

半绝缘 GaAs 光电导开关产生太赫兹波电场屏蔽效应的二维 Monte Carlo 模拟^{*}

贾婉丽¹⁾ 纪卫莉¹⁾ 施 卫^{1) 2)}

1) 西安理工大学理学院, 西安 710048)

2) 中国科学院上海微系统与信息技术研究所信息功能材料国家重点实验室, 上海 200050)

(2006 年 8 月 10 日收到, 2006 年 11 月 9 日收到修改稿)

利用 Ensemble-Monte Carlo 模拟方法, 对不同实验条件下半绝缘 GaAs (SI-GaAs) 光电导开关作为偶极辐射天线在辐射太赫兹电磁波 (太赫兹波) 中体内电场的分布以及空间电荷屏蔽效应对太赫兹波辐射的影响进行了模拟. 载流子的时域空间电场分布表明, 用高能激光脉冲触发低偏置的 GaAs 开关, 空间电荷屏蔽是限制太赫兹波辐射功率的一个重要因素, 并且空间电荷屏蔽能够引起太赫兹波呈现双极性. 当高能飞秒激光脉冲以全电极间隙触发大孔径光电导天线时, 空间电荷电场屏蔽效应对太赫兹波的影响不大.

关键词: 光电导开关, Ensemble-Monte Carlo 模拟, 辐射场屏蔽, 空间电荷屏蔽

PACC: 0660J, 5235H, 4280W

1. 引 言

近年来, 利用超快光电子技术^[1]产生太赫兹电磁波 (太赫兹波) 已被众人所瞩目^[2-4], 根本原因在于太赫兹波在科学和技术的各领域中有着重要的应用背景. 目前产生太赫兹波的方法很多, 主要方法还是利用超短激光脉冲作用于半导体^[5-7]和非线性光学晶体产生太赫兹波, 其中利用飞秒激光器触发偏置的大孔径光电导体能够产生很强的太赫兹电磁脉冲^[8-11]. 高功率太赫兹波辐射源对太赫兹技术的实际应用起着举足轻重的作用, 例如太赫兹时域光谱仪和太赫兹成像都要求大功率太赫兹波. 然而大孔径光电导天线在高能激光脉冲触发下产生的太赫兹波会出现饱和现象, 限制了发射源输出太赫兹波的功率. Darrow 等^[12]提出的电流瞬变理论模型 (current-surge model) 解释了这种饱和现象形成的原因, 是由于半导体内部空间电荷电场和表面辐射电场屏蔽了偏置电场, 从而限制了太赫兹波功率的输出. 文献 [13] 对这种电场屏蔽效应进行了数值计算和理论分析, 并指出辐射屏蔽效应是造成大孔径光电导体辐射太赫兹波饱和的主要原因. 他们的分析

计算是基于电流的连续性方程来考虑载流子随时间变化, 不考虑载流子在电场作用下输运过程中出现的各种散射, 这种方法计算飞秒量级的光生载流子输运特性存在着一定的局限性.

本文从载流子输运的动态特性出发, 考虑了载流子在 GaAs 三个能谷中实际发生各种散射的基础上, 利用半经典二维 Ensemble-Monte Carlo 模拟方法计算了光电导体在辐射太赫兹波过程中体内电场变化以及由电场变化所导致的表面辐射屏蔽效应对太赫兹波远场强度的影响.

2. 理论模型及模拟

根据麦克斯韦波理论, 可以分别得到光电导体辐射太赫兹波近场 $E_s(t)$, 远场 $E_{\text{rad}}(t)$ 与表面电流密度 $J_s(t)$ 之间的关系式^[14]

$$E_s(t) = -\frac{\eta_0}{1 + \sqrt{\epsilon}} J_s(t), \quad (1)$$

$$E_{\text{rad}}(t) = -\frac{A}{4\pi\epsilon_0 c^2 r} \frac{dJ_s(t)}{dt}. \quad (2)$$

(1) 式表示近场条件下太赫兹波辐射强度与表面电流密度成正比, 式中 $\eta_0 = 377 \Omega$ 为自由空间中的阻

^{*} 国家自然科学基金 (批准号: 10390160, 10376025, 50477011) 和国家重大基础研究专项基金 (批准号: 2004CCA04500G).

[†] E-mail: swshi@mail.xaut.edu.cn

抗 ϵ 为光电导体芯片的介电常数。(2)式表示远场条件下太赫兹波辐射强度与表面电流对时间的导数成正比,式中 ϵ_0 为自由空间的介电常数, c 为真空中的光速, A 为光电导体表面积。由于太赫兹波近场在光电导体表面附近且近场的方向与偏置电场方向相反,所以对偏置电场有屏蔽作用。在本文计算中,我们忽略空穴对表面电流密度的贡献,电流密度可用其定义式表示为

$$J_s(t) = -n_c(t)q\bar{v}_c(t), \quad (3)$$

式中 $n_c(t)$ 为电子数密度, $\bar{v}_c(t)$ 为电子的平均漂移速度, q 为电子的电量。(1)(3)式表明,太赫兹波近场强度与载流子浓度、载流子的平均漂移速度有关,载流子浓度越高、平均漂移速度越大,表面辐射屏蔽效应就越显著。(2)(3)式表明,太赫兹辐射远场强度与载流子数密度变化量以及平均加速度有关,即决定于触发光脉冲宽度、强度、偏置电场和光电导体本身的性质。

本文采用 Ensemble-Monte Carlo 模拟方法对半绝缘 GaAs (SI-GaAs) 光电导体辐射太赫兹波电场屏蔽效应进行模拟分析。模拟的光电导开关为横向开关,光电导开关结构如图 1 所示。开关的电极间隙长度分别为 $30 \mu\text{m}$ 、 3 mm , 开关间隙平面区域分别设为 $30 \mu\text{m} \times 30 \mu\text{m}$ 、 $3 \text{ mm} \times 3 \text{ mm}$, 空间网格都划分为 150×150 , 为了计算表面电流,光的吸收深度都为 $30 \mu\text{m}$ 。偏置电场沿 x 方向,电极长度为 y 方向,吸收深度为 z 方向,芯片晶格温度设为 300 K 。模拟中,飞秒激光波长为 800 nm , 半高宽为 100 fs , 出现峰值时间为 200 fs , 单脉冲能量分别为 8 nJ 、 $8 \mu\text{J}$, 偏置电场都为 2 kV/cm 。模拟中采用以下假设(1)由于 SI-GaAs 载流子的典型寿命大于 100 ps , 所以只考虑光生载流子的产生而不考虑载流子的复合(2)忽略空穴对辐射太赫兹波的贡献,并假设空穴在光电导体内不动;(3)假设 GaAs 的中心 Γ 能谷为非抛物形结构, L 和 X 两个子能谷为抛物形结构。光生载流子在光电导体内的初始分布都在 Γ 能谷, 从外电场获得足够的能量后经过非等价谷间散射可以转移到 L 能谷、 X 能谷。三个能谷中的散射机制包括极性光学波散射、声学声子散射、等价谷间散射、非等价谷间散射。光照前,整个光电导芯片电场的初始分布为偏置电场大小,在一个电场调节时间内认为电子所受电场力大小不变,电场更新调节时间设为 10 fs , 芯片体内电场调节满足泊松方程,由有限差分解得电场变化,整个模拟时间设为 3 ps 。

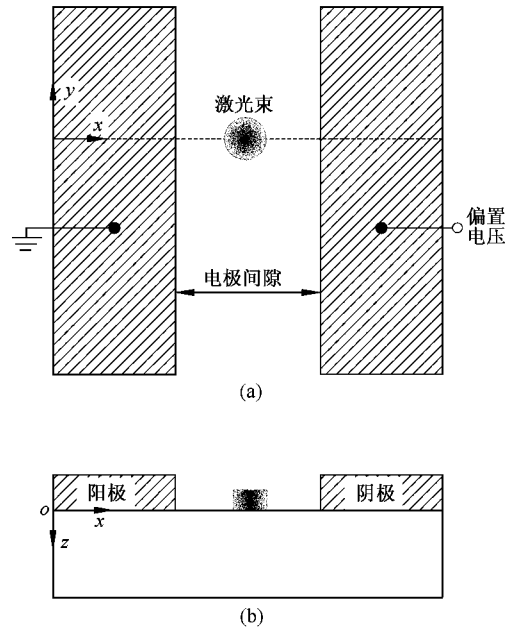


图 1 光电导开关横向结构示意图 (a) 俯视图 (b) 剖面图

直流偏置的光电导体在空间和时域分布都为高斯型飞秒激光脉冲触发下,在光照区域产生大量的电子-空穴对。电子、空穴由于受到的偏置电场作用力方向不同,各自以不同数量级的速度向两电极漂移,电子-空穴对的分离形成空间电荷电场。由于空间电荷电场与偏置电场方向相反,使得光照区域的电场变成非均匀场(在极短的时间内载流子几乎停留在原地)。在光照期间,由于电子-空穴对的数目不断变化以及载流子漂移速度从零达到稳态值需要一定的弛豫时间(GaAs 约为 1 ps),因而会在光电导体表面形成瞬态变化的电流,这种瞬态变化的电流将以偶极辐射的方式,在垂直于半导体表面方向向外辐射太赫兹波。

3. 模拟结果分析

3.1. 激光能量与辐射屏蔽的关系

图 2 显示了间隙为 3 mm 的 SI-GaAs 光电导开关在照射光斑直径为 1 mm , 单脉冲能量分别为 $8 \mu\text{J}$ 和 8 nJ 激光脉冲触发下经过相同时间 (1 ps) 光电导体内局部电场分布。光照前开关体内的电场为均匀分布,其值等于偏置电场,光生载流子产生后,在偏置电场作用下光生载流子分别向两极运动,造成电子-空穴对的分离,形成空间电荷电场(内建电场)。

内建电场与偏置电场的方向相反,对外加偏置电场起着屏蔽作用.这种场的屏蔽依附于光生载流子的微观运输过程.在光生载流子产生初期,仅仅在光照区域引起电场的快速变化,随着光生载流子分别向电极两端运动使整个芯片体内电场缓慢重新分布.电场变化的速度和强度完全依赖于光生载流子的数量以及光照区域初始场强的大小^[15].图 2 显示,在相同的实验条件下(偏置电场、光照面积相同),低能量激光脉冲触发电导体,由空间电荷电场引起的这种电场非均匀性并不强烈.这是因为低能量激光脉冲在光照区域产生的光生载流子浓度低,虽然光照区域的初始电场小(2 kV/cm),由电子-空穴形成的内建电场远小于偏置电场,因而由空间电荷电场造成的太赫兹辐射屏蔽效应并不明显,电场的屏蔽效应主要是由辐射场屏蔽效应引起的.当高能量激光脉冲触发电导体时,光照区域的光生载流子浓度高,由载流子产生的内建电场大于偏置电场,局部电场的非均匀性表现得较为明显,即在低能量激光脉冲触发下,开关辐射太赫兹波出现的饱和效应应该是辐射场屏蔽效应和空间电荷屏蔽效应共同作用的结果.

图 3 是模拟两种激光能量触发电导开关产生的太赫兹远场波形.图 3(a)中曲线 a 和曲线 b 分别是 8 μJ 激光脉冲触发全电极和部分电极间隙,开关产生太赫兹波形;图 3(b)的曲线是 8 nJ 激光脉冲触发部分电极间隙光电导开关辐射太赫兹波形模拟图.对比图 3(a)中曲线 a 和曲线 b 可知,在相同的高光能激光脉冲触发下,由于光照面积不同光电导开关辐射太赫兹波也不同.当光以部分电极间隙(面积相对较小)触发开关时,所辐射的太赫兹波具有明显的双极性,而以全电极间隙(面积相对较大)触发开关时,辐射的太赫兹波没有表现双极性.辐射场峰值略高于部分电极间隙照射.引起这种现象的原因是光生载流子总数相同时,光照面积越大在光照区域产生的光生载流子浓度就越低,因而在相同的时间内,由光生载流子形成空间电荷电场要小于小面积照射部分电极间隙所引起的空间电荷电场,所以空间电荷电场屏蔽相应较小,辐射场峰值略高一些.对比图 3(a)的曲线 b 和图 3(b)的曲线可以看出,虽然光照面积相同,低光能激光脉冲触发电导体所产生的太赫兹波形也没有明显的双极性.由以上对照可以推断,图 3(a)中曲线 b 的双极性是由空间电荷屏蔽效应引起的,这与文献^[16]中的结论一致.

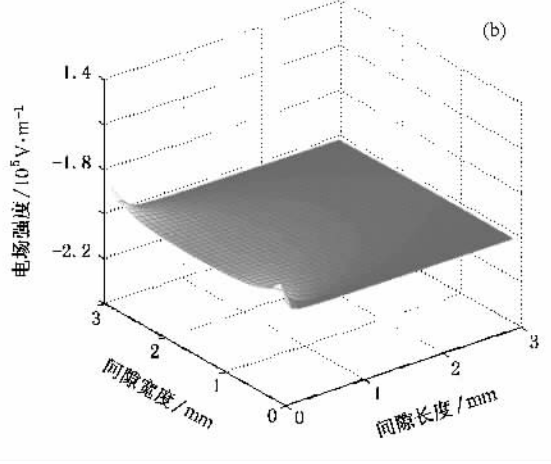
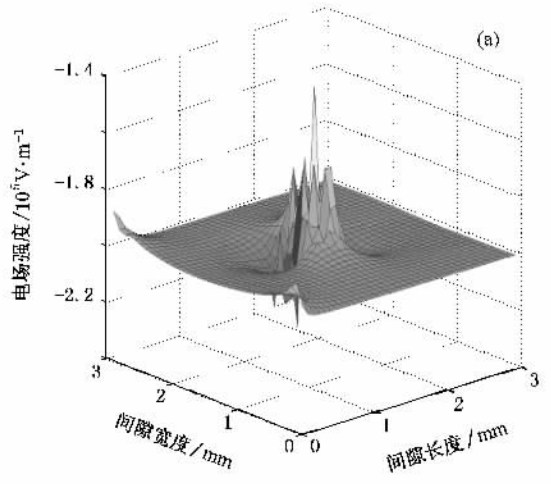


图 2 光脉冲部分电极间隙触发 3 mm 光电导开关局部电场分布 (a) 8 μJ (b) 8 nJ

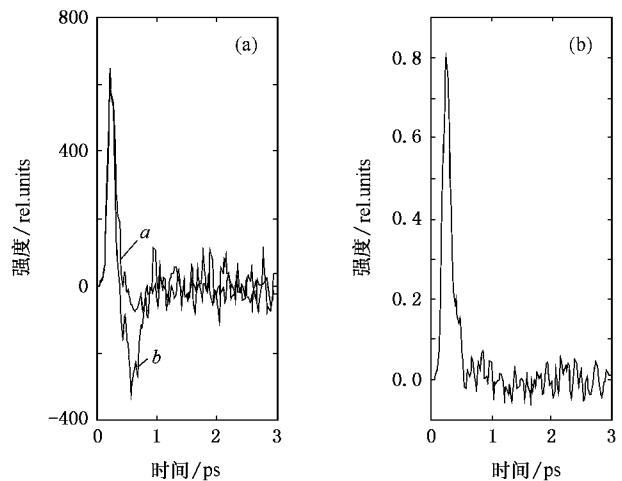


图 3 光脉冲触发 3 mm 开关产生的太赫兹波 (a) 8 μJ (b) 8 nJ

3.2. 电极间隙大小与辐射屏蔽的关系

图4是间隙为 $30\ \mu\text{m}$ 的光电导开关在 $8\ \mu\text{J}$ 激光

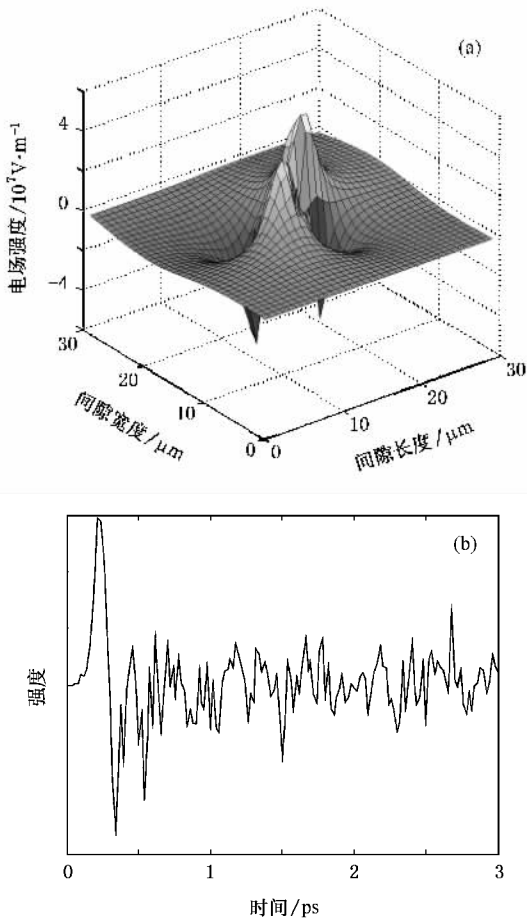


图4 $8\ \mu\text{J}$ 光脉冲全电极间隙触发 $30\ \mu\text{m}$ 光电导开关局部电场分布(a)和太赫兹波形(b)

脉冲聚焦光斑触发全电极间隙产生太赫兹波的局部电场分布和太赫兹波形.对比图4(a)与图3(a)电场分布图可以看出,小间隙开关在高能脉冲触发下,体内电场的非均匀性更为强烈.对比图4(b)与图3(a)中的曲线b可以看出,间隙为 $30\ \mu\text{m}$ 开关辐射的太赫兹波双极性成对称分布, $3\ \text{mm}$ 光电导开关太赫兹辐射波成非对称分布.这是因为光生载流子总数相同的条件下,小间隙光电导开关体内的光生载流子浓度更高,空间电荷电场生长较快,空间电荷电场的屏蔽效应也更为强烈.由此可见太赫兹波的双极性与光生载流子浓度有关,光生载流子浓度越大这种双极性的对称性就越好.

4. 结 论

本文通过二维 Ensemble-Monte Carlo 模拟方法对 SI-GaAs 光电导开关作为偶极辐射天线辐射太赫兹脉冲的空间电场分布及其屏蔽效应进行了模拟.通过不同开关间隙、不同触发光能量以及不同触发方式的模拟,得出以下结论:(1)开关在低光能飞秒激光脉冲触发下,电场屏蔽效应对太赫兹波辐射的影响较小.(2)在高能量飞秒激光脉冲触发下,空间电荷屏蔽效应和辐射场屏蔽效应是造成小间隙光电导体辐射太赫兹波饱和的两个因素.对于大间隙开关(大孔径光电导天线),飞秒激光脉冲以全电极间隙触发电光电导体,空间电荷屏蔽效应对太赫兹波辐射影响较小,辐射场屏蔽效应是造成大孔径光电导天线太赫兹辐射饱和的主要因素.(3)高光能下空间电荷屏蔽效应能够引起太赫兹波呈现双极性.

- [1] Shi W, Zhao W, Zhang X B *et al* 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 867 (in Chinese) 施 卫、赵 卫、张显斌等 2002 物理学报 **51** 867
- [2] Cao J C, Lei X L, Li A Z *et al* 2001 *Appl. Phys. Lett.* **78** 2524
- [3] Cao J C, Lei X L 2003 *Phys. Rev. B* **67** 085309
- [4] Liu R, Gu C M, He L R *et al* 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1217 (in Chinese) 刘 锐、顾春明、贺莉蓉等 2004 物理学报 **53** 1217
- [5] Shi W 2001 *Chin. J. Semicond.* **22** 1481
- [6] Shi W, Dai H Y, Sun X W 2003 *Chin. Opt. Lett.* **1** 553
- [7] Shi W, Liang Z X, Feng J *et al* 1998 *High Volt. Engin.* **24** 12 (in Chinese) 施 卫、梁振宪、冯 军等 1998 高电压技术 **24** 12
- [8] Shi W, Zhang X B, Jia W L *et al* 2004 *Chin. J. Semicond.* **25**

1735 (in Chinese) 施 卫、张显斌、贾婉丽等 2004 半导体学报 **25** 1735

- [9] Shi W, Jia W L, Hou L *et al* 2004 *Chin. Phys. Lett.* **21** 1842
- [10] Cao J C 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 237401
- [11] Zhang T Y, Cao J C 2004 *Chin. Phys.* **13** 1742
- [12] Darrow J T, Zhang X C, Auston D H 1991 *Appl. Phys. Lett.* **58** 25
- [13] Siders C W, Siders J L, Taylor A J 1999 *Opt. Lett.* **24** 241
- [14] Darrow J T, Zhang X C, Auston D H *et al* 1992 *IEEE J. Quantum Electron.* **28** 1607
- [15] Zhou X, Alexandrou S, Hsiang T Y 1995 *J. Appl. Phys.* **77** 706
- [16] Rodriguez G, Taylor A J 1996 *Opt. Lett.* **21** 1046

Two-dimensional Monte Carlo simulation of screening of the bias field in terahertz generation from semi-insulated GaAs photoconductors^{*}

Jia Wan-Li¹⁾ Ji Wei-Li¹⁾ Shi Wei^{1,2)†}

¹⁾ College of Science, Xi'an University of Technology, Xi'an 710048, China)

²⁾ State Key Laboratory of Functional Materials, Shanghai Institute of Microsystem and Information Technology, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200050, China)

(Received 10 August 2006; revised manuscript received 9 November 2006)

Abstract

Ensemble-Monte Carlo model is used to simulate the time-resolved spatial electric field distribution and the influence on terahertz emission by screening of the bias field by the space charge in semi-insulated GaAs (SI-GaAs) photoconductive switches under different experimental conditions. The time-resolved spatial electric field distribution of photo-generated carriers shows that space charge screening is one of the important factors that limit high-power terahertz radiation of the biased SI-GaAs photoconductors triggered by high optical energy pulses, and space charge screening can produce bipolar terahertz waveforms. When large-aperture biased photoconductors are triggered by uniform gap illumination of high optical energy pulse, the effect of space-charge screening on terahertz radiation is small.

Keywords : photoconductive switches, Ensemble-Monte Carlo simulation, radiation field screening, space-charge screening

PACC : 0660J, 5235H, 4280W

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10390160, 10376025, 50477011) and the Special Foundation for State Major Basic Research Program of China (Grant No. 2004CCA04500G).

[†] E-mail : swshi@mail.xaut.edu.cn