PROCEEDINGS OF SCIENCE

Th相变对双轻子产生的影响

RenanGóes-Hirayama[a,c,d,*] 和 **Hannah Elfner**[b,c,d]

[a]加拿大魁北克省蒙特利尔市大学街*3600*号麦吉尔大学物理系，邮编*H3A 2T8*[b]德国达姆施塔特市普朗克大街*1*号*GSI*亥姆霍兹重离子研究中心，邮编*64291*[c]德国美因河畔法兰克福市马克斯·冯·劳厄大街*1*号歌德大学理论物理研究所，邮编*60438*[d]德国美因河畔法兰克福市马克斯·冯·劳厄大街*12*号*GSI*亥姆霍兹中心法兰克福校区黑森州*FAIR*亥姆霍兹研究院（*HFHF*），邮编*60438*

电子邮箱：hirayama@itp.uni-frankfurt.de

我们计算了与 FAIR 的 CBM实验和 STAR束流能量扫描相关的束流能量下的双电子产额。由于潜热的作用，预计发生相变时中等质量双电子的产生量会增加。本文采用 SMASH+vHLLE 混合模型，在两种情景下量化这一增强：一种采用由袋模型和强子共振气体构成、并由麦克斯韦构造的相变分隔的玩具状态方程；另一种采用基于三维伊辛普适类、包含临界端点的更现实的状态方程。我们证实，当系统经历一级相变时，双轻子产额会增加；在现实情景下，增幅约为 7%。

第*13*届高能核碰撞硬探针与电磁探针国际会议（*HardProbes2026*） *2026*年*6*月*21*日至*26*日 美国田纳西州纳什维尔

*演讲者© 作者根据《知识共享署名—非商业性使用—禁止演绎4.0国际许可协议》（CC BY-NC-ND 4.0）享有版权。保留将文本和数据用于商业目的的文本与数据挖掘、AI 训练及类似技术的所有权利。ISSN 1824-8039。由 SISSA Medialab 出版。

arXiv:2611.32712v1 [hep-ph] 24 Nov 2026

1. 引言

绘制有限重子密度下强相互作用物质相图，是当前重离子研究的核心目标之一。在重子化学势为零时，格点量子色动力学表明，从强子到夸克胶子等离子体（QGP）的转变是平滑的交叉。在更高的 μ_B下，有效模型表明这一转变会成为一级相变，并终止于临界端点（CEP）。确定临界端点和一级相变线，是相对论重离子对撞机（RHIC）的 STAR束流能量扫描计划以及 FAIR 即将开展的 CBM实验的目标 [1]。

双轻子在整个演化过程中持续发射，且离开介质时不受扰动，因此其谱承载着碰撞整个时空演化历史的积分信息。这使双轻子成为探测一级相变的有力手段：如果系统经历一级相变，在相之间转换时必然释放或吸收潜热，从而延长系统在高温区域停留的时间，并可能增强双轻子产生。采用粗粒化输运模拟的研究曾在低束流能量碰撞中提出这种关联，并发现状态方程（EoS）中存在相变时，低质量双轻子的产额可能会翻倍 [2, 3]。然而，在这些研究中，改变状态方程带来的影响不止相变本身；禁闭相和退禁闭相也会发生改变，因此无法清晰地区分相变的影响。在本研究中，我们聚焦于中间不变质量区间（IMR，$1.3 < m_{ee}/\mathrm{GeV} < 3$）来探讨这一问题。该区间由早期阶段的热辐射主导，其中夸克胶子等离子体（QGP）是重要的贡献来源。

2. 理论框架

SMASH-vHLLE 混合模型。 为了模拟并演化本研究所考察的碰撞，我们采用一条混合链，将强子输运方法 SMASH [4] 与（3+1）D 流体动力学代码 vHLLE [5]相结合。初始核子由 SMASH 按照伍兹 - 萨克森分布进行采样，并使用与实验数据相符的截面使其发生碰撞 [6]。产生的强子继续相互作用并传播，直至满足流体化判据（详见下文），随后用于构建流体动力学阶段的初始条件（IC）。流体演化遵循包含剪切黏度和体黏度的 Israel-Stewart运动方程，但忽略电荷扩散。在此，我们探讨两种状态方程（EoS）以封闭方程组。随着流体膨胀并变得稀薄，能量密度较低的单元会使用 Cooper-Frye公式进行粒子化，并纳入非平衡修正 [7]。随后将采样得到的粒子送回 SMASH，进行“后燃器”演化，直至冻结。

当束流能量足够高时，洛伦兹收缩的原子核会变得扁平，中快度区近似具有纵向推动不变性。在这种情况下，人们认为介质会在恒定的双曲时间 τ_0实现流体化。我们按照以往工作的做法 [7, 8]，通过两个原子核的原子核穿越时间确定 τ_0 。在较低的束流能量下，这些条件并不满足，也不存在明显的运动学区域可用于启动流体演化。因此，我们采用动态流体化（DynFlu） [9], : 当周围的能量密度超过阈值 $\varepsilon_{\mathrm{th}}$时，粒子便转化为流体。对于碎裂产物，其在静止系中的固有时应超过一个固定时间 t_f，以防止出现非物理的热点。在此，我们设定 $\varepsilon_{\mathrm{th}} = 0.35$ 吉电子伏特/ fm^3,和 $t_f = 0.2$ fm，其余参数沿用 [10]中进行的贝叶斯分析结果。

双轻子辐射。 在非平衡阶段（初始条件和后燃器）中，SMASH 使用 辐射方法：共振态每传播一个时间步长便发射一个微扰双轻子，每个双轻子都对应一个与相应部分衰变宽度成正比的权重，并在分析过程中予以考虑。所包含的通道在 [11]中有所描述。

vHLLE 中的流体演化采用多体理论框架下计算的热反应率[12, 13], , 这些反应率取决于从数值网格的每个单元提取的热力学信息，即局部温度、总重子密度和夸克胶子等离子体的比例。总谱由开发并发布于 [14, 15] 的库计算得出。

本分析聚焦于中间质量区双轻子，预计其主要来源是夸克胶子等离子体。由于该区域没有共振峰，且不变质量谱不会因径向流而发生偏移，因此可以用谱的斜率来衡量介质达到的最高温度。如 [14, 16], 所示，介质达到的最高温度与热谱的 T_{eff} 密切相关，其中我们拟合 $\frac{dN}{dm_{ee}} \propto m_{ee}^{3/2} \exp\left(-\frac{m_{ee}}{T_{\text{eff}}}\right)$.

3. 结果

袋模型 +强子共振气体。 为了探究双轻子产生对一级相变的敏感性，我们构建了一个玩具模型，使相变强度可变：

$$P(T, \mu_B; B) = P_{\text{HRG}}\Theta(T_c - T) + (P_{\text{partons}} - B)\Theta(T - T_c). \tag{1}$$

此处，禁闭相由 P_{HRG}描述，它是一种包含 SMASH 自由度的强子共振气体； P_{partons} 是夸克（两种味）和胶子的非相互作用理想气体的压力，而 B 是所谓的袋参数。增大该参数会同时提高临界温度 T_c ——通过强制压力连续性（1）确定——以及潜热，即 $\Delta\varepsilon = 4B$ 在 $\mu_B = 0$处的潜热。共存相通过麦克斯韦构造确定，该构造会自动给出热反应率所需的夸克胶子等离子体比例。方程（1）表示为(T, μ_B)的函数，但流体动力学需要(ε, n_B)网格。对于这种状态方程，这种反演在高于 $\mu_B > 0$时45 吉电子伏特变得数值不可靠，因此我们将其适用范围限制在$\sqrt{s_{\text{NN}}} \geq 20$ 吉电子伏特的碰撞中，从而完全避免了这一问题。因此，我们采用恒定 τ_0下的初始条件。

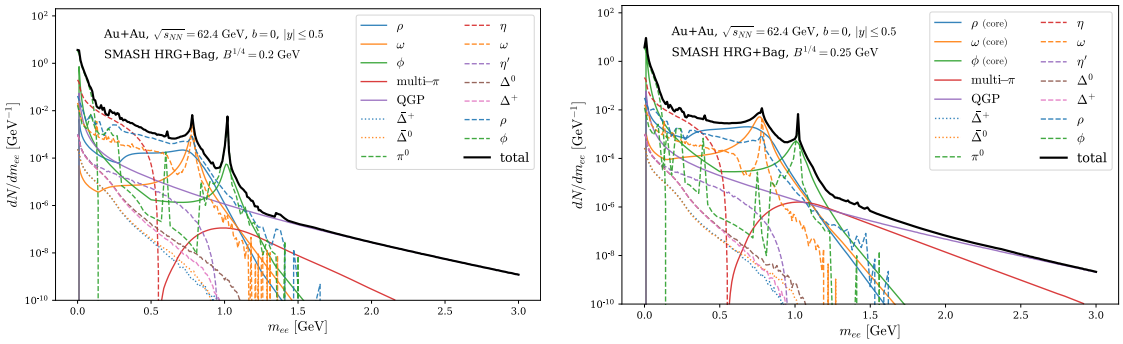

图1： 左图（右图）：采用袋模型+强子共振气体状态方程计算的弱（强）袋模型下的双电子谱。实线（虚线和点线）表示来自流体（强子）的贡献。

图1 展示了能对中心 Au+Au 碰撞在$\sqrt{s_{\rm NN}}$ = 62时的双电子谱产生贡献的源。4 吉电子伏特，所使用的状态方程为（1）。左图展示了 $B^{1/4}$ = 0下的“弱”袋模型2 吉电子伏特，右图则展示了 $B^{1/4}$ = 0下的“强”袋模型25 吉电子伏特。低不变质量区间（$m_{ee} \leq m_{\phi}$）体现了核心与晕区贡献之间的竞争，这反映了系统在各个阶段所经历的时间长短。弱袋模型具有更大的晕区贡献，因为较小的潜热意味着流体阶段更短。此外，弱袋模型在矢量介子极点质量附近的峰更窄，因为向强子共振气体的转变始于更低温度，从而导致谱函数展宽程度更低。在中间不变质量区间内，夸克胶子等离子体产生率占主导，多光子辐射的次要贡献随着π 的升高而变得更加重要 B。这可以通过这些源的时间演化来解释，如图2最左侧的图所示：起初，系统完全处于夸克胶子等离子体相。随着时间推移，流体逐渐冷却，并转变为强子共振气体。在强袋模型中，这一过程更早发生，且曲线斜率更小，表明转变持续的时间更长。

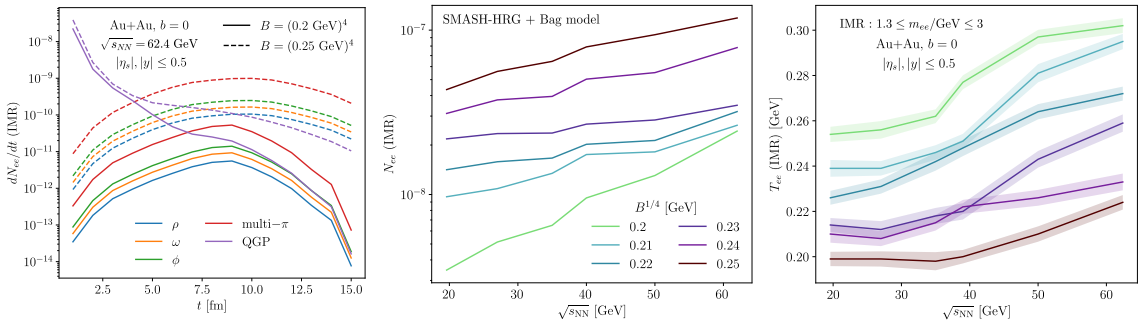

图 2： 左：不同袋模型参数下，流体中 IMR 各个来源随时间的变化。中（右）：产额（有效温度）的激发函数。误差带表示拟合不确定性。

图 2的中间和最右侧图分别展示了不同袋模型参数下 IMR 双电子的产额和有效温度激发函数。如上所述，较大的 B 具有更大的潜热，因此相变持续时间更长，使流体有更多时间辐射。然而，由于多重π 项在较强袋模型中相对更重要，且对应较软的谱（参见图1），它会降低反斜率 $T_{\rm eff}$。

二维伊辛模型 T' 展开方案。要定量论述相变的影响，需要一个现实的状态方程。为此，我们使用 MUSES 合作组的二维伊辛模型 T′ 展开方案模块[17]。该模块通过将热力学量从三维伊辛模型映射到量子色动力学变量而构建，因为这两种理论属于同一个普适类。本节使用随附的配置，其临界终点位于 $(T^c,\ \mu_B^c) = (0.139,\ 0.4)$ 吉电子伏特。此外，该模块允许沿相变线改变这些值；我们通过将其设为最大 μ_B值来利用这一功能，从而有效模拟交叉。这两种设置仅在相变区域附近有所不同——禁闭区与去禁闭区相同——因此，可观测量的任何差异都完全源于系统经历一级相变，这与 [2, 3] 或袋模型+强子共振气体状态方程的情况不同。

图中左侧的图3 展示了流体最初形成时，相图中各单元的分布。可以看到，束流能量为 $\sqrt{s_{\rm NN}}$ = 3.5 吉电子伏特 的碰撞会完全经过一级相变，而10 吉电子伏特的碰撞则大多始于其上方的交叉区域。由于这处于低至中等束流能量范围，我们采用 DynFlu初始条件，使所有

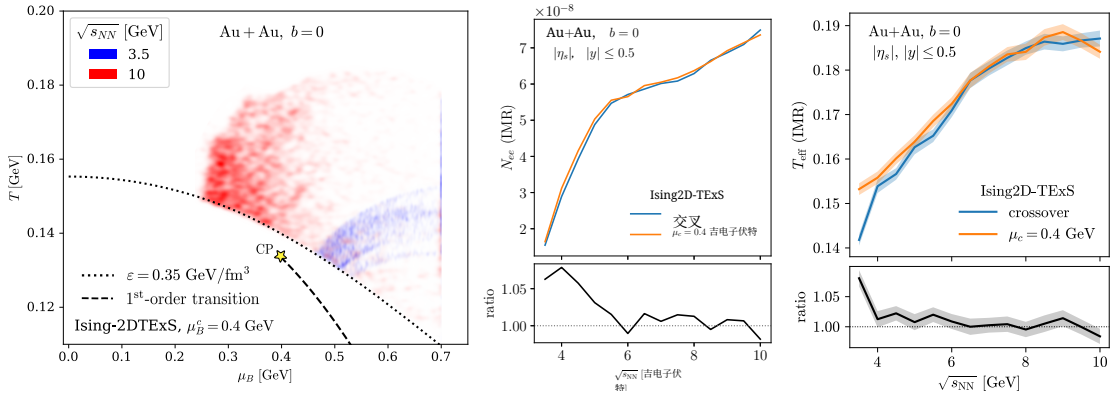

图 3： 左：采用 Ising-2DTExS状态方程时，初始流体元在相图中的分布。中部：存产额（有效温度）的激发函数。误差带表示拟合不确定性。

单元都从阈值 $\varepsilon_{\text{th}} = 0.35$ 吉电子伏特/平方飞米以上开始。此外，这幅图还展示了该模块的一个缺点：其上限为 $\mu_B = 0.7$ 吉电子伏特，因此未涵盖系统中密度最高的部分。对此，我们将超出范围单元的温度设为能够维持相同能量密度的值。这会破坏重子数守恒，但由于这种情况在临界终点和交叉型状态方程中都会发生，我们认为这不会显著影响比较结果。

图 3 的中间图和右图展示了两种状态方程下中间不变质量区间产额和有效温度的激发函数。如预期，两者均呈现单调增加的趋势，并且在较低束流能量下增加得更快。对于 $\sqrt{s_{\text{NN}}} \leq 5$。5 吉电子伏特，有临界终点和无临界终点曲线之间的比值表现出持续增强，表明在存在相变的情况下，产额最多增加了 7%。有效温度图也显示出增强的迹象，但在拟合不确定性范围内，该比值与 1 一致。

4. 讨论

我们在 SMASH-vHLLE 混合模型中研究了两种情景下相变对双轻子产生的影响。基于袋模型+强子共振气体状态方程的定性分析显示，中间不变质量区间产额和有效温度 T_{eff} 对动力学演化和状态方程都存在显著的模型依赖性；尤其是，不同双轻子源之间的相互作用会导致 T_{eff} 在潜热更大的袋模型中降低。采用基于伊辛普适类的现实状态方程时，我们发现，当系统经历一级相变时，中间质量区产额最多会有 7% 的不可忽略增强。尽管这一效应较小，但可以确定它是由相变本身引起的，而不是由于 (T, μ_B) 中状态方程覆盖范围不同所致。不过，我们要强调的是，当前模型未包含临界现象或自旋odal分解，而这两者可能会改变该数值。此外还需指出， [12, 13] 中热反应率的推导假设介质处于平衡状态，这与黏性流体动力学并不完全一致。尽管如此，本文展示的结果与以下预期一致：在存在相变的情况下，双轻子产生会出现可观测的增强。

致谢

我们感谢德国科学基金会（DFG，德国研究基金会）的支持——项目编号 315477589——TRR 211。GSI 的 GreenCube 提供了计算资源。

参考文献

[1] A. Bzdak、S. Esumi、V. Koch、J. Liao、M. Stephanov 和 N. Xu，《Phys. Rept.》853，1（2020），另见其中的参考文献。[2] F. Seck、T. Galatyuk、A. Mukherjee、R. Rapp、J. Steinheimer、J. Stroth 和 M. Wiest，《Phys. Rev. C》106，014904（2022），arXiv:2010。04614 [nucl-th]。[3] O. Savchuk、A. Motornenko、J. Steinheimer、V. Vovchenko、M. Bleicher、M. Gorenstein 和 T. Galatyuk，《J. Phys. G》50，125104（2023），arXiv:2209。05267 [nucl-th] 。[4] J. Weil 等（SMASH），《Phys. Rev. C》94，054905（2016），arXiv:1606。06642 [nucl-th] 。[5] I. Karpenko、P. Huovinen 和 M. Bleicher，《Comput. Phys. Commun.》185，3016（2014）。[6] C. Rosenkvist 和 H. Elfner，《Phys. Rev. C》112，014911（2025），arXiv:2503。05504 [hep-ph] 。[7] I. A. Karpenko、P. Huovinen、H. Petersen 和 M. Bleicher，《Phys. Rev. C》91，064901（2015）。[8] A. Schäfer、I. Karpenko、X.-Y. Wu、J. Hammelmann 和 H. Elfner（SMASH），《Eur. Phys. J. A》58，230（2022），arXiv:2112。08724 [hep-ph]。[9] R. Góes-Hirayama、J. Egger、Z. Paulínyová、I. Karpenko 和 H. Elfner，《Phys. Rev. C》113，044906（2026），arXiv:2507。19389 [hep-ph] 。[10] N. Götz、I. Karpenko 和 H. Elfner，《Phys. Rev. C》112，014910（2025）。[11] J. Staudenmaier、J. Weil、V. Steinberg、S. E ndres 和 H. Petersen（SMASH），《Phys. Rev. C》98，054908（2018），arXiv:1711。10297 [nucl-th] 。[12] R. Rapp 和 J. Wambach，《Eur. Phys. J. A》6，415（1999），arXiv:hep-ph/9907502。[13] H. van Hees 和 R. Rapp，《Nucl. Phys. A》806，339（2008），arXiv:0711。3444 [hep-ph] 。[14] R. Góes-Hirayama、Z. Paulínyová、J. Egger、I. Karpenko 和 H. Elfner，《EPJ Web Conf.》364，07005（2026），arXiv:2510。02862 [nucl-th] 。[15] R. N. Góes-Hirayama，《在混合方法中动态产生双轻子》，博士论文，歌德大学，法兰克福（美因）（2026），fluid-dileptons 库：https://github.com/ smash-transport/fluid-dileptons。[16] J. Churchill、L. Du、C. Gale、G. Jackson 和 S. Jeon，《Phys. Rev. Lett.》132，172301（2024）。[17] M. Kahangirwe、S. Bass、E. Bratkovskaya、J. Jahan、P. Moreau、P. Parotto、D. Price、C. Ratti、O. Soloveva 和 M. Stephanov，《Phys. Rev. D》109，094046（2024），（T、μ_B）$\rightarrow$（ε、n_B）由 Tomáš Poledníček 执行的反演。