

高功率太赫兹脉冲半导体探测器的分析与设计*

王光强^{1)†} 王建国²⁾ 童长江²⁾ 李小泽²⁾ 王雪峰²⁾

1) (清华大学工程物理系, 北京 100084)

2) (西北核技术研究所, 西安 710024)

(2010年8月9日收到; 2010年9月26日收到修改稿)

设计了一种基于半导体热电子效应的 0.14 THz 高功率脉冲探测器. 首先根据探测器的结构特点, 分析了探测器的工作原理, 并推导了探测器的相对灵敏度表达式. 接着采用三维电磁场时域有限差分法, 模拟计算了探测器的电压驻波比和线性区的相对灵敏度. 在优化的结构参数下, 探测器在 0.14 THz 波段的电压驻波比不大于 1.3, 相对灵敏度约为 0.6 kW^{-1} , 且在 0.13—0.16 THz 频带内波动不超过 10%. 然后讨论了焦耳热效应对探测器的影响, 考察了太赫兹脉冲宽度与输出电压变化率的关系. 最后对探测器的检波模拟和分析结果表明, 探测器最大承受功率约为 2.2 kW, 线性工作区最大功率达数十瓦, 响应时间为皮秒量级, 可完成 0.14 THz 纳秒级高功率太赫兹脉冲的直接测量, 提高其功率测量的精度.

关键词: 高功率太赫兹脉冲, 探测器, 热电子, 灵敏度

PACS: 07.57.Kp, 85.30.De

1. 引言

随着太赫兹科学技术的迅速发展, 太赫兹波在成像、通信、基础科学研究和军事安全等领域的应用对太赫兹辐射源的功率要求越来越高^[1,2], 高功率太赫兹辐射源逐渐成为当前的研究热点. 真空电子器件由于其输出功率高、可常温工作等优点得到了广泛关注和研究, 例如自由电子激光^[3,4], 回旋管^[5,6]和各种相对论切伦科夫发生器^[7,8]等. 这些辐射源属于高压电子束驱动的高功率器件, 一般可以产生频率小于 1 THz, 功率达兆瓦量级的太赫兹连续波或窄带脉冲, 电磁环境较为复杂. 对于高功率太赫兹连续波和长脉冲波, 信号平均功率可以采用量热计或热释电探测器等基于热效应的方法进行准确测量. 但对于高功率太赫兹短脉冲, 单次脉冲脉宽短、能量低, 对热效应测量法提出了很高的灵敏度和快速响应时间要求, 且其无法给出脉冲的峰值功率. 常用的二极管检波法由于二极管检波器承受功率低, 功率测量中将需要大量的衰减, 这就大大降低了测量的精度. 为此, 本文提出了一种基于半导体热电子效应的高功率太赫兹脉冲探测器, 并

完成了 0.14 THz 波段探测器的分析与优化设计. 最后采用最优结构的探测器, 对 0.14 THz 相对论表面波振荡器^[8]的辐射脉冲进行了模拟检波, 从而详细分析了该探测器的探测性能.

2. 探测器原理与灵敏度

0.14 THz 高功率太赫兹脉冲探测器的结构设计如图 1(a)所示. 探测器是由微波段的电阻传感器 (resistive sensor)^[9,10]发展而来, 主要由 WR6 型标准波导、n-Si 探测单元和偏置恒流源 I_0 组成. 其中半导体探测单元位于波导宽边的中心, 结构设计如图 1(b)所示. 两个相同的 n-Si 块 (相距几十到百 μm) 顶端被铜导电层短路, 其中一块的底端与波导壁短路接地, 另外一块则与波导壁绝缘用于电压信号的引入和输出. 初始时, 偏置电流源在探测单元上产生偏压 U_0 . 当高功率太赫兹脉冲在波导中传输时, 波导内激励起 TE_{10} 模, 形成与波导窄边方向平行的电场分布. 根据半导体在强电场下的效应^[11], 太赫兹脉冲强电场将加热探测半导体中的电子, 电子有效温度升高, 形成热电子. 热电子迁移率降低,

* 国家高技术研究发展计划 (批准号: 2009AA809403B) 资助的课题.

† E-mail: wq02@mails.tsinghua.edu.cn

因而半导体电阻增大. 由于电场包络的幅度变化呈脉冲状, 电阻变化亦呈现同样趋势, 所以探测单元两端的电压将在 U_0 的基础上出现一个脉冲电压信号 U_s . 若忽略脉冲电场焦耳热效应带来的电阻变

化, 该电压脉冲就反映了被测太赫兹脉冲信号的包络和幅度信息. 只要在波导频带内完成探测器的准确标定, 就可以用来测量 0.14 THz 波段高功率太赫兹脉冲的功率.

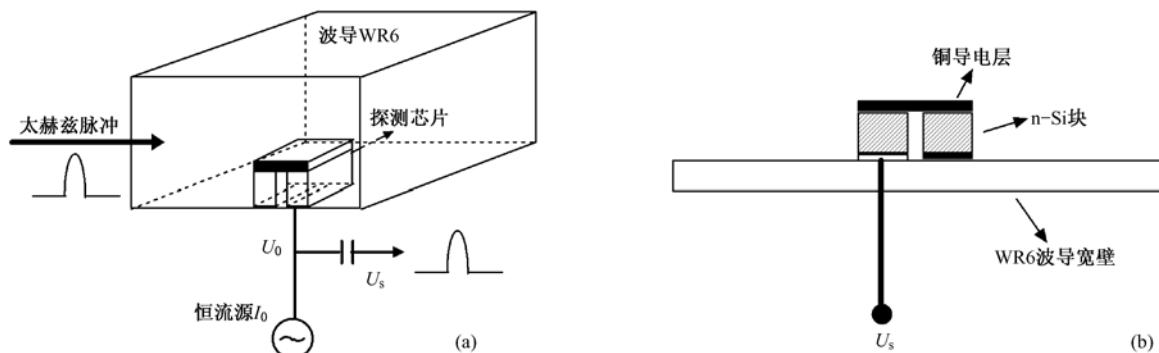


图1 (a) 探测器结构及原理示意图; (b) 半导体探测单元结构剖面图

电路分析可知, 图 1(a) 中的两个电压 U_0 和 U_s 之比为

$$\frac{U_s}{U_0} = \frac{I_0 \Delta R}{I_0 R_0} = \frac{\mu_0}{\mu_e} - 1, \quad (1)$$

式中, R_0 为探测单元的初始电阻, μ_0 和 μ_e 分别为 n-Si 块中普通电子与热电子的迁移率. 根据半导体电子散射理论^[11], 得到热电子迁移率与外加电场强度 $|E|$ 满足

$$\mu_e = \sqrt{2}\mu_0 \left[1 + \sqrt{1 + \frac{3\pi}{8} \left(\frac{\mu_0 |E|}{u} \right)^2} \right]^{-1/2}, \quad (2)$$

式中, u 是 n-Si 的声子速度. 由于探测单元中各个位置的电场强度不同, 考虑其中的平均电场 $\langle E \rangle$ 引起的电阻变化, 并将(2)式代入(1)式, 得

$$\begin{aligned} \left(\frac{U_s}{U_0} \right)^4 + 4 \left(\frac{U_s}{U_0} \right)^3 + 5 \left(\frac{U_s}{U_0} \right)^2 + 2 \left(\frac{U_s}{U_0} \right) \\ = \frac{3\pi}{32} \left(\frac{\mu_0}{u} \right)^2 \langle E \rangle^2. \end{aligned} \quad (3)$$

在 0.14 THz 波段, WR6 型波导的传输模式为 TE_{10} 模, 其中的最大电场强度平方为

$$E_0^2 = \frac{480\pi}{ab \sqrt{1 - (f_c/f)^2}} P_{in}, \quad (4)$$

式中, a 和 b 分别为 WR6 波导的宽边和窄边长度, f_c 是波导 TE_{10} 模的截止频率, f 是波导中太赫兹脉冲的频率, P_{in} 则是太赫兹脉冲的功率. 将(3)式中的平均电场强度对 E_0^2 归一化, 得

$$\left(\frac{U_s}{U_0} \right)^4 + 4 \left(\frac{U_s}{U_0} \right)^3 + 5 \left(\frac{U_s}{U_0} \right)^2 + 2 \left(\frac{U_s}{U_0} \right)$$

$$= \frac{45\pi^2 (\mu_0/u)^2 \langle E^2/E_0^2 \rangle}{ab \sqrt{1 - (f_c/f)^2}} P_{in}, \quad (5)$$

此式给出了探测器输出电压脉冲与被测太赫兹脉冲功率之间的关系. 定义探测器的相对灵敏度为 $\xi = U_s / (U_0 P_{in})$, 则求解方程(5)即可得到. 若太赫兹脉冲功率较小, 由此引起的探测单元电阻变化率满足 $\Delta R/R_0 \ll 1$, 则根据(1)式, 忽略(5)式中左边的二次及高次项, 得

$$\frac{U_s}{U_0} = \frac{45\pi^2 (\mu_0/u)^2 \langle E^2/E_0^2 \rangle}{2ab \sqrt{1 - (f_c/f)^2}} P_{in}. \quad (6)$$

可以看出, 此时探测器输出电压正比于太赫兹脉冲功率, 即探测器工作在线性区. 在此功率水平下, 半导体中的加热电子又被称为暖电子. 由于 n-Si 半导体中暖电子系数定义为 $\beta = -3\pi\mu_0^2 / (64u^2)$ ^[12], 且与电场频率的关系满足 $|\beta| = \beta_{dc} [1/2 + 1/[1 + (2\pi\tau_0 f)^2]]$ ^[10], 代入(6)式, 得线性区探测器的相对灵敏度为

$$\begin{aligned} \xi(f) = \frac{480\pi}{ab \sqrt{1 - (f_c/f)^2}} \beta_{dc} [1/2 + 1/ \\ [1 + (2\pi f \tau_0)^2]] \langle \frac{E^2}{E_0^2} \rangle, \end{aligned} \quad (7)$$

式中, β_{dc} 为 n-Si 中直流电场下的暖电子系数, τ_0 为电子唯像能量弛豫时间.

3. 探测器优化设计

由(5)式可知, 探测器相对灵敏度 ξ 与待测脉冲频率和功率都有关. 简单起见, 这里考察探测器

在线性工作区的相对灵敏度,即(7)式.此时, ξ 主要由波导色散因子、暖电子系数和探测单元内的归一化平均电场决定.电场的求解采用三维电磁场时域有限差分方法,计算模型如图2所示.根据预先的模拟发现,百微米量级的间距对探测单元内电场分布的影响很小,因此这里忽略两个小半导体块之间的距离,将探测单元视为一个完整的n-Si块,具体尺寸亦在图2中标出.激励源采用的是单频正弦波,并引入升余弦函数作为开关函数,以缩短电场振幅稳定的时间.模拟波导两端采用了完全匹配层(PML)作为吸收边界,每个频点下PML参数的选择使得反射系数均不大于 10^{-3} .将计算得到的探测单元内每个节点的电场幅度取平均,代入(7)式,即可求得该频点下的探测器相对灵敏度.为了得到相对平坦的频率响应,模拟中对探测单元的尺寸和电阻率进行了优化设计.此外,这些参数还受到探测器电压驻波比(VSWR)和探测单元电阻要求的限制:1) VSWR在0.14 THz波段内不超过1.3;2)为了保证探测单元与测量电路的匹配,探测单元的总电阻应该在50 Ω 附近.

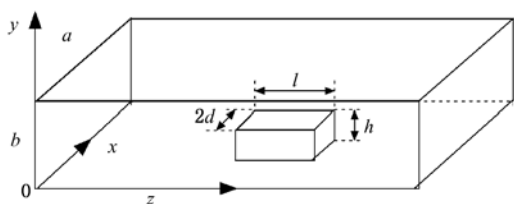


图2 探测单元内归一化平均电场的计算模型

半导体探测单元的置入,将引起太赫兹脉冲的电场在波导中反射,计算结果如图3(a)所示.很明显,在激励源位置与探测单元之间的y向电场形成了驻波.通过初步的模拟发现,VSWR随半导体长度的改变变化不大,主要受探测单元横截面积和电阻率大小的影响.考虑探测单元的电阻要求,取n-Si电阻率为 $\rho = 2 \Omega \cdot \text{cm}$,初始长度为 $l = 0.7 \text{ mm}$,在0.14 THz波段通过优化半导体高度和宽度来获得理想的VSWR(< 1.3).一些横截面尺寸下的计算结果如图3(b)所示.综合考虑实际加工中可能带来的参数分散性和VSWR大小要求,在 $h \times 2d = 0.1 \text{ mm} \times 0.2 \text{ mm}$ 时,探测器波导频带内VSWR = 1.15—1.25,是比较理想的结果.

根据(7)式,由于波导色散因子和暖电子系数都随着频率的升高而降低,因此保证平坦的频率响应就需要选择合适的探测单元参数,使得平均电场

随频率的增加能够较好补偿相对灵敏度的减少.定义无量纲参量 $\chi(f) = \langle E^2(f)/E_0^2(f) \rangle / \langle E^2(f_i)/E_0^2(f_i) \rangle$,描述波导频带内探测单元内平均电场随频率的变化,其中 $f_i = 113 \text{ GHz}$.由于探测单元的电阻率和横截面尺寸已经确定,模拟中将改变纵向长度 l 来获得合适的 χ 变化曲线,得到平坦的频率响应.图4(a)给出了 $l = 0.5\text{—}1.2 \text{ mm}$ 时的 χ 变化曲线,其中黑色实线表示由式(7)计算出的保证 ξ 在0.14 THz波段内不变的 χ 变化曲线.由图可知,当半导体长度比较小时,其中的平均电场随频率变化剧烈而且无规则.随着长度的增大,平均电场随频率呈现先增大再减小的趋势.当 l 大于1 mm时,平均电场在0.14 THz频率附近出现极小值点.将不同长度下的 χ 变化曲线与理想曲线相比较, $l = 0.75 \text{ mm}$ 时 χ 曲线的变化趋势与理想曲线较为接近,更进一步的相对灵敏度计算结果如图4(b)所示.此时,探测器在0.14 THz频带内的相对灵敏度在 0.6 kW^{-1} 左右,波动不超过27%,尤其在0.13—0.16 THz频带内波动不超过9.7%.通过以上的模拟优化,半导体探测器中探测单元的最终参数确定为 $h = 0.1 \text{ mm}$, $d = 0.1 \text{ mm}$, $l = 0.75 \text{ mm}$, $\rho = 2 \Omega \cdot \text{cm}$, $R_0 = 53.3 \Omega$.

4. 焦耳热效应的影响

在太赫兹脉冲电场加热探测半导体中电子的同时,电子从电场获得的能量通过碰撞部分传给了晶格,晶格温度升高,即脉冲电场在半导体电阻上形成了焦耳热,使半导体温度升高,从而改变了半导体电阻,给探测器的测量结果带来一定影响.根据半导体电子散射理论,强电场作用下单位时间单位体积内电子与晶格碰撞交换的能量为^[11]

$$Q^* = 32en_e u^2 (T_e/T_0 - 1) / (3\pi\mu_e), \quad (8)$$

式中, e 为电子电量, n_e 为探测半导体中的电子数密度, T_e 和 T_0 分别为平衡状态下热电子温度和晶格温度.由于 $T_e/T_0 = (\mu_0/\mu_e)^2$,将(2)式代入上式,并在太赫兹周期内平均,得单位时间单位体积内半导体吸收的热量为

$$Q = \frac{32en_e u^2 \sqrt{\alpha}}{3\pi\mu_0} (\alpha - 1),$$

$$\alpha = \frac{1}{2} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{3\pi}{16} \left(\frac{\mu_0 \langle E \rangle}{u} \right)^2} \right). \quad (9)$$

在室温条件下,焦耳热效应引起的半导体温度的变

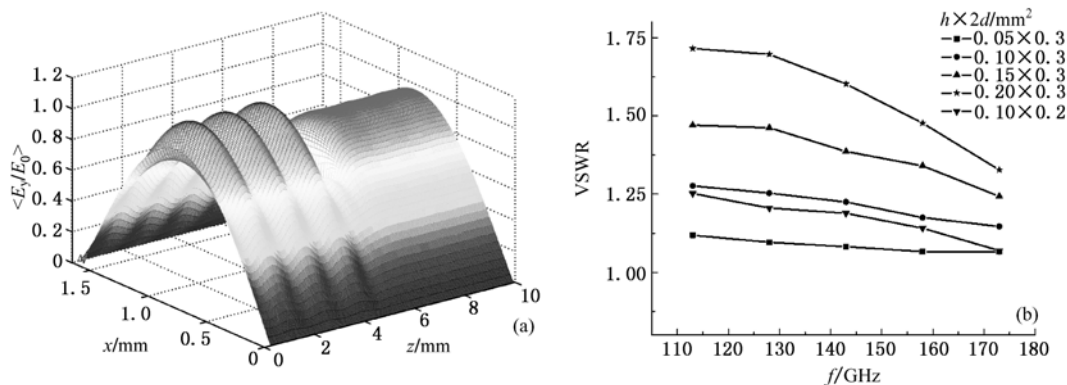


图3 (a) 探测器内归一化 E_y 分布 ($y=50 \mu\text{m}, f=140 \text{ GHz}$); (b) 不同探测单元横截面下的电压驻波比

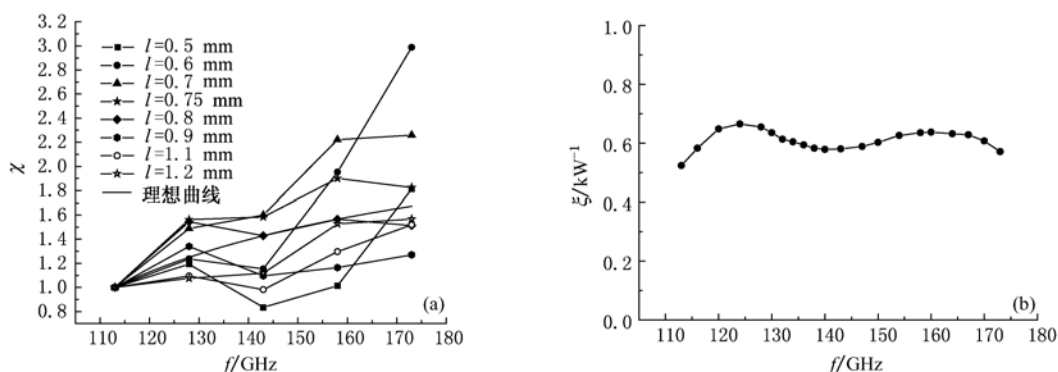


图4 (a) 不同探测单元长度下 χ 随频率的变化曲线; (b) $l=0.75 \text{ mm}$ 时的探测器相对灵敏度

化相比环境温度很小,并且半导体的热弛豫时间在毫秒量级以上,大于一般高功率太赫兹脉冲波的脉宽,可以认为在脉冲宽度时间内,整个半导体探测单元处于绝热系统当中.因此,根据绝热系统温升变化率方程 $d\Delta T_0/dt = Q/(c\rho_d)$ 和初始条件 $\Delta T_0(0) = 0$,利用(9)式,得

$$\Delta T_0 = \frac{32en_e u^2}{3\pi\mu_0 c\rho_d} \int \sqrt{\alpha}(\alpha - 1) dt, \quad (10)$$

式中, c 和 ρ_d 分别是 n-Si 的比热容和密度.在半导体温度变化不大的情况下,半导体电阻变化率与温度变化率可近似表示为

$$\frac{\Delta R_0}{R_0(T_0)} = \left(1 + \frac{\Delta T_0}{T_0}\right)^\kappa - 1 \approx \kappa \frac{\Delta T_0}{T_0}. \quad (11)$$

根据(10)和(11)式,对于脉宽为 τ 的太赫兹脉冲,得焦耳热引起的探测器输出信号变化量为

$$\Delta U_s = I_0 \Delta R_0 = \frac{\kappa U_0}{c\rho_d T_0} \frac{32en_e u^2}{3\pi\mu_0} \int_0^\tau \sqrt{\alpha}(\alpha - 1) dt. \quad (12)$$

可见电压的变化量与探测单元上初始直流偏压成正比,与初始温度成反比,随着太赫兹脉冲脉宽和电场强度的增大而增大.在探测器线性工作区,将

(12)式中 α 利用幂级数展开并忽略高次项,整理得输出信号变化率与太赫兹脉冲宽度 τ 的关系为

$$\eta = \frac{\Delta U_s}{U_s} = \frac{\kappa\tau}{2|\beta|\rho c\rho_d T_0}. \quad (13)$$

典型的 n-Si 半导体在 $T_0 = 300 \text{ K}$ 时, $\rho_d = 2.328 \text{ g/cm}^3$, $c = 710 \text{ J/(kg}\cdot\text{K)}$, $\kappa \approx 1.5^{[11]}$.对于本文设计的探测器, $\rho = 2 \Omega\cdot\text{cm}$,在 $f = 0.14 \text{ THz}$ 时,将各参数代入(13)式可知,太赫兹脉宽约为 $1 \mu\text{s}$ 时,输出电压幅度变化率约为 1%.因此,若待测 0.14 THz 高功率太赫兹脉冲的脉宽不大于微秒量级,焦耳热效应对本文设计的探测器的测量输出的影响可以忽略.

5. 探测器输出模拟与分析

n-Si 的热电子效应研究表明,硅中的饱和场强 E_s 约为 20 kV/cm ,暖电子区域最大场强 E_w 为 $1 \text{ kV/cm}^{[11]}$.对于文中设计的最优结构探测器,探测芯片中的 y 向电场约为探测波导中最大场强的 $1/3$,因此探测波导中相应可承受的最大场强分别为 $E_s = 60 \text{ kV/cm}$, $E_w = 3 \text{ kV/cm}$.但是波导内存在击穿

问题,同时考虑探测器内形成驻波、波导表面光洁度和空气湿度等因素,大气击穿场强取为 $18 \text{ kV/cm}^{[13]}$. 综上可得,理论上该探测器最大工作场强约为 $E_{\text{max}} = 18 \text{ kV/cm}$,线性区最大场强为 $E_{\text{linear-max}} = 3 \text{ kV/cm}$. 将两个场强值分别代入(4)式,得到探测器最大可承受功率约为 2.2 kW ,线性工作区最大功率约为 60 W ,均远大于目前在 0.14 THz 频段广泛使用的二极管检波器(例如该波段的俄罗斯 ELVA-1 公司的 ZBD-06 型检波器,最大承受功率仅为 100 mW ,线性检波区最大功率不超过 $10 \text{ mW}^{[14]}$).

n-Si 中电子的能量弛豫时间很小,约为 $\tau_0 = 2.9 \text{ ps}^{[10]}$,因此探测器的响应时间主要由探测电路的输出电压脉冲拾取部分决定. 目前成熟的半导体与金属间的欧姆接触技术,可以将探测单元的分布电容与电感大大降低,再配以高速示波器对探测器的输出电压脉冲进行实时采样显示,半导体探测器的响应时间可以达到皮秒量级. 同时根据对焦耳热效应影响的分析,设计的半导体探测器非常适用于纳秒级脉宽的 0.14 THz 高功率脉冲波的探测,例如 0.14 THz 相对论表面波振荡器输出信号的功率诊断.

0.14 THz 相对论表面波振荡器属于紧凑型相对论切伦科夫器件,初步的实验结果表明,该源的输出脉冲信号频率为 146.5 GHz ,功率不小于 1 MW ,脉宽小于 $2 \text{ ns}^{[15]}$. 图 5 给出了源辐射场中典型的检波信号,脉冲包络呈高斯状. 其中,测量系统的接收功率为 37 W ,通路总衰减量为 42 dB ,二极管检波器的输出电压脉冲幅度为 30 mV . 若采用本文设计的半导体探测器进行检测,由于接收功率远小于探测器最大承受功率,且仍在探测器线性检波区内,因此测量通路可以不使用衰减器,进行脉冲的直接探测. 利用功率为 37 W 的 146.5 GHz 调制高斯脉冲模拟表面波振荡器的输出信号,数值计算了最优结构探测器的输出,结果如图 6 所示,其中探测单元上的外加偏置电压为 1 V . 此时,探测器的输出电压脉冲幅度为 21 mV ,且基本再现了模拟脉冲的包络. 因此,本文设计的半导体探测器具有大功率承受能力和快速的时间响应,在纳秒级 0.14 THz 高功率脉冲波的功率测量中能避免大衰减量的使用,提高功率测量的精度. 另外,该探测器也可用于同类源的输出脉冲在线监测和功率测量,便于源的应用研究,具有很强的可靠性和抗损伤能力.

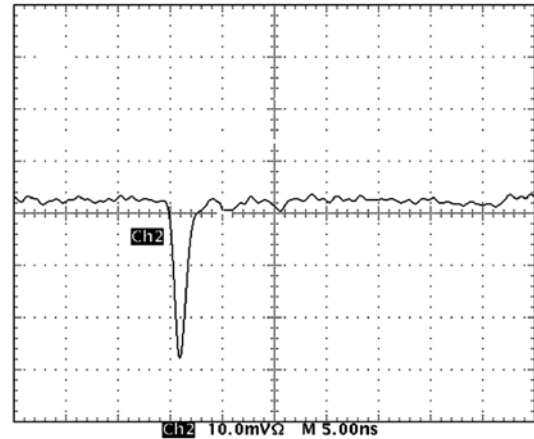


图 5 0.14 THz 相对论表面波振荡器辐射场的二极管检波输出波形

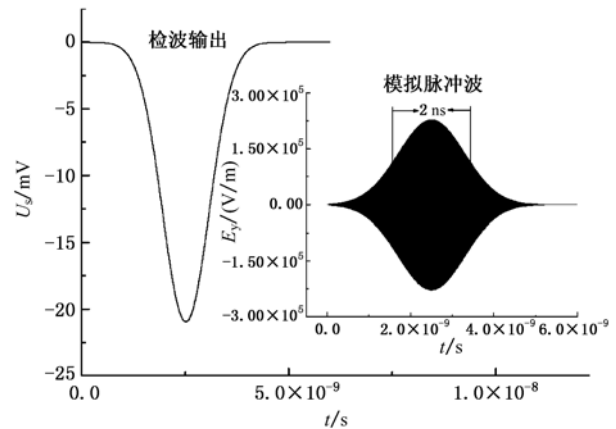


图 6 0.14 THz 模拟脉冲波形及探测器输出电压脉冲

6. 结 论

本文详细介绍了一种基于半导体热电子效应的 0.14 THz 高功率太赫兹脉冲探测器的设计,为探测器的加工制作和实验研究奠定了理论基础. 首先通过理论分析和数值模拟,阐明了探测器的工作原理,推导了探测器的相对灵敏度,并给出了较优的探测器参数,使得探测器在线性工作区的灵敏度为 0.6 kW^{-1} 左右,且在 $0.13\text{--}0.16 \text{ THz}$ 频带内波动不超过 10% . 最后理论分析了探测器的探测性能,并模拟探测了 0.14 THz 相对论表面波振荡器的纳秒级辐射脉冲信号. 在不外加任何衰减的情况下,探测器获得了理想输出. 因此,本文设计的高功率太赫兹脉冲半导体探测器非常适用于 0.14 THz 波段高功率短脉冲的直接测量,减少了功率测量中衰减器的使用,提高了测量精度,且能够适应较强的电

磁干扰环境,对长波段太赫兹脉冲的功率测量有着重要的应用价值.

- [1] Siegel H P 2002 *IEEE Trans. Micro. Theory Tech.* **50** 910
- [2] Dragoman D, Dragoman M 2004 *Progress in Quantum Electronics* **28** 1
- [3] Carr G L, Martin M C, McKinney W R, Jordan K, Neil G R, Williams G P 2002 *Nature* **420** 153
- [4] Xiong Y Q, Qin B, Feng G Y, Tan P, Tian J S, Chen P, Yang J, Yu T Q, Pei Y J, Fan M W 2008 *Chin. Phys. C* **32** 301 (in Chinese) [熊永前、秦斌、冯光耀、谭萍、田家胜、陈萍、杨军、余调琴、裴元吉、樊明武 2008 中国物理 C **32** 301]
- [5] Bratman V, Glyavin M, Idehara T, Kalynov Y, Luchinin A, Manuilov V, Mitsudo S, Ogawa I, Saito T, Tatematsu Y, Zapevalov V 2009 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **37** 36
- [6] Li W P, Zhang Y X, Liu S G, Liu D G 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 2875 (in Chinese) [李文平、张雅鑫、刘盛刚、刘大刚 2008 物理学报 **57** 2875]
- [7] Zhang K C, Wu Z H, Liu S G 2008 *Chin. Phys. B* **17** 3402
- [8] Tong C J, Li X Z, Wang J G, Wang X Z, Wang G Q 2009 *Proc. SPIE* **7385** 7385101
- [9] Dagys M, Kancleris Ž, Orševskis V, Schamiloglu E 2001 *IEEE Trans. Antennas Propag. M.* **43** 64
- [10] Kancleris Ž, Simniškis R, Dagys M, Tamošiūnas V 2007 *IET Microw. Antennas Propag.* **1** 757
- [11] Liu E K, Zhu B S, Luo J S 2004 *Semiconductor Physics* (Beijing: Publishing House of National Defence Industry) pp84—110 (in Chinese) [刘恩科、朱秉升、罗晋生 2004 半导体物理学 (北京:国防工业出版社)第84—110页]
- [12] Seeger K 1973 *Semiconductor Physics* (Berlin: Springer-Verlag) pp190—220
- [13] Ying J N, Gu M Z, Zhang K Q 1996 *Microwave and Optical Guided Wave Technologies* (Beijing: Publishing House of National Defence Industry) pp90 (in Chinese) [应嘉年、顾茂章、张克潜 1996 微波与光导波技术(北京:国防工业出版社)第90页]
- [14] ELVA-1 Millimeter Wave Division <http://www.elva-1.com/products/microwave/zero-based-detectors> [2010]
- [15] Wang G Q, Wang J G, Li X Z, Fan R Y, Wang X Z, Wang X F, Tong C J 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 8459 (in Chinese) [王光强、王建国、李小泽、范如玉、王行舟、王雪峰、童长江 2010 物理学报 **59** 8459]

Analysis and design of semiconductor detector for high-power terahertz pulse *

Wang Guang-Qiang^{1)†} Wang Jian-Guo²⁾ Tong Chang-Jiang²⁾ Li Xiao-Ze²⁾ Wang Xue-Feng²⁾

1) (*Department of Engineering Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China*)

2) (*Northwest Institute of Nuclear Technology, Xi'an 710024, China*)

(Received 9 August 2010; revised manuscript received 26 September 2010)

Abstract

A 0.14 THz high-power terahertz pulse detector based on hot electron effect in semiconductors is designed in this paper. First, the working principle of the detector is analyzed and its relative sensitivity is derived according to the structural characteristics of the detector. Then a three-dimensional finite-difference time-domain method is used to simulate the voltage standing wave ratio (VSWR) and relative sensitivity in a linear region. With optimized structural parameters, the VSWR of the designed detector is less than 1.3 while the relative sensitivity is about 0.6 kW^{-1} , fluctuating no more than 10% in a frequency range of 0.13—0.16 THz. Subsequently discussed are the effect of Joule heat on the detector, and the relation between variation ratio of the output voltage and terahertz pulse duration. Finally the detecting simulations of the detector and its analysis results show that the detector with response time of picosecond-level can handle a maximum power of about 2.2 kW, while the maximum power of its linear working region reaches tens of watts, so it can accomplish the direct measuring of 0.14 THz high-power terahertz pulses with nanosecond-level durations, increasing the accuracy of power measurement.

Keywords: high-power terahertz pulse, detector, hot electron, sensitivity

PACS: 07.57.Kp, 85.30.De

* Project supported by the National High Technology Research and Development Program of China (Grant No. 2009AA809403B).

† E-mail: wq02@mails.tsinghua.edu.cn