 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 133201
- [5] Zhang H Q, Akram N, Skog P, Soroka I L, Trautmann C, Schuch R 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 193202
- [6] Iwai Y, Ikeda T, Kojima T M, Yamazaki Y, Maeshima K, Imamoto N, Kobayashi T, Nebiki T, Narusawa T, Pokhil G P 2008 *Appl Phys. Lett.* **92** 023509
- [7] Lemell C, Burgdörfer J, Aumayr F P 2013 *Surf. Sci.* **88** 237
- [8] Kanai Y, Hoshino M, Kambara T, Ikeda T, Hellhammer R, Stolterfoht N, Yamazaki Y 2009 *Phys. Rev. A* **79** 012711
- [9] Stolterfoht N 2013 *Phys. Rev. A* **87** 012902
- [10] Stolterfoht N 2013 *Phys. Rev. A* **87** 032901
- [11] Stolterfoht N, Hellhammer R, Juhász Z, et al. 2009 *Phys. Rev. A* **79** 042902
- [12] Rajendra-Kumar R T, Badel X, Vikor G, Linnros J, Schuch R 2005 *Nanotechnology* **16** 1697
- [13] Sahana M B, Skog P, Vikor G, Rajendra-Kumar R T, Schuch R 2006 *Phys. Rev. A* **73** 040901
- [14] Skog P, Zhang H Q, Schuch R 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 223202
- [15] Zhang H Q, Skog P, Schuch R 2010 *Phys. Rev. A* **82** 052901
- [16] Mátéfi-Tempfli S, Mátéfi-Tempfli M, Piroux L, et al. 2006 *Nanotechnology* **17** 3915
- [17] Krause H F, Vane C R, Meyer F W 2007 *Phys. Rev. A* **75** 042901
- [18] Skog P, Soroka I L, Johansson A, Schuch R 2007 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B* **258** 145
- [19] Juhász Z, Sulik B, Biri S, et al. 2009 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B* **267** 321
- [20] Li D, Wang Y, Zhao Y, Xiao G, Zhao D, Xu Z, Li F 2009 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B* **267** 469
- [21] Stolterfoht N, Hellhammer R, Sulik B, et al. 2011 *Phys. Rev. A* **83** 062901
- [22] Schiessl K, Palfinger W, Tökési K, Nowotny H, Lemell C, Burgdörfer J 2005 *Phys. Rev. A* **72** 062902
- [23] Schiessl K, Palfinger W, Tökési K, Nowotny H, Lemell C, Burgdörfer J 2007 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B* **258** 150
- [24] Li P F, Yuan H, Cheng Z D, Qian L B, Liu Z L, Jin B, Ha S, Zhang H W, Wan C L, Cui Y, Ma Y, Yang Z H, Lu D, Schuch R, Li M, Zhang H Q, Chen X M 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 084104 (in Chinese) [李鹏飞, 袁华, 程紫东, 钱立冰, 刘中林, 靳博, 哈帅, 张浩文, 万城亮, 崔莹, 马越, 杨治虎, 路迪, Reinhold Schuch, 黎明, 张红强, 陈熙萌 2022 物理学报 **71** 084104]
- [25] Li P F, Yuan H, Cheng Z D, Qian L B, Liu Z L, Jin B, Ha S, Wan C L, Cui Y, Ma Y, Yang Z H, Lu D, Schuch R, Li M, Zhang H Q, Chen X M 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 074101 (in Chinese) [李鹏飞, 袁华, 程紫东, 钱立冰, 刘中林, 靳博, 哈帅, 万城亮, 崔莹, 马越, 杨治虎, 路迪, Reinhold Schuch, 黎明, 张红强, 陈熙萌 2022 物理学报 **71** 074101]
- [26] Wan C L, Pan Y Z, ZHU L P, Zhang H W, Zhao Z Y, Yuan H, Liu P F, Fan X H, Sun W S, DU Z H, Chen Q, Cui Y, Liao T F, Wei X H, Wang T Q, Chen X M, Li G P, Schuch R, Zhang H Q 2024 *Acta Phys. Sin.* **73** 104101 (in Chinese) [万城亮, 潘俞舟, 朱丽萍, 李鹏飞, 张浩文, 赵卓彦, 袁华, 樊栩宏, 孙文胜, 杜战辉, 陈乾, 崔莹, 廖天发, 魏晓慧, 王天琦, 陈熙萌, 李公平, Reinhold Schuch, 张红强 2024 物理学报 **73** 104101]
- [27] Pokhil G P, Vokhmyanina K A 2008 *J. Surf. Invest.* **2** p237
- [28] Zhang H Q, Akram N, Soroka I L, Trautmann C, Schuch R 2012 *Phys. Rev. A* **86** 022901
- [29] Zhang H Q, Akram N, Schuch R 2016 *Phys. Rev. A* **94** 032704
- [30] Harris J, Jones R O 1974 *J. Phys. C: Solid State Phys.* **7** 3751
- [31] Wiza J L 1979 *Nucl. Instrum. Methods.* **162** 587
- [32] Lampton M, Carlson C W 1979 *Rev. Sci. Instrum.* **50** 1093
- [33] FASTER <http://faster.in2p3.fr/>
- [34] Ackermann J, Angert N, Neumann R, Trautmann C, Dischner M, Hagen T, Sedlacek M 1996 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B* **107** 181
- [35] Ward A A 2016 *ResearchGate* **2** 10
- [36] Giglio E 2023 *Phys. Rev. A* **107** 012816
- [37] Petzelt J, Rychetský I 2005 *Dielectric function, Encyclopedia of Condensed Matter Physics* (Amsterdam: Elsevier) p426
- [38] Beran A 2002 *Rev. Mineral. Geochem.* **46** 351
- [39] Fali A, Gamage S, Howard M, et al. 2021 *ACS Photonics* **8** 175
- [40] Agostinelli S, Allison J R, Amako K, et al. 2003 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **506** 250
- [41] Zhang Q, Liu Z L, Li P F, et al. 2018 *Phys. Rev. A* **97** 042704

Influence of image charges on the transport of low-energy ions in rhombic micropores^{*}

SUN Wensheng¹⁾ YUAN Hua²⁾ LIU Enshun¹⁾ DU Zhanhui²⁾
 PAN Yuzhou²⁾ FAN Xuhong²⁾ WANG Qijun²⁾ ZHAO Zhanyan²⁾
 CHEN Qian²⁾ WAN Chengliang²⁾ CUI Ying²⁾ ZHU Liping⁶⁾
 LI Pengfei³⁾ WANG Tianqi⁴⁾ YAO Ke⁷⁾ Reinhold Schuch⁸⁾
 FANG Tiefeng¹⁾ CHEN Ximeng²⁾⁵⁾ ZHANG Hongqiang^{2)5)†}

1) (*School of Physical Science and Technology, Nantong University, Nantong 226019, China*)

2) (*School of Nuclear Science and Technology, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China*)

3) (*College of Nuclear Science and Technology, Harbin Engineering University, Harbin 150001, China*)

4) (*Institute of Space Environment and Material Science, Harbin Institute of Technology, Harbin 150006, China*)

5) (*Center for Advanced Science of Rare Isotopes, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China*)

6) (*School of Basic Medical Sciences, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China*)

7) (*Institute of Modern Physics, Fudan University, Shanghai 200433, China*)

8) (*Department of Physics, Stockholm University, Stockholm S-10691, Sweden*)

(Received 3 December 2024; revised manuscript received 23 January 2025)

Abstract

The study of low-energy, high-charge-state ions traversing insulating nanochannels has focused on the guiding effects due to the deposition of charge, while experimental and theoretical research on the influence of image charge forces caused by the polarization of the channel walls during ion transmission is relatively scarce. In this work, the experiments on 1-keV N_2^+ ion beams passing through muscovite microporous membranes are conducted by combining the theoretical method. Under the condition of complete discharge of the microporous membrane, the two-dimensional angular distribution of ejected ions at the initial stage of ion beam incidence at a zero-degree inclination is measured. In previous simulation calculations, first-order image force approximation and static approximation are used to calculate the image charge forces so as to simplify the calculation process. It is found that the results obtained from these calculations are still different from the experimental results. Therefore, we refine the calculation formula for image charge forces by taking into account the full effect of these forces. In previous studies of image charge forces, the influence of ion velocity on the polarization of the channel walls was neglected. The surface dielectric response theory of the image force experienced by ions within the micropores, which depends on ion velocity and the distance between the ion and the channel wall, is used to simulate and compare with the experimental results. The influence of image charge forces caused by surface dielectric response due to ion velocity on the angular distribution of ejected ions is studied. The discrepancies between the simulated and experimental two-dimensional angular distributions are found, showing that the experimental results have a wider half-height width than the simulated results.

To explore the effects of beam divergence and the angle between the micropore axis and the beam on ion

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. u1732269, 12474045).

[†] Corresponding author. E-mail: zhanghq@lzu.edu.cn

penetration and the two-dimensional angular distribution of ejected ions, simulation calculations for 1 keV N_2^+ under different beam conditions are conducted, with the third-order dynamic image charge forces considered. The several potential influences in the simulation calculations are analyzed, and the influences of the true state of the beam and the angle between the beam and the micropore on the difference between simulation and experiment are assessed. This work provides the possibility for studying the surface dielectric response of micropores by using ion beams as probes.

Keywords: microporous membrane, image force, low charge state ion, dielectric response

PACS: 41.75.-i, 61.85.+p, 79.20.Rf, 81.07.De

DOI: [10.7498/aps.74.20241677](https://doi.org/10.7498/aps.74.20241677)

CSTR: [32037.14.aps.74.20241677](https://cstr.cn/32037.14/aps.74.20241677)

镜像电荷对低能离子在菱形微孔中传输的影响

孙文胜 袁华 刘恩顺 杜战辉 潘俞舟 樊栩宏 王麒俊 赵嶷岩 陈乾 万城亮 崔莹 朱丽萍 李鹏飞 王天琦
姚科 ReinholdSchuch 房铁峰 陈熙萌 张红强

Influence of image charges on the transport of low-energy ions in rhombic micropores

SUN Wensheng YUAN Hua LIU Enshun DU Zhanhui PAN Yuzhou FAN Xuhong WANG Qijun
ZHAO Zhanyan CHEN Qian WAN Chengliang CUI Ying ZHU Liping LI Pengfei WANG Tianqi
YAO Ke Reinhold Schuch FANG Tiefeng CHEN Ximeng ZHANG Hongqiang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 074101 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20241677

CSTR: 32037.14.aps.74.20241677

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241677>

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

低维材料中的电荷密度波

Charge density waves in low-dimensional material

物理学报. 2022, 71(12): 127103 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220052>

间隙型位错环在纯钨及含氦杂质钨(010)表面下运动行为的分子动力学模拟

Molecular dynamics simulation of dynamic migration of interstitial dislocation loops under (010) surfaces of pure W and W containing helium impurity

物理学报. 2023, 72(24): 245204 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230651>

考虑空间电荷层效应的氧离子导体电解质内载流子传输特性

Charge carrier transport in oxygen-ion conducting electrolytes with considering space charge layer effect

物理学报. 2021, 70(6): 068801 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201651>

基于HIAF开展高电荷态重离子双电子复合谱精密测量的模拟研究

Simulation study of precision spectroscopy of dielectronic recombination for highly charged heavy ions at HIAF

物理学报. 2025, 74(4): 043101 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241589>

考虑共振电荷转移的离子引出过程理论研究

Numerical research on ion extraction with resonant charge exchange process

物理学报. 2021, 70(14): 145201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210105>

高电荷态离子阿秒激光光谱研究展望

Prospect for attosecond laser spectra of highly charged ions

物理学报. 2023, 72(19): 193201 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230986>