

激光驱动准等熵压缩透明窗口 LiF 的透明性

张志宇 赵阳 薛全喜 王峰 杨家敏

Optical transparency of transparent window LiF in laser-driven quasi-isentropic compression experiment

Zhang Zhi-Yu Zhao Yang Xue Quan-Xi Wang Feng Yang Jia-Min

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 205202 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.205202

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.205202>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I20>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

先进微波成像诊断技术中高通滤波板的优化设计

Optimization design of dichroic plate for the advanced technology in microwave imaging diagnostic

物理学报.2015, 64(16): 165202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.165202>

不同温度下复杂介质结构内带电规律仿真分析

Computer simulation on temperature-dependent internal charging of complex dielectric structure

物理学报.2015, 64(12): 125201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.125201>

HL-2A 托卡马克上的边缘局域模特性初步研究

Preliminary behavior studies of edge localized modes on HL-2A

物理学报.2012, 61(20): 205201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.205201>

外磁场与温度对低温超导光子晶体低频禁带特性的影响

Effects of external magnetic field and temperature on low frequency photonic band width in cryogenic superconducting photonic crystals

物理学报.2012, 61(7): 075203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.075203>

激光驱动准等熵压缩透明窗口LiF的透明性*

张志宇¹⁾²⁾ 赵阳¹⁾ 薛全喜³⁾ 王峰¹⁾ 杨家敏^{1)†}

1) (中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 绵阳 621900)

2) (清华大学工程物理系, 北京 100084)

3) (西北核技术研究所, 激光与物质相互作用国家重点实验室, 西安 710024)

(2015年1月4日收到; 2015年6月3日收到修改稿)

LiF在激光驱动高压实验中是比较常见的窗口材料,其在冲击下透射或反射可见诊断光是作为窗口材料的重要特性.在神光III原型激光装置上开展了带LiF窗口的铝样品准等熵压缩实验,采用任意反射面速度干涉仪诊断获得准等熵压缩样品(CH/Al/LiF)的反射率.实验结果表明在准等熵压缩后期反射率诊断出现致盲现象.为此,建立了带透明窗口的样品对诊断光的反射率模型,模型考虑了窗口LiF的透明性变化.模型计算的CH/Al/LiF样品对可见光的反射率时间演化过程与实验结果符合较好.研究表明:LiF中压缩波追赶逐渐形成强冲击波,显著降低了LiF的透明性,并最终发生致盲现象;第一性原理方法所给出的LiF的能带间隙偏低1—2 eV;该实验中,LiF的透明性完全消失时,LiF中波头处的温度约为1 eV,压力为2—3 Mbar.

关键词: 准等熵压缩, LiF, 能带间隙, 透明性

PACS: 52.25.Mq, 52.27.Gr, 52.70.Kz, 02.10.Yn

DOI: 10.7498/aps.64.205202

1 引言

高压状态方程^[1,2]是研究物质在高温高压等极端条件下状态变化规律的基础,对深入了解高度压缩情况下物质的内部状态有重要意义.这一领域的深入研究对凝聚态物理、原子分子物理、地球物理、天体物理和惯性约束聚变(ICF)等学科的发展起重要推动作用.实验室中获得高压的主要方式包括静高压加载和动高压加载.静高压加载主要包括活塞缸技术^[3]和金刚石砧技术^[4].动高压加载主要包括化学爆轰驱动^[5]、高压气体炮技术^[6]和地下核爆炸驱动^[7].随着激光技术的发展,高功率激光驱动冲击波^[8]或压缩波^[9]加载成为主要的高压加载方式之一,相较于之前的加载方式,这种加载方式可以稳定地获得极高压力.

实验室中研究高压材料的主要方法之一是X射线吸收精细结构光谱^[10,11],通过诊断样品的吸收边、近边结构以及扩展精细结构,得到压缩样品的内部信息,但是这种方法在应用于激光驱动高压状态方程的研究时存在一定困难,研究较少^[12].目前实验室中激光驱动高压状态方程研究的主要方法是用任意反射面速度干涉仪(velocity interferometer system for any reflector, VISAR)测量样品的冲击波速度和波后粒子速度,通过守恒方程获得样品的高压状态方程^[13].对于金属样品,由于其不透明性,VISAR只能诊断到样品后表面的信息.如果样品后表面是自由面,当冲击波或压缩波从自由面卸载以后,自由面会迅速稀疏^[14],VISAR无法诊断到信息.一种简单的解决办法是在样品后表面加一层透明窗口,它对待测样品的后表面起到保护作用.比较常见的透明窗口材料有LiF^[15,16],

* 国家自然科学基金(批准号: 11304292)和中国工程物理研究院院长基金(批准号: 201402013)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yjm70018@sina.cn

Al₂O₃^[17] 和金刚石^[18] 等, 这些材料在数十至数百 GPa 压力下仍能保持透明. 相较于金刚石的难以制备和加工以及 Al₂O₃ 的抗压能力较弱, 制备简单且在 2 Mbar (1 bar = 10⁵ Pa) 冲击压力下保持透明的 LiF 是比较常用的透明窗口材料.

常态下 LiF 拥有较大的能带间隙, 故而对可见光表现出透明特性. 随着 LiF 温度密度的上升, 其能带间隙逐渐减小, LiF 也逐渐金属化, 变得不透明. 作为窗口材料, LiF 的透明性决定着实验能够观测到的压力上限, 因此已有不少工作开展对 LiF 透明性的研究.

Hicks 等^[18] 开展了强激光冲击加载 LiF 实验研究, 结果表明当加载 LiF 压力达到 5 Mbar 时, LiF 开始反射诊断光, 而且反射率随着压强的升高而变大. Hicks 等给出的解释是高温高压下 LiF 中能够产生足够高密度的自由电子, 从而反射可见光, 而且自由电子密度会随着压力的升高而升高, 反射率也随之提高. Fratanduono 等^[19] 开展了准等熵压缩 LiF 实验研究, 实验中控制 LiF 的温升不超过 1000 K, 实验结果表明 8 Mbar 压力下 LiF 仍然是透明的.

在模拟方面, Hicks 等^[18] 提出了一个基于反射率结果拟合给出能带间隙的模型, 拟合结果显示在其研究范围 ($\rho/\rho_0 \sim 2-2.5$, $T \sim 1.6-5$ eV) 内, LiF 的能带间隙随密度的增加从 3.3 eV 缓慢上升到 3.9 eV. Clerouin 等^[20] 认为这种能带间隙随密度增大而增大的现象是一种非物理的现象, 他给出的解释是 Hicks 在拟合时使用了 SESAME 数据库, 如果采用 QEOS 数据库进行拟合, LiF 的能带间隙是随着密度的增大而减小的. Clerouin 还采用量子分子动力学方法计算了固态 LiF 和液态 LiF 在不同密度下的能带间隙, 与其拟合结果符合较好. Sajid 等^[21] 则采用密度泛函理论计算了 100 GPa 压力下 LiF 的能带间隙.

上述 LiF 的透明性研究大多着重于强冲击下 LiF 对可见光的反射率. 弱冲击下 LiF 对可见光的透过率研究较少, 特别是 LiF 从透明向不透明转变的过程.

为此, 本文开展了准等熵压缩实验, 研究压缩波加载下 LiF 透明性的变化过程. 模拟方面, 建立了 LiF 对可见光的反射透射率模型. 采用流体程序 MULTI-1D 模拟样品在准等熵压缩下的温度密度状态, 通过模型最终解释了实验中 LiF 从透明到不

透明的变化过程.

2 实验

准等熵压缩实验是在神光 III-原型激光装置上开展的^[22]. 激光波形、靶参数及实验排布如图 1 所示. 激光波形为强度随时间上升的形状, 激光脉冲长度为 8 ns. 实验用靶是三层平面复合靶, 包含 9 μm CH, 18 μm Al 和 1000 μm LiF. 实验主要诊断设备是 VISAR. 从图 1 (b) 中看到, 实验时激光直接加载到样品的 CH 层, 两台不同灵敏度的 VISAR 的诊断光则照向样品的 LiF 层并被样品反射.

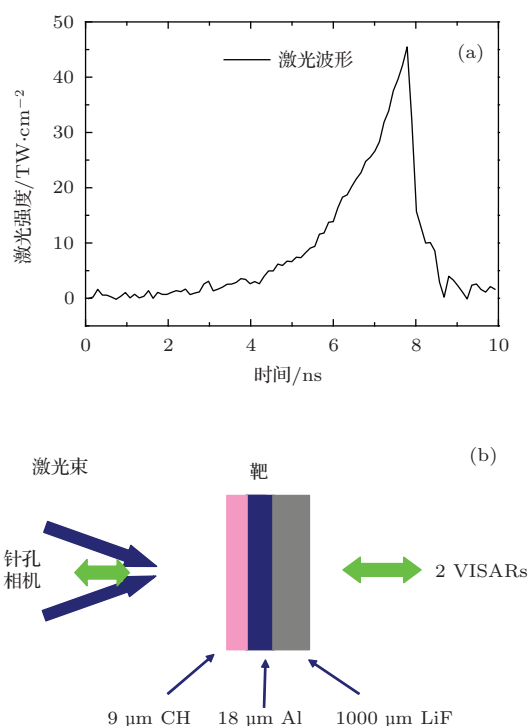


图 1 (网刊彩色) 实验条件 (a) 激光波形; (b) 靶及实验排布
Fig. 1. (color online) Experimental condition: (a) Laser profile; (b) target and experimental setup.

VISAR 观测到的结果如图 2 所示. 图 2 (a) 中条纹是无激光加载时 VISAR 诊断到的冷样品的静态条纹, 作为参考条纹. 图 2 (b) 中条纹是准等熵加载时 VISAR 诊断到的加载样品的动态条纹. 考虑边缘会有扩散效应, 故处理时在空间上选取中间部分, 如图 2 (a) 和图 2 (b) 中红框部分. 条纹图像是一维时间分辨一维空间分辨的, 其中周围全暗的部分是本底噪声造成的, 而亮暗相间的条纹则是样品的反射条纹, 其上面的任意一个像素点的计数对应的是某一时刻某一位置反射的诊断光的强度. 因此

处理时, 将动态条纹结果以及静态条纹结果中的噪声扣除, 得到不含噪声的动态条纹以及静态条纹结果. 因为动态条纹与静态条纹上的像素点是一一对应的, 因此, 将不含噪声的动态条纹结果除以不含噪声的静态条纹结果即可得到样品的反射率, 反射率结果如图 2(c) 中黑线所示. VISAR 诊断计数的不确定度约为 10%, 通过误差传递理论给出归一化反射率不确定度约为 20%. 样品的反射率在经历初期 (5 ns 之前) 的不变、中期 (5—7.5 ns) 的下降后, 在实验后期 (7.5 ns 后) 几乎为零, 也就是 VISAR 诊断不到信号. 当样品向前移动时, 诊断光从发出到再被收集时所经历的光程是在变化的, 因此条纹在空间上也是在移动的. 采用多冲击条纹跳变点解卷

积技术处理 VISAR 得到的条纹结果可以给出样品后表面的速度数据 [23], 其不确定度为 2%. 图 2(c) 中蓝星是通过处理获得的 Al 后表面速度, 从图中看到在压缩波到达铝后界面时界面速度出现快速上升, 表明有一个弱冲击的存在, 原因是实验激光波形与设计的准等熵波形在前期存在一定差异. 而实验反射率是在界面速度处在上升过程中消失, 说明实验反射率消失不是激光烧蚀稀疏波追赶造成的, 而且 LiF 很厚, 所以也不是 LiF 后界面稀疏波导致的. 因此单从实验结果无法判断致盲现象究竟是由于 Al 的反射率变化造成的还是由于 LiF 的透明性造成, 下面对这个问题展开详细的模拟研究.

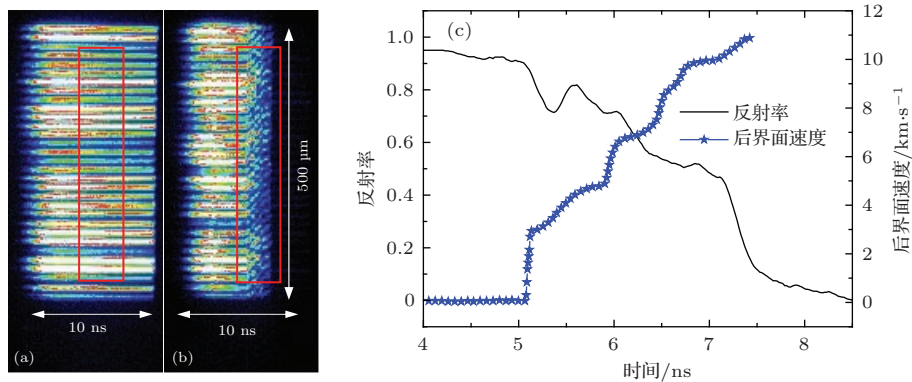


图 2 (网刊彩色)VISAR 诊断得到的反射率结果 (a) 静态条纹; (b) 动态条纹; (c) 黑线是反射率, 蓝星是 Al 后表面粒子速度

Fig. 2. (color online) Result probed by VISAR: (a) Static streak; (b) dynamic streak; (c) black line is reflectivity, blue star is Al rear surface particle velocity.

3 模拟计算

模拟的思路及过程如图 3 所示. VISAR 的诊断光在到达 Al 后界面前要穿过 LiF, 然后诊断光在 Al 后表面被反射, Al 后表面反射的诊断光在被 VISAR 收集之前同样也要穿过 LiF, 因此 VISAR 最终诊断到的反射率为

$$R_{\text{VISAR}} = T_{\text{LiF}\leftarrow} \times R_{\text{Al}} \times T_{\text{LiF}\rightarrow}, \quad (1)$$

其中, $T_{\text{LiF}\leftarrow}$ 表示 VISAR 的诊断光第一次穿过 LiF 时 LiF 的透过率, R_{Al} 表示 Al 后表面对诊断光的反射率, $T_{\text{LiF}\rightarrow}$ 表示 Al 反射的诊断光在穿过 LiF 时 LiF 的透过率.

首先使用 MULTI-1D 程序模拟得到 Al 和 LiF 的温度密度状态演化过程, 然后根据温度密度过程, 利用建立的反射透射率模型分别获得 Al 后界

面的反射率以及 LiF 的透射率, 最后由 (1) 式得到最终的反射率.

反射透射率模型主要从样品的温度密度出发获得其介电系数, 然后离散解析光的传播方程获得样品对诊断光的反射透射情况.

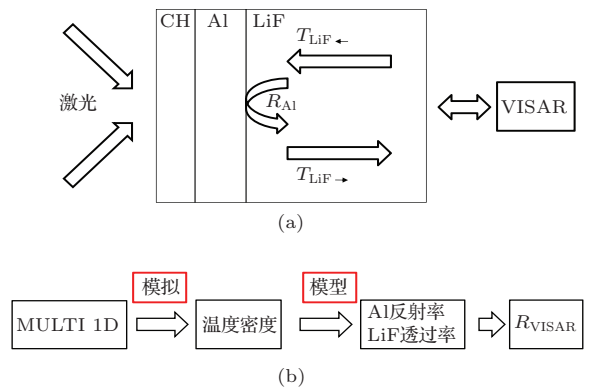


图 3 (网刊彩色) 模拟思路及过程

Fig. 3. (color online) Simulation track and process.

考虑可见光在电磁场中的传播方程:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \mu(z)\varepsilon(z) \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0, \quad (2)$$

$$\nabla^2 \mathbf{B} - \mu(z)\varepsilon(z) \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2} = 0, \quad (3)$$

其中, \mathbf{E} , \mathbf{B} 分别代表电场和磁场; $\mu(z)$, $\varepsilon(z)$ 分别表示不同位置的磁导率和介电系数, 一般情形下 $\mu = 1$; ε_{Al} 及 ε_{LiF} 的计算分别采用 Benuzzi 模型和 Hicks 模型, 详见参考文献 [18, 24], 其中计算 ε_{LiF} 时用到 LiF 的固态及液态能带间隙, 同一形态下, LiF 的能带间隙主要取决于密度, 温度影响不大, 计算时首先根据 LiF 的温度密度确定 LiF 处于固态还是液态, 然后用 LiF 的密度来确定具体的能带间隙值. 由于 ε 是温度密度的函数, 所以在不同的 z 位置, 样品的温度密度不同, 那么 ε 也不同, 所以上面的方程不能直接进行解析求解.

Benuzzi 等 [24] 提出采用如下方法: 如果在计算时把样品分成很多薄层, 只要薄层足够薄, 认为该薄层的温度密度是常数, 介电系数也就是常数, 那么就可以用上面的传播方程进行解析求解, 累计求解后获得样品两边光强的关系, 进而获得样品对诊断光的反射透射信息. 电磁波在分层靶中的传播过程以及计算过程如图 4 所示, 这里只考虑 TE 波, TM 波同理很快获得.

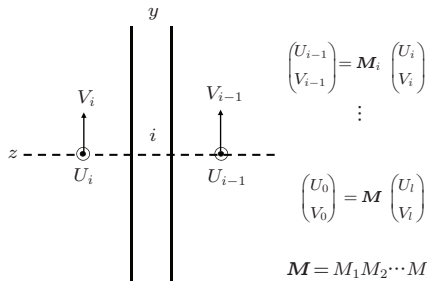


图 4 电磁波在分层靶中传播示意图, U 代表电场强度, V 代表 y 方向的磁场强度

Fig. 4. Electromagnetic wave propagates in the layer target, U for electric field intensity, V for magnetic field intensity on Y direction.

由 A , R , T 和 U_0 , V_0 , U_1 , V_1 的关系, 最终获得样品对可见光的反射率和透射率:

$$R = \left| \frac{(m_{11} + m_{21}p_1)p_1 - (m_{21} + m_{22}p_1)}{(m_{11} + m_{21}p_1)p_1 + (m_{21} + m_{22}p_1)} \right|^2, \quad (4)$$

$$T = \frac{p_1}{p_1} \left| \frac{2p_1}{(m_{11} + m_{21}p_1)p_1 + (m_{21} + m_{22}p_1)} \right|^2, \quad (5)$$

其中, m_{11} , m_{12} , m_{21} , m_{22} 是图 4 中矩阵 \mathbf{M} 的元素,

$$p_1 = \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}} \cos \theta_1, \quad p_l = \sqrt{\frac{\varepsilon_l}{\mu_l}} \cos \theta_l,$$

1 代表最后一层, θ 是光与传播方向的夹角.

4 结果与讨论

采用 MULTI-1D 程序模拟样品的温度密度状态, Al 后表面的温度密度随时间演化过程及波在 LiF 中传播过程分别如图 5 (a) 和图 5 (b) 所示. 由图 5 (a) 可见, Al 后表面在 5 ns 时经历一个冲击波, 随后是一系列压缩波, 与实验观测到的 Al 后表面速度表现的物理过程一致. 图 5 (b) 中可见, 随着时间的演化, LiF 中波头处的温度逐渐增高, 表示 LiF 中冲击波的强度越来越强.

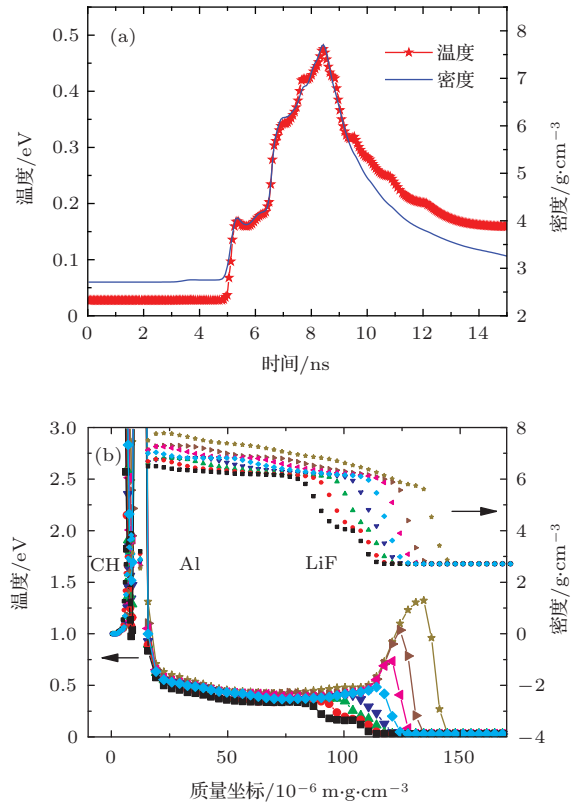


图 5 (网刊彩色) MULTI-1D 模拟结果 (a) Al 后表面的温度密度状态; (b) 波在 LiF 中传播过程

Fig. 5. (color online) Result simulated by MULTI-1D: (a) Al rear surface temperature and density; (b) wave propagates in LiF.

由 Al 以及 LiF 的温度密度状态, 使用上面的反射透射率模型来计算 Al 的反射率和 LiF 的透射率. 首先计算 Al 后表面的反射率, 由于 Al 的不透明性, 可见光只能在 Al 中传播很短的距离, 为了防止计算误差的存在, 计算时分别计算了 0.5 和 10 μm 的

Al对诊断光的反射率,结果都一致,如图6红星所示.

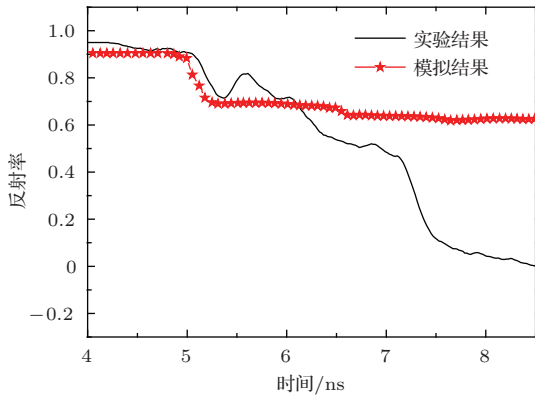


图6 (网刊彩色) Al后表面反射率模拟结果与实验反射率结果
Fig. 6. (color online) Simulated result of Al rear surface reflectivity and experimental result of sample reflectivity.

如果假设LiF一直保持良好的透明性,即 T_{LiF} 在整个时间范围内都等于1,那么Al后表面的反射率结果就是VISAR诊断到的反射率结果.通过模拟结果与实验结果比较发现,在6 ns前模拟反射率与实验结果符合较好.但6 ns后模拟结果与实验结果之间有很大的区别,而且模拟结果中没有发生致盲现象.因此LiF并不是一直保持良好的透明性,在模拟时需要考虑LiF对诊断光的透过率变化.

考虑LiF的透明性,首先计算得到LiF对诊断光的透过率,如图7(a)所示.在计算LiF的透过率时采用了三种能带间隙,如果直接采用Clerouin用第一性原理计算的能带间隙,模拟结果在信号消失时刻下降特别快,如图7(a)中紫红色倒三角所示,与实验结果相差较大. Holm等^[25]指出,第一性原理方法在计算半导体和绝缘体的能带间隙时会产生明显的低估(1—2 eV).如果对Clerouin的能隙值进行修正(加1—2 eV),模拟结果中信号消失时的下降过程与实验结果符合较好,也验证了Holm关于能带间隙的结论.图7(a)中还绘出了八条竖线,分别对应图5(b)中八个时刻(颜色相同表示同一时刻),这样将LiF的透明性变化和LiF波头处的温度密度状态对应起来.然后利用(1)式得到反射率的最终模拟结果,如图7(b)所示.从图7(b)中看到,考虑了LiF的透明性之后,模拟结果中出现了信号消失的现象,在整个时间范围内模拟结果与实验结果均符合较好.

无论是从实验结果(图2(c)中蓝星)还是从模拟结果(图5(a))中,都发现样品在实验初期会首先经历一次小冲击,然后是一系列压缩波.如果初始冲击足够强,会直接造成致盲现象,而现有实验里的冲击比较弱,造成样品的温升并不高,对LiF的透明性影响不大,所以VISAR能够诊断到信号.但是由于初始弱冲击后还有一系列的压缩波,压缩波的速度与样品的温度密度有关,后产生的压缩波速度会比前面的压缩波速度快,因此后产生的压缩波会逐渐追上初始的小冲击,使得冲击越来越强,如图5(b)所示.该冲击波使LiF波头处的温度显著提升,温度的提升造成LiF自由电子密度的增大,而且由于自由电子密度的梯度不够陡峭,无法在波头处形成反射面,因此诊断光传播到此时完全被吸收或散射,没有反射和透射,使得VISAR无法诊断信号.比较图7(a)和图5(b)可知,LiF的透过率在紫红色右三角所代表时刻(7.9526 ns)下降到零,即透明性完全消失,此时LiF中波头处的温度约为1 eV,压力为2—3 Mbar,与国外研究结果一致^[26—28].

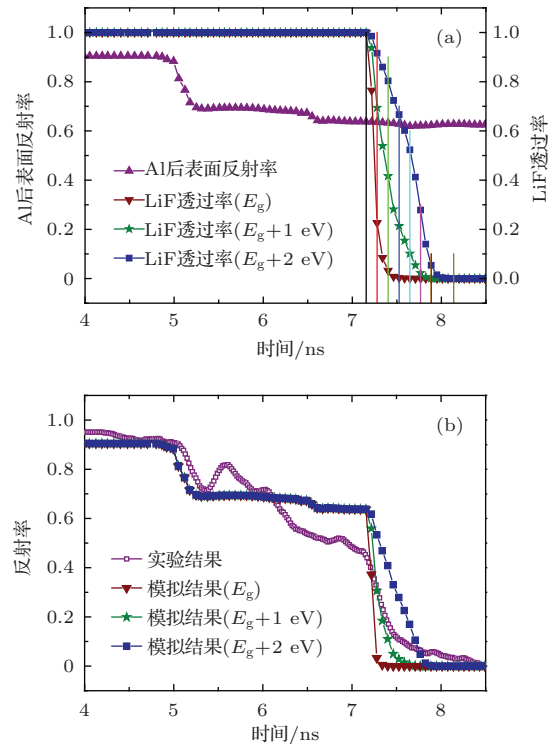


图7 (网刊彩色) 考虑LiF透明性结果 (a) Al后表面反射率、LiF透过率; (b) 样品反射率模拟结果与实验结果
Fig. 7. (color online) Result with considering LiF transparency: (a) Al rear surface reflectivity, LiF transmissivity; (b) simulated result and experimental result of sample reflectivity.

5 结 论

通过准等熵压缩实验, 采用VISAR诊断到样品(CH/Al/LiF)反射率随时间变化的过程. 建立了计算透明窗口材料LiF对诊断光(532 nm)的反射透射率模型, 并通过MULTI-1D程序模拟得到了考虑LiF透明性后的反射率结果. 模拟结果与实验结果符合较好, 并且发现LiF中压缩波追赶逐渐形成的强冲击波严重影响LiF的透明性, 使得VISAR无法诊断到更高压力的状态信息. 模拟时也发现直接采用第一性原理方法给出的LiF的能带间隙进行计算的模拟结果与实验结果相差较大, 而采用经过加1—2 eV修正的能带间隙进行计算的模拟结果与实验结果符合较好, 与Holm关于第一性原理计算能带间隙存在固有偏差的结论一致.

参考文献

- [1] Loubeyre P, Brygoo S, Eggert J, Celliers P M, Spaulding D K, Rygg J R, Boehly T R, Collins G W, Jeanloz R 2012 *Phys. Rev. B* **86** 144115
- [2] Renaudin P, Blancard C, Clérouin J, Faussurier G, Noiret P, Recoules V 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 075002
- [3] Bridgman P W 1946 *Rev. Mod. Phys.* **18** 1
- [4] Jing Q M, Wu Q, Liu L, Bi Y, Zhang Y, Liu S G, Xu J A 2012 *Chin. Phys. B* **21** 106201
- [5] Al'Tshuler L V, Bakanova A A, Trunin R F 1962 *Sov. Phys. JETP* **15** 65
- [6] Sun B R, Zhan Z J, Liang B, Zhang R J, Wang W K 2012 *Chin. Phys. B* **21** 056101
- [7] Nellis W J, Moriarty J A, Mitchell A C, Ross M, Dandrea R G, Ashcroft N W, Holmes N C, Gathers G R 1988 *Phys. Rev. Lett.* **60** 1414
- [8] Gu Y, Ni Y L, Wang Y G, Mao C S, Wu F C, Wu J, Zhu J, Wan B G 1988 *Acta Phys. Sin.* **37** 1690 (in Chinese) [顾援, 倪元龙, 王勇刚, 毛楚生, 吴逢春, 吴江, 朱俭, 万炳根 1988 物理学报 **37** 1690]
- [9] Wang F, Peng X S, Shan L Q, Li M, Xue Q X, Xu T, Wei H Y 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 185202 (in Chinese) [王峰, 彭晓世, 单连强, 李牧, 薛全喜, 徐涛, 魏惠月 2014 物理学报 **63** 185202]
- [10] Yaakobi B, Boehly T R, Meyerhofer D D, Collins T J B, Remington B A, Allen P G, Pollaine S M, Lorenzana H E, Eggert J H 2005 *Phys. Plasmas* **12** 092703
- [11] Mančić A 2010 *J. Phys.: Conf. Ser.* **257** 012009
- [12] Ping Y, Coppari F, Hicks D G, Yaakobi B, Fratanduono D E, Hamel S, Eggert J H, Rygg J R, Smith R F, Swift D C, Braun D G, Boehly T R, Collins G W 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 065501
- [13] Barrios M A, Hicks D G, Boehly T R, Fratanduono D E, Eggert J H, Celliers P M, Collins G W, Meyerhofer D D 2010 *Phys. Plasmas* **17** 056307
- [14] Basko M, Löwer T, Kondrashov V N, Kendl A R S, Meyer-ter-Vehn J 1997 *Phys. Rev. E* **56** 1019
- [15] Huser G, Koenig M, Benuzzi-Mounaix A, Henry E, Vinci T, Faral B, Tomasini M, Telaro B, Batani D 2005 *Phys. Plasmas* **12** 060701
- [16] Zhou X M, Wang X S, Li S N, Li J, Li J B, Jing F Q 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 4965 (in Chinese) [周显明, 汪小松, 李赛男, 李俊, 李加波, 经福谦 2007 物理学报 **56** 4965]
- [17] Knudson M D, Hanson D L, Bailey J E, Hall C A, Asay J R 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 035505
- [18] Hicks D G, Celliers P M, Collins G W, Eggert J H, Moon S J 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 035502
- [19] Fratanduono D E, Boehly T R, Barrios M A, Meyerhofer D D, Eggert J H, Smith R F, Hicks D G, Celliers P M, Braun D G, Collins G W 2011 *J. Appl. Phys.* **109** 123521
- [20] Clérouin J, Laudernet Y, Recoules V, Mazevet S 2005 *Phys. Rev. B* **72** 155122
- [21] Sajid A, Murtaza G, Reshak A H 2013 *Mod. Phys. Lett. B* **27** 1350061
- [22] Xue Q, Wang Z, Jiang S, Wang F, Ye X, Liu J 2014 *Phys. Plasmas* **21** 072709
- [23] Wang F, Peng X S, Zhang R, Xu T, Wei H Y, Liu S Y, Wang J J, Li M Z, Jiang X H, Ding Y K 2013 *High Power Laser and Particle Beams* **25** 3158 (in Chinese) [王峰, 彭晓世, 张锐, 徐涛, 魏惠月, 刘慎业, 王建军, 李明中, 蒋小华, 丁永坤 2013 强激光与粒子束 **25** 3158]
- [24] Benuzzi A, Koenig M, Faral B, Krishnan J, Pisani F, Batani D, Bossi S, Beretta D, Hall T, Ellwi S, Huller S, Honrubia J, Grandjean N 1998 *Phys. Plasmas* **5** 2410
- [25] Holm B, Ahuja R, Yourdshahyan Y, Johansson B, Lundqvist B I 1999 *Phys. Rev. B* **59** 12777
- [26] Wise J L, Chhabildas L C 1986 *Shock Wave in Condensed Matter* (edited by GuPta Y M) (New York: Plenum) p441
- [27] Furnish M D, Chhabildas L C, Reinhart W D 1999 *Int. J. Impact Eng.* **23** 261
- [28] LaLone B M, Fat'yanov O V, Asay J R, Gupta Y M 2008 *J. Appl. Phys.* **103** 093505

Optical transparency of transparent window LiF in laser-driven quasi-isentropic compression experiment*

Zhang Zhi-Yu¹⁾²⁾ Zhao Yang¹⁾ Xue Quan-Xi³⁾ Wang Feng¹⁾ Yang Jia-Min^{1)†}

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

2) (Department of Engineering Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

3) (State Key Laboratory of Laser Interaction with Matter, Northwest Institute of Nuclear Technology, Xi'an 710024, China)

(Received 4 January 2015; revised manuscript received 3 June 2015)

Abstract

LiF is often used as a window in laser-driven shock experiments, which can transmit and reflect visible probe laser. Researches of LiF transparency almost focus on its optical reflectivity compressed by strong shock, but there is almost no research on its optical transmissivity compressed by weak shock. In order to study the optical transmissivity of LiF, the quasi-isentropic compression experiment is carried out on the ShenGuang-III prototype laser facility, in which the velocity interferometer system for any reflector is used to diagnose the optical reflectivity of the quasi-isentropic compression sample CH/Al/LiF. The experimental results indicate that the velocity interferometer fringes are missing in the late stage of this experiment. The probe laser should penetrate LiF before it hits the rear surface of aluminum and the laser reflected by aluminum should penetrate LiF before it is collected by the velocity interferometer system for any reflector. Therefore, the reflectivity diagnosed by the velocity interferometer system for any reflector is the product of the optical reflectivity of aluminum and the optical transmissivity of LiF under the experimental condition. However, there is no research about the optical transmissivity model of thick LiF compressed by laser-driven shock. In this paper, we develop a transmissivity model for transparent window LiF and simulate the optical reflectivity of sample CH/Al/LiF. Firstly, we simulate the temperature and density of the sample by the code for one-dimensional multigroup radiation hydrodynamics (MULTI-1D). Then, based on the resulting temperature and density, we simulate the optical reflectivity of the sample by using the optical reflectivity model of aluminum and the optical transmissivity model of LiF. Without considering the transparency of LiF, the simulated result indicates that there is no signal missing in the late stage, which is different from the experimental result. By considering the transparency of LiF, the simulated result is in good agreement with the experimental result. The simulated result indicates that the formation of the strong shock, because of the later shock's catching up with the early one, obviously reduces the optical transparency of LiF and finally causes the velocity interferometer fringes to disappear. The simulated result also indicates that the energy gap of LiF calculated from density-functional theory is 1–2 eV smaller. In this experiment, when LiF becomes opaque, its temperature is 1 eV and its pressure is 2–3 Mbar.

Keywords: quai-isentropic compression, LiF, energy gap, optical transparency

PACS: 52.25.Mq, 52.27.Gr, 52.70.Kz, 02.10.Yn

DOI: 10.7498/aps.64.205202

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11304292) and the Presidential Foundation of China Academy of Engineering Physics, China (Grant No. 201402013).

† Corresponding author. E-mail: yjm70018@sina.cn