

“三明治”靶型在间接驱动冲击波实验中的应用*

王峰[†] 彭晓世 刘慎业 蒋小华 徐涛 丁永坤 张保汉

(中国工程物理研究院 激光聚变研究中心, 绵阳 621900)

(2010年11月7日收到; 2011年2月10日收到修改稿)

间接驱动方式具有提供更高冲击波压力的潜力, 对冲击波物理研究来说是一种很好的驱动方式. 针对间接驱动下 X 射线离化对透明窗口造成的致盲问题, 提出了新的“三明治”靶型结构, 以完成间接驱动下冲击波实验. 该靶型可以用两种方法避免致盲效应对实验的干扰. 一种方法是从时间上避开致盲效应, 使致盲效应与冲击波测量区错开, 从而获得冲击波数据. 另一种方法是从强度上屏蔽 X 射线, 将 X 射线阻挡在透明材料之前, 使其不能产生致盲效应. 对单冲击实验而言, 用增加烧蚀层厚度的方法, 将 X 射线离化效应与冲击波信号从时间上错开, 获得了蓝宝石和石英晶体中冲击波实验的结果. 用增加阻挡层的方法, 获得了间接驱动条件下石英晶体和聚苯乙烯材料中的冲击波实验结果. 提出的“三明治”靶型, 为间接驱动条件下状态方程和冲击波调速技术提供了技术支持.

关键词: 冲击波, 光学诊断, 离化效应, 干涉仪**PACS:** 52.35.Tc, 52.50.Lp, 62.50.+p

1. 引言

间接驱动中的冲击波是利用激光烧蚀产生的. 这种方式与气炮和化爆加载的方式有很大的区别. 在激光加载间接驱动条件下, 能够产生比气炮和化爆加载更高的压力. 这为开展超高压条件下的冲击波物理研究开辟了新的研究领域. 间接驱动作为一种加载方式, 能够在透明材料中产生高达 TPa 的超高压. 在冲击压力高达 TPa 以上的强冲击波作用下, 固体透明材料将产生压致电离, 从而在冲击波阵面上产生反射面, 反射探针光^[1-3]. 在冲击高压作用下, 整个离化区的表面前沿, 也就是冲击波阵面会反射探针光, 其基本原理是非涅耳定律. 这个反射面的存在给冲击波阵面的直接诊断提供了可能. 仅就冲击波诊断领域而言, 超过 TPa 的冲击波压力诊断技术还不太成熟, 尤其是针对透明材料中冲击波速度的直接测量技术还处于探索阶段. 对冲击波阵面的直接诊断技术一直是高压物理研究人员追求的目标. VISAR (velocity interferometer system for any reflector) 技术已经是冲击波诊断的标准技术, 而 VISAR 窗口材料的选择和靶型结构在不同驱动方

式下也会不同^[10,11].

在惯性约束聚变中, 冲击波调速技术是实现近等熵压缩的关键技术^[1,2]. 为了实现冲击波时序的精确调控, 需要精密调控驱动激光波形. 合适窗口材料的选择, 是冲击波调速技术成败的关键技术之一. 在间接驱动条件下, X 射线先于冲击波到达透明材料, 会对透明材料的折射率、透明性等性能都产生很大的影响, 甚至产生致盲效应, 导致诊断失败. 关于这方面的研究, 国内外报道都很少. 国内现在报道的超高压物理数据基本上都是在直接驱动条件下获得的, 而国外关于间接驱动条件下靶构型的分析文献未见报道^[12-14].

本文对间接驱动条件下冲击波物理诊断技术中靶结构的关键技术进行了分析, 较详细地分析了间接驱动条件下, 单次冲击实验中, 获得干净、无背景干涉条纹的靶结构. 提出了“三明治”结构的靶型, 利用从时间上错开致盲区或者从强度上屏蔽 X 射线信号的方法, 最终达到了获得可用实验数据的目的. 针对间接驱动的特点, 详细分析了靶设计和探针激光器的要求, 并利用神光 III 原型实验, 验证了这些分析的正确性. 获得了间接驱动条件下, 蓝宝石晶体、石英晶体材料和聚苯乙烯 (C_8H_8) 材料中

* 国家自然科学基金 (批准号: 10805041) 和等离子体物理重点实验室基金资助的课题.

[†] E-mail: xiaozei7566@163.com

的实验结果. 本文内容为间接驱动条件下单次冲击实验和多次冲击实验诊断技术提供了直接的技术支持.

2. 基本原理分析

间接驱动条件下的冲击波直接诊断技术获得的是冲击波阵面的速度信息. 为了定量的描述透明介质中冲击波阵面形成的反射率, 文献[8]利用 Drude-自由电子气模型估算了 Al_2O_3 和 LiF 中冲击波阵面的反射率. 图 1 中石英晶体中冲击波的反射率是我们利用 Drude-自由电子气模型计算得到的^[8,11], 石英晶体材料的雨贡纽曲线是利用 QEOS 方程 (quodidian equation of state) 计算得到的. 从图 1 可以看到, 在冲击波速度比较低的区域 (18 km/s 以内, 冲击波温度小于 2eV), 冲击波阵面的反射率低于 10%. 当冲击波阵面反射率低于 10% 以后, 成像型 VISAR 系统获得的信号对比度将很弱, 以至于很难被记录下来. 在高于这个速度后, 冲击波阵面的反射率很快上升, 并且在 50% 左右减缓增长速度, 最后趋于一个极值. 这些计算的数据与文献[8]一致, 同时也为我们设计实验和预估信号强度提供了理论依据.

间接驱动中一个严重的问题是 X 射线对透明材料产生的离化问题. 首先是间接驱动时腔靶里面产生的 X 射线对透明窗口材料离化, 使透明窗口材料中产生大量的“自由电子”; 其次产生大量“自由电子”的透明窗口材料对探针光产生了强烈的吸收, 造成反射光信号很弱; 最后从表象上来看, 这种离化效应就像窗口材料被 X 射线漂白, 严重时这种现象将会导致诊断失败, 无法得到速度信息^[9]. 整个过程可以理解为两个阶段: 第一阶段是 X 射线对半导体材料的激发, 主要发生的是带间跃迁; 第二阶段是价带上的载流子对入射探针光的吸收, 主要发生的是带内跃迁. 图 2(a) 表明带间跃迁过程; 图 2(b) 表明带内跃迁过程, 同时显示带内跃迁与带间跃迁的关系. 带间跃迁产生的空穴将会被带内跃迁的电子填充, 从而表现出对探针光吸收的现象.

3. 间接驱动实验条件分析

加窗 VISAR 技术是将窗口材料直接粘合到基底材料上, 在冲击波到达窗口材料后, 利用 VISAR

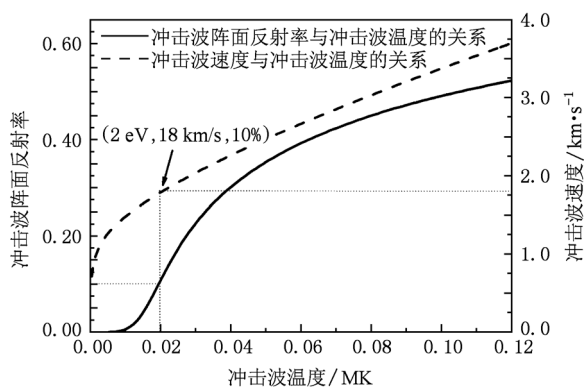


图 1 石英晶体冲击波速度、波阵面反射率 (532 nm) 与冲击波温度的关系^[8,10]

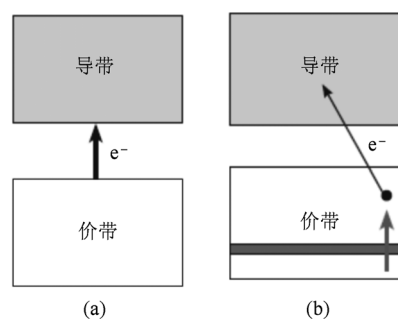


图 2 X 射线离化的半导体模型示意图 (a) 带间跃迁; (b) 带内跃迁

技术记录移动干涉条纹, 最后利用数据处理程序反推出冲击波速度或粒子速度. 沿用这种思想, 最初针对间接驱动提出的靶结构如图 3 所示. 图 4 是用这种靶结构在神光 III 原型上获得的熔石英窗口材料中的实验结果, 其实验光路见文献[3]. 从图 4 中可以看到两个问题: 一个问题是, 在时间方向上出现一个无信号的黑色区域, 在这个区域中, 没有条纹信号, 其时间起点与主激光到达时间相同; 另一个问题是, 在时间方向上有周期性的调制信号. 这是由于探针激光器的非单纵模引起的. 这两个问题

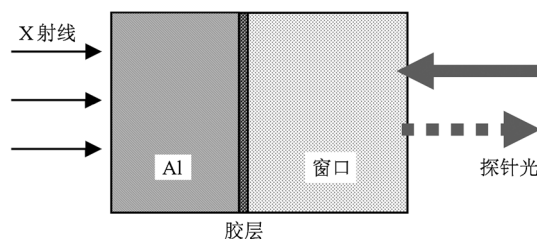


图 3 一般加窗靶结构示意图, 直接利用胶将窗口材料与基底烧蚀材料粘合起来

实际上是间接驱动下冲击波直接诊断技术的主要问题.

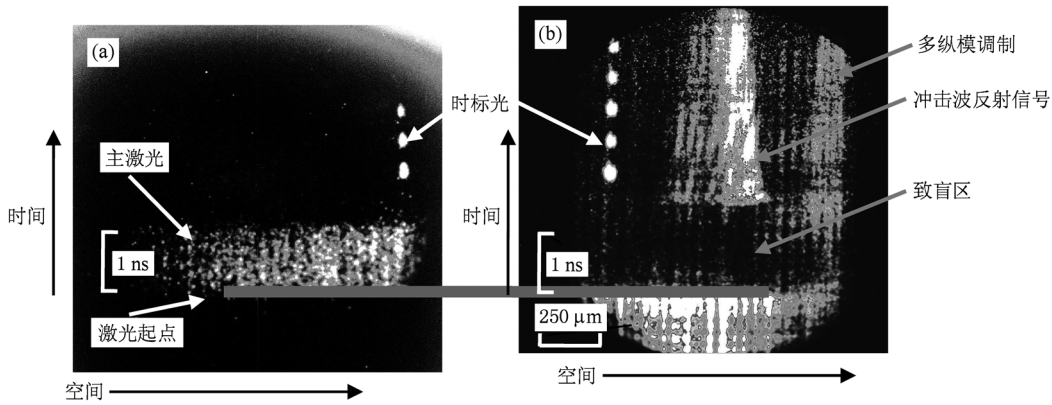


图4 间接驱动产生的离化现象和多纵模影响信号图 (a)主激光信号图;(b)有离化现象信号图

针对这两个问题,在靶制作和激光器两个方面我们做了改进.第一,从减小 X 射线离化的角度,选择带隙宽度更大,X 射线吸收截面更小的窗口材料.第二,在窗口上应该镀上增透膜,从而减少探针光的背景干扰.窗口材料和基底烧蚀材料之间的胶层厚度应该控制在 $2\ \mu\text{m}$ 以内,以减少胶层对冲击波传输的影响.在窗口材料与胶层之间镀上一层很薄的 Al(厚度约为 $1\ \mu\text{m}$),从而将 X 射线对胶层的离化屏蔽掉.第三,选择适当厚度的烧蚀层厚度,并在部分实验中加高 Z (Z 指原子序数) 材料的屏蔽层.图 5 是新靶结构示意图.这种靶型由烧蚀层、屏蔽层和窗口材料组成.对不同的窗口材料,各层参数会有一些调整.

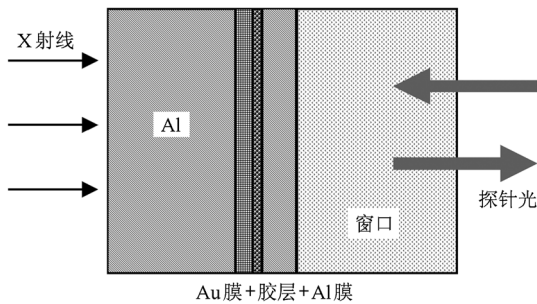


图5 “三明治”结构示意图 利用膜层组合(Au膜+胶层+Al膜)的方式,避开X光对胶层和窗口的离化

如果窗口材料是蓝宝石晶体,需要在多个方面考虑.实验中,用 $60\ \mu\text{m}$ 厚的 Al 作烧蚀层可以将 X 射线对窗口的离化和冲击波到达窗口的时刻分开,从而避免黑区对信号判读的影响.图 6 的流程图比较清晰的显示了这种思想.图 6 中烧蚀材料为 $60\ \mu\text{m}$ 厚的 Al,窗口材料为蓝宝石晶体,腔靶最高辐

射温度为 $170\ \text{eV}$.图 6 中激光脉冲选用理想的梯形脉冲,从 0 时刻开始,在 $1.4\ \text{ns}$ 时刻结束,平顶部分为 $1\ \text{ns}$.冲击波在 $2\ \text{ns}$ 左右传出烧蚀层,到达蓝宝石晶体,从而将致盲区与冲击波测量信号从时间上错开了.这种方法的缺点是需要一定厚度的烧蚀层来将致盲区避开,所以对于某些要求更薄烧蚀层的实验来说并不适用.

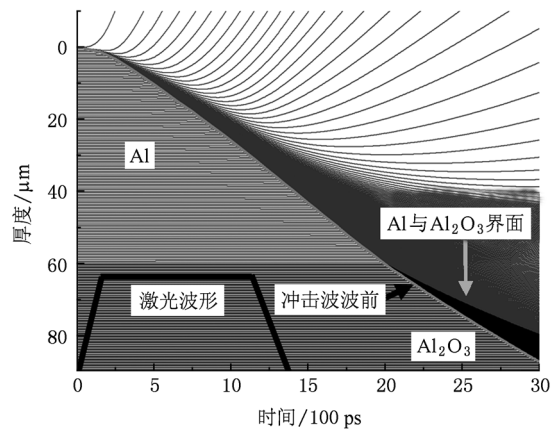


图6 Al 和 Al₂O₃ 在辐射温度 170 eV 下辐射流线图

如果减薄烧蚀层,则需要加上屏蔽层,其中高 Z 材料 Au 是首选.在烧蚀层为 $30\ \mu\text{m}$ 厚 Al 的实验中,我们就是选用 $5\ \mu\text{m}$ 厚的 Au 薄膜做屏蔽层. Au 是溅射在基底材料上的, $1\ \mu\text{m}$ 厚的 Al 膜是溅射在窗口材料上的.最后利用 $2\ \mu\text{m}$ 厚的胶层将基底和窗口黏合在一起.就间接驱动而言,用加 Au 膜阻挡 X 射线的方法是一个靶结构上的创新.这种结构可以获得大多数材料在间接驱动条件下的高压物理实验数据.为了更好的说明加阻挡层对腔内辐射的 X 射线的阻挡效果,我们将腔靶的辐射谱与不同组

合滤片的透过率统一做在一张图 7 上,横轴表示 X 射线光子能量. 图 7 中有三种滤片的设计方案:第一种方案是仅使用厚度为 60 μm 的 Al 基底;第二种方案是使用厚度为 90 μm 的 Al 基底;第三种方案是在厚度为 30 μm 的 Al 基底上溅射 5 μm 的 Au 膜. 可以看到,腔靶的大部分辐射集中于 1.5 keV 以下的能段,之上的能段能量并不高. 分析图 7 后发现,使用 60 μm 厚的 Al 会在 1.5 keV 附近和 3 keV 以上出现两个窗口. 离化效应就是由这两个窗口产生的,但是,具体由哪一段 X 射线光产生还需要我们进一步研究. 同时,在图 7 中可以看到,使用 30 μm 厚的 Al 加上 5 μm 厚的 Au 以后,仅有 4.4 keV 以上很小一部分 X 射线光从腔内辐射出来. 相对于 60 μm 厚的 Al 来说,阻挡效果已经相当好了.

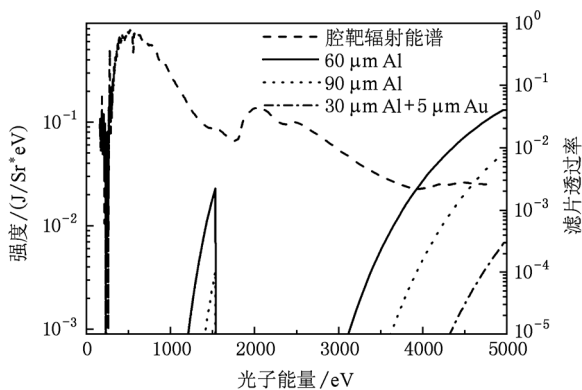


图 7 腔靶辐射能谱与不同厚度滤片组合透过率

利用加高 Z 阻挡层的方法可以将 X 射线光挡在窗口材料外面,使其不能产生致盲效应,从而可以获得很好的实验结果. 但是,该方法的主要问题是,冲击波在高 Z 材料与透明窗口界面会发生反射,其反射波在烧蚀层与高 Z 材料之间又会产生反射,而后去追赶前面的冲击波,从而使整个波系发生很复杂的改变. 如果我们仅仅关心冲击波到达透明材料时的速度,则这种方法是足够的. 如果我们还关心冲击波传输历史,则这种方法会带来一些问题.

4. 实验结果

为了验证这种“三明治”靶型的有效性,选择了蓝宝石晶体、石英晶体和聚苯乙烯材料对该靶结构进行验证. 图 8 是利用该方案获得的针对蓝宝石晶体实验结果. 基底厚度为 60 μm ,胶层厚度 2 μm ,Al

层厚度 1 μm . 没有加 Au 阻挡层,目的是验证将黑区与冲击波信号进行时间上错开这种方法的有效性. 从图 8 可以看到,激光脉冲一到,黑区就产生了. 黑区的宽度与激光脉冲一致,都是 1 ns. 在黑区结束后,由于选用的 Al 基底比较厚,冲击波还没有传出 Al 基底,而是仍然在 Al 中传输. 在 2.0 ns 时刻,冲击波传出 Al 基底,穿过 1 μm 厚的胶层和 1 μm 厚的 Al 层后,进入蓝宝石. 由于相对于冲击波传输而言,胶层和镀膜的 Al 层都很薄,冲击波在这两层材料中的卸载过程很快. 这两层膜对冲击波传输波系的影响可以忽略. 在冲击波进入蓝宝石中以后,将在 Al 膜与蓝宝石的界面上产生新的反射层. 而这个反射层又具有很高的速度,所以,就会在条纹相机上记录到一组整齐跳变的条纹. 之后,冲击波在蓝宝石当中逐渐减速,条纹出现弯曲,直至传出记录区.

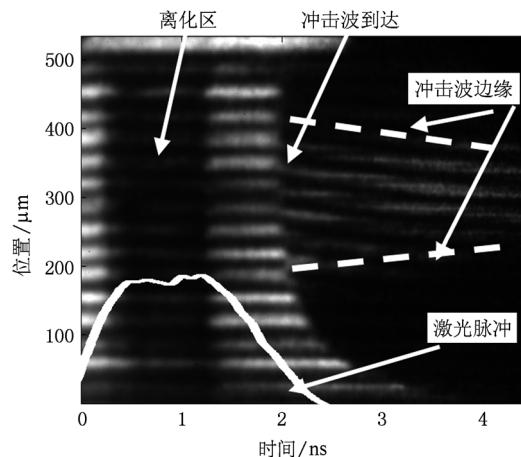


图 8 最大辐射温度 175 eV 条件下,有预热效应影响的蓝宝石窗口中冲击波速度直接测试实验结果. 激光脉冲平顶部分为 1 ns

图 9 是最高辐射温度为 185 eV 条件下获得的条纹无间断的实验条纹图,其靶结构中并没有 5 μm 厚的 Au 阻挡层. 也就是说,不存在 Au 层对冲击波传输过程的影响. 可以看到,在激光前沿到达的 1.4 ns 时刻,石英晶体当中出现了对于探针光吸收的离化现象. 而且其持续时间比激光脉冲要长. 在激光脉冲平台期结束后 400 ps 左右的 2.8 ns 时刻,离化现象结束. 在 1.4 ns 到 2.8 ns 期间产生的光离化现象,是由腔靶中产生的 X 射线光对透明窗口材料进行离化,进而产生自由载流子变化引起的^[9]. 对实验结果的直接影响表现在条纹的弯曲和间断上面. 在图 9 中 3.0 ns 时刻,冲击波传出 Al 基底,穿过 2

μm 厚的胶层和 $1\ \mu\text{m}$ 厚的 Al 层后, 进入石英晶体. 在冲击波进入石英晶体中以后, 将在 Al 膜与石英晶体的界面上产生新的反射层, 反射率约为 50%.

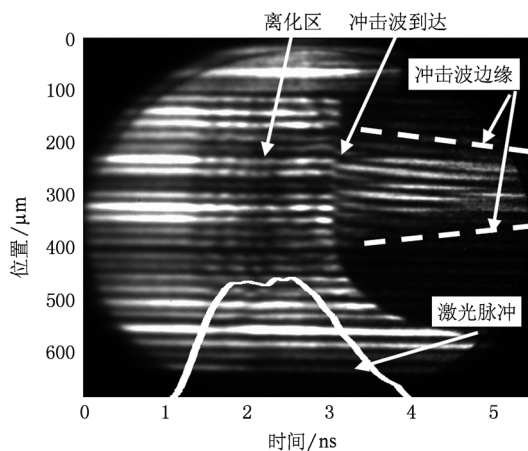


图9 最大辐射温度 185 eV 条件下, 有预热效应影响的石英晶体窗口中冲击波速度直接测试实验结果. 激光脉冲平顶部分为 1 ns

对大多数透明材料而言, 采用上述类似蓝宝石晶体的靶结构, 就能开展间接驱动条件下的高压物理实验. 如果窗口材料是石英晶体, 则实验结果可能会有不同. 但其实验结果对惯性约束聚变来说更加重要. 因为石英晶体材料不仅是一种重要的冲击波基准材料, 其高压和超高压特性非常重要, 而且, 作为最好的窗口材料, 已经在美国国家点火装置的冲击波靶设计中发挥了重要作用. 对石英晶体而言, 其带隙宽度很高 (约为 15 eV), 因而抗 X 射线光辐射能力也很强. 这个特性会使条纹信号在冲击波到达前的整个时间段不出现黑区. 所以, 石英晶体可以作为多冲击的窗口材料而被使用.

“三明治”结构的靶型具有进一步提升潜力的空间. 根据分析, 可以选用加 Au 膜将 X 射线挡住的方法减小 X 射线致盲效应. 图 10 是结构为 Al-Au-SiO₂ 三层结构, 利用 1 ns 激光方波脉冲进行驱动计算的流程图, Al 基底厚度为 30 μm , Au 膜厚度 5 μm . 在 1.3 ns 时冲击波在 Al-Au 界面上反射冲击波, 同时透射波进入 Au 中. 反射冲击波又会与烧蚀层界面作用, 在烧蚀机理作用下形成二次冲击波传入 Au 层最终形成产生复杂波系. 而 2 μm 厚的胶层和 1 μm 厚的 Al 层对冲击波传输的影响是很小的, 所以对波系影响最大的是高阻抗的 Au. 为了详细分析图 10 中 Au 层对波系的变化影响, 我们将图 10 中的各种主要的波画在图 11 中. 可以看到, 冲击波

在 Al-Au 的界面发生反射, 其透射波进入 Au 层中, 速度减小. 而后, 透射波在 Au-SiO₂ 的界面反射稀疏波, 透射冲击波. 在 AB 段, 透射的冲击波没有受到其他波的影响, 是比较干净的冲击波. 在 Au 层中的反射波产生了复杂的反射稀疏波, 而这些稀疏波最终会进入石英从而追上石英中的冲击波, 造成我们观测到的冲击波减速. 在 B 点, 第一个稀疏波赶上冲击波, 冲击波速度减小. 而后在 C, D 点又有稀疏波赶上, 冲击波速度不断减小. 另外, 烧蚀层进入的二次冲击波形成的复杂波系对石英晶体中冲击波波前的影响在 B 点之后发生, 所以, 在稀疏波追上冲击波之前, 我们观测到的仍然是冲击波. 经过分析, AB 段的数据可以用来做间接驱动下冲击波物理中材料状态方程的研究.

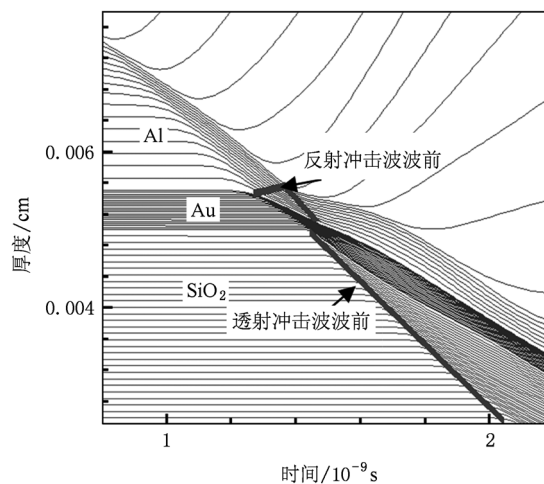


图 10 方波驱动下加 Au 层以后冲击波变化, Au 表面反射冲击波

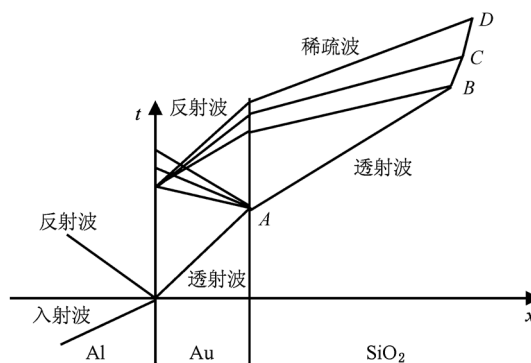


图 11 多层材料中冲击波传输示意图

图 12 是方波驱动“三明治”靶的实验结果. 可以看到, 信号非常清晰, 跳变点也很清楚. 这说明 5 μm 厚的 Au 膜对 X 射线的阻挡作用非常明显. 图

13 是采用加 Au(30 μm 厚 Al 加上 5 μm 厚 Au 膜) 方案获得的聚苯乙烯材料中实验结果. 图 13 条纹下半部分表示探针光信号在聚苯乙烯里面反射的历史. 在 2.3 ns 左右, 冲击波到达聚苯乙烯材料, 在材料中产生高压离化, 其波阵面直接反射探针光, 可以看到条纹跳变非常清晰. 通过图 12 和图 13, 可以

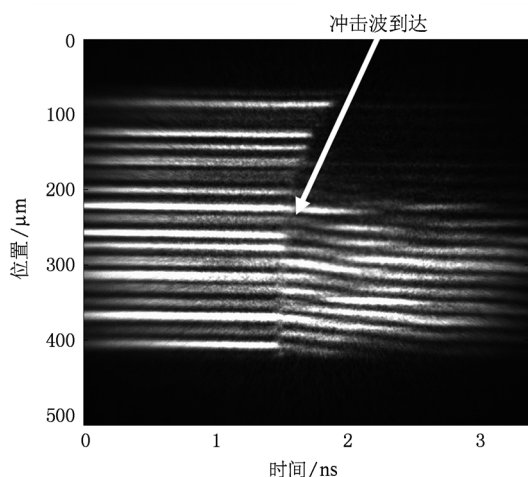


图 12 石英晶体为窗口, 30 m 厚 Al 做烧蚀层, 加上 5 m 阻挡层, 180 eV 温度下无黑区的实验数据

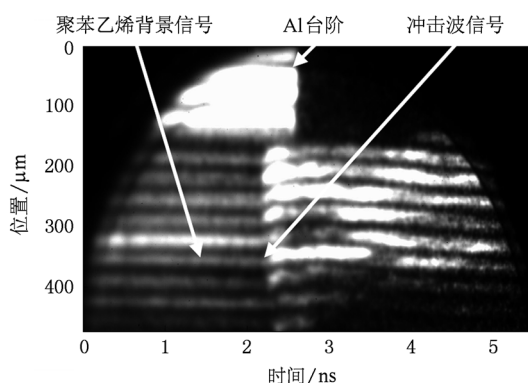


图 13 基底为 30 m 厚 Al 加上 5 m 厚 Au 膜, 窗口为聚苯乙烯材料的实验结果

分析得到, 使用新的靶结构参数可以很好的满足间接驱动条件下蓝宝石、石英和聚苯乙烯材料中冲击波测量和多冲击调速的需要. 由于间接驱动具有提供高达十几甚至几十 TPa 压力的潜力, 所以, 这里探索的靶结构对未来间接驱动实验更有意义.

5. 结 论

在间接驱动条件下, 材料中的高压状态是由腔靶内的高能 X 射线利用辐射烧蚀的原理产生的, 其冲击波强度可以达到 TPa 量级. 这给我们进行材料超高压特性的研究提供了有利条件. 同时, X 射线也会在冲击波到达样品材料之前对样品材料进行预热、离化等. 这些现象又会干扰间接驱动条件下冲击波的诊断.

X 射线照射到透明窗口材料上, 主要将发生带间跃迁, 激发出大量光生载流子. 在价带中产生载流子后, 探针光照射进透明窗口材料后主要被价带内的载流子吸收, 从而出现黑区. 在单冲击条件下, 利用从时间上将黑区与冲击波信号错开的方法, 可以获得清晰的冲击波加载数据. 但是, 在烧蚀层很薄的实验中, 这种方法就不能使用了. 本文提出了利用“三明治”结构的靶构型 (Al 基底 + Au 膜 + 胶层 + 窗口材料), 避开了 X 射线对胶层和窗口离化的影响. 这种靶结构可以从根本上消除致盲效应, 获得清晰、干净的跳变干涉条纹图. 对于多冲击实验而言, 腔内会辐射出大量的 X 射线, 从而严重影响冲击波调速实验, 所以这种靶结构对冲击波调速实验尤其有用. 根据对加 Au 以后“三明治”靶型中波系的分析, 发现在一段可以观测的时间内 (图 11 的 AB 段), 我们可以测到干净的冲击波信号. 这对间接驱动下材料状态方程的研究提供了很好的思路.

- [1] Barker L M, Hollenbach R E 1972 *J. Appl. Phys.* **43** 4669
- [2] Hu S L 2001 *Laser Interferometry for Measuring Velocities* (Beijing ;National Defence Industry Press) (in Chinese) [胡绍楼 2001 激光干涉测速技术 (北京:国防工业出版社)]
- [3] Wang F, Peng X S, Liu S, Jiang X H, Ding Y K 2009 *High Power Laser and Particle Beams* **21** 799 (in Chinese) [王峰、彭晓世、刘慎业、蒋小华、丁永坤 2009 强激光与粒子束 **21** 799]
- [4] Chen Y J, Yang Y Y, Zhuo Y M, Yang L M 2006 *Opt. Instr.* **28**(2) 71 (in Chinese) [陈阳杰、杨雨英、卓永模、杨李铭 2006 光学仪器 **28**(2) 71]
- [5] Celliers P M, Bradley D K, Collins G W, Hicks D G, Boehly T R, Armstrong W J 2004 *Rev. Sci. Instrum.* **75** 4916
- [6] He M Q, Dong Q L, Sheg Z M, Weng S M, Chen M, Wu H C, Zhang J 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 363 (in Chinese) [何民卿、董全力、盛政明、翁苏明、陈民、武慧春、张杰 2009 物理

- 学报 58 363]
- [7] Zhang Y, Li Y T, Zheng Z Y, Liu F, Zhong J Y, Lin X X, Liu F, Lu X, Zhang J 2007 *Chin. Phys.* **16** 3728
- [8] Hicks D G, Celliers P M, Collins G W, Eggert J H, Moon S J 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 035502
- [9] Theobald W, Miller J E, Boehly T R, Vianello E, Meyerhofer D D, Sangster T C, Eggert J, Celliers P M 2006 *Phys. Plasmas* **13** 122702
- [10] Celliers P M, Collins G W, Da Silva L B, Gold D M, Cauble R, Wallace R J, Foord M E, Hammel B A 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 5564
- [11] Celliers P M, Collins G W, Hicks D G, Koenig M, Henry E, Benuzzi-Mounaix A, Batani D, Bradley D K, Da Silva L B, Wallace R J, Moon S J, Eggert J H, Lee K K M, Benedetti L R, Jeanloz R, Mascret I, Dague N, Marchet B, Gloahec Le M R, Reverdin Ch, Pasley J, Willi O, Neely D, Danson C 2004 *Phys. Plasmas* **11**(8) L41
- [12] Wang H Y, Liu J H, Peng G R, Wang W K 2010 *Chin. Phys. B* **19** 096203
- [13] Li Y H, Liu F S, Ma H Y, Cheng X L, Ma X J, Sun Y Y, Zhang M J, Xue X D 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 2104 (in Chinese) [李永宏、刘福生、马海云、程小理、马小娟、孙燕云、张明建、薛学东 2010 物理学报 **59** 2104]
- [14] Huang X G, Fu S Z, Shu H, Ye J J, Wu J, Xie Z Y, Fang Z H, Jia G, Luo P Q, Long T, He J H, Gu Y, Wang S J 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 6394 (in Chinese) [黄秀光、傅思祖、舒桦、叶君建、吴江、谢志勇、方智恒、贾果、罗平庆、龙滔、何钜华、顾援、王世绩 2010 物理学报 **59** 6394]

Shock experiment with sandwiched target in laser indirect-drive experiment*

Wang Feng[†] Peng Xiao-Shi Liu Shen-Ye Jiang Xiao-Hua Xu Tao Ding Yong-Kun Zhang Bao-Han

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

(Received 7 November 2010; revised manuscript received 10 February 2011)

Abstract

Laser indirect-drive has the potential to get ultra-high pressure which is very useful for shock physics. The sandwiched target is used to suppress the ionization effect which causes the blanking area in optical streak camera (OSC) in indirect-drive experiment. The blanking effect can be avoided by the time scale and the intensity. With the thick ablator, the blanking effect appears before the shock wave arrives at the transparent material. Then the blanking effect can be avoided in time scale. With the high Z material, the X-ray which causes the blanking effect can be blocked before the transparent material. For one shock experiment, the shock wave result in Al_2O_3 is achieved after using the thick ablator to stagger the blanking effect and shock wave signal. The shock wave result in quartz and polystyrene material is obtained after the block layer has been added to the ablator layer. The sandwiched target provides the technique support for the equation of state and shock timing experiment in indirect-drive.

Keywords: shock wave, optical diagnosis, ionization effect, interfere meter

PACS: 52.35.Tc, 52.50.Lp, 62.50.+p

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10805041) and the Fund of Science and Technology on Plasma Physics Laboratory, China.

[†] E-mail: xiaozei7566@163.com