

本征砷化镓光导开关中的流注模型

刘鸿, 阮成礼*

电子科技大学物理电子学院, 成都 610054;

成都大学电子信息工程学院, 成都 610106

* 联系人, E-mail: rcf@uestc.edu.cn

2008-05-04 收稿, 2008-09-03 接受

国防探索项目资助(编号: 7130520)

摘要 应用耿效应电子学结合气体放电理论系统研究了高增益砷化镓(GaAs)光导开关(PCSS)的工作机理, 提出了以畴电子崩为基础的流注模型, 阐述了畴电子崩概念及其物理意义和高增益 GaAs 光导开关中载流子的输运过程, 阐明了光导开关中光致电离的效应和畴电子崩可能导致集体碰撞电离在局域引发雪崩现象, 分析了流注形成的临界条件, 导出了流注维持发展的临界条件解析表达式, 揭示了与非线性模式(lock-on 效应)密切联系的流注的形成和发展的一般规律. 应用这个模型合理解释了高增益 GaAs 光导开关的实验结果、非线性现象中流注快速发展和电流的上升时间很快的物理原因, 以及非线性模式的发展过程中的各种现象.

关键词
光导开关
非线性特性
物理机制
光致电离效应
畴电子崩
临界条件
碰撞电离
流注模型
输运过程

光导半导体开关(photoconductive semiconductor switches, PCSS)在高功率超宽带脉冲^[1]产生、高功率微波发生器等领域中有广阔的应用前景和重大意义. 高增益光导开关的物理机制是超快、大功率脉冲产生和应用领域中的一个基本理论问题, 它对光导开关功率装置性能有重要的决定意义. 自 1987 年以来人们对高增益光导开关工作的物理机制进行了一系列的实验^[2-6]和理论研究^[7-9], 推进了人们对光导开关非线性模式(lock-on效应)本质的认识. 但高增益光导开关的物理机制十分复杂, 迄今为止没有形成完整、统一、自洽的理论. 在分析课题组的实验数据并结合已报道的实验结果和发表的各种理论模型的基础上, 本文提出了以畴电子崩概念为基础的流注模型, 阐明了高增益本征砷化镓(GaAs)光导开关的lock-on效应的物理机制. 这里重点阐述畴电子崩的概念及其物理意义, 并应用这个模型阐述高增益GaAs光导开关的载流子输运的物理过程.

1 流注形成

对于理想的本征 GaAs 材料, 意味着没有杂质和

陷阱, 在室温下, 本征电子-空穴对密度为 $n_i = 2.25 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$ ^[10], 在 $n_i \cdot L < 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ 的区域内(其中 L 是光导开关间隙长度), 一般不具备偶极畴成核和生长的条件^[11]. 高增益光导开关在工作时, 由于空间电荷限制, 电子来源于阴极, 所有非平衡电子-空穴对是由于光致电离和碰撞电离产生的. 在高增益GaAs光导开关中, 当偏置电场位于速-场特征曲线的负斜率范围^[11]($E_p \leq E_{th} < E < E_v$, 其中 E_p 是GaAs的速-场特征曲线的峰值电场, E_{th} 为耿效应阈值, E_v 为速-场特征曲线的谷最小电场), 光致电离效应产生了局部高载流子密度区域, 提供了允许畴存在的局域环境; 生长畴对光致电离产生的大量非平衡载流子进行局域积累, 达到一定条件时, 可能导致集体碰撞电离^[9]引发载流子雪崩生长, 雪崩现象可能使该区域转变为静止的流注.

设点触发激光能量为 $W_L = 1 \mu\text{J}$, 激光波长为 $\lambda_p = 532 \text{ nm}$, 光子的平均能量大约为 $E_p \approx 2.3334 \text{ eV}$, GaAs相应吸收系数约 $\alpha_p \approx 7 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$ ^[10], 用于照明的光纤直径为 1 mm , GaAs的吸收深度为 $h = 1 \mu\text{m}$, 则光

导开关在该区域吸收了约 99.91% 的光子, 电子-空穴对的平均密度约为 $n_{pe} \approx 3.41 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, 相对于禁带宽度 $E_g = 1.424 \text{ eV}$ 的光电子可能具有的平均热动能为 $E_{pe} \approx 0.9094 \text{ eV}$. 如果照明激光能量较大 (如 $W_L \geq 10 \text{ } \mu\text{J}$ [2]), 由于大量光电子强烈的随机热运动, 一方面非平衡载流子密度区域 (触发区域) 可能扩展, 从而大于照明区域; 另一方面在该区域内形成平均初始空间电荷分布 (n_{pe0}). 在照射光产生的触发区域, 可能具备畴成核和生长的条件: $n_{pe0} \cdot w > 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, 其中 w 为该区域沿电场方向的特征尺度.

高场畴成核和生长时, 是一种耿不稳定性, 前面存在运动较快的大量非平衡电子. 由于电子向各方向扩散, 因此非平衡电子前部呈球形. 设生长畴具有直角三角形场分布 [12]. 本文将生长畴和在它前面的非平衡电子统一组成的微观结构称为“畴电子崩”, 可以形象地表示为一个球帽圆柱体形, 如图 1, 其中 b 是畴区长度. 畴电子崩的首部电子属于中心能谷, 尾部电子属于高能谷, 在相同的偏置电场中, 中心能谷的电子获得的加速度大于高能谷的电子获得的加速度. 畴电子崩满足偶极畴动力学的基本方程 [13]. 引入畴电子崩概念, 有助于描述流注的分枝和发展.

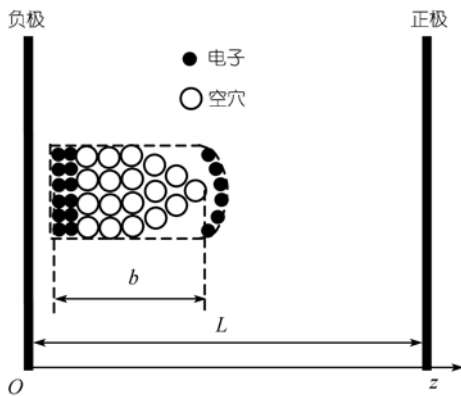


图 1 畴电子崩示意图

畴电子崩生长必须经过小信号范围 [13], 能够转变为流注的生长畴的初始载流子密度较大, 生长时间短, 可以用小信号生长方式处理. 在忽略扩散和线性近似条件下, 畴区电荷积累满足规律 [13,14]:

$$\begin{aligned} n(t) &= n(t=0) \times \exp(t/\tau_G) \\ &\approx n(t=0) \times \exp[en(t=0)|\mu|t/\varepsilon], \end{aligned} \quad (1)$$

式中 $n(t)$ 为载流子密度, $n(t=0)$ 为引起微扰的载流子 (初始空间电荷) 密度, μ 为电子的负微分迁移率, t 是生

长时间, τ_G 是小信号时间常数, e 是电子的电荷量, ε 是介电常数. 稳态畴的长度 b_{ss} 可用下式计算 [12]:

$$b_{ss} = \{(2\varepsilon\phi_D)/[en(t=0)]\}^{1/2}, \quad (2)$$

式中 ϕ_D 是畴过电势. 如果 t_G 表示畴的实际生长时间, 一个生长畴的实际长度可以计算如下:

$$b = b_{ss}[1 - \exp(-t_G/\tau_G)]. \quad (3)$$

一个生长畴可能引发载流子雪崩生长. 在砷化镓样品中, 实验已经观察到一个耿不稳定性 (畴电子崩) 可能直接跃迁到一个高电流、低恒定电压状态, 同时伴随着大量的带隙复合辐射 [15~18]. 这些实验结果指出了一个共同的事实: 在高载流子密度条件下, 生长畴可能在样品中引发载流子雪崩生长, 产生 S 形电流-电压特性 [18]. 这个现象有两种不同解释: 一是碰撞电离雪崩发生在一个电极附近的局域高场 ($E > 200 \text{ kV/cm}$) 区域内 [15,17], 二是认为在整个样品 ($10 \text{ } \mu\text{m} \leq a \leq 200 \text{ } \mu\text{m}$, 其中 a 为样品长度) 中均匀地存在低场 ($3 \text{ kV/cm} < E < 200 \text{ kV/cm}$) 雪崩 [16,19]. 高增益光导开关基于载流子低场雪崩产生 [6], 这个雪崩过程由集体碰撞电离理论 [9] 描述: 载流子雪崩生长要求大量载流子 (临界值 $n_c \sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ [9]) 相互作用和一个被电场“集体加热”的中间过程 [6]. 通过对实验结果和相关理论的分析, 可以得到结论: 在高增益本征砷化镓光导开关中, 集体碰撞电离能够在局域内引发载流子雪崩生长.

在高载流子密度条件下, 当畴电子崩的耗尽层的空穴密度 p 积累达到一个临界值 n_{cs} 时, 在生长畴内可能导致集体碰撞电离 [9] 引发载流子雪崩生长, 进而导致耗尽层的非平衡空穴密度不再减少, 转变为一个可以视为不动的正空间电荷区. 积累层的电子迅速进入这个区域, 使电子和空穴密度近似相等 ($n \approx p$), 流注就从该位置形成; 畴电子崩的首部电子相关附着在流注前面. 雪崩发生导致流注形成的临界值的选择基于三个方面的考虑: 流注内载流子密度的实验测量值 [5,6] 范围、满足集体碰撞电离机制要求 [9]、流注自持的发展过程要求. 设在触发区域内形成的流注为初级流注, 本文选取初级流注形成要求的临界值为

$$n_{csi} \geq 10^{18} \text{ cm}^{-3}. \quad (4)$$

如果在触发区域内存在几个畴电子崩满足这样的条件, 就可能产生几个初级流注, 因此在光照区域或其附近, 可能形成多支流注, 它们可能合并, 也可能独立发展. 流注体内是近似电中性、适度传导的等离子通道, 内部具有较低的均匀电场 E_s , 同时在流注外面

的绝缘区内存在一个较高的均匀电场 E_1 (见图 2, 偏置电压 V_0 恒定时, 平均电场 $E_0 = V_0/L$, $4 \text{ kV/cm} \leq E_0 \leq E_v$), 光导开关两端的偏置电压为

$$V_0 = E_s d + E_1(L-d). \quad (5)$$

E_1 随 d 的伸长而增加, 有利于沿电场方向的后代畴电子崩生长。

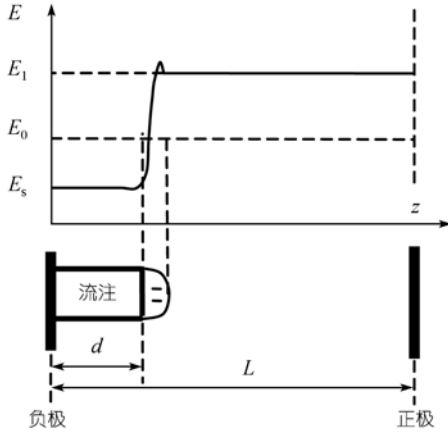


图 2 在阴极形成的流注 d 及电场分布的示意图

流注一旦形成, 光导开关的间隙被分成两类不同物理性质的区域: 流注区域和剩余的绝缘区域。空穴密度是描述流注的重要参数之一, 在流注体内, 集体碰撞电离效应 R_{iiAp} 具有主导作用, 这一效应包括碰撞电离和俄歇复合的贡献^[9], 可能引发载流子雪崩生长, 同时电流梯度引起空穴变化, 复合使空穴减少, 复合辐射在流注内的光致电离 n_{ipe-h} 使空穴增加。流注的维持发展要求流注内空穴密度 p 随时间的变化率不能小于零, 故流注自持的临界条件为

$$\partial p / \partial t = -(1/e) \left[\partial J_p / \partial z \right] - p / \tau_h + R_{iiAp} + n_{ipe-h} \geq 0, \quad (6)$$

式中 J_p 是流注的空穴电流密度, z 为坐标, τ_h 为空穴复合时间。设 R_{out} 为发射在流注外面的光子比率, $R_{e-ph} < 1$ 为吸收的光子只有一部分产生电子-空穴对, η 为流注内单位体积的复合辐射系数, 则

$$n_{ipe-h} = (1 - R_{out}) R_{e-ph} \eta p / \tau_h. \quad (7)$$

2 流注发展

气体放电中流注的发展仅基于光电的电离(光致电离和电子崩)^[20]; 在高增益光导开关中, 流注发展不仅基于光电的电离, 畴电子崩过程成为光致电离和集体碰撞电离的必要桥梁, 故这个物理过程更复杂。当初级流注离开触发区而进入绝缘区时, 成为了

代替外界电离因子作用的辐射电离源, 它发射的复合辐射(875 nm^[2-4])的光致电离, 在其周围的一定范围内产生了大量的光电子-空穴对。这些光电子的平均热动能为零, 在电场作用下形成空间电荷区, 导致第二代畴电子崩生长。引发载流子碰撞电离雪崩生长的第二代畴电子崩转变为第二级流注, 从而促进了流注结构的发展。在高增益光导开关中, 这是一个自持的重复过程, 直到流注连通两个电极。

假设流注近似一个半径为 r_0 、瞬时长度为 d 的圆柱体结构, 光子辐射具有各向同性, 从对称性考虑, 在更大的同轴圆柱壳层范围 V_{eff} 内可能产生允许畴存在的环境, 如图 3 所示。设 y 为有效区域内任一点到流注外表面的距离, 辐射源的任意辐射面积与总辐射面积的比率为 R_{rad} , 则与流注相邻的无穷小体积 dV 内被吸收的光子数为

$$dN_{effph} = R_{rad} [R_{out} (\eta p / \tau_h) \pi r_0^2 d] \times [1 - \exp(-\alpha_{ph} y)] dV. \quad (8)$$

由于复合辐射的光子具有同一波长 875 nm, 相应的光吸收系数 $\alpha_{ph} \approx 8 \times 10^3 \text{ cm}^{-1}$ ^[10]。则有效区域内光致电离产生的非平衡电子-空穴对数目 $N_{outpe-h}$ 近似为

$$N_{outpe-h} = \iiint_{V_{eff}} R_{e-ph} dN_{effph}. \quad (9)$$

在选择合理的参数范围内, 由(8)和(9)式可以计算流注的光致电离在典型体积 $\Delta V = \pi r_0^2 \Delta Z$ 内产生的平均载流子密度 $n(t=0)$, 可以满足条件: $n(t=0) \cdot \Delta Z = n(t=0) \cdot y \geq 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ 。在 p 和 r_0 不变的条件下, $n(t=0)$ 随 d 的增长而增加。

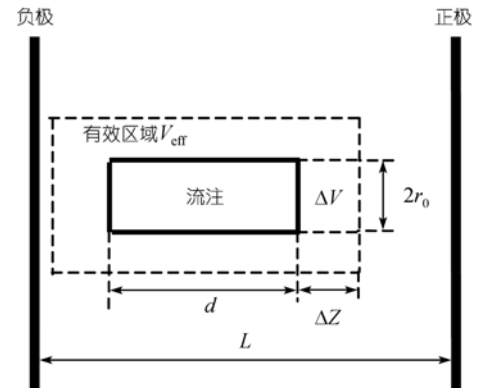


图 3 计算流注的光致电离效应的示意图

流注前面的 ΔV 是光致电离效应的一个典型区域

在初级流注基础上, 选择后代畴电子崩的畴区内引发雪崩现象导致流注要求的载流子密度临界值 n_{csp} 为

$$n_{\text{csp}} \geq 3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}. \quad (10)$$

基于上述流注发展的物理过程, 可以导出流注传播的瞬时速度. 考虑紧邻流注前面的一个畴电子崩(见图 4, 其中 E_2 是生长畴的最大电场), 如果耗尽层的空穴密度从 $n(t=0)$ 生长达到 $n_{\text{csp}} \geq 3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, 则整个畴区 b 成为流注的一部分, 即流注伸长 $\Delta d \approx b$ 所需的时间 t_{pro} 等于耗尽层的空穴密度从 $n(t=0)$ 生长到 $n_{\text{csp}} = 3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 的时间 t_G . 因此流注发展的瞬时速度 v_{pro} 可以计算如下:

$$v_{\text{pro}} = \Delta d / t_{\text{pro}} \approx b / t_{\text{pro}} = b / t_G. \quad (11)$$

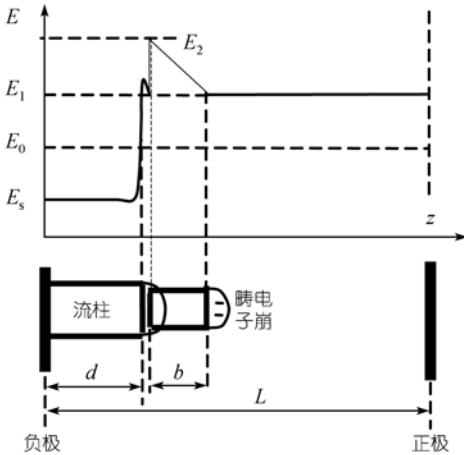


图4 流注传播及电场分布示意图

如果取平均畴过电势 $\Phi_D \approx V_0/3 = E_0 L/3$, 且 $|\mu|E_0 \approx 2v_d$, 其中 v_d 为电子的饱和漂移速度, 代入(2)式整理得

$$b_{\text{ss}} \approx \{ (2\varepsilon\Phi_D) / [en(t=0)] \}^{1/2} \approx (4\tau_G v_d L/3)^{1/2}. \quad (12)$$

本文选取参数值分别为 $\mu = -2000 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, $L = 1.5 \text{ cm}$, $v_d = 10^7 \text{ cm/s}$, $\varepsilon = 12.5\varepsilon_0$, $\varepsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \text{ F/m}$. 应用(12), (3), (1), (11)式计算流注的瞬时速度. 在后代畴中, 微扰载流子密度从 $n(t=0) = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ 上升到 $3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 的范围, 稳态畴长度从 $b_{\text{ss}} \approx 83.15 \text{ }\mu\text{m}$ 减少到 $15.18 \text{ }\mu\text{m}$, 流注形成时的生长畴长度从 $b \approx 82.87 \text{ }\mu\text{m}$ 减少到 $13.66 \text{ }\mu\text{m}$; 生长时间从 $t_G = 19.72 \text{ ps}$ 减少到 0.265 ps ; 流注的瞬时速度从 $v_{\text{pro}} \approx 4.203 \times 10^8 \text{ cm/s}$ 增加到 $5.149 \times 10^9 \text{ cm/s}$. 计算结果表明: (1) 流注发展的瞬时速度由微扰空间电荷密度 $n(t=0)$ 等因素决定, 具有可变性和超快性(可以远远大于电子的饱和漂移速

度), 与实验测量^[3,4]符合; (2) 生长畴导致集体碰撞电离引发载流子雪崩生长的时间很快, 与实验观察一致^[15~18]; (3) 存在 $b < b_{\text{ss}}$, 验证了畴电子崩的结构假设.

由于各个畴内存在过电势 Φ_{Di} , 流注体外存在后代畴电子崩时, 平均电场 E_1 降低, 偏置电压为

$$V_0 = E_s d + E_1 (L - d) + \sum_{i=1}^m \Phi_{Di}, \quad (13)$$

式中 m 表示平行于电场方向同一轴线上的生长畴数目(参考图 4). (13)式是后代畴电子崩形成的电场限制条件. 畴电子崩能够引起流注的分枝、多枝、弯曲、远离和合流等现象.

3 Lock-on 效应

高增益GaAs光导开关中, 流注传播连通两个电极, 提供一条导电通道, 导致lock-on现象发生. 从初始触发激光照射后, 畴电子崩形成和发展, 流注形成和发展直到连通两个电极为止, 这些过程需要的时间就是高增益模式电流的延迟时间, 可以近似计算, 结果与实验观察一致^[2~4]. 由于 E_1 随 d 的伸长而增加, 通道发展在完全跨过开关间隙的霎时, 瞬时场 E_1 和光致电离在流注通道内引发一个强烈的电离过程, 这一电离过程是以波的形式从一个电极向另一个电极传播, 迅速提高通道的电离度和电导, 同时间隙上的电压迅速下降, 外电路的电流迅速上升. 这一物理过程与气体的返回电离波相似^[20]. 通过流注从一个电极到达另一个电极的第一个电离波的传播时间等于非线性模式电流的上升时间, 电离波速度 v_{iw} 可以大于、等于或小于载流子的饱和漂移速度. 电流上升时间 t_{ri}

$$t_{\text{ri}} = L / v_{\text{iw}}. \quad (14)$$

例如, 流注发展从阴极刚到达阳极, 一个很快的电离波从阳极发射, 在通道内向阴极传播, 使通道中的电离强度突然增加. 这个电离波最后完成了高电导通道, 这个等离子通道使外电路上放出的持续大电流受外电路参数限制, 导致 lock-on 效应.

4 总结

本文阐述了畴电子崩的物理概念和意义. 应用以畴电子崩为基础的流注模型, 阐述了在高增益本征 GaAs 光导开关中载流子输运的物理过程, 阐明了光致电离效应的意义和畴电子崩可能导致集体碰撞电离引发雪崩现象. 分析了流注形成的临界条件, 导出了流注维持传播的阈值表达式, 描述了流注形成

和发展的一般规律, 阐明了非线性模式的流注快速发展和很快的电流上升时间等现象的物理原因, 验证了这个模型能够合理地解释在高增益 GaAs 光导开关工作中观察到的各种特性现象。

参考文献

- 1 阮成礼, 万长华. 电磁导弹的波形条件. 科学通报, 1990, 36(10): 738—741
- 2 Zutavern F J, Loubriel G M, O'Malley M W, et al. Characteristics of current filamentation in high gain photoconductive semiconductor switching. IEEE Power Modulator Symposium. Myrtle Beach, SC, Conference Record of the 1992 Twentieth, 1992. 305—311
- 3 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 [\[DOI\]](#)
- 4 Loubriel G M, Zutavern F J, O'Malley M W, et al. High gain GaAs switches for impulse sources; measurement of the speed of current filaments. IEEE Conference Record of the 1994 Twenty-First International, Costa Mesa, CA, 1994. 120—123
- 5 Loubriel G M, Zutavern F J, Mar A, et al. Longevity of optically activated, high gain GaAs photoconductive semiconductor switches: Pulsed powder science and technology. IEEE Trans Plasma Sci, 1998, 26(5): 1393—1402 [\[DOI\]](#)
- 6 Zutavern F J, Baca A G, Chow W W, et al. Electron-hole plasmas in semiconductors. IEEE Pulsed Power Plasma Sci, 2001, 1: 289—293
- 7 Capps C D, Falk R A, Adams J C. Time-dependent model of an optically triggered GaAs switch. J Appl Phys, 1993, 74(11): 6645—6654 [\[DOI\]](#)
- 8 Zhao H, Hadizad P, Hur J H, et al. Avalanche injection model for the lock-on effect in high power photoconductive switches. J Appl Phys, 1993, 73(4): 1807—1812 [\[DOI\]](#)
- 9 Kambourt K, Hjalmarson H P, Zutavern F J, et al. Simulation of current filaments in photoconductive semiconductor switches. IEEE Pulsed Power Conference, Monterey, CA, 2005. 814—817
- 10 Blakemore J S. Semiconducting and other major properties of gallium arsenide. J Appl Phys, 1982, 53(10): R123—R181 [\[DOI\]](#)
- 11 Kroemer H. Detailed theory of the negative conductance of bulk negative mobility amplifiers, in the limit of zero ion density. IEEE Transactions on Electron Devices, ED-14, 1967. 476—492
- 12 Butcher P N, Fawcett W, Hilsum C. A simple analysis of stable domain propagation in the Gunn effect. Brit J Appl Phys, 1966, 17: 841—850
- 13 Heinle W. Principles of a phenomenological theory of Gunn-effect domain dynamics. Solid State Electr, 1968, 11: 583—598
- 14 Copeland J A. LSA oscillator-diode theory. J Appl Phys, 1967, 38: 3096—3101
- 15 Liu S G. Infrared and microwave radiations associated with a current-controlled instability in GaAs. Appl Phys Lett, 1966, 9: 79—81
- 16 Copeland J A. Switching and low-field breakdown in n-GaAs bulk diodes. Appl Phys Lett, 1966, 9: 140—142
- 17 Thim H W, Knight S. Carrier generation and switching phenomena in n-GaAs devices. Appl Phys Lett, 1967, 11: 83—85
- 18 Acket G A, Scheer J J. Relaxation oscillations due to impact ionisation in epitaxial sheet-type Gunn oscillators. Electr Lett, 1969, 5: 160—161
- 19 Conwell E M. Electron-hole generation in GaAs. Appl Phys Lett, 1966, 9: 383—385
- 20 Loeb L B. Ionizing waves of potential gradient. Science, 1965, 148: 1417—1426