

# 红外光诱导氘氘固体再分布的研究

毕鹏<sup>1)2)</sup> 雷海乐<sup>2)†</sup> 刘元琼<sup>2)</sup> 黎军<sup>2)</sup> 杨向东<sup>1)</sup>

1) (四川大学原子与分子物理研究所, 成都 610065)

2) (中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 绵阳 621900)

(2010年11月25日收到; 2011年7月5日收到修改稿)

研究了红外光辐射诱导氘氘(DD)固体空间分布变化的内在机理,探讨了红外光波长和辐射时间对固体冰层空间分布变化和结构的影响.研究表明:在特定波长红外光的辐射加热作用下,DD固体冰层的结构呈现出由多晶向单晶变化的趋势,其空间分布变得均匀、透明.有效的红外光加热波长为3140 nm,在其输出功率为100  $\mu$ W时,DD固体的再分布时间约为18 min.

**关键词:** 惯性约束核聚变, 冷冻靶, 固体氘, 红外加热

**PACS:** 28.52.-s, 07.20.Mc, 67.63.-r

## 1 引言

进入21世纪,人类对能源的开发利用越来越重视<sup>[1-6]</sup>,用氢的同位素氘和氚产生热核聚变被认为是能够长期解决人类能源问题的最有效方法<sup>[4]</sup>.惯性约束聚变(ICF)是一种有希望实现氘氘(DD)或氘氚(DT)聚变燃烧的方式.在ICF实验中,要求DD或DT热核燃料在产生聚变点火前必须达到高温高密度(几千万度,1000倍液氘密度)压缩状态.含固体热核燃料的冷冻靶由于具有较高的初始燃料密度和较低的冲击波预热灵敏特性,从而减少了高温高密度压缩需要的能量.在同样条件下的冷冻靶与非冷冻靶相比,热核聚变的中子产额有明显的增加,因此对这种高增益靶的研究已成为一种国际趋势<sup>[7]</sup>.然而冷冻靶要达到中心点火条件<sup>[8]</sup>,DT核燃料必须在ICF靶丸的内壁形成一高度均匀、光滑(表面粗糙度小于0.1—1  $\mu$ m/rms)、中心对称(球心度大于99%)的固态冰层(相应的温度 $< 18.15$  K),其面密度达到300  $\text{mg}/\text{cm}^2$ .因此,固体冰层的均化是冷冻靶研制中的关键环节.

在DT冷冻靶中,由于DT燃料中T的 $\beta$ 衰变产生自加热,冰层厚度越厚的地方温度越高,同时也有高的蒸汽压,这种温差将促使厚区的DT升华迁移至薄区并凝固,导致冰层重新分布而变得均匀<sup>[9]</sup>.对于不含T的DD冷冻靶而言,不存在自身

的体加热,只有通过外界的作用才能使它变得均匀.由于氢同位素具有较小的质量,并且偶极矩非常小(HD, DT, HT)或为零( $\text{H}_2$ ,  $\text{D}_2$ ,  $\text{T}_2$ ),在气态情况下不具备红外活性.然而为液态或固态时,它们不仅能够保持原有的振转性质,同时邻近分子间的Van der Waals力将诱导偶极矩发生变化而产生红外活性<sup>[10]</sup>,在远红外区产生纯转动吸收<sup>[11]</sup>,在中红外区产生振转吸收<sup>[12]</sup>.理论上,红外光作用在DD固体上,DD固体将吸收热量 $E_{\text{IR}}$ ,激发DD分子发生振动或转动能级跃迁.如果DD固体吸收的热量足够多,DD固体将升华或熔化,以致其空间分布将发生变化.目前,利用红外光辐射加热是解决冷冻冰层均化这一难题的技术手段之一.美国在实验上已经证实了红外光加热均化的可行性,并且制备了内表面粗糙度小于1  $\mu$ m的DD固体冰层.在国内,与红外光加热均化相关的理论和实验工作刚刚开展<sup>[13]</sup>.为研究红外光诱导DD固体再分布的内在机理,我们在自主设计研制的平面低温冷冻靶系统上,初次引入红外光对DD固体进行加热实验,并对实验结果进行分析.

## 2 实验

利用如图1(a)所示的平面冷冻靶系统制备出

† E-mail: hailelei@caep.ac.cn

实验所需要的固体 DD. 该系统主要包括: Gifford-McMahon (G-M) 制冷机、真空泵、温度传感器、测温控温仪、气体质量控制器 (MFC)、靶架、靶盒 (长度为 1.6 mm, 端面直径为 3 mm 的圆柱体, 两端面由石英玻璃密封). 对 DD 固体进行加热的红

外光系统主要由红外光源、斩波器、滤波片轮、单色仪、准直聚焦光路、探测器、锁相放大器、信号处理及数据采集系统组成, 如图 1(b) 所示. 该系统具有低温红外光谱测试和红外光辐射加热 DD 固体两项功能. 装置的详细介绍见文献 [14, 15].

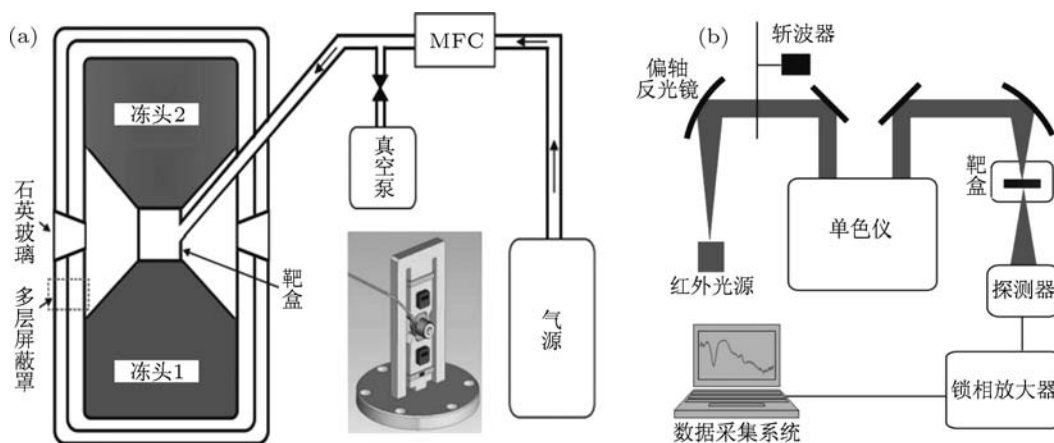


图 1 实验装置示意图 (a) 平面低温冷冻靶系统; (b) 低温红外光谱加热系统

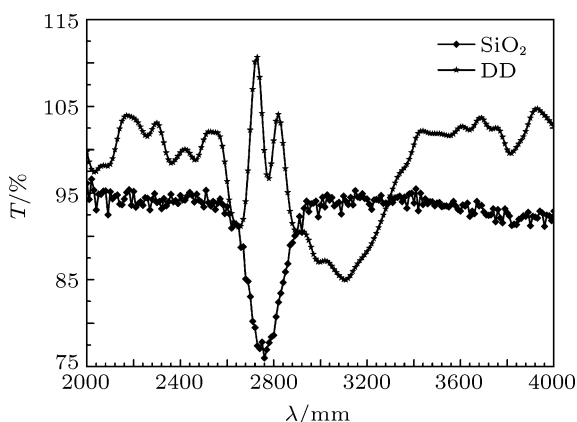


图 2 DD 液体与 SiO<sub>2</sub> 的红外透射谱

实验中, 首先测出未将靶盒置入光路时的红外光强度  $I_0$ ; 然后将靶盒置入光路 (如图 1(b) 所示), 在真空条件下 (真空度达到  $10^{-4}$  Pa) 将靶盒温度降至 18.2 K (标准状态下, DD 的三相点温度  $T_{tr}$  为 18.71 K<sup>[16]</sup>), 测出真空下透过靶盒的红外光强度  $I_1$ ; 而后以 2 mL/min 的进气速率向靶盒内充入 DD 气体, 待靶盒内充满液体 DD 且系统温度稳定后, 测出充满液体 DD 时透过靶盒的红外光强度  $I_2$ . 根据 Lambert 定律<sup>[17]</sup>, 由  $I_1/I_0$  和  $I_2/I_0$  可得出石英玻璃和液氘的红外透射谱, 如图 2 所示. 然后, 以 0.1 K/min 的制冷速率将温度降至 18.62 K. 当靶盒内液体全部转化为固体且温度稳定 2 h 后, 引入波长为 3140 nm 的红外光辐射 DD 固体, 在靶

盒的另一侧放置 CCD 来获取 DD 固体透过红外光的阴影照片.

### 3 结果与分析

理论上, 由 DD 固体的红外吸收谱线可以得出一个有效的加热波长, 一般选取最大吸收峰位波长的红外光, 以实现 DD 固体的加热均化. 在实验中, 红外光入射到 DD 固体前要先经过外层真空罩的石英玻璃窗口和密封靶盒的石英玻璃, 因此要考虑这两层石英玻璃对红外光的吸收, 不能直接选取最大吸收峰位波长的红外光进行加热. 为了提高加热均化效率, 待选定波长的红外光应该满足以下两个条件: 1) 固态氘在该波长下有强的吸收而石英玻璃的吸收则非常小, 即吸收系数比  $\alpha_{DD}/\alpha_{SiO_2}$  的值最大; 2) 该波长下的红外光自身具有较高的光强度. 因为 DD 固体的红外光透射率除了与 DD 固体的红外光吸收性能有关外, 还取决于 DD 固体的微观结构和表面粗糙度, 所以不能简单地利用 DD 固体的红外光透射谱来确定其吸收系数. 实验中, 制备出的 DD 固体对红外光有较强的漫反射, 几乎没有红外光透过, 很难得到 DD 固体的红外透射谱. 要想测出固体 DD 的红外透射谱, 需要对 DD 固体进行均化处理, 这也是我们为什么要引入红外光加热 DD 固体的一个重要原因. 综合以上因素, 我们

测量临近  $T_{tr}$  温度的液氘的红外光吸收谱, 以确定用来加热均化 DD 固体的红外光波长. 在测量液态氘红外光透射谱的实验中发现: 随着温度的降低, 吸收峰位几乎没有变化. 那么, 可以通过液态氘和石英玻璃的红外光谱 (图 2) 来确定加热 DD 固体的最佳波长. 由于液态或固态氘的红外活性是由邻近分子的 Van der Waals 力诱导产生, 同时我们的理论研究显示: 在  $T_{tr}$  附近, 液体或固体氘的邻近分子的数量及其相互作用没有明显变化, 这也确保了由液氘的红外吸收谱来确定的红外光加热波长可以适用于对固体氘进行加热均化. 从图 3 可以得到最佳的红外波长为 3140 nm, 鉴于实验中单色仪的光栅为 300 g/mm, 分辨率为 20 nm, 故所测得的 3140 nm 与国外测得的 3160 nm<sup>[7]</sup> 相当.

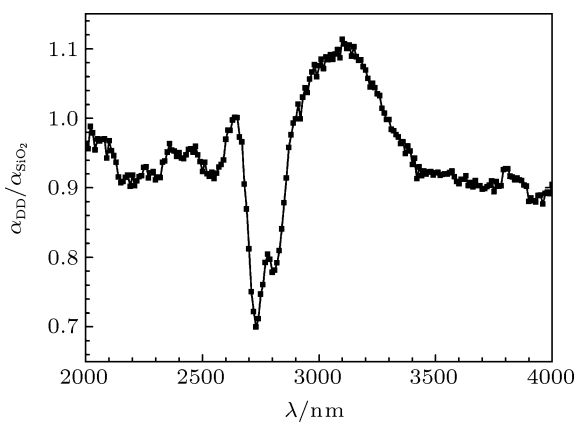


图 3 DD 固体与 SiO<sub>2</sub> 的红外吸收系数比

由于红外光的作用, DD 固体的温度将发生变

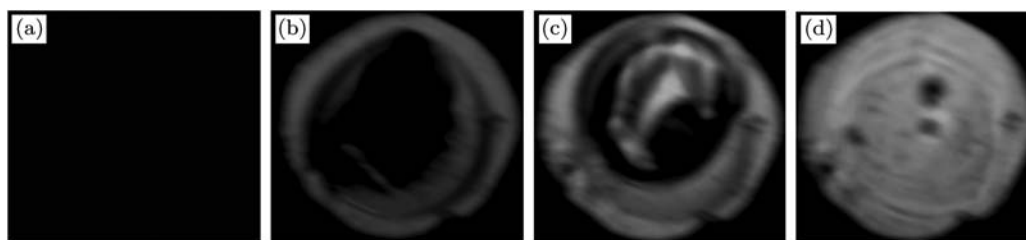


图 5 波长为 3140 nm 的红外光作用后, DD 固体透过红外光随时间变化图 (a) 0 min; (b) 45 min; (c) 125 min; (d) 143 min

以 0.1 K/min 的制冷速率将系统温度从 18.72 K 降至 18.62 K, DD 由液相向固相转变. 温度稳定在 18.62 K 2 h 后, 靶盒内充满了 DD 固体, 此时的 DD 固体为多晶结构, 其表面粗糙. 这种结构的 DD 固体对入射光有较强的漫反射, 因此透光性差. 当波长为 3140 nm 的红外光作用在 DD 固体

化, 空间也将出现重新分布. 图 4 为引入红外光前和引入波长为 3140 nm 的红外光后 DD 固体的温度随时间的变化图像. 图 5 给出引入 3140 nm 波长的红外光作用于 DD 固体后, DD 固体透过红外光的阴影照片, 反映出其空间分布的变化.

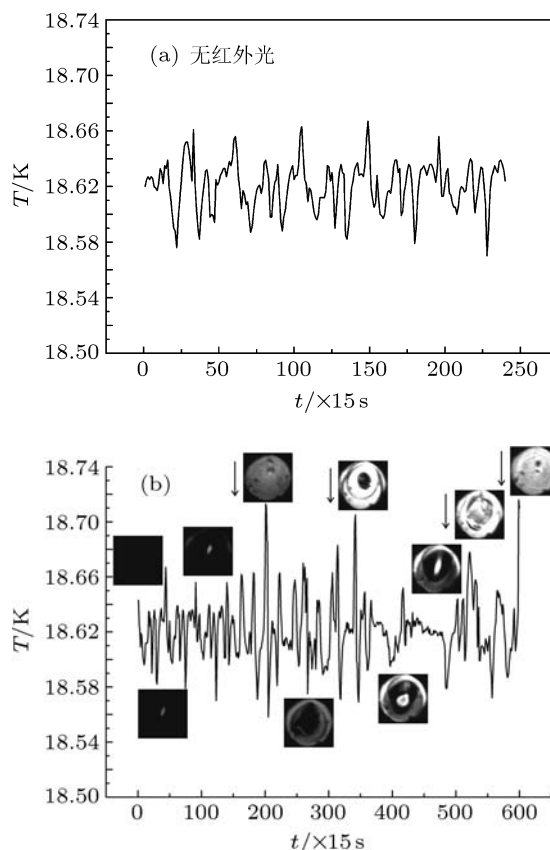


图 4 两种情况下 DD 固体的温度随时间变化图 (a) 无红外光作用; (b) 波长为 3140 nm 的红外光作用, (b) 中的插图为 DD 固体在对应时间透过红外光的阴影照片

上时, DD 固体吸收一部分红外光并产生一个体加热  $E_{IR}$ . 一方面, DD 固体的温度随着  $E_{IR}$  的增加而升高, 并在高于  $T_{tr}$  时 DD 固体出现部分熔化; 另一方面, 由于外界的制冷作用, DD 固体的温度在高于  $T_{tr}$  后又很快降至  $T_{tr}$  以下, 部分熔化的 DD 将出现再结晶. 从图 4(b) 可以看出, 正是由于这种升

温、降温的周期性变化过程, DD 固体的透光性和空间分布也呈周期性变化. 随着红外光作用时间的增长, DD 固体出现了多次再结晶, 晶体缺陷得到了修补, 其结构也得到了调整, 由多晶向单晶或准单晶转变, 在宏观上表现得更加均匀、透明 (如图 5 所示).

对比图 4(a), (b) 可以看出, 图 4(a) 中 DD 固体的温度较稳定, 波动幅度为  $\pm 40$  mK; 图 4(b) 中 DD 固体温度波动变得更剧烈, 最大温度波动达到 90 mK (温度达到  $T_{tr}$  以上); 显然这种温度波动的变化是由于红外光的作用造成的. 若把红外光与 DD 固体作用后的热量传输简化为一维热传导问题, 以红外光作用于 DD 固体时的入射面为原点, 垂直入射方向为  $x$  轴, 则有 [18]:

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = k \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + q_{IR}, \quad (1)$$

式中  $\rho, c, k$  分别为 DD 固体的密度、比热容和热导率,  $q_{IR}$  为红外光体加热率,  $x$  为相对于入射面的坐标值. 由于 DD 固体的外部环境温度近似稳定在  $T_0$  (18.62 K), (1) 式左边为零, 边界条件为:  $x = 0, T = T_0; x = h, T = T_0$ . 则 DD 固体的空间温度分布为

$$T = -\frac{q_{IR}}{2k}x^2 + \frac{q_{IR}}{2k}hx + T_0, \quad (2)$$

其中,  $h$  为 DD 固体的厚度.  $h$  分布稳定 ( $x = h, \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = 0$ ), 由 (1) 式可得

$$\frac{\partial T}{\partial t} = q_{IR}/\rho c. \quad (3)$$

在 DD 固体的空间重新分布过程中, 厚的地方先熔化, 流向薄的地方并凝固, 最终 DD 固体的厚度趋于一致, 其温度变化满足 (3) 式. 从 (3) 式可以看出, DD 固体吸收了红外光之后, 单位时间内的体加热  $E_{IR}$  越大, 即  $q_{IR}$  越大, 温度波动越大, 空间再分布的时间也将越短.  $q_{IR}$  的大小主要取决于 DD 固体对红外光的吸收系数以及沉积于 DD 固体上红外光的功率  $P_{DD}$ . DD 固体的再分布时间可以从透光性的极强到极弱 (极弱到极强) 来确定. 经过多次的空间再分布之后, DD 固体变得更加均匀、透明. 那么, 理论上 (外部环境稳定, 不考虑制冷) DD 固体的重新分布时间为

$$t = \frac{Q}{P_{DD}(1 - T_{DD})}, \quad (4)$$

其中,  $Q$  为再分布所需要的热量,  $T_{DD}$  为红外光对 DD 固体的透过率. 本实验中  $Q$  的上限

为  $Q_{max} = m \cdot l$  ( $l$  为 DD 固体的熔化热), 下限为  $Q_{min} = m \cdot c \cdot (T_{tr} - T_0)$ . 由于红外光通过最外层屏蔽罩和靶盒窗口这两层石英玻璃后才沉积在 DD 固体上, 那么由 Lambert 定律 [17] 可求出沉积于 DD 固体上红外光的功率为:

$$P_{DD} = P_{IR} \cdot T_{SiO_2} = P_{IR} \cdot \exp^{-\alpha_{SiO_2} \cdot (d_1 + d_2)}, \quad (5)$$

$d_1, d_2$  分别为两层石英玻璃的厚度. 经测得波长为 3140 nm 的红外光  $P_{IR}$  为 100  $\mu$ W, 计算出沉积于 DD 固体上的红外光功率约为 88.4  $\mu$ W. 理论上 DD 固体再分布的上、下限时间分别为 147 min 和 48 s. 由 (4) 式, DD 固体的重新分布时间由红外光加热功率和 DD 固体对红外光的吸收系数所决定. 在红外光功率一定的情况下, 若选取 DD 固体吸收相对较小的红外光加热 DD 固体, 则需要更长的加热时间才能达到图 5 所示的那种效果. 因此, 从加热效率的角度出发, 3140 nm 波长的红外光是用来加热均化 DD 固体的极佳选择.

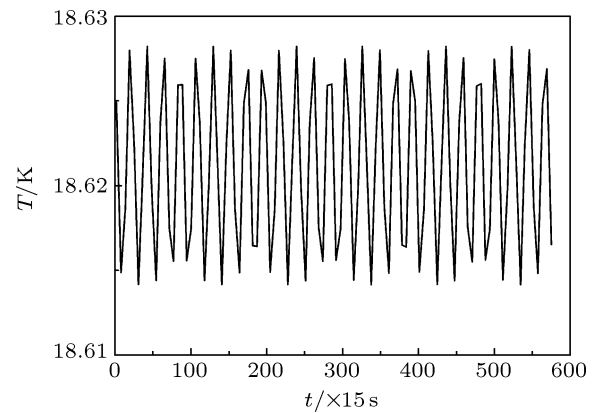


图 6 温度随时间变化 (图 4(b)) 曲线拟合图

实验中, DD 固体的透光性经过一系列的强弱交替变化后才完成一次再分布. 从图 6 可以看出, 温度波动的特征周期为 5 min, 与采集的图像变化周期相符合. 图 4(b) 中出现 4 个透光性极大值 (1 标注), 它们之间包含 6 个再分布过程, 一次再分布时间为 18 min, 约占 3.5 个温度波动特征周期. 由此可见, 与红外光作用后, 两种效应将导致 DD 固体完成一次再分布: 1) 透光性和温度的周期性变化; 2)  $E_{IR}$  的积累过程.

## 4 总结

在平面低温冷冻靶系统上制备出相应的 DD 固体, 引入特定波长的红外光作用于该 DD 固体,

DD 固体出现了空间的重新分布. 由于红外光的诱导作用, DD 固体的微观结构由多晶向单晶或准单晶转变, 宏观上表现得更加均匀、透明. 同时得出红外光的最佳加热波长为 3140 nm, 波长为 3140 nm 的红外光输出功率为 100  $\mu$ W 时, DD 固体的再分布时间约为 18 min. 研究结果为 ICF 中冷冻靶的均化工作奠定了基础. 同时在该实验中也有需要

关注的问题, 即不同制冷速率、不同红外光加热功率及不同的加热时间对 DD 固体再分布会产生怎样的影响. 这为我们下一步的工作指引了方向: 1) 在不同制冷速率下制备出 DD 固体, 然后利用红外光加热研究其再分布; 2) 选取特定波长的红外光及其不同的加热功率和加热时间, 研究 DD 固体的再分布和温度变化.

- [1] Chen Q F, Cai L C, Jing F Q, Chen D Q 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 485 (in Chinese) [陈其峰, 蔡灵仓, 经福谦, 陈栋泉 1999 物理学报 **48** 485]
- [2] Zhou J J, Chen Y G, Wu C L, Zheng X, Fang Y C, Gao T 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 4853 (in Chinese) [周晶晶, 陈云贵, 吴朝玲, 郑欣, 房玉超, 高涛 2009 物理学报 **58** 4853]
- [3] Dai W, Tang Y J, Wang C Y, Sun W G 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 7313 (in Chinese) [戴伟, 唐永建, 王朝阳, 孙卫国 2009 物理学报 **58** 7313]
- [4] Henderson T M Johnson R R 1977 *Appl. Phys. Lett.* **31** 18
- [5] Zheng L, Wang C, Li S H, Liu B C, Ni G Q, Li R X, Xu Z Z 2006 *Chin. Phys.* **15** 697
- [6] Wu J F, Ye W H, Zhang W Y 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 2381 (in Chinese) [吴俊峰, 叶文华, 张维岩 2010 物理学报 **59** 2381]
- [7] Tang Y J, Jiang W Y 1998 *High Power Laser And Particle Beams* **10** 155 (in Chinese) [唐永建, 蒋伟阳 1998 强激光与粒子束 **10** 155]
- [8] Collins G W, Bittner D N, Monsler E, Letts S, Mapoles E R, Bernat T P 1996 *J. Vac. Sci. Technol. A* **14** 2897
- [9] Wang G C, Yuan Z S 1996 *Inertial Confinement Fusion* (Anhui: Anhui Education Press) p259 (in Chinese) [王淦昌, 袁之尚 1996 惯性约束核聚变 (安徽: 安徽教育出版社) 第 259 页]
- [10] Kranendonk J V 1983 *Solid Hydrogen: Theory of the Properties of Solid H<sub>2</sub>, HD, and D<sub>2</sub>* (New York: Plenum Press)
- [11] Trefler M, Cappel A M, Gush H P 1969 *Can. J. Phys.* **47** 2115
- [12] Gush H P, Hare W F J, Allin E J, Welsh L 1960 *Can. J. Phys.* **38** 176
- [13] Bi P, Liu Y Q, Tang Y J, Yang X D, Lei H L 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 7531 (in Chinese) [毕鹏, 刘元琼, 唐永建, 杨向东, 雷海乐 2009 物理学报 **59** 7531]
- [14] Lei H L, Li J, Tang Y J, Shi H L, Liu Y Q 2009 *High Power Laser and Particle Beams* **21** 53 (in Chinese) [雷海乐, 黎军, 唐永建, 师洪丽, 刘元琼 2009 强激光与粒子束 **21** 53]
- [15] Lei H L, Li J, Tang Y J, Liu Y Q 2009 *Rev. Sci. Instrum.* **80** 033103
- [16] Chen G B, Bao R, Huang Y H 2006 *Cryogenic Engineering Technical Data* (Vol.2) (Beijing: Chemical Industry Press) p122 (in Chinese) [陈国邦, 包锐, 黄永华 2006 低温工程技术数据 (第 2 卷)(北京: 化学工业出版社) 第 122 页]
- [17] Miller R G J, Stace B C (Translated by Yu Q L) 1985 *Laboratory Methods in Infrared Spectroscopy* (2nd Ed.) (Beijing: Mechanical Industry Press) p67 (in Chinese) [密勒 R G J, 斯特斯 B C 著, 于铨林译 1985 红外光谱学的实验方法 (第 2 版)(北京: 机械工业出版社) 第 67 页]
- [18] Pitts D R, Sissom L E 1998 *Schaum's Outline of Theory and Problems of Heat Transfer* (2nd Ed.) (New York: McGaw-Hill) p16

# Redistribution of solid-deuterium induced by infrared irradiation

Bi Peng<sup>1)2)</sup> Lei Hai-Le<sup>2)†</sup> Liu Yuan-Qiong<sup>2)</sup> Li Jun<sup>2)</sup> Yang Xiang-Dong<sup>1)</sup>

1) (*Institute of Atomic and Molecular Physics, Sichuan University, Chengdu 610065, China*)

2) (*Research Centre of Laser Fusion, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China*)

(Received 25 November 2010; revised manuscript received 5 July 2011)

## Abstract

In this paper, the internal mechanism of solid deuterium spatial distribution induced by infrared radiation is studied. The changes in spatial distribution and micro-structure of solid deuterium are also discussed as the results of wavelength and heating time of IR light. It is found that the micro-structure of solid deuterium which is irradiated by a special IR light is changed from polycrystal to monocrystal, the solid deuterium is redistributed and becomes more uniform and transparent. The best wavelength of IR light for heating solid deuterium is 3140 nm. When the output power of 3140 nm IR light is 100  $\mu$ W, the redistribution time of solid deuterium is about 18 min.

**Keywords:** inertial confinement fusion, cryotarget, solid deuterium, infrared heating

**PACS:** 28.52.-s, 07.20.Mc, 67.63.-r

---

† E-mail: hailelei@caep.ac.cn