

带栅极纳米线冷阴极的场增强因子研究*

雷 达^{1,2)} 曾乐勇^{1,2)} 夏玉学^{1,2)} 陈 松^{1,2)} 梁静秋³⁾ 王维彪^{1)†}

1) 中国科学院长春光学精密机械与物理研究所激发态重点实验室, 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)

(2007 年 1 月 17 日收到, 2007 年 4 月 5 日收到修改稿)

场增强因子是体现场发射冷阴极器件性能优劣的重要参数. 利用静电场理论给出了一种带栅极(normal-gated)纳米线冷阴极的场增强因子表示式 $\beta = k_1 \sqrt{N^2 \cdot (L - d_1)^2 + [1/k_1 + (L - d_1)]^2}$, 且进一步分析了几何参数对场增强因子的影响. 结果表明, 纳米线突出栅孔的部分 $(L - d_1)$ 与栅孔半径越大, 则场增强因子越大; 而纳米线半径越小, 则场增强因子越大. 当 L 远大于 d_1 时满足 $\beta \propto L/r_0$. 其中 $N = N_1(k_1 r_0) \setminus N_0(k_1 r_0)$, $N_0(k_1 r_0)$ 和 $N_1(k_1 r_0)$ 分别代表零阶和一阶 Neumann 函数, $k_1 = 0.8936/R$, R 为栅孔半径, L 为纳米线长度, r_0 为纳米线半径, d_1 表示阴极与栅极间距.

关键词: 纳米线, 冷阴极, 场增强因子, 场发射

PACC: 7210, 7220H, 7390, 7970

1. 引 言

场致电子发射是指阴极加一定电场时电子通过隧道效应进入真空, 是获得低阈值电压、高电流密度电子发射的一种手段^[1]. 纳米线具有独特的准一维结构和优异的物理化学性质, 因此被认为是很有应用前景的场发射电子源材料. 如 CNT, CN_x, 金属氧化物纳米线, 硅纳米线等都可以作为较理想的准一维阴极材料^[2-5]. 通常用于场发射的纳米线具有非常大的长径比, 且在较低的电压下能获得极大的表面电场, 使电子能够通过隧道效应逸出表面, 形成场发射电子. 因此有望在场发射平板显示器件、微波器件、纳米传感器件以及纳米电子器件等方面得到广泛的应用^[6-9].

场增强因子是体现冷阴极器件场发射性能优劣的重要参数之一, 其大小由阴极几何参数决定, 而且与阴极电流密度以及阈值电压等其他场发射性能参数有密切关系. 如场增强因子高, 表明器件的阈值电压可能更低, 可在同样的条件下获得更高的电流密度. 因此, 场增强因子的理论计算对高性能微米冷

阴极器件的制备及优化设计具有一定的参考意义. 近几年, 有关场增强因子的理论研究报道主要集中在平板阴极基板上的纳米发射体(即集中于二极管结构模型), 而且都得到场增强因子与纳米线长径比密切相关的结论^[10-29]: $\beta \propto L/\rho$, 其中 L 是纳米线长度, ρ 是纳米线曲率半径(或半径). 目前, 场增强因子的计算中常用的一些阴极模型有圆锥形发射体平板阴极, 单根纳米管平板阴极(其中纳米管分开口和闭口两种), 纳米管阵列阴极, 悬浮球平板阴极, 半球面平板阴极以及半椭球面平板阴极模型等^[15-29]. 而带栅极冷阴极是三级结构场发射器件的重要组成部分, 其场增强因子除了 L 和 ρ 之外, 还与其他几何参数有关. 理论上计算带栅极冷阴极的场增强因子, 对三级结构的场发射器件性能研究有重要的参考价值.

本文首先建立了一种带栅极(normal-gated)纳米线冷阴极模型, 如图 1 所示. 在此基础上, 利用静电场理论计算了带栅极纳米线冷阴极的表面电场, 从而给出了带栅极纳米线顶端边缘相对应的场增强因子表示式, 而且对几何参数与场增强因子的关系进行了进一步理论分析.

* 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

2. 阴极模型

如果能用碳纳米管^[30]或有些金属纳米线来代替原来的 spindt 型阴极中的发射体,则三极结构的场发射平板显示器的每个发射单元都可近似地认为是个带栅极的单根纳米线阴极.因此,本文建立了以下的计算模型:1)假设单根圆柱形纳米线竖立在无限大的阴极平板上,阴极基板与纳米线良好接触,纳米线半径为 r_0 (r_0 取为 100 nm 以内),长为 L (L 在 $20 \mu\text{m}$ 以内);2)一个带圆形栅孔的无限大栅极平板套放在阴极平板的纳米线顶端处,且纳米线顶端突出于栅孔,栅孔半径为 R (R 是在几个微米);3)栅极与阴极平板相互平行,阴极与栅极间距为 d_1 (在 $20 \mu\text{m}$ 以内),忽略栅极厚度;4)假设纳米线为导体,且位于圆形栅孔的正中央,其轴线通过栅孔中心;5)假设在不外加电压时,阴极整体(包括栅极)的电势为零,图 1 是本文所采用的阴极模型.

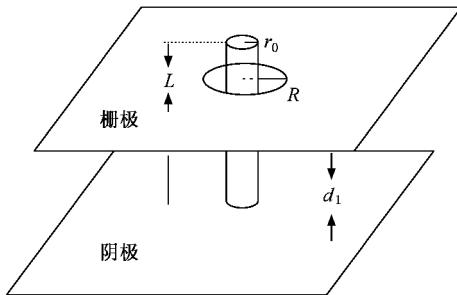


图 1 带栅极冷阴极的几何模型

3. 阴极表面电场的计算

由 Fowler-Nordheim 理论可给出场增强因子的定义为 $E = \beta \cdot E_0$,其中 E 代表阴极表面局域电场强度, β 代表场增强因子, E_0 代表阴极附近的宏观背景电场强度.可以看出,要获得场增强因子必须先计算出阴极发射体表面的局域电场强度.

假设图 1 中的阴极模型置于电场强度为 E_0 的均匀电场中,且纳米线顶端表面局域电强度为 E ,则场增强因子为 E/E_0 .为便于计算,我们还建立了以下的二维计算模型:距离栅极 d_2 (d_2 的取值一般为 $100 \mu\text{m}$ 左右)处附加一个无限大的平行于栅极的平板作为阳极,假设其电位为 V_a ,阴极接地,假设栅极电位为 V_g ,如图 2 所示.计算中不考虑空间电荷的

影响及边缘效应.

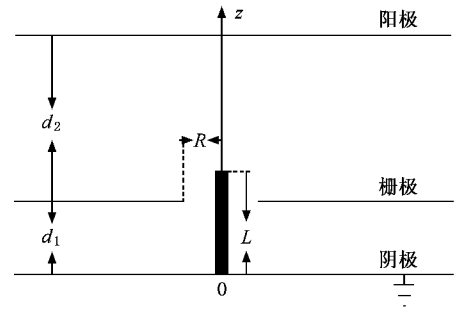


图 2 冷阴极的计算模型

3.1. 计算原理

选用圆柱坐标系, z 代表轴向变量, r 代表径向变量, φ 代表角变量,以 z 轴与阴极基板的交点作为原点,则由泊松方程及其相应的边界条件出发,可近似地计算出纳米线顶端表面电场.电势满足的泊松方程为

$$\nabla^2 \Phi(z, r, \varphi) = \frac{\delta}{\epsilon}, \quad (1)$$

其中, δ 表示空间电荷密度, ϵ 表示介电常数, $\Phi(z, r, \varphi)$ 代表电势, $\Phi(z, r, \varphi)$ 还满足以下的边界条件:

$$\begin{aligned} \Phi|_{z=0} &= 0, \\ \Phi|_{z=d_1+d_2} &= V_a, \\ \Phi|_{z=d_1}^{r=R} &= V_g, \\ \Phi|_{z=L} &= 0, \text{ 当 } 0 \leq r \leq r_0 \text{ 时}, \\ \Phi|_{r=r_0} &= 0, \text{ 当 } 0 \leq z \leq L \text{ 时}. \end{aligned} \quad (2)$$

由于不考虑空间电荷的作用(空间电荷分布密度为零),电势分布满足拉普拉斯方程

$$\nabla^2 \Phi(z, r, \varphi) = 0. \quad (3)$$

因为,在本模型中电势 $\Phi(z, r)$ 对 z 轴对称分布,则(3)式可以写

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} = 0. \quad (4)$$

利用分离变量法可得出方程(4)的通解

$$\Phi(z, r) = (az + b) [A \ln r + B], \quad k = 0, \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \Phi(z, r) = & (a' e^{kz} + b' e^{-kz}) [A' J_0(kr) \\ & + B' N_0(kr)], \quad k > 0, \end{aligned} \quad (6)$$

其中, k 是计算微分方程时所假定的常数, $a, b, A, B, a', b', A', B'$ 均为待定系数, $\Phi(z, r)$ 是电势分布函数, $J_0(kr)$ 和 $N_0(kr)$ 分别为零阶 Bessel 函数和零阶 Neumann 函数.

3.2. 纳米线侧表面电场

实验和理论分析结果表明,纳米线顶端表面附近的电场强度远大于其他点.因此,以下的电场计算中只考虑纳米线突出栅孔的部分.

当 $d_1 \leq z \leq L$, $r \geq r_0$ 时,在零点 ($r = 0$) 附近,零阶 Bessel 函数和零阶 Neumann 函数有以下的特点: $-N_0(kr) \gg J_0(kr)$. 因此,对于纳米线侧表面附近的电场来讲, $J_0(kr)$ 的作用可忽略不计(因为纳米线的半径很小).由于 $\lim_{r \rightarrow \infty} \ln(r) = \infty$,为保证电势分布函数的有限性,在(5)式中必须是 $A = 0$,则根据(5)和(6)式可写出电势分布函数

$$\Phi(z, r) \approx az + b + \sum_{i=1}^{\infty} (a'_i e^{k_i z} + b'_i e^{-k_i z}) N_0(k_i r). \quad (7)$$

如果假设

$$\Phi_1(z) = az + b,$$

$$\Phi_2(z, r) = \sum_{i=1}^{\infty} (a'_i e^{k_i z} + b'_i e^{-k_i z}) N_0(k_i r),$$

则(7)式还可以写

$$\Phi(z, r) = \Phi_1(z) + \Phi_2(z, r). \quad (8)$$

在离轴线较远处的点上,电场可认为是均匀电场(因为,本文采用的模型是类似于一个无限大的平行板电容器.距离小孔较远的点,小孔和纳米线的影响可以忽略).此处电势与径向坐标 r 无关.因此, r 较大时,上式中的第二项 $\Phi_2(z, r)$ 趋于零, $\Phi(z, r)$ 趋于 $\Phi_1(z)$.由无限大的平行板电容器的电场分布可知

$$\Phi_1(z) = V_g + (V_a - V_g) \frac{(z - d_1)}{d_2}, \quad d_1 \leq z \leq d_1 + d_2, \quad (9)$$

将(9)式代入(7)式而得

$$\Phi(z, r) = V_g + (V_a - V_g) \frac{(z - d_1)}{d_2} + \sum_{i=1}^{\infty} (a'_i e^{k_i z} + b'_i e^{-k_i z}) N_0(k_i r) \quad (10)$$

a'_i, b'_i 均为待定系数. $\Phi_2(z, r)$ 是属于方程(4)的解.因此,还可以假设 $\Phi_2(z, r) = U(z) \cdot R(r)$, 其中 $U(z)$ 为 z 的函数 ($U(z) \neq 0$), $R(r)$ 为 r 的函数.根据 $\Phi_2(z, r)$ 的特点,若取 $R(r) = N_0(k_1 r)$ 则(10)式还可写成

$$\Phi(z, r) = V_g + (V_a - V_g) \frac{(z - d_1)}{d_2}$$

$$+ U(z) \cdot N_0(k_1 r). \quad (11)$$

将边界条件 $\Phi|_{r=r_0} = 0$ 代入(11)式得

$$\Phi(z, r) = V_g + (V_a - V_g) \frac{(z - d_1)}{d_2} - \frac{V_g d_2 + (V_a - V_g)(z - d_1)}{d_2 N_0(k_1 r_0)} N_0(k_1 r). \quad (12)$$

利用电势梯度公式 $E = -\nabla\Phi$, 可以写出相应的电场强度分布式

$$E_r = -\frac{\partial\Phi(z, r)}{\partial r} = -\frac{k_1 [V_g d_2 + (V_a - V_g)(z - d_1)]}{d_2 N_0(k_1 r_0)} N_1(k_1 r), \quad (13)$$

$$E_z = -\frac{\partial\Phi(z, r)}{\partial z} = -\frac{(V_a - V_g)}{d_2} + \frac{(V_a - V_g)}{d_2 N_0(k_1 r_0)} N_0(k_1 r), \quad (14)$$

E_r 和 E_z 分别代表纳米线侧表面附近电场强度的径向分量和轴向分量, $N_1(k_1 r)$ 代表一阶 Neumann 函数.

将边界条件 $\Phi|_{z=d_1}^{z=R} = V_0$ 代入(12)式还可得

$$N_0(k_1 R) = 0. \quad (15)$$

本文认为零阶 Neuman 函数在 $r = R$ 处有第一零值点,则由(15)式可确定 k_1 值,即 $k_1 = 0.8936/R$.

3.3. 纳米线顶端上表面的电场强度

当 $r \geq 0, L \leq z \leq d_1 + d_2$ 时,因为 $\lim_{r \rightarrow 0} N_0(k_1 r) \rightarrow -\infty$,为保证电势分布函数的有限性,在(6)式中必须取 $B' = 0$,则电势分布函数可写成

$$\Phi(z, r) = V_g + (V_a - V_g) \frac{(z - d_1)}{d_2} + \sum_{i=1}^{\infty} (a''_i e^{k_i z} + b''_i e^{-k_i z}) J_0(k_i r) \quad (16)$$

利用与 3.2 同样的方法,将(16)式还可以写成

$$\Phi(z, r) = V_g + (V_a - V_g) \frac{(z - d_1)}{d_2} + U'(z) \cdot J_0(k_1 r), \quad (17)$$

其中 $U'(z)$ 为一个不等于零的函数.当 $0 \leq r \leq r_0, L \leq z \leq d_1 + d_2$ 时,将边界条件 $\Phi|_{z=L} = 0, \Phi|_{z=d_1+d_2} = V_a$ 代入(17)式得

$$\Phi(z, r) = V_g + (V_a - V_g) \frac{(z - d_1)}{d_2}$$

$$-\frac{[V_g d_2 + (V_a - V_g)(L - d_1)]}{d_2 e^{k_1(z-L)}(1 - e^{-2k_1(d_1+d_2-L)})} (1 - e^{-2k_1(d_1+d_2-z)}), \quad (18)$$

同理, 还可得出相应的电场强度

$$E_r = -\frac{\partial \Phi(z, r)}{\partial r} = 0, \quad (19)$$

$$E_z = -\frac{\partial \Phi(z, r)}{\partial z} = -\frac{(V_a - V_g)}{d_2} - \frac{k_1[V_g d_2 + (V_a - V_g)(L - d_1)]}{d_2 e^{k_1(z-L)}(1 - e^{-2k_1(d_1+d_2-L)})} \times (1 + e^{-2k_1(d_1+d_2-z)}). \quad (20)$$

4. 场增强因子 β 的计算

在二极管结构中, 朱亚波等人曾采用圆柱形模型来分析过碳纳米管的顶端表面附近的电场分布及场增强因子, 且都得到了纳米管顶端边缘电场是最强的结论^[15-18]. 本文利用类似的模型计算带栅极纳米线冷阴极顶端边缘所对应的场增强因子. 当栅极电位为零时, 相应的宏观背景电场为 $E_0 = V_a/d_2$, 纳米线顶端边缘局域电场强度等于 $E = (E_1^2 + E_2^2)^{1/2}$, 其中, E_1 和 E_2 分别代表纳米线顶端边缘局域电场的侧向分量和轴向分量. 当 $V_g = 0, z = L, r = r_0$ 时, 分量大小分别由(13)式和(20)式确定, 则由场增强因子的定义可得

$$\beta = \sqrt{\left(\frac{E_1}{E_0}\right)^2 + \left(\frac{E_2}{E_0}\right)^2} = \sqrt{\beta_1^2 + \beta_2^2}, \quad (21)$$

其中,

$$\beta_1 = \frac{E_1}{E_0} = \frac{k_1(L - d_1)}{N_0(k_1 r_0)} N_1(k_1 r_0), \quad (22)$$

$$\beta_2 = \frac{E_2}{E_0} = 1 + \frac{k_1(L - d_1)}{[1 - e^{-2k_1(d_1+d_2-L)}]} [1 + e^{-2k_1(d_1+d_2-L)}]. \quad (23)$$

在实际器件中, d_2 的取值一般远大于 d_1, L 及 R , 因此(23)式中还可忽略其指数项, 若假设 $N = \frac{N_1(k_1 r_0)}{N_0(k_1 r_0)}$, 则将增强因子可表示为

$$\beta = k_1 \sqrt{N^2 \cdot (L - d_1)^2 + [1/k_1 + (L - d_1)]^2}. \quad (24)$$

5. 结果与讨论

由以上的计算结果可以看出, 场增强因子与纳

米线半径、纳米线长度、栅孔半径以及阴极与栅极间距等参数密切相关. 为更清楚地表示场增强因子与几何参数之间的关系, 我们还给出了对应不同几何参数的场增强因子和每个几何参数与场增强因子之间的关系曲线.

表 1 中给出了对应不同几何参数的带栅极纳米线冷阴极的场增强因子. 从表中可看出, (1)当 $r_0 = 0.02 \mu\text{m}$ ($L - d_1 = 1 \mu\text{m}$) 时, 对应不同栅孔半径 R 的增强因子为 52.05, 59.93, 70.06, 其中 $R = 0.2 \mu\text{m}, 0.3 \mu\text{m}, 0.5 \mu\text{m}$; (2)当 $r_0 = 0.02 \mu\text{m}, R = 0.5 \mu\text{m}$, 纳米线突出栅孔的长度 ($L - d_1$) 分别等于 $1 \mu\text{m}, 2 \mu\text{m}, 3 \mu\text{m}$ 时, 其增强因子分别为 70.06, 140.1, 210.1; (3)当 ($L - d_1 = 3 \mu\text{m}, R = 0.5 \mu\text{m}$), 纳米线半径 r_0 分别为 $0.02 \mu\text{m}, 0.04 \mu\text{m}, 0.06 \mu\text{m}$ 时, 增强因子分别为 210.1, 84.5, 48.59. 以上的数据表明, 栅孔半径越大, 则增强因子越大, 纳米线突出栅极的长度 ($L - d_1$) 越大, 则增强因子也越大, 而纳米线半径越小, 增强因子越大.

表 1 对应不同几何参数的带栅极纳米线冷阴极场增强因子

| $R/\mu\text{m}$ | 0.2 | 0.3 | 0.5 | 0.5 | 0.5 | 0.5 | 0.5 |
|-------------------------|-------|-------|-------|-------|-------|------|-------|
| $r_0/\mu\text{m}$ | 0.02 | 0.02 | 0.02 | 0.02 | 0.02 | 0.04 | 0.06 |
| $(L - d_1)/\mu\text{m}$ | 1 | 1 | 1 | 2 | 3 | 3 | 3 |
| β | 52.05 | 59.93 | 70.06 | 140.1 | 210.1 | 84.5 | 48.59 |

图 3 是在 $d_1 = 5 \mu\text{m}, R = 0.5 \mu\text{m}, L = 6 \mu\text{m}$ 时, 场增强因子与纳米线半径之间的关系曲线. 图中可以看出, 随纳米线半径的增大, 场增强因子有减小的趋势.

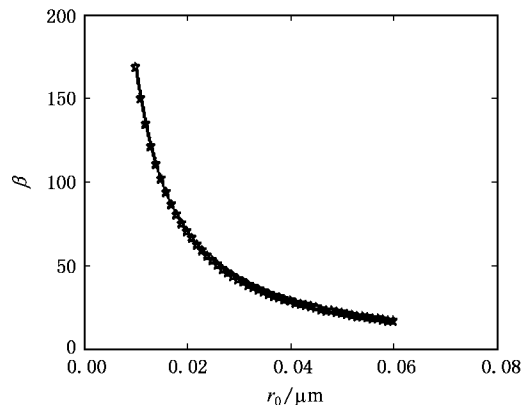


图 3 场增强因子与纳米线半径的关系曲线

图 4 是对应不同栅孔半径的场增强因子与纳米线长度之间的关系曲线. 其中 $r_0 = 0.02 \mu\text{m}, d_1 = 5$

μm , 栅孔半径分别取为 $R_1 = 0.1 \mu\text{m}$, $R_2 = 0.3 \mu\text{m}$, $R_3 = 0.5 \mu\text{m}$. 图中显示, 场增强因子随纳米线长度的增加而近似于线性增加, 并且对于同一长度的纳米线, 栅孔半径越大, 场增强因子越大.

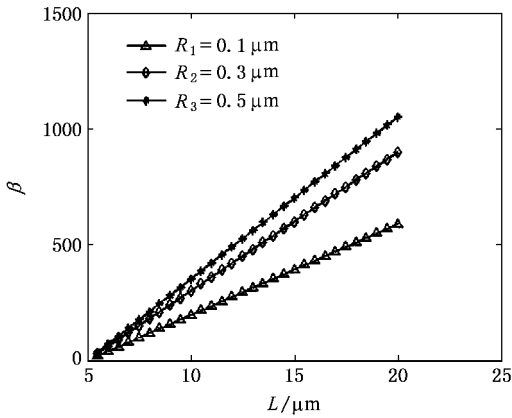


图 4 对应不同栅孔半径的场增强因子与纳米线长度的关系曲线

图 5 中给出了场增强因子与栅孔半径的关系曲线. 其中 $d_1 = 5 \mu\text{m}$, $r_0 = 0.02 \mu\text{m}$, $L = 6 \mu\text{m}$. 可以看出, 场增强因子随着栅孔半径的增大而增大, 其增加幅度随 R 的增大而减小. 其原因是当栅孔半径较小时, 栅孔对纳米线顶端的电场有一定的屏蔽效应, 且栅孔越小屏蔽效应越大, 栅孔越大, 屏蔽效应越小. 因此, 随栅孔的增大, 场增强因子也增大.

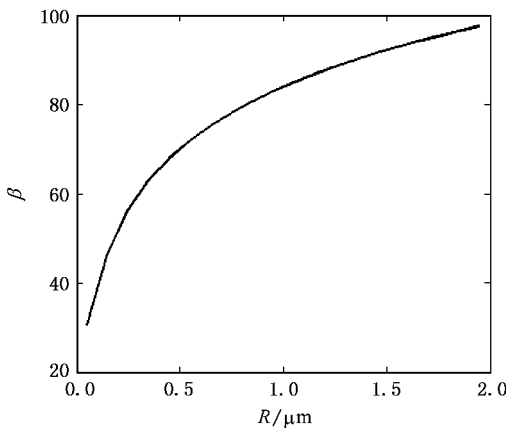


图 5 场增强因子与栅孔半径的关系曲线

图 6 是场增强因子随阴极与栅极间距的变化曲线. 其中 $L = 7 \mu\text{m}$, $r_0 = 0.02 \mu\text{m}$, $R = 0.5 \mu\text{m}$. 图中显示, 场增强因子随阴极与栅极距离的增加而近似于线性减小.

以上的结果, 不仅反映了场增强因子与纳米线长度和半径之间的关系, 还进一步给出了场增强因子与栅孔半径以及阴极与栅极间距之间的关系. 为

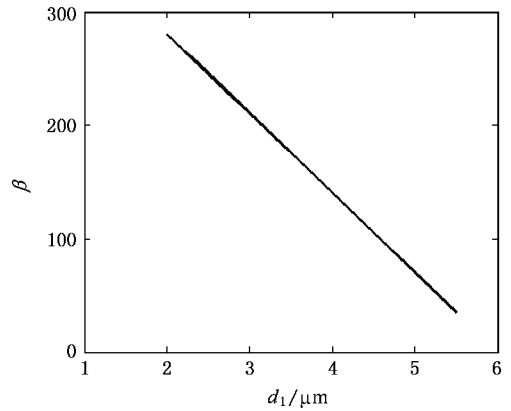


图 6 增强因子与阴极与栅极间距的关系曲线

了与独立的单根纳米线的场增强因子做相互比较, 我们还讨论了 L 远大于 d_1 时的情况. 此时, 将模型近似地认为平板阴极上的单根纳米线, 则(24)式也可以近似地写成 $\beta \approx k_1 \sqrt{N^2 L^2 + (1/k_1 + L)^2}$. 利用此式, 在表 2 中给出了对应不同半径的单根纳米线的场增强因子, 其中 $R = 0.3 \mu\text{m}$, $r_0 = 0.02 \mu\text{m}$, $0.04 \mu\text{m}$, $0.06 \mu\text{m}$, $L = 20 \mu\text{m}$, $40 \mu\text{m}$. 从表 2 可以看出, 虽然增强因子的大小比其他研究者^[11-16]在二极管结构中计算出来的结果偏小一些(其原因首先是计算过程中做了一些近似; 其次, 栅孔的屏蔽效应对场增强因子有一定的削弱作用.), 但大体上也呈现了类似的规律: $\beta \propto \frac{L}{r_0}$, 且其数量级也符合实际, 表明本文采用的模型是合理的.

表 2 对应不同半径、不同长度的纳米线场增强因子
($L = 20 \mu\text{m}$, $40 \mu\text{m}$, $r_0 = 0.02 \mu\text{m}$, $0.04 \mu\text{m}$, $0.06 \mu\text{m}$)

| $r_0/\mu\text{m}$ | 0.02 | 0.04 | 0.06 |
|-------------------|-----------|---------|-----------|
| $L/\mu\text{m}$ | 20 40 | 20 40 | 20 40 |
| β | 1197 2395 | 465 930 | 261.5 523 |

6. 结 论

本文对一种带栅极纳米线冷阴极的场增强因子进行了理论计算, 且较详细地阐述了纳米线长度、纳米线半径、栅孔大小及阴极与栅极间距等几何参数对场增强因子的贡献. 分析结果表明: 1) 场增强因子随纳米线突出栅孔的部分 $(L - d_1)$ 的增加而近似于线性增大, 且当 $(L - d_1)$ 取值很大时, 场增强因子基本上满足 $\beta \propto \frac{L}{r_0}$. 2) 场增强因子随纳米线半径的

减小而增大. 3) 栅孔半径取值越大, 则场增强因子越大, 其原因是栅孔对附近的电场有一定的屏蔽效应, 且栅孔越小, 则屏蔽效应越大. 纳米线有效长度(将对场增强因子有贡献的纳米线长度称为有效长度)越小, 而栅孔越大, 则屏蔽效应越小, 有效长度越

大, 则场增强因子就越大. 此研究结果对一些半导体工艺制备的带栅极结构微纳米冷阴极器件的制备与优化设计以及场增强因子的进一步理论研究有重要的参考意义.

- [1] Liu Y Z *et al* 1995 *Electronic Emission and Photoelectric Cathode* (Beijing Institute of Technology Press) (in Chinese) [刘元震等 1995 电子发射与光电阴极(北京理工大学出版社)]
- [2] Song L, Liu S, Zhang G M, Liu L F, Ma W J, Liu D F, Zhao X W, Luo S D, Zhang Z X, Xiang Y J, Shen J, Zhou J J, Wang G, Zhou W Y 2006 *Chin. Phys.* **15** 422
- [3] Zhou G, Duan W H 2005 *J. Nanosci. Nanotechnol.* **5** 1421
- [4] Chen C L, Chen Y F, Chen R S, Huang Y S 2005 *Appl. Phys. Lett.* **86** 103104
- [5] Jo S H, Banerjee D, Ren Z F 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 1407
- [6] She J C, Deng S Z, Xu N S, Yao H R, Chen J 2006 *Appl. Phys. Lett.* **88** 013112-1
- [7] Chen R S, Huang Y S, Liang Y M, Hsieh C S, Tsai D S, Tiong K K 2004 *Appl. Phys. Lett.* **84** 1552
- [8] Li S Y, Lin P, Lee C Y, Tseng T Y 2004 *J. Appl. Phys.* **95** 3711
- [9] Minh P N, Tuyen L T T, Ono T, Miyashita H, Suzuki Y, Mimura H, Esashi M 2003 *J. Vac. Sci. Technol. B* **21** 1705
- [10] Liu J Q, Zhan J M 2005 *Acta. Phys. Sin.* **54** 3440 (in Chinese) [刘筠乔、詹杰民 2005 物理学报 **54** 3440]
- [11] Qin S L, Tu Y, Yin H C 2004 *Electron. Devices.* **27** 566 (in Chinese) [秦少玲、屠彦、尹涵春 2004 电子器件 **27** 566]
- [12] Zao X X, Zhang G M 2002 *Vac. Sci. Technol.* **22** 358 (in Chinese) [赵晓雪、张耿民 2002 真空科学与技术 **22** 358]
- [13] Hu Ch G, Yang N, Wang L, Wang W L 2003 *Vac. Sci. Technol.* **23** 112 (in Chinese) [胡陈果、杨楠、王乐、王万录 2003 真空科学与技术 **23** 112]
- [14] Shi N, Pi D F 2001 *Proc. SPIE.* **4600** 194
- [15] Zhu Y B, Wang W L, Liao K J 2002 *Acta. Phys. Sin.* **51** 2337 (in Chinese) [朱亚波、王万录、廖克俊 2002 物理学报 **51** 2337]
- [16] Zhu Y B, Wang W L, Liao K J 2002 *Vac. Sci. Technol.* **22** 28 (in Chinese) [朱亚波、王万录、廖克俊 2002 真空科学与技术 **22** 28]
- [17] Zhu Y B, Wang W L, Liao K J 2002 *Proc. SPIE.* **4918** 146
- [18] 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]
- [19] Wang Z X, Ruan M L, Yang J Q, Wang M M, Yu G Q 1999 *Acta. Phys. Sin.* **48** 2092 (in Chinese) [王震遐、阮美玲、杨锦晴、王玖珉、俞国庆 1999 物理学报 **48** 2092]
- [20] Forbes R G, Edgcombe C J, Valdre U 2003 *Ultramicroscopy.* **95** 59
- [21] Wang X Q, Wang M, Ge H L, Chen Q, Xu Y B 2005 *Phys. E.* **30** 102
- [22] Wang X Q, Wang M, He P M, Xu Y B, Li Z H 2004 *J. Appl. Phys.* **96** 6753
- [23] Wang X Q, Xu Y B, Ge H L, Wang M 2006 *Diam. Relat. Mater.* **15** 1566
- [24] Zheng X, Chen G H, Li Z, Deng S, Xu N 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 106803
- [25] Buldum A, Lu J P 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 236801
- [26] Glukhova O E, Zhanov A I, Torgashov I G, Sinitsyn N I, Torgashov G V 2003 *Appl. Surf. Sci.* **215** 149
- [27] Kokkorakis G C, Roumeliotis J A, Xanthakis J P 2004 *J. Appl. Phys.* **95** 1468
- [28] Wang X Q, Wang M, Li Z H, Xu Y B, He P M 2005 *Ultramicroscopy.* **102** 182
- [29] Luo M, Wang X Q, Ge H L, Wang M, Xu Y B, Chen Q, Li L P, Chen L, Guan G F, Xia J, Jiang F 2006 *Acta. Phys. Sin.* **55** 6062 (in Chinese) [罗敏、王新庆、葛洪良、王森、徐亚伯、陈强、李利培、陈磊、管高飞、夏娟、江丰 2006 物理学报 **55** 6062]
- [30] Lim S H, Yoon H S, Moon J H, Park K C, Jang J 2005 *Appl. Phys. Lett.* **87** 243106

Study on field enhancement of a normal-gated field emission nanowire cold cathode^{*}

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

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 17 January 2007; revised manuscript received 5 April 2007)

Abstract

The field enhancement is one of the important factors that indicate the performance of field emission cold cathode devices. It is intimately related to the field emission current density and the threshold voltage of the device. In our paper, the field enhancement factor of a normal-gated field emission nanowire cold cathode model was analytically deduced on the basis of classical electrostatic theory, and it is given by the equation. $\beta = k_1 \sqrt{N^2 \cdot (L - d_1)^2 + [1/k_1 + (L - d_1)]^2}$. The effect of geometrical parameters of the device on the field enhancement factor was explored. The theoretical analysis showed that the larger the length $(L - d_1)$ of nanowire above the gate and the gate hole radius, the larger the enhancement factor is; but the larger the nanowire radius, the smaller the enhancement factor is. When the L is much larger than d_1 , the enhancement factor satisfies the relation. $\beta \propto L/r_0$, for which $N = N_1(k_1 r_0) \setminus N_0(k_1 r_0)$, $N_0(k_1 r_0)$ and $N_1(k_1 r_0)$ are both Neumann functions and $k_1 = 0.8936/R$. R , L , r_0 and d_1 are the gate hole radius, the nanowire length, the nanowire radius and the gate-cathode distance, respectively.

Keywords: nanowire, cold cathode, enhancement factor, field emission

PACC: 7210, 7220H, 7390, 7970

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 50072029 and 50572101).

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