

用 X 射线激光 M-Z 干涉仪诊断点聚焦 CH 等离子体电子密度*

郑无敌^{1)†} 张国平¹⁾ 王琛³⁾ 孙今人³⁾ 方智恒³⁾ 顾援³⁾ 傅思祖³⁾

1) 北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088)

2) 中国工程物理研究院研究生部, 北京 100088)

3) 上海激光等离子体研究所, 上海 201800)

(2006 年 8 月 8 日收到, 2006 年 10 月 13 日收到修改稿)

在神光 II 装置上, 用软 X 射线激光 Mach-Zehnder 干涉仪诊断了点聚焦 CH 等离子体电子密度 N_e 分布, 介绍了实验结果. 通过 Abel 变换进行了密度反演, 给出了 N_e 的 2D 分布, 测得的最高 N_e 为 $3.2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. 通过同 1.5 维 JB19 程序以及二维 XRL2D 程序的模拟结果的比较, 发现高密度区限流因子取 0.05 的理论结果同实验相符, 但是低密度区实验得到的 N_e 分布下降得更快, 而且理论模拟的 N_e 二维分布同实验结果在细节上有比较大的差别. 粗略的误差分析显示, 干涉仪面型误差是实验误差的主要来源.

关键词: 类镍银 X 射线激光, Mach-Zehnder 干涉仪, 密度反演, Abel 变换

PACC: 5270L, 5250J, 5265

1. 引言

X 射线激光 (XRL) 的重要应用就是测量高密度等离子体的电子密度, 为激光等离子体相互作用研究和 ICF 研究提供帮助, 达到认识物理规律和校验程序的目的. 随着软 XRL 输出达到饱和和 XRL 干涉技术的出现, 使 XRL 应用演示研究成为可能. 各个实验室用不同的软 XRL 做光源, 采用不同的测量手段, 对各种等离子体密度进行了测量^[1-5]. 在国内 2003 年, 在神光 II 八路装置上, 我们用 13.9 nm 类镍银 XRL M-Z 干涉仪对预主脉冲驱动 CH 等离子体电子密度进行了诊断^[6]. 2005 年我们又在神光 II 第 9 路装置上, 用相似的方法, 对点聚焦 CH 等离子体进行了诊断, 本文介绍此次实验结果和理论模拟的对比.

我们选择激光点聚焦正入射驱动平面靶产生的等离子体作为诊断对象, 一方面是因为它是最简单、最普遍的激光等离子体, 另一方面它具有轴对称性, 是纯粹的 2D 等离子体, 当进行密度反演时不需要对 XRL 穿越的等离子体厚度作任何假设, 可以严格

用 Abel 反变换得到电子密度 2D 分布. 另外, 当激光脉宽长且驱动功率密度高, 喷射出的等离子体就多, 临界面附近的密度标长更大, 用 M-Z 干涉测量更容易展示临界面附近电子密度分布的细节. 得益于神光 II 八路同第九路输出同步技术问题的解决, 我们采用神光 II 九路 $\sim 2 \text{ ns}$ 脉宽倍频激光以 1500—2000 J 能量驱动 CH 靶, 以期测量更高密度区(临界面附近)的电子密度. 值得一提的是, 实验中采用 Mo-Si 半透半反膜分束镜, 由于面型质量问题及其易碎性, 2005 年实验的有效发次不多.

2. 实验装置安排

干涉诊断实验采用的探针光为类镍银 13.9 nm XRL, 用神光 II 八路装置中的两路基频光, 以 $100 \mu\text{m} \times 2.7 \text{ cm}$ 线聚焦方式驱动两块对接的 2 cm 长的 Ag 平面靶产生 XRL. 每路激光总能量均为 100 J, 以预主脉冲方式打靶, 预、主脉冲强度比为 5%, 主脉冲相对于预脉冲延迟 3 ns, 二者脉宽都为 100 ps.

M-Z 干涉仪在 2003 年实验基础上做了一些改

* 国家高技术研究发展计划(863)(803-804-1-10-1)资助的课题.

† E-mail: zheng_wudi@iapcm.ac.cn

进^[6]如图 1. 采用无准直方案, XRL 出靶端离待测物 53 cm. 为便于靶室安排, 以及便于靶室外干涉仪的调节, 干涉仪做成非等边的平行四边形结构, 不等的两条边分别为 20 cm 和 80 cm. 实验中用了两块半透半反多层膜 Mo/Si 分束镜 D_1, D_2 , 其透射率和反射率均达到 20%. 为了在有限的靶室空间中得到更大的放大倍数, 用了两块成像镜 S_1 和 S_2 , 把待测物 10 倍成像放大到 CCD 上. CCD 一个像素 (pixel) 尺度为 $20 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$, 对应空间分辨为 $2 \mu\text{m}$, 成像镜和 M_1, M_2 反射镜均镀多层膜, 反射率大于 40%. CCD 前放置一片滤膜以挡住可见光, 它由 3000\AA Zr 镀在 2600\AA C_8H_8 上制成, 对 13.9 nm 探针光衰减倍数约 30 倍.

存在时间同步误差约为 $\pm 120 \text{ ps}$, 因此测量时刻的不确定度也由此决定.

3. 条纹图和密度反演

图 3 为实验所得条纹图, 条纹数目超过 100 条, 靶背面和正面远离靶面的地方, 都看到没有被等离子体扰动的、近平行的静态干涉条纹, 静态条纹同靶面法向夹角约 35° , 条纹平均间距 $16.4 \mu\text{m}$ (对应到待测靶). 沿轴线, 距离靶面 $35 \mu\text{m}$ 的地方, 条纹仍然清晰可见. 条纹最高可见度达到 0.6.

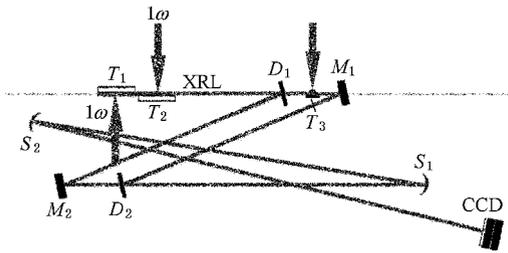


图 1 M-Z 干涉仪原理图 (T_1, T_2 为 Ag 靶, 以产生 XRL, T_3 为待测靶, D_1, D_2 为分束镜, M_1, M_2 为反射镜, S_1, S_2 为球面成像镜)

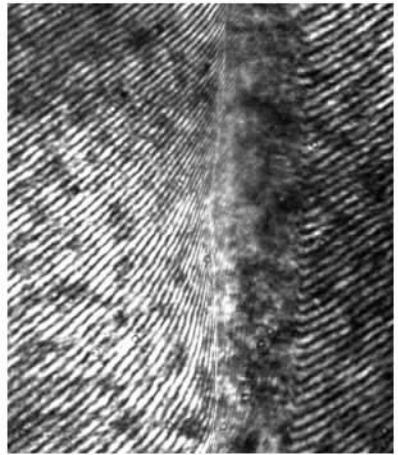


图 3 实验所得条纹图(局部)

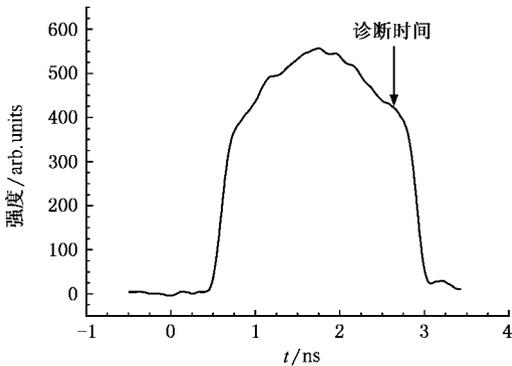


图 2 神光 II 九路激光输出时间波形

待测靶为平面靶, $10 \mu\text{m}$ 厚 C_8H_8 涂在 $150 \mu\text{m}$ 厚的塞规 (Fe) 上. 待测等离子体由神光 II 第九路倍频光点聚焦驱动产生, 聚焦透镜为蝇眼镜, 焦斑直径 $350 \mu\text{m}$, 激光能量 1600 J , 脉宽约 2.2 ns , 时间波形见图 2, 靶面功率密度为 $7.55 \times 10^{14} \text{ Wcm}^{-2}$. 靶面不确定度小于 $10 \mu\text{m}$. XRL 穿越等离子体时刻在脉冲下降沿, 对应图中为 $t = 2.66 \text{ ns}$. 神光 II 第九路同八路

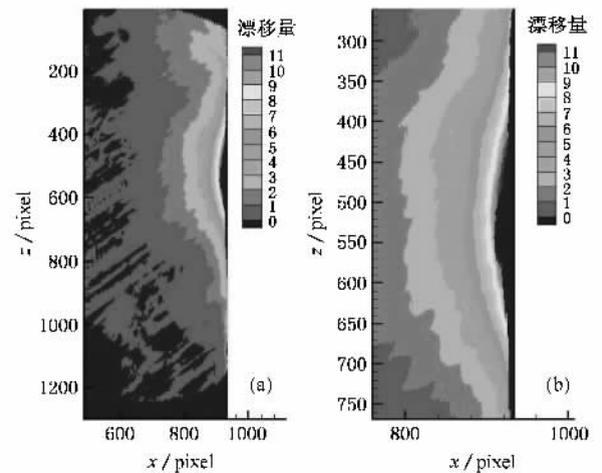


图 4 位相差二维分布 (a) 全图 (b) 局部

进行密度反演, 首先要手工给出全平面的动态条纹相位分布, 然后把未受扰动的条纹直线延长覆盖全平面得到静态条纹位相分布, 二者之差可得到条纹漂移量的二维分布. 因为分束镜面型问题, 未

受扰动的条纹并不严格平行,为了防止这些直线相交,将条纹斜率进行了人为调整,下面将看到该实验的主要误差来源于这种面型误差.图4给出了条纹漂移量分布图,除了全图右上部外,条纹漂移量分布上下对称性比较好,右上部“奇异”区域来源有二,一是成像元件面型局域差,二是驱动激光焦斑的轴对称性不好.

因为是点聚焦驱动,电子密度分布呈现轴对称特性,条纹的移动量为

$$N_{\text{fringe}}(z, x) = 2 \int_z^R \frac{N_e(r, x) r dr}{2 N_c \lambda \sqrt{r^2 - z^2}}, \quad (1)$$

N_e 为电子密度, λ 和 N_c 分别为 XRL 波长和对应临界密度, x 为靶面法向, r 为径向, z 平行于靶面且垂直于 XRL 入射方向, $r = R$ 为等离子体外边界. 密度反演即进行 Abel 变换^[7]

$$N_e(r, x) = - \frac{1}{\pi} \int_r^R \frac{2 N_c \lambda (dN_{\text{fringe}}(z, x) / dz) dz}{\sqrt{z^2 - r^2}}. \quad (2)$$

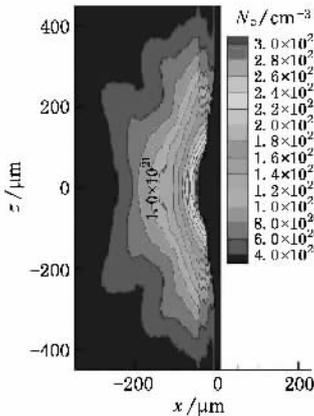


图5 Abel 变换密度反演结果

我们用基于三次样条插值方法的 Abel 变换^[7], 反演获得了二维电子密度分布, 见图 5, 反演只对条纹漂移量分布图 4 的下半部分进行. 该方法实际是把 $N_{\text{fringe}}(z, x)$ 沿 z 方向进行分段三次样条函数插值(相邻两个 CCD 像素分成一段), 则(2)式中导数变成对三次多项式求导, 积分变得容易. 这种变换对“噪声”非常敏感, 进行 Abel 变换前, 对相位分布(或者说条纹漂移量 N_{fringe})沿 z 方向做了一维 FFT 光滑处理. 实验测量到的条纹的最大移动量超过了 11 个条纹, 对应的最高电子密度 $\sim 3.2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. 这是迄今为止, 用软 XRL 为探针用 M-Z 干涉仪测量

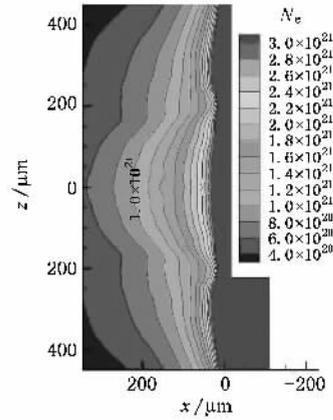


图6 XRL2D 数值模拟结果($f_c = 0.05$)

到的最高电子密度. 高密度区条纹消失不是由于等离子体的吸收, 而是因为等离子体密度梯度太大导致条纹间距很小, CCD 不能分辨所致. 采用更短的光程, 对实验作更合理的安排, 则用 XRL 有可能诊断大于临界密度的等离子体.

4. 误差分析

在 XRL M-Z 干涉仪中, 因为工艺上的困难, 半透半反分束镜面型很难做到球面镜和平面反射镜面型那么好. 分束镜面型特点是局域平整, 大尺度上存在起伏. 密度反演时往往把远离等离子体区域的直条纹作为静态条纹, 把此静态条纹直线外推到整个平面作为计算条纹偏移量的基础, 因而真实的静态条纹同此“准”静态条纹的差别最大的地方正好就是等离子体所在区域, 最终形成实验误差. 本实验中, 待测靶是薄靶, 如果把靶背面未受扰动的干涉条纹作为静态条纹, 则高密度区面型带来的误差要小很多, 但由于靶两面的条纹被截断, 条纹不能一一对应.

要确定面型误差, 进行静态实验以确定干涉仪 2—3 mm 尺度范围内起伏究竟有多少, 是很有必要的. 限于实验发次, 我们尚未进行仔细的静态条纹实验. 在 LLNL 的实验中^[1], 分束镜尺寸为 1.2 cm × 1.2 cm, 其平整度为 5000Å, 实际有效区域不大于 3 mm. 实验给出的静态条纹显示, 总体面型起伏为 300Å/3 mm. 我们实验用的分束镜面型大致同 LLNL 的相当. 本文实验条纹图中, 见图 3, 被认作静态条纹的区域与等离子体区域相差大约 0.6 mm, 则此尺度内面型起伏 ΔL 大约 60Å, 对 Ni-like Ag XRL($\lambda =$

13.9 nm) 面型导致的条纹漂移量误差 $\Delta N_{\text{fringe}} \sim \frac{\Delta L}{\lambda}$
 $= 0.43$, 等离子体厚度 $L \sim 350 \mu\text{m}$, 则面型所致误差
 $\Delta n_e \sim \frac{2n_c \lambda}{L} \Delta N_{\text{fringe}} = 1.97 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. 对本实验测到
 的最高密度处, 相对误差 $\sim 6\%$, 该密度值精度还是
 相当高的.

面型带来的误差还可以从另外一个角度分析. 在重建静态条纹时, 我们发现远离等离子体未受干扰的条纹并不平行, 不同区域条纹的斜率相差较大, 它正是源于成像系统面型问题. 条纹角度的涨落 $\sim \pm 5\%$, 条纹宽度的涨落 $\sim \pm 5\%$, 这会引起一个条纹移动量的涨落. 对 N_e 精度影响近似有 $2.7 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, 同前面的误差估算相当.

相比较地, 因 CCD 一个像素的分辨, 对 N_e 的精度影响近似有 $2.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. 我们的分划板分辨实验结论是对 10 倍成像放大系统, 测量分辨能力约 $6 \mu\text{m}$, 相当于 3 个像素, 即带来 N_e 误差约 $7.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. 可见我们干涉诊断实验误差主要来自面型误差. 要消除面型影响很难, 除非在干涉仪光路完全不动的情况下测一静态图和一动态图, 而这几乎不可能, 因为分束镜太易碎, 而且每发实验必须抽一次真空. 当然, 如果采用光栅分光的干涉测量, 其面型误差会小很多^[4,5].

要在实验反演曲线上标出误差棒比较困难, 因为低密度区离“静态”条纹近, 受面型误差的影响小, 上面面型误差估计只是一个上限.

5. 数值模拟与实验结果的比较

为同实验测量结果做比较, 我们用 JB19 程序 (1.5 维) 和新研制的非平衡辐射流体学二维程序 XRL2D 对该实验进行了理论模拟. JB19 计算中, 假设等离子体在垂直于靶面法向以 30° 角膨胀, 且考虑了等离子体辐射的测向泄漏. XRL2D 程序考虑的物理过程同 JB19 程序相似: 电子、离子能量运输采用限流热传导近似; 辐射运输采用多群扩散近似, 分 80—90 群; 原子动力学采用平均原子模型, 只考虑到主壳层 n 层次; 二维光路采用近轴几何光学近似, 激光吸收仅考虑了逆轆致吸收和共振吸收. 因为 $10 \mu\text{m}$ 的 CH 层在测量时刻已经被烧穿, 因而是一个双介质计算问题, 因塞规 Fe 层变形不太大, 该区域用纯 Lagrange 方法, 而 CH 层用近 Euler 的 ALE 方法, 计算中 CH 层和 Fe 层存在明确的边界. 在本模

型计算中, 焦斑内的驱动激光强度取均匀分布. 驱动脉冲的时间波形两个程序都用实测波形图 2.

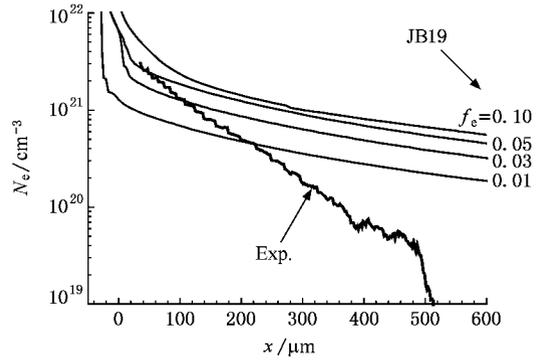


图 7 轴线上电子密分布的实验结果同 JB19 程序(1.5 维)不同 f_e 的模拟结果比较

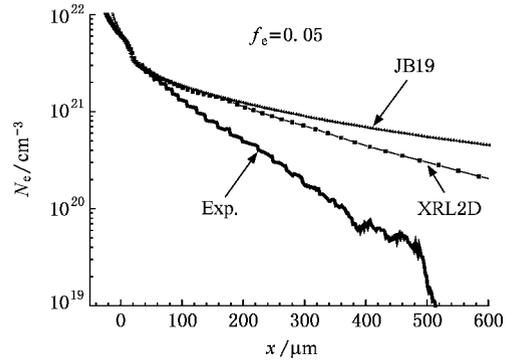


图 8 轴线上电子密度分布的实验、JB19 和 XRL2D 程序模拟结果的比较 $f_e = 0.05$

JB19 程序计算出的沿靶面法向电子密度分布见图 7. 靶面初始位置在 $x = 0$ 处. 图中给出了不同限流因子 f_e 的结果. 烧蚀面附近 $f_e = 0.05$ 的理论模拟与实验结果比较符合, 低密度区域实验结果远低于理论模拟. LLNL 的干涉诊断实验与理论的对比如得到过相似的结论^[1,4]. 选不同限流因子, 2D 的计算结果显示, 在轴线上也是 $f_e = 0.05$ 的理论模拟在高密度处与实验结果比较符合, 低密度区的电子密度低于 JB19 程序计算结果, 但是仍然比实验结果高, 见图 8. 图中只给出了 $f_e = 0.05$ 的结果. 可见密度曲线理论计算偏高的现象并不能完全归因于 2D 效应.

理论和实验密度曲线存在差别有两种可能, 其一, 因为程序采用了比较粗糙的原子模型, 可能高估了临界面外的电离度, 从而计算所给电子密度曲线偏高; 其二, 理论计算烧蚀量比实际更多, 出现后者

的原因比较复杂, 归因于粗糙的物理建模, 我们相信, 更精细的物理模型才能更准确模拟激光等离子体相互作用过程, 例如, 辐射输运解输运方程而不是采用多群扩散近似, 用求解 Fokker-Planck 方程代替电子限流热传导等.

图 6 给出了测量时刻 XRL2D 程序计算的 2D 密度分布, 同实验结果图 5 比较, 差别很明显. 实验结果中, 对于直径为 $350 \mu\text{m}$ 的焦斑, 中心同边缘密度分布差别很大, 相比较地, 理论计算在焦斑范围出现相对平坦的密度分布区域. 另外, 在焦斑边缘附近, 激光辐照区域温度高, 要维持压力平衡, 其密度必然比临近较冷区域的密度低, 因此在理论计算结果图 6 中, 光束边缘电子密度出现凹陷, 光束轮廓比较清晰, 然而在实验结果图中却不能明显看出来. 出现这些差别的可能原因有三, 其一是焦斑内驱动激光强度分布是不均匀的, 越靠近边缘光强越弱; 其二, 实际电子能量输运比理论计算快, 则光束边缘电子温度被快速抹平, 密度凹陷不能形成; 其三, 驱动激光轴对称性并不好, 经过 Abel 变换给出的密度分布误差会比较大, 凹陷被误差淹没. 这些猜测需要做

更精细的实验和理论工作来验证.

6. 结 论

这里的 XRL M-Z 干涉诊断实验属于演示实验, 虽然实验误差比较大, 我们也得到了一些有益信息, 比如最高电子密度位置, 电子密度沿轴线分布下降得比理论预期的快等. 要得到更多更有价值的结果, 需要进一步的努力: 实验上必须精密化, 包括提高光学元件面型、提高测量分辨能力、准确给出驱动激光强度的时空分布、提高驱动激光同步精度、确保实验的可重复性等; 理论上提高模拟水平, 提高物理建模精细程度和合理性, 两方面协同进步, 最终达到理解物理规律和校验程序的目的. 理论计算和实验存在差别是正常的, 否则校验程序就没有意义了, 校验程序是一个长期而反复的过程.

感谢神光 II 运行组全体成员提供高水平的器件运行, 感谢同济大学王占山小组提供实验用分束镜、靶和滤片, 感谢中科院长春光机所金春水小组提供多层膜反射镜.

- [1] Da Silva L B , Barbee T W , Cauble Jr R *et al* 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 3991
- [2] Wan A S , Barbee T W , Cauble Jr R *et al* 1997 *Phys. Rev. E* **55** 6293
- [3] Filevich J , Kanizay K , Marconi M C *et al* 1999 *Opt. Lett.* **25** 356
- [4] Smith R F , Dunn J , Nilsen J *et al* 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 065004-1

- [5] Smith R F , Dunn J , Nilsen J *et al* 2003 *J. Opt. Soc. Am. B* **20** 254
- [6] Wang C , Wang W , Sun J R *et al* 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 202 (in Chinese) [王琛、王伟、孙今人等 2005 物理学报 **54** 202]
- [7] Jiang S E , Liu Z L , Tang D Y *et al* 2000 *Optics and Precision Engineering* **8** 181 [江少恩、刘忠礼、唐道源等 2000 光学精密工程 **8** 181]

Diagnosis of electron density in spot-focused CH plasma with X-ray Laser M-Z interferometer^{*}

Zheng Wu-Di^{1,2,†} Zhang Guo-Ping¹⁾ Wang Chen³⁾ Sun Jin-Ren³⁾ Fang Zhi-Heng³⁾ Gu Yuan³⁾ Fu Si-Zu³⁾

1) (*Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100088, China*)

2) (*Graduated School of China Academy of Engineering Physics, Beijing 100088, China*)

3) (*Shanghai Institute of Laser Plasma, Shanghai 201800, China*)

(Received 8 August 2006 ; revised manuscript received 13 October 2006)

Abstract

A soft X-ray laser Mach-Zehnder interferometer was used to diagnose electron density N_e of spot-focused CH plasma on Shengguang II facility, and the experimental results were presented in this paper. Density reconstruction was performed by making Abel transform, 2D distribution of N_e was obtained, and the highest N_e was about $3.2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. Comparing with simulation results of JB19 code(1.5D) and XRL2D code(2D), it was found that the theoretical result with flux-limited factor of 0.05 agreed with reconstructed result in high density area, but experimental result gave an N_e distribution declining faster. Furthermore, 2D N_e distribution of simulation differed much from that of experiment in details. A brief error analysis showed that flatness error of interferometer dominated the experimental error.

Keywords : Ni-like Ag X-ray laser, Mach-Zehnder interferometer, density reconstruction, Abel transform

PACC : 5270L, 5250J, 5265

^{*} Project supported by the National High Technology Research and Development Program of China(Grant No. 803-804-1-10-1).

[†] E-mail : zheng_wudi@iapcm.ac.cn