

辐射致折射率变化用于 MeV 级脉冲辐射探测的初步研究

彭博栋 宋岩 盛亮 王培伟 黑东炜 赵军 李阳 张美 李奎念

Research on MeV pulsed radiation detection based on refractive index modulation

Peng Bo-Dong Song Yan Sheng Liang Wang Pei-Wei Hei Dong-Wei Zhao Jun Li Yang Zhang Mei Li Kui-Nian

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 157801 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.157801

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.157801>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphys.ac.cn/CN/Y2016/V65/I15>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

Ge-As-S 硫系玻璃的结构与性能调控

Tailoring structure and property of Ge-As-S chalcogenide glass

物理学报.2016, 65(12): 127801 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.127801>

自准直法测 GdTaO₄ 晶体折射率

Measurement of refractive indices of GdTaO₄ crystal by the auto-collimation method

物理学报.2016, 65(8): 087801 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.087801>

基于多角度偏振载荷数据的中国典型地物偏振特性研究

Polarized properties of typical surface types over China based on the multi-angular polarized remote sensing measurements

物理学报.2015, 64(22): 227801 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.227801>

Ba(Mg_{1/3}Nb_{2/3})O₃ 电子结构第一性原理计算及光学性能研究

First-principle study of electronic structure and optical properties of Ba(Mg_{1/3}Nb_{2/3})O₃

物理学报.2015, 64(21): 217801 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.217801>

基于介质环形柱结构的二维光子晶体中 Dirac 点的实现

Photonic Dirac point realized in two dimensional annular photonic crystals

物理学报.2015, 64(14): 147802 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.147802>

辐射致折射率变化用于MeV级脉冲辐射探测的初步研究*

彭博栋[†] 宋岩 盛亮 王培伟 黑东炜 赵军 李阳 张美 李奎念

(西北核技术研究所, 强脉冲辐射环境模拟与效应国家重点实验室, 西安 710024)

(2016年2月10日收到; 2016年5月19日收到修改稿)

MeV级脉冲辐射的高时间分辨测量是惯性约束核聚变诊断领域迫切需要解决的难题, 国际上尚无成熟的解决方案. 利用脉冲辐射对半导体折射率的超快调制效应, 有望建立新的解决方案. 为研究体材料半导体折射率对MeV级脉冲辐射的响应规律, 分析了系统输出与入射辐射强度的对应关系, 分析了基于半导体折射率变化测量MeV级脉冲辐射系统的时间分辨的影响因素. 基于自由载流子折射率调制原理, 建立了半导体材料在MeV级脉冲辐射作用下折射率调制测量系统, 整个系统的时间分辨 < 1 ns. 在最大能量为0.2 MeV的电子束和X射线束轰击下, 本征GaAs折射率恢复时间约30 ns, 比可见光激发下要长, 分析其原因是高能激发下GaAs内部陷阱参与了载流子复合过程. X射线光子束轰击下, 折射率建立时间比电子束轰击下长, 光子沉积能量产生过剩载流子的时间过程可达到ns量级. 基于建立的系统和分析方法, 可对其他半导体在伽马脉冲辐射或电子束辐射作用下折射率变化开展系统的研究, 为建立实际的可用于MeV级脉冲辐射测量的快响应探测系统奠定了基础.

关键词: 脉冲辐射探测, 折射率, 过剩载流子浓度, 干涉仪

PACS: 78.20.Ci, 72.20.Jv, 42.25.Kb, 42.87.Bg

DOI: 10.7498/aps.65.157801

1 引言

“RadOptic”脉冲辐射探测技术^[1]、全光条纹相机^[2]和固态分幅相机^[3]具备超高的时间分辨能力, 它们都利用了过剩载流子对半导体光学性质的调制效应. 在国际上, 这些技术目前在时间分辨能力上取得了突破, 正在向响应更高能量的实用方向发展. 国内也开始对该技术开展了一些基础研究^[2,4,5].

“RadOptic”脉冲辐射探测技术为惯性约束核聚变诊断^[6]、新型光源脉冲宽度测量^[7]提供了一种新的解决方案. 射线脉冲在辐射转换材料内产生过剩载流子, 进而改变材料的折射率. 某些材料(如InGaAsP量子阱材料、LT-GaAs等)的过剩载流子

寿命极短, 为fs—ps (10^{-15} s— 10^{-12} s)量级, 随着过剩载流子由于复合而消失, 折射率也具有极快的响应. 目前, “RadOptic”脉冲辐射探测技术已实现了keV(10^3 eV)量级脉冲辐射的ps分辨^[1], 成为对MeV(10^6 eV)级脉冲辐射实现高时间分辨的潜力的技术之一. 因此, 有必要对该技术在MeV级脉冲辐射探测应用问题展开探索.

提高MeV级伽马光子能量沉积效率是首要解决的问题, 目前国际上探索的方案主要有设计多级转换结构和应用体材料. 多级光子-电子转化结构由美国劳伦斯-利佛莫尔国家实验室(Lawrence Livermore National Laboratory, LLNL)设计提出^[1], 将MeV级光子转化为20 keV电子后再入射InGaAsP量子阱材料, 以提高MeV级脉冲

* 国家自然科学基金(批准号: 11505141, 11505139)和强脉冲辐射环境模拟与效应国家重点实验室(批准号: SKLIPR1316)资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: peng_bodong@163.com

辐射能量沉积效率. 理论计算表明, 这种结构具有 ps 时间分辨能力. 不过转换环节多、结构复杂是这种结构的缺点, 暂未见到在 MeV 级伽马脉冲辐射测量中实际应用的报道. 体材料半导体(厚度数百 μm) 对 MeV 级脉冲具有较高的沉积效率. 直接利用具备超快载流子复合特性的体材料接收 MeV 级伽马脉冲辐射, 可能成功实现 MeV 级伽马脉冲高时间分辨测量. 美国内华达试验场科技人员对 GaN 和 InP 两种体材料半导体在激光抽运下的折射率变化进行了测量^[8], 结果表明在激光抽运下, 体材料半导体折射率具有快速响应(约 ps). 但 MeV 级伽马脉冲作用下体材料折射率变化测量系统尚没有建立, 影响折射率变化速度探测结果的因素仍有待分析, MeV 级伽马脉冲作用下体材料折射率变化的规律尚有待深入地展开理论和实验研究.

为将“RadOptic”效应应用于快速响应 MeV 级脉冲辐射探测领域, 研究体材料半导体在 MeV 级脉冲辐射作用下折射率变化的规律, 本文对体材料折射率变化在 MeV 级脉冲作用下的时间分辨影响因素进行了分析, 建立了基于自由载流子折射率调制的 MeV 级脉冲辐射作用下体材料半导体瞬时折射率变化测量系统, 获得了本征 GaAs 在最大能量为 0.2 MeV 电子束和 X 射线束激发下折射率的变化情况. 本文所建立的系统为进一步研究多种半导体在 MeV 级脉冲辐射作用下的折射率变化响应规律奠定了基础.

2 MeV 级脉冲辐射对半导体折射率的调制原理

2.1 MeV 级脉冲辐射调制半导体折射率的机制

将光子能量大于 0.1 MeV 而小于 GeV(10^9 eV) 的脉冲辐射泛称为 MeV 级辐射, 辐射类型主要指平均能量在此范围内的伽马光子脉冲或电子束脉冲, 同样能量范围的中子或其他带电粒子不在此讨论. MeV 级脉冲辐射调制半导体折射率的主要机理为过剩载流子折射率调制效应. MeV 级辐射光子通过光电效应、康普顿散射和电子对效应与半导体原子作用而沉积能量, 这些效应产生的次级电子与半导体原子经过多次电离作用, 最终在半导体中产生过剩载流子. 这些过剩载流子主要通过带填充

效应、带隙收缩和自由载流子吸收效应来改变半导体的吸收系数, 由 Kramers-Krönig^[9] 关系可知, 吸收系数变化时折射率也随之改变. 通过复合、扩散和漂移等过程, 过剩载流子浓度逐渐降低, 折射率也逐渐恢复. 在半导体未被施加外电场, 且折射率探测区域远小于外界射线照射区域时, 过剩载流子浓度降低将主要由复合过程引起. 如果在 MeV 级脉冲辐射作用下, 半导体材料产生的过剩载流子具有快速复合的特性, 则可通过探测半导体折射率的变化实现高时间分辨的 MeV 级脉冲辐射探测.

当探针光能量远小于禁带能量时, 折射率变化主要由自由载流子吸收效应引起. 折射率变化 Δn 可采用 Drude 等离子体吸收关系描述^[10]:

$$\Delta n(N_e, N_h, \lambda) = -\frac{e^2 \lambda^2}{8\pi^2 c^2 \epsilon_0 n} \left[\frac{\Delta N_e}{m_e} + \frac{\Delta N_h}{m_h} \right], \quad (1)$$

其中, ΔN_e , ΔN_h 分别为过剩电子浓度、过剩空穴浓度; m_e , m_h 分别为电子、空穴的有效质量, $m_e = 0.058m_{e0}$, m_{e0} 为电子静止质量; n 为照射前折射率, e 为电子电量, λ 为探针光波长, c 为真空中光速, ϵ_0 为真空介电常数.

2.2 折射率调制效应的脉冲辐射探测系统的信号形成

MeV 级的脉冲辐射在半导体内能量沉积效率低, 形成的过剩载流子浓度较低. 用 Drude 模型简单估算, 约 10^{18} cm^{-3} 的过剩载流子浓度仅对应于约 10^{-2} 的折射率变化量. 因此, 折射率调制效应的脉冲辐射探测系统最好基于干涉原理, 将折射率变化在波长量级的长度上累积, 以获得信噪比较高的信号. 具体地, 光学干涉仪将折射率变化 Δn 转换为光束相位差 Φ (单位: rad) 的变化 $\Delta\Phi$ (单位: rad), 进而转换为干涉光功率变化, 经光电转换后被示波器所记录.

干涉仪输出相位差变化是联系折射率变化与输出光强变化的关键物理量, 从而可分析系统的响应特性. 相位差变化 $\Delta\Phi$ 与干涉光功率变化 Δp (单位: W) 的关系为 $\Delta p = \Delta p(\Delta\Phi) = K_{\Delta\Phi p} \Delta\Phi$. $K_{\Delta\Phi p}$ 是干涉仪的相位差变化与光功率变化的转换系数, 单位为 W/rad. 此系数与干涉仪静态输出相位差 Φ_0 和相位差变化量 $\Delta\Phi$ 有关, 即 $K_{\Delta\Phi p} = K_{\Delta\Phi p}(\Delta\Phi, \Phi_0)$, 由于干涉仪光学特性决定.

在相位差变化量不大时,不妨将 $K_{\Delta\Phi_p}$ 近似看为常数, $K_{\Delta\Phi_p}$ 本身是不随时间变化的量,将其视为常数不影响对系统时间响应的讨论.

将干涉仪输出相位差变化显式地表达为时间的函数,即 $\Delta\Phi = \Delta\Phi(t)$. 则输出光功率随时间变化的形式为

$$\Delta p(t) = K_{\Delta\Phi_p} \Delta\Phi(t), \quad (2)$$

为讨论简便,已将 $K_{\Delta\Phi_p}$ 视为常数. 光功率变化经光电转换并被示波器记录为电压变化 $\Delta V_{\text{out}}(t)$, 有:

$$\Delta V_{\text{out}}(t) = \int_0^t K_{\text{oe}}(t-\tau) \Delta p(\tau) d\tau, \quad (3)$$

$K_{\text{oe}}(\tau)$ 是光电探测器与数字示波器组成的记录系统总的响应函数,表征记录系统的时间分辨和灵敏度.

另一方面,相位差变化 $\Delta\Phi$ 由所有参与干涉的光束的光程差变化引起. 此处仅考虑折射率变化因素,相位差变化可唯象地写为

$$\Delta\Phi(t) = \int_0^t K_{\Delta n \Delta\Phi}(\tau) \Delta n(t-\tau), \quad (4)$$

$K_{\Delta n \Delta\Phi}(\tau)$ 表征干涉仪对折射率突变信号的响应延迟与响应幅度,主要与光束在干涉光路中的传播时间、干涉种类有关. 比如厚度为 L , 折射率为 n 的平板干涉仪,对于垂直入射的波长为 λ 的光,双光束干涉近似下,初始相位差为

$$\Phi = \frac{4\pi}{\lambda} Ln. \quad (5)$$

若不考虑响应延迟,

$$K_{\Delta n \Delta\Phi} = \frac{\partial\Phi}{\partial n} = \frac{4\pi}{\lambda} L. \quad (6)$$

而折射率变化 $\Delta n(t)$ 可能与温度、电场、磁场、应力和过剩载流子浓度等因素都有关,折射率本身又是入射波长的函数. 此处考虑过剩载流子由入射脉冲辐射所产生的情况,并忽略半导体表面飞出电荷的影响,探测区域内保持电中性,有 $\Delta N_e(t) = \Delta N_h(t) \equiv \Delta N(t)$, $\Delta N(t)$ 为过剩载流子浓度. 在探针光波长大于禁带对应光波长区域,考虑过剩载流子浓度 $\Delta N(t)$ 所造成的折射率变化:

$$\begin{aligned} \Delta n(t) &= \Delta n(\Delta N(t)) \\ &= -\frac{e^2 \lambda^2}{8\pi^2 c^2 \epsilon_0 n} \left[\frac{1}{m_e} + \frac{1}{m_h} \right] \Delta N(t), \end{aligned} \quad (7)$$

这里忽略了探针光对过剩载流子浓度响应的延迟,即假设过剩载流子浓度一旦产生,就立刻被探针光感知.

$\Delta N(t)$ 可表示为

$$\Delta N(t) = \int_0^t [G(\tau) - R(\tau)] d\tau, \quad (8)$$

G 表示单位时间过剩载流子浓度的增加量, R 表示单位时间过剩载流子浓度的降低量. (8) 式表明,某时刻过剩载流子浓度与此时刻之前的载流子产生与复合情况都相关.

在入射路径上,在 τ 时刻能量密度为 $I_\gamma(t)$ (单位: eV/cm^2) 的脉冲辐射产生的平均载流子浓度:

$$G(\tau) = \frac{\eta}{E_0 L} \int_0^\tau K_{\gamma N}(\xi) I_\gamma(\tau - \xi) d\xi, \quad (9)$$

其中, η 是半导体对射线的能量沉积效率; E_0 是平均产生一对自由电子空穴对所消耗的能量(单位: eV),对于直接禁带半导体, E_0 一般是禁带宽度的 2—3 倍; L 是半导体的厚度; $K_{\gamma N}(\xi)$ 表征入射辐射能量密度与瞬时过剩载流子产生率之间的弛豫,与辐射输运 L 长度所需时间、二级粒子在半导体内完全损失能量过程、超热载流子向带边弛豫过程等有关. 当这些过程的特征时间远小于射线持续时间、系统时间分辨等其他的时间参量时,有

$$G(\tau) = \frac{\eta}{E_0 L} I_\gamma(\tau), \quad (10)$$

即过剩载流子产生速度与此时入射射线强度对应.

考虑复合是过剩载流子浓度降低的主要原因的情况. 为讨论简明,考虑 p 型半导体情况. 电子为少子,在时刻 τ 的复合速度与空穴密度 N_0 、过剩自由电子密度 $\Delta N(t)$ 、复合系数 r 有关:

$$R(\tau) = r N_0 \Delta N(\tau). \quad (11)$$

于是,过剩载流子数目为

$$\Delta N(t) = \int_0^t \left[\frac{\eta}{E_0 L} I_\gamma(\tau) - r N_0 \Delta N(\tau) \right] d\tau. \quad (12)$$

若脉冲辐射在 t_{end} 时刻结束,则在射线持续时间 $0 < t \leq t_{\text{end}}$ 内,有

$$\frac{d\Delta N(t)}{dt} = \frac{\eta}{E_0 L} I_\gamma(t) - r N_0 \Delta N(t), \quad (13)$$

所以,

$$I_\gamma(t) = \frac{E_0 L}{\eta} \left[\frac{d\Delta N(t)}{dt} + r N_0 \Delta N(t) \right]. \quad (14)$$

在此讨论两种极限情况. 第一种情况是当复合概率很大时,过剩载流子一旦产生,就很快地复

合了, 因此过剩载流子浓度增加速率 $\frac{d\Delta N(t)}{dt} \approx 0$, 有

$$I_\gamma(t) \approx \frac{E_0 L}{\eta} r N_0 \Delta N(t), \quad (15)$$

即过剩载流子浓度变化反映外界入射辐射强度变化. 第二种情况是当复合概率很小时, $r N_0 \Delta N(t)$ 的贡献可忽略:

$$I_\gamma(t) \approx \frac{E_0 L}{\eta} \frac{d\Delta N(t)}{dt}, \quad (16)$$

即过剩载流子浓度的微分反映外界入射辐射强度的变化.

由 (7), (4), (3), (2) 式将过剩载流子浓度与折射率变化、输出电压相对应起来, 因此, 输出电压信号可在一定程度上作为入射辐射强度变化的度量.

3 基于辐射致折射率变化探测 MeV 脉冲辐射的时间分辨分析

综合上述讨论过程, 作为辐射强度测试系统, 其时间分辨的影响因素来源可分为两类:

- 1) 过剩载流子产生过程;
- 2) 过剩载流子探测过程.

来自过剩载流子产生过程的因素主要有辐射能量沉积过程、过剩载流子复合过程. 来自过剩载流子探测过程的因素主要有干涉仪输出对折射率变化的弛豫、干涉光强变化记录系统的时间分辨.

3.1 辐射能量沉积的弛豫时间

按照物理过程, 弛豫过程可以粗略地分为光子及其次级电子多次散射沉积能量的过程和热过剩载流子能量降低到导带内的过程. MeV 级光子与物质原子发生作用的弛豫时间为飞秒量级, 产生的次级电子继续与原子碰撞, 使路径上的原子电离、激发, 最终产生一系列能量高于导带能量的热载流子. 这些热载流子通过晶格散射、声子发射过程而损失能量, 最终变为导带上的过剩载流子, 被探针光所感知. 整个弛豫过程使前一时刻入射光子产生的过剩载流子浓度变化与随后入射的光子产生的浓度变化叠加在一起, 这样过剩载流子浓度变化不能理想地反映射线脉冲强度的变化, 这就是辐射能量沉积的弛豫时间对系统时间分辨的影响.

根据 London 等^[11] 的研究, 电子能量越高, 次级电子降低到数 eV 能量以下所需的时间越长.

40 keV 电子能量沉积过程达 100 fs. MeV 级的伽马光子沉积能量的时间更长. 用 40 keV 能量电子的计算数据外推粗略估计, 约 1 MeV 伽马光子沉积能量所需时间大致在 ps 量级. 数 eV 能量的电子产生过剩载流子并改变折射率的过程小于 1 ps. 综上, MeV 级的伽马光子改变半导体材料的折射率的时间过程可能在 ps 量级或者更长. 对于 MeV 光子在体材料半导体内能量沉积过程的详细计算与讨论, 将在下一步工作中进行.

3.2 过剩载流子复合过程的影响

对于直接反映辐射强度型探测系统 ((15) 式), 希望过剩载流子产生后复合速度越快越好. 过剩载流子复合过程与半导体缺陷浓度、掺杂类型、过剩载流子瞬时浓度等因素有关. 研究表明, 加大半导体缺陷浓度, 可以增加复合中心, 降低复合时间. p 型半导体内具有高浓度的空穴, 过剩电子的复合概率远高于过剩空穴的. n 型半导体内具有高浓度的自由电子, 过剩空穴的复合概率远高于过剩电子的.

对于微分反映辐射强度型探测系统 ((16) 式), 脉冲辐射入射时, 过剩载流子浓度不断累积, 并且得不到及时的释放, 有可能达到较高的值. 这样, 在脉冲辐射入射后期, 对浓度敏感的复合通道, 如俄歇复合, 可能逐渐占据主导地位, 使复合概率大幅增加. 强 n 型半导体中的自由电子、强 p 型半导体中的空穴, 最易通过俄歇复合而消失.

因此, 掺杂类型和缺陷浓度是影响复合时间的主要因素. 目前, 对体材料半导体缺陷类型对复合时间的影响因素尚有待研究; 有关体材料半导体中 MeV 级光子产生的过剩载流子复合过程对探测信号输出的影响, 有待详细地进行对比实验与分析.

3.3 干涉仪输出对折射率变化的弛豫

强度型干涉仪的直接输出是干涉光强的变化, 反映参与干涉的光束的相位差变化, 是探针光束通过半导体时光路上每处折射率变化量的叠加. 因此, 干涉仪不能分辨叠加前光路上每处折射率的变化, 这成为干涉仪的本征时间分辨的来源. 对于双光束干涉情况, 干涉仪本征时间分辨为

$$\tau_1 = l/c, \quad (17)$$

其中, τ_1 为干涉仪本征时间分辨, l 为信号臂光束通过半导体的总光程, c 为真空中光速. 马赫-曾德尔型干涉仪、迈克耳孙型干涉仪和较低反射率的法布里-珀罗干涉仪适用于上述情况.

对于多光束干涉型干涉情况, 干涉仪的本征时间分辨为

$$\tau_1 = l_{\text{eff}}/c, \quad (18)$$

其中, l_{eff} 为干涉光束在半导体内多次反射形成的等效光程. 半导体两侧有高反射率薄膜, 形成介质型法布里-珀罗干涉仪时, 适用于此种情况.

3.4 干涉光强变化记录系统的时间分辨

干涉仪输出的光强变化的记录能力受光传输介质、传输带宽和光信号探测带宽的制约. 对于单模光纤, 传输带宽与光谱宽度、光纤色散系数等因素有关, 一般可达 THz(10^{12} Hz). LLNL 使用了 TimeLens 技术, 使光探测时间分辨达到 ps 量级^[1]. 在初期研究阶段, 使用光电探测器 + 示波器的记录方式也是可接受的. 这样, 探测系统带宽主要受光电探测器和示波器的带宽限制, 一般在数 GHz (10^9 Hz).

由上述分析, 整个系统的时间分辨受记录系统带宽和载流子复合时间的影响较大. 建立材料半导体折射率变化测量系统的目的, 就是寻找在 MeV 级脉冲辐射作用下具有快速折射率响应的半导体, 探索 MeV 级脉冲辐射对半导体折射率的调制规律. 同时, 搭载了具有快折射率变化特性的半导体的折

射率变化测量系统, 也是具有快速时间响应的 MeV 级脉冲辐射探测系统原型.

4 实验结果与讨论

为探测材料半导体折射率受 MeV 级脉冲辐射的调制规律, 以典型半导体 GaAs 为敏感介质, 建立了材料半导体瞬时折射率变化测量的初期系统, 研究 GaAs 折射率变化对 MeV 级脉冲辐射响应. 系统取得了初步的实验数据, 并反映了一些 MeV 级脉冲辐射对 GaAs 折射率的调制规律, 证明了系统设计的有效性. 通过升级记录系统的带宽, 并对比研究其他半导体材料, 有望对脉冲辐射调制半导体折射率的现象获得更多更深入的认识.

4.1 瞬时折射率变化测量系统

脉冲射线作用下的半导体折射率瞬时变化测试系统如图 1 所示. 近红外可调谐激光器输出激光, 经单模光纤传输到单模光纤环形器输入端. 从环形器出射的激光入射半导体, 干涉光的小部分又耦合进入光纤环形器, 从其输出端口经长距离单模光纤传输后进入光纤分束器, 根据光电探测器的响应, 分成 90% 进入 12 GHz 探测器, 10% 进入 0.2 GHz 探测器. 光电探测器的输出信号被示波器记录. 0.2 GHz 探测器频率响应范围 0—0.2 GHz, 对零频和低频信号敏感, 光电转换效率高, 用于干涉系统工作点的调节. 12 GHz 探测器内置高通滤波器, 响应灵敏度较低, 将大部分光分配给此探测器, 并将其作为记录信号的主要设备.

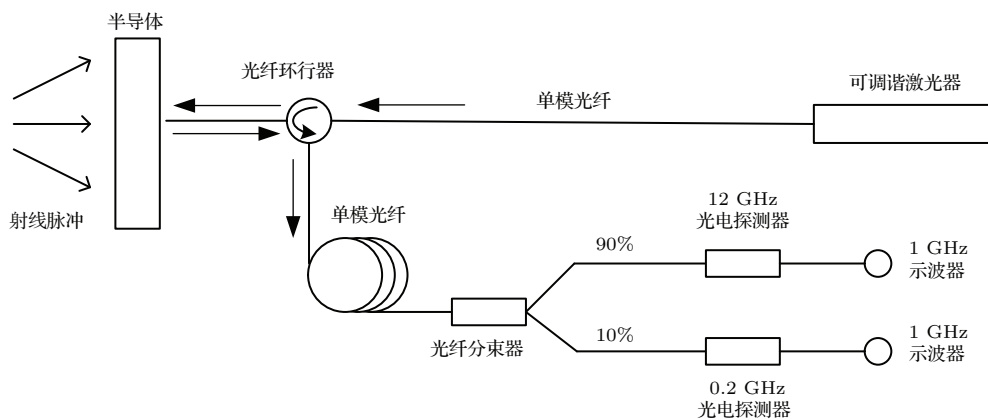


图 1 脉冲作用下半导体折射率瞬时变化测量系统

Fig. 1. Instantaneous refractive index change measurement system under pulsed radiation.

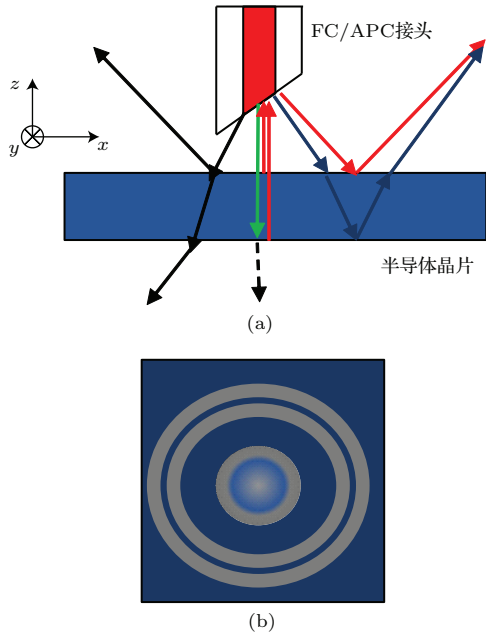


图2 (网刊彩色) (a) 单模光纤与半导体晶片形成多光束干涉; (b) 反射端形成的干涉条纹空间分布示意
 Fig. 2. (color online) (a) Multiple beams interference formation of single mode fiber coupling with bulk semiconductor; (b) schematic diagram of spatial distribution of interference pattern.

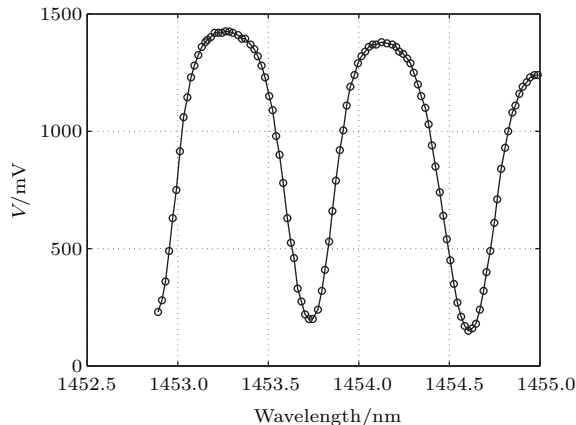


图3 干涉仪输出随入射波长变化
 Fig. 3. Variation of interferometer's output versus incident probe's wavelength.

利用半导体晶片形成平板干涉仪. 晶片前后表面抛光, 近红外激光从单模光纤出射到自由空间, 又照射在晶体上. 从晶体前表面反射光与透射晶体从后表面反射的光形成干涉条纹, 如图2所示. 干涉条纹在空间形成以单模光纤为中心向外扩张的同心圆环. 受单模光纤数值孔径限制, 仅有垂直入射半导体表面并产生干涉的小部分光进入单模光纤. 当半导体晶片折射率变化时, 反射端干涉光强空间分布发生变化, 进入单模光纤的光强度也随之变化, 这样将干涉光强空间分布变化转换为固定位

置处进入单模光纤光强度的变化, 从而实现折射率变化的探测. 这种干涉结构的抗振动性能较好. 前后表面镀膜后可有效提高折射率探测灵敏度.

改变入射激光波长, 用0.2 GHz探测器记录系统输出电压随入射波长的变化, 如图3所示. 从输出最大值到临近最小值之间, 相位差变化量为 π . 将干涉波长调至最大值与最小值中心处, 可获得电压-相位差之间近线性的输出. 同时, 在相位差为 0.5π 或 1.5π 处, 干涉仪输出随相位差增加的趋势相反. 分别将工作点调节到上述两处, 考察射线引起的干涉仪输出变化方向, 若相反则说明测试到的信号确由半导体折射率变化引起.

4.2 系统时间分辨能力分析

探测介质为本征GaAs, 厚度 $300\ \mu\text{m}$. 双面仅抛光处理, 未镀高反射膜. 表面反射率约0.3, 干涉仪本征时间分辨可由双光束干涉情况近似. 对于 $300\ \mu\text{m}$ 厚的GaAs, 干涉仪输出折射率变化的时间弛豫约为7 ps. 射线光子在GaAs内沉积能量并产生折射率调制的过程在ps量级. 系统时间分辨主要受记录系统的限制. 各模块带宽分布如表1所列, 可得出折射率变化的探测带宽受示波器带宽制约. 下一步可以利用30 GHz光电探测器+20 GHz示波器搭建更高带宽的测试系统, 时间分辨有望达约20 ps.

表1 各部分带宽比较
 Table 1. Comparison of each parts' bandwidth.

项目	带宽 (时间分辨)
半导体	待测
单模光纤	\sim THz (ps)
光电探测器	12 GHz (约 34 ps)
示波器	采样率: 5 Gs/s, 模拟带宽 1 GHz (约 350 ps)
整系统带宽	1 GHz (约 350 ps)

4.3 测试结果

在3种激发射线脉冲下, 对以GaAs为探测介质的折射率变化测量系统输出进行了测试比较. 射线脉冲分别为5 ns电子束、1 ns电子束和1 ns X射线束, 最高能量均为0.2 MeV. 图4是3种激发源下系统输出波形对比, 已根据各自的最大值进行了归一化.

在上述3种射线脉冲作用下, 输出电压变化方向与自由载流子折射率调制效应预期方向相符, 其幅度与预期折射率调制幅度相近. 以1 ns X射线脉冲情况为例, 其输出总光子数密度约为 10^{12} cm^{-2} , 在GaAs体内产生的过剩载流子浓度约 10^{15} cm^{-3} , 折射率变化约 10^{-4} 量级. 干涉仪工作点位于 0.5π 或 1.5π 附近, 垂直入射GaAs而产生干涉的光束的相位差变化最大值约 0.3π . 干涉系统输出电压幅值与该相位差变化大致相符. 上述现象说明, 干涉系统输出反映了射线激发前后GaAs的折射率变化, 根据此进一步分析探测光路上本征GaAs过剩载流子浓度的变化情况.

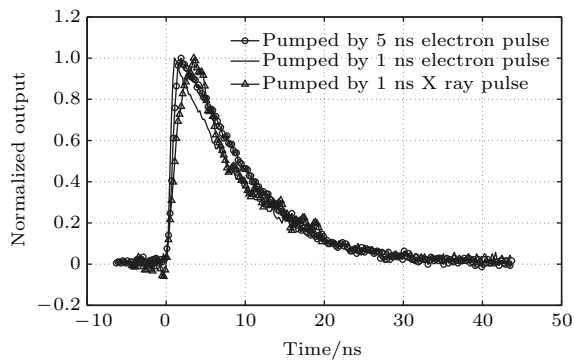


图4 本征GaAs在不同入射射线类型下的折射率响应
Fig. 4. Refractive index response of intrinsic GaAs under pulsed radiation with different type.

全波形未能反映外界射线激发强度. 可见光激发下本征GaAs载流子平均寿命约1 ns. 而在上述3种激发射线下, 过剩载流子复合寿命约10 ns. 这种现象的原因是: 在较高能量光子(电子)激发下, 过剩载流子被GaAs内部的陷阱俘获, 拖慢了载流子复合过程, 类似于某些闪烁体在不同射线能量下表现出不同的衰减时间. 三种射线入射情况下, 全波形恢复时间约30 ns, 都不能反映入射射线脉冲的实际情况, 因此, 系统没有工作在(15)式所代表的极限情况. 至于是否工作在(16)式所代表的极限情况, 需查看系统输出微分波形再下结论.

微分波形体现受外界激发时折射率偏移的过程. 图5是对图4所示的三种输出情况微分后的信号对比: 三种情况入射, 微分波形的主要部分都为1个向上的窄脉冲, 表明折射率的变化先增大再减小, 即过剩载流子浓度的增加率先增加再减小. 密度增加率减小到0时, 对应于折射率变化波形达到最大值处. 随后, 微分波形较长时间处于一小负值, 代表长时间的恢复过程. 在微分值为正的时间内,

过剩载流子浓度一直在增加, 代表此段时间内外界激发在持续. 1 ns电子束入射时, 根据此推断得到激发源持续时间约为1.8 ns, 考虑到记录系统的展宽, 此结果与激发大致相符. 5 ns电子束入射时, 读出激发源持续时间约2 ns, 小于激发源实际持续时间. 分析其原因是较长的入射时间使过剩载流子浓度积累到一定浓度, 其他的依赖浓度的复合通道打开, 使过剩载流子浓度急剧下降, 外界激发源的产

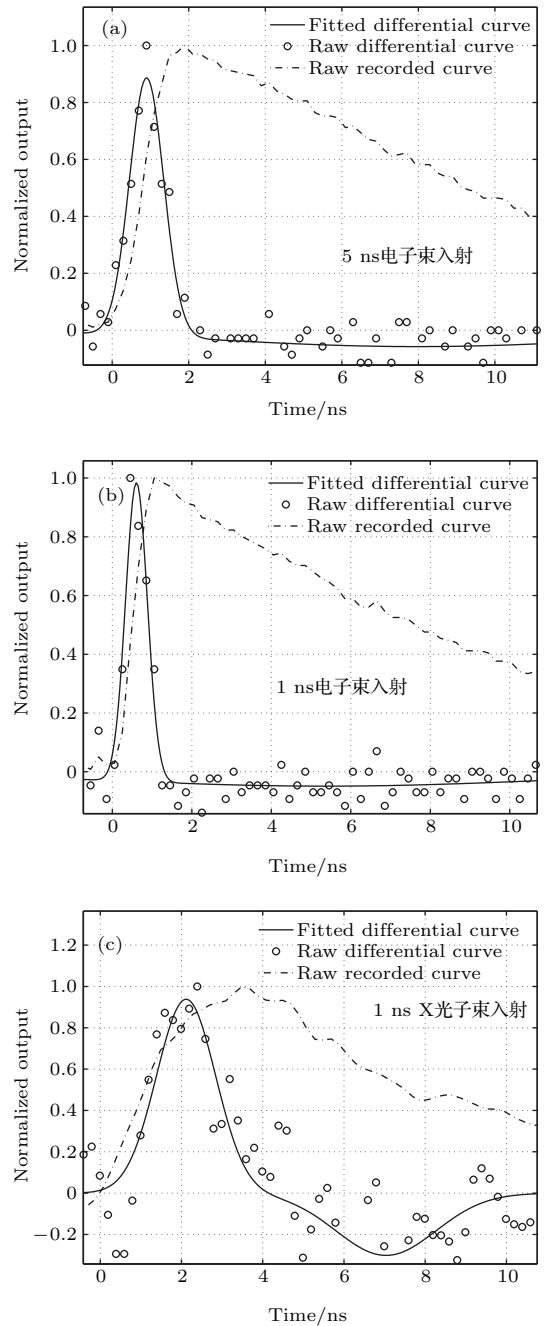


图5 本征GaAs在不同入射射线类型下的折射率建立阶段的差别
Fig. 5. Comparison of setting up stage of refractive index change under pulsed radiation with different type.

生不足以抵消下降造成的。1 ns X 射线入射时, 信号信噪比较差, 射线持续时间读出值约 4 ns. 此结果表明 X 射线光子在半导体内沉积能量的过程可能比理论值长得多, 具体结论有待获得信噪比较佳的信号后综合分析得出. 由此看出, 系统输出的微分能否代表入射辐射持续时间, 与过剩载流子复合时间、射线持续时间、射线强度等因素都有关系, 要根据 (14) 式进行仔细分析.

上述实验结果提示我们下一步的主要工作是在建立系统地辐射源强度监测和继续提高系统时间分辨的同时, 要结合半导体过剩载流子动力学基本原理, 对比分析光激发、电子束激发和 X 射线束激发半导体所表现的过剩载流子动力学行为, 综合测试比较不同类型的半导体在射线激发下的折射率变化情况, 为确定 MeV 级辐射作用下具有快时间分辨的半导体的性质提供实验依据.

5 结 论

对基于半导体折射率变化测量 MeV 级脉冲辐射系统的信号形成进行了分析推理, 指出系统输出对过剩载流子浓度敏感, 得出了系统输出与辐射强度的对应关系. 对系统时间分辨的影响因素进行了阐述与分析, 光信号探测系统的带宽、过剩载流子复合时间是使系统时间分辨变差的主要因素. 基于自由载流子折射率调制原理, 建立了半导体材料在 MeV 级脉冲辐射作用下的折射率调制测量系统, 整个系统的时间分辨 < 1 ns. 初步获得了本征 GaAs 在最大能量为 0.2 MeV 的电子束、X 射线束脉冲轰击下的折射率变化情况. 本征 GaAs 在电子束和 X 射线束轰击下, 折射率恢复时间约 30 ns, 比可见光激发下要长. X 射线光子束轰击下, 折射率建立时间比电子束轰击下的长, 光子沉积能量产生过剩载流子的时间过程有待进一步详细分析. 下一步还将对其他类型半导体在伽马脉冲辐射或电子束辐射作用下的折射率变化进行对比, 为建立实际的可用于 MeV 级脉冲辐射测量的快响应探测系统奠定基础.

感谢激光与物质相互作用国家重点实验室王振宝、吴勇、陶波、叶景峰、闫燕、冯刚提供的无私帮助, 感谢西北核技术研究所短脉冲电子束发生器运行组的苗亮亮提供的帮助!

参考文献

- [1] Vernon S P, Lowry M E, Baker K L, Bennett C V, Celeste J R, Cerjan C, Haynes S, Hernandez V J, Hsing W W, LaCaille G A, London R A, Moran B, Von Wittenau A S, Steele P T, Stewart R E 2012 *Rev. Sci. Instrum.* **83** 10D307
- [2] Liang L L, Tian J S, Wang T, Li F L, Gao G L, Wang J F, Wang C, Lu Y, Xu X Y, Cao X B, Wen W L, Xin L W, Liu H L, Wang X 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 060702 (in Chinese) [梁玲亮, 田进寿, 汪韬, 李福利, 高贵龙, 王俊锋, 王超, 卢裕, 徐向晏, 曹希斌, 温文龙, 辛丽伟, 刘虎林, 王兴 2014 物理学报 **63** 060702]
- [3] Baker K L, Stewart R E, Steele P T, Vernon S P, Hsing W W, Remington B A 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 15111
- [4] Wang B, Bai Y L, Cao W W, Xu P, Liu B Y, Hou Y S, Zhu B L, Hou X 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 200701 (in Chinese) [王博, 白永林, 曹伟伟, 徐鹏, 刘白玉, 缙永胜, 朱炳利, 候洵 2015 物理学报 **64** 200701]
- [5] Peng B D, Song Y, Sheng L, Wang P W, Yuan Y, Hei D W, Zhao J 2014 *High Power Laser and Particle Beams* **26** 114005 (in Chinese) [彭博栋, 宋岩, 盛亮, 王培伟, 袁媛, 黑东炜, 赵军 2014 强激光与粒子束 **26** 114005]
- [6] Herrmann H W, Hoffman N, Wilson D C, Stoeffl W, Dauffy L, Kim Y H, McEvoy A, Young C S, Mack J M, Horsfield C J, Rubery M, Miller E K, Ali Z A 2010 *Rev. Sci. Instrum.* **81** 10D33
- [7] Riedel R, Al-Shemmary A, Gensch M, Golz T, Harmand M, Medvedev N, Prandolini M J, Sokolowski-Tinten K, Toleikis S, Wegner U, Ziaja B, Stojanovic N, Tavella F 2013 *Nat. Commun.* **4** 1731
- [8] Brown K, Steele P, Curtis A 2014 *Proc. of SPIE Radiation Detectors: Systems and Applications XV*, San Diego, California, United States, August 17, 2014 p92150H
- [9] Li M F 1991 *Semiconductor Physics* (Beijing: Scientifics Press) p164 (in Chinese) [李名复 1991 半导体物理学 (北京: 科学出版社) 第 164 页]
- [10] Henry C H, Logan R A, Bertness K A 1981 *Appl. Phys.* **52** 4457
- [11] London R A, Lowry M E, Vernon S P, Stewart R E 2013 *J. Appl. Phys.* **114** 154510

Research on MeV pulsed radiation detection based on refractive index modulation*

Peng Bo-Dong[†] Song Yan Sheng Liang Wang Pei-Wei Hei Dong-Wei Zhao Jun
Li Yang Zhang Mei Li Kui-Nian

(State Key Laboratory of Intense Pulsed Radiation Simulation And Effect, Nuclear Institute of Nuclear Technology,
Xi'an 710024, China)

(Received 10 February 2016; revised manuscript received 19 May 2016)

Abstract

High time resolution detecting systems for MeV pulsed radiation are essential for inertial confinement fusion diagnostics. Traditional detection of system time resolution is restricted by cable bandwidth. Based on recording excess carrier dynamics in semiconductors, a new detecting mechanism, called "RadOptic", was developed by Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL). The variation of intensity of pulsed radiation with time was converted into the variation of intensity of infrared laser probe by using this mechanism. The sensing material was InGaAsP quantum wells with severalmicrometer thickness. Picosecond time resolution for several keV pulsed radiation has been demonstrated. The reported system is not suitable for MeV pulses due to its low efficiency to MeV photons. Multiple cascaded structure for MeV photon to electron transformation was proposed by LLNL. Applying bulk material with several-hundred-micrometer thickness is an alternative.

Based on transient free carrier absorption, a system recording bulk materials' instantaneous refractive index change is established. The system consists of a probe laser, an interferometer module, a signal transmission module and a signal recording module. The probe is a tunable infrared continuous wave laser whose wavelength is ~ 1453 nm, guided by single mode fiber to the interferometer. The interferometer consists of a single mode fiber head coupled directly with the polished face of a bulk semiconductor. The interference pattern forms by multiple beams reflected from the front face and the back face of the bulk. Part of interference light is coupled to the single mode fiber and forms the output signal. Pulsed radiation will deposit energy and generate excess carriers in the bulk material. The refractive index of the bulk material changes therewith according to the Drude model. The interference pattern and the light coupled to the single mode fiber also change therewith. The signal is transmitted by a long single mode fiber. The signal recording module consists of photoelectric detectors and a digital oscilloscope. The signal generation process and the time resolution of the system are analyzed. Intrinsic GaAs refractive index change is exploited under electron pulses and X ray pulses.

The analysis of signal generation process shows that when the excess carriers recombine much faster/much slower than the pulse width, the output signal/output signal differential can be viewed as a measure of intensity variation with time of the incident pulse. For this prototype system, the time resolution is restricted by the digital oscilloscope to 1 GHz. Bulk intrinsic GaAs demonstrates ~ 30 ns refractive index response time, which is longer than the incident pulse width. The differential signal can be viewed as a measure of incident pulse intensity when GaAs is exposed to 1 ns \sim 0.2 MeV electrons pulses. The differential signal width is shorter than the pulse width when GaAs is exposed to 5 ns \sim 0.2 MeV electrons pulses. Auger recombination process may occur in the pulse duration under this situation. The differential signal width is longer than the pulse width when GaAs is exposed to 1 ns \sim 0.2 MeV X ray pulses. The poor signal-to-noise ratio affects the signal. The excess carrier generation process may be longer than theoretically estimated

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11505141, 11505139) and the State Key Laboratory of Intense Pulsed Radiation Simulation and Effect foundation (Grant No. SKLIPR1316).

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

one under X ray pulse incident situation.

The generation process and recombination process of excess carriers in GaAs show very different characteristics compared with optical excitation. The relationship between the system output signal and the incident pulsed radiation depends on the type of the incident radiation. With carefully considering the effects from incident pulse type and transient carriers density, the system can be used to detect \sim MeV pulsed radiation. With an upgraded recording module, the system would demonstrate much higher time resolution.

Keywords: pulsed radiation detection, refractive index, excess carrier density, interferometer

PACS: 78.20.Ci, 72.20.Jv, 42.25.Kb, 42.87.Bg

DOI: [10.7498/aps.65.157801](https://doi.org/10.7498/aps.65.157801)