

栅极调制纳米线的场增强因子计算^{*}

雷 达^{1)†} 王维彪^{1)†} 曾乐勇^{1)‡} 梁静秋³⁾

1) 中国科学院长春光学精密机械与物理研究所激发态物理重点实验室, 长春 130033)

2) 中国科学院研究生院, 北京 100049)

3) (中国科学院长春光学精密机械与物理研究所应用光学国家重点实验室, 长春 130033)

(2008 年 8 月 21 日收到, 2008 年 9 月 16 日收到修改稿)

利用悬浮球模型和镜像电荷法计算了栅极调制纳米线的顶端表面电场, 给出了场发射增强因子表达式 $\beta = \frac{1}{2}(3.5 + L/r_0 + W)$, 式中 L 与 r_0 分别是纳米线长度与顶端表面曲率半径, W 是由栅孔半径 R 、阴极与栅极间距 d 以及纳米线自身几何参数所决定的函数. 结果表明, 纳米线长径比对场增强因子的影响很显著; 当阴极与栅极间距较近时, 场增强因子随 d 的增加而减小, 而当栅极处于无穷远时, 纳米线场增强因子的表示式变成 $\beta_0 = 3.5 + L/r_0$, 栅孔半径越小, 场增强因子就越大, 当栅孔半径趋于零时, 场增强因子为 $\beta = \beta_0 + 1.20(L/d)^{1/2}$.

关键词: 栅极调制纳米线, 场增强因子, 悬浮球

PACC: 7210, 7220H, 7970

1. 引言

纳米线具有独特的准一维结构和非常大的比表面^[1], 且在较低的电压下能获得巨大的顶端表面电场, 使电子能够通过隧道效应逸出表面, 而形成较大的发射电流密度. 因此, 在场发射平板显示器件、微波功率器件以及纳米传感器件中具有潜在的应用^[2-4].

低阈值电压或高电流密度的获得是人们一直追求的目标, 而场增强因子是表征器件场发射性能的重要参数之一. 由 F-N 理论可知, 场增强因子越大, 发射电子流密度就越高. 在二极管结构器件中, 纳米线场增强因子是与其长径比 (h/ρ) 密切相关的, 王新庆等人^[5,6]曾利用 Miller^[7]的镜像悬浮球模型计算单根纳米线和纳米线阵列的场增强因子, 得到了与 Forbes 等人^[8]类似的结果. 近几年, 随着 CNT, AuPd, Si 等纳米线材料制备技术的提高, 带栅极纳米线器件的制备工艺日益完善^[9-11], 三极结构器件场发射性能的理论研究也有了新的进展. 从泊松方程出发, 用数值计算方法或计算机专用软件来模拟分析^[12-15]是目前理论研究中常用的一些方法. 但

是, 这些方法都不能直接给出场增强因子的解析表示式, 器件性能的优化设计和实际制备还需要更多理论模型、速算方法以及理论分析结果的指导. 在以前的工作中^[16], 我们曾从拉普拉斯方程和边界条件出发, 利用静电场方法给出了顶端表面为平坦且突出栅孔的纳米线场增强因子的表达式. 但是, 由于模型的局限性, 该结果只适合于一些较理想的利用半导体工艺制备的圆柱形纳米线器件, 对于圆锥形和顶端为半球形的其他纳米线器件就不能再作为参考.

本文, 建立了一种栅极调制的纳米线冷阴极模型(假定纳米线顶端是曲率半径为 r_0 的半金属球, 纳米线低于栅极, 见图 1), 利用悬浮球模型和镜像电荷法计算出纳米线顶端表面附近的电势, 给出了场增强因子的表示式 $\beta = \frac{1}{2}(3.5 + L/r_0 + W)$, 式中 L 与 r_0 分别是纳米线长度与顶端表面曲率半径, W 是以栅孔半径 R 、阴极与栅极间距 d 以及纳米线自身几何参数为变量的函数. 在此基础上, 进一步分析了栅孔半径、栅极高度 d 等几何参数对纳米线场增强因子的影响. 该模型比以前^[16]的模型更接近普遍情况, 而且所得到的结果也符合前人的报道^[12-15],

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 50072029, 50572101)资助的课题

[†] 通讯联系人. E-mail: wangwb@126.com

因此,对于栅极调制的纳米线冷阴极器件的制备与优化设计具有重要参考意义.

2. 器件物理模型

栅极调制纳米线器件几何结构模型的建立:假设一根长度为 L 、半径为 r_0 的纳米线竖立在无限大平板阴极 B 上,认为纳米线是圆顶柱形导体,其顶端曲率半径等于纳米线半径;纳米线与阴极平板良好接触,且纳米线与阴极平板的表面电位保持恒等于零,在阴极上方有一与阴极板平行的无限大金属平板 A ,带有半径为 R 的圆形小栅孔, z 轴选择于纳米线的轴线上并通过栅孔圆心,阴极与栅极间距为 d (且 $L < d$),如图 1 所示.另外,还假设当栅极接 V_g 电位时,栅极上的电荷密度 δ 是均匀分布的,且忽略栅极厚度与空间电荷以及其他邻近纳米线的作用.

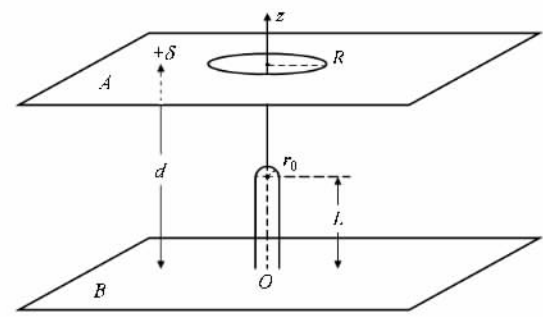


图 1 栅极调制纳米线的器件结构

3. 纳米线顶端表面附近的电势与电场计算

在上述的器件结构模型中直接计算纳米线顶端表面附近电场是较复杂的,为简化计算,我们做如下的假定:1)认为图 1 中的电荷密度为 $+\delta$ 的栅极平板 A 是由电荷密度为 $+\delta$ 的无限大平板 C 与电荷密度为 $-\delta$ 、半径为 R 的带负电荷圆盘 D 叠加而成,且不考虑各带电体厚度的影响,叠加处电荷密度为零(认为叠加处就是栅孔),即 $A = C + D$,如图 2 所示;2)栅极调制纳米线顶端表面附近的电势等于纳米线在由 B, C 平板组成的二极管结构中的电势与带负电荷的圆盘 D 在纳米线顶端表面附近同一点产生的电势之和.因此,栅极调制纳米线顶端表面附近的电场计算就变成处理以下的三个问题:首先,在二极

管结构中求出纳米线顶端表面附近的电势分布,即以带电平板 C 当作正电极,计算出纳米线顶端表面附近的电势;其次,计算半径为 R 、电荷密度为 $-\delta$ 的带负电荷圆盘 D 在纳米线顶端表面附近点产生的电势;最后,利用以上两部计算结果,由电场叠加原理计算出栅极调制纳米线表面附近的电势和电场.下面,按照上述的计算步骤和方法来计算栅极调制纳米线的顶端表面电场强度.

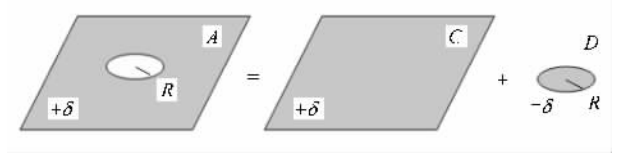


图 2 栅极平板的电荷密度分布分析图

纳米线顶端是半径为 r_0 的半球形,电子发射过程中绝大部分电荷都集中于纳米线顶端表面附近,所以可采用在阴极平板上面带 $-Q$ 电荷的金属悬浮球^[6-8]来代替纳米线发射体.纳米线自身的直径很小,可认为它是接地的准一维导线,从唯一性定理可知,它的存在不影响纳米线顶端表面附近的电势与电场分布.因此,我们还建立了更简化的纳米线等效场致电子发射模型——平板阴极上的悬浮球模型,如图 3 所示.在图 3 中,电荷密度为 $+\delta$ 的平板 C 取代于图 1 中的栅极平板 A 、带负电荷的金属球代替纳米线发射体后,若假设自金属球心到阴极的距离为 L ,两极板间距为 d (要求 $L < d$,但不是 $L \ll d$),栅极电位为 V_g ,阴极接地,所以两个电容板之间的电场强度为 $E_0 = V_g/d$.

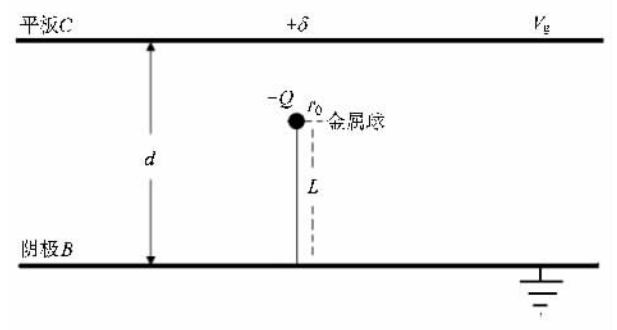


图 3 纳米线等效场致发射模型

结合上述模型,利用镜像电荷法可计算出纳米线表面附近的电势分布.当两极板间距很远($d \gg L$)时,可以忽略极板间距 d 对纳米线表面附近电场的作用,此时与悬浮球的表面电荷 $-Q$ 相对应的最邻近的镜像电荷 $+Q$ 只有一个,它与悬浮球上的电荷

- Q 对称于阴极平板. 采用球坐标系, 原点选择在悬浮球的球心上, 则据 Miller^[7]等人的报道纳米线顶端表面附近的电势可表示为

$$\Phi(r, \theta) = \frac{Q(1 - r/2L)}{4\pi\epsilon_0 r} + E_0 L + E_0 r \cos\theta - \frac{p \cos\theta}{4\pi\epsilon_0 r^2}, \quad (1)$$

式中, p 是电荷 $-Q$ 与其镜像电荷 $+Q$ 的电偶极矩, r 和是坐标变量.

当两个极板间距是较近时, d 对纳米线顶端表面附近电场的影响是不能忽略的, 所以必须考虑一系列次邻近对称镜像电荷对纳米线顶端表面附近电场的作用. 首先考虑 4 个次邻近电荷对纳米线顶端表面附近电势的影响, 图 4 中给出了相应的镜像电荷. 图中对于 1, 2, 3, 4 四个镜像电荷产生的电势为 $\frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \left(-\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_3} + \frac{1}{r_4} \right)$, 式中 r_1, r_2, r_3, r_4 分别为自各镜像电荷到纳米线表面附近点的距离, 由几何学的三角形定理可写出它们的表示式.

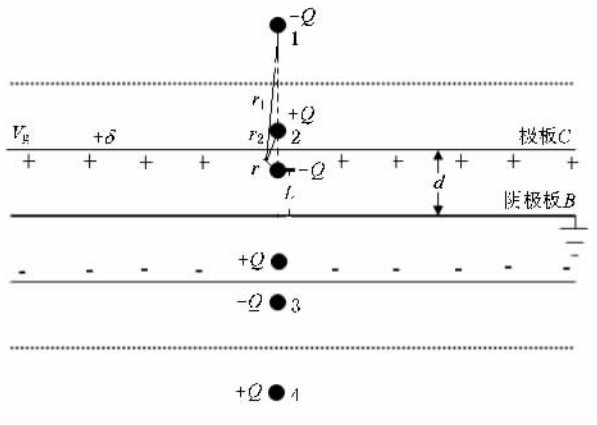


图 4 镜像电荷

对于纳米线顶端表面附近点, r 很接近于纳米线顶端表面曲率半径 r_0 , 可认为 $r \ll L$ (或 d), 对 r_1, r_2, r_3, r_4 的展开式只留 $r/2d$ 的一次方项与 L/d 的三次方以下的项, 得

$$\frac{1}{r_1} \approx \frac{1}{2d} \left[1 + \frac{r}{2d} \cos\theta \right], \quad (2)$$

$$\frac{1}{r_2} \approx \frac{1}{2d} \left[1 + \frac{L}{d} + \left(\frac{L}{d} \right)^2 - \frac{3}{2} \left(\frac{L}{d} \right)^3 + \frac{r}{2d} \cos\theta \right], \quad (3)$$

$$\frac{1}{r_3} \approx \frac{1}{2d} \left[1 - \frac{r}{2d} \cos\theta \right], \quad (4)$$

$$\frac{1}{r_4} \approx \frac{1}{2d} \left[1 - \frac{L}{d} + \left(\frac{L}{d} \right)^2 + \frac{3}{2} \left(\frac{L}{d} \right)^3 - \frac{r}{2d} \cos\theta \right]. \quad (5)$$

因此, 图 4 中的四个次邻近镜像电荷在纳米线顶端表面附近所产生的电势为

$$\frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \left(-\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_3} + \frac{1}{r_4} \right) = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 d} \left(\frac{L}{d} \right)^2. \quad (6)$$

若考虑其他所有镜像电荷的影响, 利用同样的方法还可以求出下一个邻近镜像电荷以及一系列下次邻近镜像电荷对电势的贡献, 即

$$\frac{Q}{4\pi\epsilon_0 d} \left(\frac{L}{d} \right)^2 \frac{1}{2^3}, \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 d} \left(\frac{L}{d} \right)^2 \frac{1}{3^3}, \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 d} \left(\frac{L}{d} \right)^2 \frac{1}{4^3}, \dots$$

则所有次邻近镜像电荷对电势的贡献为

$$\frac{Q}{4\pi\epsilon_0 d} \left(\frac{L}{d} \right)^2 + \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 d} \left(\frac{L}{d} \right)^2 \left(\frac{1}{2} \right)^3 + \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 d} \left(\frac{L}{d} \right)^2 \left(\frac{1}{3} \right)^3 + \dots = K \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 d} \left(\frac{L}{d} \right)^2,$$

其中 $K = 1 + (1/2)^3 + (1/3)^3 + (1/4)^3 + \dots \approx 1.202$ 是常数.

因此纳米线顶端表面附近的电势可写成

$$\Phi(r, \theta) = \frac{Q(1 - r/2L)}{4\pi\epsilon_0 r} + E_0 L + E_0 r \cos\theta - \frac{p \cos\theta}{4\pi\epsilon_0 r^2} + \frac{KQ}{4\pi\epsilon_0 d} \left(\frac{L}{d} \right)^2. \quad (7)$$

在图 1 中, 当栅极电位为 V_g 时, 由于栅极电荷密度分布是均匀的, 电极板 A 是由同样电荷分布密度的电极板 C 和带电圆盘 D 叠加而成. 则由无限大平板电容器的电场强度与电荷密度之间的关系可知, 电极板 A, C 及圆盘 D 上的电荷密度量可写成为 $\delta = \epsilon_0 V_g / d$, 式中 ϵ_0 是真空介电常数. 下面我们进一步计算电荷密度为 $-\delta$, 半径为 R 的无限薄带电圆盘 D 在其轴线上距离圆盘为 a 的点 p' 处产生的电势.

如图 5 所示, 在带电圆盘上取半径为 x , 宽为 dx 的同心带电圆环. 则由静电场理论可写出带电圆环在轴上点 p' 处所产生的电势

$$dV = \frac{-\delta \cdot 2\pi x \cdot dx}{4\pi\epsilon_0 \sqrt{x^2 + a^2}} = \frac{-V_g x \cdot dx}{2d \sqrt{x^2 + a^2}}. \quad (8)$$

将 (8) 式两侧求积分, 得圆盘在 p' 点处产生的电位, 即

$$V = \int dV = - \int_0^R \frac{V_g x \cdot dx}{2d \sqrt{x^2 + a^2}} = -(\sqrt{R^2 + a^2} - a) \frac{V_g}{2d}, \quad (9)$$

式中, $a = d - L - r \cos\theta$.

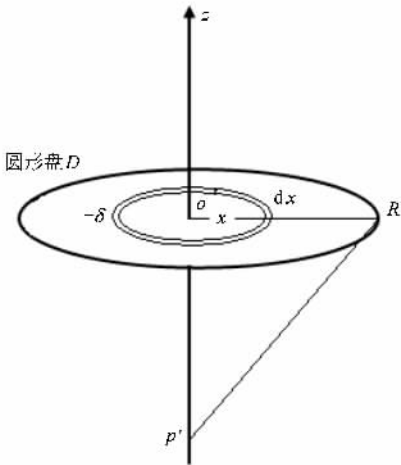


图5 带电圆盘在轴上点 p' 处的电势

由于 r 取得很小, 可将 (9) 式中的

$$\sqrt{R^2 + (d - L - r \cos \theta)^2}$$

项进行零点泰勒展开后, 只留 r 的一阶项, 得

$$V \approx - \left\{ \sqrt{R^2 + (d - L)^2} - d + L + \left[1 - \frac{(d - L)}{\sqrt{R^2 + (d - L)^2}} \right] r \cos \theta \right\} \frac{E_0}{2}. \quad (10)$$

对于纳米线顶端表面附近点(由于它非常靠近于轴线), 可用圆盘在轴线上离圆盘同距离处产生的电势来近似表示它在纳米线顶端表面附近点所产生的电势. 因此, 利用电场叠加原理, 将 (7) (10) 式代入电势分布公式, 可得栅极调制纳米线的顶端表面附近电势

$$\Phi(r, \theta) = - \frac{Q(1 - r/2L)}{4\pi\epsilon_0 r} + E_0 L + E_0 r \cos \theta - \frac{p \cos \theta}{4\pi\epsilon_0 r^2} + \frac{1.202 Q}{4\pi\epsilon_0 d} \left(\frac{L}{d} \right)^2 + V. \quad (11)$$

计算中认为纳米线表面电势为恒等于零, 将该边界条件代入 (11) 式, 得

$$Q = \frac{2\pi\epsilon_0 E_0 r_0 [d + L - \sqrt{R^2 + (d - L)^2}]}{(1 - r_0/2L - 1.202 r_0 L^2/d^3)}$$

与

$$p = 2\pi\epsilon_0 r_0^3 E_0 \left[1 + \frac{(d - L)}{\sqrt{R^2 + (d - L)^2}} \right].$$

最后, 利用电势梯度公式 $E = -\nabla\Phi$, 可计算出纳米线顶端表面电场强度

$$E = E_r = - \left. \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right|_{\theta=0, r=r_0} = - \frac{E_0}{2} \left\{ 3 + \frac{\mathfrak{X}(d - L)}{\sqrt{R^2 + (d - L)^2}} \right\}$$

$$+ \left[1 + \frac{r_0}{2L} + 1.202 \frac{r_0}{d} \left(\frac{L}{d} \right)^2 \right] \times \frac{[d + L - \sqrt{R^2 + (d - L)^2}]}{r_0}. \quad (12)$$

4. 场增强因子计算

在 F-N 理论中提出, 若在发射体有效发射表面上的局域电场为 E , 外加宏观电场为 E_0 (或极板上的外加偏压为 V), 则 E 与 E_0 (或 V) 之比就定义为场增强因子. 如果在 (12) 式中令

$$\beta_0 = 3.5 + \frac{L}{r_0}, \quad (13)$$

$$W = \frac{\mathfrak{X}(d - L)}{\sqrt{R^2 + (d - L)^2}} + \left[\frac{1}{2L} + \frac{1.202}{d} \left(\frac{L}{d} \right)^2 \right] \times [d + L - \sqrt{R^2 + (d - L)^2}] + \frac{d - \sqrt{R^2 + (d - L)^2}}{r_0} - 0.5, \quad (14)$$

于是纳米线顶端表面电场强度大小还可以写成

$$E = \frac{E_0}{2} (\beta_0 + W), \quad (15)$$

式中, E_0 是电容板 A (或 C) 与 B 之间产生的均匀电场, 可当作为纳米线所存在的外加宏观电场; β_0 是个无量纲的量, 它只与纳米线自身的长度、顶端曲率半径等几何参数有关, 表示纳米线自身几何形状对其顶端表面电场的作用; W 也是无量纲的量, 它与栅孔半径、栅极与阴极之间的距离以及纳米线的几何参数等器件结构参数相关, 主要表示栅极参数对纳米线顶端表面电场的贡献.

因此, 由场增强因子的定义式 $\beta = |E/E_0|$ 得

$$\beta = \frac{1}{2} \left(3.5 + \frac{L}{r_0} + W \right). \quad (16)$$

5. 结果与讨论

由 (16) 式可以看出, 栅极调制纳米线冷阴极的场增强因子主要由两部分因素的平均值所决定, 其一是纳米线自身的几何参数 (即其长径比 L/r_0) 对纳米线增强因子的贡献, 即上式中的 $3.5 + L/r_0$ 部分; 其二是栅极参数如栅孔半径 R 、阴极到栅极的距离 d 等对场增强因子的贡献, 即上式中的 W 部分.

当栅极位于较远处 (即 $d \gg L$ 或 R) 时, 阴极与栅极间距 d 和栅孔半径 R_0 对场增强因子的影响可以忽略不计, 由上式可得此时场增强因子的表示式

为 $\beta_0 = 3.5 + L/r_0$,这与 Forbes 等人^[7] 报道的结果 $\beta = 3 + L/r_0$ 相符合.因为阴极与栅极之间的距离增大到一定程度时,由于栅孔距纳米线表面的距离太远,此时可以忽略栅孔对纳米线表面电场的影响,所以本文所采用的模型就变成类似于无限大均匀电场中的单根纳米线,所得到的结果也与单根纳米线的场增强因子式相似.实际上,在纳米线侧表面上也存在着部分电荷,但由于假定纳米线所有电荷都集中于其顶端表面处,因此计算结果与前人有了 0.5 的误差.

另外,当 d 取得不是很大时,若栅孔半径 R 趋于零(即 $R \ll d$ 或 L),则从场增强因子的表示式可得 $\beta = 3.5 + L/r_0 + 1.20 \chi(L/d)$,这与王新庆等人^[6] 在二极管结构中计算的结果相似.其原因是由于当栅孔半径趋于零时,栅孔对电场的屏蔽效应较大,带栅孔的平板 A 变成类似于无栅孔的平板 C ,则栅极调制纳米线就变成等效于图 3 中的二极管结构模型,因此得到与它们类似的结果.上述结果表明,我们所建立的计算模型是合理的.

与我们前文的结果^[16] 相比(16)式有明显的差别,其原因主要有三个方面:首先所采用的模型与前文不同,在前文中认为纳米线顶端是平坦而且突出栅极,而本文中认为纳米线顶端是半球形曲面且低

于栅极;其次,纳米线有效发射表面上的局域电场的选择不同,在前文中以纳米线顶端边缘上的电场当作为局域电场,而本文却以纳米线顶端表面上的电场当作为局域电场;再次,前文是在附加阳极与阳极偏压的条件下计算的,而这里只考虑了栅极与其偏压的情况.但是,该纳米线模型更接近实际器件结构,而且计算表明(16)式所显示的基本规律是与我们前文和其他研究者报道的结果相符合^[12-15],所以可推广用到圆锥形或尖端为半球形的其他纳米线发射体.

图 6 给出了栅极偏压相同对应不同器件参数的纳米线顶端附近的电场分布情况,其中模型(a)的栅孔半径是(b)的两倍,模型(c)的纳米线高度为(b)的三分之一,模型(d)的纳米线顶端表面曲率半径为(b)的两倍,除了上面所给定的参数关系之外模型(a)(c)(d)的其他器件参数均与模型(b)相同.从图中可以看出,图 6(a)(c)(d)中的纳米线顶端表面附近的等势线分布密度都小于(b),即模型(b)中的纳米线顶端表面附近电场强度是最强的,这说明器件栅孔半径越小、纳米线高度越大、纳米线顶端曲率半径越小,则纳米线顶端表面电场强度就越大,因而还可判断相应的场增强因子也越大.

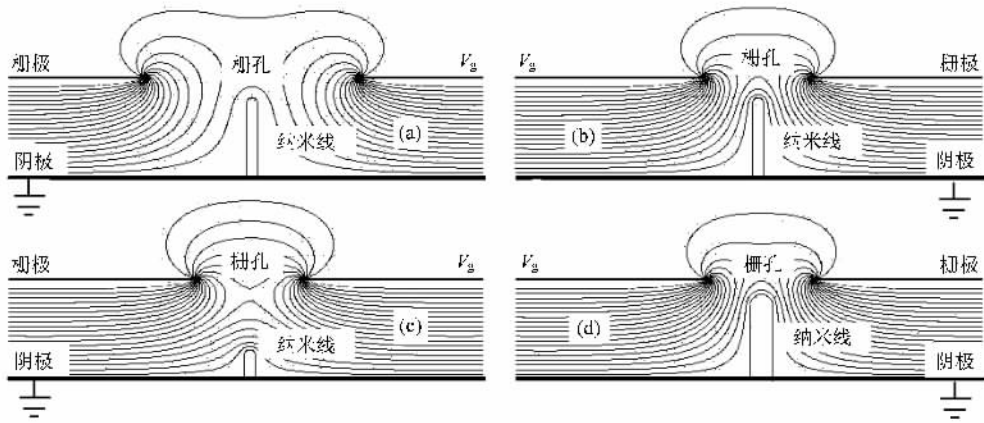


图 6 对应不同参数的电场分布

为详细了解器件几何参数对于栅极调制纳米线顶端场增强因子的影响,我们还计算了对应不同器件几何结构参数的场增强因子,如表 1 中所示.

从表 1 中可以看出,纳米线长度和纳米线顶端表面曲率半径对场增强因子的作用是最显著的,纳米线长度和顶端表面曲率的增加都会引起场增强因子的大幅度增加,栅孔半径越小,纳米线场增强因子就越大;当 d 不是很大时,栅极高度 d 对纳米线场

增强因子也有一定的影响,随着阴极与栅极间距的增加增强因子减小.

表 1 对应不同几何参数的场增强因子值

$R/\mu\text{m}$	$d/\mu\text{m}$	$L/\mu\text{m}$	$r_0/\mu\text{m}$	β
1.5	9	10	6	0.02
5	9, 10, 11	6	0.02	302.2 243.0 156.3
5	10	4, 6, 8	0.02	258.0 243.0 228.5
5	10	6	0.01 0.02 0.03	157.8 243.0 318.3
5	10	6	0.01 0.02 0.03	482.9 243.0 163.0

6. 结 论

由电势和电场叠加原理出发,分析栅极平板上的电荷密度分布,利用悬浮球模型及镜像电荷法计算出栅极调制纳米线的场增强因子的解析表示式 $\beta = (3.5 + L/r_0 + W)/2$,且当栅极位于无穷远处和栅孔半径趋于零时,得到了类似于前人报道^[6,7]的结

果.计算表明,对于栅极调制的纳米线冷阴极,纳米线长径比对场增强因子的影响显著,随纳米线长度和顶端曲率的增加,场增强因子迅速增大.栅孔半径和栅极高度也对场增强因子有一定的影响,即随栅孔半径和阴极与栅极间距的减小,场增强因子增大.此结果,对于栅极调制的尖端为半球形的其他纳米线器件的研究也有一定的参考价值.

-
- [1] Milne W I, Teo K B K, Chhowalla M, Amaratunga G A J, Pribat D, Legagneux P, Pirio G, Binh V T, Semet V 2002 *Curr. Appl. Phys.* **2** 509
 - [2] Chen Q, Dai L 2001 *J. Nanosci. Nanotech.* **1** 43
 - [3] Xu X P, Brandes G R 1999 *Appl. Phys. Lett.* **74** 2549
 - [4] Lee Y H, Jang Y T, Kim D H, Ahn J H, Ju B K 2001 *Adv. Mater.* **13** 479
 - [5] Wang X Q, Wang M, Li Z H, Yang B, Wang F F, He P M, Xu Y B 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 1347 (in Chinese) [王新庆、王 森、李振华、杨 兵、王凤飞、何丕模、徐亚伯 2005 物理学报 **54** 1347]
 - [6] Wang X Q, Xu Y B, Ge H L, Wang M 2006 *Diam. Relat. Mater.* **15** 1565
 - [7] Miller H C 1967 *J. Appl. Phys.* **38** 1450
 - [8] Forbes R G, Edgcombe C J, Valdre U 2003 *Ultramicroscopy* **95** 57
 - [9] Driskill-Smith A A G, Hasko D G, Ahmed H 1999 *Appl. Phys. Lett.* **75** 2845
 - [10] She J C, S Z Deng, Xu N S, Yao R H, Chen J 2006 *Appl. Phys. Lett.* **88** 013112
 - [11] Wong Y M, Kang W P, Davidson J L, Choi B K, Hofmeister W, Huang J H 2005 *Diam. Relat. Mater.* **14** 2069
 - [12] Nicolaescu D *et al.* 2005 *Jpn J. Appl. Phys.* **44** 3854
 - [13] Driskill-Smith A A G, Hasko D G, Ahmed H 2000 *J. Vac. Sci. Technol. B* **18** 3481
 - [14] Shi N, Pi D F 2001 *Proc. SPIE* **4600** 196
 - [15] Nicolaescu D, Filip V, Kanemaru S, Itoh J 2003 *J. Vac. Sci. Technol. B* **21** 366
 - [16] Lei D, Zeng L Y, Xia Y X, Chen S, Liang J Q, Wang W B 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 6616 (in Chinese) [雷 达、曾乐勇、夏玉学、陈松、梁静秋、王维彪 2007 物理学报 **56** 6616]

Calculation of field enhancement factor of gated nanowire^{*}

Lei Da^{1,2)} Wang Wei-Biao^{1,†)} Zeng Le-Yong^{1,2)} Liang Jing-Qiu³⁾

¹ *Laboratory of Excited-state Processes, Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics, Chinese Academy of Sciences, Changchun 130033 China*

² *Graduate School of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*

³ *State Key Laboratory of Applied Optics, Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics,*

Chinese Academy of Sciences, Changchun 130033, China

(Received 21 August 2008 ; revised manuscript received 16 September 2008)

Abstract

To estimate the field enhancement factor of the gated nanowire, the image charge model of floating sphere between parallel gate and cathode plates is proposed. The field enhancement factor of the gated nanowire is expressed by $\beta = \frac{1}{2}(3.5 + L/r_0 + W)$, where L and r_0 are the length and tip radius of nanowire, respectively, and W is a function of the gate-hole radius R , gate-cathode distance d and the geometrical parameters of the nanowire. The calculation results show that the influence of the aspect ratio of the nanowire on the enhancement factor is remarkable, i.e., the enhancement factor increases rapidly with the increase of the length and top curvature of the nanowire. Furthermore, the enhancement factor decreases with the increase of the gate-cathode distance and is equal to $\beta_0 = 3.5 + L/r_0$ when the gate-cathode distance tends to infinite. The smaller the gate-hole radius, the larger the enhancement factor, and the enhancement factor will be equal to $\beta = \beta_0 + 1.20(L/d)^3$ when the gate-hole radius tends to zero.

Keywords : gated nanowire, field enhancement factor, floating sphere

PACC : 7210, 7220H, 7970

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 50072029 and 50572101).

[†] Corresponding author. E-mail : wangwb@126.com