

基于绝缘靶对照实验的脉冲强磁场精密诊断^{*}张棋 王为武 林雉伟 景龙飞 杜华冰 易涛 黎航[†] 况龙钰[‡]

(中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 等离子体物理全国重点实验室, 绵阳 621900)

(2026 年 1 月 13 日收到; 2026 年 2 月 18 日收到修改稿)

激光驱动的电容器圈靶 (LDC) 是实验室产生百特斯拉量级脉冲强磁场的重要技术方案, 在高能量密度物理 (HEDP) 研究中具有重要应用. 但是, 在强激光与靶相互作用过程中, 由超热电子输运、电荷分离及激光等离子体不稳定性引发的磁场会与线圈电流产生的磁场在时间和空间上高度叠加, 导致基于磁探针的磁场测量结果存在高估问题. 针对这一问题, 本文在神光 II 激光装置上设计并开展了对照实验, 在相同激光驱动与诊断条件下分别驱动绝缘靶、简单线圈靶和拐弯线圈靶, 通过对比分析磁探针测得的时域磁场信号, 分离并定量评估自生磁场对诊断结果的影响. 基于此, 提出了一种实验可实现的自生磁场扣除方法, 实现了对线圈驱动磁场的可靠提取. 本文工作为激光驱动电容器圈靶的精密磁场诊断提供了一个新方案.

关键词: 电容器圈靶, 脉冲强磁场, 磁探针, 自生磁场**DOI:** 10.7498/aps.75.20260058**CSTR:** 32037.14.aps.75.20260058

1 引言

在高能量密度物理 (HEDP)^[1]、实验室天体物理^[2]、核聚变^[3]及激光粒子加速^[4]等前沿领域中, 发展瞬态高强度脉冲磁场^[5,6]的产生与诊断技术, 是实现小时间尺度内稳定产生高强度、可控磁场的关键, 对研究强磁场环境下等离子体的行为具有重要科学意义与应用价值. 强磁场能够显著地调控等离子体的输运性质与动力学行为, 为研究磁重联、辐射输运等过程提供了关键实验平台. 尤其在核聚变研究领域, 引入外部或自生磁场可有效抑制电子热传导^[7]、降低能量损失, 并有助于缓解激光等离子体不稳定性^[8]与流体不稳定性^[9,10], 从而提升能量耦合效率、改善内爆对称性并增强聚变性能^[11].

激光驱动的电容器圈靶 (LDC) 是当前实验室中产生百特斯拉至千特斯拉量级强脉冲磁场的主要技术方案之一. 强激光与平行金属板的其中一片

相互作用产生超热电子, 这些电子跨越极板间隙注入另一片金属板, 在两金属板之间建立起强电势差, 该电势差驱动瞬态强电流通过连接两片金属箔的线圈结构, 在线圈中心区域感应出强磁场. 该方案具有结构紧凑、能量密度高, 且磁场时间尺度与激光脉冲天然同步等显著优势. 1986 年, Daido 等^[12]首次实验上通过激光驱动电容器圈靶得到了强磁场. 随着高功率激光装置的发展, 2005 年, Courtois 等^[13]使用二倍频钕玻璃激光器产生数十特斯拉的磁场; 2013 年, Fujioka 等^[14]进一步利用 kJ-ns 级激光驱动亚毫米尺度电容器圈靶, 在实验中突破性地获得了千特斯拉量级的强磁场; 随后, Liao 等^[15], Zhang 等^[16], Santos 等^[17], Gao 等^[18], Vlachos 等^[19]和 Morita 等^[20]系统地研究了激光驱动条件下多种靶型的电流形成、电磁场结构及其对等离子体动力学的影响. 同时, 针对强电磁环境的诊断问题, 磁探针^[21,22]、法拉第旋光^[17,23]及质子照相^[15,17,24,25]等多种时空分辨诊断技术持续发展,

^{*} 国家自然科学基金 (批准号: 12475250, 12175210, 12035002, 12075218, 12105269, 11805186, 11805187, 11305160, 11405160, 12075241, 11775204, 12375209) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: njlihang@163.com

[‡] 通信作者. E-mail: kuangly0402@sina.com

使得对磁场时空演化的定量重建研究成为可能, 为深入地理解磁场产生机理提供了实验基础.

然而, 尽管激光驱动电容线圈靶在磁场强度方面取得了显著的进展, 磁场产生的诊断准确性仍然是尚未完全解决的问题. Peebles 等^[26]指出许多电容线圈靶能量转换不满足能量守恒, 认为目前大部分测量与反演存在高估线圈磁场的风险. 在强激光与靶相互作用过程中, 由于超热电子流、电流不稳定性以及等离子体密度与温度梯度的存在, 靶区不可避免地会产生显著的自生磁场. 该自生磁场在时间尺度和空间尺度上往往与线圈驱动磁场高度重叠, 其幅值在某些条件下甚至可与线圈磁场相当. 尤其是在短脉冲、高强度激光驱动条件下, 自生磁场的快速演化及其复杂空间分布, 使得实验测得的磁场信号往往是线圈磁场与自生磁场的叠加结果. 现有研究中, 磁场测量结果通常被直接归因于线圈电流所产生的磁场, 而自生磁场的贡献要么被忽略, 要么仅通过定性讨论加以解释. 这限制了对电流幅值、磁场产生效率以及能量转换效率的准确评估. 不同实验条件下观测到的磁场差异, 同时反映了线圈结构变化与等离子体自生效应的叠加. 最近, 质子成像中电磁脉冲排空的质子轮廓覆盖磁场质子轮廓, 导致磁场被高估的问题已经被详细讨论^[27]. 而对于磁探针同时响应线圈磁场与由超热电子与靶体间电荷分离^[28,29]形成的 Biermann 等复杂自生磁场^[30], 导致信号解耦困难的问题, 近年来虽有研究尝试通过数值模拟或辅助诊断对自生磁场进行估计, 但缺乏一种实验上可操作、可验证的方案, 用以定量分离或扣除自生磁场的影响.

针对上述问题, 本研究设计并开展对照性实验. 利用神光 II 激光装置, 在相同激光驱动与诊断条件下, 分别驱动导电线圈靶与绝缘靶, 系统研究激光驱动电容线圈靶实验中自生磁场对线圈磁场诊断与评估的影响, 并提出一种实验可实现的自生磁场扣除方案. 为此, 本工作设计了一种对照实验策略, 通过在保持激光条件与诊断布局一致的情况下, 对比分析不同靶型配置下的磁场诊断信号, 从而分离等离子体自生磁场与线圈回电流磁场对磁探针信号的贡献. 结合时域磁场诊断结果与解析分析, 本研究旨在定量评估自生磁场在磁场信号中的占比及其时空演化特征, 实现对线圈驱动磁场的可靠提取, 为解决自生磁场干扰导致磁场诊断的高估提供了新思路, 为未来实现高精度、可重复、可比

较强的强脉冲磁场实验奠定基础.

2 实验设计

本实验依托神光 II 激光装置, 开展了线圈靶磁场精密诊断研究. 实验设计了三种靶型结构: 绝缘靶、简单线圈靶和拐弯线圈靶. 其中, 绝缘靶用于研究等离子体自生磁场对磁探针的信号影响, 简单线圈靶是经典的线圈空腔设计, 而拐弯线圈靶则是在简单线圈靶的基础上进一步引入“光迷宫”结构, 用于降低激光辐照金属板产生的 X 射线对线圈空腔内壁的直接辐照, 避免腔体内壁过早电离产生额外电荷分布, 从而影响外加磁场向腔体内部的有效耦合. 该设计对于后续磁化间接驱动聚变研究中维持磁场在黑腔内的存在时间具有重要意义. 简单线圈靶和拐弯线圈靶的磁场信号可通过扣除绝缘靶的自生磁场贡献, 并结合线圈磁场模型反演, 从而实现脉冲强磁场的精密诊断.

三种靶构型如图 1 所示. 绝缘靶的上下极板通过绝缘塑料连接, 不含导电线圈; 简单线圈靶由两铜极板及一个环形铜线圈构成; 拐弯线圈靶则在简单线圈靶的基础上, 于极板与线圈之间增设回廊式铜片结构, 形成 X 射线光迷宫, 以抑制 X 射线对内表面线圈的直接辐照. 三种靶型的尺寸参数如下: 铜极板与铜线圈厚度均为 50 μm , 两平行极板内表面间距均为 400 μm . 三种靶的上极板均为中心开有半径 300 μm 的圆形孔洞、边长为 1600 μm 的正方形板. 绝缘靶与简单线圈靶的下极板为边长为 1600 μm 的正方形板, 拐弯线圈靶下极板长度减至 900 μm , 末端与复杂的光迷宫相连. 光迷宫结构由铜片与 CH 覆盖层共同构成. 回廊铜片整体宽度为 1600 μm , 下板由长度 500 μm 的竖直段与 500 μm 的水平段组成, 并形成 90° 拐折结构; 下板通过一个高度 250 μm 的梯形过渡结构与线圈板连接. 上板竖直段长度为 550 μm , 并通过长度 300 μm 的梯形过渡板连接至线圈板上边缘. 该回廊式拐折设计有效延长 X 射线传播路径, 使辐射需经过再辐射才能进入开缝区域, 显著降低辐射通量. 此外, 在铜结构内壁覆盖一层厚度为 15 μm 的辉光放电聚合物 (GDP). 该结构用于调制入射 X 射线的能量沉积位置并吸收软 X 射线, 抑制金属内壁产生的再辐射, 进一步降低未来实验中的静电屏蔽风险. 最后, 本实验中环形线圈空腔内径均为 500 μm , 铜板与线圈均采用纯度不低于 99% 的高纯无氧铜.

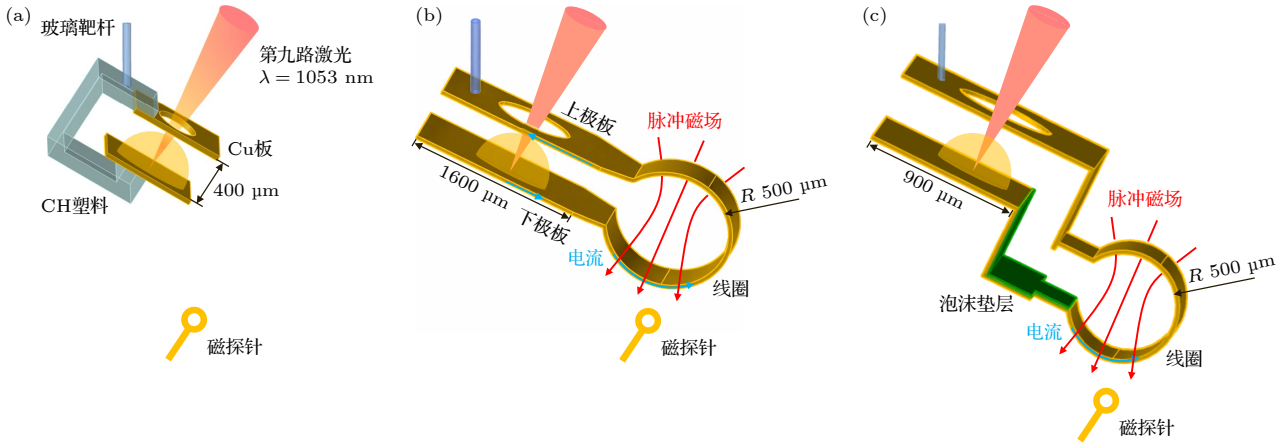


图 1 激光与 (a) 绝缘靶、(b) 简单线圈靶、(c) 拐弯线圈靶相互作用产生磁场的实验示意图

Fig. 1. Schematic of magnetic field generated by laser interaction with (a) insulated target, (b) simple coil target, and (c) inflected coil target.

为保证电容线圈靶系列实验的重复性, 靶体装配采用结构自定位与专用夹具相结合的工艺措施. 上下极板通过定位孔及限位结构约束相对位置, 并由固定厚度的绝缘垫片定义极板间距, 装配过程中使用平行压紧夹具以保证极板平行度. 线圈安装采用精密芯轴进行同轴导向, 并在显微镜下以极板中心孔为基准完成同心对准. 点胶过程采用定量、对称布胶及预固化策略, 以抑制固化收缩导致的几何漂移. 装配完成后对平行度与同轴度进行显微计量验收, 从而减小工艺误差对脉冲电流与磁场重复性的影响.

实验过程中, 神光 II 激光装置的第九路激光穿过各靶上极板中心孔, 聚焦后辐照于下极板中心区域. 激光与下极板相互作用产生 X 射线及大量超热电子. 超热电子自下极板发射, 并被上极板收集, 在两极板间形成瞬态电位差. 对于图 1(b) 与图 1(c) 所示的简单线圈靶和拐弯线圈靶, 瞬态电位差驱动脉冲电流流经导电线圈, 从而在线圈内部激发出脉冲强磁场. 激光与靶相互作用产生的磁场主要包括两部分: 线圈电流所产生的轴向磁场和等离子体运动所形成的自生磁场. 而对于图 1(a) 所示绝缘靶, 其上、下极板通过绝缘的 CH 支架连接在一起, 二者间不存在闭合导电线圈回路, 无法形成与线圈靶相同的回路电流, 其磁场信号完全源自激光与下电极板相互作用产生的自生磁场.

为了提高激光到超热电子的转换效率, 需要采用波长较长的激光打靶^[31]. 从目前发表的文章看, 主要采用的打靶激光为基频钕玻璃激光^[14] ($\lambda = 1053 \text{ nm}$), 二倍频钕玻璃激光^[13,14] ($\lambda = 526 \text{ nm}$)

和 CO_2 激光^[12] ($\lambda = 10.6 \text{ }\mu\text{m}$). 神光 II 激光装置的第九束激光由钕玻璃激光器产生, 能以基础频率和二次谐波频率提供千焦耳的激光能量. 考虑到该打靶条件, 为了提高从激光到热电子的能量转换效率并产生强磁场, 本文的工作用 1.0 ns 脉宽, 1.3 kJ 能量, 1053 nm 波长的基频钕玻璃激光打靶, 在 $500 \text{ }\mu\text{m}$ 的柱形线圈内部产生强磁场.

三种靶设计中, 靶体均由一根 5 cm 长的绝缘石英玻璃棒通过不锈钢金属靶架固定在靶室内. 石英既不被激光直接辐照, 也不被 X 射线辐射, 这是由于下极板发射的 X 射线大部分向外发射, 部分被上极板内表面吸收再辐射. 靶杆的长度是靶尺寸的几十倍, 该距离外的金属靶架相对于线圈靶属于远场区域. 因此, 在靶体附近没有作为天线元件或辐射结构的金属部件, 可不将靶杆或靶架纳入计算电流回路的考虑中.

3 诊断方法和结果

本文采用磁探针实现对脉冲强磁场的诊断, 磁探针的差分探头由直径为 0.15 mm 的纯铜漆包线绕制, 输出信号为脉冲磁场微分信号 $U(t)$ 与共模电干扰噪声 $U_c(t)$ 的叠加. 为了消除共模噪声的影响, 探头采用双线圈结构, 如图 2 所示, 两个形状与尺寸均一致的铜制线圈紧密叠在一起, 构成差分检测单元. 每个线圈分别连接一根同轴电缆, 两电缆接入极性相反. 因此, 两线圈对磁场差模信号 $U(t)$ 的响应极性相反, 而对电场耦合引起的共模噪声 $U_c(t)$ 响应相同.

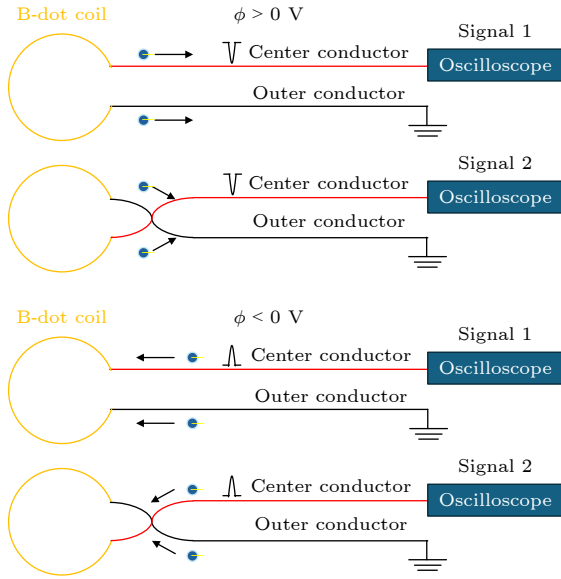


图 2 用于信号诊断的磁探针及同轴电缆的示意图. 芯线与皮线中电子的运动方向相同. 由于皮线是接地的, 外电场会对正负极性连接的线圈所发出的信号产生相同的影响
Fig. 2. Schematic of the B-dot probe and coaxial cable used for signal measurement. The directions of electron motion in both the center conductor and the outer conductor are the same. Since the outer conductor is grounded, the electric field exerts the same influence on the signals from the oppositely connected coils.

探针布放于线圈轴向距中心 1.8 cm 处. 线圈半径为 R , 横截面半径为 r_w 的圆形线圈的电感可以通过下列公式计算 [32]:

$$l_c \cong \mu_0 R [\ln(8R/r_w) - 2], \quad (1)$$

其中真空磁导率 $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H/m}$. 本工作中, 磁探针直径为 1100 μm , 结合上述的截面直径, 可计算磁探针电感值约为 1.4 nH. 磁探针在实验前进行了系统标定, 以确保诊断结果的可靠性与可追溯性. 标定采用脉冲电流源产生的可计算瞬态磁场作为标准磁场源: 脉冲信号发生器输出脉宽 0.3 ns、峰值约 0.5 kV 的电压信号, 经已知负载电路形成瞬态电流, 并依据毕奥-萨伐尔定律产生标准磁场. 原始脉冲波形由信号源记录, 磁探针输出由 8 GHz 带宽示波器采集. 探针采用差分双线圈结构, 通过差分处理抑制共模噪声, 并对电压信号积分获得磁场波形. 实验测得标准磁场峰值 0.775 G, 对应积分信号峰值 0.09 V·ns, 得到探针灵敏度 $S_{\text{exp}} = 1.161 \text{ mm}^2$. 带宽评估采用快速脉冲响应法, 输出信号经高斯卷积 ($\sigma \approx 300 \text{ ps}$) 拟合, 系统有效时间分辨率约 0.1 ns, 对应带宽达 GHz 量级, 可满足纳秒尺度磁场演化测量需求 [22].

诊断到两线圈电压信号后, 首先沿时间轴对两路信号进行相对平移, 以补偿因同轴电缆长度差异引起的时间延迟, 实现信号时序同步. 随后将线圈 1 电压信号 $U_1(t) = U(t) + U_c(t)$, 与线圈 2 电压信号 $U_2(t) = -U(t) + U_c(t)$ 相减, 得到纯净的脉冲磁场差分信号 $U(t) = (U_1(t) - U_2(t))/2$, 并进行基线校正以消除零漂. 噪声分量的时间积分曲线在零值附近振荡.

空间变化的磁场 $B(t)$ 在置于该空间的磁探针中感应出电压信号 $U(t)$. 根据法拉第电磁感应定律, 磁场可通过电压信号的时间积分求得

$$B(t) = \frac{1}{NS} \int \frac{U_1(t) - U_2(t)}{2} dt, \quad (2)$$

式中, S 为磁探针线圈的有效面积; N 为 B-dot 线圈匝数. 本工作所用磁探针线圈为单匝, 直径为 1.1 mm, 对应有效面积约 0.95 mm^2 . 最终, 将积分结果乘以探针的灵敏度, 即获得测点处的磁场强度. 对于本轮实验的三种靶型, 对图 3 所示的电压信号进行处理, 其磁探针诊断点位磁感应强度时间波形如图 4 所示.

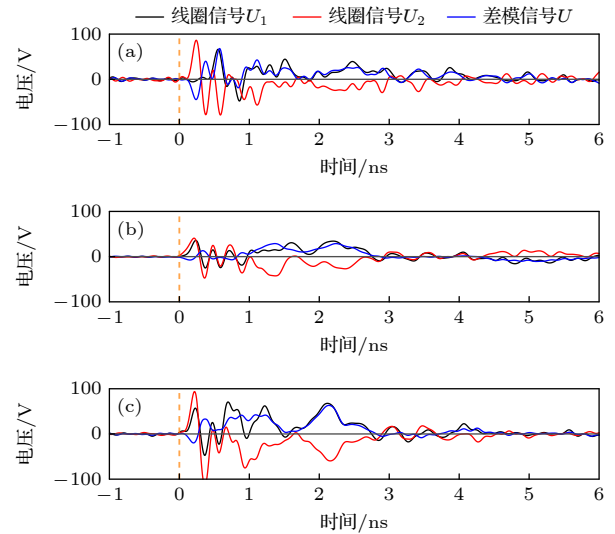


图 3 一组典型的实验数据 (a) 绝缘靶磁场信号, 激光能量为 1.23 kJ, 脉宽 1.08 ns; (b) 导电线圈靶磁场信号, 激光能量为 1.31 kJ, 脉宽 1.10 ns; (c) 拐弯线圈靶磁场信号, 激光能量为 1.43 kJ, 脉宽 1.06 ns

Fig. 3. A set of typical experimental data: (a) The magnetic field signal of the insulating target, with a laser energy of 1.23 kJ, a pulse width of 1.08 ns; (b) the magnetic field signal of the conducting coil target, with a laser energy of 1.31 kJ, a pulse width of 1.10 ns; (c) the magnetic field signal of the inflected coil target, with a laser energy of 1.43 kJ, a pulse width of 1.06 ns.

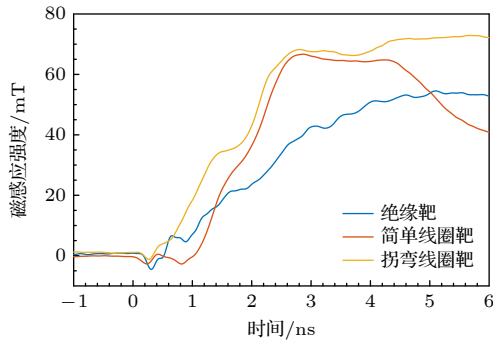


图 4 对电压信号进行处理, 得到三次实验中诊断点位置磁场强度的时间波形

Fig. 4. The voltage signals are processed to obtain the temporal evolution of the magnetic fields at the position of B-dot probe for three consecutive experiments.

4 分 析

第 3 节已对实验设计及磁探针信号获取与预处理过程进行了说明, 本节将进一步介绍基于磁探针信号的自生磁场扣除与线圈磁场反演方法.

首先, 将磁探针位置的纯净线圈磁场信号从叠加信号中分离出来. 过去的一些研究结果表明, 纳秒光辐照铜板的自生磁场在轴向方向上衰减在实验中可近似满足经验公式 $B_{\text{SGFM}} \propto 1/z^{1.7}$ [22], 然而该经验模型并不能保证在不同实验条件下仍具有普适性. 在保证激光能量、脉宽、入射角度、聚焦位置、磁探针布放配置等关键参数一致的前提下, 本工作采用了对照实验和同步参考方法, 分别诊断利用激光与导电线圈靶相互作用产生的线圈磁场与自生磁场的叠加信号 $B_{\text{coil+SGMF}}(t)$, 以及利用激光与绝缘靶相互作用产生的纯自生磁场信号 $B_{\text{ins}}(t)$, 两类信号均由同一磁探针在同样位置获取. 由于两次实验条件严格对照, 在完成时间零点对齐与幅值归一化处理后, 通过从叠加信号中扣除自生磁场信号, 可以有效地消除自生磁场对诊断结果的影响, 从而提取出较为纯净的线圈磁场信号

$$B_{\text{coil}}(t) = B_{\text{coil+SGMF}}(t) - B_{\text{ins}}(t).$$

这种做法完全基于实验对照, 不依赖数值模拟假设, 具有较好的可操作性和可验证性, 也可一定程度上削弱不同靶型实验中具有相似时序特征的共模电磁干扰及部分电磁脉冲信号. 但也可能引入由两发实验间激光能量漂移等波动产生的随机误差. 随着激光装置输出能量稳定性的持续提升, 该问题将得到显著改善.

然后, 根据轴向磁场衰减模型反演得到线圈腔内部磁场分布. 在获得磁探针位置线圈磁场的演化后, 结合偶极子模型或有限长直螺线管模型, 利用诊断点与靶点之间的空间距离关系, 可以反演得到线圈靶的等效偶极子强度或电流强度. 在此前的相关研究中, 磁场的空间衰减模型多采用偶极子模型或理想圆形线圈模型, 认为电流路径可以近似为一个具有等效半径的单匝圆形回路, 其线圈磁场的轴向衰减规律满足 $B_c \propto 1/z^3$. 然而, 由图 1 可知, 本实验中所使用的线圈结构由于是为磁化间接驱动黑腔设计的, 为了给黑腔内部提供尽可能均匀的轴向磁场分布, 该线圈的横截面呈长方形, 其宽度高达 800 μm , 在实际工作状态下形成一种半封闭线圈空腔并非传统电容线圈靶设计中的小截面线圈. 在这种情况下, 简单采用偶极子近似或圆形线圈的轴向衰减模型, 可能无法准确地反映实际磁场的空间分布特征. 我们的靶也不适合扼流圈模型, 因为其电感仅有纳亨利量级, 而扼流圈通常具有更高的电感值, 线圈内也不含磁芯.

综合考虑本工作中线圈的实际几何结构与磁场分布特点, 相比单匝线圈的电偶极子模型, 载流直螺线管的轴向磁场衰减规律更适合用于本实验条件下的磁场反演分析. 有限长直螺线管在轴线方向上的磁感应强度分布可表示为 [33]

$$B(z) = \mu_0 n I / 2 \times \left[\frac{z + L/2}{\sqrt{R^2 + (z + L/2)^2}} - \frac{z - L/2}{\sqrt{R^2 + (z - L/2)^2}} \right], \quad (3)$$

其中 L 为螺线管长度, R 为螺线管半径, z 为轴向某位置距螺线管中心的距离. 在距离靶点 2 cm 附近的区域, 自生磁场的影响较大, 需要考虑自生磁场对线圈磁场信号的影响. 而距线圈 2 cm 以内的空间内存在很强的电磁干扰, 在纳秒级高功率激光作用下, 电磁干扰会在磁场信号上叠加一个尖峰信号, 需要采用较大的示波器量程, 而大量程诊断会降低磁场信号的信噪比, 有必要采用积分式诊断. 此外, 2 cm 以内的空间内靶碎片很严重, 极易损坏磁探针. 因此, 我们的实验中, 磁探针在远场区域进行, 与电容线圈靶中心之间的距离 z 为 1.8 cm, 远大于线圈的毫米级尺寸.

根据图 1 所示靶结构, 实验中使用的螺线管长度 $L = 1600 \mu\text{m}$. 对于简单线圈靶和拐弯线圈靶这种复杂结构, 可通过毕奥-萨伐尔定律 $B(r) =$

$\frac{\mu_0 I}{4\pi} \int \frac{d\mathbf{l} \times \mathbf{e}_r}{r^2}$ 计算等效螺线管半径 R , 计算时应注意由于趋肤效应 $\delta = \sqrt{2/\omega\mu\sigma} = \sqrt{1/\pi f\mu\sigma}$ [34], 对于频率 f 为 GHz 级的脉冲电流, 特征深度 δ 约为 $2\ \mu\text{m}$, 因此可认为电流按照沿线圈外表面流过. 按照该假设确定回路截面, 根据第 2 节所述的回路形状与毕奥-萨法尔定律, 进行路径积分计算, 可知简单线圈靶的等效半径约为 $620\ \mu\text{m}$, 拐弯线圈靶的等效半径约为 $670\ \mu\text{m}$. 对图 4 所示的磁探针诊断点位磁感应强度处理, 可以获得沿轴线方向、包含线圈中心位置在内的两种线圈靶的磁感应强度空间分布曲线. 如图 5 所示, 可以观察到磁探针点位信号接近的情况下, 简单线圈靶线圈空腔内部的磁场强度略强于拐弯线圈靶, 这是由于简单线圈靶规模较小的电流回路, 其路径积分更大, 且磁能更多集中于线圈内.

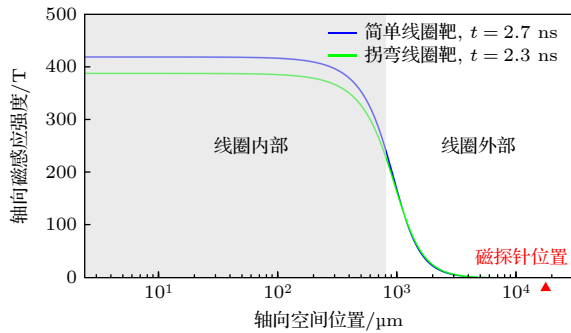


图 5 两种线圈峰值磁场时刻轴向线圈磁场磁感应强度空间分布

Fig. 5. Axial spatial distributions of the magnetic field at the peak magnetic-field times for two coils.

通过载流直螺线管模型, 可进一步反推全时段线圈中心磁场强度, 线圈中心磁场的时间演化如图 6 所示. 我们的实验结果与 Daido 等 [12] 前期工作波形类似, 但是具有三个特点. 首先, 在 $0.15\ \text{ns}$ 时, 两种靶型都出现一个小信号, 该信号上升较快, 接近系统时间分辨率, 这可能是由于表面等离子体波, 或者说电磁脉冲 [27,35] (EMP) 导致的. 其次, EMP 信号结束后, 拐弯线圈靶磁感应强度缓慢增加, 简单线圈靶则出现反向信号, 直到 $1.1\ \text{ns}$ 开始, 磁场强度才开始迅速上升. 简单线圈出现的反向信号可能是由线圈空腔内壁被 X 射线辐照预热离化, 产生的自生磁场引起, 这一点在 Morita 等 [36] 的线圈空腔工作被详细讨论, 由于本工作中绝缘靶的设计不含线圈部分, 因此这部分自生磁场难以通过绝缘靶信号被完全扣除. 最后, 简单线圈靶的上升沿

与下降沿更短, 这是由于简单线圈靶的电感较小, 对应的时间常数较小导致的. 电容线圈靶在激光驱动结束后可近似视为一个 L - R 回路, 其磁场衰减时间尺度由 $\tau \sim L/R$ 决定, 因此在等效电阻未迅速增大的情况下, 磁场往往在数 ns 时间内缓慢衰减, 而不会立即降为零. 两种靶的线圈磁场都在约 $2.5\ \text{ns}$ 时刻到达峰值, 随后进入缓慢衰减阶段, 这种 ns 尺度的“尾部”在电容线圈靶实验中并不罕见 [17]. 拐弯线圈靶由于等效电感更大, 对应时间常数更长, 因此在 $4\ \text{ns}$ 以后仍可维持百特斯拉量级的磁场强度.

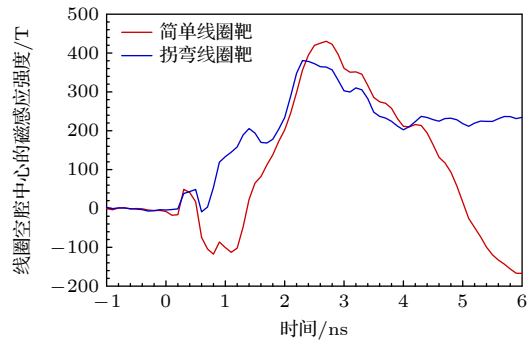


图 6 线圈中心磁场强度随时间演化曲线

Fig. 6. Temporal evolution of the magnetic fields at the coil center.

从能量转化效率上讨论, 磁场强度的简单线圈和拐弯线圈的磁场峰值分别约为 $430\ \text{T}$ 和 $380\ \text{T}$. 拐弯线圈的峰值磁场比简单线圈低, 这主要是因为拐弯线圈的等效线圈面积更大, 磁场能量不如简单线圈集中. 近似认为线圈内部径向磁场均匀分布, 磁能集中在线圈内部, 可以估算出激光能量转换为磁场能量的效率. 经计算, 简单线圈靶的能量转换效率约为 18% , 转化到线圈内的部分为 14% ; 拐弯线圈的磁能转换效率约为 14% , 转化到线圈空腔内的部分为 11% . Santos 等 [17] 在 LULI 激光器上对激光与线圈靶相互作用产生脉冲强磁场的转换效率进行了研究, 所得的磁能转换效率为 8% , 与我们的结果较为接近, 进一步证明了本次实验数据的可靠性. 若激光能量完全转换为磁场能量, 则可估算在 $1300\ \text{J}$ 的激光能量下, 线圈内部的磁场强度最大约为 $1\ \text{kT}$.

5 结论与展望

本文在神光 II 激光装置上设计并开展了一系列实验, 在相同激光驱动和诊断条件下, 分别辐照

绝缘靶、简单线圈靶和拐弯线圈靶, 通过对磁探针测得的时域磁场信号进行对比分析, 实现了自生磁场与线圈磁场的有效分离. 在此基础上, 提出了一种实验上可实现的自生磁场扣除方法, 并结合有限长直螺线管轴向磁场分布模型, 对线圈中心磁场强度进行了反演. 实验结果表明, 扣除自生磁场后得到的线圈磁场峰值约为数百特斯拉, 经计算磁能转换效率较为合理. 本工作为磁化间接驱动点火方案中线圈靶强磁场的精密诊断提供了一种新的实验思路和技术手段.

参考文献

- [1] Gao L, Nilson P M, Igumenshchev I V, Haines M G, Froula D H, Betti R, Meyerhofer D D 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 215003
- [2] Sun W, Liti C, Lei Z, Wang Z, Zhong J Y 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 097501 (in Chinese) [孙伟, 吕冲, 雷柱, 王钊, 仲佳勇 2023 物理学报 **72** 097501]
- [3] Zhang Q, Ma J R, Fan J Y, Zhang J 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 135202 (in Chinese) [张祺, 马积瑞, 范金燕, 张杰 2022 物理学报 **71** 135202]
- [4] Zhang X, Khudik V N, Shvets G 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 184801
- [5] Hu G, Liang Y, Song F, Yuan P, Wang Y, Zhao B, Zheng J 2015 *Plasma Sci. Technol.* **17** 134
- [6] Tang H B, Hu G Y, Liang Y H, Tao T, Wang Y L, Hu P, Zhao B, Zheng J 2018 *Plasma Phys. Control. Fusion* **60** 055005
- [7] Hohenberger M, Chang P Y, Fiksel G, Knauer J P, Betti R, Marshall F J, Meyerhofer D D, Séguin F H, Petrasso R D 2012 *Phys. Plasmas* **19** 056306
- [8] Bailly-Grandvaux M, Winjum B J, Manuel M J E, Bolaños S, Walsh C A, Saret J, Bogale A, Strehlow J, Lee R, Tsung F, Mori W, Froula D H, Filkins T, Beg F N 2023 *J. Plasma Phys.* **89** 175890201
- [9] Sun W, Liti C, Lei Z, Zhong J Y 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 154701 (in Chinese) [孙伟, 吕冲, 雷柱, 仲佳勇 2022 物理学报 **71** 154701]
- [10] Sun W, An W M, Zhong J Y 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 244701 (in Chinese) [孙伟, 安维明, 仲佳勇 2020 物理学报 **69** 244701]
- [11] Moody J D, Pollock B B, Sio H, et al. 2022 *Phys. Rev. Lett.* **129** 195002
- [12] Daido H, Miki F, Mima K, Fujita M, Sawai K, Fujita H, Kitagawa Y, Nakai S, Yamanaka C 1986 *Phys. Rev. Lett.* **56** 846
- [13] Courtois C, Ash A D, Chambers D M, Grundy R A D, Woolsey N C 2005 *J. Appl. Phys.* **98** 054913
- [14] Fujioka S, Zhang Z, Ishihara K, Shigemori K, Hironaka Y, Johzaki T, Sunahara A, Yamamoto N, Nakashima H, Watanabe T, Shiraga H, Nishimura H, Azechi H 2013 *Sci. Rep.* **3** 1170
- [15] Liao G, Li Y, Zhu B, Li Y, Li F, Li M, Wang X, Zhang Z, He S, Wang W, Lu F, Zhang F, Yang L, Zhou K, Xie N, Hong W, Gu Y, Zhao Z, Zhang B, Zhang J 2016 *Matter Radiat. Extremes* **1** 187
- [16] Zhang Z, Zhu B, Li Y, Jiang W, Yuan D, Wei H, Liang G, Wang F, Zhao G, Zhong J, Han B, Hua N, Zhu B, Zhu J, Wang C, Fang Z, Zhang J 2018 *High Power Laser Sci. Eng.* **6** e38
- [17] Santos J J, Bailly-Grandvaux M, Giuffrida L, et al. 2015 *New J. Phys.* **17** 083051
- [18] Gao L, Ji H, Fiksel G, Fox W, Evans M, Alfonso N 2016 *Phys. Plasmas* **23** 043106
- [19] Vlachos C, Ospina-Bohórquez V, Bradford P W, et al. 2024 *Phys. Plasmas* **31** 032702
- [20] Morita H, Pollock B B, Goyon C S, Williams G J, Law K F F, Fujioka S, Moody J D 2021 *Phys. Rev. E* **103** 033201
- [21] Zhang Q, Yi T, Jing L, Du H, Wang W, Lin Z, Li H, Kuang L, Xue F, Li T, Hu G, Guo L, Yang D, Yang J, Jiang S 2025 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **67** 085013
- [22] Li H, Jing L, Yi T, Du H, Yu R, Kuang L, Wang F, Jiang S, Xue F, Yu Y 2025 *Eur. Phys. J. Spec. Top.* **234** 829
- [23] Yuan D, Lei Z, Wei H, Zhang Z, Zhong J, Li Y, Ping Y, Zhang Y, Li Y, Wang F, Liang G, Qiao B, Fu C, Liu H, Zhang P, Zhu J, Zhao G, Zhang J 2024 *Nat. Commun.* **15** 5897
- [24] Wang W, Cai H, Teng J, Chen J, He S, Shan L, Lu F, Wu Y, Zhang B, Hong W, Bi B, Zhang F, Liu D, Xue F, Li B, Liu H, He W, Jiao J, Dong K, Zhang F, He Y, Cui B, Xie N, Yuan Z, Tian C, Wang X, Zhou K, Deng Z, Zhang Z, Zhou W, Cao L, Zhang B, Zhu S, He X, Gu Y 2018 *Phys. Plasmas* **25** 083111
- [25] Wang W, Shan L, Zhang F, Yuan Z, Liu D, Tian C, Yang L, Lu F, Qi W, Deng Z, Zhou K, Xie N, Wang X, Mu J, Zhou W, Cai H, Zhu S, Gu Y 2023 *Phys. Plasmas* **30** 072703
- [26] Peebles J L, Davies J R, Barnak D H, Garcia-Rubio F, Heuer P V, Brent G, Spielman R, Betti R 2022 *Phys. Plasmas* **29** 080501
- [27] Zhang Q, Lin Z, Lv M, Wang W, Guo L, Yuan Z, He S, Tian C, Zhang F, Yang L, Lu F, Zhou K, Xie N, Li H, Kuang L, Jing L, Shan L, Yang D, Zhou W, Gu Y, Yang J 2025 *Phys. Plasmas* **32** 122501
- [28] Pearlman J S, Dahlbacka G H 1977 *Appl. Phys. Lett.* **31** 414
- [29] Forslund D W, Kindel J M, Lee K 1977 *Phys. Rev. Lett.* **39** 284
- [30] Biermann L 1950 *Z. Naturforsch., A: Phys. Sci.* **5** 65
- [31] Peebles J L, Davies J R, Barnak D H, Craciun T, Bonino M J, Betti R 2020 *Phys. Plasmas* **27** 063109
- [32] Paul C R 2011 *Inductance: loop and partial* (Hoboken: John Wiley & Sons) p126
- [33] Zhang S H 2002 *University Physics, Vol. 3: Electromagnetism* (Beijing: Tsinghua University Press) p250 (in Chinese) [张三慧 2002 大学物理学 第三册, 电磁学 (北京: 清华大学出版社) 第 250 页]
- [34] Keller R B 2023 *Design for Electromagnetic Compatibility—In a Nutshell: Theory and Practice* (Cham: Springer Nature) p13
- [35] Zhao L, Li T, Xia Y, Zhu H, Wang C, Wang F, Jiang S 2020 *Plasma Sci. Technol.* **22** 025601
- [36] Morita H, Arefiev A, Toncian T, Santos J J, Golovin D, Shokita S, Mori T, Farley Law K F, Li H, Takizawa R, Matsuo K, Morace A, Yogo A, Fujioka S 2020 *High Energy Density Phys.* **37** 100874

Precision diagnostics of pulsed strong magnetic fields using insulated target reference experiments^{*}

ZHANG Qi WANG Weiwu LIN Zhiwei JING Longfei

DU Huabing YI Tao LI Hang[†] KUANG Longyu[‡]

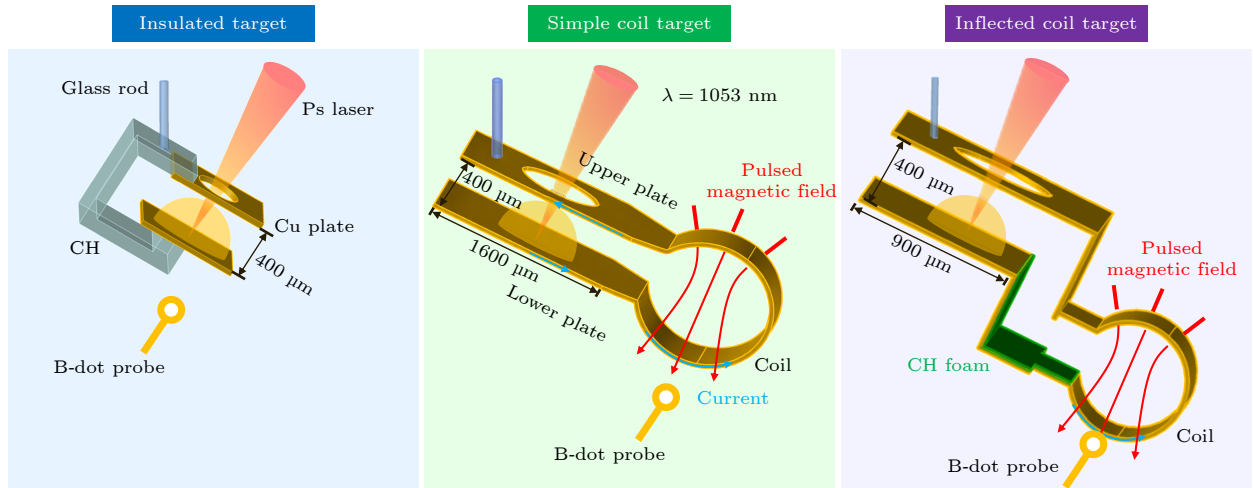
(National Key Laboratory of Plasma Physics, Laser Fusion Research Center,

China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China)

(Received 13 January 2026; revised manuscript received 18 February 2026)

Abstract

Laser-driven capacitor-coil (LDC) targets provide an effective approach for generating pulsed magnetic fields at the hundreds-of-tesla level in laboratory experiments, which has broad applications in high-energy-density physics (HEDP). However, during intense laser-target interactions, self-generated magnetic fields arising from hot-electron transport, charge separation, and laser-plasma instabilities can significantly overlap, both temporally and spatially, with the magnetic field produced by the coil current. This overlap causes systematic overestimation and ambiguity in B-dot probe-based magnetic-field measurements. To address this issue, a series of comparative experiments were designed and performed on the Shenguang-II laser facility. Under identical laser drive and diagnostic conditions, three types of targets (insulated, simple coil, and inflected coil) were irradiated. By systematically comparing the time-resolved magnetic signals measured at the same probe location, the contribution of self-generated magnetic fields was experimentally separated from the total signal and quantitatively evaluated. Based on this approach, an experimentally implementable subtraction method was proposed to remove the self-generated magnetic-field component without relying on numerical simulations. Furthermore, combined with an axial magnetic-field decay model based on a finite-length solenoid



^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12475250, 12175210, 12035002, 12075218, 12105269, 11805186, 11805187, 11305160, 11405160, 12075241, 11775204, 12375209).

[†] Corresponding author. E-mail: [njlihang@163.com](mailto:njlhang@163.com)

[‡] Corresponding author. E-mail: kuangly0402@sina.com

approximation, the coil current and the on-axis magnetic field at the coil center were reconstructed. The results show that, after subtracting the self-generated magnetic field, the extracted peak field reaches several hundred tesla with a more physically reasonable energy conversion efficiency. The method also reveals distinct temporal evolution features of different coil configurations, providing deeper insight into magnetic-field generation and transport processes. This work establishes a practical and reliable experimental methodology for decoupling overlapping magnetic-field components, significantly improving the accuracy of pulsed magnetic-field diagnostics. It provides a new pathway for precision magnetic-field measurements in magnetized indirect-drive inertial confinement fusion and HEDP studies.

Keywords: capacitor-coil target, pulsed strong magnetic field, B-dot probe, self-generated magnetic field

DOI: [10.7498/aps.75.20260058](https://doi.org/10.7498/aps.75.20260058)

CSTR: [32037.14.aps.75.20260058](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20260058)



基于绝缘靶对照实验的脉冲强磁场精密诊断

张棋 王为武 林雉伟 景龙飞 杜华冰 易涛 黎航 况龙钰

Precision diagnostics of pulsed strong magnetic fields using insulated target reference experiments

ZHANG Qi WANG Weiwu LIN Zhiwei JING Longfei DU Huabing YI Tao LI Hang KUANG Longyu

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 130503 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20260058

CSTR: 32037.14.aps.75.20260058

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20260058>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于MIT袋模型的零温与强磁场下夸克物质与磁星的性质

Properties of quark matter and quark stars at zero temperature or under strong magnetic fields within MIT bag model

物理学报. 2025, 74(20): 202101 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250898>

在超强磁场中修正的相对论电子压强

Modified pressure of relativistic electrons in a superhigh magnetic field

物理学报. 2023, 72(3): 030502 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20220092>

在质子照相中利用Abel逆变换反演等离子体自生磁场结构

Self-generated magnetic field in plasma reconstructed by using inverse Abel transformation in proton radiography

物理学报. 2022, 71(24): 245203 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221848>

强磁场与有限温度下色味锁夸克星的唯象模型

Phenomenological model of color-flavor-locked quark star under strong magnetic fields at finite temperatures

物理学报. 2025, 74(14): 142101 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250451>

静态强磁场对临近空间飞行器中天线辐射性能的影响

Influence of static strong magnetic field on antenna radiation in hypersonic vehicle

物理学报. 2022, 71(8): 085202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212044>

磁场对激光驱动Rayleigh-Taylor不稳定性影响的数值研究

Numerical study of effect of magnetic field on laser-driven Rayleigh-Taylor instability

物理学报. 2022, 71(15): 154701 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220362>