

铁磁/有机半导体/铁磁系统的电流 自旋极化性质研究^{*}

任俊峰^{1)†} 张玉滨²⁾ 解士杰²⁾

1) 山东师范大学物理与电子科学学院, 济南 250014)

2) 山东大学物理与微电子学院, 济南 250100)

(2006 年 11 月 12 日收到, 2007 年 2 月 12 日收到修改稿)

根据有机半导体中的电流自旋极化注入和输运实验现象, 理论上研究了铁磁/有机半导体/铁磁系统的电流自旋极化性质. 考虑到有机半导体的具体特性, 从自旋扩散理论和欧姆定律出发, 得到了系统的电流自旋极化率. 假设自旋极化子和不带自旋的双极化子为有机半导体中的载流子. 通过计算发现, 极化子为实现有机半导体中电流极化注入和输运的有效自旋载流子, 即使它只占总载流子很少一部分. 还进一步研究了自旋相关界面电阻和电导率匹配以及有机半导体长度等因素对系统电流自旋极化的影响.

关键词: 自旋电子学, 自旋注入, 有机半导体, 极化子

PACC: 6114R, 7525, 7360R, 7210D

1. 引 言

通过对电子电荷和电子自旋性质的研究, 电子学和信息技术领域出现了明显的进展, 这个进展的重要标志之一就是自旋电子学的诞生^[1-4]. 自旋注入是把自旋动力学与电子器件的电子输运集成起来的最为自然的方法之一. 铁磁金属/中间夹层/铁磁金属的“三明治”结构是实现自旋注入和输运的基本构型. 非磁性夹层可选用超导体、金属、半导体以及有机半导体等. 有机半导体相对于无机半导体而言在化学上容易合成、易于大面积处理, 同时具有大范围内可调的电性质, 容易制作薄膜器件. 通过自身调节, 有机半导体可与接触层形成很好的界面接触, 而且有机器件柔韧性好、力学适应性好. 有机半导体相对于无机半导体而言的独特性质使得其在很多方面获得了广泛的应用, 成为近几年来研究者比较感兴趣的一类电子材料^[5-7]. 特别是由于有机半导体存在弱的自旋轨道耦合作用和弱的超精细相互作用, 因此它可具有长的自旋扩散长度^[3, 4]. 这些特性使得有机半导体材料成为自旋注入和输运的最佳候选

材料之一.

有关自旋注入有机半导体的实验已有报道, 自旋电子学研究的新领域——有机自旋电子学也已引起了人们相当大的兴趣. Dediu 研究组^[8]首次观察到了室温下 $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3/T_6/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ (LSMO/ T_6 /LSMO) 三明治结构中的自旋极化注入和输运, 其中 T_6 表示有机半导体材料. Xiong 等^[9]在 LSMO/ Alq_3 /Co 三明治结构的有机自旋阀中观察到了自旋注入和输运. 从扩散方程出发研究有机半导体中自旋注入和输运方面的理论才刚刚开始, 其中有有机半导体中的载流子被假设为和无机半导体中一样都携带 $1/2$ 自旋^[10-13].

载流子的不同是有机半导体和无机半导体的重要区别之一. 无机半导体中的载流子为携带 $1/2$ 自旋的处于扩展态的电子或空穴. 有机半导体具有低维特征并且具有强的电子-晶格相互作用, 因而从铁磁金属注入到有机半导体中的电子将导致晶格发生畸变, 形成一些带电自陷态, 如带自旋的极化子或者不带自旋的双极化子等, 这些已经从 Su-Schrieffer-Heeger-like 哈密顿量获得^[14-17]. 通过电子自旋共振 (ESR) 在实验上也可以验证极化子和双极化子的存

^{*} 国家自然科学基金 (批准号 50323006, 10474056, 90403110) 资助的课题.

[†] E-mail: renjf@sdu.edu.cn

在^[18,19],有机半导体中的极化子和双极化子既具有“准粒子”特性,又存在不同的电荷-自旋关系,它们可以作为有机半导体中的载流子.本文的假设同我们原先工作^[13]相似,即假设有机半导体中极化子浓度 n_p 和双极化子浓度 n_{bp} 以一定比率 γ 稳定存在, $\gamma = n_p / (n_p + n_{bp})$. 本文从自旋扩散方程和欧姆定律出发,建立了一个简单模型研究铁磁/有机半导体/铁磁系统的电流自旋极化注入和输运.考虑到有机半导体中特殊的载流子电荷-自旋关系,得到了此系统的电流自旋极化特性.

2. 模型和公式

图 1 给出了所研究系统的结构示意图.在简单的一维铁磁/有机半导体/铁磁系统中, $x < 0$ 和 $x \geq x_0$ 区域为铁磁金属区域,中间为有机半导体层,其长度为 x_0 .假设两铁磁层 FM1 和 FM2 完全相同且磁化方向平行排列,其中的载流子为自旋极化的电子.作为初步讨论,我们原先工作中的铁磁层载流子通道被“强制性”地分成了三路^[13],即假设铁磁金属中自旋相反而数量相同的自旋极化电子被“束缚”在一起,当它们注入有机半导体后形成不携带自旋的双极化子.本文对文献^[13]的模型作了改进,铁磁层中载流子通道假设分为两路:自旋向上极化电子($e \uparrow$)部分和自旋向下极化电子($e \downarrow$)部分.在有机半导体层中,注入的自旋极化电子完全转换为带自旋的极化子和不带自旋的双极化子两种载流子.因此,有机半导体层中存在三个载流子通道:自旋向上的极化子($p \uparrow$),自旋向下的极化子($p \downarrow$)和不带自旋的双极化子(bp)通道.当电流通过第二个有机半导体/铁磁界面处时,极化子和双极化子又完全转换为铁磁层中的自旋极化电子.

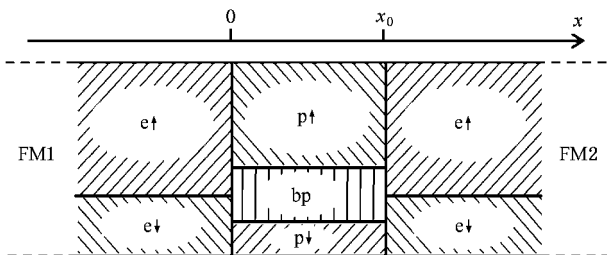


图 1 铁磁/有机半导体/铁磁系统结构示意图

自旋扩散理论已经被广泛应用于研究电流自旋极化注入无机半导体和有机半导体^[10-13,20-22].本文同样采用自旋扩散理论.假设铁磁层中的自旋极化电子和有机半导体层中的自旋极化子满足电势 $\mu_s (s = \uparrow, \downarrow)$ 在铁磁/有机半导体/铁磁系统中的自旋扩散方程

$$\frac{\partial^2 (\mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow})}{\partial x^2} = \frac{\mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow}}{\lambda^2}, \quad (1)$$

式中 λ 为自旋扩散长度.电势之差 ($\mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow}$) 在铁磁层中按指数形式衰减,在 $\pm \infty$ 处为零,即 $\mu_{\uparrow}(\pm \infty) = \mu_{\downarrow}(\pm \infty)$.

对铁磁层中自旋极化电子和有机半导体层中的自旋极化子而言(1)式在三个区域内的解分别为

$$\begin{aligned} \mu_{\text{FM1}\uparrow} - \mu_{\text{FM1}\downarrow} &= A \exp\left(\frac{x}{\lambda_{\text{FM}}}\right) \\ &(x < 0), \\ \mu_{p\uparrow} - \mu_{p\downarrow} &= B_1 \exp\left(\frac{-x}{\lambda_p}\right) + B_2 \exp\left[\frac{x - x_0}{\lambda_p}\right] \\ &(0 \leq x < x_0), \\ \mu_{\text{FM2}\uparrow} - \mu_{\text{FM2}\downarrow} &= D \exp\left[\frac{-(x - x_0)}{\lambda_{\text{FM}}}\right] \\ &(x \geq x_0). \end{aligned} \quad (2)$$

式中 λ_{FM} 和 λ_p 分别为铁磁层和有机半导体层中的自旋扩散长度,系数 A, B_1, B_2 和 D 由电势在界面处的连续性条件给出.

假设铁磁/有机半导体界面处不存在自旋相关散射,且不存在空间电荷的积累,因此,通过系统的电流满足微分形式的欧姆定律

$$\begin{aligned} j_s &= -\sigma_s \frac{\partial (\mu_s / e)}{\partial x}, \\ j_{bp} &= -\sigma_{bp} \frac{\partial (\mu_{bp} / (2e))}{\partial x}, \end{aligned} \quad (3)$$

式中 σ_s 为自旋极化载流子的电导率, σ_{bp} 为双极化子的电导率.铁磁层中的电流为

$$j = j_{\text{FM}\uparrow} + j_{\text{FM}\downarrow},$$

有机半导体中电流为

$$j = j_{p\uparrow} + j_{p\downarrow} + j_{bp},$$

其中 j_{bp} 表示由双极化子部分贡献的电流.

由(2)(3)式可得

$$\begin{aligned}
 & -e \left(\frac{j_{\text{FM1}\uparrow}}{\sigma_{\text{FM1}\uparrow}} - \frac{j_{\text{FM1}\downarrow}}{\sigma_{\text{FM1}\downarrow}} \right) = \frac{A}{\lambda_{\text{FM}}} \exp(x/\lambda_{\text{FM}}) \quad (x < 0), \\
 & -e \left(\frac{j_{\text{p}\uparrow}}{\sigma_{\text{p}\uparrow}} - \frac{j_{\text{p}\downarrow}}{\sigma_{\text{p}\downarrow}} \right) = -\frac{B_1}{\lambda_{\text{p}}} \exp(-x/\lambda_{\text{p}}) + \frac{B_2}{\lambda_{\text{p}}} \exp[(x-x_0)/\lambda_{\text{p}}] \quad (0 \leq x < x_0), \\
 & -e \left(\frac{j_{\text{FM2}\uparrow}}{\sigma_{\text{FM2}\uparrow}} - \frac{j_{\text{FM2}\downarrow}}{\sigma_{\text{FM2}\downarrow}} \right) = \frac{A}{\lambda_{\text{FM}}} \exp[-(x-x_0)/\lambda_{\text{FM}}] \quad (x \geq x_0).
 \end{aligned} \quad (4)$$

铁磁/有机半导体/铁磁系统的两界面处电流都满足如下连续性条件:

$$j = - \sum_s G_s (\Delta\mu_s/e) - G_{\text{bp}} (\mu_{\text{bp}}/2e), \quad (5)$$

式中 G_s 和 G_{bp} 分别为相应的自旋载流子(铁磁层中的自旋极化电子和有机半导体层中的自旋极化子)和不带自旋载流子(有机半导体中的双极化子)的界面电导. $R = 1/G$ 即为相应的界面电阻.

由(5)式可得铁磁/有机半导体两界面处都存在如下关系:

$$\Delta\mu_{\uparrow} - \Delta\mu_{\downarrow} = -e(j_{\uparrow} R_{\uparrow} - j_{\downarrow} R_{\downarrow}). \quad (6)$$

由(2)(6)式可得界面处($x=0$ 和 $x=x_0$)的表达式为

$$\begin{aligned}
 & B_1 + B_2 \exp(-x_0/\lambda_{\text{p}}) - A \\
 & = -e(j_{\uparrow} R_{\uparrow} - j_{\downarrow} R_{\downarrow})|_{x=0}, \\
 & D - B_1 \exp(-x_0/\lambda_{\text{p}}) - B_2 \\
 & = -e(j_{\uparrow} R_{\uparrow} - j_{\downarrow} R_{\downarrow})|_{x=x_0}.
 \end{aligned} \quad (7)$$

有机半导体中的电流自旋极化率定义为

$$\alpha(x) = (j_{\text{p}\uparrow} - j_{\text{p}\downarrow}) / (j_{\text{p}\uparrow} + j_{\text{p}\downarrow} + j_{\text{bp}}),$$

铁磁层中的电流自旋极化率定义为

$$\alpha(x) = (j_{\uparrow} - j_{\downarrow}) / (j_{\uparrow} + j_{\downarrow}).$$

由于两铁磁层完全对称且磁化方向平行排列,因此两铁磁/有机半导体界面处的电流自旋极化率相等.有机半导体中的极化子电流存在下列关系:

$$j_{\text{p}\uparrow} = \frac{\gamma + \alpha}{2} j,$$

$$j_{\text{p}\downarrow} = \frac{\gamma - \alpha}{2} j.$$

两铁磁层中电流存在下列关系:

$$j_{\text{FM}\uparrow} = \frac{1 + \alpha}{2} j,$$

$$j_{\text{FM}\downarrow} = \frac{1 - \alpha}{2} j.$$

假设有机半导体中各载流子通道的电导率正比于相应的载流子浓度,并且忽略磁场对有机半导体的影响,则有机半导体内电导率存在如下关系:

$$\begin{aligned}
 \sigma_{\text{p}\uparrow} &= \sigma_{\text{p}\downarrow} = \gamma\sigma/2, \\
 \sigma_{\text{bp}} &= (1 - \gamma)\sigma,
 \end{aligned} \quad (8)$$

式中 σ_{ps} 表示携带自旋 s 的极化子通道的电导率, σ 为有机半导体总电导率.

铁磁层中自旋向上和自旋向下极化电子通道的电导率可以分别写为

$$\begin{aligned}
 \sigma_{\text{FM}\uparrow} &= \frac{1 + \beta_0}{2} \sigma_{\text{FM}}, \\
 \sigma_{\text{FM}\downarrow} &= \frac{1 - \beta_0}{2} \sigma_{\text{FM}},
 \end{aligned} \quad (9)$$

式中 σ_{FM} 表示铁磁层的总电导率, β_0 为铁磁层极化率.

$$\beta_0 = \frac{\sigma_{\text{FM}\uparrow} - \sigma_{\text{FM}\downarrow}}{\sigma_{\text{FM}\uparrow} + \sigma_{\text{FM}\downarrow}}.$$

根据以上条件,由(4)(7)式可得到此三明治结构中界面处($x=0$)的电流自旋极化率 α_0 的表达式

$$\alpha_0 = \frac{4\beta_0 \frac{\lambda_{\text{FM}}}{\sigma_{\text{FM}}} + (1 - \beta_0^2)(R_{\downarrow} - R_{\uparrow})}{\frac{4}{\lambda} \frac{\lambda_{\text{p}}}{\sigma} \frac{1 - \exp(-x_0/\lambda_{\text{p}})}{1 + \exp(-x_0/\lambda_{\text{p}})} (1 - \beta_0^2) + 4 \frac{\lambda_{\text{FM}}}{\sigma_{\text{FM}}} + (R_{\downarrow} + R_{\uparrow})(1 - \beta_0^2)}. \quad (10)$$

根据 α_0 的表达式,从(4)式出发可以求得位置相关的电流自旋极化率 $\alpha(x)$ 表达式

$$\alpha(x) = \beta_0 + (\alpha_0 - \beta_0) \exp(x/\lambda_{\text{FM}}) \quad (x < 0),$$

$$\alpha(x) = \frac{\alpha_0}{1 + \exp(-x_0/\lambda_{\text{p}})} \{ \exp(-x/\lambda_{\text{p}}) + \exp[(x-x_0)/\lambda_{\text{p}}] \} \quad (0 \leq x < x_0), \quad (11)$$

$$\alpha(x) = \beta_0 + (\alpha_0 - \beta_0) \exp[-(x-x_0)/\lambda_{\text{FM}}] \quad (x \geq x_0).$$

3. 结果及讨论

对于结构为 LSMO/ T_6 /LSMO 的器件, 实验测得其总电阻一般在兆欧量级^[8]. 铁磁金属 LSMO 的电导率约为 $10^2(\Omega\text{cm})^{-1}$ 量级, 有机半导体层 T_6 电导率远小于铁磁金属 LSMO 的电导率. 在本文计算中, 假设有机半导体电导率是铁磁层电导率的 1/100. 所取参数如下: 铁磁层电导率 $\sigma_{\text{FM}} = 100(\Omega\text{cm})^{-1}$, 有机半导体层电导率 $\sigma = 1(\Omega\text{cm})^{-1}$. 铁磁层中的自旋扩散长度 $\lambda_{\text{FM}} = 100\text{ nm}$, 有机半导体层中的自旋扩散长度取文献 [8] 的实验值 $\lambda_p = 200\text{ nm}$. 有机半导体层的长度 $x_0 = 100\text{ nm}$, 铁磁金属极化率 $\beta_0 = 0.9$.

图 2 给出了取不同自旋相关界面电阻时电流自旋极化率 $\alpha(x)$ 随位置变化关系. 此时有机半导体层中极化子比率取为 $\gamma = 0.5$. 自旋向下界面电阻 R_{\downarrow} 假设为自旋向上界面电阻 R_{\uparrow} 的 10 倍, 即 $R_{\downarrow} = 10R_{\uparrow}$ (对应于铁磁/有机半导体的两个界面). 图 2 中的实线代表 $R_{\downarrow} = R_{\uparrow} = 0$, 虚线和点线分别代表 $R_{\downarrow} = 10R_{\uparrow} = 10^{-5}\Omega\text{cm}^2$ 和 $R_{\downarrow} = 10R_{\uparrow} = 10^{-4}\Omega\text{cm}^2$ 情况. 从图 2 可以看出, $\alpha(x)$ 从铁磁层指数衰减进入到有机半导体层中, 自旋相关界面电阻可以在很大程度上提高系统的电流自旋极化率. 例如, 当界面电阻分别取为 $R_{\downarrow} = 10R_{\uparrow} = 10^{-5}\Omega\text{cm}^2$ 和 $R_{\downarrow} = 10R_{\uparrow} = 10^{-4}\Omega\text{cm}^2$ 时, 界面电流自旋极化率 α_0 值可由零界面电阻的 0.02 分别提高到 0.2 和 0.6. 从图 2 还可以看出, 不存在界面电阻时, $\alpha(x)$ 在有机半导体内几乎是常数, 只稍低于界面处的 α_0 . 由此可知, 铁磁/有机半导体界面处的电流自旋极化率可以给出整个铁磁/有机半导体/铁磁系统的电流自旋极化信息. 在以下的计算中, 我们只讨论界面处的电流自旋极化率 α_0 .

已知电导率匹配对自旋注入无机半导体相当重要. 我们同样计算了铁磁/有机半导体/铁磁系统中 α_0 随有机半导体层电导率和铁磁层电导率之比 $\sigma/\sigma_{\text{FM}}$ 的变化关系. 忽略界面电阻 ($R_{\downarrow} = R_{\uparrow} = 0$) 情况的结果如图 3 所示. 选取了两个极化子比率, 实线表示 $\gamma = 0.2$, 虚线表示 $\gamma = 0.5$. 从图 3 可以看出: 当 σ 远小于 σ_{FM} 时, α_0 很小; 当 $\sigma = 0.01\sigma_{\text{FM}}$ 时, $\alpha_0 \approx 0.01$. 随着 σ 的增大, α_0 迅速增大. 通过计算还发现, 当 $\sigma \rightarrow \sigma_{\text{FM}}$ 时, 与自旋注入无机半导体情况相似, α_0 显著增大. 当 $\sigma/\sigma_{\text{FM}} > 1$ 时, α_0 缓慢增加. 因此电导

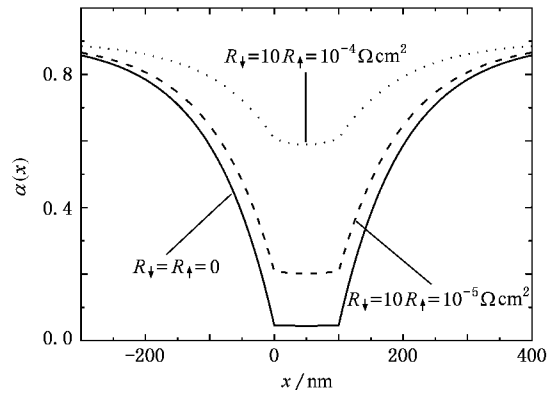


图 2 不同自旋相关界面电阻下电流自旋极化率位置相关图

率匹配或者比较大的有机半导体电导率有利于自旋注入和输运. 当存在自旋相关界面电阻时, α_0 不仅取决于 σ 和 σ_{FM} 的比率, 而且还取决于它们的具体取值情况. 通过图 3 还可以看出, 当 σ 接近 σ_{FM} 时 α_0 明显增大, 因此可以取一较大的 σ 值去获得大的电流自旋极化率.

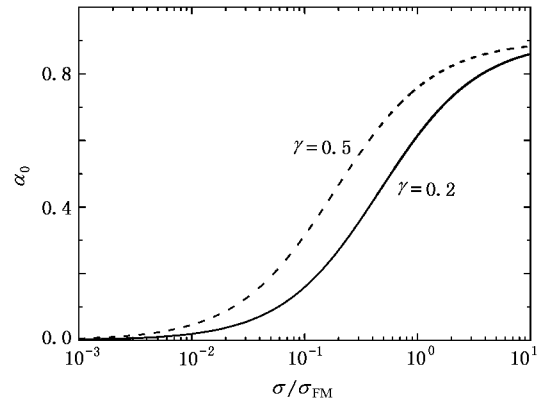


图 3 α_0 随有机层和铁磁层电导率之比 $\sigma/\sigma_{\text{FM}}$ 的变化关系
 $R_{\uparrow} = R_{\downarrow} = 0$, 其他参数同图 2

如上所述, 有机半导体中的载流子可以是携带自旋的极化子和不带自旋的双极化子两种, 因此有机半导体中载流子的选取是影响铁磁/有机半导体/铁磁系统电流自旋极化率的重要因素之一. 图 4 给出了两个不同有机半导体层长度下 α_0 随极化子比率 γ 的变化关系, 此时自旋相关界面电阻取为 $R_{\downarrow} = 10R_{\uparrow} = 10^{-3}\Omega\text{cm}^2$. 图 4 中的实线和虚线分别表示有机半导体层长度为 $x_0 = 200\text{ nm}$ 和 $x_0 = 100\text{ nm}$ 情况. 很明显, 有机半导体中的载流子全部为不携带自旋的双极化子时 ($\gamma = 0$), $\alpha_0 = 0$; 全部为携带自旋的极化子时 ($\gamma = 1$), α_0 值最大, 此时情况与自

旋注入无机半导体的载流子为自旋极化电子或空穴的情况类似. 以上结果与我们先前的工作^[13]不同, 这是由于文献 [13] 和本文所采用的模型有所差异且电流自旋极化率定义不同所造成的. 文献 [13] 假设铁磁层中自旋相反数量相同的自旋极化电子被“束缚”在一起, 这就保证了有机半导体层中双极化子部分的比例, 即必定存在 $\gamma \geq \beta_0$ 的关系, 所以只能给出 $\gamma \geq \beta_0$ 时极化子电流自旋极化率 $\alpha(x) = (j_{p\uparrow} - j_{p\downarrow}) / (j_{p\uparrow} + j_{p\downarrow})$ 随极化子比率 γ 的变化关系. $\gamma = \beta_0$ 意味着铁磁金属中自旋向下的极化电子进入有机半导体层后与相同数量的自旋向上极化电子“结合”而完全转化成了不携带自旋的双极化子, 有机半导体层中极化子全部是自旋向上的, 因而此时 ($\gamma = \beta_0$) 的极化子电流自旋极化率最大. 本文对文献 [13] 的模型做了改进, 且有机半导体层电流自旋极化率定义为 $\alpha(x) = (j_{p\uparrow} - j_{p\downarrow}) / (j_{p\uparrow} + j_{p\downarrow} + j_{bp})$, 因而可给出 $0 \leq \gamma \leq 1$ 区间的电流自旋极化率的变化情况.

另外, 通过计算还发现, 即使有机半导体中只有少量极化子存在, 电流自旋极化率也可以有较大值. 例如, 极化子只占载流子(自旋极化子和不带自旋的双极化子)总数的 20% 时, α_0 为 $\gamma = 1$ 时值的 90%. 因此, 不携带自旋的双极化子对有机半导体中的电流自旋注入和输运不起主导作用, 即使它在有机共轭聚合物中确实存在, 极化子为有机半导体中自旋极化电流的有效载流子, 即使它只占总载流子很少一部分. 毫无疑问, 极化子所占比率越大, α_0 就会越大.

如上所述, 极化子和双极化子同时作为有机半导体中的荷电载流子, 它们之间的比率 γ 决定于具体不同的有机材料以及外界环境的影响, 如温度和外加电场等. 极化子和双极化子在一定的条件下可以互相转换, 如一个不携带自旋的双极化子可以在光激发下转换成为两个携带 1/2 自旋的极化子. 因此寻找容易产生极化子的有机半导体材料对实现有效的自旋注入和输运是必要的.

铁磁/有机半导体/铁磁系统中, α_0 与有机半导体层的长度 x_0 密切相关, 如图 5 所示. 图 5 中的极化子比率取为 $\gamma = 0.5$, 实线代表没有界面电阻的情况, 虚线和点线分别代表自旋相关界面电阻为 $R_{\downarrow} = 10R_{\uparrow} = 10^{-5} \Omega\text{cm}^2$ 和 $R_{\downarrow} = 10R_{\uparrow} = 10^{-4} \Omega\text{cm}^2$ 的情况. 从图 5 可以明显看出, α_0 随有机半导体层长度 x_0 的增加而减小, 当 x_0 远大于载流子在其内的

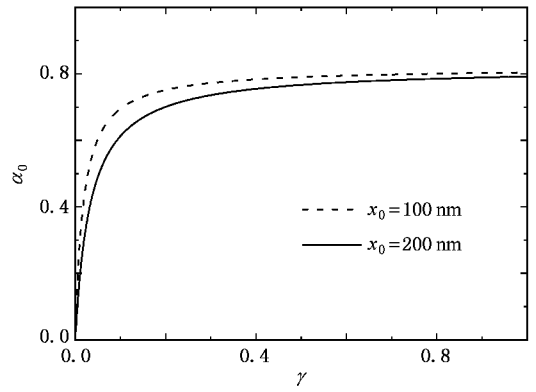


图 4 α_0 随极化子比率 γ 变化关系 $R_{\downarrow} = 10R_{\uparrow} = 10^{-3} \Omega\text{cm}^2$, 其他参数同图 2

自旋扩散长度时, α_0 趋向于零. 存在自旋相关界面电阻的 α_0 值相对于 $R_{\downarrow} = R_{\uparrow} = 0$ 的情况可以提高若干个数量级.

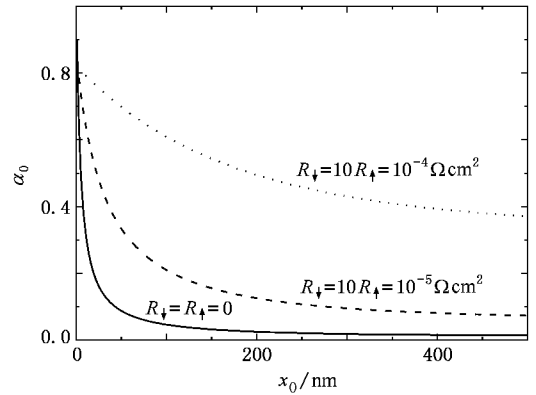


图 5 α_0 随有机半导体层长度 x_0 变化关系 $\gamma = 0.5$, 其他参数同图 2

4 结 论

根据实验上有机半导体中的自旋注入和输运现象, 本文建立了一个简单的模型, 从欧姆定律和自旋扩散方程出发, 研究了铁磁/有机半导体/铁磁系统的电流自旋极化注入和输运特性, 其中假设两铁磁层完全相同且磁化方向平行排列, 有机半导体中的载流子为携带自旋的极化子和不携带自旋的双极化子. 通过计算发现, 极化子为实现有机半导体中电流自旋极化注入和输运的有效载流子. 本文同时考察了有机半导体层电导率和铁磁层电导率之比、有机半导体层长度、自旋相关界面电阻等因素对铁磁/有机半导体/铁磁系统电流自旋极化的影响.

- [1] Baibich M N , Broto J M , Fert A , Nguyen F D V , Petroff F , Etienne P , Creuzet G , Friederich A , Chazelas J 1988 *Phys. Rev. Lett.* **61** 2472
- [2] Bamas J , Fuss A , Camley R , Crunberg P , Zinn W 1990 *Phys. Rev. B* **42** 8110
- [3] Wolf S A , Awschalom D D , Buhman R A , Daughton J M , Molnár S V , Roukes M L , Chtchelkanova A Y , Treger D M 2001 *Science* **294** 1488
- [4] Zutic I , Fabian J , Sarma S D 2004 *Rev. Mod. Phys.* **76** 323
- [5] Campbell I H , Smith D L 2001 *Solid State Phys.* **55** 1
- [6] Hou L T , Hou Q , Peng J B , Cao Y 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 5377 (in Chinese) [侯林涛、侯 琼、彭俊彪、曹 镛 2005 物理学报 **54** 5377]
- [7] Wei F X , Cao J , Zhang X B , Liu X , Jiang X Y , Zhang Z L , Zhu W Q , Xu S H 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 2008 (in Chinese) [委福祥、曹 进、张晓波、刘 向、蒋雪茵、张志林、朱文清、许少鸿 2006 物理学报 **55** 2008]
- [8] Dediu V , Murgia M , Maticotta F C , Taliani C , Barbanera S 2002 *Solid State Commun.* **122** 181
- [9] Xiong Z H , Wu D , Vardeny Z V , Shi J 2004 *Nature* **427** 821
- [10] Ruden P P , Smith D L 2004 *J. Appl. Phys.* **95** 4898
- [11] Yu Z G , Berding M A , Krishnamurthy S 2005 *Phys. Rev. B* **71** 060408
- [12] Ren J F , Fu J Y , Liu D S , Mei L M , Xie S J 2005 *J. Appl. Phys.* **98** 074503
- [13] Ren J F , Fu J Y , Liu D S , Xie S J 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 3814 (in Chinese) [任俊峰、付吉永、刘德胜、解士杰 2004 物理学报 **53** 3814]
- [14] Heeger A J , Kivelson S , Schrieffer J R , Su W P 1988 *Rev. Mod. Phys.* **60** 781
- [15] Xie S J , Ahn K H , Smith D L , Bishop A R , Saxena A 2003 *Phys. Rev. B* **67** 125202
- [16] Fu J Y , Ren J F , Liu D S , Xie S J 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1989 (in Chinese) [付吉永、任俊峰、刘德胜、解士杰 2004 物理学报 **53** 1989]
- [17] Fu J Y , Ren J F , Liu X J , Xie S J 2006 *Phys. Rev. B* **73** 195401
- [18] Scott J C , Pfluger P , Krounbi M T , Street G B 1983 *Phys. Rev. B* **28** 2140
- [19] Genoud F , Guglielmi M , Nechtschein M , Genies E , Salmon M 1985 *Phys. Rev. Lett.* **55** 118
- [20] Schmidt G , Ferrand D , Molenkamp L W , Filip A T , Wees B J V 2000 *Phys. Rev. B* **62** R4790
- [21] Smith D L , Silver R N 2001 *Phys. Rev. B* **64** 045323
- [22] Agrawal S , Jalil M B A , Teo K L , Liew Y F 2005 *J. Appl. Phys.* **97** 103907

Current spin polarization in ferromagnetic/organic semiconductor/ferromagnetic system^{*}

Ren Jun-Feng^{1)†} Zhang Yu-Bin²⁾ Xie Shi-Jie²⁾

¹⁾ College of Physics and Electronics , Shandong Normal University , Jinan 250014 , China)

²⁾ School of Physics and Microelectronics , Shandong University , Jinan 250100 , China)

(Received 12 November 2006 ; revised manuscript received 12 February 2007)

Abstract

Based on the spin diffusion theory and the Ohm's law , we theoretically studied the spin polarized injection and transport through the ferromagnetic/organic semiconductor/ferromagnetic system and obtained the current spin polarization , which takes into account the special characteristics of organic semiconductors. Self-trapped states , such as spin polarons as well as spinless bipolarons are assumed to be the main carriers in organic semiconductors. From the calculation , it is found that polarons are the effective spin carriers in spin dependent injection and transport in organic semiconductors. The effect of the spin related interfacial resistances , conductivity match and organic semiconductor length on the current spin polarization are also discussed respectively.

Keywords : spintronics , spin injection , organic semiconductors , polarons

PACC : 6114R , 7525 , 7360R , 7210D

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 50323006 , 10474056 , 90403110).

[†] E-mail : renjf@sdu.edu.cn