

1.054 μm 激光产生的高纯度黑腔辐射场

丁永坤 李文洪 蒋小华 李三伟
赵雪薇 王红斌 丁耀南 刘忠礼
唐道源 郑志坚 江文勉

(西南核物理与化学研究所, 成都 610003)

(1993 年 11 月 23 日收到)

利用“神光”-I 激光装置输出的基频光(波长 $\lambda = 1.054\mu\text{m}$) 与间接驱动激光聚变的一种优化黑腔靶作用, 获得了一个高纯度的黑腔辐射场。

PACC: 2925; 5250J; 5225; 5270

1 引 言

激光驱动核聚变从技术途径上分为直接驱动和间接驱动^[1]。间接驱动^[2]是先使激光与高 Z 材料的腔靶作用将部分激光能转换成 X 射线能, 然后用 X 射线驱动 DT 靶丸聚变。转换出来的 X 射线通过多次与腔壁的吸收和发射的改造, 易于在腔内形成一个均匀的辐射场。均匀非相干的 X 射线对靶丸的辐照烧蚀, 对靶丸被压缩过程中的流体力学不稳定性具有致稳作用, 内爆过程对驱动源不太敏感, 因而可以降低对驱动器的要求。同时, 间接驱动激光聚变在其发展的近期和中期可为核武器物理基础作重大贡献, 最终还可望用于民用发电。国际上对此极为重视并投以大量人力、物力进行研究, 其中美国利弗莫尔实验室(LLNL)利用 NOVA 激光装置的倍频光($\lambda = 0.35\mu\text{m}$)打靶, 通过间接驱动获得了 $n\tau$ 值接近“劳逊”判据的可喜结果。我们近年来也开展了这方面的研究, 并取得了较大进展。

间接驱动激光聚变要求 DT 靶丸处于一个纯净、均匀的高温辐射场中。而在间接驱动中用的黑腔靶(见图 1(a))中, 激光与靶耦合时会产生散射激光, 激光等离子体的非线性相互作用如 SRS (stimulated Raman scattering), TPD (*two-plasma decay*), IAD (*ion-acoustic decay*) 和 RA (*resonance absorption*) 等会激发大幅度高相速的 Langmuir 波。

$$\text{SRS: } \omega_0 = \omega_{\text{scat}} + \omega_{\text{cpw}}, n_e \leq \frac{1}{4} n_{\text{cr}};$$

$$\text{TPD: } \omega_0 = \omega_{\text{cpw}} + \omega_{\text{cpw}}, n_e \sim \frac{1}{4} n_{\text{cr}};$$

$$\text{IAD: } \omega_0 = \omega_{\text{ia}} + \omega_{\text{cpw}}, n_e \sim n_{\text{cr}};$$

$$RA: \omega_0 = \omega_{epw}, n_e \sim n_{cr}$$

Langmuir 经 Landau 阻尼加热少数电子成为超热电子, 超热电子在等离子体膨胀过程中产生快离子. 散射激光、快离子若与 DT 靶丸作用会破坏 X 射线对靶丸的均匀辐照和对称压缩, 而超热电子因其射程长会预热靶丸, 降低压缩度, 因此在黑腔靶与靶丸作用的散射激光、快离子、超热电子会破坏 X 射线辐射场的干净性, 对实现高效聚变产生不利影响, 必须将它们抑制到可容忍的程度.

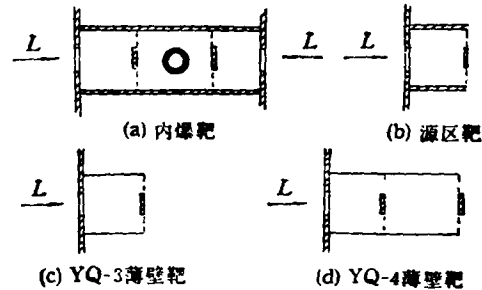


图1 靶结构示意图

高纯度 X 射线辐射场的建立是间接驱动惯性约束聚变研究领域普遍关心的问题.

Sigel 等人^[1]就高纯 X 射线辐射场的建立曾提出了一些意向性的看法. 其观点是利用高功率激光与具有特殊构形的黑腔靶作用, 在黑腔靶的某一空间范围内可望产生一个高纯度的 X 射线辐射场, 但没有实验验证结果. 从目前国际上间接驱动激光聚变发展趋势来看, 高纯内爆 X 射线辐射场的建立是中等强度 ($4 \times 10^{14} \text{W} \cdot \text{cm}^{-2}$) 的短波长 ($\lambda \leq 0.35 \mu\text{m}$) 的激光与高 Z 材料的黑腔靶作用来解决. 因为等离子体对激光的吸收效率 $\propto 1/\lambda^2$, 而腔内产生超热电子的主要非线性过程 SRS 的增大值激光功率密度 $I_e \propto 1/\lambda_L$, 因此短波长激光与腔靶作用可提高激光吸收效率, 降低散射激光量, 抑制 SRS 的增长, 从而抑制超热电子与快离子的产生. 国外通常采用 Nd:glass 激光器的三倍频光 ($\lambda = 0.35 \mu\text{m}$) 进行黑腔实验, 但有关辐射场纯净性的情况未见报道.

为了克服激光器给物理学工作进展带来的限制, 研究在“神光”-I 激光装置 1.054 μm 激光打靶条件下建立高纯 X 射线辐射场的问题非常重要. 为此, 近年来我们利用“神光”-I 激光装置的打靶条件, 探索了在标准型黑腔靶(见图 1(a))的内爆区建立高纯 X 射线辐射场的可行性.

过去的研究表明, 在“神光”-I 激光装置的 1.054 μm 激光打靶条件下, 标准型黑腔靶与激光的能量耦合效率只有 60% 左右^[2], SRS 相当严重^[3], 由 Langmuir 波加热的超热电子及超热电子激光的快离子量也较大^[5,6], 其中部分散射激光、超热电子和快离子会进入内爆区直接与靶丸作用, 从而破坏 X 射线辐射场的纯净性.

在 1.054 μm 激光打靶条件下, 黑腔靶中的散射激光、超热电子和快离子难以根本消除, 可行的方法之一就是减少它们进入内爆区的量, 从而提高内爆区辐射场纯度. 为此, 在改进型黑腔靶中, 用金属材料屏蔽体和有机膜隔离黑腔靶的源区和内爆区. 金屏蔽体用于屏蔽超热电子. 有机膜可阻挡散射激光与快离子进入内爆区. 因高功率激光与有机膜作用会迅速使之等离子体化, 只要等离子体电子密度 n_e 高于激光对应的临界密度 $n_{cr} = 10^{21} \lambda^{-2} \mu\text{m}$ 即可阻挡散射光. 而快离子因质量大在物质中射程短, 适当厚度的有机膜也能阻挡快离子. X 射线在低 Z 材料的有机膜中辐射自由程较长, 有较高的透明度. 根据上

1) 蒋小华, 私人通讯.

述考虑及相关数值模拟结果,在“神光”-I 激光装置上开展了一系列实验,研究改进型黑腔靶的辐射场纯净性的改善情况。

2 实 验

2.1 实验方法

为了研究方便、有效,采用图 1(b) 所示的源区靶,在屏蔽体断面上放置不同厚度的有机膜,当激光注入腔内时,从有机膜后方观测散射激光量、快离子速度谱及输运 X 射线量.这些量可以反映相应黑腔靶内爆区中的散射激光、快离子及 X 射线情况,从而了解 X 射线辐射的纯净性,并以此确定纯净 X 射线辐射场所需的有机膜厚度。

为了研究超热电子在黑腔中的空间分布,观测内爆区超热电子量,结合数值模拟,设计了壁厚为 $4\mu\text{m}$ 的两种金材料薄壁腔靶(见图 1(c) 和 (d)). 数值模拟表明, $4\mu\text{m}$ 的金壁厚度足够超热电子与腔壁充分作用,通过韧致辐射发射硬 X 射线,而这一厚度对硬 X 射线又有较高的透过率,从而方便 X 射线的观测. 实验中用滤波荧光谱仪^[7]测量薄壁腔靶发射的硬 X 射线 ($h\nu > 10\text{keV}$) 的能谱及总量,用加滤片的针孔相机观测薄壁腔靶的硬 X 射线发射图象,从而了解超热电子踪迹. 腔靶中的超热电子产生于源区中激光与等离子体的非线性作用,若有部分超热电子进入内爆区,这部分超热电子也会与内爆区腔壁作用发射硬 X 射线. 因此,在相近打靶条件下, YQ-4 型靶的硬 X 射线量会大于 YQ-3

型靶的硬 X 射线量. 根据这两种靶的硬 X 射线差异、受激励曼散射光的能量、硬 X 射线图象,能定量地给出进入内爆区的超热电子量及超热电子温度。

膜后散射激光由 9 个分立测量器测量其角分布,然后积分膜后 2π 空间给出膜后散射激光总量,为了减小漫反射对测量的影响,探测器中采用了由成像透镜和视场限制光阑组成的准直系统,并配有带通滤光片. 膜后散射激光时间波形由日本产 C979 可见光条纹相机测量,时间分辨率为 5ps,光路如图 2 所示。

膜后快离子由法拉第杯^[8]测量. 5 只法拉第杯放置于北路方向测量膜后快离子的飞行时间谱及其角分布. 由离子飞行时间谱可得离子的飞行速度和相对能量,从而了解有机膜对快离子的阻挡能力,确定进入内爆区的快离子速度及能量。

X 射线输运量用分立的 X 射线二极管 (XRD) 测量, XRD 由金阴极和复合材料滤膜组成,对 $0.1\text{--}1.5\text{keV}$ 的 X 射线有较好的平响性特性,实验前作过灵敏标定。

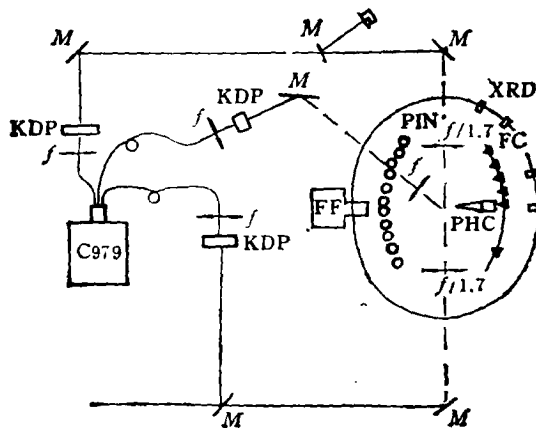


图 2 实验布局示意图

XRD 为 X 射线二极管; M 为全(半)反射; f 为凸透镜; PIN 为散射光探头; FC 为法拉第杯; PHC 为针孔相机; FF 为硬 X 射线能谱仪

2.2 实验条件

实验在“神光”-I 激光装置上进行。利用其单路输出, 能量为 300—650J, 脉宽约为 9ns, 波长为 1.054 μm 。利用 $f/1.7$ 的打靶透镜将激光注入黑腔靶, 靶室真空度约为 10^{-3}Pa , 靶材料为金, 结构见图 1(b) 至 (d)。实验布局如图 2。主要诊断仪有散射光探测器、可见光条纹相机、法拉第杯、XRD、X 射线针孔相机、滤波荧光谱仪(简称 FF 谱仪)、能量卡计等。

3 实验结果与讨论

3.1 泄漏激光

实验中对源区靶加 0.3, 0.6, 1.2 μm 的有机膜, 15 μm 金片和无膜几种靶条件下的泄漏激光量即通过 X 射线输运口逃逸的散射激光量进行了测量, 代表性发次结果见表 1。

表 1 泄漏激光量

发次号	膜厚 / μm	总能量 E_L/J	大角度 $E_{\theta 1}/\text{J}$	小角度 $E_{\theta 2}/\text{J}$	泄漏百分率/% $E_{\theta 1} + E_{\theta 2}/E_L$
No. 921029003	0	399	68.9	7.1	19
No. 92111128	0.3	622.9	11.8	0.65	2
No. 921105015	0.6	391.2	2.7	0	0.7
No. 921104014	1.2	478	5.3	0	1.1
No. 921105016	金片	429	4.8	0	1.1

实验结果表明, 有机膜对泄漏激光有显著阻挡作用。无膜时, 激光泄漏率在 20% 左右。当有机膜厚度不小于 0.3 μm 时, 激光泄漏率的测量值不大于 2%。No. 921105016 发为源区靶加 15 μm 的金片密封输运口, 此时激光泄漏率应为零。这种情况下的测量值就是测量系统本底和靶室漫反射本底。多发次统计表明, 该本底值为入射激光的 1% 左右。因此, 扣除本底值后, 当有机膜厚度不小于 0.3 μm 时, 激光泄漏率不大于 1%。于是, 在目前“神光”-I 激光装置的两路 1.054 μm 激光输出打黑洞靶条件下, 注入腔内激光能量小于 1400J, 进入内爆区的散射激光则小于 14J。受离焦、光轴中心上屏蔽体及其周围等离子体折射等因素的影响, 进入内爆区的散射激光是发散的, 进入内爆区后第一作用物不是靶丸而是内爆区腔壁, 辐照在腔壁上的功率密度低于 $10^{12}\text{W}/\text{cm}^2$, 远低于 1.054 μm 激光与金靶作用的特征功率密度^[9] $\sim 10^{14}\text{W}/\text{cm}^2$, 几乎被内爆区腔壁全吸收, 实际能量与 DT 靶丸作用的散射激光与理论预估可容忍值 1J 相比可忽略不计。

大角度(45°)、小角度($<17^\circ$)方向泄漏激光的时间波形如图 3 所示。当源区靶输运口无有机膜时, 小角度泄漏激光仅在入射光前沿就出现。当加有机膜时, 大小角度泄漏激光出现时间随有机膜厚度的增加而向后推迟, 大角度泄漏激光出现时间晚于小角度泄漏激光出现时间。这一切都是由泄漏激光对有机膜的烧穿及金屏蔽体等离子体沿横向膨胀

时对泄漏激光的阻挡和折射决定的,反映了有机膜和金屏蔽体对散射激光阻挡的物理图象。

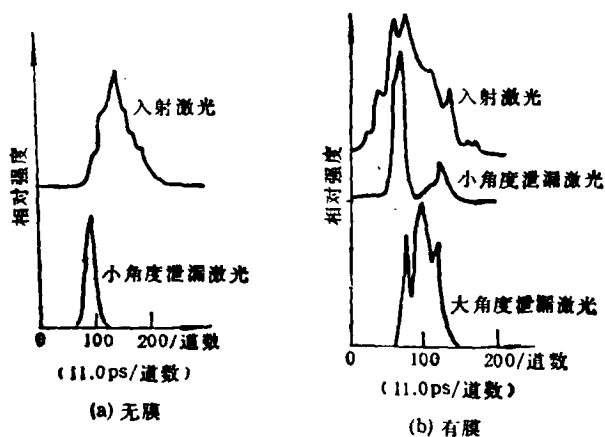


图3 泄漏激光时间波形

3.2 超热电子

实验中对两种薄壁腔靶的硬X射线能谱、能量、图象以及受激喇曼散射光能量进行了测量。结果表明,受激喇曼散射光能量在注入条件相同的前提下只与激光功率密度密切相关,与两种薄壁腔靶的具体结构基本无关,统计表明仅相差1.4%。这一现象说明腔靶受激喇曼散射主要发生在源区。目前许多研究证明,受激喇曼散射所激发的大幅度高相速Langmuir波是腔靶中超热电子的主要根源。因而,黑腔靶的超热电子产生在源区。在我们的实验条件下,实验结果显示受激喇曼散射光能量小于入射激光的10%。受激喇曼散射光的光谱表明,受激喇曼散射主要发生在 $0.1n_c$ (临界密度)面附近区域。由受激喇曼散射的能量耦合方程 $\omega_L = \omega_{epw} + \omega_r$ (ω_L 为入射激光频率, ω_{epw} 为电子等离子体波频率, ω_r 为喇曼光频率)及电子等离子体波频率 ω_{epw} 与电子密度的关系可知,电子等离子体波的能量近似为喇曼光能量的1/2,假定电子等离子体波能量全交给超热电子,则在这种实验条件下超热电子能量小于入射激光能量的5%。

硬X射线能谱的能量测量显示,在相近打靶条件下,带有内爆区薄壁靶(图1(d))的硬X射线能量比不带内爆区薄壁靶(图1(c))的硬X射线能量高20%左右,超热电子温度约为45keV。硬X射线图象表明,源区硬X射线发射比内爆强得多。上述实验结果说明,在这种黑腔靶中,超热电子大部分被抑制在源区,只有小于20%的超热电子进入内爆,因此,对硬X射线及受激喇曼光的研究表明,在黑腔靶中,超热电子产生在源区,进入内爆的超热电子能量小于入射激光的1%。

3.3 快离子

在与入射激光光轴成 30° — 90° 范围内的离子飞行时间谱角分布表明, 40° 方向为离子喷射最强方向, 70° — 90° 范围几乎测不到离子信号。可见源区靶加膜和无膜时输运口

方向离子喷射角分布较窄,并且由于屏蔽体的阻挡,离子喷射最强方向不在光轴方向。当输运口被 15 μm 的金片密封时,靶等离子体主要以解体形式出现,几乎各向同性。可见离子的角分布与靶的构形符合很好。

由于离子喷射角分布窄,实验点不多,不足以进行角分布积分处理,但实验表明,在 0—1.2 μm 的有机膜厚度范围内,各发经输运口外喷离子的角分布差异不大,于是将各发 40° 方向的最强离子信号作相对比较,了解有机膜对进入内爆区的快离子的抑制效果。

初步估计,在标准型黑腔靶构形条件下,离子速度大于 $2 \times 10^7 \text{cm/s}$ 时,就可能在 X 射线与靶丸作用过程中与靶丸作用,对实现球形内爆产生不利效果。离子飞行时间谱表明,随膜厚增加,膜后快离子速度降低。当膜厚不小于 0.3 μm 时,进入相应内爆区的快离子速度低于 $1 \times 10^8 \text{cm/s}$ 。根据离子飞行时间谱可计算探测器收集到的快离子能量 E_i

$$E_i = \frac{1}{2} \int_0^{t_1} A_i V(t) L^2 / Z \cdot e \cdot R_L \cdot t dt,$$

式中 A_i 为离子质量, L 为靶与探测器的距离, Z 为离子电离度, $R_L = 50 \Omega$ 为示波器阻抗, t_1 为快离子信号的消失时刻。利用该式,得各发次 40° 方向探测器收集到的快离子能量 E_i , 将 E_i 与该发的等离子体总能量 E_p 相比得 $R_i = E_i / E_p$ 。为了比较方便,以无膜时的 R_i 为 1, 对各膜厚时的 R_i 归一化, 则归一化后的 \bar{R}_i 就可直观地反映有机膜对有害速度的离子的抑制程度。实验结果见图 4。

有机膜对经输运口从源区进入内爆区的有害快离子有显著的阻挡作用。当膜厚不小于 0.6 μm 时, 进入内爆区的有害离子能量只有不加膜时的 10% 左右, 此时平均速度低于 $4 \times 10^7 \text{cm/s}$ 。但有机膜厚度在 0.6—1.2 μm 之间变化时, \bar{R}_i 变化缓慢。这一现象可能是源区的快离子在有机膜形成的背景等离子体中速度慢化到背景等离子体的热膨胀速度而达到慢化极限, 使快离子能量衰减趋于饱和^[9]。

根据腔靶的构形尺寸、腔内激光吸收效率、X 射线转换效率、腔等离子体快慢离子能量比以及有机膜对快离子阻挡能力的研究成果作综合考虑可得, 当有机膜厚度不小于 0.6 μm 时, 在 1.054 μm 激光与标准型黑腔靶作用条件下, 进入内爆区的快离子能量为人射激光能量的 1% 左右, 这部分离子的平均速度低于 $4 \times 10^7 \text{cm/s}$ 。

3.4 X 射线输运

XRD 对源区靶从输运口发射的软 X 射线角分布测量给出了输运 X 射线总量, 这部分 X 射线在相应的黑腔靶中会进入内爆区, 它反映内爆区 X 射线辐射强度。在讨论黑腔靶中 X 射线输运问题时通常使用 X 射线输运效率, 它是输运 X 射线能量与注入激光能量的比值。实验表明, 有机膜厚度在 0.3—1.2 μm 范围变化时, X 射线输运效率变化很小, 与膜厚相关性不强, 但平均结果表明, 有机膜的使用 X 射线输运效率比无膜时相对降低了

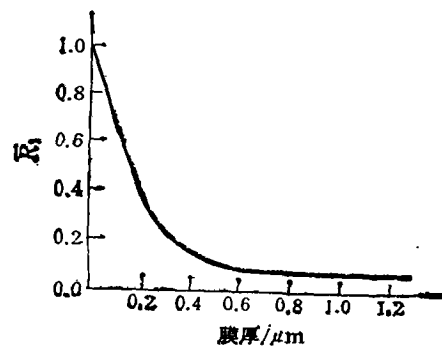


图 4 膜后快离子能量衰减度 \bar{R}_i 与膜厚的关系

10%左右。这说明软X射线在有机膜中的辐射自由程比 $1.2\mu\text{m}$ 长得多,因为X射线在物质中随距离的增长随指数衰减。因此, $1.2\mu\text{m}$ 厚度以下的有机膜对软X射线有较高透明度,是黑腔靶中抑制散射激光、快离子的合适隔离膜之一。

综上所述,在“神光”-I激光装置的 $1.054\mu\text{m}$ 激光打靶条件下,使用合适构形的金屏蔽体和不少于 $0.6\mu\text{m}$ 厚的有机膜隔离黑腔靶的源区与内爆区时,可保证X射线输运的相对畅通,并将进入内爆区的散射激光、超热电子和快离子能量分别抑制在入射激光能量的1%左右,从而在内爆区中建立起高纯X射线辐射场,为驱动DT靶丸聚变创造良好环境。

本工作的开展得到了有关理论工作者、制靶人员、激光器运行人员等同志的大力协作,成金秀、梅启庸、祁兰英、谢平、陈正林等同事也参与了部分工作,在此一并致谢。

- [1] J. H. Nuckoll, *Phys. Today*, **35** (1982), 24.
- [2] E. Storm, *J. Fusion Energy*, **7** (1988), 131.
- [3] R. Sigel, J. Massen and G. D. Tsakiris, *Inertial Confinement Fusion*, eds. A. Caruso, E. Sindoni, Editrice Compositori (1988), p. 169.
- [4] 梅启庸、赵雪薇, *强激光与粒子束*, **2**(1990),409.
- [5] 祁兰英、李三伟等, *强激光与粒子束*, **5**(1993),415.
- [6] 丁永坤、郑志坚, *强激光与粒子束*, **4**(1992),455.
- [7] 祁兰英、杨建国等, *强激光与粒子束*, **5**(1993),309.
- [8] H. A. Baldis, E. M. Campbell and W. L. Kruer, *Handbook of Plasma Physics*, Vol. 3, eds. by M. N. Rosenbluth and R. Z. Sagdeev (North-Holland, Amsterdam, 1991), p. 367.
- [9] 丁永坤、蒋小华等, *强激光与粒子束*, 待发表.

GENERATION OF A HIGH PURITY X-RAY RADIATION FIELD IN A HOHLRAUM TARGET BY $1.054\mu\text{m}$ LASER

DING YONG-KUN LI WEN-HONG JIANG XIAO-HUA LI SAN-WEI
ZHAO XUE-WEI WANG HONG-BIN DING YAO-NAN LIU ZHONG-LI
TANG DAO-YUAN ZHENG ZHI-JIAN JIANG WEN-MIAN
(Southwest Institute of Nuclear Physics and Chemistry, Chengdu 610003)

(Received 23 November 1993)

ABSTRACT

By the fundamental frequency laser ($\lambda = 1.054\mu\text{m}$) of SHENGGUANG-I laser facility interacting with improved hohlraum targets, which are used in indirect laser drive fusion, a high purity X-ray radiation field has been obtained.

PACC: 2925;5250J;5225;5270