



·超强激光激发的强场量子电动力学·

伴随强光子辐射的自旋极化等离子体研究进展*

弓 正

(马克斯普朗克核物理研究所, 德国 海德堡 69117)

摘 要: 强光子辐射导致的自旋极化等离子体是强激光与物质相互作用领域兴起的新研究方向。基于等离子体的自旋极化粒子束在固态材料诊断、原子核结构探测、弱电相互作用分析等方面具有广泛应用。同时, 自旋作为电子的固有属性, 它可为描述等离子体的行为状态提供新的信息自由度, 因此自旋极化信号在强场等离子体自诊断也具有潜在应用。概述了在超强相对论等离子体中, 由伽马光子辐射伴随的自旋翻转产生的自旋极化等离子体的物理机制, 并对其在超高能量密度等离子体瞬态动力学反演的可能进行了介绍。

关键词: 激光等离子体相互作用; 辐射伴随效应; 自旋极化; 超强激光

中图分类号: O434.12

文献标志码: A

doi: 10.11884/HPLPB202335.220114

Research progress on radiative spin polarized plasma

Gong Zheng

(Max Planck Institute for Nuclear Physics, Heidelberg 69117, Germany)

Abstract: Spin-polarized plasma induced by the radiative spin flips in ultrarelativistic laser-matter interaction attracts great attention. Spin-polarized electron beams are broadly utilized in probing the structure of solid-state materials, exploring nucleon structure, and facilitating the analyses of the electroweak interaction. Electron spin, an intrinsic property of the electrons, could provide a new degree of freedom of information in characterizing plasma collective behaviors. In this manuscript, we review the mechanism of the production of radiative spin-polarized plasma and discuss its potential application in retrieving the transient ultrarelativistic plasmas.

Key words: laser-plasma interaction, radiation associated effect, spin polarization, high-intensity laser

得益于高功率激光器的飞速发展, 目前世界上实验可用的最高激光强度已经达到了 10^{23} W/cm²^[1](在理想聚焦条件下), 其相应的峰值电场强度将接近 10^{15} V/m。在该参数条件的激光脉冲与等离子体相互作用的过程中, 惯性较弱的电子会在飞秒时间尺度被加速到超相对论能量。在其静止坐标系下, 电子感受到的电场强度 E' 将会接近Schwinger 极限场强 $E_c = m_e^2 c^3 / |e| \hbar \approx 1.32 \times 10^{18}$ V/m, 此时等离子体的强场量子电动力学(QED)效应变得显著^[2-5]。该效应包括: 真空双折射、正负电子雪崩级联、正电子的产生、高能伽马光子辐射、辐射阻尼效应、自旋极化翻转效应等^[6-19]。电子不变参量 $\chi_e = |\mathbf{F}_{\mu\nu} p^\nu| / E_c m_e c \sim E' / E_c$ 是表征强场 QED 效应的主要参数, 其中 $\mathbf{F}_{\mu\nu}$ 是电磁场张量, p^ν 是电子的四矢动量。由于伽马光子辐射和辐射阻尼效应对所需参量 χ_e 的要求相对较低, 其相关实验研究已经陆续展开^[20-21]。通过利用直线加速器驱动电子束流与激光对撞或利用激光与等离子体相互作用等方案来提高 χ_e 来产生正电子的方法也在实验中证实^[22-25]。而真空双折射、正负电子雪崩级联等效应对表征参量 χ_e 的要求较高, 目前相关研究还停留在理论层面。

本文重点关注 QED 自旋极化翻转效应, 该效应可简单理解为电子在辐射出一个高能光子后, 其自旋态倾向于朝着低能量的状态演化, 即自旋方向反平行于其静止磁场方向^[26]。经过多次光子辐射伴随的自旋翻转累积效应, 带电粒子在空间分布上呈现出局域的净自旋极化。之前关于强场 QED 自旋极化的研究主要集中在理论分析和测试粒子模拟方面。例如在与强激光的直接相互作用中, 电子会受到激光磁场的调制从而产生辐射伴随的自旋极化效应^[27-29]。当带电粒子经历周期性振荡的磁场时, 由于辐射伴随自旋翻转的对称性会抵消净自旋极化度的积累,

* 收稿日期: 2022-04-19; 修订日期: 2022-08-10

基金项目: 德国马克斯普朗克学会博士后奖学金项目

联系方式: 弓 正, gong@mpi-hd.mpg.de.

带电粒子的自旋极化效果实际上是被极大削弱的,因此破坏相互作用的对称性成为了得到高自旋极化率的带电粒子束的关键。近期,利用椭圆偏振激光或双色激光等非对称场分布的特点,可以通过激光脉冲与粒子束的对撞来产生高自旋极化率的粒子束^[30-36]。在粒子束与激光对撞的模型中,带电粒子能量较高从而可以忽略其集体效应。但在等离子体中,集体效应会使得辐射导致的粒子自旋极化行为更加复杂,随着世界上多个课题组逐渐拓展开发了包含强场 QED 自旋极化的粒子云网格 (PIC) 程序,自洽地研究激光等离子体中的辐射自旋极化问题已经可以实现。

值得注意的是,除了利用强光子辐射翻转效应,还可以通过相对论强度激光与预自旋极化的等离子体相互作用来产生具有净自旋极化的等离子体。例如利用预极化等离子体来产生具有净自旋极化率的高能电子束、高能离子束等^[37-45]。关于此研究方向具体可以参考综述文献^[46]。本文主要介绍激光等离子体相互作用中伴随光子辐射的自旋极化等离子体的产生。

1 数值模拟方法

等离子体电子自旋动力学效应可以在 PIC 代码中实现。在离散的光子辐射之间,电子自旋进动动力学由 Thomas-Bargmann-Michel-Telegdi 方程^[47-48] 表征

$$\begin{cases} \frac{d\mathbf{s}}{dt} = \mathbf{s} \times \boldsymbol{\Omega} \\ \boldsymbol{\Omega} = \frac{e}{2m_e} \left\{ g \left(\frac{\mathbf{B}}{\gamma} - \frac{1}{\gamma+1} \frac{\mathbf{v}}{c^2} \times \mathbf{E} \right) - (g-2) \frac{\gamma}{\gamma+1} \left[\frac{\mathbf{v}}{c^2} \times (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \right] \right\} \end{cases} \quad (1)$$

其中 \mathbf{s} 是自旋矢量, $e = -1.6 \times 10^{-19} \text{C}$, $g \approx 2.00232$ 为磁矩, γ_e 和 \mathbf{v} 是电子洛伦兹因子和速度, \mathbf{E} 和 \mathbf{B} 分别是电场和磁场。自旋进动方程式(1)可以通过 Boris pusher 方法自洽地移植到经典 PIC 程序中。在模拟中,式(1)将对每个粒子进行计算。为了获得高精度,式(1)中的电场和磁场分别采用在半整数时间步长 $n + \frac{1}{2}$ 处的取值 $\mathbf{E}^{n+\frac{1}{2}}$ 和 $\mathbf{B}^{n+\frac{1}{2}}$ 。在数值上,我们通过数学关系

$$\frac{\mathbf{s}^{n+1} - \mathbf{s}^n}{\Delta t} = \frac{\mathbf{s}^{n+1} + \mathbf{s}^n}{2} \times \boldsymbol{\Omega}^{n+\frac{1}{2}} \quad (2)$$

来求解电子自旋 \mathbf{s} 。利用几何关系,旋转过程可以通过二等分相对旋转角度 $\Theta \left(\tan \frac{\Theta}{2} = \boldsymbol{\Omega} \frac{\Delta t}{2} \right)$ 来计算。考虑到在半个时间计算步长 $\left(n + \frac{1}{2} \right)$ 处的旋转矢量角为 $\mathbf{t} = \boldsymbol{\Omega} \frac{\Delta t}{2}$, 整个计算步长的中等分自旋矢量可以表示为 $\mathbf{s}' = \mathbf{s}^n + \mathbf{s}^n \times \mathbf{t}$ 。因此,在下一个 $n+1$ 时刻的电子自旋可以计算为

$$\mathbf{s}^{n+1} = \mathbf{s}^n + \mathbf{s}' \times \frac{2\mathbf{t}}{1 + |\mathbf{t}|^2} \quad (3)$$

除了自旋进动,电子在辐射光子时会经历自旋翻转效应。考虑到在强激光与物质相互作用中,激光场的归一化强度 $a_0 = \frac{|e|E}{m_e c \omega_0} \gg 1$, 所以可以使用基于局域场近似得出的光子辐射概率进行相应计算。对于量子不变参量为 χ_e 的电子,其自旋依赖的光子辐射率可以被整理为

$$\frac{d^2 N_{\text{ph}}}{d\chi_{\text{ph}} dt} = \frac{\sqrt{3} \alpha_f m_e c^2 \chi_e}{h \gamma_e} \frac{F(\chi_e \chi_{\text{ph}})}{\chi_{\text{ph}}} \quad (4)$$

这里 $\chi_{\text{ph}} = \frac{e \hbar^2 |F_{\mu\nu} k^\nu|}{m_e^3 c^4}$ 是相应的光子强场量子参量, $\alpha_f = \frac{e^2}{4\pi_0 \hbar c} \approx 1/137$ 为精细结构常数。其中电子自旋依赖项为

$$\frac{F(\chi_e, \chi_{\text{ph}})}{\chi_{\text{ph}}} = \frac{2}{3\chi_e^2} \left[\left(2 + \frac{3}{2} \chi_{\text{ph}} y \right) K_{\frac{2}{3}}(y) - \tilde{K}_{\frac{1}{3}}(y) - (\mathbf{s}_i \cdot \hat{\mathbf{e}}_2) \frac{\chi_{\text{ph}}}{\chi_e} K_{\frac{1}{3}}(y) + \mathbf{s}_f \cdot \mathbf{K} \right] \quad (5)$$

这里的 \mathbf{K} 为

$$\mathbf{K} = - \left[\tilde{K}_{\frac{1}{3}}(y) - 2K_{\frac{2}{3}}(y) \right] \mathbf{s}_i - \frac{3}{2} \chi_e y K_{\frac{1}{3}}(y) \hat{\mathbf{e}}_2 - \frac{3}{2} \chi_{\text{ph}} y \left[\tilde{K}_{\frac{1}{3}}(y) - K_{\frac{2}{3}}(y) \right] (\mathbf{s}_i \cdot \hat{\mathbf{e}}_2) \hat{\mathbf{e}}_2 \quad (6)$$

其中 $y = 2\chi_{\text{ph}} / [3\chi_e(\chi_e - \chi_{\text{ph}})]$, $K_n(y)$ 为修正的二阶贝塞尔函数, $\tilde{K}_{1/3}(y) = \int_y^\infty K_{1/3}(z) dz$ 。 \mathbf{s}_i 和 \mathbf{s}_f 分别为电子在辐射光子前后的自旋矢量。 $\hat{\mathbf{e}}_2$ 为电子静止参考系下的磁场方向矢量。在具体的模拟中,每个电子都会被初始化一个光学深度 $\tau_f = \lg[1/(1 - P_1)]$, 其中 $P_1 \in [0, 1]$ 是一个表征光子辐射随机性和离散性的随机数。随着时间的流逝,电子的光学深

度会随着微分概率 $\frac{d\tau_{\text{ph}}}{dt} = \int_0^{\chi_e} \frac{d^2 N_{\text{ph}}}{d\chi_{\text{ph}} dt} d\chi_{\text{ph}}$ 所积累。当满足 $\tau_{\text{ph}} > \tau_f$, 电子会辐射出一个量子不变参量为 χ_{ph}^f 的伽马光子, 其中 χ_{ph}^f 满足关系式

$$P_2 = \frac{\int_0^{\chi_{\text{ph}}^f} \frac{F(\chi_e, \chi_{\text{ph}})}{\chi_{\text{ph}}} d\chi_{\text{ph}}}{\int_0^{\chi_e} \frac{F(\chi_e, \chi_{\text{ph}})}{\chi_{\text{ph}}} d\chi_{\text{ph}}} \quad (7)$$

这里 $P_2 \in [0, 1]$ 为一个随机数, 它用来决定辐射产生的光子能量 $\hbar\omega_{\text{ph}} = m_e c^2 \chi_{\text{ph}}^f \gamma_e / \chi_e$ 。由于能量守恒, 其母电子的动量在辐射之后被修正为 $\mathbf{p}_f = [1 - \hbar\omega_{\text{ph}} / (c p)] \mathbf{p}$ 。考虑到伽马光子辐射主要局限在一个张角 $\theta \sim \frac{1}{\gamma_e} \ll 1$, 为了程序实现方便我们将光子动量方向设定为沿着其母电子瞬态动量方向。简单来看, 在排除公式(5)中关于 $(\mathbf{s}_f \cdot \hat{\mathbf{e}}_2)$ 和 $\mathbf{s}_f \cdot \mathbf{K}$ 两项后, 辐射概率函数将回归到通用的具有自旋平均效应的 QED 光子辐射概率谱^[49-52]。一般在 PIC 模拟研究中, 我们感兴趣于具体某个方向上的电子自旋极化状态 (例如 z 轴方向, 也即 $\hat{\mathbf{e}}_2$), 所以可以设定电子在辐射光子后其自旋为平行或反平行于 $\hat{\mathbf{e}}_2$ 方向, 其概率分别为 P_f^{para} 和 P_f^{anti} ($P_f^{\text{para}} + P_f^{\text{anti}} = 1$)。具体是自旋投影到平行还是反平行, 由另一个随机参数 $P_3 \in [0, 1]$ 来决定。当 $P_3 < P_f^{\text{para}}$, 选取平行方向。值得注意的是, 由于自旋投影方向被选取为固定方向轴, 因此在整个模拟中关于电子自旋极化的计算只有沿着该轴是准确的。如果想要自洽计算整个三维的电子自旋极化信息, 需要考虑到瞬态自旋轴的选取以及在不辐射光子时由于条件概率导致的电子自旋变化, 这个方面的具体细节已经被多个研究团队阐明^[53-57]。

为证实 PIC 程序的可靠性, 可以模拟一个电子在恒定磁场 $\mathbf{B} = B_0 \hat{\mathbf{z}}$ 下围绕 z 轴的回旋运动。电子的初始动量 p_0 沿 x 轴, 其运动被限定在 (x, y) 平面内。其中 $p_0 = 20\,000$ 、 $B_0 = 2.2 \times 10^5$ T, 对应电子的强场量子参量为 $\chi_e \approx 1$ 。如图 1 所示, 模拟得到的电子辐射分布函数 $F(\chi_e, \chi_{\text{ph}})$ 与理论分析一致^[58], 其中红三角和蓝方块分别代表在辐射时电子自旋与磁场方向平行和反平行的情况, 灰圆圈表示电子自旋平均效应为零的情形, 不同黑线表示对应不同自旋态的理论预期。值得指出的是, 在计算图 1 的辐射函数时, 为了与理论进行对比, 需要将每次辐射光子后电子受到的辐射阻尼效应和自旋翻转效应人为关闭。

实现辐射伴随效应的等离子体自旋极化程序模块的核心是通过蒙特卡罗方法进行概率抽样来确定粒子的末态自旋取向。我们简单介绍了计算电子自旋极化态的方法和思路, 关于实现伽马光子和正电子极化的程序与电子的相关计算类似 (且已在之前利用测试粒子方法研究极化粒子束的理论工作中详细给出^[33, 59]), 所以这里不再赘述。

2 等离子体模拟研究进展

目前关于由辐射伴随导致等离子体自旋极化的研究主要集中在极化电子、极化伽马光子、极化正电子等的模拟计算。

2.1 等离子体电子极化效应

前面提到电子在辐射高能光子后其自旋会取向于沿着磁场的反平行方向。由于在等离子体中准静态自生磁场的存在, 所以等离子体电子会有净自旋极化的积累。近期, 我们对强激光与近临界密度等离子体相互作用中的电子自旋极化效应进行了理论模拟研究^[58]。利用数值模拟研究了一束强度为 1.7×10^{23} W/cm²、横向焦斑 $2.6 \mu\text{m}$ 、脉宽 18 fs 的线偏振激光脉冲与 $10 \mu\text{m}$ 厚的近临界密度等离子体的相互作用 (如图 2 所示), 其中等离子体电子密度为 $5 n_c$ 。由于相对论自透明效应, 此激光脉冲在穿透等离子体靶体向前传输时会形成纵向电流, 该纵向电流会形成准

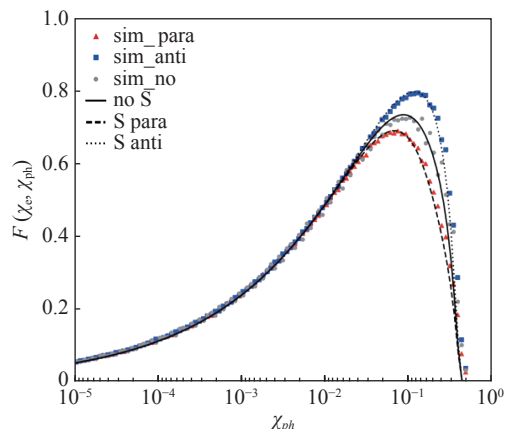


Fig. 1 Comparison between the analytical and numerical spin-dependent radiation function $F(\chi_e, \chi_{\text{ph}})$ ^[58]

图 1 自旋依赖辐射函数 $F(\chi_e, \chi_{\text{ph}})$ 的理论和模拟对比^[58]

Fig. 2 Schematic of the generation of spin-polarized electrons in the near-critical density plasma irradiated by a high-intensity laser pulse^[58]

图 2 强激光与近临界等离子体相互作用产生极化电子束的方案图^[58]

直角方向的环向自生磁场^[60-64]。如果在 $z=0$ 平面内, 该准静态自生磁场可以简化地表达为 $\bar{B}_z \sim -\mu_0 |j_0| y$ 。从等离子体中初射的电子主要可以分为 $\theta_r > 0$ 和 $\theta_r < 0$ 两束, 其中 $\theta_r > 0$ 的电子在相互作用中主要经历 $y < 0$ 处的自生磁场 ($\bar{B}_z > 0$), 所以 $\theta_r > 0$ 的电子 (图 2 中蓝色) 具有自旋极化 $s_z < 0$, 这里 θ_r 为电子从等离子体初射后的速度极角。同理, $\theta_r < 0$ 的电子 (图 2 中红色) 具有自旋极化 $s_z > 0$ 。

图 3(a) 展示了具体的电子自旋极化 s_z 在 (x, y) 空间里随时间的演化过程, 其中两团电子束分别在 $y \geq 0$ 、 $y \leq 0$ 受到自生磁场的影响从而经历辐射自旋翻转被极化为 $s_z \geq 0$ 、 $s_z \leq 0$ 。同时由于受到磁场 \bar{B}_z 对电子动量的偏转效应, 两团电子束在等离子体区域内发生空间交叠并且沿着横向相反的方向射出。该过程也可以从电子在横向相空间的演化中体现, 如图 3(b) 所示, 其中 $\theta = \arctan(p_y/p_x)$ 。最终, $\theta_r > 0$ 的电子具有的净自旋极化率为 $s_+ \approx -3.3\%$, $\theta_r < 0$ 的电子具有的净自旋极化率为 $s_- \approx 4.0\%$ 。经过更进一步的粒子追踪分析电子的辐射翻转动力学过程, 发现 $s_+ - s_-$ 的大小对应了由纵向电流维持的主要自生磁场分量, 而 $|s_+| - |s_-|$ 的幅值对应了由横向电流维持次级自生磁场分量。其中后者会将等离子体自生磁场的结构调节为在 $z=0$ 平面内上下相错半周期的磁岛状分布^[58]。

Fig. 3 Spatial and temporal evolution of spin-polarized plasma electrons^[58]

图 3 极化等离子体电子的时空演化过程^[58]

2.2 伽马光子极化效应

考虑到等离子体电子在辐射光子时, 其横向加速度会沿着特定方向, 这表明该电子所辐射的伽马光子可能会存在特定方向的极化偏振度。近期, K. Xue 等人率先对激光与等离子体相互作用产生特定偏振态的伽马光子束进行了理论模拟研究^[65], 他们利用多维的 PIC 模拟计算了线偏振强激光脉冲与双层复合靶体的相互作用 (如图 4 所示)。其中激光峰值强度约 $1.4 \times 10^{22} \text{ W/cm}^2$ 、横向焦斑 $5 \mu\text{m}$ 、脉宽 50 fs 。复合靶体的前部为近临界密度等离子体, 其有效电子密度为 $5n_c$ 。靶体后部为超薄的固体密度金属靶 (如铝), 其等效电子密度约为 $700n_c$ 。其中前部用于预加速来得到超相对论等离子体电子, 后部用于反射激光脉冲来实现激光与预加速电子进行非线性康普顿散射。在该过程中, 可以产生光子截止能量到百 MeV, 亮度达 $10^{21} \text{ photons}/(\text{s} \cdot \text{mm}^2 \cdot \text{mrad}^2 \cdot 0.1\% \text{bw})$, 最高极化度约 70% 的线偏振伽马光源。这里伽马光子的线偏振方向几乎完全沿着电子的瞬态加速度方向, 其具体的极化偏振度可以用 ξ_3 来量化。此伽马光子束的平均偏振极化度为 $\bar{\xi}_3 \approx 0.68$, 部分光子的极化度可以达到 0.73。因为这里利用了等离子体全光学康普顿背散射的方法, 所以产生的伽马光子偏振度可以与之前束流激光对撞得到的光子偏振度相比拟^[66-68]。

为了进一步提高该偏振伽马光源的品质, K. Xue 等人进一步考虑利用锥形靶体来代替具有横向均匀性的双层平面靶 (如图 5 所示)^[65]。锥形靶的优点在于可以增强横向等离子体自生磁场。在激光与近临界密度等离子体相互作用中, 伽马光子的辐射功率与自生磁场强度的平方成正比 (由于对前向运动的电子, 横向激光电场和激光磁场的效应相互抵消), 因此锥形靶结构可以将光子截止能量从约 300 MeV 提高至 500 MeV。此外由于强自生磁场对

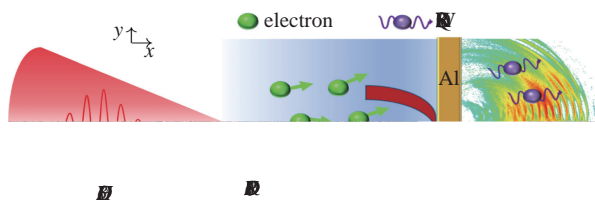


Fig. 4 Scenario for the generation of linearly-polarized γ -rays via nonlinear Compton scattering^[65]

图 4 基于全光学非线性康普顿散射产生线偏振伽马光子的方案^[65]

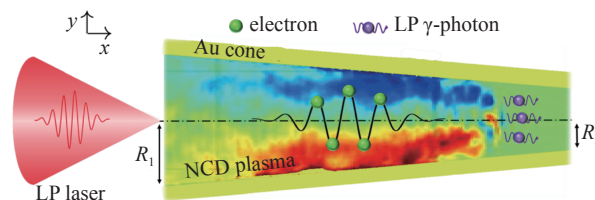


Fig. 5 Scenario for the generation of LP γ -rays by an ultrastrong LP laser pulse interacting with a conical Au target filled with an NCD hydrogen plasma^[65]

图 5 基于线偏振超强激光与填充近临界密度等离子体的锥形靶体相互作用的方案^[65]

横向运动电子具有准直效果,利用锥靶结构产生出的光子束发散角可以优化到 20° 以内,这对进一步提高该高能偏振伽马光源的亮度提供了新思路。

光子极化效应除了可以用来产生特定偏振态的伽马光源以外,还可以帮助回溯电子的瞬态动力学过程。最近,我们利用三维 PIC 模拟研究了伽马光子线偏振的角分布与 QED 等离子体中电子加速行为的关联性^[69]。如图 6 所示,当强度为 $1.7 \times 10^{23} \text{ W/cm}^2$ 的圆偏振激光脉冲与近临界密度等离子体相互作用时,电子的横向动力学直接受到激光电磁场调制从而辐射出的伽马光子线偏振态具有螺旋性的角分布特征。当电子的瞬态能量增益 $d\gamma_e/dt=0$ 时,其辐射伽马光子的线偏振态在 (θ, φ) 空间中呈现局域沿准角方向,如图 6(b) 所示,其中 $\theta = \arctan\left[\frac{p_y^2 + p_z^2}{p_x^2}\right]^{\frac{1}{2}}$, $\varphi = \arctan 2(p_z, p_y)$ 。当电子的瞬态能量增益为正(即 $d\gamma_e/dt > 0$) 时,其辐射伽马光子的线偏振态在 (θ, φ) 空间中呈现逆时针螺旋性,如图 6(c) 所示;当电子的瞬态能量增益为负(即 $d\gamma_e/dt < 0$) 时,其辐射伽马光子的线偏振态在 (θ, φ) 空间中呈现顺时针螺旋性,如图 6(d) 所示。图 6(e)、图 6(f) 表明关于伽马光子线偏振螺旋性的 PIC 模拟结果与理论预期一致。通过测量时间累积的伽马光子线偏振态,可以有效地通过其在 (θ, φ) 空间的螺旋

Fig. 6 (a) The schematic for generation of linearly polarized gamma-photons with angular spiral tendency from a near-critical density plasma irradiated by a circularly polarized ultrastrong laser pulse. (b) The linear polarization (LP) orientation is along the azimuthal direction. (c) For an accelerating electron, there is a counter-clockwise spiral tendency in the angular distribution of gamma-photon LP orientation. (d) For a decelerating electron, there is a clockwise spiral tendency in the angular distribution of gamma-photon LP orientation. (c) and (d) are for the analytically predicted results, while (e) and (f) are for the corresponding simulation results^[69]

图 6 (a) 圆偏振强激光脉冲与近临界密度靶相互作用产生具有螺旋性角分布的线偏振伽马光子辐射; (b) 伽马光子线偏振方向沿着准角方向; (c) 经历加速的电子,其辐射的伽马光子线偏振的角分布具有正螺旋性; (d) 经历减速的电子,其辐射的伽马光子线偏振的角分布具有正螺旋性; (c)、(d) 为理论预言; (e)、(f) 是相应的 PIC 模拟结果,分别与 (c)、(d) 对应^[69]

性分析出等离子体电子的抑制失相注入、相匹配加速、滑相减速等全部细节过程。因此超相对论 QED 等离子体中辐射出的伽马光子线偏振态可以作为自诊断信号来反演电子动力学过程。

2.3 等离子体中极化正电子

与等离子体中产生非极化的正电子类似,极化正电子的产生同样需要提高等离子体电子的量子参量 χ_e 。这是由于当 $\chi_e \lesssim 1$ 时,最大概率辐射出的伽马光子的量子不变参量满足 $\chi_{ph} \sim \chi_e^2$,为了进一步产生正电子,需要提高 χ_e 从而增强 χ_e 。提高 χ_e 的方法有很多种,如利用结构靶体提高有效自生磁场强度、康普顿背散射过程、多束激光对撞方案等。近期, H. H. Song 等人利用包含自旋极化效应的二维 PIC 程序研究了强度为 $8.9 \times 10^{23} \text{ W/cm}^2$ 的两束对撞激光与固体薄靶的相互作用^[70](如图 7 所示)。模拟结果显示产生的极化正电子由于辐射阻尼捕获效应而聚集于激光横向电场驻波的波节处,从而产生纵向空间内周期性的密度分布(如图 7(a)所示)。同时由于驻波场中局域电磁场的周期性振荡,极化伽马光子辐射功率和电子自旋极化率的时空变化也与其对应(图 7(b)和图 7(c))。模拟结果显示该过程中产生的伽马光子线偏振极化度可以达到 50%。此外,该研究还发现当自洽地考虑等离子体光子辐射和正电子产生过程中的自旋极化效应时,最终末态的正电子产额将降低约 10%~20%。这表明之前在自旋极化平均效应的 QED-PIC 模拟中高估了在 10 PW 到 100 PW 级激光等离子体相互作用中的激光吸收率。

Fig. 7 PIC simulation results^[70]

图 7 PIC 模拟结果^[70]

如果驱动激光强度进一步提高,即使单束脉冲与等离子体直接相互作用也可以产生高能量密度、高自旋极化率的正电子束。H. H. Song 等人的最新模拟结果表明在强度超过 10^{24} W/cm^2 的线偏振激光脉冲与 μm 级长的预等离子体箔靶相互作用时,可以产生极化率高于 30%、电量大于 30 nC、通量为 10^{12} sr^{-1} 的正电子束^[71](如图 8 所示)。该正电子极化率依赖于其从等离子体中初射的偏转角度,如果进行特定角度和能量的筛选,其极化率可以高达 60%。这里正电子极化的角分布依赖关系主要由于正电子在等离子体趋肤深度内感受到的非对称激光场导致。此项研究工作表明在未来利用 100 PW 级激光与物质相互作用来生产致密高极化率正电子束的方案是稳健而可靠的。

除了以上两种直接相互作用的方案外, W. Y. Liu 等人还提出利用等离子体尾波场来加速极化正电子束,后者为电子束与双色激光场进行康普顿背散射后所得到^[72]。该两级相互作用方法可以得到能量在 GeV 量级,极化率高达 70% 的极化正电子束。此外,近期 Z. Nie 等人提出了通过控制特定原子分子气体的电离条件来实现激光电离产生极化电子束的理论方案^[73-74],这里主要是通过数值求解薛定谔方程来确定电离产生的电子极化率。W. Y. Liu 等人 and Z. Nie 等人的方法可以归纳为在不利用预极化等离子体的条件下间接产生高能极化正电子(电子),其中后半段的等离子体加速过程与前面提到的预极化等离子体相互作用类似。

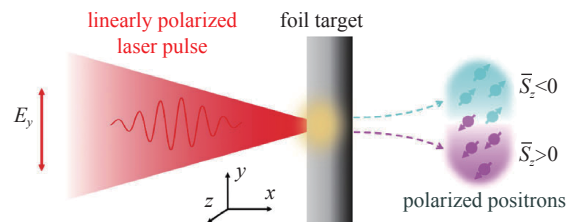


Fig. 8 Schematic for generating polarized positrons in laser-solid interactions^[71]

图 8 利用激光与固体靶相互作用来产生极化正电子束的方案^[71]

3 结 论

本文概述了强激光与物质相互作用产生自旋极化等离子体的理论模拟研究进展。该等离子体的净极化率主要是强光子辐射引起的粒子自旋翻转所导致。我们简介了在经典粒子云网格模拟中实现该量子电动力学效应的蒙特卡洛计算方法,并回顾了近期关于等离子体中辐射伴随效应导致的极化电子、伽马光子、正电子产生的理论模拟研究。

可以展望一下伴随强光子辐射的自旋极化等离子体的相关研究趋势。笔者认为未来该方面的研究会集中在两大方向:

(1)产生高极化率的高能量密度带电粒子束流。

众所周知,极化的电子离子束是研究核子结构和强相互作用的“超高分辨立体显微镜”。它能深化科学家对核子结构和强相互作用的认识,又能揭示非微扰能区的强相互作用性质。甚至可以利用其性质来研究超越标准模型的物理问题。但如本文所描述,目前强激光与等离子体相互作用产生的极化电子和正电子束具有极化率较低、散角较大、能量范围不易控制等诸多缺点。上个月的最新模拟研究表明在对撞圆偏振激光与薄靶的相互作用中局域电子极化率可以达到78%^[75],但是如何自洽地将该电子束从驻波场结点处引出并保持该极化率仍然是一个必须面对的难题。所以,相比于传统大型加速器设施能稳定提供能量范围为10~20 GeV、亮度为 $10^{33} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 、电子极化率约80%的极化粒子束流^[76],利用激光等离子体相互作用来产生高品质的极化带电粒子束流还有很漫长的研究道路。

(2)利用光子辐射过程本征伴随的极化效应来辅助分析超相对论等离子体的微观动力学过程。

自旋作为粒子的一种固有属性,它可以为描述等离子体的状态提供新的信息自由度,因此出射粒子的自旋极化态可能作为超相对论等离子体自诊断的手段之一。这种利用自旋信息反演微观动力学的方法最初可以追溯到利用外加带电粒子束流来诊断等离子体中的电、磁场,例如:质子照相、电子诊断等。近期,X. Y. An等人提出了利用预极化的电子束来探测次临界密度等离子体的准静态自生场^[77],虽然该方案是使用预极化的电子束来进行诊断,但是利用等离子体多自由度信息的思想种子已经埋下。而由光子辐射自旋极化得到自旋极化带电粒子是一种在强激光与等离子体相互作用中的自发过程,只要能够寻找到自旋极化信息与该等离子体过程的特定关联性,广义上来讲这种自诊断过程可以适用于任意的(具有明显自旋极化效应的)激光等离子体相互作用过程。而这一方面目前还主要停留在为数不多的理论模拟研究上,其理论思想还需要被进一步的实验验证。该方向在作为超相对论等离子体研究新道路的同时,也会进一步促进粒子束自旋极化探测器技术的发展和革新。

致 谢 感谢马克思普朗克核物理研究所同事的帮助。感谢北京大学物理学院的颜学庆教授等的指导和帮助。感谢西安交大物理学院栗建兴教授的讨论。感谢上海交大物理学院陈民教授的邀请和在准备本文时的帮助。

参考文献:

- [1] Yoon J W, Kim Y G, Choi I W, et al. Realization of laser intensity over 10^{23} W/cm^2 [J]. *Optica*, 2021, 8(5): 630-635.
- [2] Mourou G A, Tajima T, Bulanov S V. Optics in the relativistic regime[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2006, 78(2): 309-371.
- [3] Marklund M, Shukla P K. Nonlinear collective effects in photon-photon and photon-plasma interactions[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2006, 78(2): 591-640.
- [4] Di Piazza A, Müller C, Hatsagortsyan K Z, et al. Extremely high-intensity laser interactions with fundamental quantum systems[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2012, 84(3): 1177-1228.
- [5] Bulanov S V, Esirkepov T Z, Kando M, et al. On the problems of relativistic laboratory astrophysics and fundamental physics with super powerful lasers[J]. *Plasma Physics Reports*, 2015, 41(1): 1-51.
- [6] Bell A R, Kirk J G. Possibility of prolific pair production with high-power lasers[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 101: 200403.
- [7] Shen Baifei, Bu Zhigang, Xu Jiancai, et al. Exploring vacuum birefringence based on a 100 PW laser and an X-ray free electron laser beam[J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2018, 60: 044002.
- [8] Zhu Xinglong, Yu Tongpu, Sheng Zhengming, et al. Dense GeV electron-positron pairs generated by lasers in near-critical-density plasmas[J]. *Nature Communications*, 2016, 7: 13686.
- [9] Chang Hengxin, Qiao Bin, Xu Z, et al. Generation of overdense and high-energy electron-positron-pair plasmas by irradiation of a thin foil with two ultraintense lasers[J]. *Physical Review E*, 2015, 92: 053107.
- [10] Luo Wen, Liu Weiyuan, Yuan Tao, et al. QED cascade saturation in extreme high fields[J]. *Scientific Reports*, 2018, 8: 8400.
- [11] Zhu Xinglong, Chen Min, Yu Tongpu, et al. Collimated GeV attosecond electron-positron bunches from a plasma channel driven by 10 PW lasers[J]. *Matter and Radiation at Extremes*, 2019, 4: 014401.

- [12] Chen Min, Pukhov A, Yu Tongpu, et al. Radiation reaction effects on ion acceleration in laser foil interaction[J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2011, 53: 014004.
- [13] Ji Liangliang, Pukhov A, Kostyukov I Y, et al. Radiation-reaction trapping of electrons in extreme laser fields[J]. *Physical Review Letters*, 2014, 112: 145003.
- [14] Gong Zheng, Hu Ronghao, Shou Yinren, et al. Radiation reaction induced spiral attractors in ultra-intense colliding laser beams[J]. *Matter and Radiation at Extremes*, 2016, 1(6): 308-315.
- [15] Qiao Bin, Chang Hengxin, Xie Y, et al. Gamma-ray generation from laser-driven electron resonant acceleration: In the non-QED and the QED regimes[J]. *Physics of Plasmas*, 2017, 24: 123101.
- [16] Gu Yanjun, Klimo O, Bulanov S V, et al. Brilliant gamma-ray beam and electron-positron pair production by enhanced attosecond pulses[J]. *Communications Physics*, 2018, 1: 93.
- [17] Gu Yanjun, Jirka M, Klimo O, et al. Gamma photons and electron-positron pairs from ultra-intense laser-matter interaction: a comparative study of proposed configurations[J]. *Matter and Radiation at Extremes*, 2019, 4: 064403.
- [18] Baier V N, Katkov V M. Radiational polarization of electrons in inhomogeneous magnetic field[J]. *Physics Letters A*, 1967, 24(6): 327-329.
- [19] Baier V N. Radiative polarization of electrons in storage rings[J]. *Soviet Physics Uspekhi*, 1972, 14(6): 695-714.
- [20] Poder K, Tamburini M, Sarri G, et al. Experimental signatures of the quantum nature of radiation reaction in the field of an ultraintense laser[J]. *Physical Review X*, 2018, 8: 031004.
- [21] Cole J M, Behm K T, Gerstmayr E, et al. Experimental evidence of radiation reaction in the collision of a high-intensity laser pulse with a laser-wakefield accelerated electron beam[J]. *Physical Review X*, 2018, 8: 011020.
- [22] Burke D L, Field R C, Horton-Smith G, et al. Positron production in multiphoton light-by-light scattering[J]. *Physical Review Letters*, 1997, 79(9): 1626-1629.
- [23] Xu Tongjun, Shen Baifei, Xu Jiancai, et al. Ultrashort megaelectronvolt positron beam generation based on laser-accelerated electrons[J]. *Physics of Plasmas*, 2016, 23: 033109.
- [24] Chen Hui, Wilks S C, Bonlie J D, et al. Making relativistic positrons using ultraintense short pulse lasers[J]. *Physics of Plasmas*, 2009, 16: 122702.
- [25] Sarri G, Schumaker W, Di Piazza A, et al. Table-top laser-based source of femtosecond, collimated, ultrarelativistic positron beams[J]. *Physical Review Letters*, 2013, 110: 255002.
- [26] Derbenev Y S, Kondratenko A M. Polarization kinetics of particles in storage rings[J]. *Soviet Physics JETP*, 1973, 37(6): 968-973.
- [27] Del Sorbo D, Seipt D, Blackburn T G, et al. Spin polarization of electrons by ultraintense lasers[J]. *Physical Review A*, 2017, 96: 043407.
- [28] Seipt D, Del Sorbo D, Ridgers C P, et al. Theory of radiative electron polarization in strong laser fields[J]. *Physical Review A*, 2018, 98: 023417.
- [29] Del Sorbo D, Seipt D, Thomas A G R, et al. Electron spin polarization in realistic trajectories around the magnetic node of two counter-propagating, circularly polarized, ultra-intense lasers[J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2018, 60: 064003.
- [30] Li Yanfei, Shaisultanov R, Hatsagortsyan K Z, et al. Ultrarelativistic electron-beam polarization in single-shot interaction with an ultraintense laser pulse[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 122: 154801.
- [31] Li Yanfei, Guo Rentong, Shaisultanov R, et al. Electron polarimetry with nonlinear Compton scattering[J]. *Physical Review Applied*, 2019, 12: 014047.
- [32] Wan Feng, Shaisultanov R, Li Yanfei, et al. Ultrarelativistic polarized positron jets via collision of electron and ultraintense laser beams[J]. *Physics Letters B*, 2020, 800: 135120.
- [33] Chen Yueyue, He Peilun, Shaisultanov R, et al. Polarized positron beams via intense two-color laser pulses[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 123: 174801.
- [34] Song Huaihang, Wang Weimin, Li Jianxing, et al. Spin-polarization effects of an ultrarelativistic electron beam in an ultraintense two-color laser pulse[J]. *Physical Review A*, 2019, 100: 033407.
- [35] Seipt D, Del Sorbo D, Ridgers C P, et al. Ultrafast polarization of an electron beam in an intense bichromatic laser field[J]. *Physical Review A*, 2019, 100: 061402(R).
- [36] Geng Xuesong, Ji Liangliang, Shen B F, et al. Spin-dependent radiative deflection in the quantum radiation-reaction regime[J]. *New Journal of Physics*, 2020, 22: 013007.
- [37] Wen Meng, Tamburini M, Keitel C H. Polarized laser-wakefield-accelerated kiloampere electron beams[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 122: 214801.
- [38] Wu Yitong, Ji Liangliang, Geng Xuesong, et al. Polarized electron-beam acceleration driven by vortex laser pulses[J]. *New Journal of Physics*, 2019, 21: 073052.
- [39] Wu Yitong, Ji Liangliang, Geng Xuesong, et al. Polarized electron acceleration in beam-driven plasma wakefield based on density down-ramp injection[J]. *Physical Review E*, 2019, 100: 043202.
- [40] Wu Yitong, Ji Liangliang, Geng Xuesong, et al. Spin filter for polarized electron acceleration in plasma wakefields[J]. *Physical Review Applied*, 2020, 13: 044064.
- [41] Hützen A, Thomas J, Böker J, et al. Polarized proton beams from laser-induced plasmas[J]. *High Power Laser Science and Engineering*, 2019, 7: e16.
- [42] Jin Luling, Wen Meng, Zhang Xiaomei, et al. Spin-polarized proton beam generation from gas-jet targets by intense laser pulses[J]. *Physical Review E*, 2020, 102: 011201(R).
- [43] Gong Zheng, Shou Yinren, Tang Yuhui, et al. Energetic spin-polarized proton beams from two-stage coherent acceleration in laser-driven plasma[J]. *Physical Review E*, 2020, 102: 053212.
- [44] Li X F, Gibbon P, Hützen A, et al. Polarized proton acceleration in ultraintense laser interaction with near-critical-density plasmas[J]. *Physical Review E*, 2021,

- 104: 015216.
- [45] Reichwein L, Büscher M, Pukhov A. Acceleration of spin-polarized proton beams via two parallel laser pulses[DB/OL]. arXiv preprint arXiv: 2201.11534, 2022.
- [46] Büscher M, Hützen A, Ji Liangliang, et al. Generation of polarized particle beams at relativistic laser intensities[J]. *High Power Laser Science and Engineering*, 2020, 8: e36.
- [47] Thomas B A L H. I. The kinematics of an electron with an axis[J]. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 1927, 3(13): 1-22.
- [48] Bargmann V, Michel L, Telegdi V L. Precession of the polarization of particles moving in a homogeneous electromagnetic field[M]//Noz M E, Kim Y S. *Special Relativity and Quantum Theory*. Dordrecht: Springer, 1988: 443-446.
- [49] Elkina N V, Fedotov A M, Kostyukov I Y, et al. QED cascades induced by circularly polarized laser fields[J]. *Physical Review Accelerators and Beams*, 2011, 14: 054401.
- [50] Ridgers C P, Kirk J G, Ducloux R, et al. Modelling gamma-ray photon emission and pair production in high-intensity laser-matter interactions[J]. *Journal of Computational Physics*, 2014, 260: 273-285.
- [51] Gonoskov A, Bastrakov S, Efimenko E, et al. Extended particle-in-cell schemes for physics in ultrastrong laser fields: review and developments[J]. *Physical Review E*, 2015, 92: 023305.
- [52] Gong Zheng, Hu Ronghao, Yu Jinqing, et al. Radiation rebound and quantum splash in electron-laser collisions[J]. *Physical Review Accelerators and Beams*, 2019, 22: 093401.
- [53] Li Yanfei, Chen Yueyue, Wang Weimin, et al. Production of highly polarized positron beams via helicity transfer from polarized electrons in a strong laser field[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 125: 044802.
- [54] Chen Yueyue, Hatsagortsyan K Z, Keitel C H, et al. Electron spin- and photon polarization-resolved probabilities of strong-field QED processes[J]. *Physical Review D*, 2022, 105: 116013.
- [55] Xue Kun, Guo Rentong, Wan Feng, et al. Generation of arbitrarily polarized GeV lepton beams via nonlinear Breit-Wheeler process[J]. *Fundamental Research*, 2022, 2(4): 539-545.
- [56] Tang Yuhui, Gong Zheng, Yu Jinqing, et al. Radiative polarization dynamics of relativistic electrons in an intense electromagnetic field[J]. *Physical Review A*, 2021, 103: 042807.
- [57] Li Yanfei, Chen Yueyue, Hatsagortsyan K Z, et al. Helicity transfer in strong laser fields via the electron anomalous magnetic moment[J]. *Physical Review Letters*, 2022, 128: 174801.
- [58] Gong Zheng, Hatsagortsyan K Z, Keitel C H. Retrieving transient magnetic fields of ultrarelativistic laser plasma via ejected electron polarization[J]. *Physical Review Letters*, 2021, 127: 165002.
- [59] Li Yanfei, Shaisultanov R, Chen Yueyue, et al. Polarized ultrashort brilliant multi-GeV γ rays via single-shot laser-electron interaction[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 124: 014801.
- [60] Pukhov A, Meyer-Ter-Vehn J. Relativistic magnetic self-channeling of light in near-critical plasma: three-dimensional particle-in-cell simulation[J]. *Physical Review Letters*, 1996, 76(21): 3975-3978.
- [61] Pukhov A, Sheng Z M, Meyer-Ter-Vehn J. Particle acceleration in relativistic laser channels[J]. *Physics of Plasmas*, 1999, 6(7): 2847-2854.
- [62] Stark D J, Toncian T, Arefiev A V. Enhanced multi-MeV photon emission by a laser-driven electron beam in a self-generated magnetic field[J]. *Physical Review Letters*, 2016, 116: 185003.
- [63] Gong Zheng, Mackenroth F, Wang Tao, et al. Direct laser acceleration of electrons assisted by strong laser-driven azimuthal plasma magnetic fields[J]. *Physical Review E*, 2020, 102: 013206.
- [64] Hussein A E, Arefiev A V, Batson T, et al. Towards the optimisation of direct laser acceleration[J]. *New Journal of Physics*, 2021, 23: 023031.
- [65] Xue Kun, Dou Zhenke, Wan Feng, et al. Generation of highly-polarized high-energy brilliant γ -rays via laser-plasma interaction[J]. *Matter and Radiation at Extremes*, 2020, 5: 054402.
- [66] Wan Feng, Wang Yu, Guo Rentong, et al. High-energy γ -photon polarization in nonlinear Breit-Wheeler pair production and γ polarimetry[J]. *Physical Review Research*, 2020, 2: 032049(R).
- [67] 孙婷, 王宇, 郭任彤, 等. 强激光驱动高能极化正负电子束与偏振伽马射线的研究进展[J]. *物理学报*, 2021, 70: 087901. (Sun Ting, Wang Yu, Guo Rentong, et al. Review on laser-driven high-energy polarized electron and positron beams and γ -rays[J]. *Acta Physica Sinica*, 2021, 70: 087901)
- [68] Dai Yanan, Shen Baifei, Li Jianxing, et al. Photon polarization effects in polarized electron-positron pair production in a strong laser field[J]. *Matter and Radiation at Extremes*, 2022, 7: 014401.
- [69] Gong Zheng, Hatsagortsyan K Z, Keitel C H. Deciphering *in situ* electron dynamics of ultrarelativistic plasma via polarization pattern of emitted γ -photons[J]. *Physical Review Research*, 2022, 4: L022024.
- [70] Song Huaihang, Wang Weimin, Li Yanfei, et al. Spin and polarization effects on the nonlinear Breit-Wheeler pair production in laser-plasma interaction[J]. *New Journal of Physics*, 2021, 23: 075005.
- [71] Song Huaihang, Wang Weimin, Li Yutong. Dense polarized positrons from laser-irradiated foil targets in the QED regime[J]. *Physical Review Letters*, 2022, 129: 035001.

- [72] Liu Weiyuan, Xue Kun, Wan Feng, et al. Trapping and acceleration of spin-polarized positrons from γ photon splitting in wakefields[J]. [Physical Review Research](#), 2022, 4: L022028.
- [73] Nie Zan, Li Fei, Morales F, et al. *In situ* generation of high-energy spin-polarized electrons in a beam-driven plasma wakefield accelerator[J]. [Physical Review Letters](#), 2021, 126: 054801.
- [74] Nie Zan, Li Fei, Morales F, et al. Highly spin-polarized multi-GeV electron beams generated by single-species plasma photocathodes[J]. [Physical Review Research](#), 2022, 4: 033015.
- [75] Han Qianqian, Geng Xuesong, Shen Baifei, et al. Ultra-fast polarization of a thin electron layer in the rotational standing-wave field driven by double ultra-intense laser pulses[J]. [New Journal of Physics](#), 2022, 24: 063013.
- [76] Accardi A, Albacete J L, Anselmino M, et al. Electron-ion collider: the next QCD frontier[J]. [The European Physical Journal A](#), 2016, 52: 268.
- [77] An Xiangyan, Chen Min, Li Jianxing, et al. Mapping electromagnetic fields structure in plasma using a spin polarized electron beam[J]. [Physics of Plasmas](#), 2019, 26: 123106.