

遮蔽效应对抛射沉积模型标度性质的影响*

郝大鹏 唐刚† 夏辉 韩奎 寻之朋

(中国矿业大学物理系, 徐州 221116)

(2011年3月18日收到; 2011年4月26日收到修改稿)

在表面粗糙化生长过程中粒子非垂直入射产生的遮蔽效应是一种长程相互作用, 实验发现非垂直入射时生长表面形貌和生长性质都受到遮蔽效应的影响. 本文通过模拟倾斜入射的抛射沉积模型得到了其标度指数、表面统计的偏度和峰度以及生长体的多孔性与入射角度的关系, 模拟结果显示标度指数与入射角度的关系是非单调的, 而偏度和峰度的有限尺寸效应也取决于入射角度的大小. 同时本文对以上模拟结果进行了定性的分析.

关键词: 遮蔽效应, 抛射沉积模型, 动力学标度

PACS: 81.15.-z, 05.10.Ln, 68.55.-a

1 引言

表面界面粗糙生长动力学过程是表面科学及凝聚态理论中重要的研究课题, 实验研究发现粗糙化的生长表面具有自仿射的分形结构. 生长表面的形貌常用时间及空间的单值函数 $h(\mathbf{x}, t)$ 来描述, $h(\mathbf{x}, t)$ 即表示表面在 t 时刻, \mathbf{x} 处的生长高度. 粗糙生长表面的自仿射分形结构使得高度函数 $h(\mathbf{x}, t)$ 满足如下的标度变换不变性^[1,2]:

$$h(\mathbf{x}, t) = b^{-\alpha} h(b\mathbf{x}, b^z t), \quad (1)$$

其中 α 及 z 分别为表面粗糙生长的粗糙度指数和动力学指数. 粗糙生长表面的标度性质可以用总的表面宽度 $W(L, t) = \sqrt{\langle (h(\mathbf{x}, t) - \bar{h}(\mathbf{x}, t))^2 \rangle}$ 来描述, 其中 $\bar{h}(\mathbf{x}, t)$ 表示在 t 时刻表面高度 $h(\mathbf{x}, t)$ 的平均值, $\langle \dots \rangle$ 表示对噪声的统计平均. Family 和 Vicsek^[3,4] 认为在基底宽度为 L 的有限系统中, $W(L, t)$ 具有如下的标度规律:

$$W(L, t) = L^\alpha f(t/L^z), \quad (2)$$

式中的标度函数 $f(x)$ 具有以下渐近行为: 当 $x \rightarrow 0$ 时 $f(x) \sim x^{\alpha/z}$, 而当 $x \rightarrow \infty$ 时 $f(x)$ 趋于常数.

因而表面宽度具有以下的渐进行为:

$$W(L, t) \sim \begin{cases} t^\beta, & t \ll L^z, \\ L^\alpha, & t \gg L^z, \end{cases} \quad (3)$$

式中 $\beta = \alpha/z$ 为生长指数, 反映初始生长阶段的动力学性质. 标度指数 α, β 及 z 是系统属于不同普适类的重要判据.

以上 Family-Vicsek 标度律为表面界面粗糙生长过程提供了清晰的物理解释^[1,2], 研究发现属于 Edwards-Wilkinson(EW)^[5], Kardar-Parisi-Zhang (KPZ)^[6] 等常见普适类的生长过程均满足 Family-Vicsek 标度律. 但近年来的研究也发现了一些实际的生长过程和离散模型并不满足 Family-Vicsek 标度律, 即具有奇异标度性质^[7-9]. 当生长过程存在奇异标度性质时, 整体表面标度性质和局域表面标度性质不再相同, 生长过程的局域标度指数可以用表面的高度差关联函数来确定. 高度差关联函数的定义为

$$G(l, t) = \langle [h(\mathbf{x} + \mathbf{l}, t) - h(\mathbf{x}, t)]^2 \rangle. \quad (4)$$

高度差关联函数具有如下的标度规律:

$$G(l, t) = t^{2\beta} f_A(l/t^{1/z}), \quad (5)$$

* 国家自然科学基金 (批准号: 10674177), 中国矿业大学校青年基金 (批准号: 2008A035) 和中央高校基本科研业务费专项资金 (批准号: 2010LKWL04-CUMT) 资助的课题.

† E-mail: gangtang@cumt.edu.cn

其中标度函数 $f_A(x)$ 具有渐进行为: 当 $x \rightarrow 0$ 时, $f_A(x) \sim x^{2\alpha_{loc}}$, 当 $x \rightarrow \infty$ 时, 趋于常数, 因而高度差关联函数具有以下渐进行为:

$$G(l, t) \sim \begin{cases} t^{2\beta}, & t \ll l^z, \\ l^{2\alpha_{loc}}, & t \gg l^z, \end{cases} \quad (6)$$

其中 α_{loc} 为局域粗糙度指数, 生长表面满足 Family-Vicsek 标度律时, $\alpha = \alpha_{loc}$, 而当 $\alpha \neq \alpha_{loc}$ 时, 生长表面即具有奇异标度性.

在对表面粗糙现象的进一步研究中, 表面的形貌还可以用表面高度分布的偏度和峰度来描述, 偏度的定义为

$$S = \frac{W_3}{W_2^{3/2}}, \quad (7)$$

峰度定义为

$$Q = \frac{W_4}{W_2^2} - 3, \quad (8)$$

其中 $W_n \equiv \langle (\overline{h - \bar{h}})^n \rangle$. Chin 和 Nijs^[10] 提出了在属于 KPZ 普适类的生长过程中, 偏度和峰度具有普适性, 可以用来判断离散模型是否属于 KPZ 普适类. Aarão Reis^[11] 的研究表明偏度和峰度不但在 KPZ 普适类中具有普适性, 而且在 MBE 普适类的离散模型中也具有普适性. 而我们在分析含遮蔽抛射沉积 (ballistic deposition, BD) 模型的有限尺寸效应时发现, 在含遮蔽的 BD 模型中, 偏度和峰度的取值与系统的尺寸之间满足幂率关系, 在系统尺寸趋于无穷大时得不到确定的偏度和峰度值, 即在遮蔽效应存在时偏度和峰度不再表现出普适性^[12].

在实际的表面界面生长过程中, 除对生长表面的形貌进行研究外, 生长体的多孔性也是研究的重点. 多孔性是影响生长体的力学、电学、磁学或化学性质的重要因素. 生长体的多孔性可用其密度来表示, 在离散模型中密度可以定义为已占据格点数占表面下总格点数的比例. 已有大量的工作研究了不同生长条件下生长体多孔性受生长条件的影响以及与生长体性质的关系^[13-18].

实验及理论研究表面界面粗糙化生长过程的最简单情况是粒子沿垂直方向入射到基底表面, 而在化学沉积、溅射沉积等实际的过程还出现了粒子以一定角度分布入射的情况, 即出现了遮蔽效应, 实验发现遮蔽效应的存在显著地改变了表面的标度性质. 为研究在特定入射角度下遮蔽效应对生长过程的影响, 近年来出现了一些对特定入射角下沉积和外延生长过程的实验研究. Datta 等^[19]

应用原子力显微镜研究了氩离子轰击硅表面后形成的周期性波纹状的表面, 得到了氩原子在不同的特定角度入射时波纹状表面的形貌及波纹波长随入射角度的变化关系, 并详细研究了入射角度为 60° 和 70° 度时波纹表面的性质. Kim 等^[20] 研究了在氧化铝表面蒸汽沉积钼薄膜的过程, 通过测量不同入射角度下沉积得到的钼薄膜对氮气的吸附率研究了入射角度对沉积薄膜性质的影响. Asgharizadeh 等^[21] 研究了在不同入射角度下的硅蒸气沉积形成硅薄膜, 测量了硅薄膜 X 射线折射率和光学折射率以及薄膜的多孔性受入射角度的影响. Pirouz 等^[22] 应用扫描电子显微镜和原子力显微镜研究了在镀金硅基底上蒸气沉积铂薄膜的结构, 通过表面宽度的测量得到了在特定入射角度下生长得到的铂薄膜的标度指数. 讨论了薄膜的标度性质受入射角度的影响. Rabbering 等^[23] 利用扫描电子显微镜和高分辨率低能量电子衍射仪研究了铜基底上均相外延生长的铜薄膜表面的粗糙化过程和波纹状结构受温度及入射角度的影响. 从以上实验结果可以看出遮蔽效应能显著改变生长表面和生长体的形貌及标度性质, 从而影响生长表面和生长体的物理和化学性质.

为进一步揭示遮蔽效应存在时生长过程的标度性质, Shim 等^[16,24,25] 引入含遮蔽的离散模型, 考虑了扩散和遮蔽效应对生长过程的影响, 研究了倾斜入射金属的外延生长过程中生长表面的形貌、关联长度及各向异性随入射角度的变化, 同时研究了在倾斜入射情况下基底旋转对表面形貌及关联长度的影响. 为具体研究遮蔽效应存在时的化学沉积、溅射沉积等生长过程, Yu 和 Amar^[18] 研究了含遮蔽 BD 模型, 即粒子以一定角度分布入射的 BD 模型, 确定了模型的生长指数、粗糙化指数、局域粗糙度指数和分形维数, 指出含遮蔽 BD 模型应具有奇异标度性. 对于粒子以特定角度非垂直入射的 BD 模型, 同样存在着遮蔽效应, 遮蔽效应是一种非局域的相互作用, 大量的理论和模拟工作均表明非局域相互作用的存在将显著地改变粗糙化生长过程的标度性质^[26-30]. 入射角度的不同将影响非局域相互作用, 从而改变生长表面的标度性质及生长体的物理、化学性质, 因而, 对这一问题的研究具有重要的理论和应用价值. 为详细研究入射角度对生长过程的影响, 本文采用以特定角度倾斜入射的 BD 模型通过模拟得到了在不同入射角度下生长表面的各标度指数及表面统计的峰度和

偏度, 分析了入射角度对生长体多孔性的影响. 模拟结果表明标度指数与入射角度之间的关系是非线性、非单调的, 模型表面偏度和峰度在倾斜入射情况下其取值强烈依赖于系统的尺寸, 没有表现出普适性, 同时倾斜入射对生长体的多孔性也产生了显著的影响.

2 入射角度对模型标度性质的影响

本文考虑 1+1 维倾斜入射的 BD 模型, 其具体算法为: 假设最初的基底为一维的平坦基底, 粒子用正方形格点表示. 粒子在基底上方任选一位置以一定的角度 θ 倾斜入射到基底上, 其中 θ 为粒子入射方向与基底法向之间的夹角. 粒子入射到基底上的沉积过程符合 BD 模型的算法, 即粒子附着在与已生长体最初的接触点处. 在模拟过程中采用了周期性边界条件, 基底长度定义为 L , 每沉积 L 个粒子时间计为 1. 根据系统尺寸大小的不同, 模拟结果为 100—1000 次模拟过程的平均. 根据表面的标度假设, 理论和实验研究的是系统在大尺寸和长时间下的标度性质, 对有限大小尺寸的离散模型进行模拟得到的结果受到有限尺寸效应的影响. 本文在模拟过程中为减小有限尺寸效应的影响, 采用了 Aarão Reis^[31] 提出的外推的处理方法来确定系统的标度指数.

在粗糙表面生长初期, 表面宽度 $W(L, t) \sim t^\beta$, 在各入射角度下对不同系统尺寸模拟得到生长指数 β 的取值, 参照文献 [31] 中的外推方法, 得到在系统尺寸趋于无穷时各入射角度下的生长指数取值, 如图 1 所示. 入射角度 $\theta = 0$ 对应原始的 BD 模型, 此时 $\beta = 0.323$ 与已有文献中的结果符合得很好 [31]. 在 θ 从 0° 变化到 10° 的过程中, 生长指数突降为 0.224, 由于 BD 模型考虑的是理想黏性粒子, 较小的倾斜入射角度对表面形貌产生的影响非常明显. 继续增大入射角度, 生长指数随着入射角度的增大而单调增加, 在 $\theta = 80^\circ$ 时, 生长指数 $\beta = 0.387$. 在所有入射角度下生长指数均小于文献 [12] 粒子呈余弦分布随机入射时的生长指数. 这是因为相比含遮蔽 BD 模型, 本文倾斜入射的 BD 模型中入射角度为固定值, 更易于形成较规律的斜杆状结构, 应用垂直高度来统计表面宽度时具有较小的表面宽度数值, 因而具有较小的生长指数. 本文的结果与文献 [16] 中倾斜入射的外延生长实验得到的结果符合得很好, 同时本文得到的生长

指数与入射角度的关系与在镀金硅基底上蒸气沉积铂薄膜的实验中得到的结果是一致的 [22].

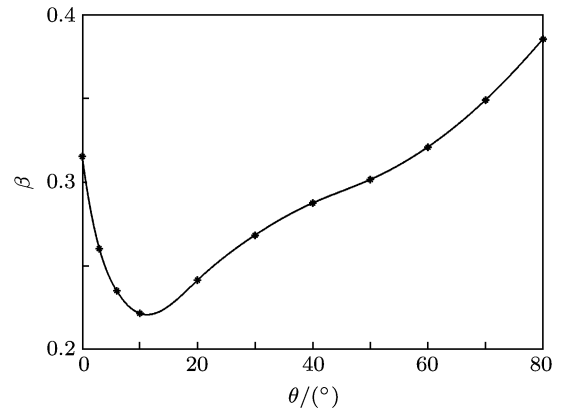


图 1 生长指数 β 与入射角度 θ 之间的关系

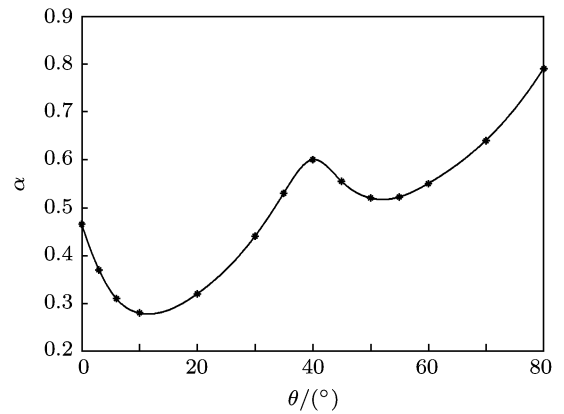


图 2 粗糙度指数 α 和入射角度 θ 之间的关系

由 (3) 式可确定系统饱和时的粗糙度指数, 对不同入射角度下模型的粗糙度指数同样进行有限尺寸效应修正, 得到的结果如图 2 所示. 在 $\theta = 0$ 时, 即得到原始的 BD 模型的粗糙度指数为 $\alpha = 0.465$, 这与已有文献中的结果能很好地符合 [31]. 在入射角度较小时 ($0^\circ < \theta < 10^\circ$), 粗糙度指数随着入射角度的增加而迅速减小, 随后至 $\theta = 40^\circ$ 粗糙度指数随入射角度的增加而增加. 当 $\theta > 40^\circ$ 时, 粗糙度指数均大于 BD 模型的粗糙度指数, 说明在大角度入射时, 表面比垂直入射的 BD 模型更加粗糙. 粗糙度指数与入射角度之间没有单调的关系, 在 θ 处于 40° 附近时, α 随 θ 的关系出现了振荡. 在 $40^\circ < \theta < 50^\circ$ 时, α 随 θ 下降的原因是随着入射角度的增大, 生长体的柱状结构与竖直方向的夹角逐渐增大, 这使得以垂直高度进行计算的表面宽度数值出现了下降, 进而使得 α 随 θ 出现了局部下降趋势. 当 $\alpha > 50^\circ$ 时, 粗糙度指数 α 随 θ 增大而增大, 这是因为在大入射角度下

生长体出现了明显的相对独立的斜柱状结构, 柱体间的凹陷变深变宽, 表面宽度随之增大. 在 $\theta = 80^\circ$ 时, 粗糙度指数达到 0.786. 本文模拟得到的入射角度对粗糙度指数的影响与文献 [16] 及文献 [22] 中实验得到的入射角度对粗糙度指数的影响能较好地符合.

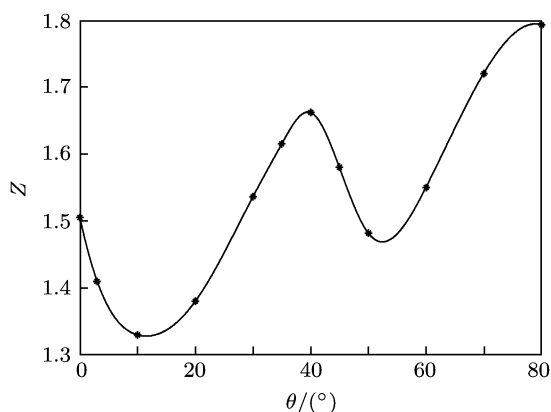


图3 动力学指数 Z 与入射角度 θ 之间的关系

采用和文献 [12] 中相同的方法, 可以确定在不同的入射角度下系统粗糙生长的动力学指数 Z , 如图 3 所示, 动力学指数 Z 和入射角度 θ 之间的关系比较复杂. $\theta = 0$ 时, 即原始的 BD 模型对应的动力学指数 $Z = 1.504$, 与已有的结果符合得很好. 随着 θ 的增大, 动力学指数与 θ 间满足的关系与粗糙度指数是相似的, 这使得在不同的入射角度下, 系统的标度指数在误差允许的范围内满足 Family-Vicsek 标度律.

在计算系统局域粗糙度指数时, 采用在文献 [12] 中提出的方法进行了有限尺寸效应修正, 得到对应不同的入射角情况下, 系统在大尺寸极限下的局域粗糙度指数 α_{loc} , 如图 4 所示, α_{loc} 随 θ 的变化趋势与整体粗糙度指数 α 相似, $\theta < 10^\circ$ 时, α_{loc} 随 θ 的增大迅速减小. $10^\circ \leq \theta \leq 80^\circ$ 的范围内 α_{loc} 随 θ 整体呈上升趋势, 但当 θ 处在 40° 附近时, α_{loc} 随 θ 的变化出现了振荡. 在 $\theta = 0$ 时, 即原始的 BD 模型情况下, 局域粗糙度指数 $\alpha_{loc} = 0.461$, 这与 $\alpha = 0.465$ 近似相等, 表明原始的 BD 模型不具有奇异标度性. 当 θ 处于 $0-20^\circ$ 时, $\alpha - \alpha_{loc} < 0.05$, 此时奇异标度性不明显. 当 θ 处于 $20^\circ-40^\circ$ 时, $\alpha - \alpha_{loc}$ 的取值随 θ 的增大比较明显, 而当 θ 处于 $40^\circ-60^\circ$ 时, $\alpha - \alpha_{loc}$ 随 θ 变化不明显. 当 $\theta = 80^\circ$ 时, $\alpha - \alpha_{loc} = 0.29$, 系统具有非常明显的奇异标度性. 本文结果显示在出现奇异标度时 $\alpha_{loc} < \alpha < 1$, 根据 Ramasco 等 [32] 对奇异

标度性的分类, 大角度倾斜入射的 BD 模型具有固有奇异标度性. 这里的结果也很好验证了 Lopez 等 [33] 在理论上的结论, 即在存在长程相互作用的情况下, 粗糙生长表面具有奇异标度性, 在本文模型中随着 θ 的增大, 即存在越来越典型的长程相互作用, 系统的奇异标度性越来越显著.

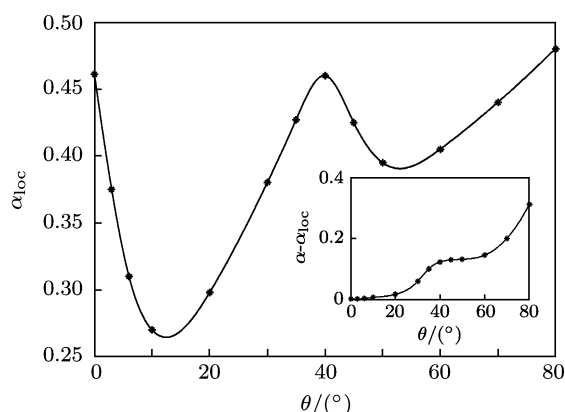


图4 局域粗糙度指数 α_{loc} 与入射角度 θ 之间的关系 (插图为整体粗糙度指数与局域粗糙度指数的差值 $\alpha - \alpha_{loc}$ 随着入射角度的变化关系)

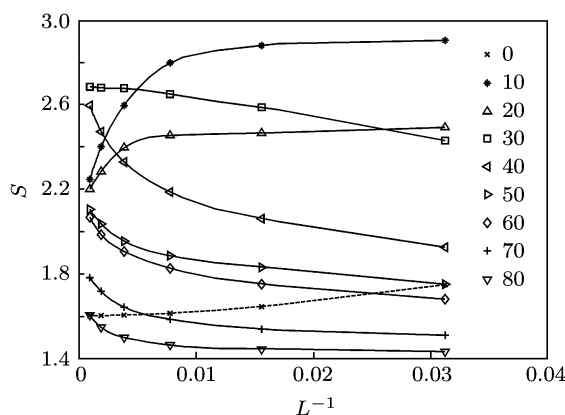


图5 不同入射角度下偏度 S 随 L^{-1} 的变化关系

为了研究在倾斜入射的 BD 模型中生长表面的偏度和峰度是否表现出普适性, 本文模拟了不同入射角度下对应不同系统尺寸时生长表面的偏度 S 和峰度 Q 值. 图 5 和图 6 表示了在不同的入射角度下偏度 S 和峰度 Q 与系统尺寸 L^{-1} 之间的变化关系. 由图 5 和图 6 可以看出, 在 $\theta = 0$ 时, 即原始的 BD 模型情况下, S 及 Q 受系统尺寸的影响较小. 而且, 在 L^{-1} 趋于 0 时, 即 L 趋于无穷大时, S 及 Q 趋于恒定值, 这种收敛的情况使得通过外推的方法可以得到 S 和 Q 在大尺寸极限下的确定取值. 此时 S 和 Q 随 L 的变化可以理解为有限尺寸效应产生的影响, 这一影响并不妨碍 S 和 Q 在 BD 模型及 KPZ 普适类中具有普适性 [10]. 随着 θ 的

增大, S 和 Q 随系统尺寸 L 的变化变得更加显著, 在 $\theta < 30^\circ$ 时, S 和 Q 随着 L 的增大而减小, 而在 $\theta > 40^\circ$ 时, S 和 Q 随着 L 的增大而增大. 从以上标度指数随着入射角度的变化及此处偏度及峰度和入射角度的关系可以看出, 在 40° 附近, θ 对系统标度性质的影响存在一个临界值, 在 θ 小于和大于该临界值时 θ 对模型标度性质的影响表现出不同的性质. 除 $\theta = 30^\circ$ 外, 在 $\theta > 0^\circ$ 时, S 和 Q 随着 L 的变化在 L 趋于无穷时变得更加剧烈, 此时 S 和 Q 与 L 的关系与含遮蔽的 BD 模型中的情况类似, 即在 L 较大时, S 和 Q 随着 L 呈现幂率变化关系^[12], 由外推的方法无法得到系统尺寸 L 趋于无穷大时的 S 和 Q 值. 说明在倾斜入射时, 遮蔽效应的存在使得 BD 模型中 S 和 Q 不再表现出普适性, 这也说明了偏度和峰度的普适性适用范围是非常有限的.

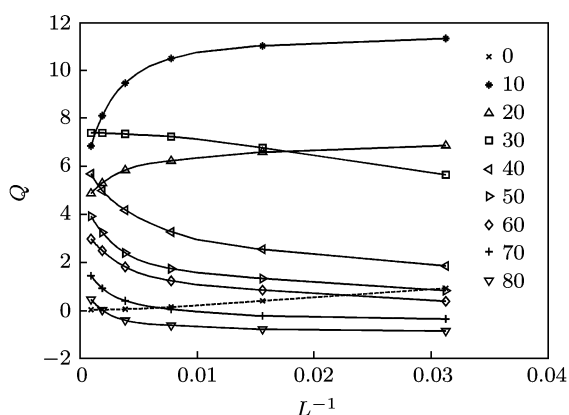


图 6 不同入射角度下峰度 Q 随 L^{-1} 的变化关系

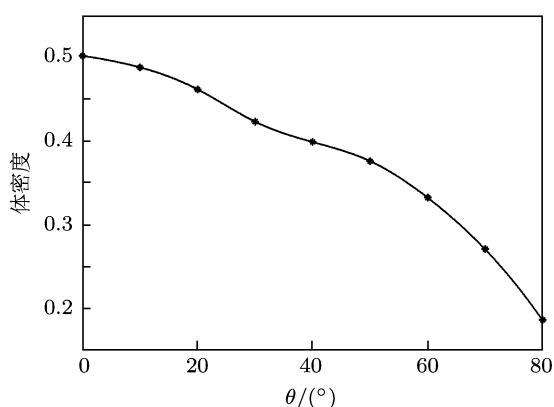


图 7 生长体密度与入射角度 θ 之间的关系 (图中数据为 $L = 1024$ 的系统中前 200 层的统计结果)

在对表面界面粗糙化生长过程的研究中, 除注重研究粗糙表面的形貌外, 对生长体的多孔性进行研究也具有重要的意义. 在实际材料的生长过程中, 生长体的多孔性对材料的导电性、导热性

及机械强度等性质都具有决定性的影响. 在倾斜入射时, 倾斜入射角度可能对生长柱体的多孔性产生影响, 在本文的模拟中考虑了入射角度对生长体多孔性的影响, 生长体的多孔性用其密度即填充面积占总面积的百分比来表示. 在计算中系统的尺寸 $L = 1024$, 在表面宽度达到饱和后计算 1—200 层的密度, 图 7 中的数据为 500 次系统平均后的结果. 从图 7 可以看出随着入射角度 θ 的增大, 生长体的密度单调降低, 在角度较小时密度变化较小, 而当入射角度大于 50° 时, 随着入射角度的增大生长体的密度变化较显著. 与已有实验的结果进行比较^[22,34], 本文的模拟结果和实验结果在变化趋势上是一致的, 存在的差异是本文在相应角度下生长体的密度较实验结果要小. 产生这一差异的原因可能是本文模型严格满足 BD 模型的算法, 即下落的粒子黏在与已生长体最初的接触点处, 这就会产生细长的悬挂, 形成了较大的空洞. 但是在实际的生长过程中, 由于解吸附和扩散的存在, 阻碍了细长悬挂的形成, 从而使得较大尺寸空洞的形成受到抑制^[14].

3 讨论与结论

本文通过模拟研究了倾斜入射的 BD 模型的标度性质, 在确定模型标度指数时应用了外推的方法对有限尺寸效应的影响进行了修正. 通过模拟结果可以看出倾斜入射角度对模型标度指数具有显著的影响, 标度指数与入射角度间的关系是非线性非单调的. 标度指数的变化反映了生长体形貌随入射角度的改变, 随着入射角度的增大, 生长体由垂直入射时的枝状结构转变为倾斜的柱状结构, 而在大角度入射时则变成了相对独立的倾斜柱状结构. 在 $0^\circ < \theta < 10^\circ$ 时, 标度指数随 θ 的变化非常剧烈, 在已有的实验中没有观测到这种剧烈的变化, 这是因为在 BD 模型中考虑了理想的黏性粒子, 没有考虑任何解吸附和扩散存在, 而这种理想的黏性粒子在实际的生长过程中是不存在. 在误差允许的范围各入射角度下粗糙表面均满足 Family-Vicsek 标度律, 由整体粗糙度指数和局域粗糙度指数的比较可以看出, 在 θ 较小时, 系统满足正常标度性质, 而在 $\theta \geq 30^\circ$ 时, 系统开始表现出奇异标度性, 随着 θ 的增大, 奇异标度性越来越明显, 这就说明了长程相互作用是产生奇异标度性的原因. 偏度和峰度与系统尺寸的关系同样受到入射角度的影响,

除 $\theta = 30^\circ$ 外, 系统的偏度和峰度与系统尺寸间出现了类似含遮蔽 BD 模型中的幂率关系, 因而对倾斜入射的 BD 模型, 偏度和峰度与系统间的关系不能用有限尺寸效应来解释. 倾斜入射使得 BD 模型中偏度和峰度不再表现出普适性, 说明偏度和峰度的普适性的适用范围是非常有限的. 通过对系统生长体密度的模拟发现生长体的密度随着入射角度的增大而减小, 即生长体的多孔性与入射角度之间

具有较简单的单调关系, 在大角度入射时生长体密度较小的原因是此时产生的较细长的悬挂引起了较大尺寸的空洞.

总之, 通过对倾斜入射的 BD 模型生长过程的研究以及与 BD 模型进行比较, 能较清晰地反映倾斜入射角度对表面粗糙化生长过程的影响. 同时本文的结果也说明生长过程中的长程相互作用对粗糙化表面的形貌及生长体的性质均有显著的影响.

- [1] Meakin P 1998 *Fractal, Scaling and Growth far from Equilibrium* (Cambridge: Cambridge University Press)
- [2] Barabasi A L, Stanley H E 1995 *Fractal Concepts in Surface Growth* (Cambridge: Cambridge University Press)
- [3] Family F, Vicsek T 1991 *Dynamics of Fractal Surfaces*(Singapore: World Scientific Press)
- [4] Family F, Vicsek T 1985 *J. Phys. A* **18** L75
- [5] Edwards S F, Wilkinson D R 1982 *Proc. R. Soc. London A* **381** 17
- [6] Kardar M, Parisi G, Zhang Y C 1986 *Phys. Rev. Lett.* **56** 889
- [7] López J M, Rodríguez M A, Cuerno R 1997 *Phys. Rev. E* **56** 3993
- [8] López J M, Rodríguez M A, Cuerno R 1997 *Physica A* **246** 329
- [9] Pang N N, Tzeng W J 2004 *Phys. Rev. E* **70** 036115
- [10] Chin C S, Nijs M D 1999 *Phys. Rev. E* **59** 2633
- [11] Aarão Reis F D A 2004 *Phys. Rev. E* **70** 031607
- [12] Hao D P, Tang G, Xia H, Han K, Xun Z P 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 038102 (in Chinese) [郝大鹏, 唐刚, 夏辉, 韩奎, 寻之朋 2011 物理学报 **60** 038102]
- [13] Katzav E, Edwards S F, Schwartz M 2006 *Europhys. Lett.* **75** 29
- [14] Yu J, Amar J G 2002 *Phys. Rev. E* **65** 060601
- [15] Silveira F A, Aarão Reis F D A 2007 *Phys. Rev. E* **75** 061608
- [16] Shim Y, Borovikov V, Amar J G 2008 *Phys. Rev. B* **77** 235423
- [17] Forgerini F L, Figueiredo W 2009 *Phys. Rev. E* **79** 041602
- [18] Yu J G, Amar J G 2002 *Phys. Rev. E* **66** 021603
- [19] Datta D P, Chini T K 2007 *Phys. Rev. B* **76** 075323
- [20] Kim J, Dohnalek Z, Kay B D 2005 *Surface Science* **586** 137
- [21] Asgharizadeh S, Sutton M 2009 *Phys. Rev. B* **79** 125405
- [22] Dolatshahi-Pirouz A, Hovgaard M B, Rechendorff K, Chevallier J, Foss M, Besenbacher F 2008 *Phys. Rev. B* **77** 115427
- [23] Rabbering F W, Stoian G, Gastel R V, Wormeester H, Poelsema B 2010 *Phys. Rev. B* **81** 115425
- [24] Shim Y, Amar J G 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 046103
- [25] Shim Y, Mills M E, Borovikov V, Amar J G 2009 *Phys. Rev. E* **79** 051604
- [26] Hu B, Tang G 2002 *Phys. Rev. E* **66** 026105
- [27] Tang G, Ma B K 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 994(in Chinese) [唐刚, 马本堃 2002 物理学报 **51** 994]
- [28] Tang G, Ma B K 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 851 (in Chinese) [唐刚, 马本堃 2001 物理学报 **50** 851]
- [29] Hao D P, Tang G, Xia H, Chen H, Zhang L M, Xun Z P 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 2018 (in Chinese) [郝大鹏, 唐刚, 夏辉, 陈华, 张雷明, 寻之朋 2007 物理学报 **56** 2018]
- [30] Pelliccione M, Lu T M 2008 *Evolution of Thin Film Morphology* (London: Springer-Verlag)
- [31] Aarão Reis F D A 2001 *Phys. Rev. E* **63** 056116
- [32] Ramasco J J, López J M, Rodríguez M A 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 2199
- [33] López J M, Castro M, Gallego R 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 166103
- [34] Asgharizadeh S, Sutton M, Robbie K, Brown T 2009 *Phys. Rev. B* **79** 125405

Effects of shadowing on the scaling behavior of the ballistic deposition model*

Hao Da-Peng Tang Gang[†] Xia Hui Han Kui Xun Zhi-Peng

(Department of Physics, China University of Mining and Technology, Xuzhou 221116, China)

(Received 18 March 2011; revised manuscript received 26 April 2011)

Abstract

In surface roughening of the growth process, the shadowing effect generated by non-normal incidence of particles is a kind of long-range interaction. It is found that the surface morphology and the bulk property in non-normal incidence are nontrivially affected by shadowing effect. In this paper, the effects of the oblique-incidence angle on scaling exponent, skewness and kurtosis in surface statistics and bulk porosity are investigated by simulating the oblique-incidence ballistic deposition model. The results illustrate that there are a non-monotonic relation between scaling exponents and oblique-incidence angle, and the finite size effects of skewness and kurtosis depend on oblique-incidence angle. The simulation results are also analyzed qualitatively in the paper.

Keywords: shadowing effect, ballistic deposition model, dynamic scaling

PACS: 81.15.-z, 05.10.Ln, 68.55.-a

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No.10674177), the Youth Foundation of China University of Mining & Technology (Grant No. 2008A035), and the Fundamental Research Funds for the Central Universities(Grant No.2010LKWL04-CUMT).

[†] E-mail: gangtang@cumt.edu.cn