

# 固态阴极射线发光亮度的提高\*

张福俊<sup>†</sup> 徐征

(北京交通大学光电子技术研究所 发光与光信息技术教育部重点实验室 北京 100044)

**摘要** 为提高固态阴极射线发光亮度,以碰撞激发为核心,采取了两个方面的措施:第一是增大初电子的密度及过热电子的能量,第二是采用固态阴极射线发光和有机电致发光的混合或级联激发.固态阴极射线发光中的初电子来源包括从电极隧穿的电子和从界面态及材料陷阱中获释的电子.这些电子在电场的作用下在固体薄膜中加速获得能量,成为过热电子.它们碰撞激发有机材料发光后,本身并没有湮灭,而和传导电子及倍增电子一道与注入的空穴复合,产生发光.

**关键词** 固态阴极射线发光 过热电子

## Improvement of solid state cathodoluminescence intensity

ZHANG Fu-Jun<sup>†</sup> XU Zheng

(Key Laboratory of Luminescence and Optical Information, Ministry of Education, Institute of Optoelectronics Technology, Beijing Jiaotong University, Beijing 100044, China)

**Abstract** Two effective approaches have been implemented to improve solid state cathodoluminescence (SSCL) intensity based on impact excitation. The first is to enhance the injected electron density and the energy of hot electrons. The second is to use mixed excitation, to produce a combination of SSCL and organic electroluminescence. In SSCL the electron source includes injected electrons from the cathode, as well as electrons freed from interfacial states and those trapped in the material. These electrons are accelerated in the solid thin films and become hot electrons, which can directly excite the organic material and then recombine with injected holes in the same manner as conducting electrons and multiplied electrons.

**Keywords** solid state cathodoluminescence (SSCL), hot electrons

### 1 引言

固态阴极射线发光的激发是靠加速层中过热电子的能量积累,这种激发是提高固态阴极射线发光强度或效率的核心及基础<sup>[1-3]</sup>.为加强这种激发的力度,我们采用扩大初电子源及提高过热电子能量的方法.同时,为放大这个激发的效果,我们采用级联和混合激发的结构.过热电子能量的上限问题在金属-氧化物-硅(MOS)结构的器件中已有研究,其结论可用来解释电介质的击穿和器件的不稳定性.据文献[1]中的数据,SiO<sub>2</sub>薄膜在电场强度为3MV/cm、膜厚为500nm的条件下,过热电子的能量可以达到100eV.这对于固态阴极射线激发而言,电场强度合适,过热电子能量足够.我们在研究无机场致发光中,提出了分层优化的器件结构,以SiO<sub>2</sub>为

电子加速层,ZnS为发光层,助推了ZnS层中的电子加速过程,从而获得了更多的能量和更高的过热电子.实验结果表明,二氧化硅、硫化锌、五氧化二钽等材料具有良好的电子加速能力<sup>[4,5]</sup>.利用这些材料作加速层出现了许多新现象,比如,光谱蓝移<sup>[6]</sup>、亮度提高<sup>[7]</sup>、电流倍增<sup>[8]</sup>等.研究电子在这些无机半导体材料中的输运特性无疑是揭示这些现象本质的很好的途径.在各种薄膜电荷输运理论研究方法中,

\* 国家自然科学基金(批准号:10804006,60576016,10774013)、国家重点基础研究发展计划(批准号:2003CB314707)、国家自然科学基金重点项目(批准号:10434030)、国家高技术研究发展计划(批准号:2006AA03Z0412)、北京市自然科学基金(批准号:2073030)、教育部博士点基金(批准号:20070004024)、北京交通大学人才基金(批准号:2007RC065)资助项目

2008-03-31 收到

<sup>†</sup> 通讯联系人. Email: fjzhang@bjtu.edu.cn

蒙特卡罗方法一直是一个重要方法<sup>[9]</sup>. 这种方法已在 Si 和 GaAs 的模拟中进行了尝试, 并获得了较好的结果<sup>[10,11]</sup>. 在对 ZnS 薄膜中电子输运的研究中, 我们引入蒙特卡罗模拟方法, 目的是了解输运中的主要特征及提高过热电子能量的途径<sup>[12]</sup>. 本文的目的是提高固态阴极射线发光的亮度和效率, 其技术路线是采用扩大初电子源、提高加速能力及使用混合激发或级联的方式.

## 2 初电子来源

在场致发光中, 一个重要的瓶颈过程是初电子的来源. 它应该包括从电极隧穿电子、各层界面态上的电子以及薄膜陷阱中的电子. 我们利用光电容法, 研究了以下三种结构的器件中深能级的空间分布<sup>[13]</sup>: 器件 1 为 ITO/SiO<sub>2</sub>/ZnS:Mn/SiO<sub>2</sub>/Al; 器件 2 为 ITO/ZnS:Mn/Al; 器件 3 为 ITO/ZnS/Al. 实验结果表明, 除发光中心外, 深陷阱能级都在 ZnS 层之外, 加电场后它们可以提供初电子. 一般而言, 陷阱的深度可以根据热释光曲线得到. 在恒温下发光衰减, 电子从陷阱中被释放的几率是不变的, 电子被释放的速率由陷阱中电子数决定. 热释发光曲线实际上也是一种衰减曲线, 只是温度是增加的, 电子被释放的几率不仅与陷阱电子数有关, 而且还与温度有关. 陷阱在加热发光中相当于电子源, 陷阱深度则是一个基本参数, 测量陷阱深度的方法有许多种, 包括吸收方法、光电容的方法以及热释光的方法. 例如, 常用的线性升温即恒速升温时, 热释光可以直观地显示材料中陷阱的种类及深度和每类陷阱的密度等. 人们可以利用所观察到的热释发光曲线确定陷阱的深度, 但这里遇到了两点困难. 其一, 陷阱类别一般不只一种; 其二, 更重要的是被释出的电子还会再次被俘获. 对于只有一个热释发光峰的情形, 从 1945 年开始就在前苏联和英国科学家之间发生了尖锐的争论. 前苏方认为发光过程中有电子的再俘获, 英方认为没有. 前苏方认为发光符合双分子规律<sup>[13]</sup>, 英方则认为符合单分子规律<sup>[14]</sup>, 实际上它们是两个极端情形, 都是近似. 用这两种近似从同一实验曲线得到的陷阱深度可相差一倍. 60 年后的今天, 人们仍采取各种方式在这两种近似之间徘徊, 限定电子行为是在近似双分子或者单分子规律的范围变化而无具体量化. 热释发光是在变化温度下的发光弛豫, 它既同复合与俘获之比有关, 还是陷阱深度的函数, 因此我们利用热释发光曲线测定陷阱深

度时, 要同时确定这两个参数. 利用热释光准平衡模型及其原理, 可以清楚地描述热释发光的细微过程, 计算陷阱深度及电子复合与俘获几率之比<sup>[2]</sup>. 单分子模型和双分子模型, 实际上假定了反应级次是 1 或 2, 它们相对于复合与俘获之比分别是 0 或 ∞. 所以它们无法给出电子复合与俘获之比的具体描述, 只是假说, 有相当大的任意性或不确定性. 用这一概念定出的能级深度自然误差很大, 最大可到 50%.

## 3 电子输运

### 3.1 单层 SiO<sub>2</sub> 的伏安特性

我们研究了单层 SiO<sub>2</sub> 薄膜的电学特性, 如图 1 所示<sup>[15]</sup>. 在低电压下, 伏安特性符合线性关系, 而当驱动电压大于某个阈值(与 SiO<sub>2</sub> 的厚度有关)时, 单层 SiO<sub>2</sub> 薄膜的传导电流迅速增大. 这与注入几率的提高有关, 也极大可能地加速了电子倍增过程. 所以, 我们专题研究了 SiO<sub>2</sub> 薄膜中的电子倍增过程.

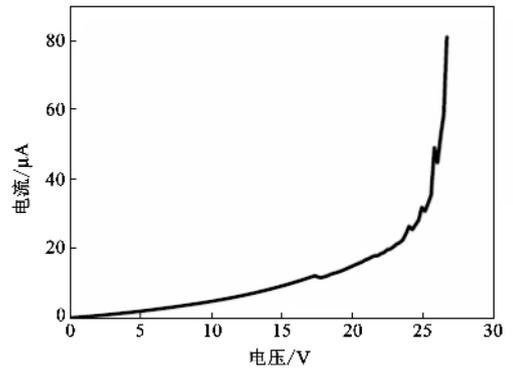


图 1 单层 SiO<sub>2</sub> 薄膜的电流 - 电压特性曲线

### 3.2 电子倍增

当驱动电压增大时, 初电子经 SiO<sub>2</sub> 加速后成为过热电子, 这些过热电子可以激发处于 SiO<sub>2</sub> 薄膜缺陷中的电子或者处于价态上的电子, 成为传导电子. 也就是说, 高场下电子可以倍增. 倍增因子  $M$  定义为倍增后的电流与倍增前的电流之比. 假定电子及空穴的离化系数都是  $\alpha = e^{-b/E}$  (其中  $b$  是碰撞离化常数,  $E$  为电场强度),  $\delta_{\text{eff}}$  为有效倍增区的宽度<sup>[15]</sup>, 则

$$M = \frac{1}{\delta} = \frac{1}{1 - \int_0^{\delta_{\text{eff}}} \alpha dx}$$

我们从电流与电压的关系曲线上, 计算出了在不同电压下的倍增系数, 从而得到离化系数  $\alpha$  与电

场强度的关系. 与文献中关于  $\text{SiO}_2$  单晶及  $\text{ZnS}$  肖特基二极管中得到的数据相比, 所得  $\alpha$  比  $\text{SiO}_2$  单晶的离化系数大近 25 倍, 比  $\text{ZnS}$  中的离化系数大 4 倍<sup>[15]</sup>.

### 3.3 初电子源及电子加速能力的研究

为了得到更准确的实验结果, 尽可能地排除各种实验条件带来的误差, 我们制备了以下 4 种结构的器件来研究分层优化结构及固态阴极射线发光中过热电子的浓度和能量对器件发光亮度的影响<sup>[14]</sup>.

器件 A: ITO /  $\text{ZnS} : \text{Mn}$  (150nm) /  $\text{SiO}_2$  (100nm) / Al ,

器件 B: ITO /  $\text{SiO}_2$  (100nm) /  $\text{ZnS} : \text{Mn}$  (150nm) / Al ,

器件 C: ITO /  $\text{ZnS} : \text{Mn}$  (150nm) / Al ,

器件 D: ITO /  $\text{SiO}_2$  (100nm) /  $\text{ZnS} : \text{Mn}$  (150nm) /  $\text{SiO}_2$  (100nm) / Al.

设计器件 A 和 B 的目的是研究  $\text{SiO}_2$  的电子加速能力对器件发光亮度的影响. 另一方面, 又考虑到初电子的浓度对发光的影响, 我们又制备了器件 C 和 D. 综合上述 4 种电致发光器件正负半周期内最大发光亮度的变化, 分析了过热电子的数目、能量及初电子的数目对发光影响的权重. 首先我们测量了这 4 种发光器件的电致发光光谱, 得到了非常好的  $\text{ZnS} : \text{Mn}$  电致发光, 其光谱如图 2 所示.  $\text{ZnS} : \text{Mn}$  的电致发光峰位于 585nm, 它对应着  $\text{Mn}^{2+}$  离子的  ${}^4\text{T}_1 \rightarrow {}^6\text{A}_1$  跃迁. 为了降低器件在高频电压驱动下电容效应的影响, 我们测量了 4 种器件在 50Hz 的正弦交流驱动下正负半周期中亮度的变化.

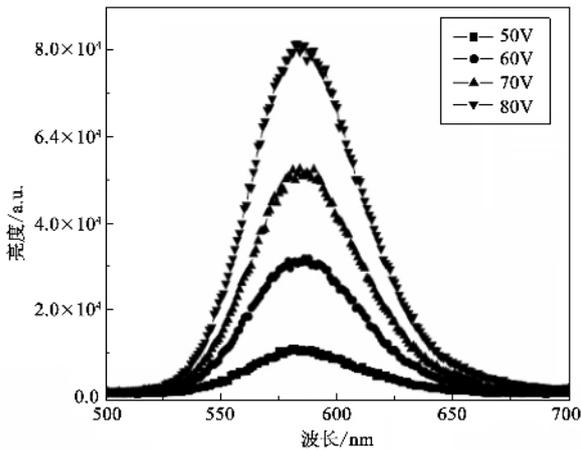


图 2  $\text{ZnS} : \text{Mn}$  在不同驱动电压下的电致发光光谱

本实验中将驱动电压的正半周期定义为 Al 电

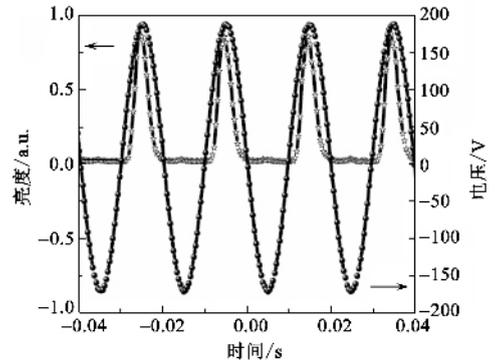


图 3 器件 A: ITO /  $\text{ZnS} : \text{Mn} / \text{SiO}_2 / \text{Al}$  发光瞬态亮度及驱动电压随时间的变化关系

极相对 ITO 电极处于负电位的半周期. 从图 3 中可以得到器件 A 在正负半周期中最大亮度之比是 22, 也就是说, 当 ITO 接电源的正极时, 器件的发光亮度是 ITO 接电源负极时发光亮度的 22 倍. 从电荷注入的角度分析正负半周期的亮度变化, 电子从 Al 电极注入到发光层的数目肯定大于从 ITO 注入到发光层中的电子数目, 这是因为 ITO 电极的功函数要大于 Al 电极的功函数. 在正半周期内, 电子从 Al 电极注入并在  $\text{SiO}_2$  层中加速, 加速后的电子进入发光层后或直接碰撞激发发光中心, 或继续加速再碰撞激发发光中心, 是分层优化结构. 所以, 这个半周期存在两个级联的加速过程: 在  $\text{SiO}_2$  层的加速过程和进入发光层的继续加速过程. 然而在负半周期内, 电子从 ITO 一侧注入到发光层, 在发光层中加速之后的电子才能有效碰撞激发发光中心. 显然, 这个半周期只有一次加速过程, 是一般的夹层结构, 过热电子的能量及数目都要少于正半周期, 因此负周期内器件的发光亮度比正半周期的发光亮度要低很多.

从图 4 中可以看到, 器件 B 在正负半周期中的

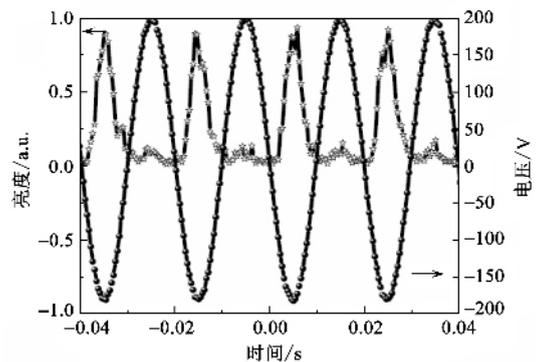


图 4 器件 B: ITO /  $\text{SiO}_2 / \text{ZnS} : \text{Mn} / \text{Al}$  发光瞬态亮度及驱动电压随时间的变化关系

亮度相差很大,即负半周期内的最大亮度是正半周期内最大亮度的 9 倍. 在正半周期内,电子从 Al 电极直接注入到发光层中,在发光层中加速后碰撞激发发光中心. 在负半周期内,电子从 ITO 电极隧穿进入 SiO<sub>2</sub> 层,在 SiO<sub>2</sub> 层加速后进入发光层,碰撞激发发光中心. 这个半周期存在两个加速过程:在 SiO<sub>2</sub> 层中的加速过程和进入发光层的继续加速过程. 在正负半周期中,电子的加速条件是不同的,因而过热电子的能量和数量也不同. 经过 SiO<sub>2</sub> 加速的半周期中发光亮度大于未经 SiO<sub>2</sub> 加速的半周期中发光亮度,这个结论与在器件 B 中得到的结论是一致的,但正负半周期的亮度比不同,这是因为 Al 电极向 SiO<sub>2</sub> 及 ZnS 的注入能力不同而引起的.

在单层结构的器件 C 中,正负半周期内的发光亮度的不同主要是受注入电子数目的影响. 无论电子从哪个电极注入,一旦注入到发光层中,它们都在 ZnS 层被加速(具有相同的加速环境). 我们从图 5 中可以看到,正半周期的最大亮度是负半周期最大亮度的 4 倍,主要是因为电子更容易从 Al 电极注入到发光层中. 以上现象反映了注入电子的浓度对器件发光亮度的影响. 这样,实验证实了影响器件发光亮度的主要因素有两个:一是过热电子的能量及数目;二是初电子的数目. 我们进一步分析了分层优化发光中器件 D 电致发光的亮度-电压瞬态曲线.

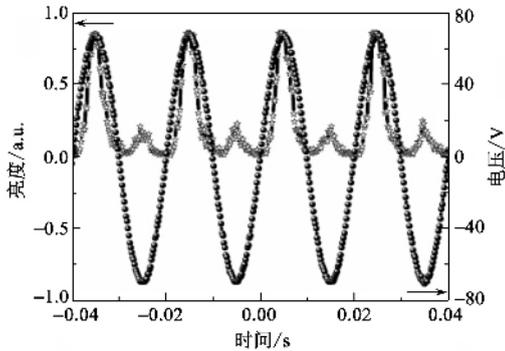


图 5 器件 C: ITO/ZnS:Mn/Al 发光瞬态亮度及驱动电压随时间的变化关系

从图 6 中,我们看到正负半周期内亮度基本上相当,正半周期内的最大亮度是负半周期内的最大亮度的 1.1 倍. 为什么正半周期与负半周期的亮度会有一些不同? 我们认为,在对称结构的器件中,电子分别从 Al 电极和 ITO 电极隧穿进入 SiO<sub>2</sub> 层,由于电极功函数的不同,隧穿进入 SiO<sub>2</sub> 层的初电子数目也应该不同.

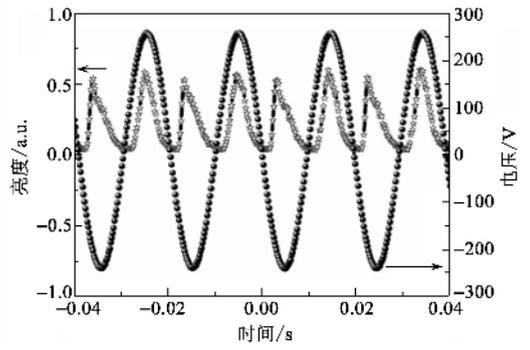


图 6 器件 D: ITO/SiO<sub>2</sub>/ZnS:Mn/SiO<sub>2</sub>/Al 发光瞬态亮度及驱动电压随时间的变化关系

#### 4 混合激发及级联激发

我们利用过热电子来激发有机材料发光,就得到了固态阴极射线发光. 从激发原理上看,这种激发非常类似于光致发光,没有电子自旋对发光效率的限制. 这些过热电子碰撞激发有机材料后,电子本身并没有湮灭掉,还可以与传导电子、倍增电子一道和注入的空穴复合而发光. 这一过程提高了注入电子的利用效率,因此可以得到更高亮度的发光.

我们制备了以下两种结构的电致发光器件 E 和 F,来实现有机无机复合器件中固态阴极射线发光和有机电致发光的混合发光:

器件 E: ITO/PVK:Eu(o-BBA)<sub>3</sub>Phen:DCJTb/ZnS(60nm)/Al

器件 F: ITO/PVK:Eu(o-BBA)<sub>3</sub>Phen:DCJTb/BCP(10nm)/Alq<sub>3</sub>(8nm)

在器件 E 中,ZnS 起到了电子传输及空穴阻挡的作用. 在器件 F 中,用 BCP 和 Alq<sub>3</sub> 层代替 ZnS 层,其中 BCP 层作为电子传输及空穴阻挡层,Alq<sub>3</sub> 层作为电子传输层.

从图 7 中我们可以看出,有机无机复合结构的器件 E 比纯有机器件 F 在相同驱动电压下的发光亮度高很多.

为了进一步确定无机半导体材料 ZnS 作为电子传输层能有效地提高有机电致发光亮度,我们测量了两种结构的器件亮度-电压曲线. 在测量时应注意,对于同一个器件而言,可以比较它在不同电压下发光的相对亮度. 对于不同器件,它们的相对亮度只能通过它们各自发光的绝对亮度来比较,因为在电致发光光谱测量过程中,器件与光电倍增管的相对位置,光谱仪接受端狭缝的大小对器件的相对发光亮度都有很大影响.

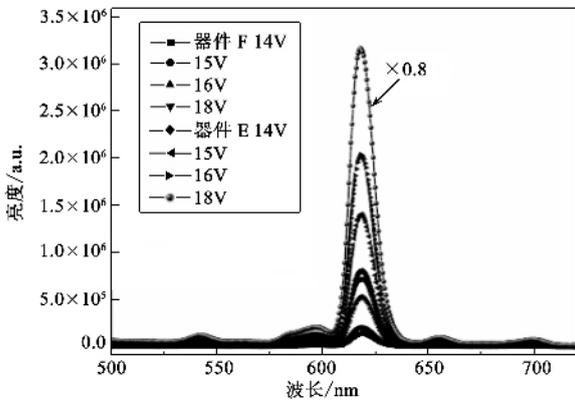


图7 器件E和器件F在不同驱动电压下的电致发光光谱

从亮度-电压曲线上看,在有机无机复合器件中,当驱动电压大于17V时,器件的发光亮度有一个比较明显的跃升,如图8所示.我们将有机无机复合器件的亮度电压曲线分成两个部分:驱动电压小于16.5V和大于16.5V.这两个部分的亮度电压曲线的斜率明显不同,说明当驱动电压大于16.5V时,可能出现了电子倍增过程及得到有激发能力的过热电子,这时应该有两种激发方式:碰撞激发和注入复合,它们对器件发光亮度贡献的比重是我们进一步研究的重点问题之一.

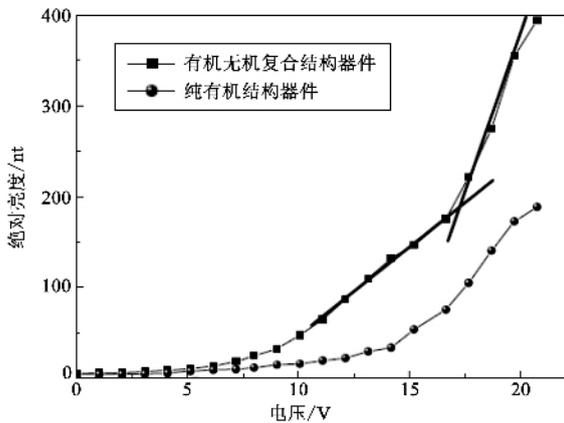


图8 两种结构的器件发光亮度随驱动电压大小的变化曲线 (图中纵坐标绝对亮度的单位为 nt(尼特),1nt=1cd/m<sup>2</sup>)

我们用无机半导体材料 ZnS 代替有机半导体材料 BCP 和 Alq<sub>3</sub>,在有机无机复合的器件中,得到了稀土离子的固体阴极射线发光,与纯有机电致发光器件相比较,器件的发光亮度得到了提高,复合结构中器件的发光亮度在20V的驱动电压下达到650cd/m<sup>2</sup>,纯有机器件在20V的驱动电压下,发光亮度只有412cd/m<sup>2</sup>.器件发光亮度的提高应归因于ZnS对电子的加速作用,经ZnS层加速的电子,其最

大能量可以达到10eV<sup>[16]</sup>.由于电子在半导体材料中传输、加速的过程受到各种散射机制的限制,过热电子的能量有比较宽的分布.我们初步的实验结果说明,进一步提高场强,过热电子的能量将向高能区集中,这将极大地增大过热电子的利用率,进而提高器件的发光亮度.这和蒙特卡罗方法关于电子能量分布与场强的关系估计结果是一致的. ZnS 薄膜中的电子可以分为3类:普通的传导电子( $n_1$ );由于过热电子与晶格相互作用而产生的倍增电子( $n_2$ )<sup>[17]</sup>,可以有效激发发光中心的过热电子( $n_3$ ).经 ZnS 薄膜加速后的过热电子碰撞激发 Eu<sup>3+</sup>之后,只是将能量传递给稀土离子,还可以与注入的空穴复合形成激子.显然这三种电子都可以与注入的空穴复合形成激子,所以有机无机复合器件中激发机理应该包括碰撞激发和注入复合,复合屏的种类也有很多选择.

我们采用 ITO/SiO<sub>2</sub>/发光层/SiO<sub>2</sub>/发光层/SiO<sub>2</sub>/Al 结构的器件,利用中间 SiO<sub>2</sub> 层对电子的再次加速,提高过热电子的能量,可以进一步提高器件的发光亮度.我们使用稀土配合物发光材料的优势在于既可以利用配体的单线态,也可利用三线态到稀土离子的能量传递,还可以用固态阴极射线直接激发稀土离子,所以用稀土配合物作为发光层有良好的发展前景.

## 5 结束语

固态阴极射线发光是一种发光学的全新的分支,从机理上突破了场致发光中有机材料电子自旋的限制,有望得到高效率的有机材料的发光.利用混合激发使过热电子碰撞有机材料发光之后,电子本身没有湮灭掉,还可以与注入的空穴复合发光.另一方面,增大过热电子的浓度及能量提高了固体阴极射线发光亮度.而两种方法的结合是进一步提高发光亮度的有效措施.

## 参考文献

[ 1 ] Fitting H J, Czarnowski A V. Phys. Stat. Sol. A, 1986, 93 : 385  
 [ 2 ] Xu Z, Zhang F J, Zhao S L et al. J. Appl. Phys., 2007, 101 : 033518  
 [ 3 ] Xu X R, Xu Z, Qu C et al. Chin. J. Lumin., 2005, 26 : 1  
 [ 4 ] Thornber K K, Feynman R P. Phys. Rev. B, 1970, 1 : 4099  
 [ 5 ] Theis T N, Dimaria D J, Kirtley J R et al. Phys. Rev. Lett., 1984, 52 : 1445  
 [ 6 ] 姜志东,徐征,徐春祥.物理学报,1998,47:139 [ Lou Z D, Xu Z, Xu C X. Acta Physica Sinica, 1998, 47 : 139 ( in Chinese ) ]

[ 7 ] 徐叙瑒,徐征,滕枫等. 发光学报 2003 24 553 [ Xu X R, Xu Z, Teng F *et al.* Chinese Journal of Luminescence, 2003 24 : 553 ( in Chinese ) ]

[ 8 ] Lenzlinger M, Snow E H. J. Appl. Phys. ,1969 ,40 :287

[ 9 ] Schreiber E, Fitting H J. Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena ,2002 ,124 :25

[ 10 ] 赵辉,王永生,徐征等. 物理学报,1999 ,48 :533 [ Zhao H, Wang Y S, Xu Z *et al.* Acta Physica Sinica ,1999 ,48 :533 ( in Chinese ) ]

[ 11 ] 赵辉,何大伟,王永生等. 物理学报,2000 ,9 :867 [ Zhao H, He D W, Wang Y S *et al.* Acta Physica Sinica ,2000 ,9 :867 ( in Chinese ) ]

[ 12 ] He Q F, Xu Z, Teng F *et al.* Chin. Phys. Lett. ,2006 ,23 :701

[ 13 ] Deng Z B, Chen L C, Gao Y. Proc. of Int. Workshop on EL. , 1994 332

[ 14 ] Zhang F J, Xu Z, Teng F. J. Lumin. 2006 ,90 :117

[ 15 ] 徐叙瑒,雷刚,徐征. 自然科学进展——国家重点实验室通讯, [ Xu X R, Le G, Xu Z. Development of Natural Science——Communication of National Key Laboratory, 1992 ,3 : 260 ( Chinese ) ]

[ 16 ] Randall J T, Wilkins M H F. Proc. Roy. Soc. A ,1945 ,184 : 366

[ 17 ] Xu X R, Lei G, Xu Z. J. Cryst. Growth ,1992 ,117 :935



# 北京欧普特科技有限公司

光学元件库—欧普特科技

欢迎访问:

[www.goldway.com.cn](http://www.goldway.com.cn)

北京欧普特科技有限公司严格参照国际通常规格及技术指标,备有完整系列的精密光学零部件(备有产品样本供参考)供国内各大专院校、科研机构、试验室随时选用,我公司同时可为您的应用提供技术咨询。我公司可以提供美国及欧洲产的优质红外光学材料,如硒化锌,硫化锌,多光谱硫化锌等。



- 光学透镜:平凸、双凸、平凹、双凹、消色差胶合透镜等。
- 光学棱镜:各种规格直角棱镜,及其他常用棱镜。
- 光学反射镜:各种尺寸规格的镀铝、镀银、镀金,及介质反射镜。直径 5mm—200mm。
- 光学窗口:各种尺寸规格,材料的光学平面窗口,平晶。直径 5mm—200mm。
- 各种有色玻璃滤光片:规格为直径 5mm—200mm。(紫外,可见,红外)及窄带干涉滤片。
- 紫外石英光纤:进口紫外石英光纤, SMA 接口光纤探头,紫外石英聚焦探头。

地址 北京市海淀区知春路 49 号希格玛大厦 B 座#306 室

电话 010-88096218/88096217 传真 010-88096216 网址 [www.goldway.com.cn](http://www.goldway.com.cn)

联系人 陈翎先生 施楠小姐 曾安小姐

E-mail [kevinchen@goldway.com.cn](mailto:kevinchen@goldway.com.cn) [shinan@goldway.com.cn](mailto:shinan@goldway.com.cn) [zengan@goldway.com.cn](mailto:zengan@goldway.com.cn)

独家代理销售加拿大 GENTEC-EO 生产的激光功率能量计及光束分析仪,其产品具有功率、能量探测头规格全,宽光谱响应,探头损伤阈值高、灵敏度高,SOLO 显示器自动识别每个探头,带有自动校准功能;光束分析仪定量、定性分析激光束等特点。



独家代理销售美国 STELLARNET 生产的微型光纤光谱仪,其产品具有多种型号规格可选,坚固耐用、轻巧便携,波长范围覆盖 190—2200nm,适合于实验室、现场及野外的光谱测量。



联系人 栗曼珊 [sumanshan@goldway.com.cn](mailto:sumanshan@goldway.com.cn) 联系电话 010-84562860 84562550 传真 010-84569901



北京欧普特科技有限公司 <http://www.goldway.com.cn>

北京朝阳区酒仙桥东路一号 M7 栋东五层 100016