arXiv:2305.03613v1 [physics.plasm-ph] 5 May 2023

多孔材料中高电流相对论性电子束的分支

K. Jiang, [1,2] T. W. Huang, [1,*] R. Li, [1] M. Y. Yu, [1] H. B. Zhuo, [1] S. Z. Wu, [1] C. T. Zhou, [1,2,†] 以及 S. C. Ruan[1,2,‡]

[1] *Shenzhen Key Laboratory of Ultraintense Laser and Advanced Material Technology, Center for Advanced Material Diagnostic Technology, and College of Engineering Physics, Shenzhen Technology University, Shenzhen 518118, People's Republic of China*

[2] *College of Applied Sciences, Shenzhen University, Shenzhen 518060, People's Republic of China*

(日期：2023年5月8日)

高电流相对论电子束（REB）在等离子体中的传播，与许多高能天体物理现象以及基于高强度激光和带电粒子束的应用有关。本文报道了一种新的束流-等离子体相互作用状态，它源于相对论电子束在具有精细结构的介质中传播。在这一状态下，相对论电子束级联为细束流分支，其局部密度达到初始值的百倍；与平均密度相近、不会发生相对论电子束分支的均匀等离子体相比，它沉积能量的效率高出两个数量级。这种束流分支可归因于束流电子受到多孔介质骨架中局部回流电流所产生的不均匀分布磁场的连续弱散射。关于激发条件以及首个分支点相对于介质和束流参数的位置的模型结果，与分辨孔隙的粒子模拟结果吻合良好。

高电流相对论电子束（REB）在等离子体中的输运，是高能量密度空间等离子体和实验室等离子体中的一个基础问题 [1]„ 并在太阳耀斑物理 [2], 、天体物理 [3], 和量子色动力学 [4, 5]等领域引起了广泛研究兴趣。涉及的问题包括无碰撞激波 [6, 7], 、宇宙磁场生成 [8], 、伽马射线暴 [9, 10], 等。这也与许多当前应用相关，包括惯性约束聚变 [11]以及紧凑型粒子和/或辐射源 [12, 13]。

相对论电子束在物质中的传播动力学及其导致的能量传递，长期以来一直是研究课题 [14]。非线性过程可能引发动力学尺度的等离子体不稳定性，调制束流和电磁场，进而导致能量/动量从束流传递到介质 [1, 15–23]。针对这些过程的实验表明，取决于相对论电子束穿过的材料，可能出现不同的束流行为。尤其是，与金属相比，束流在泡沫中更容易发生破裂[24–28]。对于致密泡沫，由于其结构通常小于所关注的空间尺度，理论分析中往往将其视为密度均匀（或具有梯度）的连续介质。也就是说，不考虑泡沫可能存在的精细结构。

低密度泡沫常被用于实验中的亚临界密度材料 [29–32], ，然而，这些材料由海绵状、亚微米尺寸且相互交织的固体密度骨架组成，骨架之间分布着微米级的空白区域（下文称为孔隙）[33]。已有研究表明，微观尺度上的结构会显著影响宏观现象 [34–39]。因此，低密度泡沫已不能再被视为连续介质，尤其是当孔径明显大于典型激光产生的电子束的趋肤深度时。在这种情况下，相对论电子束传播过程中产生的自生场会受到微观结构的影响，从而形成随机不均匀但具有长程相关性的场分布，并可能导致复杂或异常的输运行为 [40]。

在本篇快报中，我们报告了一种由多孔材料微观内部结构引发的全新束流-等离子体相互作用机制。高流强相对论电子束在此类介质中传播时，会形成细窄的分支流，其分岔点（即焦散）处的局部密度可达到初始束流密度的百倍。束流能量可高效地转化为电离骨架粒子的能量以及自生成的电场和磁场能量。与平均密度相近、但不具有骨架-孔隙非均匀性的均匀介质相比，其能量转换效率可高出两个数量级。我们的粒子模拟（PIC）结果与一个简单模型吻合良好；该模型将相对论电子束分支归因于束流电子受到孔隙中自生成的不均匀场的散射。

为研究高流强相对论电子束在多孔介质中的输运，我们首先使用 EPOCH [41]开展孔隙分辨的二维（2D）PIC模拟。在模拟中，多孔材料为 SiO_2 泡沫，由随机沃罗诺伊单元构成 [42] ，平均孔径为 $l_c = 8\ \mu$m，如图 1(a) 所示。 $1\ \mu$m 厚的骨架中 Si 和 O 原子的数密度分别为 $n_{\rm Si} = 2.15 \times 10^{28}\ {\rm m}^{-3}$ 和 $n_{\rm O} = 4.3 \times 10^{28}\ {\rm m}^{-3}$，对应的孔隙率最高可达 90%。初始相对论电子束为单能束流，密度均匀$n_{b0} = 1.72 \times 10^{25}\ {\rm m}^{-3}$ ，动量为 $p_{x0} = \gamma m_e c$，其中洛伦兹因子为 $\gamma = 100$， m_e 为电子静质量， c 为真空光速。束流持续时间为 400 fs。这类束流有望由直线加速器或激光在实验室中产生

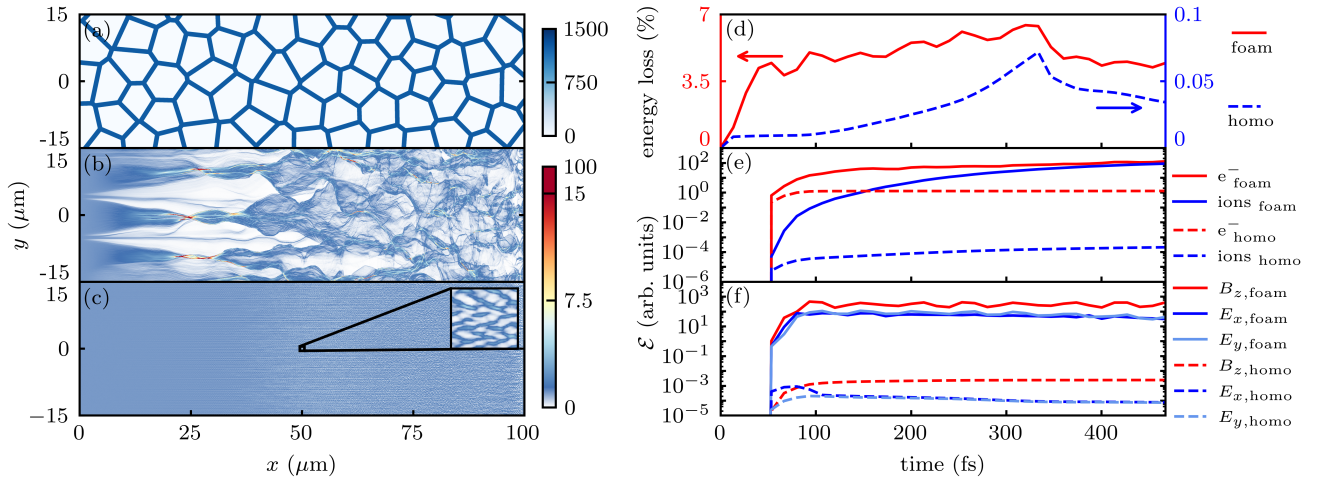

图 1. (a) 原始泡沫中硅原子的密度（单位为 n_{b0}，下同）。相对论电子束在 (b) 泡沫和 (c) 与泡沫具有相同平均密度的均匀靶中传播时，在 $t = 333$ fs 时的密度。(c) 中的插图展示了标记区域（$49.5\ \mu\text{m} < x < 50.5\ \mu\text{m}$，$-0.5\ \mu\text{m} < y < 0.5\ \mu\text{m}$）的放大图。(b) 中焦散处的电子密度最高可达 $\sim 100 n_{b0}$。(d) 相对论电子束能量损失 $\eta = 1 - \langle E_{k,b}\rangle / \langle E_{k,b0}\rangle$ 的演化。这里，$\langle E_{k,b}\rangle$ 是模拟区域内所有束流电子的平均动能，$\langle E_{k,b0}\rangle$ 对应其初始值。(e) 区域 $13.5\ \mu\text{m} < x < 25.5\ \mu\text{m}$，$-5.5\ \mu\text{m} < y < 5.5\ \mu\text{m}$ 内靶电子动能和离子动能 $\mathcal{E}_{e^-}$ 和 $\mathcal{E}_{\text{ions}}$ 的演化。(f) 该区域内方位磁场能 $\mathcal{E}_{B_z}$、纵向电场能和横向电场能 $\mathcal{E}_{E_x}$ 和 $\mathcal{E}_{E_y}$ 的演化。

加速 [43, 44]。模拟区域尺寸为 $0\mu\text{m} < x < 100\ \mu$m，范围为 $-15\ \mu\text{m} < y < 15\ \mu$m，包含$8000 \times 2400$个网格单元，可分辨固体骨架的趋肤深度。Si 和 O 原子每个网格单元有 14 个宏粒子，束流电子每个网格单元有 100 个宏粒子。横向采用周期性边界条件。在 EPOCH [41]中纳入的场电离会将泡沫转化为等离子体。此处的碰撞效应 [45] 不会影响相对论电子束传播（见附录A和补充材料 [46]）。

图1（b）展示了 $t = 333$ fs时束流电子的密度分布，呈现出分支流图样[40, 47–53]：相对论电子束在 $x \sim 23\ \mu$m处分裂成三条狭窄的分支。在焦散处，高度聚焦的束流电子密度可达 $\sim 100 n_{b0}$。值得注意的是，束流分支并未汇合，而是几乎独立地传播，即使它们逐渐展宽并相互交叉，最终在下游 $x > 50\ \mu$m处形成随机图样。也就是说，分支的演化似乎是线性的。需要说明的是，在相对论电子束分支过程中未观察到束流-等离子体不稳定性，因为骨架-孔隙非均匀性限制了等离子体及感生场的自由演化 [46]。采用泡沫结构不同样本（但统计性质相同，例如平均密度和孔径）进行的模拟表明，相邻两个焦散之间的平均横向间距约为 9 μm，与泡沫的孔径相符。也就是说，束流分支确实与泡沫的微观结构有关，这也符合其他系统中分支流的统计特性 [40, 54–56]。该机制相当稳健对于束流参数 [46]而言。此外，图1（c）展示了在平均密度与泡沫相同的均匀等离子体中相对论电子束的传播情况，其中不存在分支流，而相对论电子束会出现预期的小尺度涨落 [16, 19]。

<escape>相对论电子束（REB）也能够在泡沫靶中高效沉积能量。图1(d) 显示，REB 在泡沫靶中的能量损失 η 比在均匀靶中高出两个数量级。对于 η 在 $t > 333$ fs 时的下降，是由于电子从右边界离开了模拟区域。通过探测靶中的一个选定区域，从图 1(e) 可以看出，当 REB 在 $t \sim 45$ fs 时进入该区域，骨架发生快速电离，导致泡沫电子能量突然跃升$\mathcal{E}_{e^-}$，随后进一步增加并达到较高水平。泡沫离子的能量则在更长的时间尺度上逐渐增加，其能量 $\mathcal{E}_{\text{ions}}$ 在亚皮秒内接近 $\mathcal{E}_{e^-}$。$\mathcal{E}_{e^-}$ 约为均匀等离子体中对应数值的百倍，而 $\mathcal{E}_{\text{ions}}$ 则高达均匀等离子体中对应数值的六个数量级。此外，由于骨架-孔隙结构能够产生高度局域的强场（稍后将详细讨论），所产生的磁场能量甚至高于泡沫粒子的能量；而在均匀等离子体中，磁场能量几乎无法观测到，如图 1(f) 所示。</escape>

分支的起始机制有两个方面：(1) 入射相对论电子束引发骨架电离并产生电场和磁场；(2) 束流电子受到后者的散射。当相对论电子束射入泡沫并将受影响的骨架电离成固体密度等离子体时，骨架趋肤层内局域化的冷回流电流便会产生，以

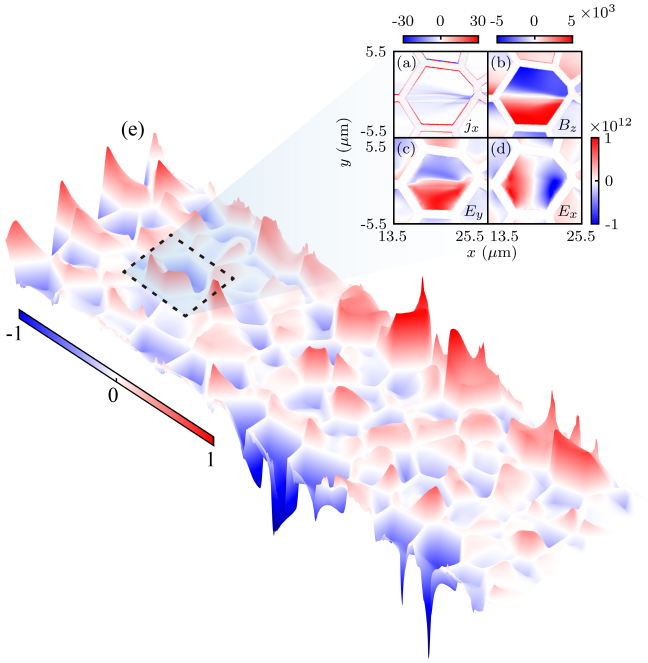

图 2. (a) 纵向电流密度 j_x（单位为 $|j_{b0}|$）、(b) 方位角磁场 B_z（单位：特斯拉）、(c) 横向电场和 (d) 纵向电场 E_y 和 E_x（单位：V/m）在 $t = 333$ fs 时于 (e) 中所选区域内的分布。(e) 作用于束流电子的横向力 $F_y = e(cB_z - E_y)$（任意单位）。虚线标出了所选区域（13.5 μm $< x <$ 25.5 μm，-5.5 μm $< y <$ 5.5 μm）。

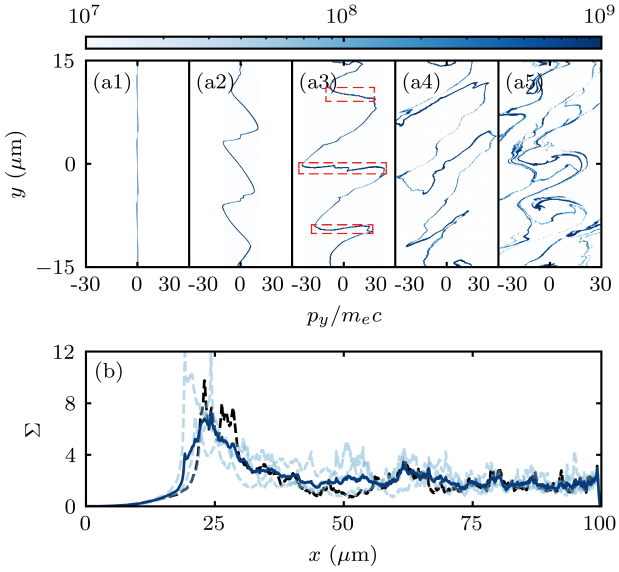

图 3. 束流电子在 (a1) $x = 0.1$ μm、(a2) 4.3 μm、(a3) 24.3 μm 处的相空间 (y, p_y)，红色虚线标出奇点区域；以及 (a4) 44.3 μm 和 (a5) 80 μm 处的相空间。(b) 对应于束流电子密度的闪烁指数 Σ（黑色虚线）。浅蓝色虚线表示另外三个具有相同统计特性的泡沫样品的结果。蓝色实线表示四个样品的系综平均值。

补偿远超 Alfv´en 极限的束流电流 [57]。图 2(a) 显示，回流电流的密度极高，即 $j_r \sim |j_{b0}|l_c/2l_s\exp(1) \sim 105|j_{b0}|$，其中 $j_{b0} = -\sqrt{\gamma^2 - 1}n_{b0}ec/\gamma \sim -8.3 \times 10^{14}$ A/m^{2}是束流电流密度，$l_s = c/\omega_{pe} \sim 0.014$ μm、$\omega_{pe} = \sqrt{n_p e^2/m_e\varepsilon_0}$ m 和 $n_p \sim 1.4 \times 10^{29}$ m^{-3} 分别是骨架的趋肤长度、等离子体频率和电子密度，$-e$ 是电子电荷，ε_0 是真空介电常数。图 2(b) 显示，该电流在孔隙中产生了强烈的方位角磁场。根据安培定律，可以估算出磁场峰值为 $|B_z| \sim \mu_0 j_{b0} l_c/2 \sim 4.1 \times 10^3$ T，与模拟结果一致。相对论电子束还在孔隙中提供净电荷，从而产生振幅为 $|E_x| \sim |E_y| \sim en_{b0}l_c/4\varepsilon_0 \sim 6.2 \times 10^{11}$ V/m 的静电场，这与图 2(c) 和 (d) 一致。因此，作用于束流电子的横向力可归因于与回流电流相关的磁场，即 $|F_y| = e(c|B_z| - |E_y|) \sim ec|B_z|/2$。由于自生场分布在泡沫中随机分布的孔隙内，$F_y$ 的分布呈现随机不均匀且具有长程关联的模式，如图 2(e) 所示。

现在我们考虑束流电子受到上述不均匀场随机散射的过程，即过程 (2)。相对论电子束分支可从束流电子的相空间（y，p_{by}）。如图 3（a1）所示，初始的（y，p_{by}）几乎是一条直线，因为束流起初是单能的。图3（a2）显示，随着束流传播，横向力 F_y 产生的连续随机踢力会拉伸并弯曲其相空间分布。图 3（a3）显示，在 $x \sim 23$ μm 处出现三个奇点，其中 $\partial_y p_{by} \to \infty$。相空间奇点对应于焦散，在这些位置相对论电子束发生分叉，如上文图 1（b）所示。这也与图 3（b）中闪烁指数 $\Sigma = (\langle n_b^2\rangle/\langle n_b\rangle^2) - 1$ 的空间演化相符；该指数衡量束流密度变化 [58]的相对强度。图 3（a4）和（a5）显示，在 $x > 44.3$ μm 处，由于场产生的进一步随机踢力以及不同分支相互重叠，相空间分布变得随机。相应地，相对论电子束的能谱显著展宽 [59]。

相对论电子束分支的起始可用从泡沫前表面到第一个焦散的距离 d_0 来表征。我们主要关注发生分支的横向方向。由无碰撞电子流体的相对论动量方程可得

$$\frac{\partial p_{by}}{\partial t} + v_{bx}\frac{\partial p_{by}}{\partial x} + v_{by}\frac{\partial p_{by}}{\partial y} = -\frac{\partial V_y}{\partial y}, \qquad (1)$$

其中，v_b 和 p_b 分别表示相对论电子束速度和动量，$V_y = -\int F_y \mathrm{d}y$ 表示赝势。热

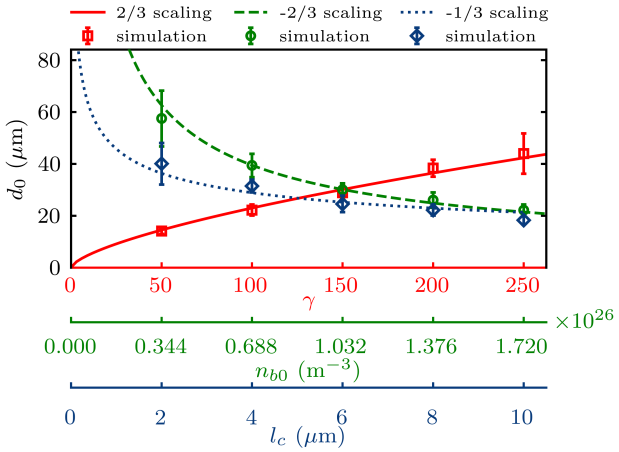

图 4. 不同束流洛伦兹因子下的距离 d_0（红色，对应 γ，其中 $n_{b0} = 1.72 \times 10^{25}\,\mathrm{m}^{-3}$ 和 $l_c = 8\ \mu\mathrm{m}$）、初始束流密度 n_{b0}（绿色，对应 $\gamma = 100$ 和 $l_c = 8\ \mu\mathrm{m}$），以及平均孔径 l_c（蓝色，对应 $n_{b0} = 1.72 \times 10^{25}\,\mathrm{m}^{-3}$ 和 $\gamma = 100$）。误差棒和中心标记分别表示由四个泡沫样品模拟得到的 d_0的标准差和平均值。曲线根据式（4）绘制。

压力可以忽略，焦散处或许除外。为简单起见，我们令 $m_e = c = e = 1$。方程（1）可与连续性方程和麦克斯韦方程组解耦，因为 V_y 相较于束流动力学变化缓慢，适用于 $n_{b0} \ll n_p$。

对于超相对论电子束和弱赝势 V_y，即 $\gamma \gg 1$、$p_{bx} \gg p_{by}$ 和$v_{bx} \sim 1 \gg v_{by}$，相对论电子束的相空间曲率 $u = \partial_y p_{by}$由 [46]给出

$$\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}t} + \frac{1}{\gamma}u^2 + \frac{\partial^2 V_y}{\partial y^2} = 0, \tag{2}$$

这就是具有随机赝势 V_y的朗之万方程。因此，第一个焦散在$u \to \infty$时出现，位置为

$$d_0 \propto l_c \left(\gamma/\overline{V}\right)^{2/3}, \tag{3}$$

这就是分支流众所周知的标度律[54–56, 60]。将 F_y 代入 V_y，可得 $V \equiv \sqrt{\langle V_y^2 \rangle} \sim \mu_0 e^2 c^2 l_c^2 n_{b0}/8\sqrt{3}$，其中 $\langle \cdots \rangle$ 表示对整个泡沫区域取平均。因此，我们有

$$d_0 \propto l_c^{-1/3} n_{b0}^{-2/3} \gamma^{2/3}. \tag{4}$$

我们看到 d_0 随 l_c 增大而减小，且 n_{b0}随 γ增大。当 $l_c \to 0$时，即泡沫变得相当致密时，d_0 趋于无穷大，这表明不存在束流分支，且束流-等离子体不稳定性将在连续介质中占主导。尽管上述推导假设相对论电子束最初为单能，但模拟表明，式（4）也可应用于具有有限温度的相对论电子束 [46]。此外，方程（4）揭示了相对论电子束分支的几个显著特征，其中距离 d_0 与骨架密度或束流温度无关。方程（4）中的指数也不同于现有的束流-等离子体不稳定性 [1, 21, 61, 62]。这表明，相对论电子束分支是相对论性束流-等离子体相互作用的一种新机制。此外，我们的理论分析未对带电束流粒子种类或赝势的形状施加任何限制，这表明在多孔材料及类似材料中进行高能带电粒子束传播时，分支现象可能普遍存在。

为检验方程（4）的可靠性，我们针对不同的束流-靶参数进行了六十多次模拟。如图 4所示，结果与方程（4）一致。也就是说，给定束流和多孔材料的参数后，即可预测束流分支的位置。

根据上述分析，还可以得到相对论电子束分支的要求。为避免束流粒子反向散射或在 l_c量级的尺度上发生局域化，V 应远小于 $\langle E_{k,b0} \rangle$ [54]，例如 $V \lesssim$ — $0.1\langle E_{k,b0} \rangle$。因此，相对论电子束分支的一个先决条件是

$$\gamma \gtrsim \mu_0 e^2 l_c^2 n_{b0}/m_e. \tag{5}$$

对于图 1 中的模拟参数，方程（5）给出$\gamma \gtrsim 39$。事实上，额外模拟表明，γ 过低的相对论电子束只能在泡沫中传播 $\sim l_c$ 的距离，因为强自生场会抑制其进一步穿透。此外，为在相互作用过程中保持泡沫结构，还需要满足条件 $n_{b0} \ll n_p$。

由于满足方程（5）参数条件的相对论电子束可以通过当前的激光等离子体加速或直线加速器轻易产生，因此实验探测相对论电子束分支是可行的。例如，可以用相对论电子束照射低密度多孔泡沫靶，并测量泡沫后表面的渡越辐射空间分布。通过调节束流和泡沫参数（例如束流能量和束流密度、泡沫孔隙率和厚度），可以预期，所测辐射强度的空间分布将呈现出分支束流电子的特性。

图 5 展示了三维情况下的相对论电子束分支。这里采用了具有 $n_{b0} = 3.4 \times 10^{26}\,\mathrm{m}^{-3}$ 和 $\gamma = 5$ 的相对论电子束。泡沫由三维沃罗诺伊结构 [63]建模。可以看到，结果与图 1（b）中的二维情况相似。此外，在图 5（b）所示的焦散面处，束流密度最高可达 $\sim 370 n_{b0}$。然而，三维多孔材料中的相对论电子束传播比二维情况涉及更多自由度，因此需要对方程（5）进行修改，这将在未来的工作中讨论。

总之，我们已经证明，高流强相对论电子束能够通过形成细长且极其致密的分支，在多孔介质中高效沉积其能量。

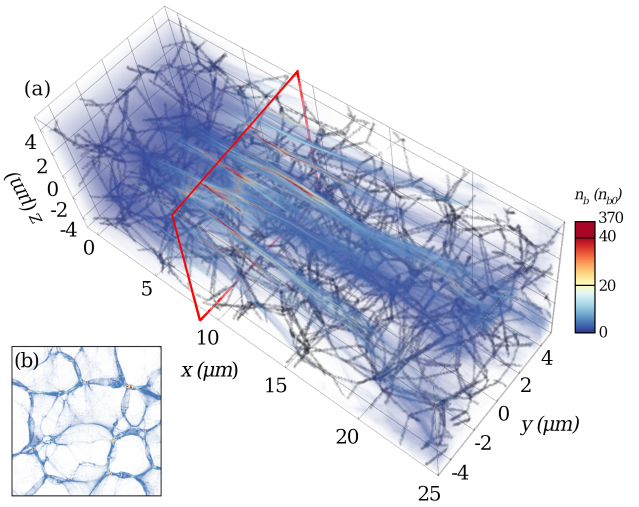

图5。（a）三维模拟中相对论电子束在多孔泡沫中发生分支后，于 $t = 120$ fs 时的束流密度（彩色区域）。背景灰色表示原始泡沫结构。（b）在 $x \sim 8.7$ μm 处（红色矩形标示）的束流密度横向剖面，显示出焦散。焦散处的电子密度超过 $\sim 370 n_{b0}$。

从而将分支流现象引入高能量密度束流物理领域。相对论电子束分支在束流密度分布模式、起始机制、参数空间以及标度律方面均不同于束流-等离子体不稳定性（见附录B）。这种相互作用机制可能为带电粒子束与精细结构材料的相互作用开辟新的研究前景，值得惯性约束聚变研究、强宽带辐射的产生，以及在实验室中模拟宇宙射线在星际尘埃云中的传播等领域关注；同时，也有望引起人们对分支流物理学的关注。分支流可被视为介于弹道输运与扩散输运之间的一种输运机制，而直到最近，人们才将其识别为这样一种机制[40]。

本工作得到国家自然科学基金委员会（项目编号：12175154、11875092、12005149 和 12205201）以及深圳技术大学顶尖人才自然科学基金（项目编号：2019010801001 和 2019020801001）的资助。 EPOCH code 在英国工程与物理科学研究委员会合同（EP/G055165/1 和 EP/G056803/1）下使用。K. J. 感谢杜塞尔多夫海因里希·海涅大学的 A. Pukhov、X. F. Shen、L. Reichwein，以及深圳技术大学的 H. Peng 提供的有益讨论。

附录A：碰撞效应——束流电子的平均自由程为

$$\lambda_{\mathrm{mfp},b} = \frac{u_0}{\nu_{bb} + \nu_{bp} + \nu_{bi}} \sim 114.9\ \mu\mathrm{m}. \qquad \text{(A1)}$$

这里，$u_0 \sim c$ 是束流电子速度，$\nu_{bb} = 4\sqrt{2\pi} n_{b0} e^4 \ln \Lambda_{bb} / 48\pi^2 \varepsilon_0^2 m_e^{1/2} T_b^{3/2} \sim 3.9 \times 10^5$ Hz 是束流电子-束流电子碰撞频率，$\nu_{bp} = n_p e^4 \ln \Lambda_{bp} / 4\pi\varepsilon_0^2 m_e^2 u_0^3 \sim 1.1 \times 10^{11}$ Hz 是束流电子-骨架电子碰撞频率，而$\nu_{bi} = (n_{\mathrm{Si}} Z_{\mathrm{Si}}^2 + n_{\mathrm{O}} Z_{\mathrm{O}}^2) e^4 \ln \Lambda_{bi} / 4\pi\varepsilon_0^2 m_e^2 u_0^3 \sim 2.5 \times 10^{12}$Hz 是束流电子-骨架离子碰撞频率。$T_b \sim 2$MeV 是由自生场散射导致的特征束流温度，$n_p \sim 2.6 \times 10^{29}$ m^{-3}；$Z_{\mathrm{Si}} = 14$ 和 $Z_{\mathrm{O}} = 8$ 分别是 Si 和 O 原子的电离态，$\ln \Lambda_{bb} \sim 22$、$\ln \Lambda_{bp} \sim 13.6$ 和 $\ln \Lambda_{bi} \sim 11.6$ 是库仑对数。注意，这里假设骨架原子完全电离，因为这会使系统中的 ν_{bp} 和 ν_{bi} 达到最大值。同理，可得背景电子的平均自由程为$\lambda_{\mathrm{mfp},\ p} \sim 15.5$ μm。由于$\lambda_{\mathrm{mfp},\ b(p)}$ 远大于 1 μm 的骨架厚度，因此可以忽略碰撞对相对论电子束输运的影响。此外，式（4）表明，相对论电子束分支与 n_p无关。因此，碰撞电离在此处的主要作用是增大 n_p，它对相对论电子束分支的影响也应可以忽略。上述论述已通过额外模拟 [46]得到证实。

附录B：相对论电子束分支与束流-等离子体不稳定性——如下所列，相对论电子束分支与束流-等离子体不稳定性之间存在若干根本差异。

（1）起始机制不同。相对论电子束分支由与靶微观结构相关的不均匀场决定，主要可视为线性过程。特别是，并不会激发任何波（尤其是束流本征模）。另一方面，丝化不稳定性或调制不稳定性源于等离子体与由束流激发的波（束流模）或对流胞之间的相互作用；由于预先存在的刚性骨架-孔隙结构，这些波或对流胞不会在泡沫等离子体中形成。

（2）束流参数和靶参数的标度律不同。特别是，相对论电子束分支强烈依赖于 l_c 泡沫-骨架结构的。此外，相对论电子束分支（具体而言，d_0）与束流温度 T_e [46]无关，而束流-等离子体不稳定性的增长率则随其增加而降低 T_e [1, 21]。此外，式（4）表明，相对论电子束分支与 n_p无关。相比之下，束流-等离子体不稳定性可能对其敏感 [1]。

(3) 束流电子的密度分布模式各不相同。在相对论电子束分支中，相邻两个焦散之间的横向间距几乎不随时间变化，约为 l_c。在焦散下游，不同分支随机叠加，形成较为均匀但存在波动的密度分布。在束流-等离子体不稳定性中，丝状结构在早期以动力学尺度分隔，随后可能合并成更大的结构，间距也随之增大。

(4) 相对论电子束分支与束流-等离子体不稳定性发生的参数空间不同。例如，当$n_{b0} \sim n_p$时，最容易发生 Weibel 不稳定性。电阻性丝化不稳定性要求碰撞效应占主导地位（例如，在高密度泡沫中），且通常发生于较大尺度（对于热背景而言，尺度为数百微米或更大）。电离前沿不稳定性也发生于较大尺度。相比之下，相对论电子束分支要求靶中存在不可忽略的微观结构（例如，在低密度多孔泡沫中）；在无碰撞系统中，当 $n_{b0} \ll n_p$ 时，它可在数十微米范围内发生。

参考文献

*taiwu.huang@sztu.edu.cn † zcangtao@sztu.edu.cn ‡ scruan@sztu.edu.cn[1]A. Bret、L. Gremillet 和 M. E. Dieckmann。相对论区域中的多维电子束-等离子体不稳定性。《等离子体物理学》17，120501（2010）。[2] M. Karlick´y。电子束-等离子体相互作用与回流电流的形成。《天体物理学杂志》690，189（2009）。[3] J. Ma. Mart´ı、E. M¨uller、J. A. Font、J. Ma. Z. Ib´a˜nez 和 A. Marquina。相对论喷流的形态与动力学。《天体物理学杂志》479，151（1997）。[4] S. Mr´owczynski。夸克-胶子等离子体的流束不稳定性。《物理快报B》214，587（1988）。[5] M. Mannarelli 和 C. Manuel。相对论喷流诱导的色流体动力学不稳定性。《物理评论D》76，094007（2007）。[6] K.-I. Nishikawa、J. Niemiec、P. E. Hardee、M. Medvedev、H. Sol、Y. Mizuno、B. Zhang、M. Pohl、M. Oka 和 D. H. Hartmann。相对论激波全三维模拟中的韦贝尔不稳定性及相关强场。《天体物理学杂志》698，L10（2009）。[7] C. K. Li、V. T. Tikhonchuk、Q. Moreno、H. Sio、E. D'Humi`eres、X. Ribeyre、Ph. Korneev、S. Atzeni、R. Betti、A. Birkel、E. M. Campbell、R. K. Follett、J. A. Frenje、S. X. Hu、M. Koenig、Y. Sakawa、T. C. Sangster、F. H. Seguin、H. Takabe、S. Zhang 和 R. D. Petrasso。由超声速等离子体流驱动并具有自生磁场的无碰撞激波。《物理评论快报》123，055002（2019）。[8] M. Lazar、R. Schlickeiser、R. Wielebinski 和 S. Poedts。韦贝尔型不稳定性的宇宙学效应。《天体物理学杂志》693，1133（2009）。[9] L. O. Silva。相对论喷流：活动星系核、微类星体和伽马射线暴的共同物理学（美国物理联合会，密歇根州安娜堡，2006年），第109–128页。[10] Y. Lyubarsky 和 D. Eichler。伽马射线暴激波是否由韦贝尔不稳定性介导？《天体物理学杂志》647，1250（2006）。[11] A. P. L. Robinson、D. J. Strozzi、J. R. Davies、L. Gremillet、J. J. Honrubia、T. Johzaki、R. J. Kingham、M. Sherlock 和 A.A. Solodov。快电子理论用于快点火的输运。《核聚变》**54**，054003（2014）。[12] S. G¨olde、C. R¨oldel、K. Zeil、R. Mishra、1 M. Gauthier、F.-E. Brack、T. Kluge、M. J. MacDonald、J. Metzkes、L. Obst、M. Rehwald、C. Ruyer、H.-P. Schlenvoigt、W. Schumaker、P. Sommer、T. E. Cowan、U. Schramm、S. Glenzer 和 F. Fiuza。相对论性电子流不稳定性调制激光等离子体相互作用中加速的质子束。《物理评论快报》**118**，194801（2017）。[13] A. Benedetti、M. Tamburini 和 C. H. Keitel。巨型准直伽马射线闪光。《自然·光子学》**12**，319（2018）。[14] PC. De Jagher、F. W. Sluijter、H. J. Hopman。相对论性电子束与束流-等离子体相互作用。《物理报告》**167**，1779（1988）。[15] E. S. Weibel。各向异性速度分布导致等离子体中横向波自发增长。《物理评论快报》**2**，83（1959）。[16] K. M. Watson、S. A. Bludman 和 M. N. Rosenbluth。相对论性流束的统计力学。I。《物理流体》**3**，741（1960）。[17] R. C. Davidson。载于 *Handbook of Plasma Physics*，M. N. Rosenbluth 和 R. Z. Galeev 编（North-Holland，阿姆斯特丹，1984），第2卷。[18] L. Gremillet、G. Bonnaud、F. Amiranoff。穿透固体靶的激光产生相对论性电子的丝状输运。《等离子体物理学》**9**，941（2002）。[19] L. Gremillet、D. B´enisti、E. Lefebvre 和 A. Bret。相对论性动理学区间内斜向束流-等离子体不稳定性的线性与非线性发展。《等离子体物理学》**14**，040704（2007）。[20] S. I. Krasheninnikov、A. V. Kim、B. K. Frolov 和 R. Stephens。强电子束穿过绝缘体的传播：电离前沿结构与稳定性。《等离子体物理学》**12**，073105（2005）。[21] A. Bret、L. Gremillet、D. B´enisti 和 E. Lefebvre。电子束-等离子体系统的精确相对论性动理学理论：系统参数空间中竞争模态的层级。《物理评论快报》**100**，205008（2008）。[22] R. Li、T. W. Huang、L. B. Ju、M. Y. Yu、H. Zhang、S. Z. Wu、H. B. Zhuo、C. T. Zhou 和 S. C. Ruan。固体密度等离子体中兆安级电子流的纳米尺度静电调制。《物理评论快报》**127**，245002（2021）。[23] Z. Gong、K. Z. Hatsagortsyan 和 C. H. Keitel。超相对论等离子体电流丝化不稳定性中的电子极化。《物理评论快报》**130**，015101（2023）。[24] R. Jung、J. Osterholz、K. L¨owenbr¨uck、S. Kiselev、G. Pretzler、A. Pukhov、O. Willi、S. Kar、M. Borghesi、W. Nazarov、S. Karsch、R. Clarke 和 D. Neely。预电离致密泡沫等离子体中的电子束传播研究。《物理评论快报》**94**，195001（2005）。[25] J. Fuchs、T. E. Cowan、P. Audebert、H. Ruhl、L. Gremillet、A. Kemp、M. Allen、A. Blazevic、J.-C. Gauthier、M. Geissel、M. Hegelich、S. Karsch、P. Parks、M. Roth、Y. Sentoku、R. Stephens 和 E. M. Campbell。激光加速的超高电流兆电子伏电子在金属和绝缘体中的传播空间均匀性。《物理评论快报》**94**，195001（2005）。[26] M. Manclossi、J. J. Santos、D. Batani、J. Faure、A. Debayle、V. T. Tikhonchuk 和 V. Malka。研究

利用光学发射诊断研究超强激光产生的快电子在绝缘体和金属箔靶中的传播与丝化。《物理评论快报》**96**，125002（2006）。[27] L. Romagnani、A. P. L. Robinson、R. J. Clarke、D. Doria、L. Lancia、W. Nazarov、M. M. Notley、A. Pipahl、K. Quinn、B. Ramakrishna、P. A. Wilson、J. Fuchs、O. Willi 和 M. Borghesi。近固体密度介质中快电子传播所诱导电磁场的动力学。《物理评论快报》**122**，025001（2019）。[28] C. Ruyer、S. Bola˜nos、B. Albertazzi、S. N. Chen、P. Antici、J. B¨oker、V. Dervieux、L. Lancia、M. Nakatsutsumi、L. Romagnani、R. Shepherd、M. Swantusch、M. Borghesi1、O. Willi、H. P´epin、M. Starodubtsev、M. Grech、C. Riconda、L. Gremillet 和 J. Fuchs。在大时空尺度上激光驱动的无碰撞与电阻性电子丝化不稳定性的协同增长。《自然·物理》**16**，983（2020）。[29] J. H. Bin、W. J. Ma、H. Y. Wang、M. J. V. Streeter、C. Kreuzer、D. Kiefer、M. Yeung、S. Cousens、P. S. Foster、B. Dromey、X. Q. Yan、R. Ramis、J. Meyer-ter-Vehn、M. Zepf 和 J. Schreiber。在近临界密度等离子体中利用相对论性脉冲整形加速离子。《物理评论快报》**115**，064801（2015）。[30] J. H. Bin、M. Yeung、Z. Gong、H. Y. Wang、C. Kreuzer、M. L. Zhou、M. J. V. Streeter、P. S. Foster、S. Cousens、B. Dromey、J. Meyer-ter-Vehn、M. Zepf 和 J. Schreiber。由近临界密度等离子体产生的超有质动力电子增强激光驱动离子加速。《物理评论快报》**120**，074801 2018( )。[31] O. N. Rosmej、M. Gyrdymov、M. M. G¨unther、N. E. Andreev、P. Tavana、P. Neumayer、S. Z¨ahter、N. Zahn、V. S. Popov、N. G. Borisenko、A. Kantsyrev、A. Skobliakov、V. Panyushkin、A. Bogdanov、F. Consoli、X. F. Shen 和 A. Pukhov。用于高能量密度研究的高电流激光驱动相对论性电子束。《等离子体物理与受控聚变》**62**，115024（2020）。[32] M. M. G¨unther、O. N. Rosmej、P. Tavana、M. Gyrdymov、A. Skobliakov、A. Kantsyrev、S. Z¨ahter、N. G. Borisenko、A. Pukhov 和 N. E. Andreev。面向核应用与科学的激光产生超强伽马射线和中子源的前瞻性见解。《自然·通讯》**13**，170（2022）。[33] K. Nagai、C. S. A. Musgrave 和 W. Nazarov。激光等离子体实验所用低密度多孔材料综述。《等离子体物理学》**25**，030501（2018）。[34] Y. T. Li、Z. M. Sheng、Y. Y. Ma、Z. Jin、J. Zhang、Z. L. Chen、R. Kodama、T. Matsuoka、M. Tampo、K. A. Tanaka、T. Tsutsumi、T. Yabuuchi、K. Du、H. Q. Zhang、L. Zhang 和 Y. J. Tang。展示超强激光与低密度泡沫相互作用中离子的整体加速。《物理评论E》**72**，066404（2005）。[35] A. P. L. Robinson、M. H. Key 和 M. Tabak。利用电阻率梯度产生的磁开关装置，在高密度等离子体中聚焦相对论性电子。《物理评论快报》108，125004（2012）。[36] G. Chatterjee、P. K. Singh、S. Ahmed、A. P. L. Robinson、A. D. Lad、S. Mondal、V. Narayanan、I. Srivastava、N. Koratkar、J. Pasley、A. K. Sood 和 G. R. Kumar。定向碳纳米管阵列中兆安级电子电流的宏观输运。《物理评论快报》108，235005 2012( )。[37] M. A. Belyaev

，R. L. Berger ，O. S. Jones ，S. H. Langer ，

以及 D. A. Mariscal。亚临界泡沫中的激光传播：离子和电子加热。《等离子体物理学》25，123109（2018）。[38] A. J. Kemp、S. C. Wilks、E. P. Hartouni 和 G. Grim。利用强短脉冲激光器生成用于核反应的 keV 离子分布，其密度接近固体密度。《自然·通讯》10，4156（2019）。[39] M. Cipriani、S. Yu. Gus‘kov、F. Consoli、R. De Angelis、A. A. Rupasov、P. Andreoli、G. Cristofari、G. Di Giorgio 和 M. Salvadori。低原子序数泡沫等离子体对高功率激光的反射随时间变化的测量。《高功率激光科学与工程》9，e40（2021）。[40] E. J. Heller、R. Fleischmann 和 T. Kramer。分支流。《今日物理》74，12，44（2021）。[41] T. D. Arber、K. Bennett、C. S. Brady、A. Lawrence-Douglas、M. G. Ramsay、N. J. Sircombe、P. Gillies、R. G. Evans、H. Schmitz、A. R. Bell 和 C. P. Ridgers。用于激光等离子体建模的现代粒子模拟方法。《等离子体物理与受控聚变》57，113001（2015）。[42] Y. Z. Song、Z. H. Wang、L. M. Zhao 和 J. Luo。基于 Voronoi 随机模型的三维闭孔泡沫动态压溃行为。《材料与设计》31，4281（2010）。[43]直接激光加速可产生高电流相对论性电子束，其参数与我们模拟中使用的参数相当。参见文献 31、32 和 44。[44] T. W. Huang、A. P. L. Robinson、C. T. Zhou、B. Qiao、B. Liu、S. C. Ruan、X. T. He 和 P. A. Norreys。直接激光加速电子产生的 Betatron 辐射特性。《物理评论E》93，063203（2016）。[45] F. P´erez、L. Gremillet、A. Decoster、M. Drouin 和 E. Lefebvre。改进粒子模拟代码中相对论碰撞和碰撞电离的建模。《等离子体物理学》19，083104（2012）。[46]有关束流温度、有限半径和发散度对相对论电子束分支的影响、碰撞效应对相对论电子束分支的影响、束流电子的动力学、从相对论无碰撞电子流体动量方程推导朗之万方程，以及抑制多孔材料中束流-等离子体不稳定性的机制等内容的详细讨论，请参阅补充材料。补充材料包含文献 1、24–28 和 62。[47] M. A. Topinka、B. J. LeRoy、R. M. Westervelt、S. E. J. Shaw、R. Fleischmann、E. J. Heller、K. D. Maranowski 和 A. C. Gossard。二维电子气中的相干分支流。《自然》（伦敦版）410，183（2001）。[48] S. Barkhofen、J. J. Metzger、R. Fleischmann、U. Kuhl 和 H.-J. St¨ockmann。在随机介质中实验观测到波的基本长度尺度。《物理评论快报》111，183902（2013）。[49] H. Degueldre、J. J. Metzger、T. Geisel 和 R. Fleischmann。海啸波的随机聚焦。《自然·物理》12，259（2016）。[50] N. J. Derr、D. C. Fronk、C. A. Weber、A. Mahadevan、C. H. Rycroft 和 L. Mahadevan。易碎多孔介质中的流动驱动分支。《物理评论快报》125，158002（2020）。[51] A. Patsyk、U. Sivan、M. Segev 和 M. A. Bandres。光的分支流的观测。《自然》583，60（2020）。

[52] A. Patsyk、Y. Sharabi、U. Sivan 和 M. Segev。光的非相干分支流。《物理评论X》**12**，021007（2022）。[53] K. Jiang、T. W. Huang、C. N. Wu、M. Y. Yu、H. Zhang、S. Z. Wu、H. B. Zhuo、A. Pukhov、C. T. Zhou 和 S. C. Ruan。密度分布不均匀的等离子体中强激光的分支流。《极端物质与辐射》**8**，024402（2023）。[54] L. Kaplan。弱相关随机势中分支流的统计特性。《物理评论快报》**89**，184103（2002）。[55] J. J. Metzger、R. Fleischmann 和 T. Geisel。分支流的普适统计特性。《物理评论快报》**105**，020601（2010）。[56] J. J. Metzger、R. Fleischmann 和 T. Geisel。随机介质中极端波的统计特性。《物理评论快报》**112**，203903（2014）。[57] H. Alfv´en。星际空间中宇宙射线的运动。《物理评论》**55**，425（1939）。[58] G. Green 和 R. Fleischmann，非线性波中的分支流与焦散。《新物理学杂志》**21**，083020（2019）。

[59] 与平均密度相近的均匀情形相比，多孔介质中相对论电子束的相空间和能谱显著展宽，导致相对论电子束温度迅速升高（参见文献46，第 III 节）。[60] M. Mattheakis、G. P. Tsironis 和 E. Kaxiras。《无序狄拉克固体电子流中随机分支的涌现及其动力学特性》。Eur. Phys. J. **122**，27003 (2018)。[61] B. Hao、Z. M. Sheng、C. Ren 和 J. Zhang。《高密度等离子体中的相对论碰撞电流丝化不稳定性与双流不稳定性》。《物理评论E》，**79**，046409 (2009)。[62] A. Bret、L. Gremillet、D. Benisti。《具有 Maxwell-J¨uttner 分布函数的电子束–等离子体系统完整不稳定谱的精确相对论性动理学理论》。《物理评论E》**81**，036402 (2010)。[63] J. Gostick、Z. A. Khan、T. G. Tranter、M. D. R. Kok、M. Agnaou、M. A. Sadeghi、R. Jervis。《PoreSpy：用于多孔介质图像定量分析的 Python 工具包》。J. Open Source Softw. **4**，1296 (2019)。