arXiv:2601.05718v1 [physics.plasm-ph] 9 Jan 2026

相对论无碰撞等离子体中的动量-速度错位磁场生成

Modhuchandra Laishram，[1] Suresh Basnet，[1] 和 Young Dae Yoon[1, 2, *]

[1] *Asia Pacific Center for Theoretical Physics, Pohang, Gyeongbuk 37673, Republic of Korea* [2] *Department of Physics, Pohang University of Science and Technology, Pohang, Gyeongbuk 37673, Republic of Korea*（日期：2026年1月12日）

对无碰撞等离子体的相对论动量方程进行重新表述，以描述正则涡量的时间演化。与非相对论对应形式相比，我们发现正则涡量存在一个额外的源项，它体现了流体动量与流体速度梯度之间的错位。该动量-速度错位项打破了正则涡量的冻结条件，从而使磁场和涡量得以生成或耗散。我们通过对修正贝尔特拉米流进行粒子网格模拟，验证了这一效应的作用。由于流体动量与流体速度之间通常不存在函数关系，所有相对论等离子体系统的动涡斜压性都应为有限值。

天体物理等离子体的动力学行为涵盖了广泛的状态。行星状星云和原恒星系统中的喷流通常是非相对论性的，而活动星系核（AGN）和伽马射线暴（GRBs）中的喷流则是相对论性的，甚至是超相对论性的 [1–3]。此外，许多高能环境，例如脉冲星风云（PWN）和超新星遗迹（SNRs），通常由相对论性正负电子等离子体构成，其洛伦兹因子最高可达 100 [4–7]。在这些极端等离子体系统中，具有不同尺度和强度的磁场无处不在，并驱动着众多动力学过程 [8–12]。这些极端等离子体中磁场的起源及其放大过程——磁场生成——仍是一个跨学科议题，在宇宙学 [12, 13], 和等离子体物理 [14, 15],领域都存在激烈争论，而这两种视角在不同的天体物理情景中都有其合理性 [16, 17]。

人们通常认为，大尺度磁场源于通过发电机过程放大微观“种子磁场” [11, 14, 18–20]。等离子体物理中常见的种子磁场生成机制包括比尔曼电池（斜压性）效应 [21], 、魏贝尔不稳定性 [22], 以及电子尺度开尔文–亥姆霍兹不稳定性（ESKHI） [23–25]。

最近，Laishram 等人 [26] 指出，以正则涡量——即正则动量的旋度——作为主要变量，可以将动量方程重写为感应方程，类似于磁流体力学（MHD）中的等离子体感应方程。这种表述有助于清晰地区分并统一各种磁场生成机制。具体而言，由压力张量产生的非理想项会形成正则涡量源，即“正则电池”效应 [26, 27], ；它不仅推广了比尔曼电池和魏贝尔不稳定性，还预言了新的机制。这种表述在分析磁重联和螺旋度输运时也很有用 [27–31]。

先前表述的一个局限是，它是在亚相对论速度条件下推导出来的。一个自然的问题是，在相对论区间是否也能建立类似的表述。事实上，许多研究魏贝尔不稳定性和电子剪切流驱动的开尔文-亥姆霍兹不稳定性（ESKHI）的先前工作都考虑了相对论性（成对）等离子体 [4–7, 32, 33]。此外，也有大量研究致力于正则涡量和螺旋度的协变表述，其中时空的扭曲可能导致磁场生成。 [34–36]。这种机制出现在相对论理想磁流体力学中，对应于额外的相对论斜压项。尽管这种协变表述十分优雅，但它依赖若干重要假设，例如理想流体和局域麦克斯韦闭合，因此无法准确描述动力学无碰撞系统。由于磁场和涡量是在同时空间中定义的，它也难以与实验室参考系下的实验或模拟进行比较；此前的一些研究也表达了这一看法 [37–39]。

在这篇快报中，我们将正则涡度框架推广到相对论情形。对相对论Vlasov方程取一阶矩并取旋度，可得到描述正则涡量时间演化的方程。与非相对论情形相比，由流体动量与速度梯度未对齐而产生一个额外项，我们称之为“动涡斜压性”。该项作为非理想项，会破坏正则涡度通量守恒。我们对修正的贝尔特拉米流进行粒子网格模拟，以展示动涡斜压性及其在抑制磁场和涡量生成方面的作用。文中还讨论了若干相关影响。

相对论正则涡度框架——为了将正则涡度框架推广至相对论情形，我们首先考虑洛伦兹力作用下的相对论性 Vlasov 方程，

$$\frac{\partial f_\sigma}{\partial t} + \frac{\mathbf{p}}{\gamma m_\sigma} \cdot \frac{\partial f_\sigma}{\partial \mathbf{x}} + q_\sigma \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{p}}{\gamma m_\sigma} \times \mathbf{B} \right) \cdot \frac{\partial f_\sigma}{\partial \mathbf{p}} = 0, \tag{1}$$

其中，$f_\sigma = f_\sigma(\mathbf{x}, \mathbf{p}\ t)$、$q_\sigma$和 m_σ分别是粒子种类 σ的相空间分布函数、电荷和质量，而$\gamma = \sqrt{1 + p^2/m_\sigma^2 c^2}$ 是洛伦兹因子。

* youngdae.yoon@apctp.org

对方程（1）取一阶矩，即乘以$\mathbf{p}$并对所有$\mathbf{p}$积分，可得以下动量方程：

$$\frac{\partial \langle \mathbf{p} \rangle_\sigma}{\partial t} + \mathbf{u}_\sigma \cdot \nabla \langle \mathbf{p} \rangle_\sigma = q_\sigma (\mathbf{E} + \mathbf{u}_\sigma \times \mathbf{B}) - \frac{\nabla \cdot \overleftrightarrow{\mathcal{P}}_\sigma}{n_\sigma}, \quad (2)$$

其中，记$\mathbf{v} = \mathbf{p}/\gamma m_\sigma$，$n_\sigma = \int f_\sigma d^3\mathbf{p}$ 为密度，$\mathbf{u}_\sigma = n_\sigma^{-1} \int \mathbf{v} f_\sigma d^3\mathbf{p}$ 为流体速度，
$\langle \rangle_\sigma = n_\sigma^{-1} \int f_\sigma d^3$　　$\overleftrightarrow{\mathcal{P}}_\sigma = \mathbf{ppp}$
$\int \prime f_\sigma d^3$　　$\prime = - \sigma$
为流体动量，$\mathbf{vpp}$ 为压力张量；其中$\mathbf{vvu}$和$\mathbf{p}' = \mathbf{p} - \langle \mathbf{p} \rangle_\sigma$ 分别是$\mathbf{v}_\sigma$ 和$\mathbf{p}_\sigma$的随机部分。对于非相对论分布，$\langle \mathbf{p} \rangle_\sigma = m_\sigma \mathbf{u}_\sigma$，因此，方程 (2) 可以改写为$\mathbf{u}_\sigma$的形式。另一方面，对于相对论分布，$\langle \mathbf{p} \rangle_\sigma$ 通常不是$\mathbf{u}_\sigma$的函数，因此需要保留这两个变量 [40]。

对式（2）取旋度，定义动量涡量 $\mathbf{\Omega}_\sigma = \nabla \times \langle \mathbf{p} \rangle_\sigma$，利用法拉第定律$\nabla \times \mathbf{E} = -\partial \mathbf{B}/\partial t$，并运用矢量恒等式 $\nabla \times (\mathbf{A} \cdot \nabla \mathbf{B} + \mathbf{A} \times \nabla \times \mathbf{B} + \nabla_{\mathbf{A}} [\mathbf{A} \cdot \mathbf{B}]) = 0$（采用费曼下标记法），可得

$$\left[\frac{\partial \mathbf{\Omega}_\sigma}{\partial t} - \nabla \times (\mathbf{u}_\sigma \times \mathbf{\Omega}_\sigma) \right] = -q_\sigma \left[\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} - \nabla \times (\mathbf{u}_\sigma \times \mathbf{B}) \right] - \nabla \times \left(\frac{\nabla \cdot \overleftrightarrow{\mathcal{P}}_\sigma}{n_\sigma} \right) + \nabla \times \nabla_{\mathbf{u}_\sigma} (\langle \mathbf{p} \rangle_\sigma \cdot \mathbf{u}_\sigma). \quad (3)$$

现在定义流体正则涡度$\mathbf{Q}_\sigma = \mathbf{\Omega}_\sigma + q_\sigma \mathbf{B}$，它是流体正则动量$\mathbf{P}_\sigma = \langle \mathbf{p} \rangle_\sigma + q_\sigma \mathbf{A}$ 的旋度，其中$\mathbf{A}$ 为磁矢势。$\mathbf{Q}_\sigma$ 现在是参考文献[26]中其非相对论对应形式的相对论推广。汇总时间和空间导数，并化简式（3）中的最后一项，可得

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} = \underbrace{\nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{Q})}_{\vec{\mathcal{C}}} \overbrace{- \nabla \times \left(\frac{\nabla \cdot \overleftrightarrow{\mathcal{P}}}{n} \right)}^{\vec{\mathcal{E}}} + \underbrace{\nabla \langle p \rangle_\alpha \times \nabla u_\alpha}_{\vec{\mathcal{R}}}, \quad (4)$$

其中 σ 已省略以简化符号表示，最后一项中的指标 α 对三个空间维度求和（即指标记法中的 $\mathcal{R}_k = \epsilon_{ijk} \partial_i \langle p \rangle_\alpha \partial_j u_\alpha$ ）。

此时，式 (4) 呈现为正则感应方程 [26, 27]，它描述$\mathbf{Q}$的时间演化，右侧仅包含三项。第一项是对流项 $\vec{\mathcal{C}}$，它与理想磁流体力学中的磁感应项同构，因此意味着 $\mathbf{Q}$ 冻结在等离子体的$\mathbf{u}$中并随之演化。等价地说，这意味着在理想情况下，$\mathbf{Q}$通量守恒于流体参考系中。第二项是由压力张量 $\mathcal{B}$.导致的相对论正则电池效应$\vec{\mathcal{E}}$。第三项是相对论动量-速度错位项 $\mathcal{R}$，这是我们的主要结果。它表示流体动量与流体速度之间的错位，并且在非相对论状态下趋于零。从数学上说，$\mathcal{R}_k$是雅可比行列式（或泊松括号）$\{\langle p \rangle_a, u_a\}_{ij}$之和。式 (4) 揭示，$\vec{\mathcal{R}}$ 是$\mathbf{Q}$的一个额外源/汇，会影响其冻结性质。

式（4）的缺点在于它不是协变形式，因此依赖参考系。然而，如前所述，它与实验室参考系实验和模拟的联系更紧密，因为磁场和涡量都定义在某一时刻的同时空间中。此外，式（4）的推导没有采用标量温度或焓等简化近似。

为了定量理解 $\mathcal{R}$ 的作用，我们来展开对流项：

$$\mathcal{C}_k = \epsilon_{ijk} \left(\partial_i u_\alpha \partial_j \langle p \rangle_\alpha - \partial_i u_\alpha \partial_\alpha \langle p \rangle_j - u_\alpha \partial_\alpha \partial_i \langle p \rangle_j \right), \quad (5)$$

$$= -\mathcal{R}_k + \epsilon_{ijk} \left(-\partial_i u_\alpha \partial_\alpha \langle p \rangle_j - u_\alpha \partial_\alpha \partial_i \langle p \rangle_j \right), \quad (6)$$

这表明，$\mathcal{R}$实际上部分抵消了 $\mathcal{C}$，而体现了$\mathbf{Q}$的冻结性质。因此，在相对论区间，$\mathcal{R}$ 起到相对论惯性项的作用，阻止$\mathbf{Q}$ 被完美对流。

除了 $\mathcal{R}$的作用之外，我们还来看看 $\mathcal{B}$ 与 $\mathcal{C}$ 之间的关系。构造相对论压力张量时，动量通量密度 $\mathcal{T}_{ij} = \int p_i p_j f d^3\mathbf{p}/\gamma$ 的对称性遭到破坏，即 $\mathcal{P}_{ij} = \mathcal{T}_{ij} - n u_i \langle p \rangle_j$。规范电池 $\mathcal{B}$ 的反对称部分为

$$\epsilon_{ijk} \partial_i \left[\frac{1}{n} \langle p \rangle_j \partial_\alpha (n u_\alpha) + u_\alpha \partial_\alpha \langle p \rangle_j \right], \quad (7)$$

其中第二项恰好抵消了式（6）中除 $\mathcal{R}_k$ 之外的各项。第一项表示可压缩性效应。

尽管 $\mathcal{R}$ 和 $\mathcal{B}$ 的部分内容共同抵消了 $\mathcal{C}$，但式（4）的表达明确将$\mathbf{Q}$的时间演化分解为三个不同且具有明确物理意义的来源。现在，我们将借助粒子网格（PIC）模拟来展示这些效应各自的作用。

数值结果— 为了验证模型并直观展示式（4）中各项的作用，我们使用 SMILEI 代码 [41]，针对对等离子体的修正相对论贝尔特拉米流进行了若干二维三速度粒子网格（PIC）模拟。基准模拟区域为（L_x，L_y）=（80，80）d_e，每个方向划分为 2048 个网格单元，其中 $d_e = c/\omega_{pe}$ 为无碰撞电子惯性长度，每个网格单元中放置了 400 个粒子。空间和时间步长分别为 $\Delta x = \Delta y = 0.039 d_e$、$\Delta t = 0.026/\omega_{pe}$。初始流体速度

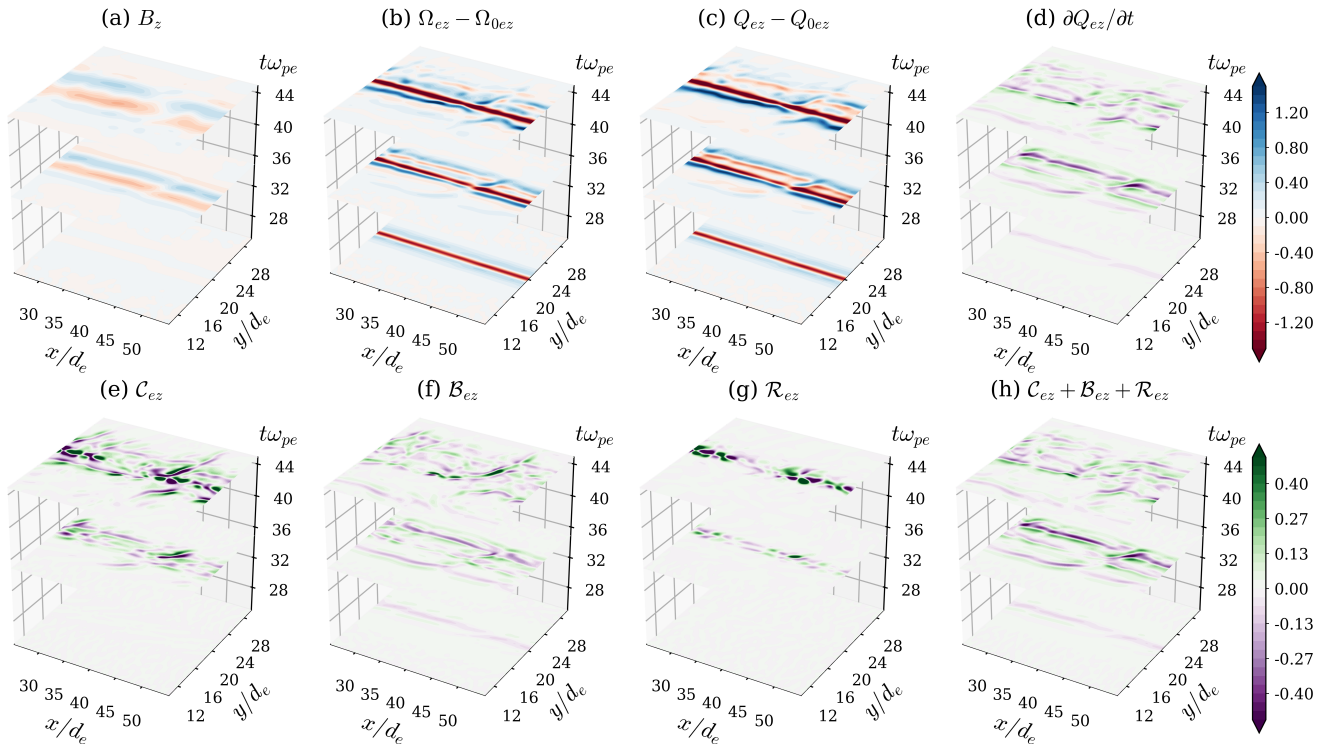

图 1. 二维粒子网格模拟中各种物理量的条纹图：(a) $B_z[m_e\omega_{pe}/e]$，(b) $(\Omega_{ez} - \Omega_{0ez})[m_e\omega_{pe}]$，(c) $(Q_{ez} - Q_{0ez})[m_e\omega_{pe}]$，(d)$\partial Q_{ez}/\partial t[m_e\omega_{pe}^2]$，(e) $\mathcal{C}_z$ $[m_e\omega_{pe}^2]$，(f) $\mathcal{B}_z$ $[m_e\omega_{pe}^2]$，(g) $\mathcal{R}_{ez}$ $[m_e\omega_{pe}^2]$，以及 (h) $(\mathcal{C}_{ez} + \mathcal{B}_{ez} + \mathcal{R}_{ez})$ $[m_e\omega_{pe}^2]$。每个面板中的三个切片分别对应 $t\omega_{pe} = 25$，35，和 45。

分布为：电子和正电子分别满足 $u_x = -u_{x0}[\tanh(\{y - 0.25L_y\}/\delta) - \tanh(\{y - 0.75L_y\}/\delta) - 1]$，$u_y = 0$，以及 $u_z = u_{z0}[\mathrm{sech}(\{y - 0.25L_y\}/\delta) - \mathrm{sech}(\{y - 0.75L_y\}/\delta)]$，，其中 $\delta = 1d_e$；初始密度均匀，为 n_0，热速度为 $v_{th}/c = 0.097$，并采用周期性边界条件。

对于 $u_{x0} = u_{z0}$，该流满足贝尔特拉米流条件 $\nabla \times \mathbf{u} = \lambda \mathbf{u}$，其中 λ 是标量函数 [42]。根据底层参数的不同，这种系统容易受到电子剪切流驱动的开尔文-亥姆霍兹不稳定性和韦贝尔不稳定性的影响。然而，由于本文并不关注某种特定不稳定性的具体细节，我们寻求使式 (4) 中所有项的重要性大致相当的初始条件。为满足这一条件，我们通过经验选择基准运行，使其具有 $v_{z0} = c\sqrt{1 - \gamma^{-2}}$，其中 $\gamma = 50$，且 $v_{x0} = v_{z0}/1.5$。这一条件可能适用于例如沿 z 方向、具有非零流体力学螺度密度的相对论性喷流。

为进行详细分析，我们聚焦于 $y = L_y/4$ 处某一剪切区域的电子动力学，该区域与 $y = 3L_y/4$ 处剪切区域的镜像反射类似。图 1 展示了基准模拟中各物理量的条纹图。请注意，为了减小多次求梯度所产生的噪声，所有物理量均经过了 10 个网格点的高斯滤波。沿着一条类电流片结构（图 1(a)）自发形成了相对较强的 Ω_{ez}（图 1(b)），二者共同产生了 Q_{ez}（图 1(c)）。图 1(d) 展示了采用后向差分格式计算的结果。这对应于方程 (4) 的左端。

图 1(e-h) 展示了式 (4) 右侧各项及其总和的条纹图。图 1(d) 与图 1(h) 高度相似，验证了式 (4) 给出的正则涡量表述。两者的细微差异源于计算$\partial Q_{ez}/\partial t$ 时采用的后向时间差分格式所产生的数值误差，以及空间噪声滤波器的使用。图 1(e) 与图 1(h) 的对比表明，Q_{ez} 的冻结性质在演化过程中遭到了显著破坏。比较 u_x $(y = 20d_e)$ 拐点附近的图 1(e) 和图 1(g) 可见，$\mathcal{R}_{ez}$ 大致抵消了$\mathcal{C}_{ez}$，而 $\mathcal{B}_{ez}$ 在该区域内相对较弱。

如上文所述，当且仅当流体动量 $\langle \mathbf{p} \rangle$ 是流体速度 $\mathbf{u}$的函数时，动量-速度错位项才为零；但通常并非如此，仅在非相对论状态 [43]下近似成立。作为一个明确的例子，若假设 $\langle p \rangle_\alpha = \gamma u_\alpha$，其中 $\gamma = (1 - u_\beta u_\beta)^{-1/2}$ 的单位分别为动量 mc 和速度 c，则有 $\partial_i \gamma = \gamma^3 u_\beta \partial_i u_\beta$ 和 $\partial_i \langle p \rangle_\alpha = u_\alpha \partial_i \gamma + \gamma \partial_i u_\alpha =$

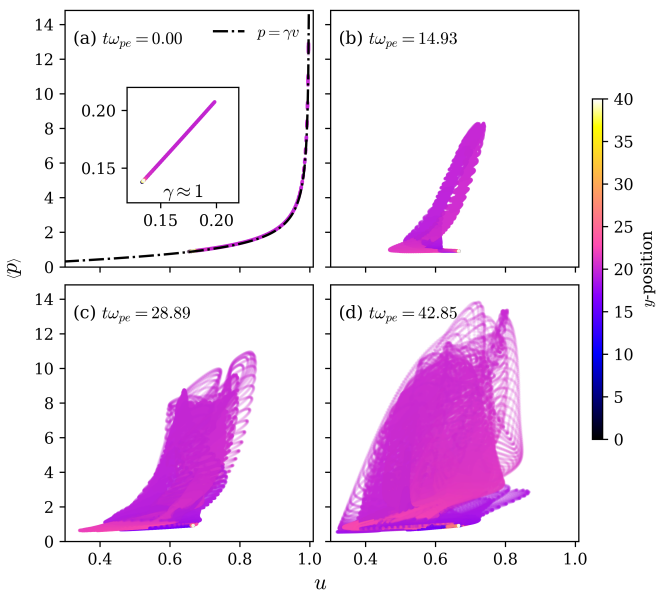

图 2. 图 1 所示模拟中归一化的 $\langle p \rangle$ 与 u 的散点图，展示了 $t\omega_{pe} \approx 0$、15、30 和 45 时的结果。每个散点对应一个特定网格点处的数值。(a) 面板中的黑色虚线对应解析关系 $\langle p \rangle = u/\sqrt{1-u^2}$。(a) 面板中的插图对应非相对论 $\gamma \approx 1$ 情形下的相同散点图，该情形在所有 $t\omega_{pe}$时刻均保持线性关系。

$\gamma^3 u_\alpha u_\beta \partial_i u_\beta + \gamma \partial_i u_\alpha$. 因此，

$$\begin{aligned}\mathcal{R}_k &= \epsilon_{ijk}\partial_i \langle p \rangle_\alpha \partial_j u_\alpha \\ &= \epsilon_{ijk}\left[\gamma^3 u_\alpha u_\beta \partial_i u_\beta + \gamma \partial_i u_\alpha\right]\partial_j u_\alpha \\ &= \gamma^3 \epsilon_{ijk}\,(u_\beta \partial_i u_\beta)(u_\alpha \partial_j u_\alpha) + \gamma \epsilon_{ijk}(\partial_i u_\alpha)(\partial_j u_\alpha) \\ &= 0,\end{aligned}$$

利用 ϵ_{ijk}的循环性质。这当然通常对任意 $\langle p_\alpha \rangle = f(u_\alpha)$都成立，对于任意函数 f，因为 $\partial_i \langle p \rangle_\alpha = f' \partial_i u_\alpha$。否则，$\vec{\mathcal{R}}$ 始终是有限的。

图 2 通过展示图 1 所示模拟中归一化的 $\langle p \rangle$与 u 的时间演化，明确说明了有限 $\mathcal{R}$的起源。每个散点对应模拟中一个网格点处的数值。色标表示剪切界面上每个流体元的 y位置。起初，由于模拟的初始设置，流体动量遵循单粒子关系$\langle p \rangle = \gamma u$ 。然而，这种关系很快便被破坏，任何函数关系都不复存在，从而产生了 $\mathcal{R}$。相比之下，图 2(a) 中的插图对应于另一个模拟，其中u_{x0}, $u_{z0} \ll c$。在该模拟中， u 与 $\langle p \rangle$ 始终呈线性相关，因此不存在动涡斜压性。

另一个需要注意的点是，即使流体速度是非相对论性的，流体动量的大小也可能远大于 1，因为前者由高动量粒子群主导，而后者由统计平均速度[39]主导。例如，考虑分布函数$f \sim [a\delta(\mathbf{p} - p_a \hat{y}) + b\delta(\mathbf{p} - p_b \hat{x})]$，其中 δ是狄拉克δ函数， a表示弥散的、极端相对论性粒子群，而 b表示致密的、非相对论性粒子群。该分布函数的一阶矩用归一化单位表示为 $\langle \mathbf{p} \rangle \sim a p_a \hat{y} + b p_b \hat{x}$和$\mathbf{u} \sim a p_a/\sqrt{1+p_a^2}\hat{y} + b p_b/\sqrt{1+p_b^2}\hat{x}$。显然，当 $a \ll b$、 $p_a/p_b \gg b/a$，且 p_b为数量级 1 时，可得 $\langle \mathbf{p} \rangle \simeq a p_a \hat{y}$，但$\mathbf{u} \simeq b p_b/\sqrt{1+p_b^2}\hat{x}$。图 2(d) 中可以看到这种差异：归一化流体动量的最大值约为 13，而流体速度的最大值仅约为 0.8。这是因为，尽管最初大多数相对论性粒子群因不稳定性而减速，并主导流体速度，但剩余的高能粒子群仍足以维持较大的流体动量。

讨论——尽管 $\mathcal{R}$部分抵消了 $\mathcal{C}$，但这并不一定意味着动涡斜压性总是抑制正则涡量的生成。例如，如果方程（6）中的两个项都很大，但彼此抵消，那么 $\mathcal{C}$ 就很小，而 $\mathcal{R}$ 可能很大。这意味着，在某些情况下，动涡斜压性可能是正则涡量生成的主要原因。我们曾尝试构造这样一种配置，但至今未能成功，因此动涡斜压性主导的磁场生成是否可能发生，仍有待观察。

此外，尽管本研究仅模拟了修正贝尔特拉米流，以清晰展示方程（4）中各项的作用，但这一表述的普适性要求我们进一步研究动涡斜压性在其他各种相对论情形中的作用。动涡斜压性可能是许多相对论场景中的一项重要基本特征，包括天体物理喷流、无碰撞激波、相对论性磁重联等。特别是，我们的初步研究表明，这种效应在相对论性磁重联中可能十分显著，其中动量-速度错位项可能成为$\mathbf{Q}$ 以及$\mathbf{B}$ 场线拓扑变化的一个额外来源。

本研究中的模拟采用成对等离子体，以避免与 m_i/m_e 比值相关的多尺度复杂性和计算刚性。在电子–离子等离子体中，预计会形成丰富得多的结构，并出现额外的不稳定性物理过程 [6, 25]。由于式 (4) 适用于任何粒子种类，因此，类似于电子贡献，离子驱动的运动学旋度效应也应当出现，但发生在不同的时间尺度上；确定这种离子效应何时以及在多大程度上变得重要，是未来研究的一个有趣方向。

摘要——总之，无碰撞等离子体的相对论动量方程的旋度可改写为关于正则涡量时间演化的形式。与非相对论情形相比，这种改写引入了一项，表示流体动量与速度梯度之间的不对齐，我们将其称为“动涡斜压性”。这一项能够

自发地产生涡量和磁场；由于流体动量与速度之间通常不存在函数关系，它是所有相对论性等离子体流的普遍特征。我们借助修正贝尔特拉米流的粒子网格模拟，验证了这一机制与该表述中的另外两种磁场生成来源的关系。

致谢

本研究获得了通过科学技术促进基金和韩国政府彩票基金在亚太理论物理中心JRG计划中的任命资助，也获得了韩国地方政府——庆尚北道和浦项市的资助。本研究还获得了韩国国家研究基金会项目编号NRF-RS-2023-00281272和NRF-RS- 2025-00522068的资助。本文所述计算是在韩国聚变能源研究所的KAIROS超级计算集群以及亚太理论物理中心的计算服务器上完成的。

[1] G. Anglada、L. F. Rodr´ıguez 和 C. Carrasco-Gonz´alez，《年轻恒星体的射电喷流》，《天文学与天体物理学评论》**26**，3（2018）。[2] R. Blandford、D. Meier 和 A. Readhead，《活动星系核的相对论性喷流》，《天文学与天体物理学年评》**57**，467（2019）。[3] R. K. Joshi 和 I. Chattopadhyay，《采用相对论状态方程的相对论性喷流的形态与动力学》，《天体物理学杂志》**948**，13（2023）。[4] E. Liang、M. Boettcher 和 I. Smith，《无碰撞正负电子对等离子体中相对论性剪切边界处的磁场生成与粒子加速》，《天体物理学杂志》**766**，L19（2013）。[5] K.-I. Nishikawa、P. Hardee、B. Zhang、I. Dut¸an、M. Medvedev、E. J. Choi、K. W. Min、J. Niemiec、Y. Mizuno、A. Nordlund、J. T. Frederiksen、H. Sol、M. Pohl 和 D. H. Hartmann，《动理学开尔文-亥姆霍兹不稳定性导致喷流-鞘层等离子体中的磁场生成》，《地球物理年鉴》**31**，1535（2013）。[6] K.-I. Nishikawa、P. E. Hardee、I. Dutan、J. Niemiec、M. Medvedev、Y. Mizuno、A. Meli、H. Sol、B. Zhang、M. Pohl 和 D. H. Hartmann，《动理学开尔文-亥姆霍兹不稳定性导致核心-鞘层喷流中的磁场生成》，《天体物理学杂志》**793**，60（2014）。[7] H. Chen 和 F. Fiuza，《利用高功率激光器开展具有天体物理学相关性的相对论电子-正电子对等离子体实验的展望》，《等离子体物理学》**30**，10 1063 5 0134819 2023 . / . ( )。[8] E. N. Parker，*Cosmical magnetic fields. Their origin and their activity* 1979 ( )。[9] A. Bonafede、L. Feretti、M. Murgia、F. Govoni、G. Gio-vannini、D. Dallacasa、K. Dolag 和 G. B. Taylor，《由法拉第旋转测量得到的后发座星系团磁场》，《天文学与天体物理学》**513**，A30（2010）。[10] H. Takabe 和 Y. Kuramitsu，《强激光实验室天体物理学的最新进展》，《高功率激光科学与工程》**9**，e49（2021）。[11] A. Brandenburg 和 K. Subramanian，《天体物理学磁场与非线性发电机理论》（2005）。[12] T. Vachaspati，《宇宙学磁场研究进展》，《物理学进展报告》**84**，074901（2021）。[13] K. Jedamzik 和 L. Pogosian，《利用原初磁场缓解哈勃张力》，《物理评论快报》**125**，181302（2020）。[14] A. Brandenburg、D. Sokoloff 和 K. Subramanian，《曲-湍流发电机理论的现状：从大尺度到小尺度发电机，《空间科学评论》**169**, 123 (2012). [15] M. Zhou, V. Zhdankin, M. W. Kunz, N. F. Loureiro, and D. A. Uzdensky, 无碰撞等离子体的自发磁化，《美国国家科学院院刊》**119**, 10.1073/pnas.2119831119 (2022). [16] L. M. Widrow, 星系内及星系外磁场的起源，《现代物理评论》**74**, 775 (2002). [17] E. Garaldi, R. Pakmor, and V. Springel, 第一代星系周围的磁场生成：不同磁场种子生成过程对星系形成的影响，《皇家天文学会月报》**502**, 5726 (2021). [18] J. Mason, L. Malyshkin, S. Boldyrev, and F. Cattaneo, 关联时间为零和有限时，随机流中的磁发电机作用，《天体物理学杂志》**730**, 86 (2011). [19]M. Zhou, V. Zhdankin, M. W. Kunz, N. F. Loureiro, and D. A. Uzdensky, 无碰撞等离子体中的磁场生成：从魏贝尔不稳定性到湍流发电机，《天体物理学杂志》**960**, 12 (2024). [20] A. Grassi, M. Grech, F. Amiranoff, F. Pegoraro, A. Mac- chi, and C. Riconda, 流向平行外磁场下相对论性反向流等离子体中的电子魏贝尔不稳定性，Phys. Rev. E **95**, 023203 (2017). [21] L. Biermann, ¨论恒星和星际空间磁场的起源，Zeitschrift f¨ur Natur- forschung A **5**, 65 (1950). [22] E. S. Weibel, 各向异性速度分布导致等离子体中自发增长的横向波，《物理评论快报》**2**, 83 (1959). [23] A. Gruzinov, GRB：磁场、宇宙射线，以及从第一性原理出发的辐射？（ 2008 0803 1182 ），[ ] arXiv: . astro-ph . [24] E. P. Alves, T. Grismayer, S. F. Martins, F. Fi´uza, R. A. Fonseca, and L. O. Silva, 在无磁化情形下通过动理学开尔文-亥姆霍兹不稳定性产生大尺度磁场，《天体物理学杂志》**746**, L14 (2012). [25] T. Grismayer, E. P. Alves, R. A. Fonseca, and L. O. Silva, 无磁化剪切流中多维电子尺度不稳定性的理论，《等离子体物理与受控聚变》**55**, 124031 (2013). [26] M. Laishram, G. S. Yun, and Y. D. Yoon, 通过正则电池效应生成磁场，《物理评论

研究 **6**, L032052 (2024). [27] Y. D. Yoon and P. M. Bellan, 磁重联中的电子正则电池效应：电子正则涡量框架的完善，《等离子体物理学》**26**, 100702 (2019). [28] Y. D. Yoon and P. M. Bellan, 非驱动无碰撞重联及其与哨声波关系的广义双流体图景，《等离子体物理学》**24**, 052114 (2017). [29] Y. D. Yoon and P. M. Bellan, 自发二维无碰撞磁重联及哨声波产生的直观双流体图景，《等离子体物理学》**25**, 055704 (2018). [30] S. You, 正则螺度与能量演化的场论方法，《等离子体物理学》**23**, 072108 (2016). [31] J. V. D. Linden, J. Sears, T. Intrator, and S. You, 回旋扭结的正则螺度测量，《物理评论快报》**121**, 35001 (2018). [32] E. N. Nerush, D. A. Serebryakov, and I. Y. Kostyukov, 产生伽马射线和电子-正电子对的热等离子体流中的魏贝尔不稳定性，《天体物理学杂志》**851**, 129 (2017). [33] D. Kagan, L. Sironi, B. Cerutti, and D. Giannios, 对等离子体中的相对论性磁重联及其天体物理学应用，《空间科学评论》**191**, 545 2015( ). [34] S. Mahajan, 温度变换的“最小耦合”：磁流体统一，《物理评论快报》**90**, 035001 (2003). [35] S. M. Mahajan and Z. Yoshida, 扭曲时空：种子磁场和涡量的相对论起源，《物理评论快报》**105**, 095005（2010）。[36] Y. Kawazura、Z. Yoshida 和 Y. Fukumoto，相对论性流体和等离子体中的重标记对称性，《物理学杂志A：数学与理论》**47**，465501（2014）。[37] A. H. Taub，相对论性兰金-许贡纽方程，Phys. Rev.**74**，328（1948）。[38] T. P. Wright 和 G. R. Hadley，相对论性分布函数及其在电子束中的应用，《物理评论A》**12**，686（1975）。[39] M. Hesse 和 S. Zenitani，相对论性正负电子等离子体重联中的耗散，《等离子体物理学》**14**（2007）。[40] M. Melzani、C. Winisdoerffer、R. Walder、D. Folini、J. M. Favre、S. Krastanov 和 P. Messmer，Apar-t：粒子网格代码、验证及粒子网格结果的物理解释，《天文学与天体物理学》**558**，A133（2013）。[41] J. Derouillat、A. Beck、F. P´erez、T. Vinci、M. Chiaramello、A. Grassi、M. Fl´e、G. Bouchard、I. Plotnikov、N. Aunai、J. Dargent、C. Riconda 和 M. Grech，Smilei：一种用于等离子体模拟的协作式开源多用途粒子网格代码，《计算物理学通讯》**222**，351（2018）。[42] S. M. Mahajan 和 Z. Yoshida，双旋度贝尔特拉米流：抗磁结构，《物理评论快报》**81**，4863（1998）。[43] A. M. Anile，*Relativistic Fluids and Magneto-fluids: With Applications in Astrophysics and Plasma Physics*，《剑桥数学物理专著》（剑桥大学出版社，1990）。