

超低温高电场下 GaAs 的电子太赫兹功耗谱的研究^{*}

朱亦鸣^{1) 2) 3)} 贾晓轩¹⁾ 陈 麟¹⁾ 张大伟¹⁾ 黄元申¹⁾ 何波涌²⁾ 庄松林¹⁾ Kaz Hirakawa³⁾

1) 上海理工大学上海市现代光学重点实验室, 上海 200093)

2) 上海交通大学微电子学院, 上海 200240)

3) 日本东京大学生产技术研究所, 东京都 153-8505)

(2008 年 12 月 12 日收到, 2009 年 2 月 3 日收到修改稿)

利用自由空间太赫兹光电取样方法, 测量了在高电场下, GaAs 中受飞秒激光脉冲激发的电子所辐射出的太赫兹电磁波, 发现从样品中辐射出的和电子加速度成正比的太赫兹电磁波电场强度 $E_{\text{THz}}(t)$, 表现出双极特性. 通过分析 GaAs 中辐射出的太赫兹电磁波的傅里叶变换谱, 首次实验上得到在阶跃电场下的 GaAs 的电子太赫兹功耗谱. 研究发现, 当电场小于 50 kV/cm 时, 由电子谷间散射引起的负功耗(即增益)的截止频率 ν_c 随着电场的增大而增大; 当电场大于 50 kV/cm 时, 负功耗的截止频率 ν_c 开始在 750 GHz(10 K)附近饱和.

关键词: 太赫兹, 非平衡载流子, 功耗谱, 谷间散射

PACC: 7210, 3320E, 7280E, 6320K

1. 引 言

很多半导体化合物比如 GaAs, 由于其独特的能带结构, 在高电场下电子的谷间散射发生时会出现负微分电导的情况^[1, 2]. 负微分电导对开发微波振荡器^[3, 4]有重大实际意义, 其带宽决定了微波振荡器的极限工作频率. 因此, 人们做了大量工作来研究高电场下的电子输运过程^[5-9]和制约负微分电导带宽的物理机制^[10, 11]. 然而由于以下几个问题, 造成了长期以来人们无法探测 GaAs 中的负功耗(增益)特性: 1) 传统的样品都是掺杂的样品. 在分子束外延技术问世前, 人们无法得到超纯的本征 GaAs 样品. 因为无法在掺杂的 GaAs 样品上加上超高的电压, 所以长期以来人们无法探测高电压下的 GaAs 特性, 如高电场下的 GaAs 的太赫兹增益特性. 2) 在传统掺杂样品中, 当存在高电场时, 会在样品中形成高电场畴. 高电场畴会破坏样品中的电场均匀性, 造成无法测量因电子的谷间散射而引起的增益的特性. 3) 由于没有工作在太赫兹波段的可调谐的 AC 源, 所以无法直接在频率域上测量太赫兹波段的增益特性; 到目前为止实验测量仅局限在微波范围内^[12].

用时域太赫兹波谱法能够观测到亚皮秒量级的电子加速和减速过程. 用这种独特的技术, 已经在实验中观察到了非平衡载流子的过热效应^[13-16]. 最近研究表明, 此类时域太赫兹波谱测量的本质是测量电子系统在阶跃电场下的响应^[17, 18]. 这为我们提供了唯一的在太赫兹范围内观察电导谱的机会. 即, 如果系统对所施加电场的响应是线性的, 所测得的太赫兹电磁波的傅里叶变换谱与电子系统的电导谱 $\chi(\omega)$ 是成比的. 通过探测时域电子的动态运动过程, 间接得到频域上的增益特性.

我们借助自由空间太赫兹光电取样方法, 研究了高电场下, 由飞秒激光脉冲激发的 GaAs 内的非平衡载流子运动所辐射出的太赫兹电磁波 $E_{\text{THz}}(t)$. 还发现从样品中辐射出的太赫兹电磁波的电场 $E_{\text{THz}}(t)$ 表现出双极特性. 这是由于高电场下, GaAs 中电子的谷间散射而引起的. 通过计算在不同电场下的太赫兹电磁波的傅里叶变换谱, 首次在实验上观察到了阶跃电场作用下的电子的太赫兹功耗谱和太赫兹增益. 此负功耗(增益)不同于传统的粒子数反转引起的增益, 是由电子的谷间散射而引起的位于太赫兹波段的增益. 在 10 K 下, 当电场 $F_0 < 50$ kV/

^{*} 上海市教育委员会、上海市教育发展基金会曙光计划项目(批准号 08SG48)、上海市教育委员会科研创新项目(批准号 09YZ221)和文部省特别调整费(东京大学纳米量子情报电子器件研究机构)资助的课题.

[†] E-mail: ymzhu@usst.edu.cn

cm 时,由谷间散射引起的负功耗(即增益)的截止频率 ν_c 随着电场的增大而增大;当电场 $F_0 > 50$ kV/cm 时,负功耗的截止频率 ν_c 开始在 750 GHz 附近饱和,此截止频率远大于蒙特卡罗模拟预测。

2. 实 验

本实验使用的两块样品是使用分子束外延技术在 n 型的 GaAs 基板(001)方向生长未掺杂的本征 GaAs 层而形成二极管结构的。样品 # 1 为金属-本征半导体——n 型掺杂型半导体(m-i-n)结构的二极管,其中间的本征层 GaAs 层厚 $1 \mu\text{m}$ 。样品 # 2 也为 m-i-n 型结构的二极管,其中间的本征层 GaAs 层厚 180 nm 。AuGeNi 蒸镀在样品的背面,形成欧姆接触。半透明的 NiCr 蒸镀在超纯本征 GaAs 表面,形成肖特基势垒;电场通过 NiCr 和 AuGeNi 两个电极层,加在超纯本征 GaAs 层上。时域太赫兹波谱实验中用到的飞秒脉冲是 Al_2O_3 :Ti 锁模激光器发出的激光脉冲。脉冲的谱宽(FWHM)约为 20 meV 。飞秒激光脉冲的光子能量 10 K 下为 1.515 eV ,使得电子被激发在导带的底部(空穴被激发在价带的顶部)。实验中用到的激光脉冲的平均功率约为 10 mW ,照射到面积约为 $0.5 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$ 的样品上。在这样的激发条件下,激发的电子密度很低,保持在 $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$,能有效的避免因为空穴堆积引起的场屏蔽效应。

自由空间太赫兹电光取样技术被用来记录从样

品中辐射出的太赫兹电场的时域波形^[19]。从样品辐射出的太赫兹电磁波通过一对离轴抛物面反射镜收集并聚焦在 $100 \mu\text{m}$ 厚的(110)取向的 ZnTe 电光晶体上。由于抛物面反射镜的直径有限,因此低于 0.6 THz 的低频信号会有部分丢失;上限频率 4 THz 是由电光晶体的厚度和飞秒激光的脉冲宽度决定的^[20]。

通过叠加计算施加在样品上的电场和 $I-V$ 法测得的肖特基势垒的高度,可以估算出在超纯本征 GaAs 层中的电场 F_0 。

3. 实验结果

图 1(a)和(b)为在 10 K 下,在不同电场 F 下,从样品 # 1 和样品 # 2 中辐射出的太赫兹电磁波的电场的相对强度 $E_{\text{THz}}(t)$ 。如图 1 所示, $E_{\text{THz}}(t)$ 表现出双极特性:一个初始的正峰值和随后的负谷值。这个特性是非平衡载流子的过热效应造成的^[13-16]。

从麦克斯韦方程我们可以知道,样品中所辐射出的太赫兹波和电子的加速度/减速度成正比,即:

$$E_{\text{THz}}(t) \propto \frac{\partial v}{\partial t}, \quad (1)$$

其中 v 为非平衡载流子的瞬时速度。所以,我们认为初始的 $E_{\text{THz}}(t)$ 正峰值是由电子在 Γ 谷中的加速引起的,而随后的负谷值源于电子从 Γ 谷到 L 谷的谷间散射。

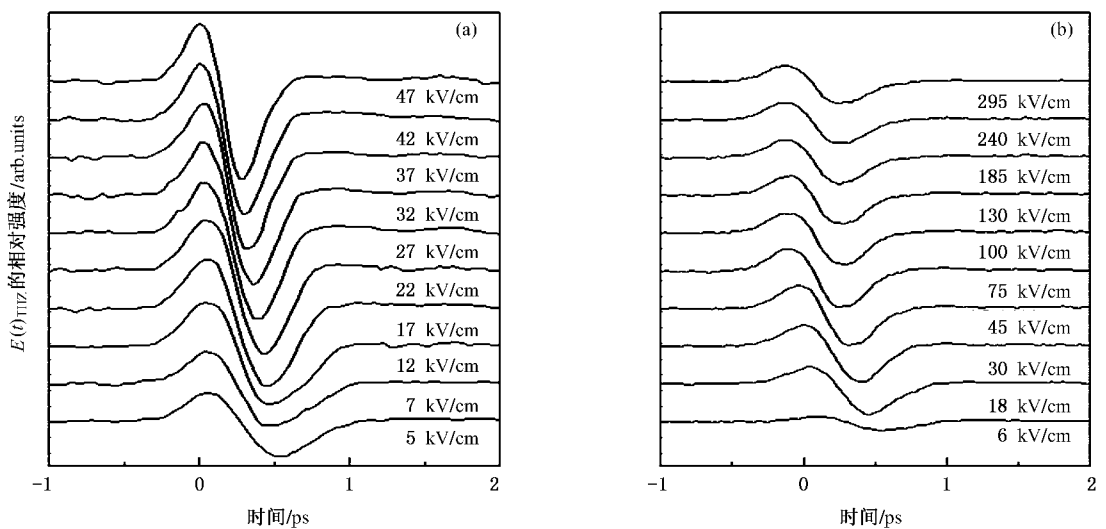


图 1 为在 10 K 下,不同电场 F 下,从样品 # 1(a)和样品 # 2(b)所辐射出的太赫兹电磁波的相对强度 $E_{\text{THz}}(t)$

图 1 中需要说明的是 $t = 0$ 的位置是通过最大熵法精确计算得到的, 详细的过程可参考文献 [21]. 采用这种方法, 估算出的时间原点误差小于 ± 15 fs, 这个误差由所记录的相邻数据点的时间间隔所决定. 图 1(a) 和 (b) 中, 相同电场强度条件下, 所辐射的太赫兹电磁波的相对强度不同是由于样品 # 1 和 # 2 的本征 GaAs 层的厚度不同, 造成的光生载流子数目的不同引起的.

4. 讨 论

时域太赫兹波谱测量其本质是测量电子系统在阶跃电场下的响应^[17, 18]. 注意到这一重要信息, 就能得到在阶跃电场作用下的电子系统的太赫兹功耗谱. 此功耗定义为: $P(t) = J(t)F(t)$, 其中 $J(t)$ 是电流密度, $F(t)$ 是施加的电场. 当 $J(t)$ 与 $F(t)$ 同向时, $P(t)$ 是正的 (焦耳热损耗). 相反, 如果 $J(t)$ 与 $F(t)$ 反向时, $P(t)$ 则是负的, 代表增益. 系统的能耗 E 则可以表示为:

$$E = V \int_{-\infty}^{+\infty} J(t)F(t) dt \\ = \frac{V}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} J(\omega)\bar{F}(\omega) d\omega, \quad (2)$$

V 是样品的体积, $J(\omega)$ 和 $F(\omega)$ 分别是 $J(t)$ 和 $F(t)$ 的傅里叶变换谱; “ $-$ ” 表示复共轭. 则功耗谱的定义如下

$$P(\omega) = J(\omega)\bar{F}(\omega). \quad (3)$$

利用 $E_{\text{THz}}(t)$ 与 $\partial J(t)/\partial t$ 成比这一数学关系, 我们可以从太赫兹波 $E_{\text{THz}}(t)$ 的傅里叶变换得到 $J(\omega)$,

$$J(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} J(t)\exp(-i\omega t) dt \\ \propto \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\int_{-\infty}^t E_{\text{THz}}(\tau) d\tau \right] \exp(-i\omega t) dt \\ = \frac{1}{i\omega} E_{\text{THz}}(\omega) + \pi E_{\text{THz}}(0)\delta(\omega). \quad (4)$$

这里, 我们假设时域太赫兹波谱实验中, 飞秒激光脉冲瞬时激发载流子的过程等同于对系统突然施加阶跃电场^[17, 18]. 因此 $F(t) = F_0 \Theta(t)$ ($\Theta(t)$: 赫维赛德阶跃函数, F_0 : 施加的直流电场的幅值), 则 $F(\omega)$ 可表示为:

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} F(t)\exp(-i\omega t) dt$$

$$= F_0 \left[\frac{1}{i\omega} + \pi\delta(\omega) \right], \quad (5)$$

把 (4) 式和 (5) 式代入到 (3) 式中, 则可以得到阶跃输入电场下的功耗谱为:

$$P(\omega) \propto \frac{F_0}{\omega^2} E_{\text{THz}}(\omega), \quad (\omega \neq 0). \quad (6)$$

从 (6) 式中, 我们可以得到一个重要的信息: $E_{\text{THz}}(t)$ 的傅里叶变换谱的实部 $\text{Re}[E_{\text{THz}}(\omega)]$ 和虚部 $\text{Im}[E_{\text{THz}}(\omega)]$ 分别与 $P(\omega)$ 的实部 $\text{Re}[P(\omega)]$ 和虚部 $\text{Im}[P(\omega)]$ 成比.

图 2 为从图 1 中所示的实际测量的时域太赫兹电磁波 $E_{\text{THz}}(t)$ 计算出的 $E_{\text{THz}}(\omega)$. 如图 2 所示, $\text{Re}[E_{\text{THz}}(\omega)]$ 在低频区域为负值, 在高频部分又变为正值. 还要指出随着 F_0 的增大, 整个谱形向高频部分移动. 随着 F_0 的增大, $\text{Re}[E_{\text{THz}}(\omega)]$ 的负值区域渐渐增大直到 750 GHz 附近. 这表明由于电子谷间散射引起的太赫兹增益范围在超高电场下可持续到 750 GHz, 远大于蒙特卡罗模拟预测. 在 300 K 温度下, 我们也观察到类似的结果 (不再详述).

$\text{Re}[E_{\text{THz}}(\omega)]$ 从负变为正的频率 ν_c 是电子谷间散射引起的增益的截止频率. 图 3 总结了在温度 300 K (圆形) 和 10 K (三角形) 下的截止频率 ν_c . 关于电场 F_0 的函数. 需要指出的是由于抛物面反射镜的直径有限, 低于 0.6 THz 的低频信号会有部分丢失 (表示为阴影部分). 在 10 K 下, 在 $F_0 < 50$ kV/cm 时, 截止频率 ν_c 随 F_0 的增大而增大, 当 $F_0 > 50$ kV/cm 时, 截止频率出现饱和, 约为 750 GHz. 在 300 K 下, 截止频率 ν_c 的情况类似于 10 K 的情况, 但是饱和频率更高 (约 1 THz). 这是首次实验测量出半导体的太赫兹增益的极限频率. 这里需要指出的是实验测得的截止频率 ν_c 远大于目前的耿氏二极管的工作频率. 此外, 此截止频率还远大于由蒙特卡罗模拟预测到的负微分电导的截止频率^[22]. 这种差异并不奇怪, 因为蒙特卡罗模拟计算的是小信号近似下的截止频率, 而本时域太赫兹波谱实验所测得的是大信号电导下 (阶跃电场输入) 的截止频率. 如果电子系统对所施加电场的响应不是线性的, 这两个电导可能不同. 此外, 如图 3 所示, 在电场为 50 kV/cm 时候出现的截止频率 ν_c 出现了拐点. 这可能是由于纵光学声子散射率在极高电场下发生了变化所引起的.

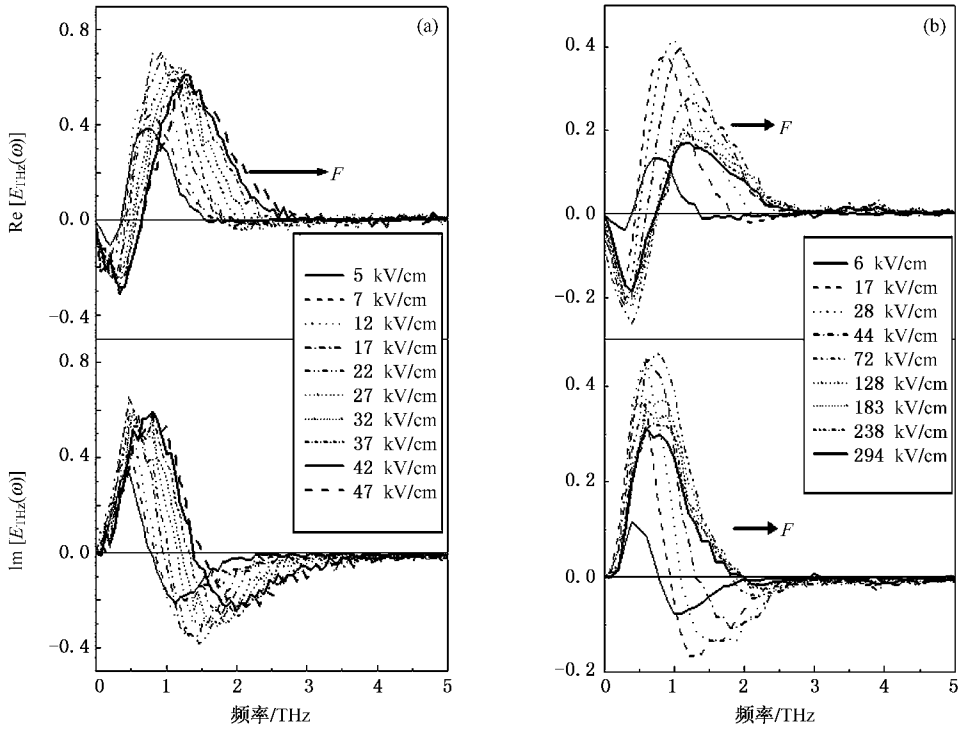


图 2 在 10 K 下,在不同电场下得到的样品 # 1(a)和样品 # 2(b)的 $E_{THz}(t)$ 的傅里叶变换谱的实部 $Re[E_{THz}(\omega)]$ 和虚部 $Im[E_{THz}(\omega)]$

5. 结 论

利用自由空间太赫兹光电取样方法,测量了在高电场下,GaAs 中受飞秒激光脉冲激发的电子所辐射出的太赫兹电磁波.发现从样品中辐射出的太赫兹电磁波的电场强度 $E_{THz}(t)$ 表现出双极特性.这是由于高电场下,GaAs 中电子的谷间散射而造成的.此外,通过计算在不同电场下的太赫兹电磁波的傅里叶变换谱,首次实验观察到了阶跃输入电场下的电子的太赫兹功耗谱.当电场 $F_0 < 50$ kV/cm 时,由谷间散射引起的负功耗(即增益)的截止频率 ν_c 随着电场的增大而增大;当电场 $F_0 > 50$ kV/cm 的时候,截止频率出现饱和,约为 750 GHz(10 K).此截止频率远大于蒙特卡罗模拟预测.

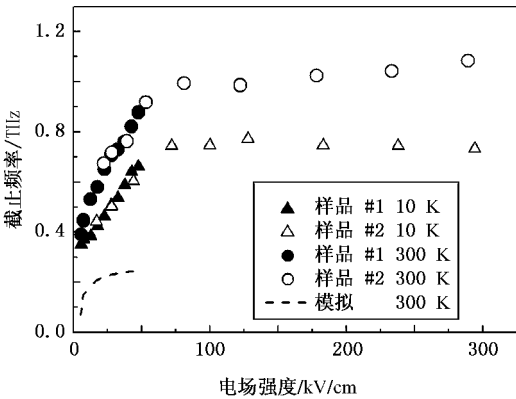


图 3 负的 $Re[E_{THz}(\omega)]$ 所能持续的频率和电场 F_0 的关系;圆形表示在 300 K 下,三角形表示在 10 K 下,虚线表示的是由蒙特卡罗模拟计算的在小信号近似下 GaAs 的负微分电导的截止频率(参考文献 [22])

- [1] Ridley B K , Watkins T B 1961 *Proc. Phys. Soc. Lon.* **78** 293
- [2] Hilsum C 1962 *Proc. IRE.* **50** 185
- [3] Gunn J B 1963 *Solid State Commun.* **1** 88
- [4] Kroemer H 1964 *Proc. IEEE.* **52** 1736
- [5] Ruch J G , Kino G S 1967 *Appl. Phys. Lett.* **10** 40
- [6] Rees H D 1969 *Solid State Commun.* **7** 267
- [7] Gruzinskis V , Starikov E , Shiktorov P , Reggiani L , Saraniti M , Varani L 1993 *Semicond. Sci. Technol.* **8** 1283
- [8] Fischetti M V 1991 *IEEE Trans. Electron Devices.* ED38 634
- [9] Zhao H , Wang Y S , Hou Y B , Xu Z , Xu X 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 954 (in Chinese) [赵 辉、王永生、侯延兵、徐 征、徐 叙 2000 物理学报 **49** 954]
- [10] Das P , Bharat R 1967 *Appl. Phys. Lett.* **11** 386
- [11] Bulman P J , Hobson G S , Taylor B C 1972 *Transferred Electron Devices* (London : Academic Press) p1
- [12] Pozhela Y K , Reggiani L 1985 *Hot Electron Transport in Semiconductors* (Berlin : Springer-Verlag) p113
- [13] Leitenstrofer A , Hunsche S , Shah J , Nuss M C , Knox W H 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 5140
- [14] Leitenstrofer A , Hunsche S , Shah J , Nuss M C , Knox W H 2000 *Phys. Rev. B* **61** 16642
- [15] Zhu Y M , Unuma T , Shibata K , and Hirakawa K 2008 *Appl. Phys. Lett.* **93** 042116
- [16] Jia W L , Shi W , Ji W L , Ma D M 2006 *Acta Phys. Sin.* **56** 3845 (in Chinese) [贾婉丽、施 卫、纪卫莉、马德明 2006 物理学报 **56** 3845]
- [17] Shimada Y , Hirakawa K , Odnoblioudov M , Chao K A 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 46806
- [18] Sekine N , Hirakawa K 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 057408
- [19] Wu Q , Zhang X C 1997 *Appl. Phys. Lett.* **70** 1784
- [20] Leitenstorfer A , Hunsche S , Shah J , Nuss M C , Knox W H 1999 *Appl. Phys. Lett.* **74** 1516
- [21] Vartiainen E M , Ino Y , Shimano R , Kuwata-Gonokami M , Svirko Y P , Peiponen K E 2004 *J. Appl. Phys.* **96** 4171
- [22] Shiktorov P , Starikov E , Gruzinski V , Reggiani L 2008 *private communication*

Terahertz power dissipation spectra of electrons in bulk GaAs under high electric fields at low temperature ^{*}

Zhu Yi-Ming^{1,2,3,†} Jia Xiao-Xuan¹⁾ Chen Lin¹⁾ Zhang Da-Wei¹⁾ Huang Yuan-Shen¹⁾
He Bo-Yong²⁾ Zhuang Song-Lin¹⁾ Kaz Hirakawa³⁾

1 \checkmark Shanghai Key Laboratory of Modern Optical System , University of Shanghai for Science and Technology , Shanghai 200093 , China)

2 \checkmark School of Microelectronics , Shanghai Jiao Tong University , Shanghai 200240 , China)

3 \checkmark Institute of Industrial Science , University of Tokyo , Tokyo 153-8505 , Japan)

(Received 12 December 2008 ; revised manuscript received 3 February 2008)

Abstract

By using the free-space terahertz (THz) electro-optic (EO) sampling technique , the THz electromagnetic wave waveforms emitted from intrinsic bulk GaAs photo-excited by femto-second laser pulses under strong bias electric fields up to 300 kV/cm were recorded . From the experimental data , we can clearly see the THz electromagnetic wave emission waveforms , $E_{\text{THz}}(t)$, which are proportional to the acceleration/deceleration of electrons , have a bipolar feature . Power dissipation spectra of electrons for step-function-like input electric fields have been obtained by calculating Fourier spectra of the measured THz traces . The cutoff frequency , ν_c , for negative power dissipation (i.e. , gain) due to intervalley transfer is found to gradually increase with increasing bias electric fields , F_0 , for $F_0 < 50$ kV/cm and saturate at 750 GHz above ~ 50 kV/cm at 10 K .

Keywords : terahertz electromagnetic wave , non-equilibrium carrier , power dissipation spectrum , inter-valley transfer

PACC : 7210 , 3320E , 7280E , 6320K

^{*} Project supported by Dawn Project of Education Committee of Shanghai and Shanghai Education Development Foundation , China (Grant No. 08SG48) , Innovation Program of Shanghai Municipal Education Commission , China (Grant No. 09YZ221) and the Specially Coordinated Fund from MEXT (NanoQuine) .

[†] E-mail : ymzhu@usst.edu.cn