

多目标优化推断内爆芯部温度和密度空间分布

董建军[†] 邓博 曹柱荣 江少恩

(中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 绵阳 621900)

(2013年12月5日收到; 2014年2月21日收到修改稿)

内爆芯部的温度和密度分布对理论模拟程序的校验以及深入理解内爆物理非常重要. 本文提出了一种通过内爆芯部 X 光图像获得归一化的角向平均强度分布, 并利用多目标优化算法推断芯部的温度和密度空间分布的方法. 通过吸收模型和无吸收模型加以研究, 结果表明无吸收模型推断的温度分布要比吸收模型高大约 1 倍; 在芯部燃料区, 两种模型推断的密度分布接近, 在芯部边缘, 无吸收模型的结果是吸收模型的 1/10.

关键词: 角向平均, 内爆芯部, 多目标优化, 温度密度分布

PACS: 52.70.-m

DOI: 10.7498/aps.63.125209

1 引言

惯性约束聚变(ICF)是利用物质的惯性来约束聚变燃料使其达到高温和高密度状态, 从而实现劳逊判据获得聚变能量增益的一种可控聚变方式^[1]. 与传统的磁约束聚变方式不同, 惯性约束聚变研究的等离子体属于高温稠密的非磁化等离子体. ICF 通过外部驱动源(激光、离子束以及强脉冲电流)直接或者间接作用到包含聚变燃料(氘和氚)的靶球上, 靶球外部物质吸收能量, 高速飞散, 通过反作用力不断压缩中心的聚变燃料使其达到很高的温度和密度, 这个过程就是内爆压缩过程, 是一种非常有效的获得高度压缩物质的方法. 压缩达到最大时刻对应的高温高密度物质通常称为芯部, 芯部的状态即温度和密度是聚变点火的重要判据^[2-5]. 通过密度分布可以获得芯部的面密度, 而面密度表征内爆压缩程度, 温度则反映了靶烧蚀层动能转化为芯部内能的程度. 面密度越高, 则 α 粒子被约束的时间越长, 燃料获得的能量也越多. 温度是产生聚变反应所需的条件, 只有达到一定的温度, 聚变反应才可能发生, 所以最大压缩所产生的芯部发光区的物理状态是研究聚变点火的关键. 此外芯部燃料物质和剩余烧蚀层内界面物质在最大

压缩时刻由于 Rayleigh-Taylor 不稳定性会造成芯部区混入冷壳层物质, 使得芯部的温度降低^[6,7], 混合的份额决定了点火的概率, 混入的冷物质越多则点火概率越低, 所以对于最大压缩后形成的芯部分做定量研究是评估点火概率的一个重要方面.

芯部的状态主要由温度和密度表征, 为了测量芯部的温度和密度, 通常在芯部掺杂少量的中高 Z 元素, 以增强芯部的发射强度, 通过测量芯部发射谱线的线强比来推断芯部的温度^[8], 通过谱线的线形来推断芯部的密度^[9-13]. 对于中心点火等压模型, 芯部中心温度高, 边缘温度低, 而密度则相反. 特征谱线测量给出的是空间平均的温度和密度, 没有提供温度和密度梯度的信息, 而对校核理论模拟程序更重要的是温度和密度的梯度信息. 国外研究人员利用对芯部掺杂元素发射的线谱成像, 获得掺杂元素的若干个单色图像, 利用两个单色图像强度比的径向分布可以给出芯部温度的径向分布. 文献^[14-16]对于温度和密度的径向分布的推断做了大量开创性的工作. 文献^[17]发展了一种结合理论模型和遗传算法的优化搜索算法, 给出了芯部的温度和密度梯度信息. 多目标^[18]遗传算法(GA)是一种全局优化算法, 可以给出在给定条件下问题的最优解, 而且算法本身具有很强的普遍性, 不依赖于特定的物理问题. 国内也做了类似的实验^[19],

[†] 通讯作者. E-mail: d_dragonfly2012@163.com

给出芯部的平均温度, 分析了芯部区混合的问题. 2012 年董建军等^[20]利用单能点芯部温度高斯拟合首次分析了芯部温度分布.

本文提出了一种在温度和密度分布空间采样构成待优化参数组, 然后利用多目标优化的方法从实验给出的归一化强度分布曲线推断芯部的温度和密度分布的方法. 分别考虑了吸收模型和无吸收模型计算的强度分布, 比较了两种情况推断的温度和密度分布的差异, 并对此差异做了定性分析.

2 内爆芯部自发射强度分布计算模型

2.1 吸收模型

内爆靶球如图 1(a) 所示, 靶球外层的物质为 CH 烧蚀层, 提供向内部的烧蚀压力, 中空的球壳内部充有 10 atm 的 DD 气体, 当达到最大压缩时, 芯部的温度升高, 剩余的烧蚀层 (CH) 和内部燃料共同构成了内爆压缩的芯部, 该芯部的温度和密度具有一定的空间分布. 图 1(b) 是利用辐射流体程序 (Muti1D) 模拟的内爆最大压缩时刻芯部的温度和密度分布, 可以看出芯部温度特征是中心高边缘低, 密度则相反, 这是中心点火模型温度密度的主要特征. 吸收模型是考虑了芯部等离子体的发射和吸收, 需要通过辐射输运进行计算发射强度分布. 图 2 是芯部辐射输运的示意图.

假设了芯部的温度和密度分布是球对称的, 所以可以只在径向考察辐射输运的方程, 方程 (1)–(3) 给出了最外缘三个区域的辐射强度分布, 其他区域的辐射强度可以逐步递推:

$$I_\nu(1) = \frac{j_\nu(1)}{\alpha_\nu(1)}(1 - e^{-\alpha_\nu(1)L_{11}}), \quad (1)$$

$$I_\nu(2) = \frac{j_\nu(1)}{\alpha_\nu(1)}(1 - e^{-\alpha_\nu(1)L_{21}}) \times [1 + e^{-(\alpha_\nu(1)L_{22} + \alpha_\nu(1)L_{21})}]$$

$$+ \frac{j_\nu(2)}{\alpha_\nu(2)}(1 - e^{-\alpha_\nu(2)L_{22}})e^{-\alpha_\nu(1)L_{21}}, \quad (2)$$

$$I_\nu(3) = \frac{j_\nu(1)}{\alpha_\nu(1)}(1 - e^{-\alpha_\nu(1)L_{31}}) \times [1 + e^{-(2\alpha_\nu(2)L_{32} + \alpha_\nu(3)L_{33})}] + \frac{j_\nu(2)}{\alpha_\nu(2)}(1 - e^{-\alpha_\nu(2)L_{32}})e^{-\alpha_\nu(1)L_{31}} \times (1 + e^{-[\alpha_\nu(3)L_{33} + \alpha_\nu(2)L_{32}]}] + \frac{j_\nu(3)}{\alpha_\nu(3)}(1 - e^{-\alpha_\nu(3)L_{33}}) \times e^{-[\alpha_\nu(2)L_{32} + \alpha_\nu(1)L_{31}]}. \quad (3)$$

其中 $I_\nu(1)$ 代表区域 1 的发射强度, $j_\nu(1)$ 和 $\alpha_\nu(1)$ 分别代表区域 1 的发射系数和吸收系数, L_{11} 代表辐射在区域 1 所传输的距离, 其他依次类推.

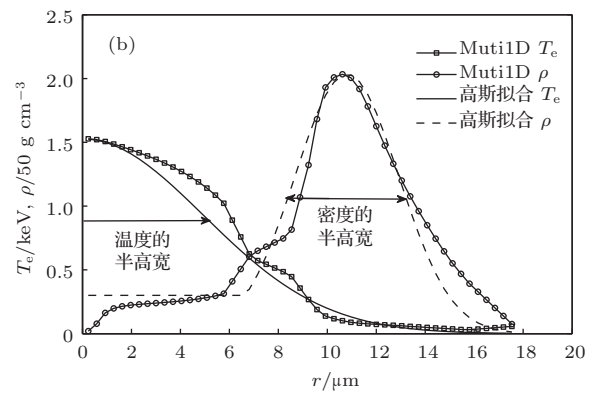
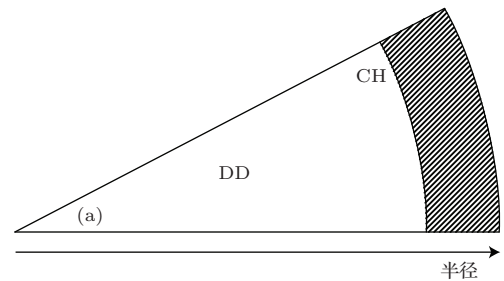


图 1 内爆芯部示意图 (a) 靶球结构; (b) 芯部温度和密度分布特征

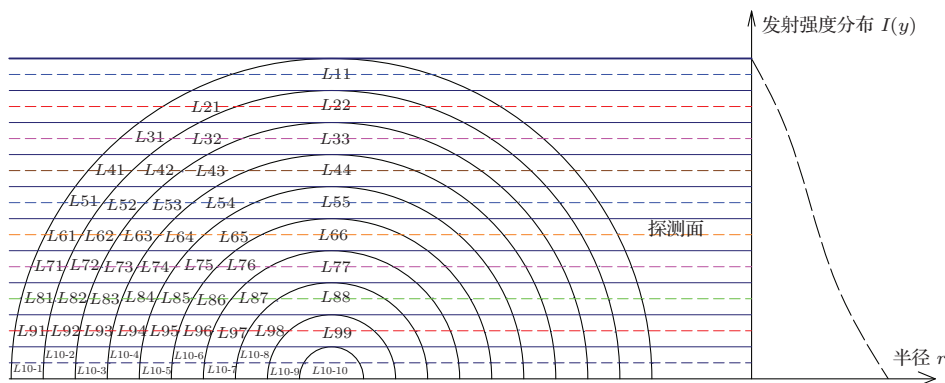


图 2 热斑区域划分计算发射强度分布示意图

2.2 无吸收模型

无吸收模型认为芯部的等离子体只是发射体, 辐射在传播过程中不被吸收, 即等离子体完全光学薄. 对于无吸收模型, 可认为是吸收模型的特例, 即在吸收模型方程 (1)—(3) 中令吸收系数 $\alpha_\nu(r) \rightarrow 0$ 就得到了无吸收模型的方程, 如 (4)—(6) 式所示:

$$I_\nu(1) = j_\nu(1) \times L_{11}, \quad (4)$$

$$I_\nu(2) = j_\nu(1) \times L_{21} \times 2 + j_\nu(2) \times L_{22}, \quad (5)$$

$$I_\nu(3) = j_\nu(1) \times L_{31} \times 2 + j_\nu(2) \times L_{32} \times 2 + j_\nu(3) \times L_{33}. \quad (6)$$

方程 (4)—(6) 正是 Abel 变换的离散形式 [21]. 在辐射呈球对称的情况下可以利用逆 Abel 变换求解发射系数. 图 3 是 Abel 变换示意图.

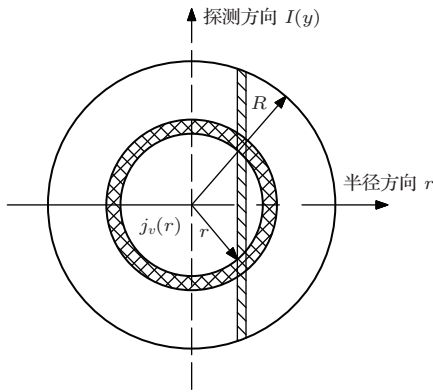


图 3 Abel 变换示意

方程 (7) 和 (8) 分别是 Abel 变换和逆变换. 为了与实验测量的结果比较, 我们对发射强度用 $I_\nu(0)$ 处的值做归一化处理, 即 Abel 逆变换可以写为方程 (11), 理论计算的发射强度可以写为方程 (10), 方程 (9) 表示归一化强度. 实验测量的发射强度通过方程 (9) 和方程 (11) 进行计算, 发射系数 $j_\nu(r)$ 可以采用平均原子模型计算, 然后再利用方程 (10) 进行计算, 这样理论算得的发射系数和实验处理获得发射系数就可直接进行比较.

$$I_\nu(y) = 2 \int_y^R \frac{j_\nu(r)r dr}{\sqrt{r^2 - y^2}}, \quad (7)$$

$$j_\nu(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^R \frac{dI_\nu(y)/dy}{\sqrt{y^2 - r^2}} dy, \quad (8)$$

$$\hat{I}_\nu(y) = \frac{I_\nu(y)}{I_\nu(0)}, \quad (9)$$

$$\hat{j}_\nu^{\text{theo}}(r) = \frac{j_\nu(r)}{2 \int_0^R j_\nu(r) dr}, \quad (10)$$

$$\hat{j}_\nu^{\text{exp}}(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^R \frac{d\hat{I}_\nu(y)/dy}{\sqrt{y^2 - r^2}} dy. \quad (11)$$

3 多目标优化推断内爆芯部的方法

利用遗传算法可以实现多目标优化. 遗传算法是一种仿生算法, 具有多目标参数组的全局优化搜索功能, 是一种非常成功的参数优化方法. 实施多目标遗传算法需要事先设定待优化的参数组和目标函数, 参数组的设定如图 4 所示. 分别在温度和密度分布空间进行采样, 各 7 个点作为待优化的参数, 此外 DD 燃料和 CH 烧蚀层界面位置 r_c 也是另外的待优化参量, 这样构成 15 维参数组 $[T_e(r_1), T_e(r_2), \dots, T_e(r_7); \rho(r_1), \rho(r_2), \dots, \rho(r_7), r_c]$, 利用遗传算法就可以在目标函数的约束下搜索到最佳的温度采样和密度采样以及界面位置.

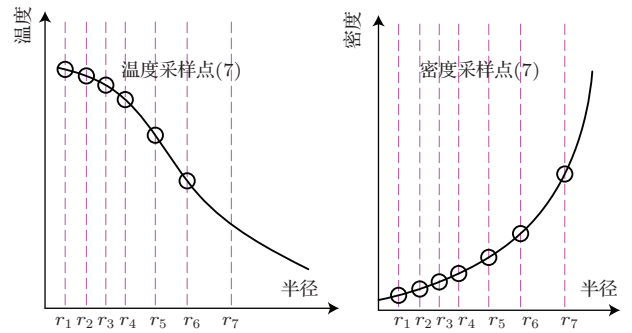


图 4 温度和密度采样点示意图

目标函数对于吸收模型和无吸收模型的定义分别如 (12) 和 (13) 式所示:

$$\begin{aligned} \text{目标1: } & \sum_{i=1}^7 |I_{\nu_1}^{\text{exp}}(r_i) - I_{\nu_1}^{\text{theo}}(r_i)|, \\ \text{目标2: } & \sum_{i=1}^7 |I_{\nu_2}^{\text{exp}}(r_i) - I_{\nu_2}^{\text{theo}}(r_i)|, \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \text{目标3: } & |\bar{T}_e^{\text{exp}} - \bar{T}_e^{\text{theo}}|, \\ \text{目标4: } & |M_{\text{core}}^{\text{theo}} - M_{\text{core}}^{\text{ini}}|, \\ \text{目标1: } & \sum_{i=1}^7 |\hat{j}_{\nu_1}^{\text{exp}}(r_i) - \hat{j}_{\nu_1}^{\text{theo}}(r_i)|, \\ \text{目标2: } & \sum_{i=1}^7 |\hat{j}_{\nu_2}^{\text{exp}}(r_i) - \hat{j}_{\nu_2}^{\text{theo}}(r_i)|, \\ \text{目标3: } & |\bar{T}_e^{\text{exp}} - \bar{T}_e^{\text{theo}}|, \\ \text{目标4: } & |M_{\text{core}}^{\text{theo}} - M_{\text{core}}^{\text{ini}}|, \end{aligned} \quad (13)$$

其中, $I_\nu^{\text{exp}}(r)$ 代表某个能点的 X 光角向归一强度分布 (用 $r = 0$ 处的值做归一化处理), $I_\nu^{\text{theo}}(r)$ 代表

通过吸收模型辐射输运计算的归一发射强度分布, \bar{T}_e^{exp} 代表实验测量的芯部的平均温度, \bar{T}_e^{theo} 代表理论计算的平均温度, 它们的定义如方程(14)和(15)所示, 即利用归一强度分布作为权重对温度进行平均. $M_{\text{core}}^{\text{theo}}$ 和 $M_{\text{core}}^{\text{ini}}$ 分别表示理论计算的芯部质量和初始芯部的质量, 认为芯部质量在最大压缩时刻保持不变, 它们可由(16), (17)式分别进行计算:

$$\bar{T}_e^{\text{exp}} = \frac{\int I_{\nu}^{\text{exp}}(r) T_e(r) dr}{\int I_{\nu}^{\text{exp}}(r) dr}, \quad (14)$$

$$\bar{T}_e^{\text{theo}} = \frac{\int I_{\nu}^{\text{theo}}(r) T_e(r) dr}{\int I_{\nu}^{\text{theo}}(r) dr}, \quad (15)$$

$$M_{\text{core}}^{\text{theo}} = \frac{4\pi r_c^3}{3} \sum_{r \leq r_c} \rho(r) / N_{r_c}, \quad (16)$$

$$M_{\text{core}}^{\text{ini}} = \frac{4\pi R^3}{3} \rho_0, \quad (17)$$

其中, N_{r_c} 代表燃料区采样点的个数, 即满足 $r \leq r_c$ 采样点的个数, r_c 如前文所述代表燃料界面位置, ρ_0 代表初始的燃料密度, R 代表初始靶球内半径.

有了待优化参数组(15维)和目标函数就可以实施多目标优化, 其流程如图5所示. 首先从实验获得归一化的数据, 如图6所示, 7个点作为温度和密度的采样点, 通过理论计算的发射强度(吸收模型)或者发射系数(无吸收模型)和实验结果的对比, 利用遗传多目标优化的全局搜索功能寻找到最佳的温度和密度分布及燃料界面位置. 图6所示的

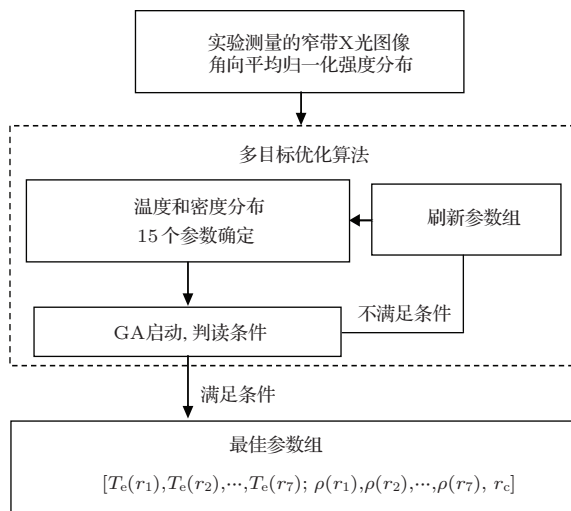


图5 多目标优化推断芯部温度密度分布流程

是内爆最大压缩时刻芯部的两个能点3.5和8 keV处的窄带X射线图像和用 $r = 0$ 处强度值归一化的分布曲线, 靶初始半径132.5 μm , CH烧蚀厚度20 μm , 初始DD燃料密度 $1.8 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3$, CH烧蚀初始密度 1.1 g/cm^3 . 遗传算法是一种广泛应用的智能型算法, 在很多文献中都有具体介绍, 本文采用的是应用非常成功的NSGAI算法, 其流程如图7所示.

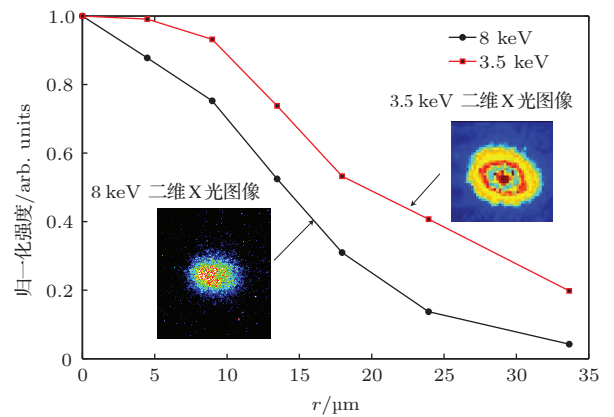


图6 实验测量的芯部二维X射线图像和归一化强度分布

4 吸收模型和无吸收模型推断的温度和密度分布结果

图8是吸收模型计算的目标函数结果, 最优参数组总共有17个, 可以看出主导目标函数是强度分布. 平均温度和芯部质量的目标函数值接近零, 这说明理论和实验的结果非常接近, 而强度分布则要大多, 说明参数组优化程度取决于强度分布. 图9是实验强度分布和理论计算的比较, 实心点代表实验数据, 细线代表理论计算, 可以看出对于17组优化参数对应的强度分布和实验符合得很好, 说明了遗传算法优化参数的效果非常好, 即得到的参数组基本达到了全局最优的程度, 最接近真实的结果. 为了和无吸收模型进行对比, 我们给出了无吸收模型发射系数分布的比较, 如图10所示, 空心点代表了实验数据点, 细线代表理论计算, 其算法分别由(8)和(7)式确定, 即图10中纵坐标所示的归一化发射系数. 经过重复多次的多目标优化计算, 结果总是呈图10所示的曲线形态, 理论计算的发射系数总大于实验结果. 这说明无吸收模型在处理芯部发射强度时存在较大的误差, 因为实际的物理过程不可能没有吸收. 图10的结果说明实验测量结果处理的发射系数由于有吸收存在, 所以其发射

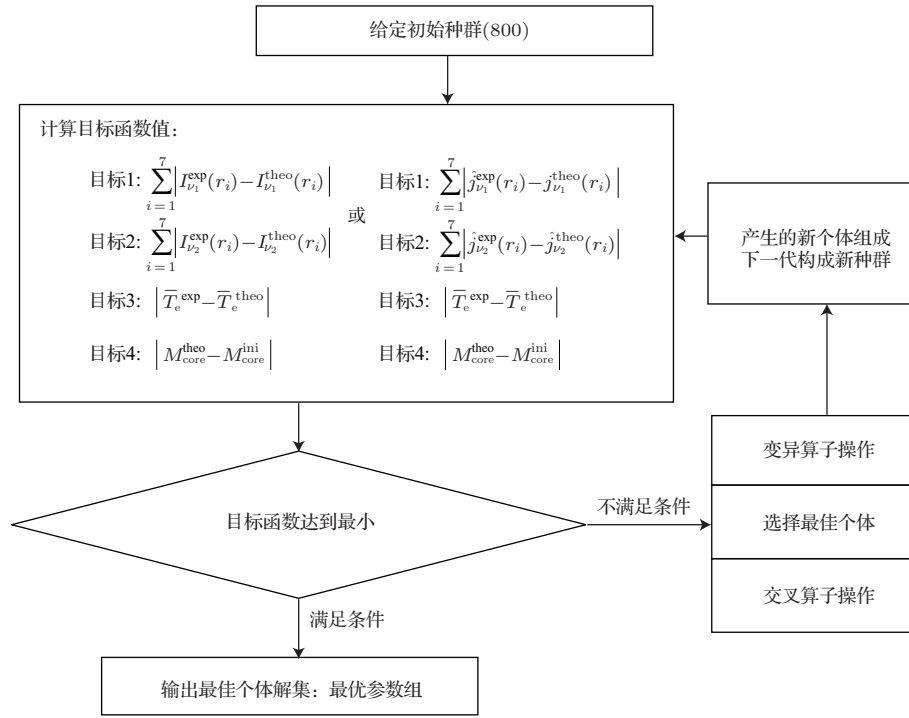


图7 遗传算法流程

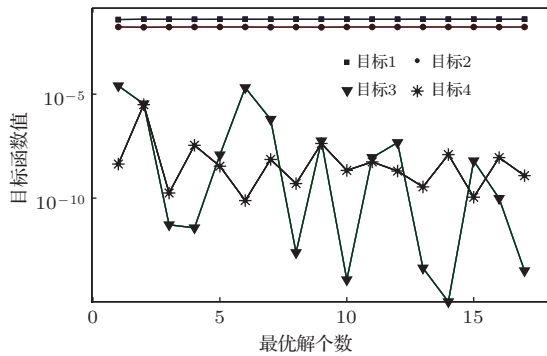


图8 吸收模型最优参数组的目标函数

系数要比无吸收的理论模型计算的结果小. 把这两种模型推断的温度和密度分布做个比较, 如图 11 所示, 也说明了无吸收模型的偏差. 图 11 中无吸收模型推断的温度分布比吸收模型推断的要大接近一倍, 密度分布在燃料区接近, 但在 CH 烧蚀区无吸收模型推断的密度为吸收模型的 1/10 左右, 说明无吸收模型高估了芯部温度分布, 而低估了烧蚀区的密度, 所示严格的吸收模型能够在一定的条件下真实反映芯部的温度和密度分布, 更符合物理实际.

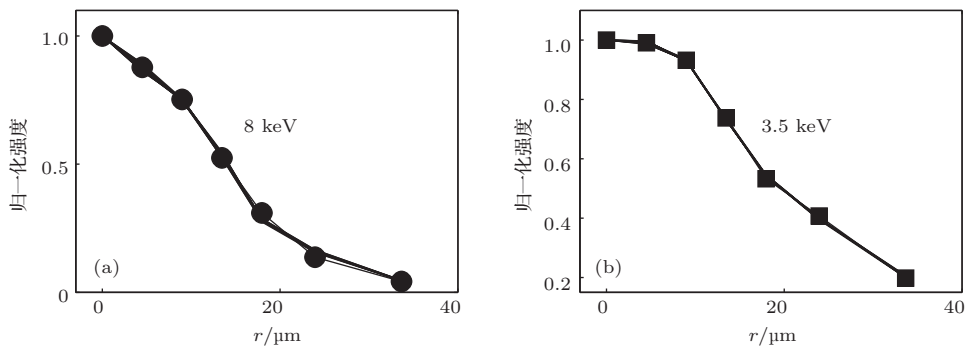


图9 吸收模型最优参数计算的归一化强度曲线和实验结果比较 (a) 8 keV 强度曲线; (b) 3.5 keV 强度曲线

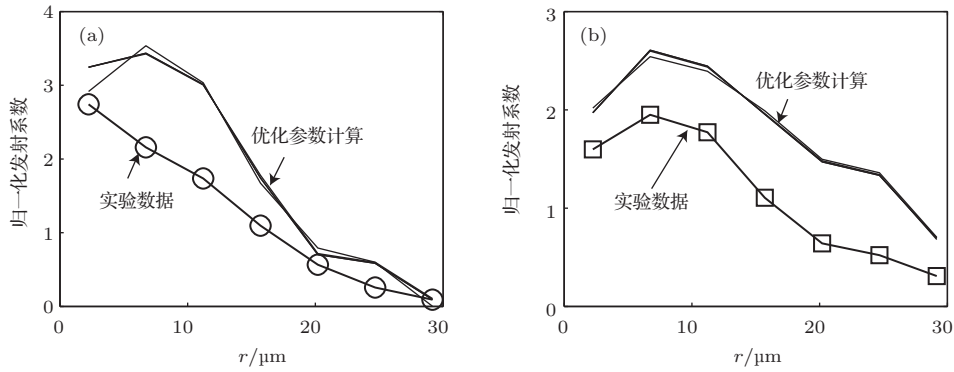


图10 无吸收模型最优参数计算的归一化强度曲线和实验结果比较 (a) 8 keV 强度曲线; (b) 3.5 keV 强度曲线

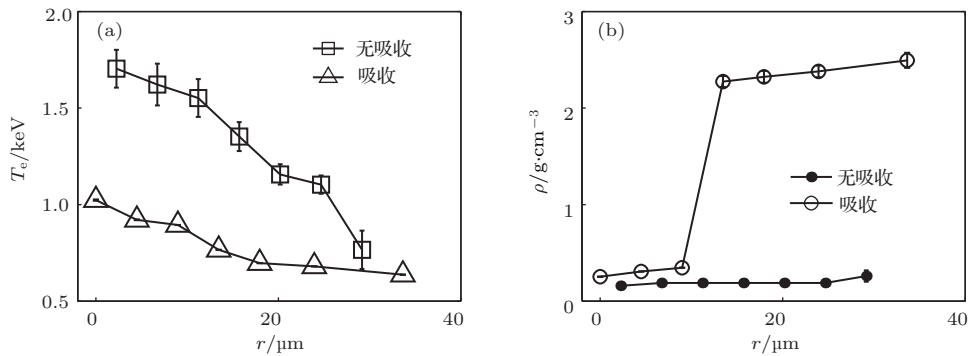


图11 吸收模型和无吸收模型推断温度和密度比较 (a) 温度分布比较; (b) 密度分布比较

5 结 论

本文提出了一种利用芯部多能点窄带 X 光图像的归一化强度分布和发射系数分布, 通过多目标优化的算法推断芯部温度和密度分布的方法. 在内爆芯部为球对称假设的条件下, 对芯部温度和密度分布空间分别采样, 构成待优化参数组, 选择实验处理的归一化强度分布和理论计算的归一化强度分布的方差作为主导目标函数, 并建立了吸收模型和无吸收模型的多目标优化算法, 搜索参数组的最优解通过比较两种模型推断的温度和密度分布, 发现无吸模型推断的温度偏高, 密度在烧蚀区偏低很多, 所以芯部温度和密度分布处理需要严格的吸收模型.

本文处理的内爆芯部是对于球对称情况进行的, 实际内爆压缩不可能绝对呈球对称, 但在此基础上可以进行一些非对称的修正, 有望能够处理非球对称的情况. 此外辐射参数即发射系数和吸收系数的计算是通过局域热平衡的平均原子模型计算的, 对于内爆芯部稠密等离子状态这是合理的理论计算模型.

参考文献

- [1] Atzeni S, ter-Vehn J M (translated by Shen B F) 2004 *The Physics of Inertial Fusion* (1st Ed.) (Beijing: Higher Education Press) pp1-10 (in Chinese) [Atzeni S, ter-Vehn J M 著, (沈百飞译) 2004 惯性聚变物理 (北京: 科学出版社) 第1-10页]
- [2] Garnier J 2005 *Phys. Plasmas* **12** 012704
- [3] Garnier J, Cherfils-Clerouin C 2008 *Phys. Plasmas* **15** 102702
- [4] Betti R, Zhou C, Anderson K, Perkins L, Theobald W, Solodov A 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 155001
- [5] Sangster T, Goncharov V, Radha P, Smalyuk V, Betti R, Craxton R, Delettrez J, Edgell D, Glebov V, Harding D, Jacobs-Perkins D, Knauer J, Marshall F, McCrory R, McKenty P, Meyerhofer D, Regan S, Saka W, Short R, Skupsky S, Soures J, Stoeckl C, Yaakobi B 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 185006
- [6] Lafon M, Ribeyre X, Schurtz G 2010 *Phys. Plasmas* **17** 052704
- [7] Welser L, Haynes D, Mancini R, Cooley J, Tommasini R, Golovkin I, Sherrill M, Haan S 2009 *High Energy Density Physics* **5** 249
- [8] Pu Y D, Zhang J Y, Yang J M, Huang T X, Ding Y K 2011 *Chin. Phys. B* **20** 015202
- [9] Hammel B, Scott H, Regan S, Cerjan C, Clark D, Edwards M, Epstein R, Glenzer S, Haan S, Izumi N, Koch J, Kyrala G, Landen O, Langer S, Peterson K, Smalyuk V, Suter L, Wilson D 2011 *Phys. Plasmas* **18** 056310

- [10] Welsler L, Mancini R, Haynes D, Haan S, Golovkin I, MacFarlane J, Radha P, Delettrez J, Regan S, Koch J, Izumi N, Tommasini R, Smalyuk V 2007 *Phys. Plasmas* **14** 072705
- [11] Welsler L, Mancini R, Nagayama T 2006 *Rev. Sci. Instrum.* **77** 10E320
- [12] Izumi N, Barbee T, Koch J 2006 *Rev. Sci. Instrum.* **77** 083504
- [13] MacFarlane J, Golovkin I, Mancini R, Welsler L, Bailey J, Koch J, Mehlhorn T, Rochau G, Wang P, Woodruff P 2005 *Phys. Rev. E* **72** 066403
- [14] Regan S, Delettrez J, Epstein R, Jaanimagi P, Yaakobi B, Smalyuk V, Marshall F, Meyerhofer D, Seka W 2002 *Phys. Plasmas* **9** 1357
- [15] Welsler L, Mancini R, Koch J, Izumi N, Tommasini R, Haan S, Haynes D, Golovkin I, MacFarlane J, Delettrez J, Marshall F, Regan S, Smalyuk V, Kyrala G 2007 *Phys. Rev. E* **76** 056403
- [16] Golovkin I, Mancini R, Louis S, Ochi Y, Fujita K, Nishimura H, Shirga H, Miyanaga N, Azechi H, Butzbach R, Uschmann I, Forster E, Delettrez J, Koch J, Lee R, Klein L 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 045002
- [17] Koch J, Haan S, Mancini R 2004 *J. Quantit. Spectrosc. Radiat. Transfer* **88** 433
- [18] Wang L Q, Wang W M 2014 *Chin. Phys. B* **23** 028703
- [19] Duan B, Wu Z Q, Wang J G 2009 *Sci. China G* **39** 43 (in Chinese) [段斌, 吴泽清, 王建国 2009 中国科学 G 辑 **39** 43]
- [20] Dong J J, Ding Y K, Zhang J Y, Chen B L, Yang Z H, Deng B, Yuan Z, Jiang S E 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 225204 (in Chinese) [董建军, 丁永坤, 张继彦, 陈伯伦, 杨正华, 邓博, 袁铮, 江少恩 2012 物理学报 **61** 225204]
- [21] Xiang Z L, Yu C X 1982 *High Temperature Plasma Diagnostic Technology* (Shanghai: Shanghai Scientific Technology Press) p14 (in Chinese) [项志遵, 余昌璇 1982 高温等离子体诊断技术 (上海: 上海科学技术出版社) 第 14 页]

Deduction of temperature and density spatial profile for implosion core by multi-objective optimization

Dong Jian-Jun[†] Deng Bo Cao Zhu-Rong Jiang Shao-En

(Research Center of Laser Fusion, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China)

(Received 5 December 2013; revised manuscript received 21 February 2014)

Abstract

The spatial profiles of implosion core temperature and density are very important to check the theoretical simulation codes and understand the implosion physics in depth. A method is presented that the temperature and density profiles are evaluated by multi-objective optimization, where the normalized intensity profile is calculated from implosion core X-ray images. Two models, i.e., the model with considering absorption and the model without considering absorption, are studied. The results indicate that the temperature profile from the model without considering absorption is about twice that from the model with considering absorption. The density profiles evaluated by the two models are almost the same in the fuel zone, but the density from the model without considering absorption is more than ten times smaller than that from the model with considering absorption in the ablator zone.

Keywords: azimuth average, implosion core, multi-objective optimization, temperature and density profiles

PACS: 52.70.-m

DOI: 10.7498/aps.63.125209

[†] Corresponding author. E-mail: d_dragonfly2012@163.com