

文章编号: 1001-5078 (2006) 08-0670-05

重频激光辐照半导体损伤的有限元分析

刘全喜¹, 钟 鸣², 江 东², 齐文宗¹, 蔡邦维¹, 郝秋龙¹, 赵方东¹

(1. 四川大学电子信息学院, 四川 成都 610064; 2. 西南技术物理所, 四川 成都 610041)

摘 要:在考虑到材料热力学参数随温度变化的前提下,以热传导方程和热弹方程为基础,采用有限元分析算法,考查了 200ns 脉宽、1064nm 波长重频激光辐照下,半导体材料 InSb 体内的温升和热应力分布,分析了由温升效应所致该材料的损伤破坏类型,探讨了热熔融损伤和热应力损伤阈值随光斑尺寸、脉宽、重复率、脉冲次数等的变化规律。

关键词:重频激光; 损伤阈值; 有限元分析; InSb; 热传导方程; 热弹方程

中图分类号: TN249

文献标识码: A

Finite Element Analysis of Damage Threshold of Semiconductor Irradiated by Multiple Laser

LIU Quan-xi¹, ZHONG Ming², JIANG Dong², QI Wen-zong¹, CAI Bong-wei¹, HAO Qiu-long¹, ZHAO Fang-dong¹

(1. College of the Electronics Information, Sichuan University, Chengdu 610064, China;

2. South-west Institute of Technical Physics, Chengdu 610041, China)

Abstract: Under considering the influence of temperature distributions to the thermodynamic parameters of the material, based on the thermal conduction equations and the thermal-elastic equations, the transient distributions of temperature and thermal stress in the semiconductor material InSb are calculated by a finite element analysis method. The damage mechanism of the material irradiated by 200 ns/1064 nm pulse lasers is studied. And the influence of the beam radius, the pulse width, the repetition rate and the number of pulses to the melting threshold and the thermal stress damage threshold of InSb is investigated in this paper.

Key words: multiple laser; damage threshold; finite element analysis; InSb; thermal conduction equation; thermal-elastic equation

1 引言

在光电对抗系统中,半导体光电探测器是最易损伤的器件。在强激光辐照下,由本征吸收及杂质吸收所导致的电场效应及温升效应,都会使半导体材料的光学、电学、热学和力学性质等发生显著的变化,从而导致探测器性能的暂时下降或永久失效^[1]。因此,对强激光辐照下半导体材料各类破坏效应和损伤机理的研究,也就成为光电对抗、防护及加固领域的重要课题。

本文在考虑到材料热力学参数随温度变化的前提下,以热传导方程和热弹方程为基础,采用有限元分析算法,考查了重频激光辐照下,半导体材料体内

温度和热应力分布,分析了由温升效应所致该材料的损伤破坏类型,探讨了热熔融损伤阈值和热应力损伤阈值随光斑尺寸、脉宽、重复率、脉冲次数等的变化规律。

2 理论模型

在本文的模拟计算过程中,采用的 1064nm 入射激光在半导体 InSb 内的穿透深度为 260nm^[2],材

基金项目:西南技术物理研究所资助课题。

作者简介:刘全喜(1977-),男,四川大学电子信息学院硕士研究生,主要从事激光技术及光通讯方面的研究。E-mail: liuquanxi234@sohu.com

收稿日期:2006-02-23;修订日期:2006-03-27

料对入射激光的热吸收可看作表面吸收。圆柱坐标系下材料体内的温度场分布遵从的热传导方程^[3], 可写为:

$$c_p(T) \frac{\partial T}{\partial t} - k(T) \left[\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right] = 0 \quad (1)$$

初始条件和边界条件分别为:

$$T|_{t=0} = T_0 \quad (2)$$

$$-k(T) \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=b} = 0 \quad (3)$$

$$-k(T) \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} = I(r, t) \quad (4)$$

$$-k(T) \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=d} = 0 \quad (5)$$

其中, $k(T)$ 为材料热导率; ρ 为密度; $c_p(T)$ 为定压比热容; α 为材料表面的光热吸收率; b 为圆形材判的半径; d 为厚度; $I(r, t)$ 为材料表面上 ($r, z=0$)点在 t 时刻入射激光的光强。

而材料体内的温度场发生非均匀变化时产生的热应变和热应力可用如下的热弹方程^[4]来描述:

$$\nabla^2 u_r - \frac{u_r}{r} + \frac{1}{1-2\nu} \frac{\partial e}{\partial r} - \frac{2(1+\nu)}{1-2\nu} \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} = 0 \quad (6)$$

$$\nabla^2 u_z + \frac{1}{1-2\nu} \frac{\partial e}{\partial z} - \frac{2(1+\nu)}{1-2\nu} \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial z} = 0 \quad (7)$$

其中, u_r, u_z 分别是 (r, z)点的位移在 r, z 方向上的分量; e 为体应变; α 为热膨胀系数; E, ν 分别为杨氏模量和泊松比。而位移、应变、应力之间, 分别满足如下的弹性力学关系式^[4]:

$$\sigma_{rr} = \frac{\partial u_r}{\partial r} = \frac{u_r}{r} \quad \sigma_{zz} = \frac{\partial u_z}{\partial z}$$

$$u_{rz} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_r}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial r} \right) \quad e = u_{rr} + u_{\theta\theta} + u_{zz}$$

$$\sigma_{rr} = \frac{E}{(1+\nu)} \left[u_{rr} + \frac{1}{1-2\nu} e - \frac{1+\nu}{1-2\nu} \alpha (T - T_0) \right]$$

$$\sigma_{zz} = \frac{E}{(1+\nu)} \left[u_{zz} + \frac{1}{1-2\nu} e - \frac{1+\nu}{1-2\nu} \alpha (T - T_0) \right]$$

$$= \frac{E}{(1+\nu)} \left[u_{zz} + \frac{1}{1-2\nu} e - \frac{1+\nu}{1-2\nu} \alpha (T - T_0) \right]$$

$$\sigma_{rz} = \frac{E}{(1+\nu)} u_{rz}$$

2.1 温度场的有限元分析

由于材料体内的温升过程为瞬态热传导过程, 其时间域和空间域并不耦合, 因此可用如下的部分离散方法建立有限元格式:

首先, 将空间域离散为有限个单元体, 单元体内的温度可近似用结点温度插值得到。利用 (1) 式及边界条件, 可分别在体内和边界上产生余量 R

和 R 。令如上二余量的加权积分为零, 得^[5]:

$$R_1 d + R_2 d = 0 \quad (8)$$

利用 Galerkin方法选择权函数, 并将其代入 (8)式, 经分部积分可得到用以确定结点温度的矩阵方程^[5]:

$$C(T) \bar{T} + K_T(T) \bar{T} = P_T \quad (9)$$

式中, $C(T)$ 为热容矩阵; $K_T(T)$ 为热传导矩阵; P_T 为温度载荷矩阵; \bar{T} 为结点温度列阵; $\dot{\bar{T}}$ 为结点温度的时间导数列阵。

其次, 对比热容、热导率等参数随温度变化的非线性热传导问题, (9)式在时间域上的后差分格式为:

$$\left[\frac{C(\bar{T}^*)}{t} + K_T(\bar{T}^*) \right] \bar{T}^n = \frac{C(\bar{T}^*)}{t} \bar{T}^{(n-1)} + P_T(\bar{T}^*) \quad (10)$$

式中, \bar{T}^* 为时间增量 t 内的平均温度; n 为增量步。通过对此矩阵方程的数值求解, 可得材料体的温度场分布。

2.2 热应力的有限元分析

由弹性力学的应力 - 应变关系式及虚位移原理可得热应力的位能原理的泛函表达式^[6]:

$$\rho(u) = \left(\frac{1}{2} {}^T D - {}^T D_0 - u^T f \right) d - u^T F d \quad (11)$$

式中, D 为弹性矩阵; F 为边界上的面力分布函数; f 为体积内的体力分布函数。

对包括边界条件在内的全部求解域进行有限元离散, 从 $\rho_p = 0$ 可得确定结点位移的矩阵方程

$$K_C c = P_C \quad (12)$$

式中, K_C 为结构整体刚度矩阵; c 为结构结点位移矩阵; P_C 为结构结点载荷矩阵, 等于体积载荷、表面载荷及温度载荷三者之和。

在材料体内温度场分布已知条件下, 通过对方程 (12)式的数值求解, 即可完成材料体内热应力和热形变的有限元分析。

3 计算结果

利用上述方法, 我们对 1064nm 重频圆形平顶激光束均匀垂直辐照在圆形半导体材料 InSb中央的情况, 产生的温升和热应力分布等进行了有限元分析计算。该材料半径为 1.5cm, 厚度为 0.2cm, 表面光热吸收率为 66.4%。脉宽为 200ns, 光斑半径为 0.5cm, 初始温度为 77K。表 1 给出半导体材料

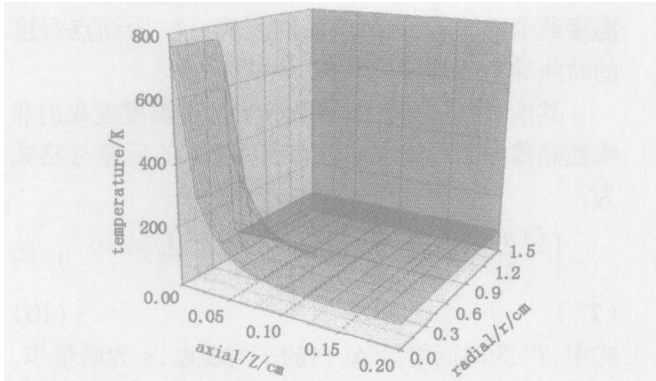
InSb的热力学参数^[4],其中 σ_m 为应力破坏阈值;
 T_{melt} 为熔点温度。 $k(T) = 0.18(T/T_0)^{-0.83}$ 为材料热
 导率, $c_p(T) = 0.18 + 0.03(T/T_0)$ 为定压比热容。

表 1 半导体材料 InSb的热力学参数

Table 1 thermodynamic parameters of InSb material

$\rho/g \cdot cm^{-3}$	T_{melt}/K	α/K^{-1}	E/Pa	ν/MPa
5.78	798	5.04×10^{-6}	4.12×10^{10}	0.43

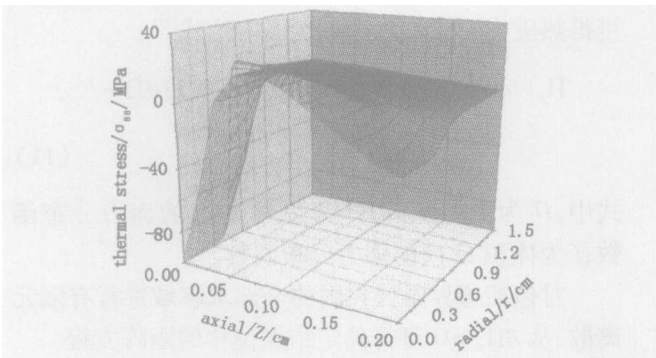
3.1 温升和应力分析



$f = 1000Hz$ $I = 1.8E7 (W/cm^2)$

图 1 第六个脉冲结束时刻温度场的三维分布图

Fig 1 temperature rise distribution in InSb at sixth pulse terminal time



$f = 1000Hz$ $I = 1.8E7 (W/cm^2)$

图 2 第六个脉冲结束时刻热应力场的三维分布图

Fig 2 thermal stress distribution in InSb at sixth pulse terminal time

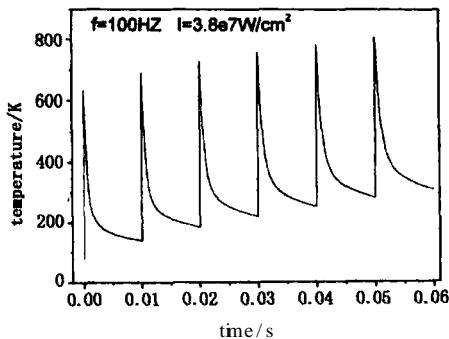


图 3 表面最大温度随时间变化的关系 ($f = 100Hz$)

Fig 3 ultimate temperature vs time

图 1、图 2 分别为重复频率为 1000Hz,功率密度为 $18.0MW/cm^2$ 的激光辐照下,第六个脉冲结束时,InSb材料体内温度场和环向热应力场的三维分布图。从图 1、2 中可以看出:在激光入射表面中心处,温度最高,在光斑边缘附近温度变化很大。在光斑中心区域为压应力,而在光斑外侧出现拉应力。表面最大拉伸应力在光斑边缘附近。

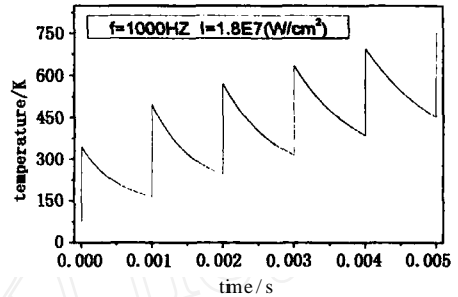


图 4 表面最大温度随时间的变化关系 ($f = 1000Hz$)

Fig 4 ultimate temperature vs time

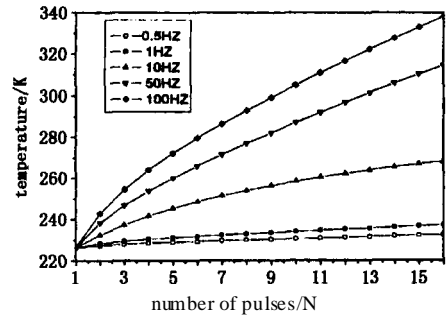


图 5 表面最大温度随脉冲次数的变化关系

Fig 5 ultimate temperature on the surface vs number of pulses ($I = 1E7 W/cm^2$)

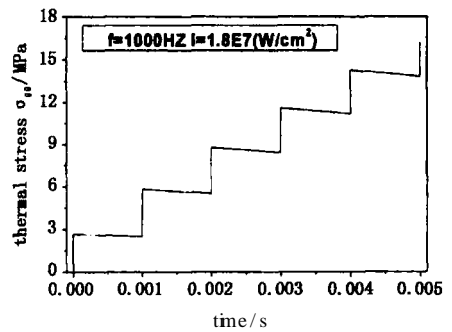


图 6 最大环向热应力随时间的变化关系

Fig 6 ultimate circumferential thermal stress VS time

图 3、图 4 分别为重复频率为 100Hz 和 1000Hz 的激光辐照下, InSb 材料表面最大温度随时间的变化图。图 5 为不同重复频率条件下, InSb 材料表面温度的极大值随脉冲次数的变化图。从图 3、4、5 中可以看出:材料表面的温升主要取决于脉冲的重复率和热弛豫时间。当重复率较低时,表面热能有足够的扩散到材料的深处,所以当后一脉冲到来

时,前一脉冲残存的表面温升效应不太明显,后一脉冲所产生的表面温升基本不受前一脉冲的影响;而当重复率较高时,表面热能没有充足的时间扩散到材料的深处,所以材料体内温度梯度增大,表面温升速率增加。但在这两种情况下,随着重频脉冲激光总体持续辐照时间的增加,表面的温升速率都会逐渐减小。

此外,随着脉冲重复率的减小,表面温升的厚度效应越明显,即在相同的重复率和功率密度或能量密度条件下,在一定范围内其厚度越大,表面的温升速率越低。而随着脉冲重复率的增加,表面温升的厚度效应越弱。对热力学参数已确定的某种材料,在入射激光的功率密度或能量密度恒定的条件下,当脉冲的重复率增加到一定程度时,表面温升的厚度效应趋近于零,即表面的温升速率几乎不随材料厚度的变化而变化。

图 6 为重复频率为 1000Hz,功率密度为 18.0 MW/cm² 的激光辐照下,材料表面最大环向拉伸热应力随时间的变化关系图。从图 6 中可以看出,表面最大热应力和表面温度一样,表现出明显的累积效应。

3.2 损伤阈值分析

激光辐照材料的热损伤,主要是熔融损伤或应力损伤。根据上面有限元分析的计算结果,对于本文中的模型,若是熔融破坏损伤,则应首先出现在表面光斑中心处;而对一般的半导体材料而言,由于其抗压强度一般均远远大于其抗拉强度,所以若是应力损伤,则应首先出现在光斑边缘附近。

图 7 为单次脉冲激光辐照下,半导体材料 InSb 的损伤阈值随脉冲宽度的变化关系。从图 7 中可看出:材料的单次激光损伤阈值随脉宽的增大而减小,并且具有很强的非线性效应。

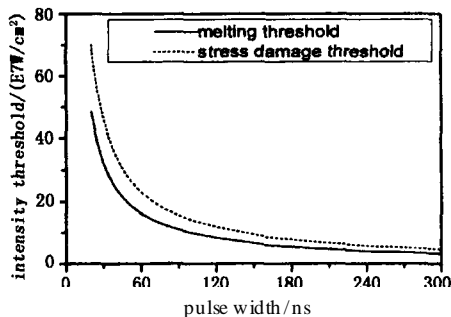


图 7 损伤阈值随脉宽的变化关系

Fig 7 damage threshold VS pulse width

图 8 示出脉宽 200ns 的单次脉冲激光辐照下,材料的损伤阈值随光斑尺寸的变化规律。从图 8 中

可以看出,随着光斑尺寸的增加,材料的应力损伤阈值及其熔融损伤阈值均趋于定值;而随着光斑尺寸的减小,材料的应力损伤阈值、熔融损伤阈值及二者之间的比值均在增加。这主要体现了材料激光损伤阈值的尺寸效应^[7]。

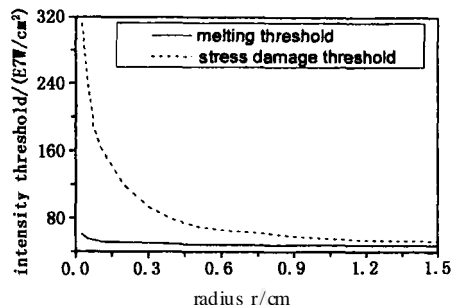


图 8 损伤阈值随光斑半径的变化关系

Fig 8 damage threshold VS beam radius

从图 7 和图 8 还可以看出,在本文所讨论的纳秒脉宽激光辐照下, InSb 材料的熔融损伤阈值低于其应力损伤阈值,即在纳秒脉宽激光辐照下, InSb 材料的损伤破坏一般以熔融损伤破坏为主,而一般不具有产生应力破坏的可能性。此外,我们相关的模拟计算已表明,在多脉冲激光辐照条件下也具有相同的规律。

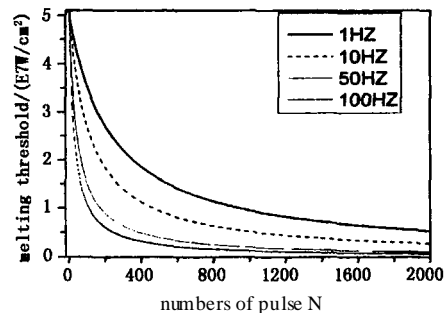


图 9 不同重复率熔融损伤阈值随脉冲次数的变化关系

Fig 9 multishot damage threshold VS number of pulses

图 9 反映的为单次脉冲宽度 200ns 激光辐照下,不同重复率条件下,熔融损伤阈值随脉冲次数的变化规律。从中可以看出,在脉冲次数一定时,并在重复率较低的情况下,熔融损伤阈值随重复率的变化不太明显;但随着重复率的逐渐增加,其对熔融损伤阈值的影响也在逐渐增强。在同一重复率下,熔融损伤阈值随脉冲次数的增加而减小,但当脉冲数目增加到一定程度时,熔融损伤阈值基本上趋于一恒定值。

4 结论

本文以热传导方程和热弹方程为基础,建立了重复率激光与半导体材料相互作用的三维轴对称物理模型。利用有限元分析算法,考查了不同入射激

光参数条件下,半导体材料 InSb 表面及体内的温度场、应力场分布,分析了该材料的损伤破坏类型,得到了其在不同条件下的激光损伤阈值,并得到了以下的一些主要结论:

1. 材料的损伤阈值与入射激光的脉冲宽度、材料的厚度、材料表面的光斑尺寸、激光的重复频率和脉冲次数等均密切相关;

2. 在同一条件下,半导体材料 InSb 的熔融损伤阈值低于其应力损伤阈值,故 InSb 的损伤破坏类型主要为熔融损伤。

此外,本文给出的计算结果,与文献 [8] 给出的实验测量结果的规律之间具有很好的一致性,这也表明了本文模型的合理性。

参考文献:

- [1] 孙承伟,陆启生,范生修,等. 激光辐照效应 [M]. 北京:国防工业出版社,2002
- [2] 陈金宝,陆启生,蒋志平,等. 半导体材料对连续波 YAG 激光热耦合系数的测量 [J]. 应用激光,1995,15(4):167-168
- [3] 张洪济. 热传导 [M]. 北京:高等教育出版社,1992
- [4] S Timoshenko, J N Goodier Theory of Elasticity [Z].
- [5] 王勖成,邵敏. 有限单元法基本原理和数值方法 [M]. 北京:清华大学出版社,1997.
- [6] 强希文,张建泉,刘峰,等. 强激光辐照半导体材料的温升及热应力损伤的理论研究 [J]. 中国激光,2000,27(8):709-713.
- [7] 齐文宗,黄伟,张彬,等. 红外连续激光反射镜热畸变的有限元分析 [J]. 强激光与粒子束,2004,16(8):953-956
- [8] 王涛,赵元安,黄建兵,等. 重复率激光作用下光学薄膜损伤的累积效应 [J]. 强激光与粒子束,2005,17(2):171-174.
- [9] Amit Garg, Avinashi Kapoor, K N Tripathi Laser-induced damage studies in GaAs [J]. Optics & Laser Technology, 2003, (35): 21-24.

未来武器:固体激光器

工业和军事科学家们正在转向开发未来战斗机武器用的固体激光器。甚至最粗心的军事技术观察家都注意到美国空军的大项目——机载激光器 (ABL),它吃掉国防部在激光技术上投资的绝大部分,现在接近完成。尽管有这个大型化学激光器项目,美国军方领导人还是把他们的研究努力放在固体激光技术上,以使战斗机拥有激光武器。

虽然没有它的对手化学激光器那么强大,但固体激光器适于防御任务,如在防空时摧毁和照明目标、扫雷、舰艇防护和光电子战。Northrop Grumman 空间技术公司定向能技术经理 Jackie Gish 说:“固体和光纤激光器具有更紧凑的潜力,从而适于较广泛的应用和更多平台。对固体激光器而言,其挑战在于把它们做得更强大和更紧凑,并能处理或紧凑地存储废热”。固体激光器运转时只需要电能,比其对手化学激光器容易支撑。块状固体激光器和纤维激光器相比,前者更为成熟,而后者具有较高效率的潜力。对固体激光器技术的投资远不如机载激光器,而且离开战场应用还遥远,但研究者们正在取得进展。美国陆军投资“联合高功率固体激光器 (JHPSSL) 项目,开发“军用级”固体激光器技术,其目的在于为美国三军,包括舰艇、有人和无人飞机以及地面战车高能激光器系统奠定基础。

JHPSSL 项目的投资来源于陆军空间和导弹防御司令部、国防部长办公室的联合技术办公室、空军

研究室和海军研究办公室。今年早些时候为 JHPSSL 第三阶段选出了两个团队,即 Northrop Grumman 空间技术公司和 Texstron 系统公司。目前阶段,项目的目标是激光器系统达到 100kW,建立供各种防御和进攻任务的平台,如舰载反巡航导弹;大范围的地基防火箭、大炮和迫击炮;战斗机精确打击行动。这些还只是实验室激光器,成为实战武器还要几年。这些系统将提高战斗机的能力,包括较短的交战时间,高精度远距离瞄准,而且附带损失少。这些固体激光器还要做到紧凑、廉价而且皮实到禁得起最严峻的作战与战场环境条件,以保证战斗机的需要。Northrop Grumman 公司总裁说:“我们渴望进入此项目第三阶段,定标放大到 100kW 功率。如果平行地投资于激光武器系统技术和演示验证,采用非常高功率激光器的系统有可能在短短 4、5 年内部署”。该公司的方案是采用由几个高增益模块组成的放大器链。它在第二阶段就是用 2 个链演示了 27kW。为避免出现新的物理或定标问题,该公司的 100kW 结构采用它在 27kW 设备所用的链相似的 8 个链。该公司计划在 TALON 项目 (其任务是用一台 100kW 固体激光器击落火箭、追击炮弹和无人飞机)中也计划采用同样的固体激光器技术和结构。激光器将装在一台有人地面战车上。

(梅提供)