arXiv:2304.06219v1 [physics.plasm-ph] 13 Apr 2023

等离子体中强离子束的输运：准直与能量损失减少

Yongtao Zhao,[1,*] Benzheng Chen,[1,2] Dong Wu,[2,†] Rui Cheng,[3,‡] Xianming Zhou,[1,4] Yu Lei,[3] Yuyu Wang,[3] Xin Qi,[3] Guoqing Xiao,[3] Jieru Ren,[1] Xing Wang,[1] Dieter H. H. Hoffmann,[1] Fei Gao,[5] Zhanghu Hu,[5] Younian Wang,[5] Wei Yu,[6] Stephan Fritzsche,[7] 和 Xiantu He[8]

[1] *MOE Key Laboratory for Nonequilibrium Synthesis and Modulation of Condensed Matter,School of Physics, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China*[2] *Institute for Fusion Theory and Simulation, Department of Physics, Zhejiang University, Hangzhou 310058, China*[3] *Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China*[4] *College of Physics and Electronic Engineering, Xianyang Normal University, Xianyang 712000, China*[5] *School of Physics and Optoelectronic Technology,Dalian University of Technology, Dalian 116024, China*

[6] *State Key Laboratory of High Field Laser Physics,Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, 201800 Shanghai, China*[7] *Helmholtz-Institut-Jena and Friedrich-Schiller-University-Jena, D-07743 Jena, Germany*

[8] *Key Laboratory of HEDP of the Ministry of Education and CAPT, Peking University, 100871 Beijing, China*（日期：2023年4月14日）

我们比较了特性明确的氢等离子体对低流强和高流强离子束的输运特性。根据当前的阻止本领模型，可以很好地理解低流强离子束的能量损失。然而，对于高流强质子束，实验中观察到了显著的能量损失减少和准直现象。我们开发了一种新的粒子模拟代码，其中同时包含集体电磁效应和碰撞相互作用。我们的模拟表明，高流强质子束的输运会诱导产生电阻磁场，这些磁场能够使质子束准直，同时耗尽束流路径上的局部等离子体密度。这反过来导致了实验中检测到的能量损失减少。

PACS编号：52.38.Kd, 41.75.Jv, 52.35.Mw, 52.59.-f

引言

强离子束在等离子体中的阻止与输运特性方面不断发现新的现象，并揭示出对 underlying基本物理细节的新认识 [1]。这不仅具有基础研究意义，对于核聚变 [2] 和先进加速器技术 [3]等众多应用也至关重要。离子在物质中的阻止在医学 [4, 5], 、材料科学[6–8], 以及状态方程性质的确定 [6, 7]等方面也有许多应用。在上个世纪，人们对离子束与固体和气体的相互作用进行了广泛研究，因为裂变产物使高速离子得以利用，随后加速器技术的快速发展也推动了相关研究。如今核物理、粒子物理和医学领域所采用的高水平探测器技术，如果没有投入到物质中离子阻止研究的大量研究工作，是难以想象的。与环境条件下气态和固态物质阻止本领的海量数据相比，目前关于电离物质以及极端条件下物质的数据仍然十分匮乏。然而，情况正在改善，因为全球许多研究小组开始利用等离子体靶和激光产生的粒子束，以及来自加速器的离子束来研究这一问题。但仍有一些悬而未决的问题。这是由于等离子体具有瞬态性质，给实验带来了挑战。此外，理论表征也同样是繁琐。当束流电流较高时，除了二元近距离碰撞和远距离碰撞的影响外，还需要考虑集体电磁效应。20世纪80年代的初始实验之后 [9–11], , 开展了系统性的束流-等离子体相互作用实验，采用了从质子到铀的不同离子种类，以及由低密度放电产生的等离子体靶、高密度Z箍缩等离子体和激光产生的等离子体 [8, 12–22]。所有这些实验中的离子束密度都较低，因此束流诱导的集体电磁场可以忽略。相反，研究温度、自由电子密度和电离度等等离子体参数对离子阻止过程的影响，具有极其重要的意义。由于激光技术的快速发展，通过激光加速过程可以获得强流、高能离子束[1, 8, 23]。高流强束流（数十千安）可以聚焦到数十微米 [24]。这类离子束在与等离子体相互作用时，可通过自生电磁场和近距离相互作用显著影响等离子体状态。最近，利用混合粒子网格（PIC）模拟，报道了质子束输运过程中的电磁效应 [25, 26]。他们在模拟中发现了质子束的强聚焦，并将这一效应归因于电阻磁场的产生。在本文中，我们介绍了在氢等离子体中开展的、关于不同束流电流离子束阻止与输运特性的实验。令人惊讶的是，对于高流强质子——

吨束中观察到了显著的准直效果和能量损失降低。为了分析实验结果，开发了一种新的粒子网格代码（粒子网格代码），其中同时包含集体电磁效应和碰撞相互作用。模拟结果表明，高流强束流诱导的自生电磁场会产生聚焦作用，并在某些情况下减少能量损失。

实验装置及结果

实验在兰州重离子研究装置（HIRFL）320 kV高压平台上进行 [27–30], 如图所示。1(a)。电子回旋共振（ECR）型离子源（详情见补充信息第I节）可产生多种正离子，种类范围从质子和α粒子到钙。能量范围受320 kV的最大终端电压以及离子电荷态q的限制。在我们的实验中，产生了初始能量为100 keV/u的氦离子束，以及能量范围为100 keV至250 keV的质子束。质子束的束流电流为毫安量级，比先前束流-等离子体输运实验中使用的束流电流高出几个数量级 [31, 32]。氦离子束的束流电流很低，用于对比实验。专为本实验设计的气体放电装置用作等离子体靶。（详情见信息第II节。）按照参考文献 [33]中描述的步骤对该等离子体进行详细研究，结果表明其具有很好的重复性，且稳定、均匀。离子束穿过等离子体和偏转磁铁后，由快速门控位置敏感探测器（PSD）记录。

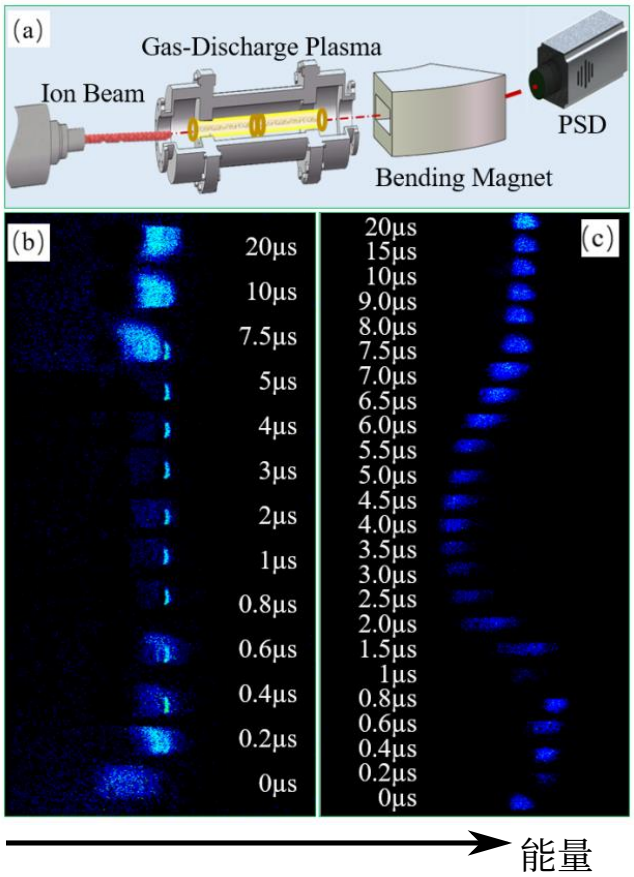

图1。（在线彩色）**实验布局和位置灵敏探测器结果。a** 实验装置示意图，包括离子源、氢等离子体靶、偏转磁铁和快速门控位置敏感探测器。**b**高流强质子束在等离子体中的实验能量损失（以位置偏移表示）随时间的变化，其中质子的注入能量为200千电子伏。**c** 低流强氦束在等离子体中的实验能量损失随时间的变化，其中氦离子的注入能量为400千电子伏。

在图 1(b)中，我们展示了高电流（mA）、初始能量为 200 keV 的质子束穿过等离子体后的能量损失测量结果。位置灵敏探测器记录了放电过程中不同时刻发射的离子，能量损失则由位置偏移表示。能量损失取决于氢放电等离子体中随时间变化的自由电子密度。令人惊讶的是，我们观察到质子表现出强烈的准直效应。此外，准直后的质子能量损失显著降低。这种准直效应和能量损失的降低出现在 0.4 至 7.5

μ秒，此时大部分氢等离子体的电离度达到最大值。在这一时间窗口内，质子束的最大能量为197.3千电子伏特。这意味着输运过程中仅损失了2.7千电子伏特的能量。这远低于放电等离子体形成之前冷氢气中的能量损失。此前所有关于放电等离子体和Z箍缩等离子体的能量损失测量结果均报告了能量损失增加。因此，我们遇到了一种新现象。图1（c）展示了氦离子的实验能量损失

我们的测量结果与参考文献 [34]报告的理论预测非常吻合。

对图1(b) 和 (c) 中实验结果的分析使我们得出以下结论：1）准直效应往往出现在高等离子体密度下；2）准直离子束的能量损失显著降低。这是一种新效应，正如上文所述。因此，有必要提出一种新的假设形式，并通过考虑集体效应的模拟来解释这一结果。

讨论

为了揭示所观察到结果的原因，我们在此参考粒子元胞（PIC）模拟，因为这种模拟能够很好地纳入电磁场和等离子体运动等集体效应。为了与现有的标准阻止本领模型建立联系，在 PIC 模拟中——

通过最近开发的蒙特卡罗二元碰撞模型纳入了近距离粒子碰撞 [35, 36]。然而，对于典型的PIC模拟 [37]，，需要解析等离子体频率；此外，为尽量减少人为网格加热并抑制数值不稳定性，网格尺寸必须与德拜长度相当。因此，由于需要在最短的时间和长度尺度上运行，噪声水平高、计算需求大，这极大限制了PIC方法在大规模模拟中的应用。

尽管毫安范围内的束流电流很高，但束流粒子密度仍比等离子体密度低几个数量级。尽管如此，我们仍将束流诱导的电磁效应考虑在内。对于这一特定情况，我们不求解完整的麦克斯韦方程组，而是耦合安培定律、法拉第定律和欧姆定律，以更新电场和磁场。有关该方法的详细描述，请参阅文献 [38]。由于只需求解麦克斯韦方程组的一部分，该方法速度很快，适用于大规模模拟。利用二维LAPINS PIC代码 [39, 40]，，在X-Y笛卡尔几何中进行了模拟，其中离子束沿X方向传播。模拟区域的尺寸选为X(180毫米)×Y(10毫米)，并划分为 1800×100 个均匀网格。模拟假设存在一个长度为150毫米的均匀氢等离子体，其自由电子密度为 n_{fe}=2.1×10^{16} cm^{-3}，束缚电子密度为 n_{be}=1.8×10^{16} cm^{-3} ，初始温度为 T_e=1 电子伏特。能量固定为200 keV、半高全宽为1.4 keV且束流密度可变的质子束—— 1×10^{13}、5×10^{13} 和 $1\times10^{14}cm^{-3}$ （对应的电流密度分别为 1×10^{3}、5×10^{3}和 1×10^{4} A/cm^2）——被注入等离子体靶中。图2显示了质子束在等离子体靶中传播至50纳秒时，不同初始束流密度下的束流分布。初始束流密度分别为(a) 1×10^{13}、(b)5×10^{13} 和(c) 1×10^{14} cm^{-3}。随着束流密度增加，注入的束流开始发生准直。图3很好地展示了准直机制。图中给出了束流密度为 1×10^{14} cm^{-3} 、传播至50纳秒时的(a)磁场、(b)等离子体密度和(c)等离子体温度的空间分布。随行的背景电子（即所谓的“回流电流”）产生了电场和磁场

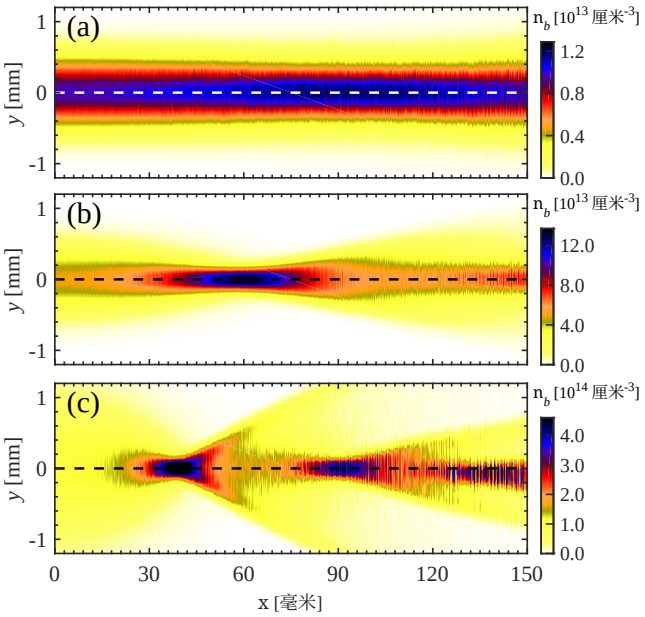

图 2。（网络版彩色）**采用 PIC模拟获得的不同初始密度、注入能量均为 200 keV 时，质子束在等离子体中的传播情况（ 50 纳秒）**。子图**a**、**b** 和**c** 分别对应初始密度 1×10^{13}、5×10^{13} 和 1×10^{14} 厘米$^{-3}$。

符合麦克斯韦方程组（欧姆定律和法拉第定律）的要求。图 3(a) 显示，磁场强度最高可达 0.1 T，足以对注入的质子束进行准直。在图 3(b) 中，随着时间推移，等离子体通道逐渐形成，这是由于图 3(c) 中中心区域的背景电子被加热所致。图 4 展示了这一过程更直观的示意。

在图 5（a）中，我们展示了电子密度和温度的剖面随时间的变化情况。从 0 到 50 ns，中心电子被加热，密度降低。随着模拟时间的增加，一个等离子体通道正在形成。当准直质子束穿过这一低密度等离子体通道时，其能量损失会降低。喷射束流质子的截止能量 $E_{cut-off}$ 随时间的变化如图 5（b）所示。它表示能谱中对应于最大强度一半的较高能量值。蓝色点线处 E= 194.6 keV 表示贝特理论给出的结果[41, 42] （详情请参见补充信息的第 IV 节）。模拟中的截止能量（红色实线）随时间增长，最终超过贝特理论的预测值。

截至目前，我们已经通过PIC模拟复现了束流准直及相应的能量损失减少现象。需要注意的是，磁场已被证明是关键因素。结合安培定律、欧姆定律和法拉第定律，磁场可近似表示为 $\partial \boldsymbol{B}/\partial t = c\nabla\times(\eta \boldsymbol{J}_f)$。通过增加束流电流 $\boldsymbol{J}_f$ 和电阻率 η，磁场也会相应增强。这一机制解释了等离子体通道中强束流的准直效应和能量损失减少现象。它还解释了为什么当等离子体靶的电离度较高时会出现这类现象，因为电阻率 η 与等离子体电离度 Z呈线性关系。

总之，我们报告了氢等离子体中不同流强离子束输运特性的实验结果。在等离子体条件固定的情况下，

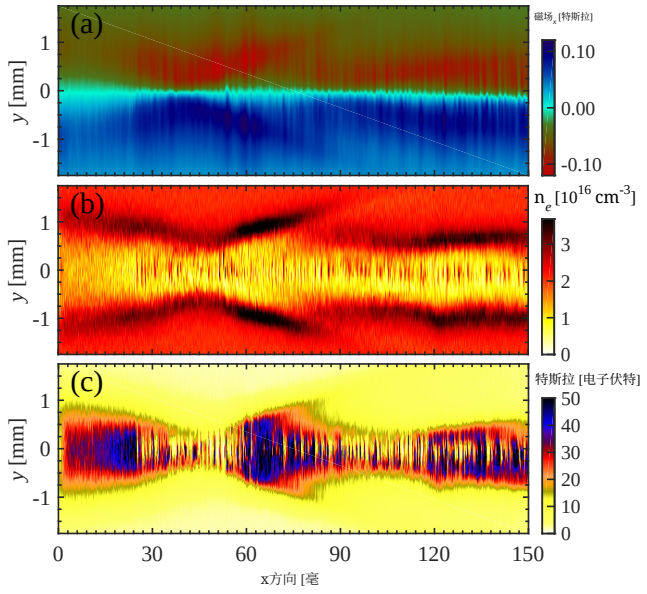

图3。（在线彩色）**质子束的密度** 1×10^{14} $\mathbf{cm}^{-3}$。呈现了50纳秒时**a**磁场、**b** 等离子体密度和**c** 等离子体温度的空间分布。束流的注入能量为200千电子伏特。

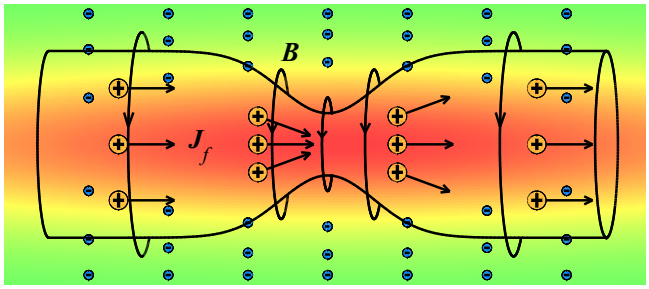

图 4。（在线彩色）**等离子体通道示意图**。黄色带正电粒子是束流质子，蓝色带负电粒子代表等离子体电子。等离子体的初始温度为 1 电子伏特（绿色）。束流可以加热中心处的电子（红色），并形成等离子体通道。

我们比较了低流强氦离子束与高流强质子束的输运特性。低流强离子束的能量损失可以用现有理论模型很好地解释。相比之下，高流强质子束穿过等离子体时，出现了显著的准直效应和能量损失减少。二维PIC模拟也证实了这一结果；模拟中同时考虑了集体电磁效应和碰撞相互作用。我们认为，准直效应源于高流强质子束输运时产生的电阻磁场，而能量损失减少则是由束流路径上局部等离子体密度降低所致。

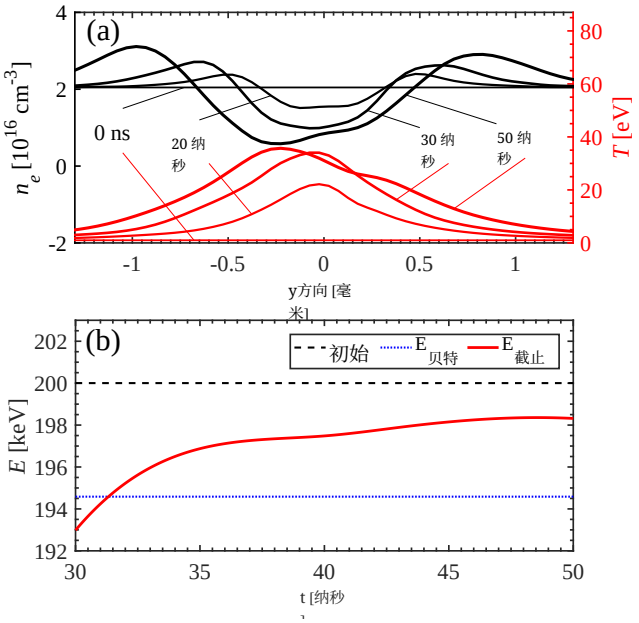

图 5.（在线彩色）**等离子体中束流准直时的能量损失减少**。**a**和 ns 时刻沿 y 0, 20, 方向的电子密度（黑色）和温度（红色）分布。**b** 射出质子的能量随时间的变化。实线为模拟中的截止能量（红色）。 E=194.6 keV 处的点线为贝特理论计算结果（蓝色）。同时还显示了入射的 200-keV 质子束数据（黑色），以供比较。

Methods

PIC模拟模型。模拟采用二维LAPINS PIC代码进行 [39, 40]，其中质子-原子核、质子-束缚电子和质子-自由电子之间的近距离相互作用采用蒙特卡罗二体碰撞模型处理；同时还考虑了电离动力学模型，包括碰撞电离、电子-离子复合和电离势降低。大规模等离子体模拟往往会给计算能力带来难以承受的负担。因此，我们没有求解完整的麦克斯韦方程组，而是采用一种结合PIC方法与约化模型的新方法 [40]。为考虑集体电磁效应，我们忽略背景电子的惯性。背景电子随束流共同运动，由欧姆定律和法拉第定律决定电场和磁场的产生。背景“回流电流” $\boldsymbol{J}_b$由安培定律计算，其中 $\boldsymbol{J}_b = (c/4\pi)\nabla\times\boldsymbol{B} - (1/4\pi)\partial\boldsymbol{E}/\partial t - \boldsymbol{J}_f$，其中 $\boldsymbol{J}_f$ 为注入质子的电流。随后根据欧姆定律求解电场 $\boldsymbol{E} = \eta\boldsymbol{J}_b - \boldsymbol{v}_e\times\boldsymbol{B}/c - \nabla p_e/(en_e)$，其中 η 表示电阻率， $\boldsymbol{v}_e$ 为电子速度， p_e 为电子压强。最后，利用法拉第定律推进磁场 $\partial\boldsymbol{B}/\partial t = -c\nabla\times\boldsymbol{E}$。与标准PIC代码相比，该代码更加

省时，并且能够避免数值不稳定性 [40]。

数据可用性

本研究中生成和分析的数据集可根据合理请求向通讯作者索取。模拟的详细信息可根据合理请求向通讯作者索取。

* 电子邮箱：zhaoyongtao@xjtu.edu.cn † 电子邮箱：dwu.phys@zju.edu.cn ‡ 电子邮箱：chengrui@impcas.ac.cn

[1]J. Ren、Z. Deng、W. Qi 等，《观察到激光加速的强质子束在高密度电离物质中的高阻止效应》，Nat. Commun. 11, 5157 (2020)。[2] M. J. Edwards、P. K. Patel、J. D. Lindl 等，《国家点火装置实现点火的进展》，Phys. Plasmas 20, 070501 (2013)。[3] B. Y. Sharkov、D. H. H. Hoffmann、A. A. Golubev 和 Y. Zhao，《利用强离子束开展高能量密度物理研究》，Matter Radiat. Extremes 1, 28 (2016)。[4] U. Linz 和 J. Alonso，《激光驱动质子加速器要应用于肿瘤治疗，需要具备哪些条件？》，Phys. Rev. Spec. Top.-Accel. Beams 10, 094801 (2007)。[5] U. Linz 和 J. Alonso，《重新审视用于肿瘤治疗的激光驱动离子加速器》，Phys. Rev. Accel. Beams 19, 124802 2016( )。[6] A. Pelka、G. Gregori、D. O. Gericke 等，《强质子束诱导的碳超快熔化》，Phys. Rev. Lett. 105, 265701 (2010)。[7] S. Feldman、G. Dyer、D. Kuk 和 T. Ditmire，《利用激光加速质子加热固体密度铜，测量其状态方程》，Phys. Rev. E 95, 031201 2017( )。[8] A. B. Zylstra、J. A. Frenje、P. E. Grabowski 等，《温稠密等离子体中带电粒子阻止的测量》，Phys. Rev. Lett. 114, 215002 (2015)。[9] F. C. Young、D. Mosher、S. J. Stephanakis 等，《靶材烧蚀等离子体中1 MeV氘核增强阻止效应的测量》，Phys. Rev. Lett. 49, 549 (1982)。[10] J. N. Olsen、T. A. Mehlhorn、J. Maenchen 和 D. J. Johnson，《高温靶中的增强离子阻止能力》，J. Appl. Phys. 58, 2958 (1985)。[11] P. M. Evans、A. P. Fews 和 W. T. Toner，《利用聚变反应产物诊断激光产生的等离子体》，Laser Part. Beams 6, 353 (1988)。[12] K. Weyrich、D. H. H. Hoffmann、J. Jacoby 等，《氢放电等离子体中重离子的能量损失》，Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A 278, 52 (1989)。[13] C. Deutsch、G. Maynard、R. Bimbot 等，《离子束与等离子体相互作用——一种标准模型方法》，Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A 278, 38 (1989)。[14] D. H. H. Hoffmann、K. Weyrich、H. Wahl 等，《等离子体靶中重离子的能量损失》，Phys. Rev. A 42, 2313 1990( )。[15] K. G. Dietrich、D. H. H. Hoffmann、E. Boggasch 等，《氢等离子体中快重离子的电荷态》，Phys. Rev. Lett. 69, 3623 (1992)。[16] M. Chabot、D. Gardes、J. Kiener 等，《氯离子与冷气体相互作用时的电荷态分布以及完全电离等离子体，Laser Part. Beams 13, 293 1995( )。[17] G. Belyaev、M. Basko、A. Cherkasov 等，《等离子体靶中快质子库仑能量损失的测量》，Phys. Rev. E 53, 2701 (1996)。[18] H. Wetzler、W. Suss、C. Stockl 等，《利用重离子束和光谱学诊断氩等离子体的密度》，Laser Part. Beams 15, 449 (1997)。[19] A. Golubev、V. Turtikov、A. Fertman 等，《束流-等离子体相互作用中离子有效电荷态的实验研究》，Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A 464, 247 (2001)。[20] A. Sakumi、K. Shibata、R. Sato 等，《激光产生等离子体中兆电子伏特 O-16 离子阻止本领的能量依赖性》，Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A 464, 231 (2001)。[21] A. Frank、A. Blazevic、V. Bagnoud 等，《激光产生碳等离子体中氩的能量损失与电荷转移》，Phys. Rev. Lett. 110, 115001 (2013)。[22] B. Z. Chen、D. Wu、J. R. Ren、D. H. H. Hoffmann 和 Y. T. Zhao，《大尺度等离子体中强粒子束的输运》，Phys. Rev. E 101, 051203 (2020)。[23] A. Macchi、M. Borghesi 和 M. Passoni，《超强激光-等离子体相互作用中的离子加速》，Rev. Mod. Phys. 85, 751 (2013)。[24] T. Bartal、M. E. Foord、C. Bellei 等，《短脉冲高强度激光加速质子束的聚焦》，Nat. Phys. 8, 139 (2012)。[25] J. Kim、B. Qiao、C. McGuffey、M. S. Wei、P. E. Grabowski 和 F. N. Beg，《固体密度物质中强激光加速质子束输运与能量沉积的自洽模拟》，Phys. Rev. Lett. 115, 054801 (2015)。[26] J. Kim、C. McGuffey、B. Qiao 等，《强质子束加热固体密度物质时阻止效应与自聚焦的变化》，Phys. Plasmas 23, 043104 (2016)。[27] Y. Zhao、G. Xiao、H. Xu 等，《兰州重离子加速器驱动等离子体研究展望》，Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B 267, 163 (2009)。[28] R. Cheng、X. Zhou 和 Y. Wang，《氢等离子体中质子的能量损失》，Laser Part. Beams 36, 98 (2018)。[29] R. Cheng、Y. Lei 和 X. Zhou，《兰州强流重离子加速器装置的暖稠密物质研究》，Matter Radiat. Extremes 3, 85 (2018)。[30] Y. Zhao、Z. Zhang、R. Cheng 等，《基于兰州强流重离子加速器装置的高能量密度物理》，Sci. Sin.-Phys. Mech. Astron. 50, 112004 2020( )。[31] S. Neff、R. Knobloch、D. Hoffmann 等，《重离子束在 1 m 独立式等离子体通道中的输运》，Laser Part. Beams 24, 71 (2006)。[32] E. Boggasch、A. Tauschwitz、H. Wahl 等，《等离子体透镜对重离子束的精细聚焦》，Appl. Phys. Lett. 60, 2475 1992( )。[33] A. P. Kuznetsov、O. A. Byalkovskii、R. O. Gavrilin 等，《基于氢气线性放电的等离子体靶中电子密度和等离子体电离度的测量》，Plasma Phys. Rep. 39, 248 2013( )。[34] Y. T. Zhao、Y. N. Zhang、R. Cheng、B. He、C. L. Liu、X. M. Zhou、Y. Lei、Y. Y. Wang、J. R. Ren、X. Wang、Y. H. Chen、G. Q. Xiao、S. M. Savin、R. Gavrilin、A. A. Golubev 和 D. H. H. Hoffmann，《证明入射粒子激发态在等离子体中离子阻止过程中作用的基准实验》，Phys. Rev. Lett. 126, 115001 (2021)。

[35] D. Wu、X. T. He、W. Yu 和 S. Fritzsche，《在粒子-网格模拟中利用蒙特卡罗方法计算热固体密度等离子体的电离动力学》，Phys. Rev. E 95, 023208 (2017)。[36] D. Wu、X. T. He、W. Yu 和 S. Fritzsche，《在粒子-网格模拟中利用蒙特卡罗方法计算暖稠密物质中的质子阻止》，Phys. Rev. E 95, 023207 (2017)。[37] A. B. Langdon，《守恒能量的等离子体模拟算法》，J. Comput. Phys. 12, 247 (1973)。[38] D. Wu、X. T. He、W. Yu、Y. T. Zhao、D. H. H. Hoffmann、S. Fritzsche 和 X. T. He，《固态材料中强质子束输运与能量沉积的粒子-网格模拟》，Phys. Rev. E 100, 013208 (2019)。[39] D. Wu、W. Yu、Y. T. Zhao、D. H. H. Hoffmann、S. Fritzsche 和 X. T. He，《固体密度和相对论强度下激光-等离子体相互作用的粒子-网格模拟：原子过程的作用》，High Power Laser Sci. Eng. 6, e50 (2018)。[40] D. Wu、W. Yu、S. Fritzsche 和 X. T. He，《固体密度下等离子体模拟的高阶隐式粒子-网格方法》，Phys. Rev. E 100, 013207 (2019)。[41] H. Bethe，《关于快速带电粒子辐射穿过物质的理论》，Ann. Phys. (Leipzig) 5, 325 (1930)。[42] H. Bethe，《关于侧向辐射和天然蓝色岩盐中着色物质的本质》，Z. Phys. 76, 293 (1932)。

致谢

本工作得到中国国家重点研发计划（项目编号：2019YFA0404900）、科学挑战计划（项目编号：TZ2016005）、国家自然科学基金（项目编号：11705141、11605269、11775282、11875096、11775042 和 U1532263）以及中国博士后科学基金（项目编号：2017M623145 和 2018M643613）的资助。

作者贡献

Yongtao Zhao 提出了本研究构想，并分别与 Rui Cheng 和 Dong Wu 组织了实验和模拟。实验由 Yongtao Zhao、Rui Cheng、Xianming Zhou、Yu Lei、Yuyu Wang、Jieru Ren 和 Xing Wang 完成。Benzheng Chen、Dong Wu 和 Yongtao Zhao 完成了模拟及相关分析。Guoqing Xiao、Xing Wang、Dieter Hoffmann、Fei Gao、Zhanghu Hu、Younian Wang、Wei Yu、Xin Qi、Stephan Fritzsche 和 Xiantu He 参与了物理讨论。Dong Wu、Yongtao Zhao 和 Benzheng Chen 撰写了论文。

利益冲突

作者声明不存在利益冲突。