

低压氢气下双增益厚气体电子倍增器的 δ 电子逃逸与离子回流抑制研究

刘冠博¹⁾²⁾ 刘丽艳¹⁾²⁾ 李海¹⁾²⁾³⁾ 罗嘉俊¹⁾²⁾ 贺三军¹⁾²⁾ 赵修良^{1)2)†}

1) (南华大学核科学技术学院, 衡阳 421001)

2) (南华大学, 先进核能设计与安全教育部重点实验室, 衡阳 421001)

3) (杭州湘亭科技有限公司, 杭州 310000)

(2026 年 2 月 7 日收到; 2026 年 3 月 5 日收到修改稿)

横向分区双增益厚气体电子倍增器 (DG-THGEM) 可在同一探测器内为束流区与反冲区提供不同的有效增益, 以满足重离子束在线剂量监测对宽动态范围读出的需求. 但在低压氢气强电离条件下, 重离子诱发的 δ 电子逃逸降低电荷收集效率, 离子回流加剧漂移区场畸变, 从而限制增益稳定性并压缩可用工作区间. 本文以 185 MeV/u ^{132}Xe 为例, Geant4 用于计算能量沉积分布、 r_{95} (95% 累计半径) 及 δ 电子逃逸率; COMSOL 求解孔阵列周期电场后, 导入 Garfield++ 进行电子漂移与倍增计算, 在 E/p 约化参数下扫描漂移场、跨孔电压与感应场, 建立电子透过率、有效增益与离子回流率 (IBF) 的响应关系. 结果表明: 随气压升高, δ 电子作用范围收缩, 60—80 kPa 下逃逸率约 14.7%; 将主要倍增配置至第 2 级 THGEM 并提高感应场, 可在有效增益约 2000、电子透过率约 85% 时将 IBF 由约 50% 降至约 5%, 达到了在 δ 电子逃逸约束下实现 IBF 有效抑制的目的.

关键词: 气体电子倍增器, 横向分区双增益, δ 电子逃逸, 离子回流**DOI:** 10.7498/aps.75.20260212**CSTR:** 32037.14.aps.75.20260212

1 引言

重离子放射治疗与重离子束物理实验中, 高通量束流的在线监测是保证束流成形、束流能量诊断与剂量学安全的关键环节^[1]. 在线束流诊断系统通常需要在约 10^8 — 10^9 s⁻¹ 乃至更高级粒子率下, 实现对束流强度与时间结构、横向剖面与束心位置、能量损失、电荷态指征以及束晕和尾束与散射展宽的实时测量^[2,3]. 在这类工况下, 监测系统不仅要具备足够的线性范围和空间分辨, 还必须在长时间照射下保持稳定运行. 已有研究提出的基于电极横向分区的双增益厚气体电子倍增器 (DG-THGEM) 结构主要用于时间投影室 (TPC) 读出等高计数率场景, 其核心是通过横向分区实现同一器件内的独

立增益调节^[4]. 这类结构具备在同一器件内解耦强信号与弱信号增益的优势, 有望拓展到重离子在线监测中, 用于应对强束流下的电荷淹没与空间电荷效应.

为满足上述需求, 国内外已发展出多种气体电离探测器结构用于重离子在线监测, 包括 MWPC/MWDC, MICROMEGAS, GEM/THGEM 及其分区双增益级联拓扑结构等^[5-7]. 围绕气体电子倍增器的增益获取与标定, 已有工作开展了增益的数值模拟与实验测量方法研究, 为增益标定与模型可信度验证提供了参考^[8]. 此外, 紫外激光等可控电离手段可在微结构气体探测器中产生可重复信号, 用于探测器响应标定及指向 (位置) 精度评估, 为束流诊断应用提供了补充方法^[9]. 基于多层 GEM/THGEM 的研究表明, 通过优化各级增益分配、

† 通信作者. E-mail: zhaoxiul@usc.edu.cn

漂移和感应场强,能够在一定程度上兼顾较高增益和较低离子回流率 (IBF),并在 γ 射线、最小电离粒子 (MIP) 以及中等强度束流条件下,对增益瞬变和空间电荷效应进行了较为系统的研究^[10–12]. 强束流重离子场景下,束轴区域信号过强易饱和甚至引发空间电荷效应,而外围电离较弱又易被淹没. 横向分区双增益 THGEM 是在同一 THGEM 叠层内将电极划分为中央束流区和两侧反冲区,并对各分区独立偏置:中央束流区在较低增益下工作,以抑制束轴区域的电荷淹没和空间电荷累积;侧翼反冲区维持较高增益,以保证反冲核、散射尾束等信号的信噪比. 通过合理设计分区电极、增益分配和电场配置,可将束轴主要离子产生源局域化并“压低”,在抑制 IBF 与场畸变的同时保持外围区域的高灵敏响应. 低压含氢体系中 THGEM 及其多层/双增益拓扑的可运行性已获得实验层面的直接支撑:例如,在低压 Ne-H₂ Penning 混合气中实现稳定倍增并开展性能研究^[13]. 此外,在主动靶 TPC 等装置中,多层 THGEM (M-THGEM) 可提供足够增益以支持在纯元素气体 (如 H₂/D₂/He) 下运行,并在数百 Torr 纯 H₂ 条件下开展束流实验^[14];同时,在约 40 kPa 高纯 H₂ 中对 10 cm×10 cm 双增益多层 THGEM 开展放射源与重离子束流注入评估并实现束流区低增益、反冲区高增益的工作模式^[15]. 然而,针对本文关注的低压 H₂ 强重离子工况,重离子高线性能量沉积与强 δ 电子分量主导下的初级电离展宽、空间电荷裕度压缩及其对分区双增益 THGEM 工作点设定的综合约束,仍缺乏面向在线监测需求的系统量化评估.

重离子诱发的高能 δ 射线 (次级电子) 在等效水中可达数毫米,在低压气体中对应毫米甚至更大的几何尺度,具有足以跨越倍增孔道、乃至逃出典型气体探测器的灵敏体积^[16,17]. 使得基于 dE/dx 的标定出现表观 W_{eff} 增大、等效初级电荷 Q_{in} 偏低的系统偏差;并且 δ 电子沿程附加电离会增加漂移区正离子负荷,从而压缩空间电荷裕度并降低可承受束流上限. 另一方面,雪崩过程中产生的大量正离子部分回流到漂移区,改变局部电场分布并引起增益随时间漂移,在强束流与低淬灭气体条件叠加时可能加剧 δ 电子逃逸与增益漂移的正反馈链条^[18]. 纯 H₂ 等低淬灭气体下,雪崩辐射与电极表面二次电子发射可能触发光子反馈等二次效应,进一步约束可实现的稳定增益与工作电压裕度. 围绕

放电不稳定性的边界约束,近年来已有针对 THGEM 体系临界电荷与放电概率的系统研究^[19],以及面向 MPGD 长期稳定运行的放电抑制与缓解策略综述^[20];同时,亦有工作在数值模型中显式引入光子致电离项以评估放电概率等 2 次效应影响^[21],以及利用 Garfield++ 支撑的 THGEM 光相关器件设计研究可供参考^[22]. 此外,低压条件下多层 THGEM 雪崩二次闪烁光产额的实验研究也为评估光相关二次过程的重要性提供了依据^[23]. 因此,在横向分区双增益 THGEM 中,高能 δ 电子引起的初级电离展宽与孔道内离子回之间如何联动,以及在联动约束下如何在低 IBF 与高电子透过率之间实现折中,构成低压 H₂ 强重离子在线监测中的关键科学问题.

本文以 185 MeV/u ¹³²Xe-H₂ 体系为对象,构建 Geant4 与 COMSOL-Garfield++ 组成的多阶段模拟流程,定量分析 DG-THGEM 中高能 δ 电子逃逸、不同场配置下的离子回流及电子透过率的综合影响. 通过在 E/p 归一化参数空间中系统扫描漂移场、跨孔电压和感应场,刻画空间电荷强度与 IBF 和有效增益之间的关系,并考察电子透过率对场配置的响应特性,据此优化双增益 THGEM 的场配置与增益分配,给出兼顾 IBF 抑制与电子透过率,并满足束流区与反冲区功能分工的优化方案,为低压 H₂ 下强重离子在线监测探测器的工作点设定提供量化依据.

2 模拟方法与物理模型

2.1 双增益 THGEM 探测器结构

DG-THGEM 结构示意图如图 1(a) 所示,沿束流方向 (z 轴) 依次设置漂移区、倍增叠层区和感应区. 倍增区为铜电极和环氧树脂 (FR4) 板交替压合的多层结构,靠近漂移区侧的铜电极为连续覆盖电极不分区,用于抑制表面电荷积累,感应区侧及中间若干铜电极层按束流区与两侧反冲区进行分区如图 1(b), (c) 所示. 铜层厚度为 0.032 mm, FR4 上下层厚度为 0.4 mm,中间层为 0.38 mm 包含薄胶层以表征贴合,总厚度约 1.312 mm. 所有铜电极与 FR4 层均被穿孔且共享相同孔位布局,孔阵列参数为孔距 0.7 mm、孔径 0.3 mm 的规则孔阵列,孔周 rim 宽度为 0.05 mm. 漂移气隙取 20 mm、感应气隙取 2 mm,阴极为薄金属箔、下游为阳极

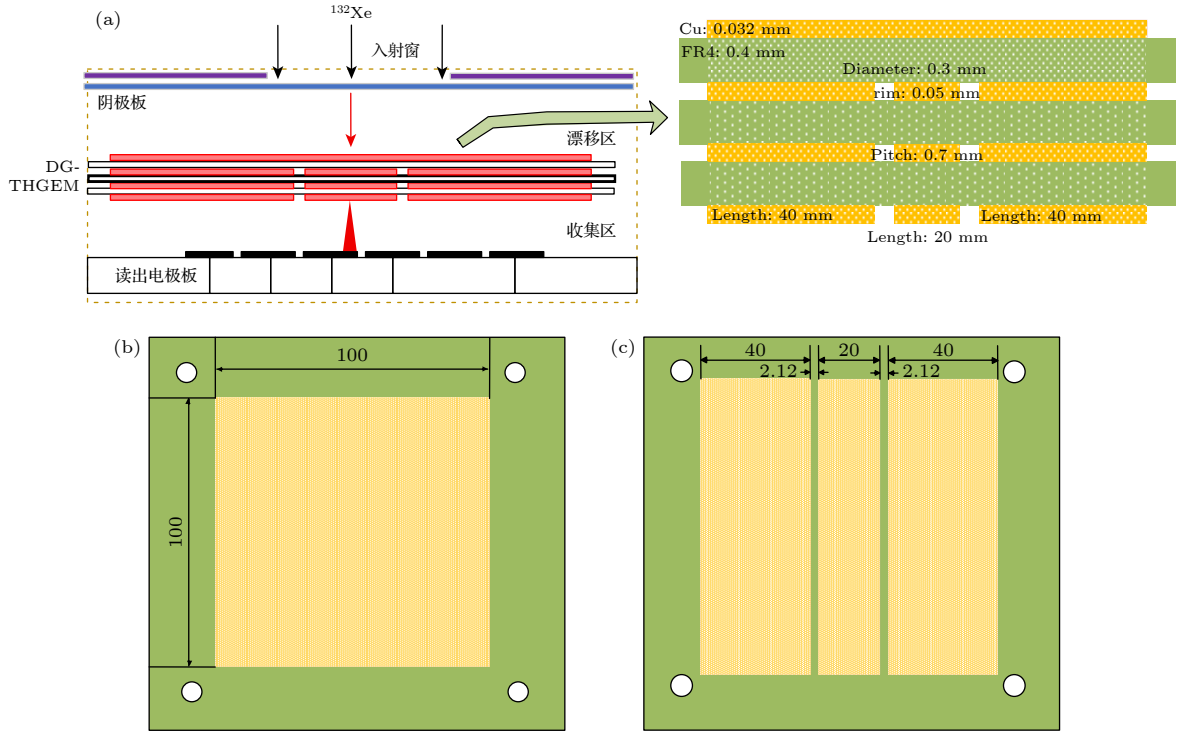


图 1 DG-THGEM 探测器结构示意图 (a) 整个探测器示意图; (b) 漂移区侧; (c) 感应区侧

Fig. 1. Schematic diagram of the DG-THGEM detector structure: (a) The schematic diagram of the entire detector; (b) drift region side; (c) induction region side.



图 2 DG-THGEM 探测器仿真流程图

Fig. 2. Simulation flowchart of DG-THGEM detector.

读出板. 中间束流区宽 20 mm、两侧反冲区各宽 40 mm, 分界处设置 2.12 mm 绝缘缝以电气隔离. 孔阵列与铜电极覆盖的有效面积为 $10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$ 规定 $z = 0$ 为漂移区入射面, x 轴沿分区方向.

本工作流程见图 2, 采用 Geant4, COMSOL-Garfield++ 联合模拟: Geant4 在给定束流能量、气压与几何条件下获得一次电离能量沉积、 δ 电子谱及外晕尺度 (如 r_{95} 、逃逸率) 作为源项约束; COMSOL 在代表性孔阵列上求解静电场并导出场图供 Garfield++ 调用; Garfield++ (含 Magboltz) 基于外场与气体输运/倍增参数模拟电子漂移与雪崩过程, 计算电子透过率、有效增益与离子回流 (IBF), 并对场参数进行扫描得到响应面.

2.2 Geant4 建模和 δ 电子判据

本文采用 GEANT4 11.1.0^[24] 构建 185 MeV/u

^{132}Xe 在低压 H_2 气中的几何模型及粒子输运过程, 如图 3(a), (b) 所示, 用于提供能量沉积以及高能 δ 电子的空间展宽约束. 强子相互作用部分采用 QGSP_BIC 框架以描述重离子在气体与固体叠层中的核反应及次级碎片产生; 电磁过程采用低能电磁模型 (G4EmLivermorePhysics) 以提高 keV—MeV 能区电子相关过程的截面精度, 并通过设置合适的二次粒子产生阈值 (production cuts) 保证 δ 电子谱与射程评估的可靠性. 几何上包含 20 mm 漂移 H_2 , DG-THGEM 叠层与 2 mm 收集区, 并显示区分束流区和反冲区的横向体积以便进行跨区统计.

束流在入射面定义为平行单色离子束, 横向为高斯分布 ($\sigma_x = \sigma_y = 1 \text{ mm}$), 每个工况投掷 1×10^6 个事例以将主要统计量的不确定度控制在约 2%

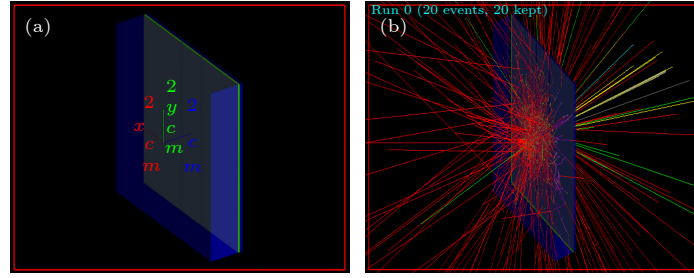


图 3 Geant4 建模下的 DG-THGEM 示意图 (a) 几何模型与计算域; (b) 粒子运输轨迹示例

Fig. 3. Schematic diagram of the DG-THGEM under Geant4 modeling: (a) Geometric model and computational domain; (b) example of particle transport trajectory.

以内. 能量沉积与轨迹信息通过 SteppingAction 逐步计分, 能量沉积的计分采用“体积、事例、步长”三级累积, 对每一步记录粒子在各体积内的能量损失 ΔE , 并按体积求和得到该事例的总沉积 E_{dep} , 输出 ROOT 树用于后处理. 基于能量沉积分布, 按 $W(H_2) = (36 \pm 0.7) \text{ eV}$ (统计不确定度) 计算初级电子数 N_0 ; 同时为刻画 δ 电子导致的横向扩散与可能的串扰风险, 进一步计算径向累计分布函数. 以束流轴为中心, 定义计分点的径向距离 $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, 并对气体沉积 (或等价的 N_0) 作累计:

$$\int_0^{r_{95}} 2\pi r \rho(r, z) dr = 0.95 \int_0^\infty 2\pi r \rho(r, z) dr, \quad (1)$$

其中, r_{95} 的物理含义为 95% 的有效电离被限制在 r_{95} 以内. 该指标同时对束斑本征尺寸与 δ 电子散布敏感, 因而可直接用于评估不同气压下束流区最小横向宽度及束流区和反冲区隔离裕度, 为后续分区电场与增益分配提供几何约束边界.

本文将约化场强 (在理想气体且温度近似恒定时等价于 E/p) 作为电子群输运与反应系数的归一化自变量, 依据的是空间均匀、准稳态、弱电离 (电子-电子/电子-离子库仑碰撞与空间电荷反馈可忽略) 条件下 Boltzmann 方程的相似性. 当重离子强电离或高通量束流导致局部电荷密度升高, 使得 Debye 长度为

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T_e}{n_e e^2}}. \quad (2)$$

式中, ϵ_0 为真空介电常数, k_B 为 Boltzmann 常数, T_e 为电子温度, n_e 为电子数密度, e 为基本电荷. 当 Debye 长度与倍增孔尺度同量级, 或离子空间电荷在脉冲、高通量条件下显著改变局部电场时, 将外加场视为普适缩放参数的假设将不再严格成立. 本文在此情形下的扫描结果应理解为忽略电荷

反馈的基线趋势, 并在本文讨论中给出适用边界与不确定性说明. 将初级电离电子按单位长度线密度均匀放入半径为 r_{core} 圆柱, 估算:

$$n_e \sim \frac{(dN/dx)}{\pi r_{\text{core}}^2}. \quad (3)$$

式中, n_e 为估算电子数密度, dN/dx 为单位长度初级电子数, r_{core} 为初级电离电子分布的特征半径.

采用 $W(H_2) = 36 \text{ eV}$ 将能量沉积换算为初级电子数的方法, 并用典型每个重离子事例产生的总初级电子数 $N_0 \sim 10^3 - 4 \times 10^3$ 作为估算量级, 在漂移长度 $L \approx 20 \text{ mm}$ 时有 $dN/dx \sim 50 - 200 \text{ e}^-/\text{mm}$. 这里最大的敏感性来自 r_{core} 取为 $1 \mu\text{m}$, $10 \mu\text{m}$, $100 \mu\text{m}$, 对应电子数密度为 $10^{12} - 10^{16} \text{ m}^{-3}$, 得到的 Debye 长度为 $0.03 - 3 \text{ mm}$. 当 λ_D 明显小于或接近 THGEM 孔尺度 (孔半径约 0.15 mm) 时, 可得到从“ λ_D 明显小于孔尺度”到“ λ_D 与孔尺度同量级甚至更大”的全谱系结果. 空间电荷可能开始改变局部电场分布, 此时输运与倍增过程将不再严格由外加 E/p 决定. 在高瞬时电离密度或强脉冲束流情况下, 需要进一步通过自洽的瞬态模型或实验测量来评估空间电荷导致的偏离.

δ 射线判定条件为: e^- 动能 $> 50 \text{ keV}$ 并离开 THGEM 下表面或侧壁, 即计为逃逸. 标记 δ 电子并记录其产生位置、初始能量与动量方向. 考虑 DG-THGEM 的横向分区结构, 本文给出两类逃逸/跨区判据: 其一为跨区, δ 电子在完全制动前穿越束流区与反冲区的分界面 (含绝缘缝边界); 其二为出射, 即 δ 电子携带部分能量穿出气体计分体积边界, 导致气体内部能量沉积统计值偏低. 相应统计量定义为

$$f_{\text{esc}} = \frac{N_{\text{esc}}}{N_\delta}, \quad (4)$$

其中 f_{esc} 为气压 p 下 δ 电子逃逸率, N_{esc} 为满足逃

逸判据的 δ 电子数, N_δ 为动能超过阈值的 δ 电子总数. 对不同气压重复流程即可得到 $f_{\text{esc}}(p)$ 等压强依赖量.

此外, 为表征强重离子束在漂移区形成的瞬时空间电荷源项, 沿 z 轴对漂移气体分片 (厚度 Δz), 统计每片内的气体沉积 E_{dep} , 并换算得到线电荷密度:

$$\rho(z) = \frac{e}{W} \frac{\sum_{l \in \text{layers}} E_l(z)}{\Delta z}. \quad (5)$$

式中, $E_l(z)$ 表示在轴向位置 z 附近、厚度为 Δz 的分片内, 第 l 个物理层中由入射重离子及其次级粒子产生的能量沉积; $l \in \text{layers}$ 表示对所选倍增相关层进行求和. 该能量沉积经 W 值换算为初级电离电子数, 再乘以电子电荷 e , 并除以分片厚度 Δz , 即可得到轴向空间电荷线密度 $\rho(z)$; 若需与电场畸变直接对接, 还可进一步除以有效横截面积 A 得到体电荷密度 $\rho_{\text{sc}}(z_k) = \rho(z_k)/A$. 该 $\rho(z)$ 作为源项强度输入, 与 2.3 节得到的电子透过率、IBF 响应共同构成工作窗口评估的基础.

2.3 COMSOL-Garfield++建模和电场求解

研究电子迁移行为使用的模拟软件主要是 COMSOL^[25] 和 Garfield++^[26]. 用于静电场求解的 COMSOL 简化子模型如图 4(a) 所示. 为避免对 $10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$ 全尺寸孔阵列进行直接网格划分与求解, COMSOL 中仅建立包含完整 z 向层叠结构的子模型: 在 x 方向利用探测器左右结构的镜像对称性, 仅保留半侧结构; 在 y 方向仅保留少量孔周期作为代表性条段. 图中灰色半透明体表示气体求解域 (漂移/传输/感应间隙), 蓝色线

框用于突出 DG-THGEM 的几何边界 (电极与孔洞轮廓). COMSOL 得到的网格与电场计算通过 ComponentComsol 导入 Garfield++. 随后进行 x 向镜像映射与 y 向周期平铺展开, 从而等效重建横向条带结构与全尺寸 $10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$ 探测器区域, 如图 4(b), (c) 所示 (图 4(b), (c) 为重建方法示意图). 工作电场方面, 漂移电场设为 0.4 kV/cm ; 考虑中间介质层含薄胶层且存在厚度差异, 3 个极板间的电压差分别设定并在后续扫描中单独调整. 感应区电场采用分区配置, 束流区为 2.45 kV/cm , 反冲区为 0.945 kV/cm .

COMSOL 计算得到的静电场在设定参数网格下导出为场图并导入 Garfield++, 用于电子输运、倍增及离子回流 (IBF) 计算. 扫描以 E/p 归一化为主线, 对漂移场 E_d 、两级跨孔电压 ΔV_{THGEM1} 与 ΔV_{THGEM2} 以及感应场 E_i 进行网格扫描, 从而获得电子透过率、IBF 与有效增益在参数空间的响应关系; 通过单独调节末级抽取相关电极电势的方式, 评估抽取场对透过率与 IBF 的影响, 并采用整体偏置缩放因子 k 快速覆盖不同增益档位. Garfield++ 中气体输运与电离系数由 Magboltz 给出, 电子雪崩采用 AvalancheMicroscopic 逐粒子追踪; 雪崩离子在同一静电场中漂移并统计返回漂移区的比例以得到 IBF. 初级电子在漂移区按设定束斑分布注入, 并在束流区与反冲区分别计分以对应分区读出. 为估算光子反馈对探测器工作的影响, 本文采用简化反馈模型进行量化评估. 设单位雪崩电子产生的光子数谱密度为 S_γ , 铜电极光电产额为 Y_{Cu} , 几何传播因子为 f , 电子抽取与输运概率为 P_e , 则每个雪崩电子通过光子产生-光电发射-

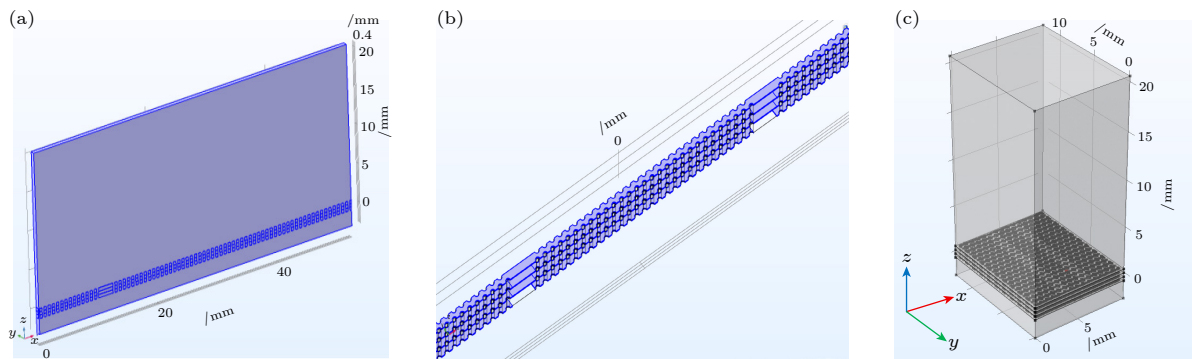


图 4 COMSOL 建模下的双增益 THGEM 示意图 (a) x 轴横向分区子模型结构; (b) x 轴镜像映射; (c) y 周期扩展后的全尺寸计算域

Fig. 4. Schematic diagram of dual-gain THGEM under COMSOL modeling: (a) The x -axis transverse partition submodel structure; (b) x -axis mirror mapping; (c) the full-size computational domain after the y -periodic extension.

二次电子注入链路产生的平均反馈电子数为 $\varphi = S_\gamma Y_{\text{Cu}} f P_e$. 在最简反馈级数模型下, 有效增益满足 $G_{\text{eff}} = G_0 / (1 - \varphi)$, 其中 G_0 为无反馈时的名义增益. 当 $\varphi < 1$ 时系统保持稳定, 不会产生自激反馈. 结合氢气在 VUV 波段的吸收特性与铜电极光电产额的合理范围估算^[27,28], 在本文工作区间内通常满足 $\varphi \ll 1$, 对应的有效增益与离子回流仅产生有限修正, 不改变本文讨论的电子输运与倍增规律. 需要指出的是, 本文未对光子输运过程进行自洽模拟, 上述结果属于参数化估算, 这构成当前工作的

一个局限.

3 Geant4 结果: δ 电子和一次电离

3.1 能量沉积与径向累计分布

185 MeV/u ^{132}Xe 入射 DG-THGEM 后在 9 个物理层 (H₂-1, Cu-2, FR4-3, Cu-4, FR4-5, Cu-6, FR4-7, Cu-8, H₂-9) 中的总能量沉积分布直方图和倍增区能量沉积图如图 5(a), (b) 所示. 各层分布均呈低沉积主峰+高能长尾的形态, 主峰反映一次

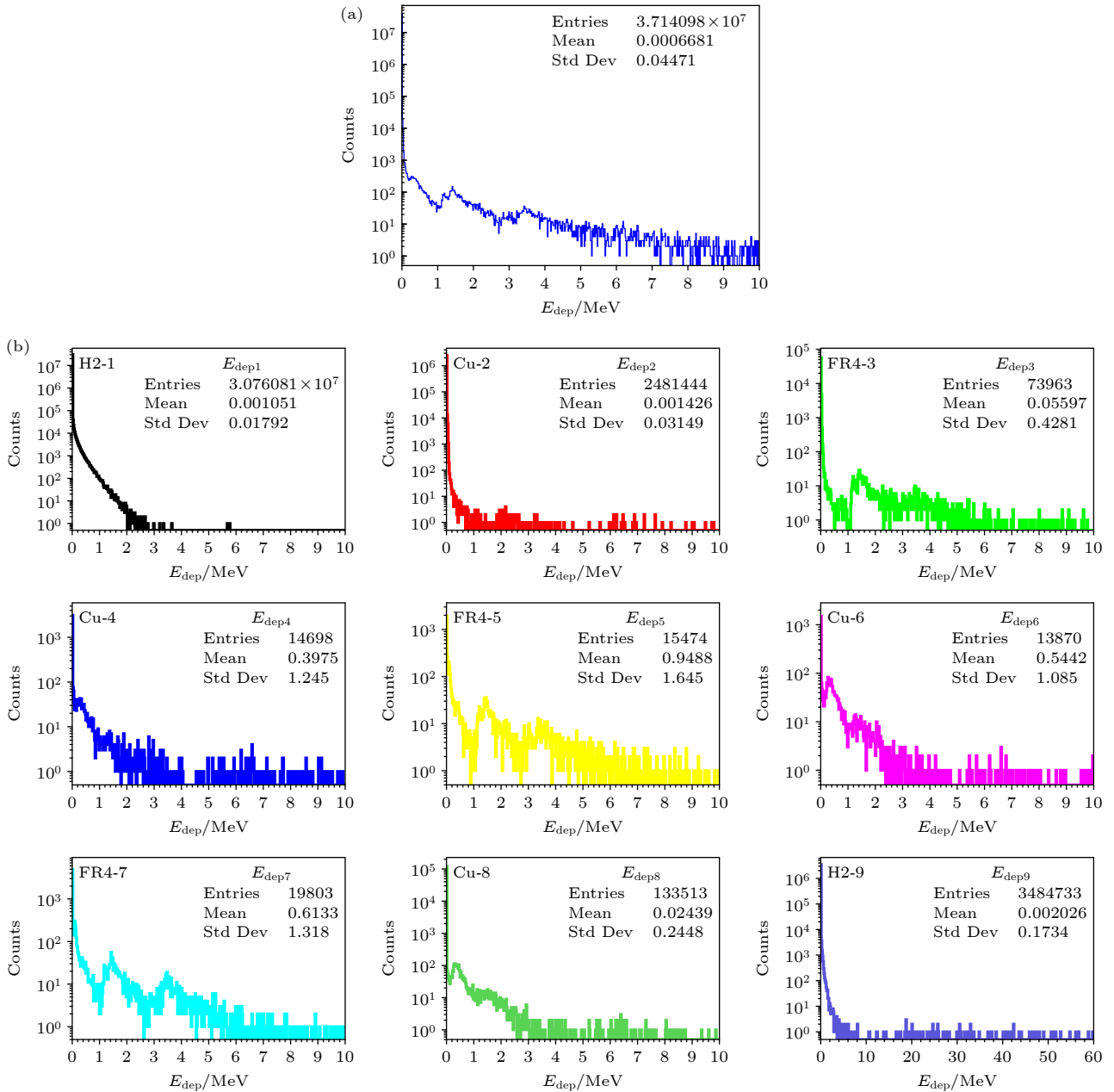


图 5 ^{132}Xe 入射 DG-THGEM 下能量沉积分布 (a) 倍增区总能量沉积 (2—8 层); (b) 分层能量沉积分布图

Fig. 5. Energy deposition distribution of ^{132}Xe incident on DG-THGEM: (a) Total energy deposition in the multiplication region (2-8 layers); (b) layered energy deposition distribution map.

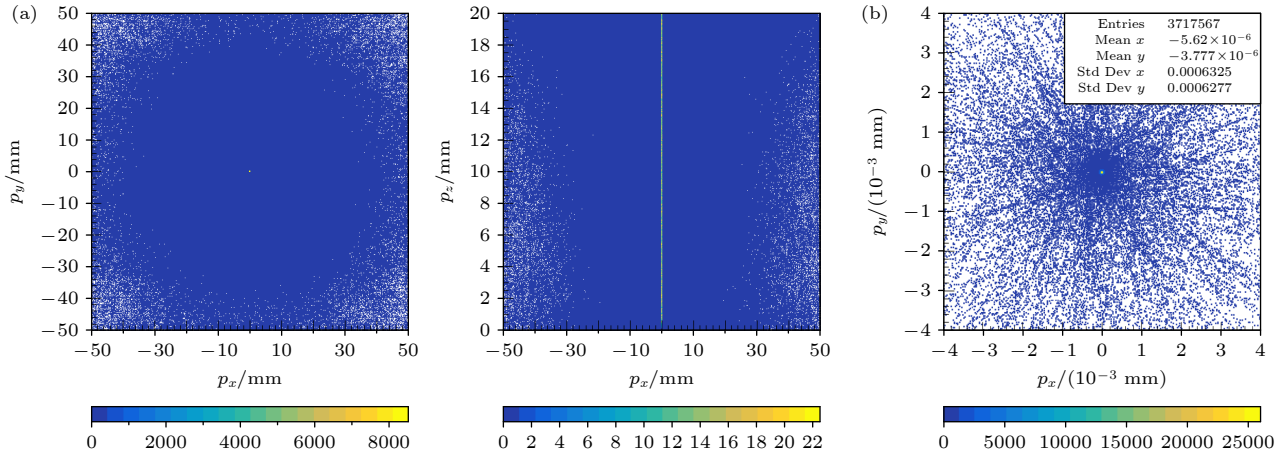


图 6 ^{132}Xe 入射 DG-THGEM 的能量沉积点云图 (a) 能量沉积在 XY 与 XZ 平面的二维投影分布; (b) 横向动量分量相关性

Fig. 6. Energy deposition point cloud map of ^{132}Xe incident on DG-THGEM: (a) Two-dimensional projection distribution of energy deposition on XY and XZ planes; (b) correlation of transverse momentum components.

电离与连续能损主导的典型事例, 而长尾来自少量大能量转移碰撞形成的 δ 电子, 其在单个层内会造成偶发的高 E_{dep} 记录. 对比不同材料可见, Cu 与 FR4 层的长尾相对更突出, 说明在高密度固体中 δ 电子更易产生并在短程内被制动沉积; 两端气体层分布更集中, 更直接对应可收集的气体电离信号. 进一步地, 3 个 Cu 层与 3 个 FR4 层的谱形与尺度基本一致, 说明几何与束流条件在仿真中具有良好复现性, 分层统计可作为后续耦合计算的稳定输入. 该结果也提示, 在评估电子学动态范围或将 E_{dep} 换算为离子对数时, 应采用稳健统计量并对重尾单独量化, 否则均值会被少量极端 δ 事件显著抬高, 从而高估典型工作点下的电离负荷与空间电荷强度.

能量沉积在 XY 与 XZ 平面的二维投影及相关性如图 6(a), (b) 所示, 用于区分主离子径迹与 δ 电子外晕. 图 6(b) 为二次电子横向动量分量 p_x 与 p_y 的二维相关分布, 其中横轴为 p_x , 纵轴为 p_y , 单位均为 MeV/c, 颜色条表示对应动量区间内的粒子计数. XY 投影中, 沉积分布以束轴附近为中心且近似圆对称, 说明二次电子在无磁场条件下并不存在明显的方位偏置; 除中心高强度区域外, 还可见向大半径延伸的稀疏沉积点云, 对应 δ 电子在气体中的散射外延, 是潜在串扰与基线抬升的主要来源. XZ 投影中, $x \approx 0$ 处出现贯穿 z 方向的窄而连续的高强度主脊, 表明主离子径迹笔直且横向展宽很小, 强信号主要集中在束轴附近; 离轴区域仅有低强度弥散背景, 反映 δ 电子贡献的长尾.

不同氢气压力下气体中电离能沉积的 95% 径

向约束半径 r_{95} 随深度的变化如图 7 所示. 其中 $z \approx 20 \text{ mm}$ 为漂移间隙出口处、紧邻 THGEM1 上游. 可以看到, 显著展宽仅出现在漂移间隙出口处: r_{95} 随压力由约 3 mm 增至约 7 mm; 该压力依赖主要源于 δ 电子外晕对离轴沉积的贡献及其随压力变化的逃逸/截断效应, 而非初级重离子在 20 mm 低压氢气中的多重散射展宽. 进入倍增叠层区后 ($z > 20.2 \text{ mm}$), r_{95} 迅速降至约 $2.4 \times 10^{-2} \text{ mm}$ 且几乎不随压力变化, 这一段横向串扰与分区隔离的关键尺度由漂移间隙出口处的 r_{95} 决定, 因此束流区宽度与分区边界应以 $z \approx 20 \text{ mm}$ 的 r_{95} 作为保守设计依据 (误差条为统计不确定度).

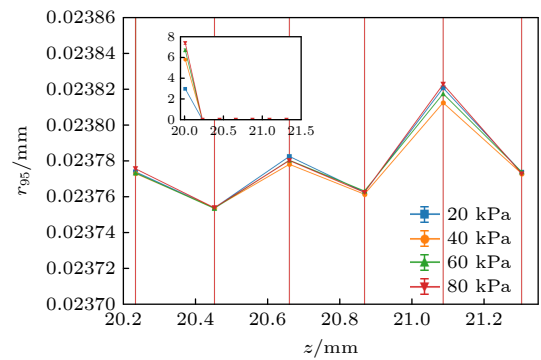


图 7 不同氢气气压下的 r_{95} 分布, 插图为 $z = 20.0$ — 21.5 mm 区间的局部放大

Fig. 7. Distribution of r_{95} under different hydrogen gas pressures. The inset shows a local enlargement of the area where $z = 20.0$ – 21.5 mm .

3.2 δ 电子能谱与逃逸率

二次电子能谱呈现典型的低能占主导+高能

长尾形态,如图8所示,在对数纵轴下,计数随动能 E_k 增大快速下降,说明绝大多数二次电子集中在数 keV 以内. 这类低能电子在气体中的射程较短,主要造成局域电离与局域信号贡献;同时谱上仍可见延伸至约 50 keV 的稀疏高能尾部,虽然占比很小,但更可能产生较长射程/跨区传播,是潜在的逃逸与串扰来源. 因此,后续研究方向与结构优化应重点抑制或“钝化”这部分高能尾部的影响.

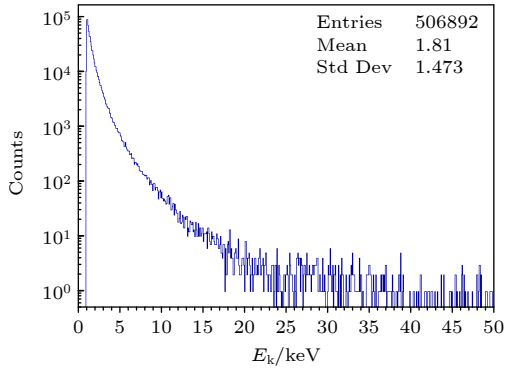


图8 δ 电子能谱

Fig. 8. Delta electron energy spectrum.

N_1 为在倍增体有效体积内沉积的电离电子总数, N_2 为穿出该体积的逃逸 δ 电子数,具体结果如表1所列. 随气压升高, N_1 , N_2 均近似线性增大,而 $N_2/(N_1+N_2)$ 从约 18% 逐渐降至约 14%,即 δ 电子射程随气压升高而缩短,逃逸概率得到抑制.

表1 δ 电子逃逸概率

Table 1. Probability of delta electrons escaping.

气压/kPa	$N_1/10^9$	$N_2/10^8$	$E_{\text{eff}}/\%$
20	0.853667	1.55592	18.2264
40	1.74684	2.88224	16.4997
60	2.65388	4.10805	15.4794
80	3.56985	5.26513	14.7489

3.3 瞬时空间电荷线密度

空间电荷线密度 $\rho(z)$ 随轴向位置的分布如图9所示. 红、蓝曲线分别为上游倍增和下游倍增段,绿色为总和除去漂移和收集区总的倍增段. 两簇峰分别集中在 $z \approx 20.3\text{--}20.6\text{ mm}$ 与 $z \approx 21.0\text{--}21.4\text{ mm}$, 峰值约达 10^{-10} C/mm , 显示空间电荷主要局域于各倍增孔出口/入口附近的强场区;两峰之间的低谷对应转移间隙,产额显著降低.

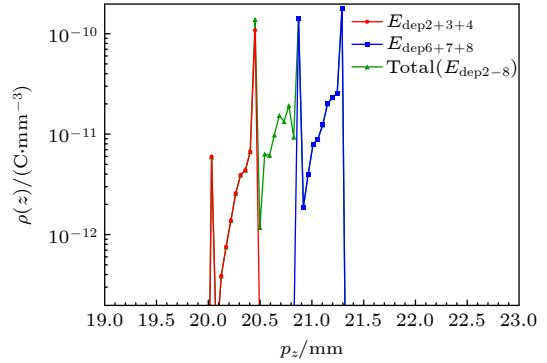


图9 空间电荷线密度 $\rho(z)$ 随轴向位置的分布

Fig. 9. Distribution of the space charge line density $\rho(z)$ along the axial position.

空间电荷在双级 THGEM 的两段增益区内呈强烈的轴向局域化,上下两峰的轴向间距 0.5—1.0 mm,反映了电极厚度与转移间隙的几何尺度. 绿色总曲线与分段曲线吻合良好,表明空间电荷主要由倍增区的离子堆积贡献;峰值与基线 (10^{-12} C/mm) 相比存在约两数量级差异. 此分布对器件性能具有直接影响:一方面,靠近漂移区的上游峰(红)决定了离子回流的上限;另一方面,下游峰(蓝)与读出间隙耦合,可能导致局部场畸变与瞬时增益压降. 据此可通过调节转移场/倍增场比值、优化孔缘几何和间隙长度来抑制峰值并展宽分布,从而降低空间电荷效应.

4 COMSOL-Garfield ++ 耦合结果分析

4.1 场结构与电子输运

DG-THGEM 在横向分区下整体静电分布较为均匀,如图10(a), (b)所示,等势面在大多数孔阵列区域保持平直连续,仅在分区边界附近出现局部畸变,说明束流区与反冲区的电耦合得到抑制. 强电场主要集中在孔入口与出口附近,形成漏斗式聚焦结构,而漂移间隙与感应间隙内场形相对平滑. 电子漂移线如图10(c)表明,初级电子在孔口被聚焦进入孔道并沿孔轴向传输,随后被抽取至下游读出区域,横向扩散较小. 上述场形为获得较高电子透过率并通过场比进一步调控 IBF 提供了基础.

4.2 有效气体增益

图11(a)所示为分层电位分配. 可以看出,在上游漂移区保持近似恒定的漂移场,而在倍增叠层

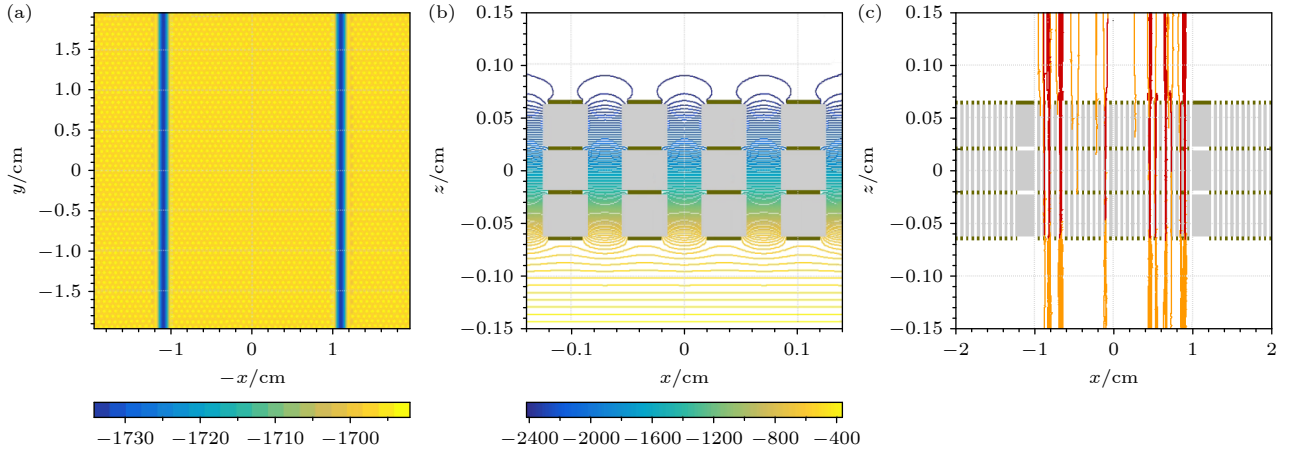


图 10 DG-THGEM 电场分布与电子漂移特性 (a) Garfield++构建的双增益 THGEM 探测器的场线分布; (b) 电场分布; (c) 电子漂移线

Fig. 10. DG-THGEM electric field distribution and electron drift characteristics: (a) Field line distribution of the dual-gain THGEM detector constructed by Garfield++; (b) electric field distribution; (c) electron drift line.

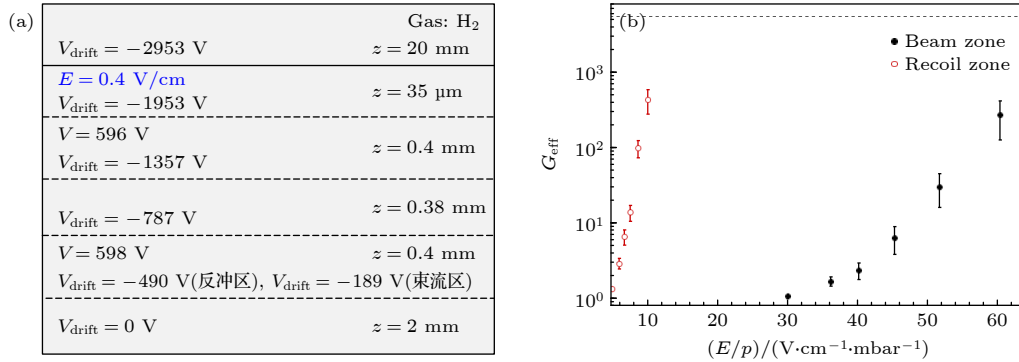


图 11 DG-THGEM 偏压配置和有效增益响应 (a) 分层电压示意图; (b) 不同分区下的有效气体增益

Fig. 11. (a) Layered voltage schematic diagram; (b) effective gas gain under different partitions.

区域电位以台阶形式快速下降, 表明主要电势降集中在孔/介质层附近, 从而为孔口聚焦与孔内雪崩提供了足够的场强储备. 束流区与反冲区的有效气体增益 G_{eff} 随归一化场强 E/p 的响应差异如图 11(b) 所示, 直观体现了双增益结构的功能分工. 可以看到, 在较低的 E/p (从接近 1 迅速提升至 10^2 — 10^3 量级) 时, 反冲区倍增段对场强更敏感、能够在温和的归一化场下获得足够高的放大以覆盖弱电离信号; 相比之下, 束流区在更高的 E/p (约 30—60 $\text{V} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{mbar}^{-1}$) 区间内才出现显著增益上升, 并在中等 E/p 下维持较低增益, 更适合强信号不饱和测量. 两组曲线均呈随 E/p 增大而快速增长的趋势, 且在高 E/p 端误差棒增大, 提示增益涨落与接近放电阈值的风险上升. 综合信号动态范围与稳定性, 反冲区宜选取能稳定获得 10^2 量级增益的 E/p 区间, 而束流区则优先工作在 G_{eff} 维

持个位数至十级的窗口, 以实现双区读出的增益解耦与量程覆盖.

为便于将能量沉积、传输损失与有效输出电荷统一到同一量纲, 本文采用 (6) 式对测量电荷进行估算:

$$Q_{\text{in}} = \frac{e}{W} \frac{dE}{dx} \varepsilon_d (1 - \varepsilon_e) dX. \quad (6)$$

式中, 将粒子在长度 dX 内的沉积能量 $\Delta E_{\text{dep}} = (dE/dx) dX$ 换算为原初电离电子数 $N_0 = \Delta E/W$, 从而原初电荷为 $Q_0 = eN_0$. 电子在进入倍增孔前的传输/收集损失用 $(1 - \varepsilon_e)$ 统一表征, 使得到达倍增区的有效输入电荷为 $Q_0(1 - \varepsilon_e)$, 其中 ε_e 表示电子在漂移至倍增孔过程中的传输/收集损失系数; 随后由 ε_d 表征倍增与抽取/收集的综合有效贡献 (等效于有效增益因子), 得到最终有效输出电荷. 由此可见, “有效输出”不仅受场强配置影响, 还受

原初电离强度与电子损失项共同约束, 为比较不同分区与不同工作点下的输出尺度提供了统一量纲的判据. Q_{meas} 则由 COMSOL-Garfield++ 联合模拟直接获得: 对每个初级电子进行漂移与雪崩倍增跟踪, 统计最终到达读出电极的电子总数 N_{out} , 并取 $Q_{\text{meas}} = eN_{\text{out}}$.

4.3 电子透过率-IBF-增益分配的耦合

电子透过率对漂移场、两级跨孔电压及感应场均呈现明确的响应规律, 如图 12 所示, 且束流区与反冲区存在一定差异. 首先, 透过率随漂移场变化表现为典型的最优区间, 在低漂移场下电子收集不足导致透过率偏低, 而漂移场继续升高会因孔口聚焦条件恶化使入孔效率下降, 从而出现饱和和甚至回落; 本工作中最优范围约位于 $E_d \approx 1.0$ — 1.2 kV/cm. 其次, 跨孔电压提升可显著改善入孔聚焦与传输: ΔV_{12} 在约 650—700 V 附近已接近饱和, 继续升高的增益有限; 相比之下, ΔV_{34} 在约

600 V 处仍处于线性提升阶段, 表明第 2 级对后段传输更敏感. 最后, 感应场对两分区呈现“权衡”特征: 适当降低束流区感应场并提高反冲区感应场可获得更高阳极透过率. 综合“高透过率与放电裕度”, 推荐窗口为 $\Delta V_{12} = 650$ — 690 V, $\Delta V_{34} = 550$ — 600 V, $E_d \approx 1.1$ kV/cm, 并将感应场选在束流区 $E_{\text{beam}} \approx 2.05$ — 2.15 kV/cm、反冲区 $E_{\text{recoil}} \approx 1.2$ — 1.4 kV/cm, 为后续与 IBF 和有效增益的联合选点提供约束.

IBF 随漂移场、两级跨孔电压及感应场变化的系统规律如图 13 所示, 体现了 IBF 与电子透过率/增益分配之间的耦合约束. 总体而言, IBF 随漂移场增强而上升, 说明更强的上游电场会更有效牵引正离子向漂移区回流. 因此, 漂移场不宜单纯取高, 应在保证透过率与时间响应的前提下选择中等区间. 跨孔电压方面, IBF 对两级电压的响应体现出明显的增益分配效应: 上级 (L1/L2) 跨孔电压提高会在更靠近漂移区的位置产生更多离子, 使回流比

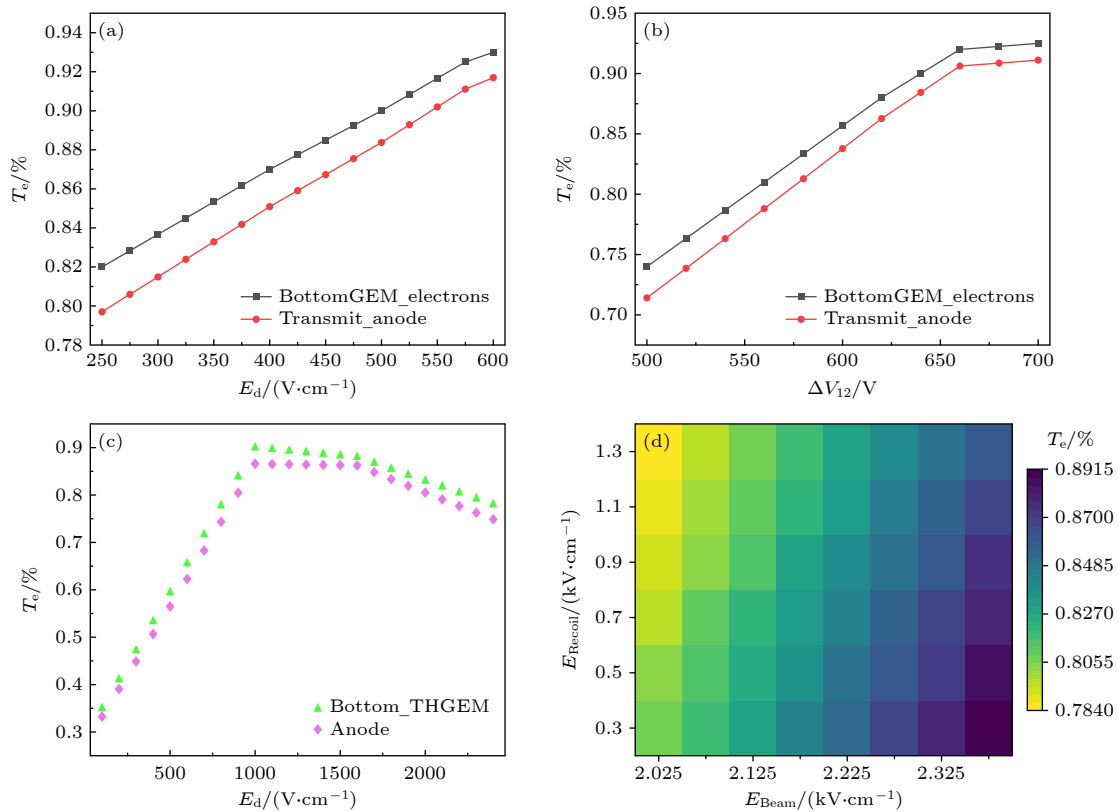


图 12 (a) 束流区与反冲区电子透过率随漂移场的变化; (b) 电子透过率随第 1 片 THGEM 跨孔电压 ΔV_{THGEM1} 的变化; (c) 电子透过率随第 2 片 THGEM 跨孔电压 ΔV_{THGEM2} 的变化; (d) 电子透过率随感应场的变化

Fig. 12. (a) Electron transmission rates in the beam region and the recoil region as a function of the drift field; (b) the electron transmission rate as a function of the cross-hole voltage ΔV_{THGEM1} of the first THGEM; (c) the electron transmission rate as a function of the cross-hole voltage ΔV_{THGEM2} of the second THGEM; (d) the electron transmission rate as a function of the induction field.

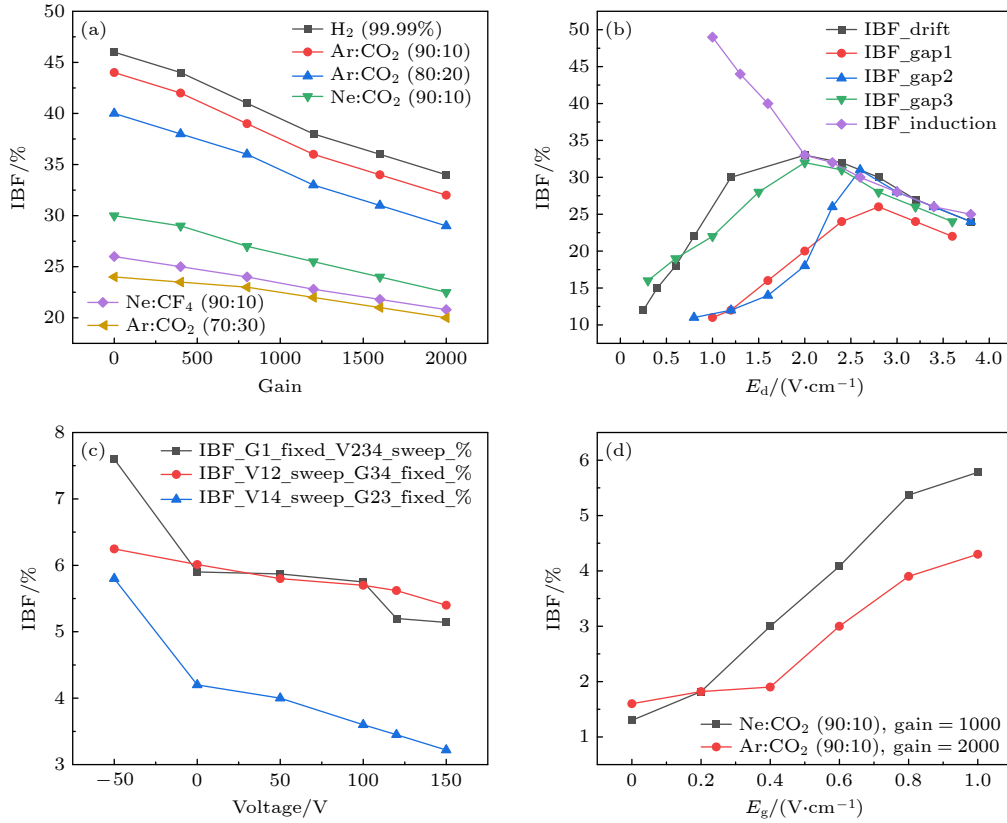


图 13 (a) IBF 随漂移场的变化; (b) IBF 随跨孔电压 ΔV_{THGEM1} 的变化; (c) IBF 随跨孔电压 ΔV_{THGEM2} 的变化; (d) IBF 随感应场的变化

Fig. 13. (a) Variation of IBF with the drift field; (b) Variation of IBF with the cross-well voltage ΔV_{THGEM1} ; (c) Variation of IBF with the cross-well voltage ΔV_{THGEM2} ; (d) Variation of IBF with the induction field.

例更易升高; 而提高下级 (L3/L4) 增益权重、形成下级主放大、上级弱放大的配置, 可显著压低 IBF 并改善回流裕度, 表明抑制 IBF 的关键不在于一味降低总增益, 而在于将离子产生位置下移并加强下游抽取. 感应场是 IBF 最敏感的调参旋钮之一, 提高感应场可增强下游抽取并抑制离子向上返回, 使 IBF 可压至约 20% 量级并进入平台, 但进一步提高的边际收益有限且会压缩放电裕度. 综合上文高透过率窗口, 建议采用中等漂移场+较高但安全的感应场+下级主放大的联合工作点, 以同时满足高透过率、低 IBF 与稳定增益的三重约束.

5 结 论

本文针对 20—80 kPa 低压氢气强电离工况下 DG-THGEM 的可用工作窗口, 基于 Geant4 源项刻画与 COMSOL-Garfield++ 场输运参数扫描, 定量分析了 δ 电子逃逸与电子收集/传输的约束关系. 结果表明, 高能 δ 电子是导致长程电离与逃逸

的关键分量, 且随气压升高其逃逸概率由 20 kPa 的 18.2% 单调下降至 80 kPa 的 14.7%, 说明提高气压可在源头削弱电荷损失与离轴沉积带来的潜在串扰风险. 同时, 电离沉积的横向有效包络主要由漂移区决定: 在 $z \approx 20$ mm (漂移间隙出口、进入 THGEM1 前) 处 r_{95} 由约 3 mm 增至约 7 mm, 而进入倍增叠层后 r_{95} 迅速收束至约 2.4×10^{-2} mm 且几乎不随气压变化, 表明孔结构对横向扩散具有强束缚作用, 因此分区边界的设计裕度应以漂出口处的 r_{95} 作为保守尺度而非孔内传播尺度. 在电子透过率方面, 漂移场存在最优窗口, 推荐 $E_d \approx 1.0$ — 1.2 kV/cm, 并在兼顾放电裕度与透过率的前提下给出 $\Delta V_{12} = 650$ — 690 V, $\Delta V_{34} = 550$ — 600 V 的基础工作区间, 为后续 IBF 抑制选点提供了明确的前提约束. 进一步地, IBF 的抑制主要取决于离子产生位置与下游抽取能力的联合调控: IBF 随漂移场增强而上升, 上级跨孔电压升高会使离子产生更靠近漂移区、从而不利于回流抑制; 相反, 通过下级主放大、上级弱放大的增益分配将离

子产生位置下移, 并提高感应场增强下游抽取, 可在不显著牺牲总有效增益的条件下显著降低 IBF. 在本文给出的联合选点中, 当有效增益约 2000、电子透过率约 85% 时, IBF 可由约 50% 降至约 5%, 实现了 δ 电子逃逸约束下仍能获得可用增益并有效压低离子回流率. 需要指出的是, 本文仿真基于固定外加电场, 空间电荷反馈未进行自洽, 因此所得高透过率-低 IBF 特性可视为空间电荷效应自洽前的上限估计. 未来可通过瞬态耦合模拟或实验测量进一步验证空间电荷效应的影响. 上述结果可为空间辐射监测与重离子治疗束流在线剂量/剖面测量提供 DG-THGEM 的可选工作窗口与关键设计约束, 从而实现宽动态、低离子回流率的稳定读出.

参考文献

- [1] Dierlamm A, Balzer V, Ehrler A, Husemann P, Koppenhöfer M, Perić I, Pittermann M, Topko B, Weber U, Brons S 2023 *Instruments* **7** 9
- [2] Norbury J W, Battistoni G, Besuglow J, Cocuzza S, Dingfelder M, Esposito L S, Ferrari A, Giraudo M, Hansen D C, La Tessa C, Mairani A, Mercado G, Paganetti H, Parodi K, Schuy C, Sommerer F, Suffert M, van Goethem M J, Villagrasa C, Wilson J W, de Wet W C 2020 *Front. Phys.* **8** 565954
- [3] Vignet J L, Delannoy A, Guérout E, Gangant P, Foy J C, Cuzon S, Houarner C, Blaizot M 2009 *Proceedings of DIPAC09 Basel May 25–27, 2009, Basel, Switzerland* p176
- [4] Ota S, Tokieda H, Lee C S, Watanabe Y N 2015 *J. Radioanal. Nucl. Chem.* **305** 907
- [5] Luoni F, Weber U, Boscolo D, Durante M, Reidel C A, Schuy C, Zink K, Horst F 2020 *Front. Phys.* **8** 568145
- [6] Hollebeek R J, Dolney D, Newcomer M, Mayers G, Delgado B, Shukla G, Maughan R 2012 *Phys. Res. Int.* **2012** 714782
- [7] Ball M, Eckstein K, Gunji T 2014 *JINST* **9** C04025
- [8] Zhang Y L, Qi H R, Hu B T, Wen Z W, Wang H Y, Ouyang Q, Chen Y B, Zhang J 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 142901 (in Chinese) [张余炼, 祁辉荣, 胡碧涛, 温志文, 王海云, 欧阳群, 陈元柏, 张建 2017 *物理学报* **66** 142901]
- [9] Wang H Y, Qi H R, Liu L, Yuan Z Y, Zhang Y L, Wen Z W, Zhang J, Chen Y B, Ouyang Q 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 022901 (in Chinese) [王海云, 祁辉荣, 刘凌, 原之洋, 张余炼, 温志文, 张建, 陈元柏, 欧阳群 2019 *物理学报* **68** 022901]
- [10] Franchino S, Gonzalez Diaz D, Hall-Wilton R, Muller H, Oliveri E, Pfeiffer D, Resnati F, Ropelewski L, Van Stenis M, Strelti C, Thuiner P, Veenhof R 2015 *arXiv: 1512.04968 [physics.ins-det]*
- [11] Wu M Z, Liu Q, Li P, Chen S, Wang B L, Shen W H, Chen S P, Zheng Y H, Xie Y G, Li J 2021 *arXiv: 2102.08229 [physics.ins-det]*
- [12] Tarafdar A, Misra S, Bharadwaj D, Biswas S 2022 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **1042** 167460
- [13] Tripathy D 2021 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **1013** 165596
- [14] Randhawa H, Wats A, Singh S 2022 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **1041** 167256
- [15] Ayyad Y, Amadio G, Avanzini F, Bradt P, Burkhardt L, Cannoni G, Cortesi M, Dumitru C, Gómez Cadenas J J, Götz A, Gross L, Jandel M, Katsioulas I, Marchi E, Massey T N, Mirea M, Mora de Freitas P, Muñoz Vidal I, Oktem S, Radaideh H A, Reviol W, Romero E, Satou Y, Spiropulu G, Torresi D, Valverde A A, Wilson J, Zamora J 2025 *Front. Phys.* **13** 1539148
- [16] Iwamoto C, Arai T, Hamada S, Haruyama T, Ishikawa T, Kurata Y, Koshikawa A, Maeda K, Matsubara H, Matsuyama S, Miura Y, Mizuno A, Motomura K, Murakami T, Namba Y, Ohnishi T, Shibuya K, Shibuya M, Shinomura M, Yoshioka M, Yoshida H, Yoshioka S 2023 *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2023** 083H01
- [17] Sprangle P, Hafizi B, Milchberg H, Nusinovich G, Zigler A 2014 *Phys. Plasmas* **21** 013103
- [18] Laczkó G 2006 *Ph. D. Dissertation* (Frankfurt am Main: Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main)
- [19] Bhattacharya P, Bhattacharya D S, Mukhopadhyay S, Bhattacharya S, Majumdar N, Sarkar S, Colas P, Attie D 2016 *arXiv: 1605.02896 [physics.ins-det]*
- [20] Gasik P, Lautner L, Fabbietti L, Friberg H, Klemenz T, Mathis A, Ulukutlu B, Waldmann T 2023 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **1047** 167730
- [21] Gasik P 2024 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **1064** 169444
- [22] Rout P K, Kumar A, Khurana A, Tripathy D, Gupta M, Roy S, Kumar S, Sahu P K 2021 *JINST* **16** P09001
- [23] Putignano O, Muraro A, Cancelli S, Giacomelli L, Gorini G, Grosso G, Kushoro M H, Marcer G, Nocente M, Perelli Cippo E, Rebai M, Tardocchi M, Croci G 2023 *JINST* **18** C06003
- [24] Agostinelli S, Allison J, Amako K, et al. 2003 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **506** 250
- [25] COMSOL Multiphysics 35 Manual 2018 (Stohkholm, Sweden: Comsol AB)
- [26] Schindler H, Veenhof R Garfield++, <https://garfieldpp.webcern.ch/garfieldpp/> [2026-2-2]
- [27] Breskin A, Buzulutskov A, Chechik R 2010 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **623** 131
- [28] Alexeev M, Alfonsi M, Andronic A, Bencivenni G, Bressan A, Brunetti A, Colas P, Cortesi M, De Oliveira R, Di Mauro A, Giomataris Y, Hohlmann M, Ketzer B, Margato L, Oliveira R, Ropelewski L, Sauli F, Tessarotto F, Van Stenis M, Veenhof R 2020 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **958** 162865

Delta electron escape and ion backflow suppression in a dual-gain thick gas electron multiplier under low-pressure hydrogen environment

LIU Guanbo¹⁾²⁾ LIU Liyan¹⁾²⁾ LI Hai¹⁾²⁾³⁾ LUO Jiajun¹⁾²⁾
HE Sanjun¹⁾²⁾ ZHAO Xiuliang^{1)2)†}

1) (*School of Nuclear Science and Technology, University of South China, Hengyang 421001, China*)

2) (*Key Laboratory of Advanced Nuclear Energy Design and Safety, Ministry of Education, University of South China, Hengyang 421001, China*)

3) (*Hangzhou Xiangting Technology Co. Ltd., Hangzhou 310000, China*)

(Received 7 February 2026; revised manuscript received 5 March 2026)

Abstract

The transversely partitioned dual-gain thick gas electron multiplier (DG-THGEM) can provide different effective gains for the beam region and the recoil region within the same detector, enabling wide-dynamic-range readout for online heavy-ion beam dose monitoring. However, under low-pressure hydrogen and strong-ionization conditions, high-energy δ -electron escape reduces the primary charge-collection efficiency, while ion backflow (IBF) exacerbates electric-field distortion in the drift region. These effects jointly limit gain stability and narrow the available operating window, necessitating a quantitative assessment of the constraints imposed by δ -electron transport and IBF suppression on DG-THGEM operation. In this study, 185 MeV/u ^{132}Xe is used as a representative heavy-ion beam. Geant4 is employed to calculate the spatial energy-deposition distribution, the 95% cumulative radius (r_{95}), and the δ -electron escape fraction in low-pressure hydrogen. Meanwhile, COMSOL Multiphysics is used to solve the periodic electric field of the THGEM hole array, and the resulting field map is imported into Garfield++ to simulate electron drift, transport through the holes, and avalanche multiplication. By scanning the reduced field (E/p), the drift field, the voltage across the THGEM holes, and the induction field, the quantitative relationships among electron transparency, effective gain, and IBF are systematically established, and the available operating region of the DG-THGEM is evaluated under the combined constraint of δ -electron escape and ion backflow. The results show that, with increasing gas pressure, the δ -electron range decreases significantly, leading to a reduced escape fraction, which becomes approximately 14.7% at 60–80 kPa. Within this pressure interval, the radial spread of deposited energy is also better confined, indicating improved primary charge retention. Simulations of electron transport and multiplication further demonstrate that gain allocation plays a decisive role in IBF suppression. By shifting the main multiplication stage to the second THGEM and simultaneously increasing the induction field, the IBF can be reduced from about 50% to 5% while maintaining an effective gain of 2000 and an electron transparency of approximately 85%. These results demonstrate that the DG-THGEM can achieve a favorable balance among charge collection, gain, and ion suppression in low-pressure hydrogen. This work provides a quantitative simulation framework for evaluating the coupled effects of δ -electron escape and ion backflow in DG-THGEM detectors under intense heavy-ion irradiation. The identified operating window and gain-allocation strategy offer practical guidance for the design and optimization of DG-THGEM-based detectors for online heavy-ion beam monitoring and dosimetry.

Keywords: gas electron multiplier, lateral partitioning with dual gain, delta electron escape, ion backflow

DOI: 10.7498/aps.75.20260212

CSTR: 32037.14.aps.75.20260212

† Corresponding author. E-mail: zhaoxiul@usc.edu.cn



低压氢气下双增益厚气体电子倍增器的 δ 电子逃逸与离子回流抑制研究

刘冠博 刘丽艳 李海 罗嘉俊 贺三军 赵修良

Delta electron escape and ion backflow suppression in a dual-gain thick gas electron multiplier under low-pressure hydrogen environment

LIU Guanbo LIU Liyan LI Hai LUO Jiajun HE Sanjun ZHAO Xiuliang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 120201 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20260212

CSTR: 32037.14.aps.75.20260212

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20260212>

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

大气压空气纳秒脉冲板-板放电中逃逸电子产生机理

Mechanism of runaway electron generation in nanosecond pulsed plate-plate discharge at atmospheric-pressure air

物理学报. 2023, 72(10): 105201 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222409>

高能离子在稠密等离子体中的能量沉积和电子离子能量分配

Energy deposition and electron-ion energy partition of high-energy ions in dense plasmas

物理学报. 2025, 74(9): 093401 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241763>

微型电子回旋共振离子源的全局模型

Global model of miniature electron cyclotron resonance ion source

物理学报. 2022, 71(14): 145204 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212250>

InP衬底上的双载流子倍增雪崩光电二极管结构设计

Structural design of dual carrier multiplication avalanche photodiodes on InP substrate

物理学报. 2023, 72(19): 198502 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230885>

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>

微波离子推力器中磁场发散区电子加热模式研究

Electron heating mode in magnetic field diffusion region of microwave discharge ion thruster

物理学报. 2024, 73(9): 095203 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240017>