论文

砷化镓光导开关中电流丝的自发辐射效应

刘鸿^{①*}, 郑理^②, 阮成礼^③, 杨洪军^①, 杨维^①, 郑勇林^①

① 成都大学电子信息工程学院, 成都 610106;

② 成都工业学院机电系, 成都 611730;

③ 电子科技大学物理电子学院, 成都 610054

*联系人, E-mail: liuhong_68@126.com

收稿日期: 2013-01-29; 接受日期: 2013-07-15

四川省科技计划项目资助(编号: 2010JY0160)

摘要 应用统计物理方法研究了高增益砷化镓光导开关中电流丝的自发辐射效应. 导出了高增益砷化镓光导开关中电流丝的自发辐射规律, 在砷化镓样品中引入复合辐射强度与辐射的波长分布函数的概念, 近似确定了高增益砷化镓光导开关中电流丝的平均辐射复合系数为 $\bar{\eta}$ (883 nm) ≈ 0.1125 , 导出了各辐射波长的辐射复合系数与平均辐射复合系数之间的关系, 验证了峰值波长为 890 nm 的光输出能量与实验观察结果吻合, 在理论上揭示了电流丝顶部的光生载流子密度的分布规律. 结果表明: 电流丝的体积面积比值和电流丝内平均载流子密度是影响电流丝辐射效应的两个主要因素, 波长 $\lambda \leq 876$ nm 的辐射在紧邻电流丝顶部产生的最大载流子密度具有主导作用, 最大光生载流子密度比电流丝内平均载流子密度小 1–2 个数量级.

关键词 砷化镓光导开关, 电流丝, 辐射定律, 辐射复合系数, 载流子密度分布

PACS: 61.80.Az, 61.72.uj, 02.50.-r, 42.72.Ai

doi: 10.1360/132013-58

光导开关(Photoconductive Semiconductor Switches, PCSS)与其他的高功率开关(例如气体开关)相比, 具有响应速度快和触发动作小等主要优点, 在高功率超宽带脉冲产生等领域有广泛的应用前景和重要意义^[1–7]. 高增益砷化镓(GaAs) PCSS 与线性 GaAs PCSS 相比, 具有需要较小触发激光能量的独特优势^[8–10]. 实验表明, 高增益 GaAs PCSS 的锁定(Lock-on)效应与电流丝(即电流通道)的出现密切相关^[10–13], 电流丝中非平衡载流子复合的自发辐射和

GaAs PCSS 中局域雪崩载流子产生是电流丝快速形成的两个主要机制^[12,13]. 关于高增益 GaAs PCSS 中电流丝形成时的局域雪崩载流子产生机制, 我们提出了畴电子崩理论^[14–18]. 研究高增益 GaAs PCSS 中电流丝的自发辐射能量, 对于完善分析理解高增益 GaAs PCSS 的物理机理具有重要意义^[12–22].

高增益 GaAs PCSS 中电流丝的自发辐射至今缺乏定量的理论研究报道. 在研究高增益 GaAs PCSS 中电流丝的自发辐射效应方面, Zutavern 等人^[13]测量

引用格式: 刘鸿, 郑理, 阮成礼, 等. 砷化镓光导开关中电流丝的自发辐射效应. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2014, 44: 49–54

Liu H, Zheng L, Ruan C L, et al. Spontaneous radiation effects of the current filament in GaAs photoconductive semiconductor switches (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2014, 44: 49–54, doi: 10.1360/132013-58

了高增益 GaAs PCSS 中电流丝一端的自发辐射, 发现波长 890 nm 的辐射具有最大光输出能量; Stout 等人^[19]引入了光子输运扩散方程; 刘鸿等人^[20]研究了电流丝的光致电离效应. 本文依据统计物理方法, 导出了高增益 GaAs PCSS 中电流丝的自发辐射规律, 在辐射波长范围内建立了电流丝的光输出能量随通过电流丝的电流(简称丝电流)线性变化的模型, 定义了 GaAs 样品的辐射复合系数 $\eta(\lambda)$ (即辐射强度的波长分布函数), 辐射波长 890 nm 的光输出能量的理论计算与实验测量十分吻合, 解释了高增益 GaAs PCSS 中电流丝的自发辐射现象. 在此基础上从理论上揭示了高增益 GaAs PCSS 中电流丝顶部的自发辐射产生的非平衡载流子密度分布的主要特征.

1 电流丝的自发辐射

设高增益 GaAs PCSS 中电流丝是圆柱形, 电流丝内为电中性的高密度等离子体, 电子-空穴对复合的自发辐射向各个方向是等概率的^[12]. 考虑在某一瞬时, 电流丝的形状和大小不变. 如果半绝缘砷化镓材料的反射率为 R , 电流丝的体积为 V_T 、表面积为 S_T , 载流子的复合时间为 τ_h , 电流丝内平均载流子密度为 n , 载流子密度增量为 dn , 电流丝的辐射波长为 λ 时, 辐射复合系数为 $\eta(\lambda)$, 电流丝表面辐射面积为 S_{emi} (显然 $0 \leq S_{emi} \leq S_T$), 则单位时间通过面积 S_{emi} 辐射出电流丝的波长为 λ 的光子数增量 $dN'(\lambda)$ 为^[15,20]

$$dN'(\lambda) = (1-R) \times \eta(\lambda) \times \frac{dn}{\tau_h} \times V_T \times \frac{S_{emi}}{S_T}. \quad (1)$$

设电流丝的横切面积为 S_{trans} , 通过电流丝的电流为 $I = enuS_{trans}$, 丝电流增量为 $dI = euS_{trans}dn$, 其中 e 为电子的电量, u 为载流子速度, 则公式(1)变为

$$dN'(\lambda) = (1-R) \times \eta(\lambda) \times \frac{S_{emi}}{euS_{trans}} \times \frac{V_T}{S_T} \times dI. \quad (2)$$

另一方面, 设时间间隔 Δt 内通过面积 S_{emi} 辐射出电流丝的波长为 λ 的自发辐射能量的增量为 $dW(\lambda)$, 则单位时间通过面积 S_{emi} 的波长为 λ 的光子数增量 $dN'(\lambda)$ 表示为

$$dN'(\lambda) = \frac{\lambda dW(\lambda)}{hc \Delta t} = \frac{\lambda dP(\lambda)}{hc}. \quad (3)$$

式中 h 是普朗克常数, c 是光速, $dP(\lambda) = dW(\lambda)/\Delta t$ 是通过面积 S_{emi} 的波长为 λ 的辐射功率增量. 由公式(2)和

(3)可以导出电流丝的波长为 λ 的自发辐射功率随丝电流变化的基本公式为

$$dP(\lambda) = (1-R) \times \frac{\eta(\lambda)}{\tau_h} \times \frac{hc}{\lambda} \times \frac{S_{emi}}{euS_{trans}} \times \frac{V_T}{S_T} \times dI. \quad (4)$$

设电流丝放射激光的电流阈值^[13]为 I_{th} , 与阈值电流相应的辐射功率为 $P_{th}(\lambda)$, 阈值电流及其相应的辐射功率为相应物理量的积分下限, 则对公式(4)两端积分后整理得

$$P(\lambda) = \frac{(1-R)}{\tau_h} \times \eta(\lambda) \times \frac{hc}{\lambda} \times S_{emi} \times \frac{V_T}{S_T} \times \frac{(I - I_{th})}{euS_{trans}} + P_{th}(\lambda). \quad (5)$$

公式(5)表明电流丝的辐射功率与电流丝内平均载流子密度 $n = I/euS_{trans}$ 、电流丝的体积面积之比 V_T/S_T 、辐射波长 λ 及其辐射复合系数 $\eta(\lambda)$ 、辐射面积 S_{emi} 、材料的反射率 R 和载流子的复合时间 τ_h 等参量密切相关. 考虑仅当丝电流 I 变化时, 电流丝自发辐射的波长为 λ 的光功率与电流阈值以上的丝电流成正比. 为了通过与实验测量数据^[13]比较, 验证公式(5)的合理性, 下面先讨论电流丝的辐射复合系数.

2 辐射复合系数

砷化镓样品中载流子的复合辐射分布在一定波长范围, 在此范围内, 不同波长所对应的发光强度不同, 室温下砷化镓样品的发射光谱大约在 830 nm 至 930 nm 范围, 最大辐射强度峰值的波长大约为 890 nm^[13,23]. 由于 GaAs 是直接带隙半导体, 直接复合起主导作用, 在砷化镓样品的自发辐射现象中, 引入辐射强度与辐射的波长分布函数的概念. 设 $dN(\lambda)$ 为单位时间内产生的波长分布在某一间隔 $\lambda - \lambda + d\lambda$ 内的光子数, N_{ph} 为单位时间内产生的总光子数, 则 $dN(\lambda)/N_{ph}$ 表示分布在这一间隔内的光子数占总光子数的百分率, 显然 $dN(\lambda)/N_{ph}$ 与波长增量 $d\lambda$ 成正比, 也与波长 λ 有关. 定义辐射波长分布在 λ 附近单位波长间隔内的光子数占总光子数的百分率为辐射复合系数 $\eta(\lambda)$, 即辐射强度与辐射的波长分布函数为

$$\eta(\lambda) = \frac{dN(\lambda)}{N_{ph} d\lambda}. \quad (6)$$

对于处在一定温度下的砷化镓样品, $\eta(\lambda)$ 只是波长 λ 的函数^[23]. 根据分布函数的定义, 辐射复合系数

$\eta(\lambda)$ 的归一化条件为

$$\int_{\lambda} \eta(\lambda) d\lambda = 1. \quad (7)$$

辐射波长的平均值为

$$\bar{\lambda} = \int_{\lambda} \lambda \eta(\lambda) d\lambda. \quad (8)$$

上述定义对近似描述砷化镓样品的自发辐射普遍成立, 下面讨论高增益 GaAs PCSS 中电流丝的自发辐射现象.

在电流丝的自发辐射现象中, 由于辐射复合系数 $\eta(\lambda)$ 的具体形式尚不清楚, 因此我们分析电流丝的自发辐射光谱的结构特征, 确定关于计算辐射波长范围内各波长的辐射复合系数的一组参照值. 高增益砷化镓光导开关中电流丝一端的自发辐射光谱显示^[13]: 室温下电流丝四个相对发光强度峰值波长大约为 876 nm, 881 nm, 885 nm 和 890 nm, 四个相应的发光峰值强度分别近似为 $I(876)=1.1905 \times 10^4$ (a.u.), $I(881)=1.2381 \times 10^4$ (a.u.), $I(885)=1.2857 \times 10^4$ (a.u.) 和 $I(890)=1.3095 \times 10^4$ (a.u.), 自发辐射峰值半高的宽度大约为 50 nm (856–906 nm). 考虑在波长范围 875.5 nm $\leq \lambda \leq$ 890.5 nm 内的自发辐射光谱, 求四个峰值波长处的物理量的平均值, (1) 四个峰值波长的平均值为 $\bar{\lambda} = 883$ nm, (2) 四个相对发光强度峰值的平均值为 $\bar{I}(883)=1.25595 \times 10^4$ (a.u.), (3) 分析电流丝一端的自发辐射光谱(参考文献[13]中图 4)及其相关内容, 估计大约 45% 的光子数分布在这个波长范围, 因此假设 $\eta(875.5 \text{ nm} \leq \lambda \leq 890.5 \text{ nm})=0.45$, 为了便于在理论上定量描述, 考虑光子数集中分布在四个峰值波长处的单位波长间隔内, 则四个峰值波长的平均辐射复合系数为 $\bar{\eta}(883) \approx 0.1125$.

由光子数计算的光强度公式、公式(2)、公式(6)和(8), 可以导出各峰值波长的辐射复合系数与平均辐射复合系数之间的关系为

$$\frac{\eta(\lambda)}{\bar{\eta}(\bar{\lambda})} = \frac{\lambda}{\bar{\lambda}} \times \frac{I(\lambda)}{\bar{I}(\bar{\lambda})}. \quad (9)$$

由公式(9)可以求出四个峰值波长的辐射复合系数: $\eta(890) = 0.1182$, $\eta(885) \approx 0.1154$, $\eta(881) \approx 0.1106$, $\eta(876) \approx 0.1058$. 如果把这组参照值外推到整个自发辐射光谱范围, 由 875 nm 的发光强度近似为 $I(875)=1.08 \times 10^4$ (a.u.)^[13], 可以求出 $\eta(875) \approx 0.0958$.

在此基础上验证公式(5)的合理性. 实验测量电

流丝一端的最大辐射能量($\lambda=890$ nm)如图 1 中连接两点的虚线所示^[13]. 设电流丝顶部的面积为 S_{tip} , 注意到圆柱形电流丝有辐射面积 $S_{emi}=S_{tip}=S_{trans}$. 代入实验数据^[13]: 电流丝横切面的半径 $r_0 \approx b/2=20 \mu\text{m}$ (电流丝宽度 $b=40 \mu\text{m}$), 长度 $d=0.5$ mm, $R=0.3$, $\lambda=890$ nm, $I_{th}=5$ A, $P_{th}(\lambda)=0$, 丝电流 I 取值范围 5–95 A; 则 $V_T=628000 \mu\text{m}^3$, $S_T=65312 \mu\text{m}^2$. 其他各参量分别为 $\tau_h=100$ ps^[24], $h=6.625 \times 10^{-34}$ J s, $c=3 \times 10^8$ m s⁻¹, $e=1.6 \times 10^{-19}$ C, $u=u_d=10^7$ cm/s (u_d 为 GaAs 中载流子的高场饱和和漂移速度), $\eta(890)=0.1182$ 和 $\eta(875) \approx 0.0958$. 计算结果如图 1 中实线所示, 波长为 890 nm 的辐射能量的计算结果(上面一条实线)与实验测量结果(虚线)十分吻合. 计算表明: 与辐射波长 890 nm 的自发辐射比较, 对于同一丝电流, 辐射波长 875 nm 的自发辐射能量较小.

在验证单位时间内 890 nm 的自发辐射能量与实验测量结果吻合的基础上, 分析高增益 GaAs PCSS 中紧邻电流丝顶部的光生载流子密度分布.

3 电流丝顶部的光生载流子密度分布

与前面分析方法类似, 考虑在某一瞬时, 高增益 GaAs PCSS 中圆柱形电流丝的形状和大小不变. 设

图 1 (网络版彩图) 电流丝一端 1 ns 最大自发辐射能量随丝电流的变化关系. 连接两点的虚线是辐射波长 890 nm 自发辐射的测量结果(实验数据来自参考文献[13]中图 6); 式(5)中取 $\eta(890) = 0.1182$ 的模拟结果(实线)与实验结果(虚线)吻合; 辐射波长 875 nm 的自发辐射能量较小

Figure 1 (Color online) The optical output energy of the spontaneous emission in 1 ns versus filament current is shown. The dotted line connecting the two data points shows the measured results of spontaneous emission from the 890 nm radiation (the data come from the Figure 6 in ref. [13]). When $\eta(890) = 0.1182$, the computed results (the upper solid line) are in accord with experimental data (the dotted line). By comparison, the output energy of 875 nm radiation is lower.

紧邻电流丝顶部的光吸收区域是与电流丝同一轴线的圆柱形, 吸收区域的横切面积为 S_{Atrans} 、长度为 Z , 半绝缘碲化镓材料的光吸收系数为 $\alpha(\lambda)$ 、本征载流子密度为 n_i , 单位时间内波长为 λ 的自发辐射在吸收区域内产生的载流子密度增量为 $dn_{eh}(\lambda, I, Z)$ 、光生载流子密度为 $n_{eh}(\lambda, Z)$, 自发辐射在吸收区域产生的载流子密度总和为 $n_{eh}(Z)$. 考虑 $S_{Atrans}=S_{trans}=S_{tip}=S_{emi}$, 被吸收的每个光子产生一对电子-空穴, 仅当丝电流变化时, 光生载流子密度增量 $dn_{eh}(\lambda, I, Z)$ 可以表示为

$$dn_{eh}(\lambda, I, Z) = \left[1 - \exp(-\alpha(\lambda)Z) \right] \times (1-R) \times \frac{\eta(\lambda)}{\tau_h} \times \frac{S_{tip}}{euS_{trans}} \times \frac{V_T}{S_T} \times \frac{1}{S_{Atrans}Z} dI. \quad (10)$$

本征载流子密度和阈值电流分别为相应物理量的积分下限, 公式(10)两端积分整理后得吸收区域内光生载流子密度分布为

$$n_{eh}(\lambda, Z) = \left[1 - \exp(-\alpha(\lambda)Z) \right] \times \frac{(1-R)}{\tau_h} \times \frac{S_{tip}}{S_{Atrans}} \times \frac{V_T}{S_T} \times \frac{\eta(\lambda)}{Z} \times \frac{(I-I_{th})}{euS_{trans}} + n_i. \quad (11)$$

公式(11)揭示了紧邻电流丝顶部的光生载流子密度 $n_{eh}(\lambda, Z)$ 与电流丝内平均载流子密度和电流丝的体积面积比值成正比, 与光吸收系数 $\alpha(\lambda)$ 、光吸收区域的横切面积 S_{Atrans} 和长度 Z 等参量相关. 电流丝顶部的自发辐射在吸收区域产生的载流子密度总和为

$$n_{eh}(Z) = \sum_{\lambda} n_{eh}(\lambda, Z). \quad (12)$$

同理, 由于 $\eta(\lambda)$ 的具体形式尚不清楚, 因此精确计算 $n_{eh}(\lambda, Z)$ 是困难的. 考虑归一化条件, 在电流丝辐射波长范围内非均匀分段, 各段辐射复合系数取值分别为 $\eta(830 \leq \lambda \leq 875) = \eta(\lambda \leq 875) \approx 4\eta(875) \approx 0.3832$, $\eta(875 < \lambda \leq 879) = \eta(876) \approx 0.1058$, $\eta(879 < \lambda \leq 883) = \eta(881) \approx 0.1106$, $\eta(883 < \lambda \leq 887) = \eta(885) \approx 0.1154$, $\eta(887 < \lambda \leq 900) \approx 1.5651\eta(890) \approx 0.185$, $\eta(900 < \lambda \leq 930) \approx 0.1$; 半绝缘碲化镓材料的光吸收系数 $\alpha(\lambda)$ 相应分别取值为^[25] $\alpha(830 \leq \lambda \leq 875) = \alpha(875) \approx 8 \times 10^3 \text{ cm}^{-1}$, $\alpha(875 < \lambda \leq 879) = \alpha(876) \approx 5 \times 10^3 \text{ cm}^{-1}$, $\alpha(879 < \lambda \leq 883) = \alpha(881) \approx 1 \times 10^3 \text{ cm}^{-1}$, $\alpha(883 < \lambda \leq 887) = \alpha(885) \approx 4 \times 10^2 \text{ cm}^{-1}$, $\alpha(887 < \lambda \leq 900) = \alpha(890) \approx 1 \times 10^2 \text{ cm}^{-1}$, $\alpha(900 < \lambda \leq 930) \approx \alpha(900) \approx 20 \text{ cm}^{-1}$; $n_i \approx 2.25 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$ ^[25], 参数 R, τ_h, h, c, e, u 取值同前; 其他参数分别取值为 $r_0 = 100 \text{ } \mu\text{m}$, $d = 500 \text{ } \mu\text{m}$, $I = 1725 \text{ A}$ (相应 $n \approx 3.43 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$), $I_{th} = 125$

A (由上节的放射激光的电流密度阈值 I_{th}/S_{trans} 导出), $Z = 0^+ \sim 50 \text{ } \mu\text{m}$. 由式(11)和(12)的计算结果如图 2 所示: 依次从上到下, 实线是光生载流子密度总和 $n_{eh}(Z)$, 点划线为辐射波长 $\lambda \leq 875 \text{ nm}$ 的辐射产生的载流子密度 $n_{eh}(\lambda \leq 875, Z)$, 虚线为 876 nm 的辐射产生的载流子密度 $n_{eh}(876, Z)$, 在虚线下面是 $\lambda > 876 \text{ nm}$ 的各种波长的辐射产生的载流子密度 $n_{eh}(\lambda > 876, Z)$.

图 2 表明: (1) 在紧邻电流丝顶部 ($Z=0^+$) 处光生载流子密度 $n_{eh}(0^+)$ 最大, 从电流丝顶部由近及远, 光生载流子密度迅速下降. (2) 辐射波长 $\lambda \leq 876 \text{ nm}$ 的辐射产生的最大载流子密度 $n_{eh}(0^+)$ 具有主导作用; 电流丝顶部波长大约为 890 nm 的辐射强度峰值最大, 该辐射波长的光生载流子密度比本征载流子密度至少大 7 个数量级; 但是在电流丝顶部的最大的光生载流子密度处 ($Z=0^+$), 该辐射波长的光生载流子密度比波长 $\lambda = 876 \text{ nm}$ 的光生载流子密度至少小 1 个数量级, 比辐射波长 $\lambda \leq 875 \text{ nm}$ 的光生载流子密度小大约 2 个数量级. (3) 电流丝的体积面积比值是影响电流丝辐射效应的关键因素, 图 2 中最大光生载流子密度 $n_{eh}(0^+)$ 比电流丝内平均非平衡载流子密度 ($n \approx 3.43$

图 2 紧邻电流丝顶部的光生载流子密度分布规律

图中 Z 是到电流丝顶部的距离, 丝电流为 1725 A , 实线是辐射波长范围的光生载流子密度总和, 点划线为辐射波长 $\lambda \leq 875 \text{ nm}$ 的辐射产生的载流子密度, 虚线为 876 nm 的辐射产生的载流子密度, 在虚线下面是 $\lambda > 876 \text{ nm}$ 的各种波长的辐射产生的载流子密度

Figure 2 The carrier density distribution ahead of the current filament is shown. Z is the distance to the tip of the filament. The filament current is 1725 A . The solid line shows the sum of carrier density from the recombination radiation. The dot dash line shows the carrier density from the $\lambda \leq 875 \text{ nm}$ radiations. The dotted line shows the carrier density from the 876 nm radiation. Below the dotted line is the carrier density from the $\lambda > 876 \text{ nm}$ radiations.

$\times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) 小大约 1 个数量级; 一般情况下, 仅当电流丝的体积面积之比 V_T/S_T 变化, 当 $V_T/S_T < 10$ 时, $n_{eh}(0^+)$ 比 n 小大约 2 个数量级, 当 $V_T/S_T \geq 10$ 时, $n_{eh}(0^+)$ 比 n 小大约 1 个数量级.

4 结论

导出了高增益 GaAs PCSS 中电流丝的线性辐射规律, 定义了砷化镓样品中自发辐射的辐射复合系数, 根据归一化条件和分析高增益 GaAs PCSS 中电流丝的自发辐射光谱, 近似确定了电流丝的平均辐射复合系数为 $\bar{\eta}$ (883 nm) ≈ 0.1125 , 导出了各辐射波长的辐射复合系数与平均辐射复合系数之间的关系,

辐射波长 890 nm 的光输出能量的理论计算与实验测量十分吻合, 解释了高增益 GaAs PCSS 中电流丝的自发辐射现象. 在此基础上, 从理论上揭示了电流丝顶部前面的光生载流子密度的分布特征. 理论分析表明: 电流丝内的平均载流子密度和电流丝的体积面积比值是影响电流丝辐射效应的重要因素, 在紧邻电流丝顶部 ($Z = 0^+$) 处光生载流子密度 $n_{eh}(0^+)$ 最大, 辐射波长 $\lambda \leq 876 \text{ nm}$ 的辐射产生的最大载流子密度 $n_{eh}(0^+)$ 占据主导作用, 电流丝的最大光生载流子密度 $n_{eh}(0^+)$ 通常比电流丝内平均非平衡载流子密度小 1–2 个数量级. 这个工作分析了高增益 GaAs PCSS 的自发辐射效应, 所得结论对于完善理解高增益 GaAs PCSS 的物理机理和优化设计相关器件具有重要意义.

参考文献

- 1 Zutavern F J, Glover S F, Mar A, et al. High current, multi-filament photoconductive semiconductor switching. In: the Proceedings of the 18th IEEE International Pulsed Power Conference (PPC2011), 2011. 1112–1119
- 2 Yang H C, Cui H J, Sun Y Q, et al. High power, longevity gallium arsenide photoconductive semiconductor switches. Chin Sci Bull, 2010, 55(13): 1331–1337
- 3 Zutavern F J, Glover S F, Swalby M E, et al. DC-charged GaAs PCSSs for trigger generators and other high-voltage applications. IEEE Trans Plasma Sci, 2010, 38(10): 2708–2715
- 4 Kirawanich P, Yakura S J, Islam N E. Study of high-power wideband terahertz-pulse generation using integrated high-speed photoconductive semiconductor switches. IEEE Trans Plasma Sci, 2009, 37(1): 219–228
- 5 Zutavern F J, Glover S F, Swalby M E, et al. GaAs PCSSs for DC applications. In: the Proceedings of the 17th IEEE International Pulsed Power Conference (PPC2009). Albuquerque, 2009. 1448–1453
- 6 Rihani S, Faulks R, Beere H, et al. Effect of defect saturation on terahertz emission and detection properties of low temperature GaAs photoconductive switches. Appl Phys Lett, 2009, 95(5): 051106
- 7 Kinsey N G, Curry R D, Helava H, et al. Design and testing of wide bandgap current limiting devices. In: the Proceedings of the Power Modulator and High Voltage Conference (IPMHVC). IEEE, 2012. 343–346
- 8 Loubriel G M, Helgeson W D, McLaughlin D L, et al. Triggering GaAs lock-on switches with laser diode arrays. IEEE Trans Electron Devices, 1991, ED-38(4): 692–695
- 9 Zutavern F J, Loubriel G M, O'Malley M W, et al. Characteristics of current filamentation in high gain photoconductive semiconductor switching. In: the Proceedings of the 20th IEEE International Power Modulator Symposium. Myrtle Beach, 1992. 305–311
- 10 Schoenbach K H, Kenney J S, Peterkin F E, et al. Temporal development of electric field structures in photoconductive GaAs switches. Appl Phys Lett, 1993, 63(15): 2100–2102
- 11 Zutavern F J, Loubriel G M, O'Malley M W, et al. High gain photoconductive semiconductor switching. In: the Proceedings of the 8th IEEE International Pulsed Power Conference. San Diego, 1991. 23–28
- 12 Loubriel G M, Zutavern F J, Hjalmarson H P, et al. Measurement of the velocity of current filaments in optically triggered, high gain GaAs switches. Appl Phys Lett, 1994, 64(24): 3323–3325
- 13 Zutavern F J, Baca A G, Chow W W, et al. Semiconductor lasers from photoconductive switch filaments. In: the Proceedings of the IEEE International Pulsed Power Plasma Science Conference. Las Vegas, 2001. 1: 170–173
- 14 Liu H, Ruan C L, Zheng L. Analysis of the theory of the electron avalanche domain (EAD) in GaAs photoconductive semiconductor switches (in Chinese). Chin Sci Bull, 2011, 56(9): 679–684 [刘鸿, 阮成礼, 郑理. 砷化镓光导开关的畴电子崩理论分析. 科学通报, 2011, 56(9): 679–684]
- 15 Liu H, Ruan C L. Streamer model in intrinsic GaAs photoconductive semiconductor switch (in Chinese). Chin Sci Bull, 2008, 53(18): 2181–2185 [刘鸿, 阮成礼. 本征砷化镓光导开关中的流注模型. 科学通报, 2008, 53(18): 2181–2185]
- 16 Liu H, Ruan C L. Streamer in high gain GaAs photoconductive semiconductor switches. In: the Proceedings of the 17th IEEE International Pulsed Power Conference (PPC2009). Albuquerque, 2010. 663–668

- 17 Liu H, Ruan C L. "S-shaped" negative differential conductivity of high gain GaAs photoconductive switches. In: the Proceedings of IEEE Lasers & Electro Optics & The Pacific Rim Conference on Lasers and Electro-Optics, 2009. Shanghai, 2009
- 18 Liu H, Ruan C L. Analysis of characteristic quantities in high gain GaAs photoconductive semiconductor switches (in Chinese). Chin J Lasers, 2010, 37(2): 394–397 [刘鸿, 阮成礼. 高增益砷化镓光导开关中的的特征量分析. 中国激光, 2010, 37(2): 394–397]
- 19 Stout P J, Kushner M J. Modeling of high power semiconductor switches operated in the nonlinear mode. J Appl Phys, 1996, 79(4): 2084–2090
- 20 Liu H, Ruan C L. Photo-ionization effects in high gain gallium arsenide photoconductive semiconductor switches (in Chinese). Acta Optica Sinica, 2009, 29(2): 496–499 [刘鸿, 阮成礼. 高增益砷化镓光导开关中的光致电离效应. 光学学报, 2009, 29(2): 496–499]
- 21 Kayasit P, Joshi R P, Islam N, et al. Transient and steady state simulations of internal temperature profiles in high-power semi-insulating GaAs photoconductive switches. J Appl Phys, 2001, 89(2): 1411–1417
- 22 Zutavern F J, Glover S F, Reed K W, et al. Fiber-optically controlled pulsed power switches. IEEE Trans Plasma Sci, 2008, 36(5): 2533–2540
- 23 Southgate P D. Recombination processes following impact ionization by high-field domain in Gallium Arsenide. J Appl Phys, 1967, 38(12): 4589–4595
- 24 Lee C H. Picosecond optoelectronic switching in GaAs. Appl Phys Lett, 1977, 30(2): 84–86
- 25 Blakemore J S. Semiconducting and other major properties of gallium arsenide. J Appl Phys, 1982, 53 (10): R123–R181

Spontaneous radiation effects of the current filament in GaAs photoconductive semiconductor switches

LIU Hong^{1*}, ZHENG Li², RUAN ChengLi³, YANG HongJun¹, YANG Wei¹
& ZHENG YongLin¹

¹ School of Electronic Information Engineering, Chengdu University, Chengdu 610106, China;

² Department of Mechatronics, Chengdu Technological University, Chengdu 611730, China;

³ School of Physics Electronics, University of Electronics Science & Technology of China, Chengdu 610054, China

The spontaneous radiation effects of current filament in high gain gallium arsenide (GaAs) photoconductive semiconductor switches (PCSS) have been studied by using the statistical-physical method. The spontaneous radiation law of the current filament in high gain GaAs PCSS was derived. In GaAs samples the concepts for the wavelength distribution function of the radiation intensity were introduced. The average radiative recombination coefficient of the current filament in high gain GaAs PCSS, $\bar{\eta}$ (883 nm) $\approx$ 0.1125, was approximately determined. The relationship between radiative recombination coefficients of different radiation wavelengths and the average radiative recombination coefficient was deduced. It was verified that the optical output energy of the peak wavelength, $\lambda=890$ nm, coincided with the experimental observations. The density distribution of the carrier from the recombination radiation at the tip of the filament is revealed in theory. The results show the ratio of volume to area of the current filament and the average carrier density inside the current filament are two primary factors that affect the radiation effect of current filament. Reabsorption of $\lambda \leq 876$ nm radiations plays a dominant role for the maximum density of carrier from the recombination radiation. The maximum density of carrier from the recombination radiation at the tip of the filament is approximately 1–2 orders of magnitude lower than the average carrier density inside the current filament.

gallium arsenide (GaAs) photoconductive semiconductor switches (PCSS), current filament, radiation law, radiative recombination coefficient, density distribution of carrier

PACS: 61.80.Az, 61.72.uj, 02.50.-r, 42.72.Ai

doi: 10.1360/132013-58