级联GEM结构中的离子回流抑制与吸收动力学

Md Kaosor Ali Mondal[a,*]、Shakir Eqbal[a]、Sachin Rana[a]、Poojan Angiras[a]、A. Sarkar[a]

[a]印度理工学院曼迪分校，曼迪，*175005*，印度喜马偕尔邦

arXiv:2611.28806v1 [physics.ins-det] 21 Nov 2026

摘要

离子回流（IBF）是气体电子倍增器（GEM）探测器长期面临的一项挑战：漂移回灵敏体积的正离子会扰乱漂移场，并降低空间分辨率和能量分辨率。我们使用 ANSYS 和 Garfield^{++} 研究了单级至五级 GEM 探测器在 Ar/CO_2（70:30）气体混合物中的离子吸收特性。本文建立了一种分层形式体系，将条件箔级吸收与探测器级吸收指标区分开来；后者能够对每个放大级产生的离子进行正确加权。对于传统的双锥形几何结构，级联箔片只能适度提高总离子吸收率：单重 GEM 为 47.83%，五重 GEM 为 59.06%。将双锥孔替换为单锥形轮廓后，在相同级数范围内，吸收率提高至 75%–87%，离子回流与增益比降低至原来的二分之一至三分之一；这一改进超过了增加四片双锥形箔片所带来的提升。作为更贴近实际条件的次级测试，我们将三级 GEM 探测器的第二转移间隙长度从 1.2 mm 调整至 3.5 mm。增益随间隙长度呈非单调变化，并在约 2.0–2.5 mm 时达到最大值；与此同时，离子回流与增益比随间隙长度增加而单调下降。单锥形几何结构在整个范围内始终保持其两倍优势。这些发现表明，级联 GEM 结构中的离子抑制不仅取决于箔片数量，更主要取决于各箔片的局部离子收集特性；单锥孔是提升高计数率探测器应用性能的一种有前景的途径。

*Key*词语：气体电子倍增器、微结构气体探测器、离子回流、ANSYS、Garfield^{+} $^{+}$

1. 引言

几十年来，气体探测器一直是高能物理实验的核心。1968 年，Georges Charpak 在 CERN 发明多丝正比室（MWPC），Charpak 等人(1970)；Charpak 和 Sauli(1979)；Sauli (1977，标志着一项里程碑式的进步，使气体探测器的计数率能力提高了数个数量级，并推动其在各类实验中得到广泛应用，Grupen 和 Shwartz(2008)；Tsyganov 等人(2008)。尽管取得了这一成功，MWPC 仍受一项根本性限制的制约：气体倍增过程中产生的正离子会积聚在漂移区，导致电场畸变并降低探测器性能。1988 年，Anton Oed 随后发明了微条气体计数器（MSGC），Oed (1995）提升了位置分辨率和计数率能力，但并未消除这一离子回流问题。这些局限促使微结构气体探测器（MPGD）的发展，Titov 和 Ropelewski(2013)；Shekhtman(2002)），这一类器件将气体倍增限制在微米尺度结构中。

在 MPGD 中，气体电子倍增器（GEM）由 F. Sauli 于 1997 年在 CERN 提出Sauli (1997)，并进一步在文献中得到进一步发展。Sauli (2004)；Benlloch 等 (1998)；Sauli (2003)，现已成为应用最广泛的结构之一 Sauli (2016)；Ketzer 等 (2004)；Colaleo等 (2015)；ALICE TPC 合作组 (2021)。GEM 薄膜由一层薄的聚酰亚胺基底构成，两面覆有铜，并布满微米级的小孔。当在薄膜两端施加高电压时，孔内会形成强电场，驱动漂移的初级电子发生雪崩倍增。产生的正离子中，有很大一部分会被薄膜自身的铜电极捕获，从而大幅减少原本会返回漂移区的离子通量Bachmann 等 (1999)；Sauli 等(2003)。

离子回流是指逃离放大区并向阴极反向漂移的雪崩离子所占的比例，对于在高粒子率下运行的探测器至关重要。反向漂移离子会累积形成准静态正空间电荷分布，从而扭曲漂移场、引入与位置相关的径迹重建误差，并最终限制大型设备（如时间投影室（TPC））的计数率能力 Bondar 等人(2003);Böhmer 等人(2013); ALICE合作组 (2013，2015)。因此，有效的离子抑制对于维持增益稳定性、场均匀性和长期运行可靠性至关重要。

级联多个GEM箔是抑制离子回流的标准方法：每个上游箔片都为离子终止于电极而非继续向阴极漂移提供了额外机会。研究进一步证实，将GEM孔型从传统的双锥形改为单锥形几何结构，能够提高有

*通讯作者电子邮箱：mohammad.mondal@cern.ch (Md Kaosor Ali Mondal), di2505@students.iitmandi.ac.in (Shakir Eqbal), sachin.rana@cern.ch (Sachin Rana), poojan.angiras@cern.ch (Poojan Angiras), amal.sarkar@cern.ch (A. Sarkar)

效增益并降低离子回流Lyashenko 等人（2006，2007）。单锥形轮廓还具有额外的实际优势，即可使用单个光刻掩模制造，从而省去双面双锥形蚀刻所需的对准步骤，进而简化制造过程Villa 等人（2011）。

尽管已有这些观察，但此前尚未有研究系统地、逐层考察单锥形几何结构中离子吸收随 GEM 级数的变化，也未提出一种能够正确计入整个级联中每个放大级离子产生情况的探测器级指标。本研究填补了这一空白。我们研究了采用传统双锥形和改进型单锥形孔型的单级至五级 GEM 探测器中的离子吸收，建立了严谨的分层形式体系，分别量化每片箔的条件吸收贡献和绝对吸收贡献，并提出一种加权的探测器级吸收指标。作为次要验证，我们考察了三级 GEM 探测器的第二转移间隙长度对两种几何结构下增益、离子回流及离子回流与增益比的影响，以检验在更贴近实际的非均匀间隙配置下，单锥形轮廓的优势是否依然存在。

核心发现是，级联GEM结构的离子抑制能力不仅取决于箔片数量，更受每片箔局部离子收集特性的影响。将双锥形孔改为单锥孔，可使所有受研究级数下的总离子吸收率提高约 25 个百分点；这一提升超过了额外增加四片双锥形箔所能达到的效果。转移间隙研究证实，这一优势在实际的探测器几何结构下依然稳健。

2. 方法

离子吸收采用两阶段计算流程进行研究。首先在 ANSYS Martyanov 和 Neustroyev (2014);Thompson 和 Thompson(2017) 中构建 GEM 几何结构，以获取精确的三维静电场图，随后将其导入 Garfield^{++} Schindler (2023); Veenhof(1998) 进行微观粒子追踪。图 1展示了在 ANSYS Mechanical APDL 中构建的一个典型三重GEM几何结构，完整的模拟参数列于表 1。

单重至五元组堆叠配置的 GEM 几何结构在 ANSYS Maxwell 中设计。通过调整施加电势，使各区域的场强保持均匀：GEM 孔内约为 40–45 kV/cm，以驱动雪崩倍增；漂移、转移和感应间隙内为 2–3 kV/cm。在主要研究中，所有间隙长度均设为 1 mm，以确保不同倍增级数之间进行公平比较。所得静电场解通过 ComponentAnsys123interface 导出为场图文件，并导入 Garfield^{++}。

Ar 的气体输运特性/CO_2 (70:30) 使用 Magboltz 计算得出 Biagi (1999)，并提供漂移

表1：模拟参数。除非另有说明，数值均指第3节主要研究中的数值。

参数	数值
气体混合物	Ar/CO_2 (70:30)
Kapton厚度	50 µm
铜厚度	5 µm（每侧）
内侧（双锥形）/上侧（单锥形）孔径	50 µm
外侧（双锥形）/下侧（单锥形）孔径	70 µm
节距	140 µm
GEM 电压，ΔV_{GEM}	300 V
漂移间隙	1 mm
传输间隙	1 mm（主要研究）
第二转移间隙（第4节）	1.2–3.5 毫米
感应间隙	1 mm
孔洞电场	≈40–45 千伏/厘米
漂移/传输/感应电场	≈2–3 kV/cm
GEM箔数量	1–5
电场求解器	ANSYS（Maxwell、Mechanical APDL）
输运模型	Garfield $^{++}$ 微观模型 (AvalancheMicroscopic)
气体输运	Magboltz
每次运行的初级电子数（N_{primary}）	2000

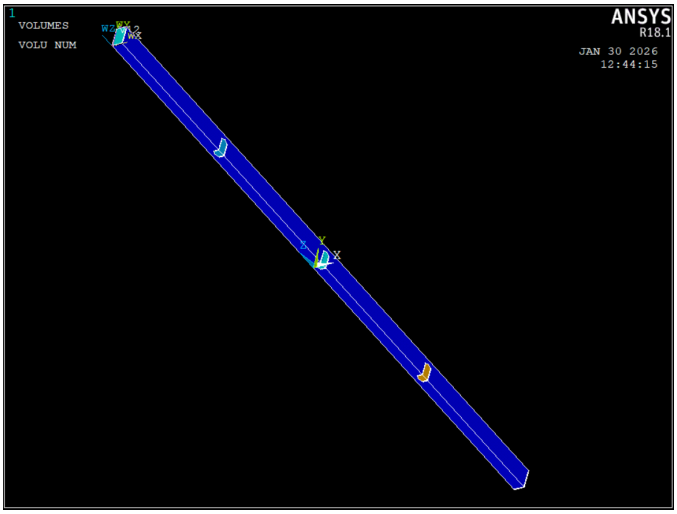


图 1：（在线彩色）使用 ANSYS Me- chanical APDL 构建的三重GEM几何结构，其中包含三张间距相等的箔片。

速度、扩散系数和汤森系数。随后使用 AvalancheMicroscopic 类模拟电子雪崩，该类通过完整的蒙特卡罗过程追踪各个电荷载流子，并考虑电离、附着和增益涨落。在每次模拟过程中均记录离子轨迹和终点，从而能够定量评估所有探测器配置下的吸收比例和离子回流。

为确保统计精度充足，对每种探测器配置均使用由 $N_{\mathrm{primary}} = 2000$ 个初级电子组成的样本进行模拟。离子吸收分数和离子回流/增益比的统计不确定度，根据跟踪到的电子数和离子数的泊松涨落估算：$\sigma = \sqrt{N}/N_{\mathrm{total}}$，其中 N 是被吸收（或回漂）粒子的数量，N_{total} 是离子总数。在适用时，这些不确定度通过平方和开方进行传播，并以误差棒的形式显示在图13–15中。对于主要吸收研究（第3.2 节和第3.3节），各箔贡献A_i 的数值按模拟分布所能读取的精度给出；图5和9 中未显示误差棒，因为在所研究的每种箔和配置中，$N_{\mathrm{primary}} = 2000$条件下的统计涨落均低于 0.5 个百分点。

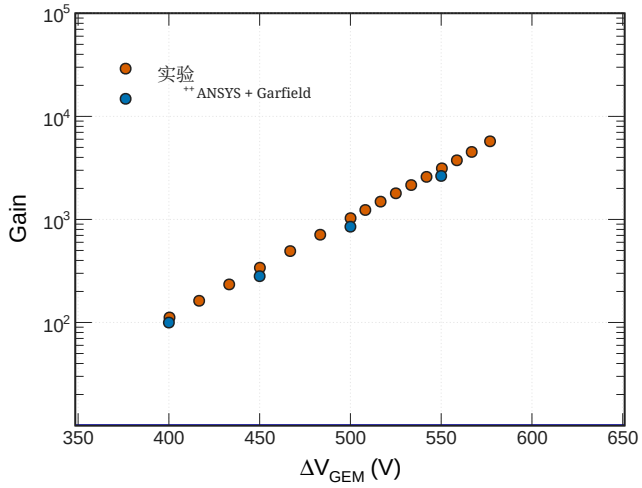


图 2：（在线彩色）单重双锥形气体电子倍增器的有效增益随 ΔV_{GEM}的变化。橙色圆圈：引自参考文献Bachmann 等人（1999）；蓝色圆圈：ANSYS +Garfield^{++} 的预测结果。

3. 结果

3.1. 与实验数据的验证

在开展参数研究之前，我们先将 ANSYS–Garfield^{++} 框架与 Bachmann 等人测得的实验增益Bachmann 等人 (1999)的数据进行对比验证。他们测定了单个双锥形气体电子倍增器箔的有效增益随施加电压 ΔV_{GEM}的变化，并将漂移场、感应场和孔内电场分别保持在 1.5 kV/cm、5 kV/cm 和 50–60 kV/cm。

3.1.1. 实验增益

在这些测量中，有效增益 M 由阳极信号电流I_S 与初级电离电流之比得出。对于计数率R下的 6 keV 准单色 X 射线束，每个被吸收的光子平均产生$n \approx 220$ 个初级电子–离子对，因此初级电荷率为 enR。因此，增益为

$$M = \frac{I_S}{e\,n\,R}, \tag{1}$$

其中，e为元电荷。

3.1.2. 模拟设置与比较

为复现这一测量，我们在 ANSYS 中实现了相同的 GEM 几何结构和电场配置，并将得到的电场图导入 Garfield^{++}。随后，从初始能量为 27 eV 的 220 个电子出发进行电子输运模拟；该能量对应于 6 keV 光子相互作用产生的每个初级电子的平均能量。有效增益通过统计每个初级输运电子经雪崩倍增产生的电子总数来确定。

对比结果如图2所示。该模拟在所研究的整个电压范围内，将实测增益复现到约 20% 以内

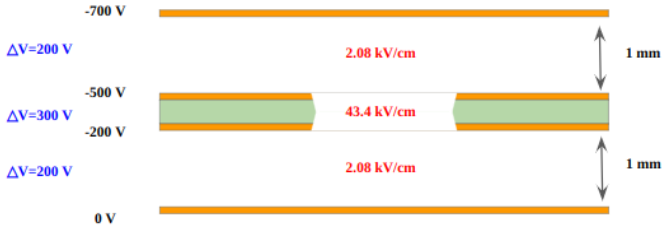


图3：（在线彩色）在 ANSYS Maxwell 中对单重箔双锥形气体电子倍增器进行的静电分析。内径 50 µm，外径 70 µm；漂移间隙和感应间隙均为 1 mm；箔两端电压为 $\Delta V = 300$ V。

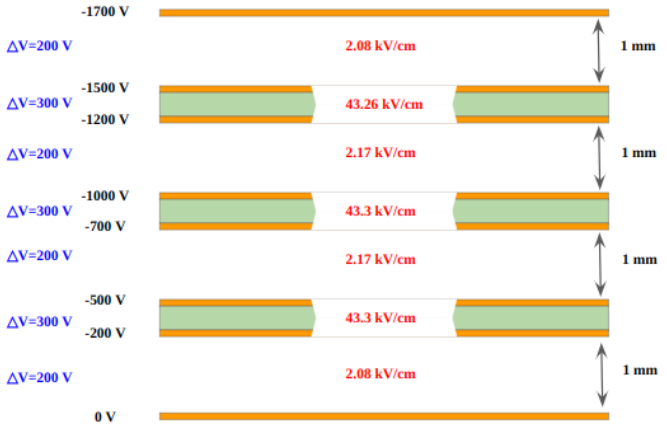


图4：（在线彩色）使用 ANSYS Maxwell 对三重箔片双锥形气体电子倍增器进行的静电分析。三片箔片均匀间隔；每片箔片的孔几何结构和施加电压均相同。

，证实该框架捕捉到了 GEM 孔内电子输运和雪崩倍增的基本物理过程。这种吻合程度与文献中类似的 ANSYS–Garfield^{++} 研究结果一致，Angiras 等(2025）；Mondal 等 (2025，并为后续的参数研究提供了可靠基础。

3.2. 双锥形几何结构中的离子吸收

双锥孔是标准的气体电子倍增器几何结构。在本研究中，内径和外径分别为 50 µm 和 70 µm，基底为 50 µm 的 Kapton，两侧各覆有 5 µm 厚的铜，节距为 140 µm（表 1）。单重箔片和三重箔片配置的静电布局分别如图 3 和 4所示。

3.2.1. 分层形式体系

为系统分析离子吸收，我们引入两级描述。考虑一个包含 N 个气体电子倍增器的探测器，这些气体电子倍增器从漂移侧开始编号为 $i = 1$、……、N。离子主要在箔片 N（即读出侧箔，雪崩增益最高处）中产生。当这些离子向上游漂移时，它们可能在箔片 N 上、任意上游箔片 $N-1$、$N-2$、……、1 上被吸收，或逸入漂移区。我们定义两个互补的量。

吸收 foil	探测器配置				
	单重 GEM	双重 GEM	三重 GEM	四元组 GEM	五元组 GEM
N （产额）	47.87%	49.85%	49.46%	49.68%	51.39%
$N-1$	-	3.90%	3.83%	3.77%	3.86%
$N-2$	-	-	2.59%	2.58%	2.76%
$N-3$	-	-	-	0.24%	1.91%
$N-4$	-	-	-	-	0.23%

表2：离子吸收绝对贡献A_i（式 3）对应双锥形几何结构。离子在读出侧箔 N中产生，并被该箔或上游箔片 $N-1$、$N-2$、.....

箔片i的条件吸收概率，

$$a_i = P(\text{absorption at foil } i \mid \text{ion reaches foil } i), \tag{2}$$

表征了箔i 的局部离子收集效率，与实际到达该箔的离子数量无关。

箔i的绝对吸收贡献为，

$$A_i = \frac{N_{\text{ions absorbed on the } i\text{-th foil}}}{N_{\text{ions produced in the } N\text{-th foil}}} \times 100\%, \tag{3}$$

它表示原始离子群（来自箔 N）中最终终止于箔 i的离子所占的比例。箔 N 中产生的离子只有在未被其首先遇到的任何箔$i+1$、.....、N吸收时，才会到达箔i，因此这两个量之间的关系为

$$A_i = a_i \prod_{j=i+1}^{N} (1 - a_j), \tag{4}$$

当 $i = N$ 时，空乘积等于 1。来自箔 N 并到达漂移区的离子所占比例（即逃逸概率）遵循乘法定律

$$P_{\text{escape}} = \prod_{i=1}^{N} (1 - a_i), \tag{5}$$

末级离子的总吸收为

$$A_{\text{total}} = \sum_{i=1}^{N} A_i = 1 - P_{\text{escape}}. \tag{6}$$

a_i 与 A_i 之间的区别在物理上十分重要。例如，在双锥形五级 GEM 中，箔 $N-1$ 的绝对贡献仅为 $A_{N-1} = 3.86\%$，但其条件吸收概率为 $a_{N-1} \approx 7.9\%$，因为来自箔 N 的离子中实际上只有不到一半能够到达该箔（$1 - a_N = 48.61\%$）。

3.2.2. 顺序吸收结果

图5 显示了带双锥形孔的单重至五级GEM探测器中各箔的吸收贡献 A_i ，相应数值列于表 2中。该模式在所有级数中均保持一致：产生箔（箔N）吸收其产生离子的大约 50%，而每个后续上游箔增加的贡献虽较小但不可忽略，范围为 0.2% 至约 4%。

这一层级关系的物理起源很简单。在 GEM 孔内，电场高度不均匀：

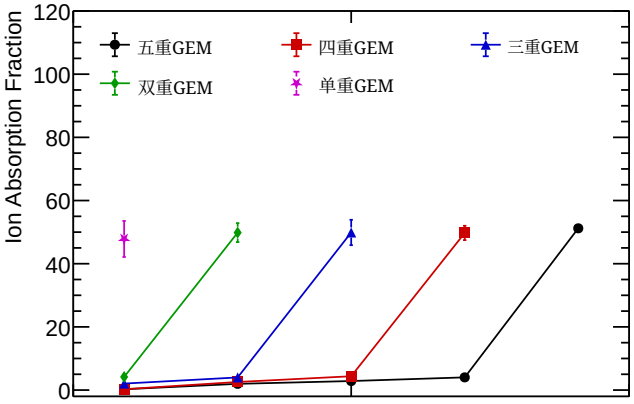


图 5：（在线彩色）双锥形结构中，末级箔片产生的离子在各气体电子倍增器箔片中的吸收贡献。箔片从漂移区一侧开始编号。符号：黑色圆圈表示五重气体电子倍增器；红色方块表示四重；蓝色三角形表示三重；绿色菱形表示双重；洋红色星形表示单重。

电场线汇聚至铜电极，高效地将局部产生的离子引导至箔片表面。相比之下，在堆叠结构上方的传输区和漂移区中，电场近乎均匀，电场线连接相邻的箔片，而非终止于电极上，因此，逃离产生箔的离子能够以相对较少的额外拦截向上游漂移。因此，增加箔片可通过累积的乘法过滤机制提高吸收率，如式（5）所示：每增加一片箔，逃逸概率就会降低一个因子（$1-a_i$），而随着概率本已很低，收益也会逐渐减小。末级总吸收率 A_{total} 从单重 GEM 的 ≈ 48 % 上升至五重 GEM 的 $\approx 62\%$（图 10中的红色标记），这与早期多级 GEM 研究结果一致 Bondar 等人（2003）；Patra 等人（2018）；Greene 等人（2022）。

3.2.3. 探测器级吸收指标

末级量A_{total} 仅描述箔片N中产生的离子。在实际探测器中，每片气体电子倍增器箔片都会发生气体倍增并产生自身的离子群；在上游箔片中产生的离子到达漂移区所经过的路径更短，因此本身更容易逃逸。因此，仅针对末级的指标会低估实际离子负载。我们定义总体 吸收率

$$A_{\text{overall}} = \frac{\text{Total ions absorbed in the detector}}{\text{Total ions generated in all GEM foils}}, \tag{7}$$

其中统计了所有离子，而不论其产生阶段；这是决定漂移体积中空间电荷累积的物理相关量。对于具有 n 个箔片的探测器，令 N_i 表示箔片 i 的离子产额，$A_{i\to j}$ 表示来自箔片 i的离子所占的比例

在箔片$j \le i$上被吸收后，这变为

$$A_{\text{overall}} = \frac{\sum_{i=1}^{n} N_i \left(\sum_{j=1}^{i} A_{i\to j} \right)}{\sum_{i=1}^{n} N_i}. \tag{8}$$

注意，$\sum_j A_{i\to j}$正是将式（A_{total}（6）应用于源自箔片 i的离子时所得的结果。

具体来说，考虑双级GEM的情况。设N_1 和N_2 分别表示上层箔和下层箔的离子产额。来自箔片2的离子有49.84%被箔片2自身吸收，另有4.13%被箔片1吸收：

$$N_2^{\text{abs}} = (0.4984 + 0.0413)\, N_2 = 0.5397\, N_2, \tag{9}$$

其余部分则逃逸至漂移区：

$$N_2^{\text{esc}} = N_2 - N_2^{\text{abs}} = 0.4603\, N_2. \tag{10}$$

来自箔片1的离子在到达漂移区之前只需穿过一道屏障，其中47.83%被吸收：

$$N_1^{\text{abs}} = 0.4783\, N_1, \qquad N_1^{\text{esc}} = 0.5217\, N_1. \tag{11}$$

因此，探测器级吸收分数为

$$A_{\text{overall}} = \frac{0.4783\, N_1 + 0.5397\, N_2}{N_1 + N_2}. \tag{12}$$

在级联运行下，$N_2 \gg N_1$ ，因为第二级的增益会放大已由第一级倍增的电子云，其增益远大于第一级箔片的增益：

$$N_2 \approx G_2\, T_{1\to 2}\, N_{e,1}, \tag{13}$$

其中G_2 为第二级的增益，$T_{1\to 2}$ 为级间电子传输效率，$N_{e,1}$ 为进入第二级箔片的电子数。因此，A_{overall} 接近但略低于末级值，这是由于第1级箔片贡献较小且发生概率较低，从而拉低了该值。这一规律适用于任意数量的箔片：探测器层面的性能主要由末级放大级决定，而上游部分的贡献会使A_{overall} 略微降低，但这一影响在物理上仍有意义。

双锥形几何结构的总离子吸收率，在单级至五级GEM探测器中分别为47.83%、52.57%、54.70%、56.12%和59.06%（图11中的红点）。这种随级数增加而单调上升的趋势，直接遵循乘法逃逸概率定律：每增加一片箔片，只会降低或维持净逃逸概率不变。高倍增级数下增幅递减，是在逃逸概率本已很低的情况下运行所不可避免的结果，这表明一旦安装了三片或四片箔片，仅靠级联来进一步减少离子回流就会越来越低效。

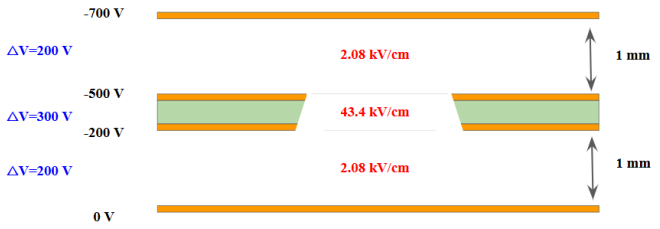


图6：（在线彩色）使用 ANSYS Maxwell 对单箔单锥形GEM进行静电分析。上端直径 50 μm，下端直径 70 μm；漂移间隙和感应间隙均为 1 mm；ΔV = 300V。

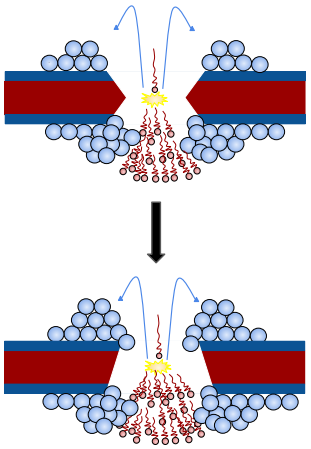


图7：（在线彩色）离子收集机制示意图对比。上图：双锥形几何结构的倍增区远离上电极，离子（蓝色球体）可在被收集前逸入漂移区（蓝色箭头）。下图：单锥形几何结构。非对称孔形使上电极更靠近雪崩，从而在大多数离子向上漂移前将其收集。红线表示电子路径。

3.3. 单锥形几何结构中的离子吸收

单锥形孔轮廓解决了双锥形设计的一项几何局限。在双锥形气体电子倍增器中，沙漏形孔的腰部位于聚酰亚胺基底中心附近，使倍增区与两侧铜电极都相距一定距离。因此，雪崩产生的正离子在到达电极前需要经过相对较长的路径，从而增加了它们逃逸到传输区的概率。在单锥形几何结构中，孔径从顶部较小的直径（50 μm）逐渐增大至底部较大的直径（70μm），使雪崩区域更靠近上部铜电极。孔内的非对称电场分布会在离子产生后几乎立即将其引向附近的电极表面，大幅缩短离子收集路径。两种离子收集机制的示意对比如图7所示。

除了改善离子收集外，单锥形设计还消除了双锥形孔的中间收缩部，

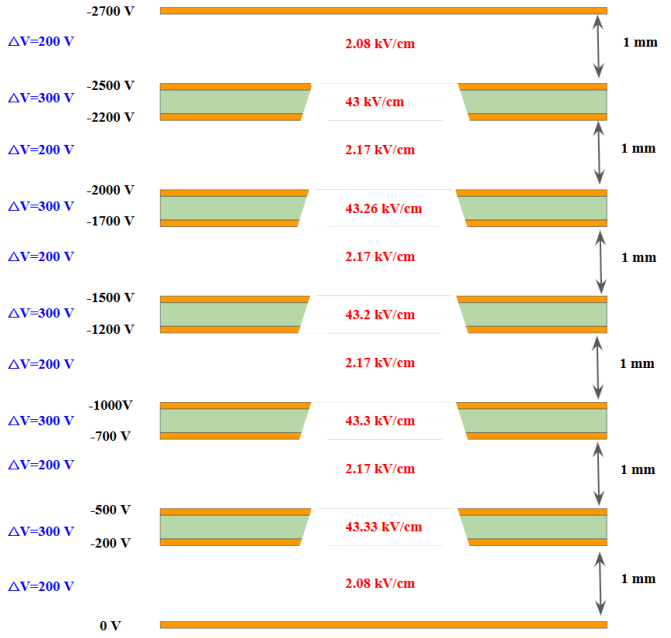


图8：（在线彩色）ANSYS Maxwell 中五元组箔片单锥GEM 的静电分析。五片等间距箔片（间隙为1 mm）；每片箔片上的孔几何结构和电压均相同。

吸收 foil	探测器配置				
	单重 GEM	双重 GEM	三重 GEM	四元组 GEM	五元组 GEM
N （产生）	74.93%	75.05%	74.85%	74.08%	74.17%
$N-1$	-	5.27%	5.14%	5.54%	5.60%
$N-2$	-	-	2.91%	3.55%	2.86%
$N-3$	-	-	-	2.31%	2.24%
$N-4$	-	-	-	-	1.88%

表3：离子吸收绝对贡献 A_i （式 3），适用于单锥形几何结构。约定同表 2。

为雪崩电子提供了更通畅的路径，并显著提高了有效增益 ffectivegain Angirasetal.(2025);Mondaletal. (2025);Ranaetal.(2026); Sarkaret al. (2025). 单锥形几何结构还带来了实际的制造优势：采用单个光刻掩模进行单面刻蚀，无需双掩模双锥形工艺中的对准步骤，从而降低了因掩模错位而导致孔的不对称性的风险Villa 等人(2011)。

3.3.1. 顺序吸收结果

单锥形五级气体电子倍增器的静电几何结构如图8所示。单锥形探测器中各箔的吸收贡献见图 9 和表 3。

最显著的特点是产生箔处的吸收率：单锥形孔约为 75%，而双锥形孔约为 50%。这一 ≈25 个百分点的提升反映了非对称场几何结构中的离子收集路径更短。上游箔继续累积过滤离子，每片箔的贡献在 ∼2% 至 ∼6% 之间，这证实多级抑制机制仍然

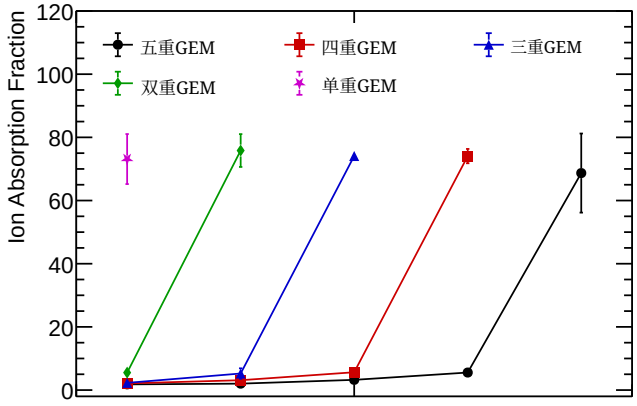


图9：（在线彩色）对于单锥形配置，末级箔中产生的离子在各气体电子倍增器箔上的吸收贡献 A_i 。符号约定同图5。

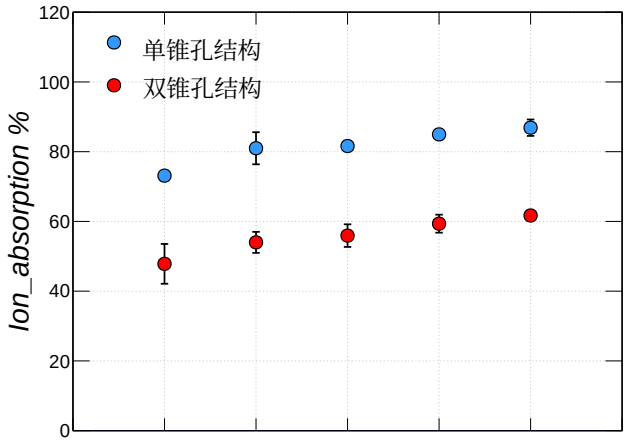


图 10：（在线彩色）单级至五级GEM探测器的末级离子总吸收率A_{total}（纵轴：离子吸收比例，%）。红色标记：双锥形几何结构；蓝色标记：单锥形几何结构。两种几何结构的吸收率均随级数增加而单调上升，但箔数较高时增幅逐渐减小。

有效，并且实际上因几何结构的改变而得到增强。单锥形几何结构的末级总吸收率 A_{total} （图10中的蓝色标记）在所有级数下均比双锥形几何结构高 25–27%。

3.3.2. 探测器级吸收

将第 3.2.3 节的形式体系应用于单锥形几何结构，总离子吸收率 A_{overall} 从单级GEM探测器的 72.19% 提高到 ≈78.8%、80.5%、83.4% 和 85.1%，分别对应双重、三重、四元组和五元组GEM配置（图 11中的蓝色数据点）。在每种级数下，这些数值均比双锥形几何结构高约 25 个百分点；这与单箔层级观察到的提升相同，证实了局部离子收集效率的提高会直接转化为效率的提升，进而改善

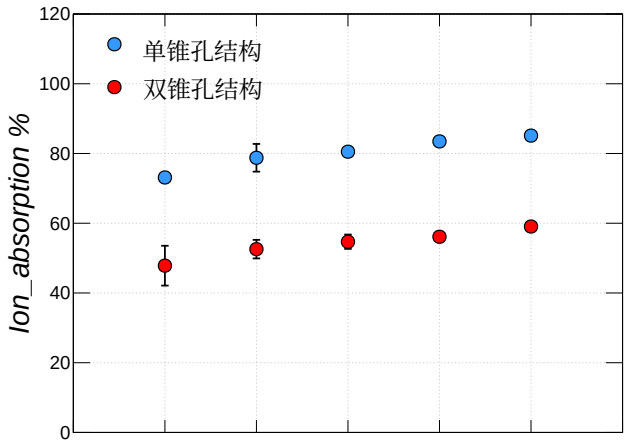


图11：（在线彩色）对于单级至五级GEM探测器，计入整个GEM堆栈中产生的离子后得到的总离子吸收率A_{overall}（纵轴：离子吸收率，%）。红色标记：双锥形几何结构；蓝色标记：单锥形几何结构。两种几何结构的吸收率均随级数增加而单调上升；单锥形几何结构始终高出≈25个百分点。

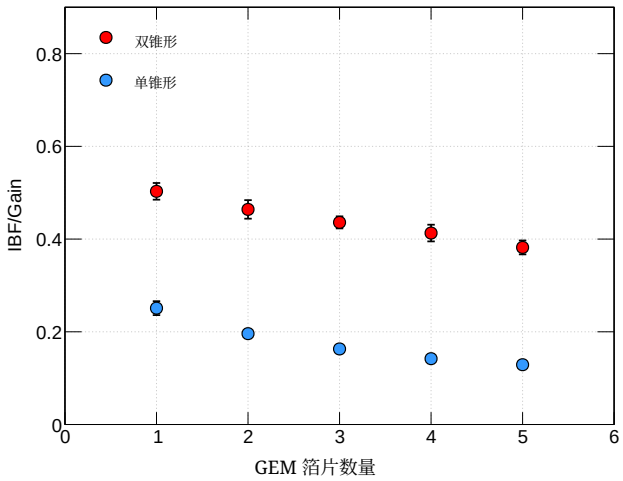


图 12：（在线彩色）离子回流与增益比随 GEM 箔片数量的变化。红色圆圈：双锥形；蓝色圆圈：单锥形。单锥形几何结构在每一级数下均可将该比值降低至原来的二分之一到三分之一。

探测器级性能。值得注意的是，尽管单锥形几何结构的增益较高，产生的离子绝对数量也更多，但大幅提高的吸收概率足以抵消这一影响：到达漂移区的净离子负载是减少而非增加。

对所有配置下两种几何结构的比较得出了三个关键的定量结论。第一，改用单锥形轮廓后，产生箔处的吸收率从 ≈50% 增至 ≈70–75%。第二，每种级数下，最后一级的总吸收率A_{total} 均上升 25–27%。第三，即使考虑到增益提高带来的离子产生增加，探测器层面的改善仍约为 25 个百分点。综合来看，在单级GEM探测器中改变孔几何结构所带来的改善，超过了额外增加四片双锥形箔片所能实现的效果，因此，改变孔型是提升GEM基探测器离子抑制效果更有效的设计手段。

3.4. 离子回流/增益比与*GEM*级数

要全面表征GEM的性能，必须区分离子抑制与增益。总增益较低的配置必然会产生较少的绝对离子数，而不论其实际抑制效率如何。ffi为消除这种显而易见的依赖关系，我们采用离子回流/增益比，即读出端每收集一个电子所对应的反向漂移离子数，作为主要品质因数Ballet al.(2014); Greene etal. (2022). 在本文中，离子回流（IBF）表示到达漂移阴极的雪崩离子数，而G 表示有效ff增益；两者均针对同一初级电子系综测定。

离子回流/增益比随GEM 级数的变化如图12所示。对于双锥形几何结构，该比值从 ≈ 0。50（单重GEM）≈ 0。38（五重GEM）近似线性下降。对于单锥形几何结构，在每个级数下，该比值均低两到三倍，从 ≈ 0.25降至 ≈ 0.13；其变化呈非线性并趋于饱和，其中最大幅度的下降发生在一层箔片增至两层箔片之间，而从四层增至五层时变化很小。由于该比值已按增益归一化，因此这一改善不能归因于雪崩规模减小：它反映了相对于电子信号而言离子抑制的真正增强。单锥形曲线的饱和行为进一步表明，相较于增加箔片数量，孔几何结构才是驱动离子回流/增益降低的主要因素。

4. 扩展到真实三重 GEM：第二传输间隙的影响

此前的分析采用有意理想化的均匀间隙配置（所有间隙均为 1 mm），以分离级数和孔几何结构的影响。真实的三重 GEM 探测器通常采用非均匀间隙层级，漂移区、第一传输间隙、第二传输间隙和感应区的间隙比通常为 3:1:2:1 Colaleo等 (2015)，其中传输间隙会影响电子提取效率以及箔片之间的离子漂移路径 Bachmann et al. (1999); Bhattacharya等 (2017); Natal da Luz等 (2018)。为检验在更贴近实际的条件下单锥形几何结构的优势是否依然存在，我们将两种孔几何结构的第二传输间隙长度分别设为 1.2 至 3.5 mm，并评估每种配置下的增益、离子回流和离子回流与增益比。

4.1. 传统双锥形 气体电子倍增器

有效增益。 双锥形三重气体电子倍增器的有效增益对第二传输间隙的依赖呈非单调变化（图 13）。增益从 ≈ 4400 （间隙为 1.2 mm 时）上升至 ≈ 5200 （约 2.0–2.5 mm 时），随后在间隙更大时逐渐下降。初始上升反映了间隙增宽后电子提取和聚焦效果的改善，尤其是当间隙超出电场线从 GEM2 提前终止于 GEM3 上部铜电极的区域时。

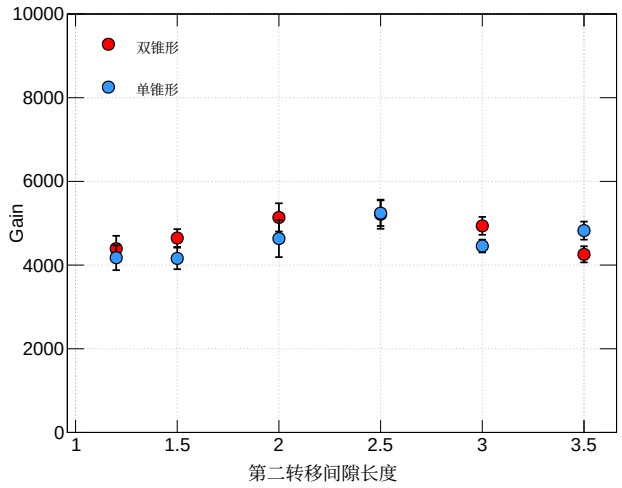


图13：（彩色在线版）双锥形（红色）和单锥形（蓝色）几何结构的有效增益随第二转移间隙长度的变化。两者均呈现相似的非单调趋势，并在约 2.0–2.5 mm 处达到最大值，表明增益取决于传输间隙几何结构，而非孔型。误差棒表示统计不确定性。

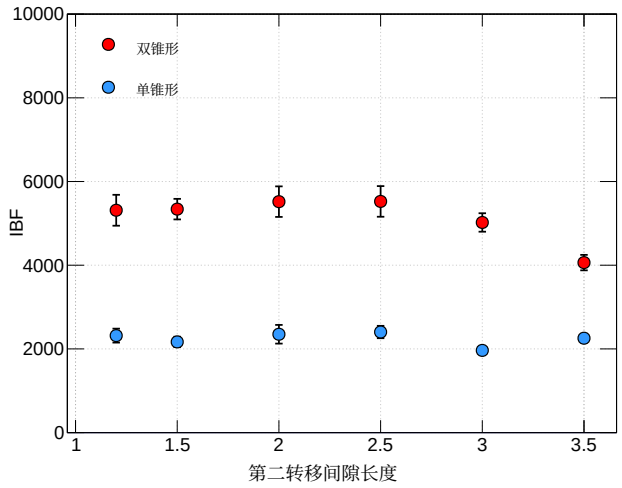


图14：（彩色在线版）离子回流（IBF）随第二转移间隙长度的变化。双锥形结构的 IBF 始终较高；单锥形几何结构在整个范围内均显著较低，体现了其固有的离子阻挡能力。误差棒表示统计不确定性。

随后增益下降是由横向扩散引起的：当间隙超过 ≈ 2.5 mm 时，电子云在传输过程中充分展宽，导致越来越多的电子未能进入 GEM3 的孔，而是被收集在铜表面上，而非进入雪崩区域。

离子回流。绝对离子回流在定性上与增益的变化一致：随着间隙长度增加，在 2.0–2.5 mm 之前略有上升，随后在间隙进一步增大时下降（图14）。由于雪崩产生的离子数与雪崩规模直接成正比，离子回流峰值与增益最大值相吻合。

离子回流/增益比。 与非单调的变化趋势相反增益和绝对离子回流的变化，离子回流/增益比随传输间隙增大而单调下降，从 ≈1。2（间隙为 1.2 mm）降至 ≈0。95（间隙为 3.5 mm）（图 15）。这种单调下降具有重要的物理意义：在间隙长度最大时，增益和绝对离子回流都会降低，但离子回流的相对降幅大于电子倍增的相对降幅。传输间隙加长后，来自 GEM3 的离子更有可能终止于 GEM2 的下电极，而非继续漂移至阴极；相关的电场几何结构变化进一步抑制了级间离子传输。因此，尽管大间隙下增益略有下降，双锥形探测器的离子阻挡效率仍持续提高。传输间隙为 3.0–3.5 mm 时，离子回流/增益比最低，同时仍能保持相对较高的增益。

4.2. 改进型单锥形*GEM*

探测器增益。 单锥形三层气体电子倍增器的增益与双锥形几何结构的增益非常接近，在达到约2.5 mm时出现最大值，随后下降（图13）。这种相似性表明，改变孔型并不会显著改变电子倍增机制；单锥形设计在独立改变离子输运的同时，仍能保持高效的电子放大。

离子回流。 两种几何结构之间的显著差异体现在离子回流行为上。在整个转移间隙长度范围内，单锥形探测器产生的绝对离子回流比双锥形结构低约45–60%：双锥形几何结构产生 ≈ 4000–5500个离子，而单锥形几何结构仅产生 ≈ 2000–2400个离子（图14）。由于在每种间隙长度下两者的增益均相当（图13），因此这种降低并非由较小的雪崩造成。相反，它源于单锥孔内部不对称的电场分布：雪崩在更靠近上部铜电极的位置发展，因此离子在产生后几乎立即被收集，来不及漂移到传输区。

离子回流/增益比。单锥形探测器的离子回流/增益比从 ≈0。55 降至 ≈0。45，覆盖所研究的间隙范围；相比之下，双锥形配置的比值为 0.95–1.2，降低幅度达约两倍，并且在每种间隙长度下均保持不变（图15）。由于这一改进并未以增益为代价，因此它反映了相对于有效电子信号而言，离子抑制能力的真正提升。该比值在传输间隙约为 ≈3 mm 时达到最低值，这表明更大的间隙能够进一步增强非对称孔几何结构固有的离子俘获能力。因此，主研究的核心结论——单锥形轮廓的性能显著优于双锥形设计——在更为现实的非均匀间隙配置下依然完全成立。

5. 讨论

第3.2–4 节所呈现的结果对基于GEM的探测器的设计和运行具有若干启示，本文将在实际应用的背景下对此进行讨论。

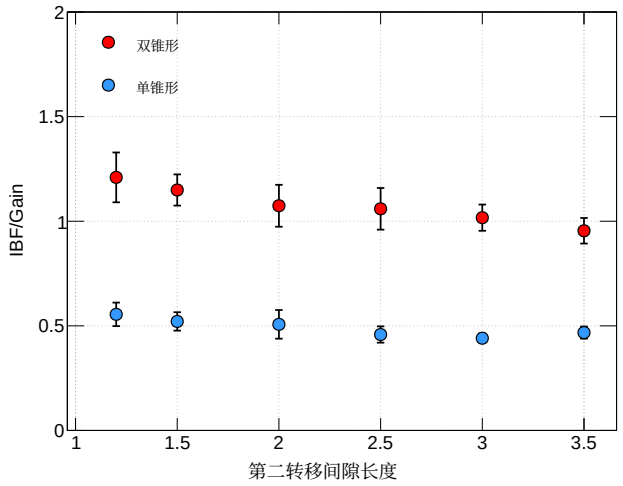


图 15：（在线彩色）离子回流与增益比随第二转移间隙长度的变化。单锥形几何结构在整个范围内始终保持低一半的比值，证实其离子抑制优势源于孔几何结构，而非间隙配置。误差棒表示统计不确定性。

5.1. 面向高率探测器的设计启示

对比双锥形和单锥形结构可见一个明确的层级关系：控制离子回流的关键因素是孔几何结构，而非箔片数量。单锥形单级GEM的总离子吸收率（$A_{\text{overall}} = 72.19\%$）已高于双锥形五级GEM（59.06%），同时使离子回流/增益比降低一半。对于 ALICE TPC 等应用场景，ALICE合作组(2013);ALICE TPC 合作组(2021)，其中离子回流/增益比必须保持在 $\sim 10^{-3}$ 以下，才能控制 LHC 碰撞率下的空间电荷畸变。这些结果表明，优化孔几何结构或可在维持或提升离子抑制效果的同时，减少所需箔片数量，从而直接降低探测器复杂度、材料预算和成本。

5.2. 与传输间隙优化的相关性

转移间隙研究（第4节）表明，单锥形结构优势并非理想化均匀间隙构型的一项脆弱特性：在第二转移间隙长度从 1.2 到 3.5 mm 的整个范围内，这一优势始终存在，涵盖增益最大区间以及扩散主导的下降区间。单锥形几何结构的离子回流/增益比在所有测试的间隙长度下，约为双锥形几何结构的二分之一。此外，两种几何结构均倾向于采用较大的传输间隙（3.0–3.5 mm），以便在保持高增益的同时尽量降低离子回流/增益；这一结果与早期研究大体一致，见 Bhattacharya等 (2017)；Na- tal da Luz等 (2018)，且与实际探测器中使用的非均匀 3:1:2:1 间隙比例相关，见 Colaleo等(2015)。

5.3. 饱和与级联极限

级联的边际收益递减在三片箔之后的双锥形几何结构中已清晰可见，这是.....的直接结果

乘法逃逸概率定律（公式（5））：每增加一片箔，都会使原本已经很小的逃逸概率进一步降低一个因子（$1-a_i$），因此边际收益会随着每个新增级数而降低。对于单锥形几何结构，这种饱和现象更加明显（图12），因为产生箔处的初始吸收（≈75%）已经很高。这些观察表明，在使用三片或四片单锥形箔之后，若要进一步提高离子抑制效果，与其继续增加箔片，不如通过优化场比和间隙几何结构来实现；这一结论对于探测器成本和材料预算具有实际意义。

5.4. 展望

本研究建立了一个定量模拟框架，并给出了离子吸收分数和离子回流/增益比的预测结果，这些结果可通过实验进行检验。据我们所知，目前尚未有关于单锥形GEM箔的直接离子反馈比测量报道，因此，这类测量将是最有价值的实验验证。此类测量可采用标准X射线源和电流模式读出 Bachmann 等(1999)，并针对单锥形箔几何结构进行调整。在模拟中进一步纳入介质充电 Alfonsi 等 (2012)；Correia 等(2014)、高计数率下的空间电荷反馈，以及大型时间投影室升级中使用的氖基气体混合物 ALICE合作组 (2013)，是构建高计数率探测器性能完整预测模型的自然下一步。

6. 本研究的局限性与范围

本文所报告的结果是在一组经过有意控制的条件下获得的，这些条件旨在分离GEM级数和孔几何结构的影响。以下局限性界定了这些结论的适用范围。

1.**离子输运尚未经过独立验证**。ANSYS–Garfield^{++} 框架仅通过文献Bachmann 等人（1999）中的增益测量进行了基准测试；这些测量检验了电子输运和雪崩倍增，却未检验离子输运。针对单锥形几何结构或本文研究的多箔双锥形结构，均没有离子回流或离子吸收分数的实验测量数据。文中报告的吸收率和离子回流/增益比均为预测结果，尚待实验验证。

2. **未充电介质**。 所有场分布图均对应于初始时未充电的聚酰亚胺表面。在实际运行的气体电子倍增器中，沉积在孔壁上的电荷会改变孔内电场，并使增益暂态演变，直至达到平衡 Alfonsi 等 (2012)；Correia 等(2014)。由于双锥形与单锥形轮廓的暴露介质表面积不同，这两种几何结构对充电过程的响应可能有所不同，平衡工作点也可能与本文研究的初始状态不同。

3. **静电场；无空间电荷反馈**。 每次模拟的雪崩均在拉普拉斯方程解所对应的静电场中进行跟踪；忽略雪崩电荷本身及累积的反向漂移离子产生的电场 Böh- mer 等 (2013)； ALICE合作组 (2013）。因此，结果代表低速率、低占有率极限，而离子吸收随速率变化的情况不在本研究范围之内。

4. **单一气体混合物**。 仅研究了 Ar/CO_2 (70:30)。Townsend 系数、电子扩散和离子迁移率都取决于气体成分，因此增益和离子回流的绝对值不能直接推广到其他混合物，例如大型时间投影室中使用的氖基气体 ALICE合作组(2013)。单锥形结构优势在其他气体中能否保持同等幅度，尚未进行研究。

5. **单一初级能量条件**。 模拟始终采用固定的 27 eV 初始电子能量。研究未考察结果对初级电子能量以及不同初级电离分布（例如最小电离粒子与强电离粒子）的敏感性。6. **固定工作电压**。 倍数研究在单一工作点下进行（ΔV_{GEM} = 300每片箔上的电压均为 V）。实际上，探测器通常在更高且各不相同的箔电压下运行，并通过调整场比来尽量降低离子回流 Ball等 (2014)； ALICE合作组 (2013)。报告的结果仅适用于这一工作点，且未探讨离子回流优化构型。7. **理想化的均匀间隙几何结构**。 主要研究始终采用相等的 1 mm 间隙。虽然这确保了不同级数之间的比较不受偏倚影响，但并不对应实际探测器 Colaleo等 (2015)。第 4 节将分析扩展到三级GEM配置中变化的第二转移间隙，但未考察漂移间隙和感应间隙长度以及不等场比的影响。

尽管存在这些限制，每种情况下对两种孔几何结构的比较都是在相同条件下进行的，因此这些限制对两种几何结构的影响相同（充电动态可能例外）。主要结论是，单锥形轮廓收集的雪崩离子比例显著高于双锥形轮廓；这是一个相对结论，因此预计具有稳健性。将研究扩展到涵盖充电效应、空间电荷反馈、更多气体混合物以及优化的电压和间隙配置，并对单锥形箔进行实验性离子回流测量，是自然而重要的后续步骤。

7. 总结与结论

我们系统地开展了 ANSYS–Garfield^{++} 仿真研究，考察级联气体电子倍增器探测器中的离子吸收与回流，涵盖从单张到五张箔的配置，并采用传统双锥形孔几何结构和改进的单锥形孔几何结构。主要结论如下。

1. **框架验证**。单重双锥形气体电子倍增器的模拟有效增益与参考文献中的实验测量结果一致Bachmann 等人(1999)，偏差在 ≈20% 以内，且适用于所研究的整个 ΔV_{GEM} 范围，这支持了该框架用于本文参数研究的可靠性。

2. **级数依赖性**。对于双锥形几何结构，增加箔片数量会使总体离子吸收率从 47.83%（单重GEM）升至 59.06 %（五重GEM），而离子回流与增益比则从 ≈0.50 近似线性地下降至 ≈0.38。正如乘法逃逸概率定律所预期的那样，增益会随着每增加一片箔片而递减。

3. **单锥形与双锥形几何结构**。 在相同的运行条件下，单锥形几何结构使总离子吸收率提高 ≈ 25个百分点，单重至五级GEM探测器的吸收率达到 72.19%–85%，并使离子回流/增益比降低至原来的二分之一到三分之一。仅通过改变孔型取得的这一改进，超过了额外增加四片双锥形箔片所能达到的效果。因此，级联 GEM 探测器的离子抑制能力更多地取决于各箔片的局部离子收集特性，而非箔片数量。4. **分层吸收结构**。 离子产生所在的箔片对离子收集起主导作用： ≈ 50%（双锥形孔），单锥形孔则为 ≈ 70–75%。上游箔片通过方程（5）中的乘法过滤机制，逐步产生较小的累积贡献。探测器级吸收（方程（8））略低于末级值，且主要由最后几个放大级决定，因为这些级中的离子产生量最高。对于单锥形几何结构，吸收率的提升足以抵消更高增益带来的额外离子产生。5. **传输间隙依赖性**。 在三级 GEM 探测器中，有效增益随第二转移间隙长度呈非单调变化，在 2.0–2.5 mm 附近达到峰值；而在 1.2–3.5 mm 范围内，离子回流/增益比单调下降，双锥形结构从 1.2 降至 0.95，单锥形结构则从 0.55 降至 0.45。在增益相近时，单锥形几何结构使绝对离子回流降低 45–60%，并在所有间隙长度下始终将离子回流/增益比降低至原来的一半。

单锥形孔几何结构也可以通过更简单的单掩模蚀刻工艺制造，从而免去传统双锥形结构制造中的对准要求。不过，这一优势仍有待实验验证，单锥形箔的离子回流也有待直接测量。受第6节所讨论的限制，这些结果表明，单锥形几何结构有望应用于高计数率气体探测器；在这类应用中，尽量减少空间电荷畸变至关重要。

致谢

作者衷心感谢印度理工学院曼迪分校高能物理组的成员在本研究过程中展开的富有启发性的讨论。作者衷心感谢印度政府通过研究项目 ANRF/IRG/2025/000338/PS 提供的印度国家研究基金会（ANRF）资助。作者还感谢印度理工学院曼迪分校提供超级计算设施，这些设施对于完成本研究至关重要。

参考文献

Alfonsi, M., Croci, G., Duarte Pinto, S., Rocco, E., Ropelewski, L., Sauli, F., Veenhof, R., Villa, M., 2012. GEM探测器中介质充电效应的模拟。Nuclear In- struments and Methods in Physics Research Section A: Ac- celerators, 能谱仪、探测器及配套设备 671, 6–9。doi：ffect in aGEMdetector. NuclearIn-struments and Methodsin Physics Research Section A: Ac-celerators, Spectrometers, DetectorsandAssociatedEquip-ment671,6–9. doi:10.1016/j.nima.2011.12.059。ALICE合作组，2013。ALICE时间投影室升级技术设计报告。技术报告 CERN-LHCC-2013-020，ALICE-TDR-016。CERN。日内瓦。ALICE合作组，2015。ALICE时间投影室升级技术设计报告增补。技术报告 CERN-LHCC-2015-002, ALICE-TDR-016-ADD-1。CERN。日内瓦。ALICE TPC 合作组，2021。采用气体电子倍增器和连续读出的ALICE TPC升级。Journal of Instru- mentation 16, P03022。doi：10.1088/1748-0221/16/03/P03022，arXiv:2012.09518。Angiras, P., Mondal, M.K.A., Sarkar, A., 2025。使用 ANSYS 和 Garfield 优化增益并减少离子回流的改进型 GEM 薄膜几何结构++。J. Subatomic Part. Cosmol. 4, 100240。doi：10.1016/j.jspc.2025.100240。Bachmann, S., Bressan, A., Ropelewski, L., Sauli, F., Sharma, A., Mörmann, D., 1999。气体电子倍增器中的电荷放大和传输过程。Nuclear Instru-ments and Methods in Physics Research Section A: Accel-erators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 438, 376–408。doi：10.1016/S0168-9002(99)00820-7。Ball, M., Eckstein, K., Gunji, T., 2014。采用气体电子倍增器研究ALICE TPC升级中的离子回流。Journal of Instrumen- tation 9, C04025。doi：10.1088/1748-0221/9/04/C04025。Benlloch, J., Bressan, A., Buttner, C., Capeans, M., Gruwe, M., Hoch, M., Labbé, J., Placci, A., Ropelewski, L., Sauli, F., 等，1998。气体电子倍增器（gem）的开发。IEEE Transactions on Nuclear Science 45, 234–243。Bhattacharya, P., Mohanty, B., Mukhopadhyay, S., Majum- dar, N., Natal da Luz, H., 2017。电子和基于GEM的探测器中的离子传输。Nuclear In- struments and Methods in Physics Research Section A: Ac- celerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equip- ment 870, 64–72。doi：10.1016/j.nima.2017.06.054，arXiv:1710.00607。

Biagi, S.F., 1999. 计数气体中电子漂移和扩散的蒙特卡罗模拟：电场和磁场的影响。《核仪器与方法物理研究 A 部分：加速器、光谱仪、探测器及配套设备》421，234–240。doi：10.1016/S0168-9002(98)01233-9。

Böhmer, F.V., Ball, M., Dørheim, S., Höppner, C., Ketzer, B., Konorov, I., Neubert, S., Paul, S., Rauch, J., Vanden- broucke, M., 2013. 无栅极基于气体电子倍增器的时间投影室中的空间电荷效应模拟。Nuclear I nstruments and Meth- ods in Physics Research Section A: 加速器、光谱仪、探测器及相关设备 719, 101–108. doi:ffects in anungated GEM-based TPC. Nuclear Instruments andMeth-ods inPhysics ResearchSection A:Accelerators, Spectrom-eters, Detectors and AssociatedEquipment 719, 101–108.doi:10.1016/j.nima.2013.04.020，arXiv:1209.0482。Bondar, A., Buzulutskov, A., Shekhtman, L., Vasiljev, A., 2003. 多级GEM结构中的离子反馈研究。Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: 加速器、光谱仪、探测器及相关设备 496, 325–332. doi:10.1016/S0168-9002(02)01763-1。Charpak, G., Rahm, D., Steiner, H., 1970. 多丝正比室运行方面的一些进展。Nuclear Instruments and Methods 80, 13–34. Charpak, G., Sauli, F., 1979. 多丝正比室和漂移室。Nuclear Instruments and Methods 162, 405–428. Colaleo, A., Safonov, A., Sharma, A., Tytgat, M., 2015. CMS μ子端盖GEM升级技术设计报告。Technical Report CERN-LHCC-2015-012, CMS-TDR-013. CERN. 日内瓦。Correia, P.M.M., Oliveira, C.A.B., Azevedo, C.D.R., Silva, A.L.M., Veenhof, R., Nemallapudi, M.V., Veloso, J.F.C. A., 2014. 一种用于充电效应计算的动态方法：以GEM为例。《仪器学杂志》9, P07025. doi:10.1088/1748-0221/9/07/P07025，arXiv:1401.4009。Greene, S.V., Velkovska, J., Blankenship, B., Reynolds, M.Z., Tarafdar, S., 2022. 有ff效增益和三重及四重GEM探测器离子回流研究。《仪器学杂志》17, T12004. doi:10.1088/1748-0221/17/12/T12004，arXiv:2011.14568。Grupen, C., Shwartz, B., 2008. 粒子探测器。剑桥大学出版社。Ketzer, B., Weitzel, Q., Paul, S., Sauli, F., Ropelewski, L., 2004. 三重GEM径迹探测器的性能

the COMPASS experiment. Nuclear Instruments and Meth- ods in Physics Research Section A: 加速器、光谱仪、探测器及相关设备 535, 314–318. doi:10.1016/S0168-9002(04)01668-7。

Natal da Luz, H., Bhattacharya, P., Filho, L.A.S., França, L.E.F.M., 2018. 采用孔间距逐渐增大的三重GEM堆栈研究离子回流。《仪器学杂志》13, P07025. doi:10.1088/1748-0221/13/07/P07025,arXiv:1803.09382。

Lyashenko, A., Breskin, A., Chechik, R., Veloso, J., Dos Sa n- tos, J., Amaro, F., 2006. 在集成r-mhsp元件的级联气体电子倍增器中减少离子回流的进展。《仪器学杂志》1, P10004.

Lyashenko, A., Breskin, A., Chechik, R., Veloso, J., Dos San- tos, J., Amaro, F., 2007. 图案化气体孔倍增器在减少离子回流方面的进一步进展。《仪器学杂志》2, P08004.

Martyanov, A.S., Neustroyev, N.I., 2014. 用于电磁场计算的 Ansys Maxwell 软件。《东欧科学期刊》。

Mondal, M.K.A., Angiras, P., Rana, S., Sarkar, A., 2025. 优化气体电子倍增器（GEM）的几何结构，以提高增益、减少离子回流并改善探测器性能。《仪器学杂志》20，T04011。

Oed, A., 1995. 微条气体室（MSGC）的特性及最新进展。《核仪器与方法物理研究A辑：加速器、光谱仪、探测器及相关设备》367，34–40。

Patra, R.N., Singaraju, R.N., Biswas, S., Viyogi, Y.P., Nayak, T.K., 2018. 四重GEM探测器的特性研究及其与三级GEM探测器的比较。《核仪器与方法物理研究A辑：加速器、光谱仪、探测器及相关设备》906，37–42。doi:10.1016/j.nima.2018.08.023，arXiv:1810.03316。

Rana, S.、Mondal, M.K.A.、Angiras, P.、Sarkar, A.，2026。用于实现更高增益和降低离子回流的三重气体电子倍增器设计优化。网址：https://arxiv.org/abs/2601.12553，arXiv:2601.12553。

Sarkar, A. 等，2025。热QCD物质的动力学 2024——新设施与仪器。《国际现代物理学杂志 E》34，2544001。doi:10.1142/s0218301325440001x，arXiv:2502.08187。

Sauli, F.，1977。多丝正比计数器和漂移室的工作原理。瑞士日内瓦。

Sauli, F., 1997. 气体探测器中电子放大的新概念：气体电子倍增器。《核仪器与方法物理研究A辑：加速器、能谱仪、探测器及相关设备》386, 531–534.

Sauli, F., 2003. 气体电子倍增器探测器的发展与应用。《核仪器与方法物理研究A辑：加速器、能谱仪、探测器及相关设备》505, 195–198. Sauli, F., 2004. 气体电子倍增器的研究进展。《核仪器与方法物理研究A辑：加速器、能谱仪、探测器及相关设备》522, 93–98.

Sauli, F.，2016。气体电子倍增器（GEM）：工作原理与应用。《核仪器与方法——物理研究 A辑：加速器、谱仪、探测器及配套设备》805，2–24。doi:10.1016/j.nima.2015.07.060。

Sauli, F., Kappler, S., Ropelewski, L., 2003. 基于GEM的探测器中的电子收集与离子反馈。《IEEE核科学汇刊》50, 803–808. doi:10.1109/TNS.2003.814543。

Schindler, H., 2023. Garfield++ 用户指南。网址：http://garfieldpp.web.cern.ch/garfieldpp。

Shekhtman, L., 2002. 微结构气体探测器。《核仪器与方法物理研究A辑》：加速器、能谱仪、探测器及相关设备 494, 128–141。

Thompson, M.K., Thompson, J.M., 2017. 用于有限元分析的 ANSYS Mechanical APDL。Butterworth-Heinemann。

Titov, M., Ropelewski, L., 2013. 微结构气体探测器技术与RD51合作组。《现代物理快报A》28, 1340022。

Tsyganov, E., Antich, P., Parkey, R., Seliounine, S., Golo- vatyuk,V.,Lobastov, S., Zhezher, V., Buzulutskov, A., 2008. 用于医学应用的气体电子倍增探测器。《核仪器与方法物理研究 A 部分：加速器、光谱仪、探测器及相关设备》597, 257–265。

Veenhof, R., 1998. Garfield，近期进展。《核仪器与方法物理研究 A 部分：加速器、光谱仪、探测器及相关设备》419, 726–730. doi:10.1016/S0168-9002(98)00851-1.

Villa, M., Duarte Pinto, S., Alfonsi, M., Brock, I., Croci, G., David, E., de Oliveira, R., Ropelewski, L., Taureg, H., van Stenis, M., 2011. 大面积气体电子倍增器的进展。《核仪器与方法物理研究 A 部分：加速器、光谱仪、探测器及相关设备》628, 182–186. doi:10.1016/j.nima.2010.06.312,arXiv:1007.1131.