

# 聚合物物理属性对离子注入效应的影响\*

黄永宪<sup>1)†</sup> 吕世雄<sup>1)</sup> 田修波<sup>1)</sup> 杨士勤<sup>1)</sup> Fu Ricky<sup>2)</sup> Chu K Paul<sup>2)</sup>  
冷劲松<sup>3)</sup> 李垚<sup>3)</sup>

1) (哈尔滨工业大学先进焊接与连接国家重点实验室, 哈尔滨 150001)

2) (香港城市大学物理及材料科学系, 香港)

3) (哈尔滨工业大学复合材料与结构研究所, 哈尔滨 150001)

(2011年6月14日收到; 2011年7月28日收到修改稿)

聚合物导电性能差, 表面电荷积聚所产生的电容效应致使其表面电位衰减, 采用等离子体浸没离子注入对其表面改性是非常困难的. 建立了绝缘材料等离子体浸没离子注入过程的粒子模拟 (PIC) 模型, 实时跟踪离子在等离子体鞘层中的运动形态及特性并进行统计分析. 并基于 PIC 模型, 将聚合物表面的二次电子发射系数直接与离子注入即时能量建立关联, 研究了聚合物厚度、介电常数和二次电子发射系数等物理量对鞘层演化、离子注入能量和剂量的影响规律. 研究表明: 当聚合物厚度小于 200  $\mu\text{m}$ , 相对介电常数大于 7, 二次电子发射系数小于 0.5 时, 离子注入剂量和高能离子所占的份额与导体离子注入情况相当. 通过对聚合物表面离子注入剂量和高能离子所占份额的研究, 为绝缘材料和半导体材料表面等离子体浸没离子注入的实现提供了理论和实验依据.

**关键词:** 聚合物, 物理属性, 二次电子发射, 等离子体浸没离子注入

**PACS:** 52.40.Kh, 52.65.-y, 81.20.-n

## 1 引言

等离子体浸没离子注入 (plasma immersion ion implantation, 简记为 PIII) 是束线离子注入的非视线化替代技术, 由美国 Conrad 教授等<sup>[1,2]</sup> 提出, 对异型工件处理以及批量处理具有较大的优势, 已被广泛地应用于金属、绝缘材料、半导体等材料的表面改性中<sup>[3-7]</sup>. 尤其是绝缘材料离子注入的引入, 对绝缘体上硅材料<sup>[8,9]</sup> 和绝缘层上碳化硅材料的制备<sup>[10]</sup>、绝缘材料及半导体表面纳米结构的形成<sup>[11-14]</sup> 以及聚合物表面改性<sup>[15-17]</sup> 具有一定的应用价值. 但在绝缘材料 PIII 过程中, 由于导电性能差, 离子注入偏压的施加需相应的辅助措施, 如导体靶台, 来提供脉冲负偏压实现其表面的离子注入. 即使通过导体靶台给予绝缘材料施加偏压, 由于表面的电荷积聚, 以及其本身的电容效应, 表面

电位仍有所降低<sup>[18,19]</sup>, 一定程度上限制了 PIII 技术在绝缘材料表面改性领域的应用<sup>[20]</sup>. 为消弱绝缘材料表面电荷积聚对表面电位和离子注入能量的影响, 一般选择窄脉冲、低等离子体密度的工艺参数<sup>[20-22]</sup>. 一些辅助措施 (如介电材料表面预置纳米导电层<sup>[23]</sup> 和辅助栅网<sup>[19,23-25]</sup>) 的施加也有效地降低了绝缘材料表面电荷的积聚程度, 提高了离子注入的能量.

通过脉冲和等离子体特性的控制以及辅助措施的施加在一定程度上可以降低绝缘材料表面电荷积聚效应, 改善离子注入效果, 但其离子注入的物理过程仍待深入研究. 目前, 绝缘材料离子注入过程中, 等离子体鞘层演化和离子注入行为已引起国内外学者的高度关注. Emmert<sup>[26]</sup> 通过建立一维平面绝缘材料靶体 PIII 过程的数值模型, 研究了聚乙烯表面鞘层的扩展和充电的影响过程以及对离

\* 国家自然科学基金 (批准号: 50904020, 50974046)、哈尔滨市青年科技创新人才基金 (批准号: 2009RFQXG050)、中央高校基础科研业务费专项资金 (批准号: HIT.NSRIF.2012007) 和国家博士后科学基金 (批准号: 20090460883, 201003419) 资助的课题.

† E-mail: yxhuang@hit.edu.cn

子注入过程中各物理量的影响程度,发现聚合物表面充电,基体表面电位降低,离子注入能量降低,离子注入剂量降低 20%,且聚合物表面充电效应对厚聚合物影响较大,对较薄件影响较小.施芸城<sup>[27]</sup>通过绝缘材料表面的电场将均匀介质中电场和等离子体鞘层内的电场衔接在一起,研究了鞘层的扩展过程. Tian 等<sup>[21]</sup>研究表明绝缘材料表面无等离子体影响时,其表面电位随靶体上所施加的电位呈线性分布,并指出绝缘材料 PIII 过程中应该选择合适的参数以获得较高的离子注入能量,如窄脉冲、高频率和较低的等离子体密度等. Dai 和 Wang, Li 和 Wang<sup>[28,29]</sup>以及 Barnat 和 Lu<sup>[30]</sup>建立了绝缘材料 PIII 过程中的等效电路图,并采用一维流体模型结合绝缘材料表面等离子体鞘层的分布,研究了脉冲频率、脉宽、幅值以及二次电子等因素对绝缘材料表面离子注入能量和表面电荷积累的影响. Oates 等<sup>[31]</sup>考虑了二次电子发射过程,研究了等离子体离子注入绝缘材料的过程,研究表明绝缘材料 PIII 应选择较小的脉冲宽度,且等离子体的密度低于  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$  较合适, Lacoste 等<sup>[20]</sup>的研究结果也得出了类似的结论. Ueda 等<sup>[32]</sup>在聚合物表面铝离子注入的研究表明,当聚合物较薄时,聚合物的厚度对聚合物表面电位的影响可以忽略不计. Tian 等<sup>[33]</sup>通过研究导体靶台上多条带状聚合物材料 PIII 的动力学过程,表明其表面的离子注入剂量主要受表面电位的影响,鞘层的不规则分布引起聚合物材料上方的离子受电场分布的影响向导体上方一侧移动,致使聚合物材料表面的离子注入剂量降低. Kim 和 Economou<sup>[34]</sup>采用二维流体和 Monte Carlo 模型对具有理想界面的绝缘材料和导体材料平面靶体进行了数值模拟计算,由于电容效应,鞘层较小,在交界处导体一侧的离子注入剂量较高,其注入角度在交界面处向两侧减小,且在绝缘材料一侧变化更为剧烈一些,离子注入能量在导体材料的一侧高且较均匀.

可见,明晰聚合物表面 PIII 的鞘层演化过程,阐明聚合物物理属性对离子注入能量和剂量的影响规律尤为重要.本文利用粒子模型 (particle-in-cell, PIC) 对聚合物物理属性在 PIII 过程中的影响进行了系统研究,首次将单个离子注入的即时能量与二次电子发射系数建立关联,以阐明聚合物 PIII 的鞘层演化规律,并揭示聚合物物理属性对离子注入能量和剂量的定量分布规律.本研究结果将为绝

缘材料和半导体表面 PIII 的实现提供理论和实验依据.

## 2 绝缘材料表面离子注入 PIC 模型的建立

在密度均匀的等离子体中,放置一金属靶台,将厚度为  $d$ , 相对介电常数为  $\epsilon_r$  的绝缘材料与金属平板紧密接触.当在金属靶台 (电极) 上施加一系列负脉冲高压  $V_0(t)$  时,由于绝缘材料本身电容效应的影响,金属电极上所施加的电位并未直接作用于绝缘材料表面区域等离子体,而是在表面电位  $V_s(t)$  的作用,电子被迅速排开形成等离子体鞘层,如图 1 所示.离子在鞘层内电场的作用下向靶体 (工件) 移动,形成离子注入效应,由于离子注入和二次电子发射的影响,且绝缘材料导电性能较差,正电荷积聚,表面电位  $V_s(t)$  进一步衰减.

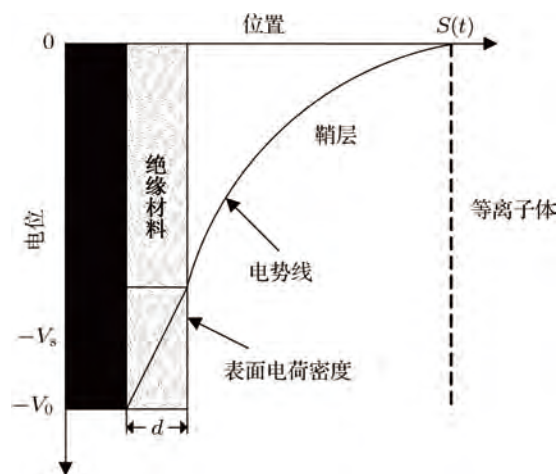


图 1 绝缘材料表面等离子体注入鞘层扩展示意图

由热平衡的 Boltzmann 理论,处于电势为  $\phi$  的电子密度  $n_e$  符合 Boltzmann 分布,通过 Poisson 方程将空间电位  $\phi$  和电子密度以及离子密度联系在一起,并根据空间电势和等离子体密度分布,确定每个离子所受的电场力,跟踪离子在电场力作用下的运动过程<sup>[35,36]</sup>.

设绝缘材料表面电位为  $V_s$ , 金属靶台电位为  $V_0$ . 近似认为电介质各向同性且均匀,则电介质中的电场强度  $E$  可以描述为

$$E = \frac{V_0 - V_s}{d}. \quad (1)$$

同时,运用 Gauss 定律得到

$$E = \frac{en_1}{\epsilon_r \epsilon_0} S, \quad (2)$$

其中  $\varepsilon_0$  是真空介电常数,  $n_i$  是空间的离子密度,  $e$  是基本电荷. 联立方程 (1) 和 (2), 得到绝缘材料与鞘层分界面的电势为

$$V_s = V_0 - \frac{en_i d}{\varepsilon_r \varepsilon_0} S, \quad (3)$$

其中,  $S = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 V_s}{en_i}}$  为离子鞘层厚度, 也可表示为

$$V_s = \frac{en_i}{2\varepsilon_0} S^2. \quad (4)$$

求解该方程 (3) 和 (4) 可得

$$S = -\frac{d}{\varepsilon_r} + \sqrt{\frac{2\varepsilon_0}{en_i} V_0 + \frac{d^2}{\varepsilon_r^2}}. \quad (5)$$

将方程 (5) 代入方程 (4) 即可求得绝缘材料和鞘层分界面处的初始电位

$$V_s = \frac{en_i}{2\varepsilon_0} \times \left( -\frac{d}{\varepsilon_r} + \sqrt{\frac{2\varepsilon_0}{en_i} V_0 + \frac{d^2}{\varepsilon_r^2}} \right)^2. \quad (6)$$

绝缘材料本身导电性能比较差, 致使电荷在其表面积聚, 其表面电位压降低, 其表面电荷对电位的影响可以描述为

$$V_s(t) = V_0(t) - \frac{\sigma(t)}{C_0}, \quad (7)$$

其中  $C_0 = \varepsilon_r \varepsilon_0 / d$  为单位面积的介质电容,  $\sigma$  为表面的电荷密度. 方程 (7) 对时间  $t$  求导可以表示为

$$\frac{dV_s(t)}{dt} = \frac{dV_0(t)}{dt} - \frac{I(t)}{C_0}, \quad (8)$$

其中电流密度由离子流、电子流和位移电流组成

$$I(t) = I_i(t) + I_e(t) + I_d(t), \quad (9)$$

电子流由绝缘材料表面的电位所决定.

$$I_e(t) = \frac{eu_e n_0}{4} \exp\left[\frac{eV_s(t)}{k_B T_e}\right]. \quad (10)$$

在该 PIC 模型中, 考虑每个离子注入材料表面的即时能量, 二次电子发射系数与每个离子注入的即时能量  $E_{\text{implanting}}$  直接相关, 将二次电子发射系数描述为

$$\gamma = \gamma_0 \sqrt{E_{\text{implanting}}/E_0}, \quad (11)$$

其中  $\gamma_0$  是对应离子注入能量  $E_0$  的二次电子发射系数. 进而离子流密度描述为

$$I_i(t) = \left(1 + \gamma_0 \sqrt{E_{\text{implanting}}/E_0}\right) eu_i(0, t) n_i(0, t), \quad (12)$$

则材料表面电荷的位移电流为

$$I_d(t) = \frac{d(C_s V_s)}{dt} = C_s(t) \frac{dV_s(t)}{dt} + V_s(t) \frac{dC_s(t)}{dt}, \quad (13)$$

其中  $C_s(t) = \varepsilon_0 A / d_s(t)$  为随时间变化的鞘层电容.

同时考虑绝缘材料本身电容效应和表面电荷积聚效应对表面电位的影响, 绝缘材料表面电位表示为

$$V_s(t) = V_0(t) - \frac{E_s d}{\varepsilon_r} + \frac{\sigma d}{\varepsilon_r \varepsilon_0}. \quad (14)$$

通过可求解聚合物表面的空间电位分布, 确定空间电场强度, 实时跟踪离子在即时电场力作用下的运动过程, 研究离子注入的动力学行为和鞘层演化规律.

### 3 结果分析与讨论

#### 3.1 薄聚合物表面的离子注入

设定等离子体的密度  $n_0 = 1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ , 电子温度  $T_e = 1.0 \text{ eV}$ , 脉冲偏压幅值  $V_0 = -20 \text{ kV}$ , 脉宽为  $50 \mu\text{s}$  的矩形波. 绝缘材料为厚度  $200 \mu\text{m}$  的 Kapton 聚合物膜, 相对介电常数为  $\varepsilon_r = 3.4$ , 对  $20 \text{ keV}$  注入能量对应的二次电发射系数  $\gamma_0$  分别为  $0, 2.0, 5.0$  的情况进行了分析. 高能离子注入的过程中, 伴随着二次电子的发射, 且往往二次电子流远大于离子的入射流, 致使绝缘材料表面因失去电子带正电, 造成大量正电荷的积聚, 其表面负脉冲偏压的幅值下降. 采用等离子体 PIC 模型跟踪离子在鞘层中的运动过程, 研究每个离子注入的能量, 将二次电子发射系数直接和离子的入射能量联系在一起. 这时离子注入聚合物的能量并不仅仅由表面的电位所决定, 同时还与离子在鞘层内部运动过程中所需要的时间和在该时间段表面电位变化及等离子体鞘层的扩展相关. 可见, 将二次电子发射系数与离子入射能量相联系, 而非直接与该时刻的表面电位相关, 更符合离子注入的真实物理过程.

聚合物表面离子注入过程中, 由于其本身电属性的影响, 其表面电位因电荷积聚而降低, 如图 2 所示. 在导体离子注入过程中, 电荷及时地被导走, 表面无电荷积聚过程, 其表面电位不会发生衰减现象. 由于聚合物较薄, 当不考虑二次电子发射时 ( $\gamma_0 = 0$ ), 其表面的电位较高, 假设注入聚合物表面的电荷没有损耗, 在  $50 \mu\text{s}$  较大脉宽的连续注入的前提下, 其表面的电位仍维持金属靶台电位的 90% 以上, 而当二次电子发射系数为 2.0 时, 经  $50 \mu\text{s}$  的连续注入, 其表面电位约为靶台电位的 80%, 随二次电子发射系数的增大, 聚合物表面电位有降低的趋势. 表面电位的演变势必会影响聚

合物上方等离子体鞘层的扩展过程, 如图 3 所示. 聚合物表面的鞘层随聚合物表面二次电子发射系数的增大, 表面电荷积聚程度增强, 电位降低, 脉冲宽度一定时, 鞘层厚度较小. 在一个脉冲结束后, 等离子体鞘层崩溃, 表面积聚的正电荷由等离子体中大量高速运动的电子中和. 当聚合物较薄, 如几十至几百微米, 特别是脉冲宽度不大, 二次电子发射系数较小时, 可以忽略聚合物表面电荷积聚对其表面电位的影响, 与文献 [32] 的试验结果一致.

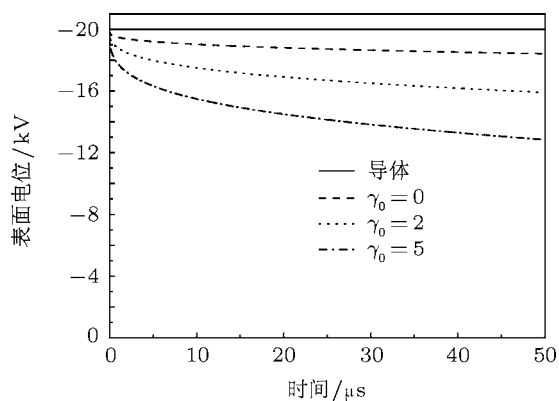


图 2 聚合物表面电位随时间的变化规律

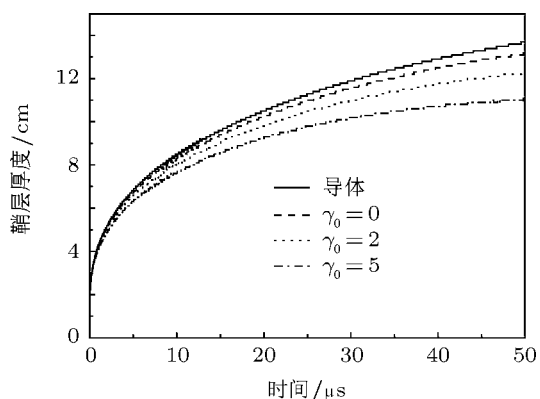


图 3 鞘层厚度随时间的变化规律

聚合物表面离子注入  $1 \mu\text{s}$  和  $10 \mu\text{s}$  时等离子体鞘层内部的电场强度分布如图 4 所示. 可见, 鞘层内部的电场强度在靠近聚合物表面的区域较大, 且随远离表面距离的增大, 其减小的趋势较缓慢, 特别是脉宽较大, 如  $10 \mu\text{s}$  时, 该区域近似为均匀电场. 而靠近鞘层边缘的区域, 电场强度较小, 且其衰减的趋势较快. 离子在鞘层内运动时, 加速过程主要在靠近聚合物表面的区域. 随脉冲宽度的增大, 鞘层向外扩展, 鞘层内部的电场强度降低.

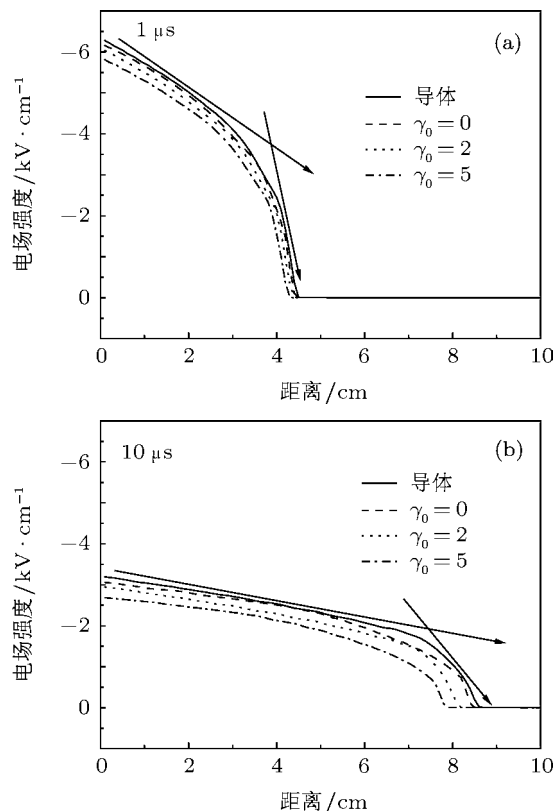


图 4 层内电场强度分布 (a)  $1 \mu\text{s}$ ; (b)  $10 \mu\text{s}$

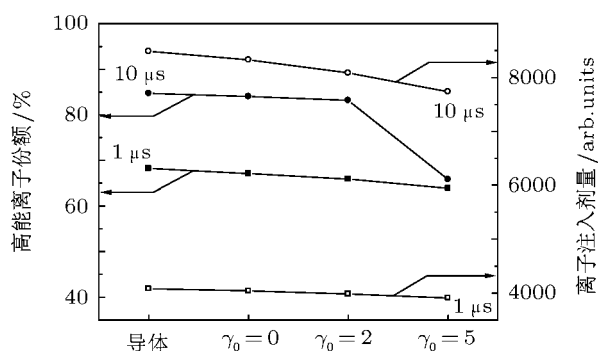


图 5 离子注入总剂量和高能离子注入所占的份额

离子注入总剂量和高能离子 (将注入能量高于最大能量 80% 的离子定义为高能离子) 所占的份额如图 5 所示. 随脉冲宽度的增大, 注入的高能离子所占的份额增大, 如  $1 \mu\text{s}$  时高能离子所占的份额低于 70%, 而  $10 \mu\text{s}$  时高能离子所占的份额约为 85%. 对于较薄 (如  $200 \mu\text{m}$ ) 的聚合物 Kapton 膜离子注入时, 因表面电荷积聚造成负偏压电位衰减较弱, 离子注入能量降低的影响较小, 特别是二次电子发射系数较小时, 其影响可以忽略不计.

### 3.2 聚合物的物理属性对离子注入能量和剂量的影响

聚合物 Kapton 材料相对介电常数  $\epsilon_r = 3.4$ , 并设定对应 10 keV 注入能量的二次电子发射系数  $\gamma_0 = 2$ . 当脉冲时间为  $1 \mu\text{s}$  和  $10 \mu\text{s}$  时, 离子注入能量和剂量分布如图 6 所示. 可见, 在  $1 \mu\text{s}$  时刻, 当聚合物材料厚度小于  $400 \mu\text{m}$  时, 注入聚合物表面的高能离子所占的份额及离子注入总剂量与导体注入的效果差别不大, 注入聚合物表面的低能离子主要是由离子在等离子鞘层内未得到充分加速所导致的. 而当脉冲时间较大 (如  $10 \mu\text{s}$ ) 时, 仅在聚合物厚度小于  $300 \mu\text{m}$  时, 离子注入聚合物表面的能量和剂量与导体注入的效果相当.

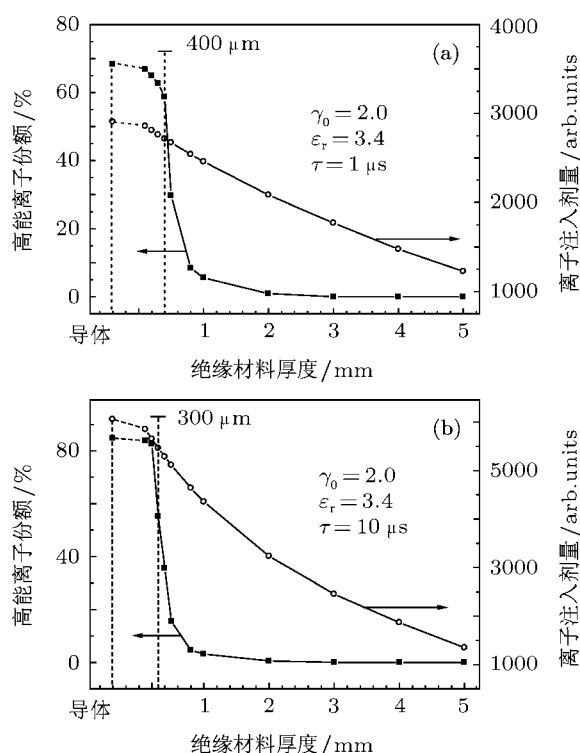


图 6 聚合物材料厚度对离子注入能量和剂量的影响 (a)  $1 \mu\text{s}$ ; (b)  $10 \mu\text{s}$

图 7 描述了聚合物材料厚度为  $500 \mu\text{m}$ , 不同时刻离子注入能量和剂量随聚合物的相对介电常数的变化规律. 相对介电常数较小时, 因电荷积聚, 表面电位的衰减较严重, 致使注入聚合物表面的剂量和高能离子所占的份额降低. 随相对介电常数的增大, 聚合物本身的物理属性对离子注入能量和剂量的影响减弱, 如在  $1 \mu\text{s}$  时刻, 相对介电常数大于 5 时, 高能离子所占的份额及离子注入总剂量与导体注入情况相差不大, 在  $10 \mu\text{s}$  时刻, 只有在相对介

电常数大于 7 时, 离子注入聚合物表面的能量和剂量与导体注入情况相当. 由此可见, 当聚合物材料厚度一定, 相对介电常数较大时, 离子注入过程中, 可以将聚合物材料视为导体, 聚合物本身的电容效应所引起的表面电位衰减对离子注入能量和剂量的影响较弱.

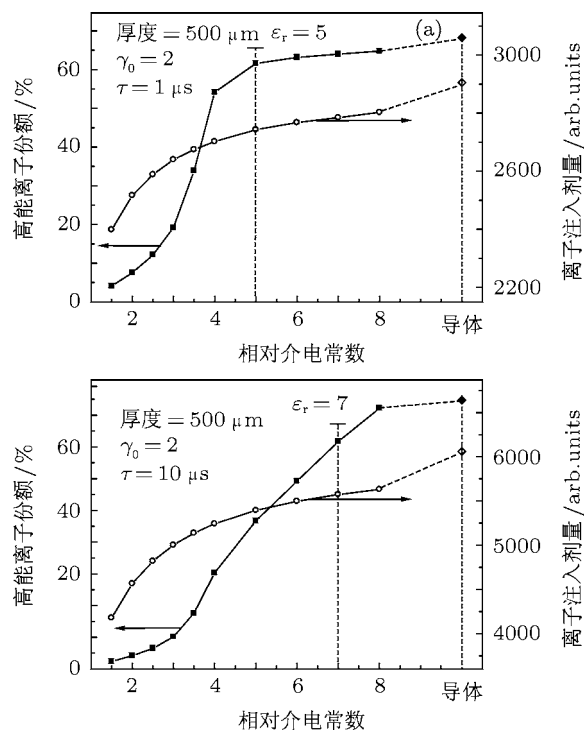


图 7 聚合物材料介电常数对离子注入能量和剂量的影响 (a)  $1 \mu\text{s}$ ; (b)  $10 \mu\text{s}$

厚度为  $500 \mu\text{m}$ , 相对介电常数为 3.4 的聚合物 Kapton 材料表面的离子注入剂量和高能离子所占的份额与二次电子发射系数的关系, 如图 8 所示. 随着二次电子发射系数的增大, 注入聚合物表面的剂量降低, 高能离子所占的份额降低. 这是因为二次电子发射系数增大, 致使聚合物表面正电荷的积聚程度加剧, 造成其表面电位衰减的结果.

可见, 当聚合物材料厚度较小, 特别是相对介电常数较大、二次电子发射系数较小时, 可以忽略聚合物本身电容效应在注入过程中对离子注入剂量和能量的影响, 可将其视为导体材料来对待. 试验结果也表明, 当聚合物的厚度在微米量级时, 可以忽略材料本身电压降对表面脉冲幅值的影响<sup>[32]</sup>. 而当聚合物材料较厚时, 因离子注入及二次电子发射致使其表面正电荷积聚, 产生较大的电位压降, 造成离子注入剂量降低, 更为严重的是离子注入能量大幅度降低, 达不到离子注入的效果. 因此, 在厚

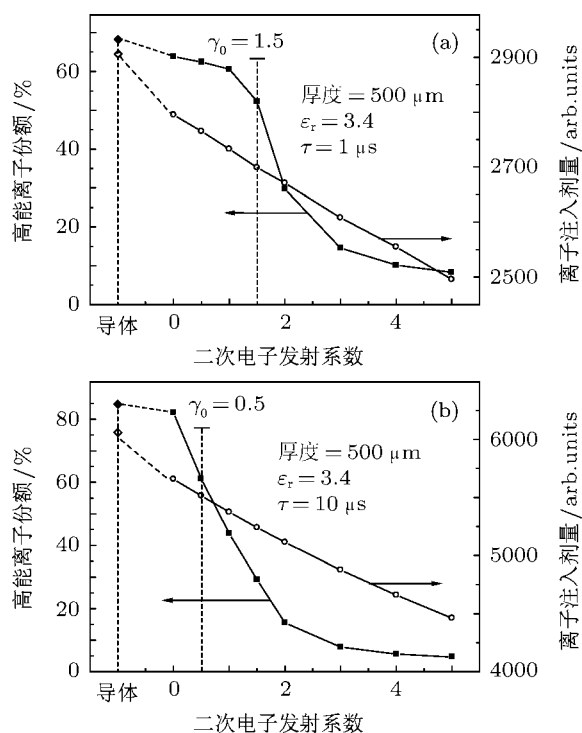


图8 聚合物材料二次电子发射系数对离子注入能量和剂量的影响 (a)  $1 \mu\text{s}$ ; (b)  $10 \mu\text{s}$

大聚合物表面离子注入时需采取辅助措施,如施加金属辅助栅网来提高离子注入聚合物表面的能量.同时,二次电子发射系数与离子即时注入能量的关联,将注入能量与离子在鞘层内部运动过程中所需要的时间和在该时间段表面电位变化及等离子体

鞘层的演化建立联系,有效地反映了聚合物表面离子注入的物理过程.该研究将为绝缘材料和半导体材料表面等离子体浸没离子注入的实现提供理论和实验依据.

## 4 结论

本文利用 PIC 模型,研究了聚合物厚度、介电常数和二次电子发射系数对等离子体鞘层演化、注入剂量和高能离子所占份额的影响.通过分析与讨论,得到如下结论:

1) 基于 PIC 模型实时跟踪离子运动的特点,将绝缘材料表面的二次电子发射系数直接与即时离子注入能量建立了关联  $\gamma = \gamma_0 \sqrt{E_{\text{implanting}}/E_0}$ ,建立了绝缘材料等离子体浸没离子注入过程的 PIC 模型;

2) 厚度小于  $200 \mu\text{m}$  聚合物材料离子注入时,特别是二次电子发射系数小于 2 时,因表面电荷积聚造成负偏压电位衰减较弱,脉宽为  $10 \mu\text{s}$  时高能离子所占的份额为 85%;

3) 随相对介电常数的增大,二次电子发射系数减小,表面因电荷积聚对电位衰减的影响较弱,介电性能对离子注入的影响较小,聚合物表面离子注入剂量和高能离子所占的份额与导体离子注入的情况相当.

- [1] Conrad J R 1987 *J. Appl. Phys.* **62** 777
- [2] Conrad J R, Radtke J L, Dodd R A, Worzala F J, Tran N C 1987 *J. Appl. Phys.* **62** 4591
- [3] Chu K P 2004 *J. Vac. Sci. Technol. B* **22** 289
- [4] Li X C, Wang Y N 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2666 (in Chinese) [李雪春, 王友年 2004 物理学报 **53** 2666]
- [5] Wang J L, Zhang G L, Liu Y F, Wang Y N, Liu C Z, Yang S Z 2004 *Chin. Phys.* **13** 65
- [6] Lu Q Y, Li L H, Li J H, Fu R, Chu P K 2009 *Appl. Phys. Lett.* **95** 061503
- [7] Lu Q Y, Wang Z, Li L H, Fu R, Chu P K 2010 *J. Appl. Phys.* **108** 033304
- [8] Zheng Z S, Liu Z L, Zhang G Q, Li N, Fan K, Zhang E X, Yi W B, Chen M, Wang X 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 348 (in Chinese) [郑中山, 刘忠立, 张国强, 李宁, 范楷, 张恩霞, 易万兵, 陈猛, 王曦 2005 物理学报 **54** 348]
- [9] Polji R H, Yadav A D, Dubey S K, Kumar P, Kanjilal D 2009 *Surf. Coat. Techn.* **203** 2654
- [10] Zhang H H, Zhang C H, Li B S, Zhou L H, Yang Y T, Fu Y C 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 3302 (in Chinese) [张洪华, 张崇宏, 李炳生, 周丽宏, 杨义涛, 付云翀 2009 物理学报 **58** 3302]
- [11] Zhang D C, Shen Y Y, Huang Y J, Wang Z, Liu C L 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 7974 (in Chinese) [张大成, 申艳艳, 黄元杰, 王卓, 刘昌龙 2010 物理学报 **59** 7974]
- [12] Liu X F, Jiang C Z, Ren F, Fu Q 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 4633 (in Chinese) [刘向绯, 蒋昌忠, 任峰, 付强 2005 物理学报 **54** 4633]
- [13] Fu W J, Liu Z W, Liu M, Mu Z X, Zhang Q Y, Guan Q F, Chen K M 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 5693 (in Chinese) [付伟佳, 刘志文, 刘明, 牟宗信, 张庆瑜, 关庆丰, 陈康敏 2009 物理学报 **58** 5693]
- [14] Gao H, Liao L Z, Zhang Z H 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 427 (in Chinese) [高皓, 廖龙忠, 张朝晖 2009 物理学报 **58** 427]
- [15] Man B Y, Zhang Y H, Lü G H, Liu A H, Zhang Q G 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 837 (in Chinese) [满宝元, 张运海, 吕国华, 刘爱华, 张庆刚 2005 物理学报 **54** 837]
- [16] Kwok D T K, Tong L P, Yeung C Y, Remedios C G D, Chu P K 2010 *Surf. Coat. Techn.* **204** 2892
- [17] Tóth A, Kereszturi K, Mohai M, Bertóti I 2010 *Surf. Coat. Techn.* **204** 2898
- [18] Oates T W H, Bilek M M M 2002 *J. Appl. Phys.* **92** 2980
- [19] Fu R, Chu P K, Tian X B 2004 *J. Appl. Phys.* **95** 3319

- [20] Lacoste A, Coeur F L, Arnal Y, Pelletier J, Grattapain C 2001 *Surf. Coat. Technol.* **135** 268
- [21] Tian X B, Fu R, Chen J Y, Chu P K, Brown I G 2002 *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B* **187** 485
- [22] Kwok D T K, Wang H Y, Zhang Y M, Yeung K W K, Chu P K 2009 *J. Appl. Phys.* **105** 053302
- [23] Allan S Y, Mckenzie D R, Bilek M M M 2010 *Plasma Sources Sci. Technol.* **19** 045002
- [24] Powles R C, McKenzie D R, Meure S J, Swain M V, James N L 2007 *Surf. Coat. Technol.* **201** 7961
- [25] Powles R C, Kwok D T K, McKenzie D R, Bilek M M M 2005 *Phys. Plasmas* **12** 093507-1
- [26] Emmert G A 1994 *J. Vacuum Sci. Technol. B* **12** 880
- [27] Shi Y C 1999 *J. East China Normal University (Natural Sci.)* **3** 59 (in Chinese) [施芸城 1999 华东师范大学学报(自然科学版) **3** 59]
- [28] Dai Z L, Wang Y N 2002 *J. Appl. Phys.* **92** 6428
- [29] Li X C, Wang Y N 2006 *Thin Solid Films* **506-507** 307
- [30] Barnat E V, Lu T M 2001 *J. Appl. Phys.* **90** 5898
- [31] Oates T W H, Pigott J, McKenzie D R, Bilek M M M 2003 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **31** 438
- [32] Ueda M, Tan I H, Dallaqua R S, Rossi J O, Barroso J J, Tabacniks M H 2003 *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B* **206** 760
- [33] Tian X B, Yang S Q, Huang Y X, Chu P K, Fu R 2004 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **37** 50
- [34] Kim D, Economou D J 2004 *J. Appl. Phys.* **95** 3311
- [35] Huang Y X, Tian X B, Yang S Q, Fu R, Chu K P 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 4762 (in Chinese) [黄永宪, 田修波, 杨士勤, Fu R, Chu K P 2007 物理学报 **56** 4762]
- [36] Liu C S, Wang D Z, Liu T W, Wang Y W 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 6450 (in Chinese) [刘成森, 王德真, 刘天伟, 王艳辉 2008 物理学报 **57** 6450]

# Effect of physical properties of polymer on ion implantation\*

Huang Yong-Xian<sup>1)†</sup> Lü Shi-Xiong<sup>1)</sup> Tian Xiu-Bo<sup>1)</sup> Yang Shi-Qin<sup>1)</sup> Fu Ricky<sup>2)</sup>  
Chu K Paul<sup>2)</sup> Leng Jin-Song<sup>3)</sup> Li Yao<sup>3)</sup>

1) (State Key Laboratory of Advanced Welding and Joining, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China)

2) (Department of Physics and Materials Science, City University of Hong Kong, Hong Kong, China)

3) (Center for Composite Materials and Structures, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China)

(Received 14 June 2011; revised manuscript received 27 July 2011)

## Abstract

Plasma immersion ion implantation (PIII) of polymer materials is inherently difficult because the voltage across the sheath is reduced by the voltage drop across the insulator due to dielectric capacitance and charge accumulating on the insulator surface. The spatiotemporal evolutions of plasma sheath, energy and dose of ions are simulated by particle-in-cell (PIC) model for ion implantation into insulator materials. Statistical results can be achieved through scouting each ion motion in the plasma sheath. Based on the PIC model, the secondary electron emission (SEE) coefficient is determined according to the instant energy of implanting ions. Effects of thickness, dielectric constant and SEE coefficient on sheath evolution, dose and energy of incident ions are studied. The ion implantation doses and the share of high-energy incident ions are basically equivalent to the case of implantation of conductor ions, when the polymer thickness is less than 200  $\mu\text{m}$ , relative dielectric constant is more than 7, and SEE coefficient is less than 0.5. The numerical simulation of ion implantation into polymer can effectively provide a scientific and experimental basis for PIII of insulators and semiconductors.

**Keywords:** polymer, physical properties, secondary electron emission, plasma immersion ion implantation

**PACS:** 52.40.Kh, 52.65.-y, 81.20.-n

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 50904020, 50974046), the Science and Technology Innovation Research Project of Harbin for Young Scholar (Grant No. 2009RFQXG050), the Fundamental Research Funds for the Central Universities, China (Grant No. HIT. NSRIF. 2012007), and the China Postdoctoral Science Foundation (Grant Nos. 20090460883, 201003419).

† E-mail: yxhuang@hit.edu.cn