

Internet Electronic Journal*

Nanociencia et Moletrónica

Diciembre 2010, Vol. 8, N°2, pp. 1531 - 1548

Crecimiento espiral de nano-estructuras sobre SiC

R. Gómez Puerto*, A. Ramírez Solís, A. Zehe

Benemérita Universidad Autónoma de Puebla
Facultar de Ciencias de la Electrónica (FCE),
Laboratorio de Nanotrónica *Alumno de Posgrado,
Ciudad Universitaria, 72550 Puebla, **México**
e-mail:arami@ece.buap.mx

recibido: 16.09.2010

revisado: 22.10.2010

publicado: 31.12.2010

Citation of the article;

R. Gómez Puerto*, A. Ramírez Solís, A. Zehe, Crecimiento espiral de nano-estructuras sobre SiC,
Int. Electron J. Nanoc. Moletrón, 2010, Vol. 8, N°2, pp 1531-1548

Copyright © BUAP 2010

Crecimiento espiral de nano-estructuras sobre SiC

R. Gómez Puerto*, A. Ramírez Solís, A. Zehe

Benemérita Universidad Autónoma de Puebla
Facultar de Ciencias de la Electrónica (FCE),
Laboratorio de Nanotrónica *Alumno de Posgrado,
Ciudad Universitaria, 72550 Puebla, **México**
e-mail: arami@ece.buap.mx

recibido: 16.11.09

revisado: 22.04.10

publicado: 31.07.10

Internet Electron. J. Nanoc. Moletrón., 2010, Vol.8 , N° 2, pp 1531-1548

Resumen: La morfología y secuencia de montículos nanométricos en la superficie de SiC cristalino fue estudiado con la técnica Microscopio de Barrido por Sonda (SPM). De particular interés resultan nano-estructuras helicoidales auto-organizadas con distancias de 60Å entre picos y una altura de 198Å. Hacemos énfasis en el presente trabajo a los mecanismos de crecimiento, que pueden llevar a la formación de montículos helicoidales a un lado, y a la auto-organización en forma ordenada en línea de los mismos. Proponemos un modelo que pueda explicar el arreglo de los montículos helicoidales en base a la interacción de espirales vecinos durante el crecimiento.

Palabras clave: SPM, nano-estructuras helicoidales, auto-organización.

1. Introducción

Carburo de Silicio (SiC) ha mostrado un enorme potencial de posibles aplicaciones en dispositivos electrónicos, celdas de combustible, sensores de gas, en biotecnología, y recientemente en la nanotrónica debido a sus estructuras nanométricas características [1]. Por otro lado sirve su crecimiento para el estudio de la cristalización y generación de defectos en forma de dislocaciones helicoidales con secuencias sorprendentemente ordenadas [2].

Las propiedades del SiC se deben principalmente a su estructura cristalina, la cual puede ser cúbica (β) o hexagonal (α), siendo esta última la más estable química y mecánicamente, incluso a temperaturas superiores a 2000°C [3]. El tipo de estructura obtenida depende en gran medida del método utilizado para su producción [4].

Las propiedades físicas favorables que presenta el SiC son dureza, resistencia al desgaste, alta temperatura de sublimación (2730°C) y alta conductividad térmica. Debido a la pequeña diferencia de electronegatividad entre C y Si el enlace característico es predominante covalente y esos enlaces altamente direccionados son los responsables de la alta temperatura de descomposición y la dureza del SiC. Es por ello el alto interés en su uso como material semiconductor en la electrónica e incluso en la nanotrónica [5].

Los productos de carburo de silicio varían mucho en función de la microestructura, tamaño de grano, densidad, porosidad, composición, etcétera, de modo que cada una de estas características afecta sus propiedades mecánicas [1,4,6].

Hacemos énfasis particular en el presente trabajo en los defectos que presenta el SiC tales como aglomerados cristalinos, dicha asociación espontánea de componentes para la formación de estructuras de tamaño reducido, es lo que entendemos por auto-ensamblaje. Si además, la tendencia es que queden colocados en líneas horizontales y verticales, dispuestas en forma de rectángulo podemos hablar de auto-organización [6], mientras que el proceso de crecimiento es de forma helicoidal y no sólo sirve para observar la cristalización, sino también para la preservación de dichas secuencias inusuales de la sucesión capa en capa de cristales durante su crecimiento [7].

2. Cinética de crecimiento cristalino

La superficie se compone de regiones planas llamadas terrazas y capas parciales llamadas pasos o escalones. Los escalones pueden ser incompletos y presentar pliegues. Los sitios donde se presentan los pliegues son importantes porque las moléculas que se adhieren hacen más enlaces para las moléculas vecinas que los que otorgan las terrazas o bordes de escalón plano. En consecuencia son más proclives a continuar. Por el contrario, cuando las moléculas dejan el cristal, pueden hacerlo con mayor facilidad separándose de los pliegues que de cualquiera de los bordes que completan un escalón o desde sitios incrustados en las terrazas. Como resultado, la tasa a la que las moléculas pueden agregarse a un cristal, para una concentración determinada de soluto, aumenta con la densidad de pliegues. Esto significa que las tasas de crecimiento de los cristales pueden ser alteradas ya sea por los sitios donde se encuentren pliegues o por la rugosidad de los escalones (ver Figura 1) [8,9].

Incluso en el equilibrio, los escalones tienen pliegues debido al desprendimiento térmicamente activo de las moléculas sobre los bordes de los escalones, en las terrazas o inclusive pueden volver a la solución [10]. En consecuencia, los bordes de los escalones no son estáticos; las moléculas están en constante unión y separación, incluso en el equilibrio [11]. Si el cristal tiene enlaces débiles en todas las direcciones (pensando en que no actúan agregados), el escalón es perfectamente áspero y tiene una densidad de equilibrio de pliegue de aproximadamente $1/2$, es decir, todos los demás sitios son pliegues. Por supuesto en la mayoría de los cristales, los enlaces son anisotrópicos con algunos fuertes y algunos débiles. Los puntos fuertes de los enlaces determinan el equilibrio de la densidad de pliegue. Por ejemplo, si un cristal posee enlaces fuertes paralelos a un borde de escalón pero con enlaces débiles perpendiculares al borde, la disminución de energía para crear pliegues es grande, y el escalón tendrá una baja densidad de pliegue. Si lo anterior es cierto, entonces la disminución de energía es pequeña, y el escalón tendrá una alta densidad de pliegue. Todos los demás factores permanecen iguales. Estos dos tipos de escalones avanzarán a velocidades muy diferentes. La Figura 2 muestra un ejemplo de escalones en un cristal que tiene alta anisotropía en el enlace, y en una dirección muestra escalones ásperos y escalones suaves en otra. En la sobresaturación, la velocidad a la que avanza la rugosidad del escalón es diez veces mayor que en los escalones suaves [12].

El crecimiento de una solución sobresaturada se produce porque el flujo de moléculas sujetas a la superficie del cristal excede el flujo de moléculas sueltas en la superficie. La probabilidad de que una molécula se separe del cristal está determinada únicamente por la fuerza de sus enlaces vecinos. La fuerza de enlace es una función de la temperatura más que el flujo a la superficie. El flujo total de la superficie es casi independiente de la concentración. En contraste, el flujo a la superficie es proporcional a la concentración de baño. La solubilidad es entonces la concentración en la que los

dos flujos son iguales. Esto plantea un aspecto importante de la cinética de crecimiento de cristal. Puesto que el flujo de las moléculas a la superficie depende de la concentración del soluto, entonces, otros factores son iguales, cristales altamente solubles crecerán más rápido que cristales solubles moderados, incluso en sobresaturación equivalente. En cambio la solubilidad cambia automáticamente la cinética de crecimiento, proporcionando otro medio para alterar las tasas de crecimiento de cristal [11,12].

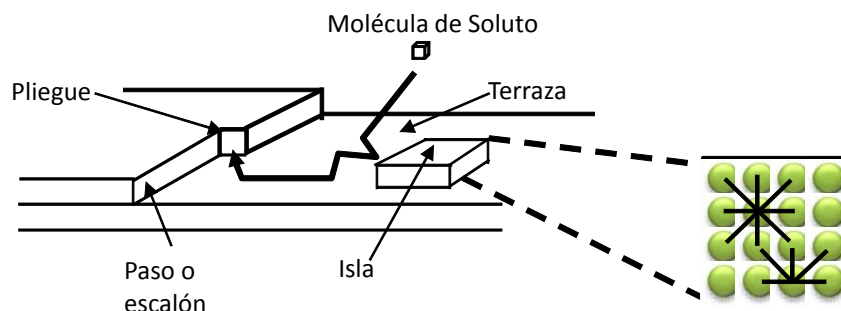


Figura 1. Procesos atómicos en el crecimiento de cristales. Las moléculas de soluto entre pliegues ya sea directamente de la solución o después de absorber y difundir a través de terrazas, modificado de [9].

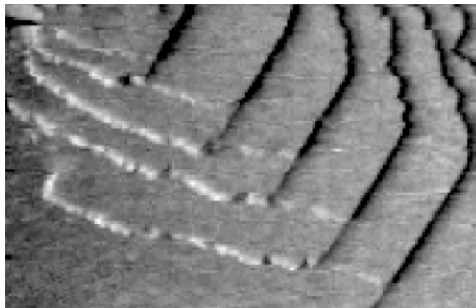


Figura 2. Escalones ásperos y suaves. Se puede observar del lado izquierdo los escalones suaves, y del lado derecho los escalones ásperos, tomado de [12].

Claramente, todos los procesos relacionados con la estructura del disolvente están influenciados por la composición de la solución. En particular por su pH y fuerza iónica fuertemente influyen en las tasas de avance de un escalón. La principal barrera para separar una molécula de un escalón son sus enlaces a las moléculas adyacentes en el cristal. Estas barreras son difíciles de influenciar, esto sólo se puede hacer mediante la alteración de la composición de la solución del mismo cristal. Sin embargo, la introducción de las impurezas que se incorporan en el cristal en concentraciones suficientemente altas puede alterar estas tasas de distancia [13].

Las ecuaciones que rigen la cinética de crecimiento dependen de muchas suposiciones sobre las vías de transferencia de masa, pero un conjunto muy general de consideraciones conduce a algunos resultados útiles. Dado que el crecimiento se produce en escalones, por ahora vamos a ignorar el origen de los mismos y sólo analizar la cinética del escalón. Asumiremos que los escalones son ásperos y que la concentración y actividad son iguales. La tasa de avance del escalón R_s está dada por la diferencia entre la tasa unión R_a y la tasa de separación R_d , (en números de moléculas por unidad de tiempo). La velocidad del escalón es $R_s b$ donde b es la profundidad de un pliegue (unidades de longitud). La tasa de unión está dada por el flujo F de moléculas al escalón, multiplicado por el área ch de un sitio en el escalón (donde c es la distancia entre las moléculas a lo largo del escalón y h es la altura del escalón), multiplicado la probabilidad de unión P_a . La tasa de separación desde un sitio determinado es v , multiplicado por la probabilidad del desprendimiento P_d . En el caso de uniones, asumiremos que la probabilidad de unión está controlada por la interacción con el solvente del entorno e ignora las diferencias de un lugar a otro. Sin embargo, debido a que diferentes tipos de sitios tienen distintas tasas de separación tenemos que sumar las probabilidades de separación para cada tipo de lugar. La velocidad de un escalón se convierte en:

$$v/b = R_a - R_d \quad (1)$$

$$v/b = chFP_a - v \sum_i n_i \exp(-E_i/kT). \quad (2)$$

El flujo es proporcional a la concentración, y la probabilidad de separación para un sitio determinado es dado por $\exp(-E_i/kT)$. Ahora reescribimos (1) y (2):

$$v/b = chBC - v \sum_i n_i \exp(-E_i/kT), \quad (3)$$

donde B es un coeficiente de concentración independiente que contiene factores geométricos, temperatura y la condición de masa que describen la difusión del soluto cerca de la superficie. Además, en el límite del escalón, el segundo término es independiente de la concentración. En el equilibrio, v es cero y $C = C_e$, en consecuencia, podemos reemplazar el término de separación con $chBC_e$. Ahora la velocidad de escalón es:

$$v = cbhB(C = C_e) \quad (4)$$

$$v = \Omega\beta(C - C_e), \quad (5)$$

donde Ω es el volumen por molécula. El parámetro β se le conoce como el coeficiente cinético [9].

La expresión anterior es esencialmente una reformulación de la ley de conservación de masa, se constata al seguir el crecimiento de cristales de ferritina [14,15].

El origen de la dependencia sobre la velocidad de la concentración en escalón, bajo diferentes hipótesis conduce a una relación similar, la diferencia yace en los parámetros físicos de los cuales β la componen. Una excepción importante es el caso de escalones suaves. Entonces, la densidad de pliegues depende de la concentración cada vez mayor como $(C/C_E)^{1/2}$ suficientemente pequeño para σ y ya no se puede reemplazar la expresión para la tasa de separación con la expresión de equilibrio. Entonces (5) ahora se expresa como:

$$v = \Omega\beta[(C - C_e) - C_e f(n_1)], \quad (6)$$

donde n_1 es la densidad del pliegue en las orillas de escalón y la función $f(n_1)$ aumenta linealmente para disminuir σ y aproximarse a concentraciones altas constantes. En otras palabras, la velocidad del escalón es no lineal a bajas concentraciones, pero se convierte en lineal en altas concentraciones y luego sólo se ve al límite de rugosidad con un desplazamiento lateral (ver Figura 3)

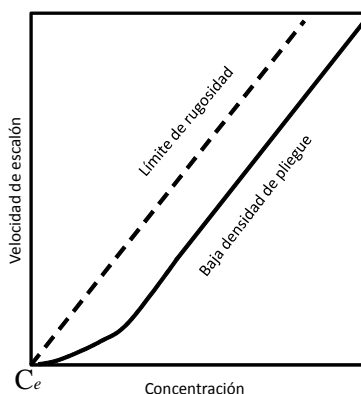


Figura 3. Velocidad de escalón y concentración. Dependencia de la velocidad de escalón sobre la concentración de rugosidad en el límite (Ecuación. 4 y 5) y cuando los escalones son suaves debido a la baja densidad del pliegue.

Una consideración importante de (4), (5) y (6) se escala la velocidad del escalón aumentando la velocidad y no la sobresaturación. Esto significa que si dos tipos de

cristales se colocan en las soluciones de la misma sobresaturación, el cristal que es más soluble crecerá más rápido que el otro, simplemente porque hay un flujo mayor de moléculas a la superficie. En otras palabras, se escala la velocidad del escalón con la solubilidad y no se puede asumir que la velocidad de crecimiento implica una cinética rápida en los sitios donde hay pliegues [15].

3. Generación de escalones

Hasta el momento se ha asumido que los escalones pre-existen en una superficie de cristal. Pero sin una nueva fuente de escalones, cualquier escalón pre-existente rápidamente crecería fuera del borde del cristal dejando una terraza sin rasgos distintivos y ninguna fuente de crecimiento. Una forma de generar nuevos escalones es generar islas que luego se extienden hacia el exterior (ver Figura 1) [16].

Pero como en el caso del crecimiento tridimensional, hay un tamaño crítico y una barrera de energía libre asociado con este proceso, aunque en este caso se debe al exceso de energía libre de creación de un nuevo borde de escalón en lugar de la creación de una nueva superficie. La Figura 4 muestra una súper saturación elevada, la superficie del cristal crece a partir de soluciones por este mecanismo. Pero en súper saturaciones bajas, el tamaño del cristal es grande y la probabilidad de que se reduzca es pequeña [13,17,18].

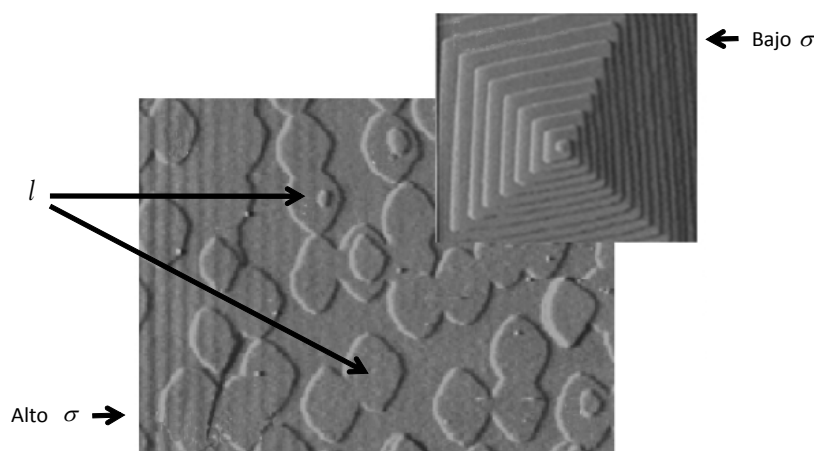


Figura 4. Súper saturación elevada. Ejemplo de crecimiento 2D en súper saturación elevada de Carbonato de Calcio l muestra los lugares donde las islas han crecido encima de otras islas, tomado de [12].

Los cristales no son perfectos. Contienen dislocaciones, es decir, los saltos en la red cristalina generan fuentes permanentes de escalones [20]. Podemos ver algunos

ejemplos de crecimiento de dislocación en superficies de cristal (ver Figura 5). Se puede observar que todas las fuentes generan un arreglo de escalones en espiral o crecimiento de montículo [19].

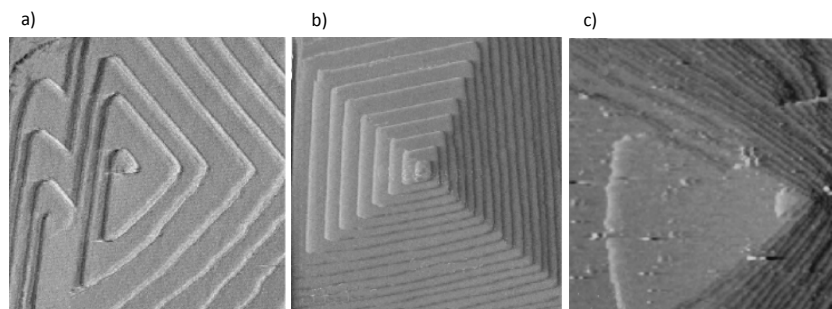


Figura 5. Crecimientos de dislocaciones. a) arcilla con carbonato de calcio, b) carbonato de calcio, c) oxido de calcio, modificada de [12,19].

Además de la velocidad de escalón, la característica del crecimiento espiral es la distancia entre los escalones y su forma. El ancho de la terraza W es importante para determinar la tasa de crecimiento R_f de una cara del cristal (ver Figura 6).

$$R_f = p \cdot v, \quad (7)$$

donde p es igual a la pendiente de loma y v la velocidad de crecimiento del escalón. Pero la pendiente de loma es igual a h/W donde h es la altura del escalón que se fija por la estructura del cristal. Controlar el ancho de las terrazas es un factor importante en la determinación de la tasa de crecimiento [21].

$$R_f = vh/W. \quad (8)$$

Los anchos de terraza de los dos tipos de escalones W_{\pm} , están relacionados con las velocidades de crecimiento de escalón v_{\pm} a través de $W_{+}/W_{-} = v_{+}/v_{-}$ [16].

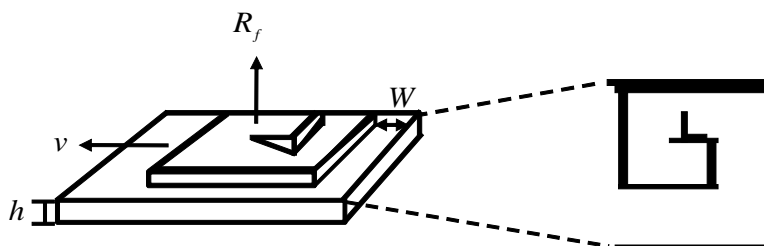


Figura 6. Geometría del crecimiento escalón espiral. La existencia de un tamaño crítico, conduce a la formación de la estructura en espiral ya que el nuevo segmento del escalón no puede moverse hasta que alcance ese tamaño, modificado de [21].

El nacimiento de un nuevo segmento de espiral se muestra en la figura 7. Si éste nuevo segmento de escalón permanece en equilibrio, entonces solo avanzará cuando la variación de energía libre Δg asociada con la adición de una nueva fila de unidades de crecimiento es negativa. Tomando en cuenta el crecimiento de los escalones, se puede mostrar que Δg para un escalón recto es:

$$\Delta g_{\pm} = -(L/b)\Delta_{\mu} + 2c \langle \gamma \rangle_{\pm} \quad (9)$$

$$\langle \gamma \rangle_{+} = (1/4)[2(\gamma_{+} + \gamma_{-}) + (\gamma_{++} + \gamma_{\pm})] \quad (10)$$

$$\langle \gamma \rangle_{-} = (1/4)[2(\gamma_{+} + \gamma_{-}) + (\gamma_{--} + \gamma_{+-})], \quad (11)$$

donde L es la longitud del escalón, b es la distancia intermolecular de 6.4\AA a lo largo del escalón, c es la distancia de 3.1\AA entre filas, γ_{+} y γ_{-} es la energía libre a lo largo del borde de escalón, mientras que γ_{++} , γ_{--} y γ_{+-} son la contribución del borde de energía libre de las esquinas.

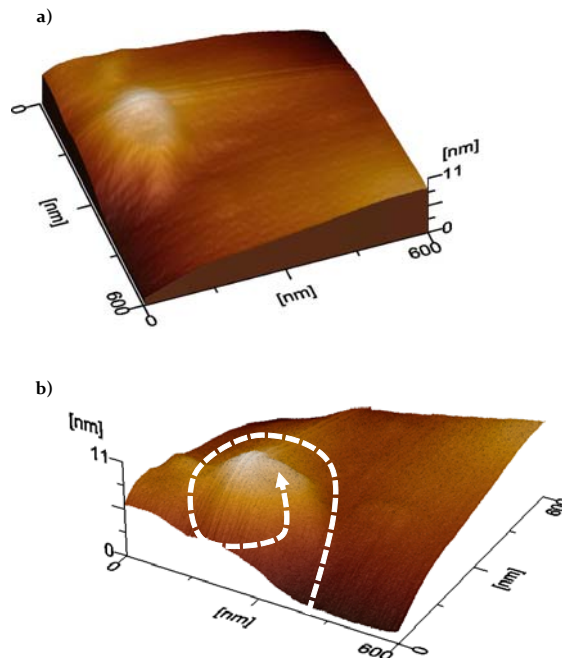


Figura 7. Formación de un nuevo segmento de escalón. Nacimiento de un segmento de espiral, en b) se señala la dirección de crecimiento helicoidal.

Si establecemos Δg en cero, y sustituimos $\Delta\mu$ por $kT\sigma$, se muestra que la energía disminuye si la longitud del escalón excede el valor crítico L_c dado por:

$$L_{c\pm} = 2bc \langle \gamma \rangle_{\pm} / kbT\sigma. \quad (12)$$

Por otra parte, si sólo establecemos $\Delta g = 0$ para un escalón de longitud arbitraria donde la longitud depende de la actividad de equilibrio $a_e(L)$, entonces:

$$a_e(L) = a_{e,\infty} \exp(2bc \langle \gamma \rangle / LkbT) \quad (13)$$

$$a_e(L) = a_{e,\infty} \exp(\sigma L_c / L), \quad (14)$$

donde el subíndice ∞ se refiere al escalón infinito, mientras que a y $a_{e,\infty}$ están relacionados por $a = a_{e,\infty} \exp(\sigma)$.

Tanto (13) como (14) se extraen del efecto Gibbs-Thomson, el cual predice que incluso para la espiral de crecimiento, la longitud crítica debe escalar inversamente con la súper-saturación como en (12). Dicho efecto también afecta la velocidad de escalón para los segmentos de escalón corto, lo que conduce a una longitud de escalón dependiente de la velocidad:

$$v_{\pm}(L) = v_{\pm\infty} \left\{ 1 - \left[e^{\left(\sigma L_{c\pm} / L \right)} \right] / \left[e^{\sigma} - 1 \right] \right\}, \quad (15)$$

donde $v_{\pm\infty}$ viene dado por (4). Cuando $\sigma \ll 1$ (15) se reduce a una aproximación comúnmente utilizada:

$$v = v_{\infty} \left\{ 1 - L_c / L \right\}. \quad (16)$$

Como resultado, cuando L supera L_c la velocidad del escalón se eleva rápidamente a su valor límite a medida que aumenta la longitud L_c a una longitud L .

Tanto la existencia de una longitud crítica y la dependencia de la velocidad del escalón impactan en el ancho de la terraza y por lo tanto en el crecimiento. La velocidad del

escalón es cero para $L < L_c$ y cambia discontinuamente la velocidad del escalón en $L = L_c$. Debido a que la velocidad del escalón se eleva gradualmente desde cero hasta v_∞ el ancho de la terraza es mayor que el factor de Gibson (15), donde $G=2.4$ cuando σ es pequeña y $G=1$ cuando σ es grande [9,10,16]. Los anchos de las terrazas escalan inversamente con σ pero debido al rápido aumento de anomalías la medida del factor G es cercano a uno. Como consecuencia de ello la tasa de crecimiento varia tal como se predijo desde la teoría clásica de crecimiento [3]

4. Observaciones en la muestra de SiC

Una asociación espontánea de constituyentes individuales lo entendemos como auto-ensamblaje, pero aunado a eso la tendencia es de formar matrices ordenadas con dichos constituyentes, entonces estamos hablando de auto-organización.

En la Figura 8, podemos observar en la topografía 3D como se encuentran auto-organizados puntos cuánticos con una altura de 20.5nm, un ancho en la base de 5.97nm y una distancia entre pico y pico de 5nm. Este tipo de arreglo evita emplear técnicas costosas para delimitar nano-estructuras.

Los puntos cuánticos son el prototipo de sistema de cero dimensiones. Sus estados electrónicos están localizados y la energía está totalmente cuantizada. Debido a la cuantización, la densidad de estados cerca del gap es menor, es decir, los niveles electrónicos están más localizados que en sistemas de tres y dos dimensiones, lo que lleva a una mayor deslocalización del momento de esos electrones y por tanto a una mayor eficiencia para las transiciones ópticas.

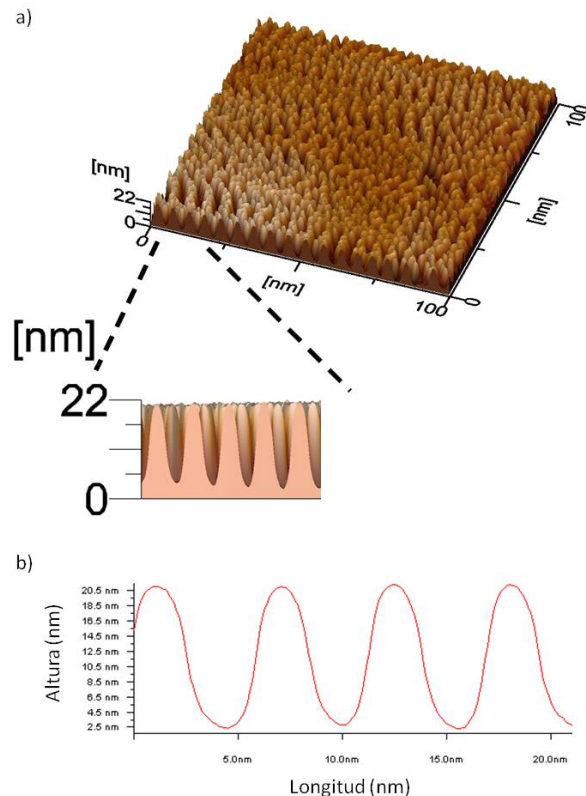


Figura 8. a) Topografía 3D y b) Perfil de auto-organización de puntos cuánticos. En b) la ordenada caracteriza la altura de 20.5nm y la abscisa es el eje traslatorio y muestra la distancia entre los montículos.

Entre los distintos métodos para el crecimiento de puntos cuánticos de semiconductores, el más relevante es el de Stranski-Krastanov de auto-organización. Básicamente consiste en un crecimiento 2D de varias monocapas de semiconductor, llamada capa mojante, seguido de la autoformación de pequeñas islas que son los puntos cuánticos: cuando comienzan a crecer las primeras capas del semiconductor sobre el sustrato, debido a la diferencia entre Las constantes de red y entre los coeficientes de dilatación de ambos, el semiconductor va creciendo con una energía elástica acumulada, que va creciendo a medida que aumenta el espesor de la película de semiconductor que se está creciendo, por lo que llegado a un espesor crítico se va a producir la relajación de la película de semiconductor. En este caso, el campo de tensiones fuerza a los átomos a coalescer, y la relajación elástica se puede producir en parte mediante la formación de nano-islas sobre esta capa mojante [22,23]. Estas nano-islas suelen ser piramidales como se puede ver en la Figura 9, que en nuestro caso tienen una altura de 8.2nm a 16nm.

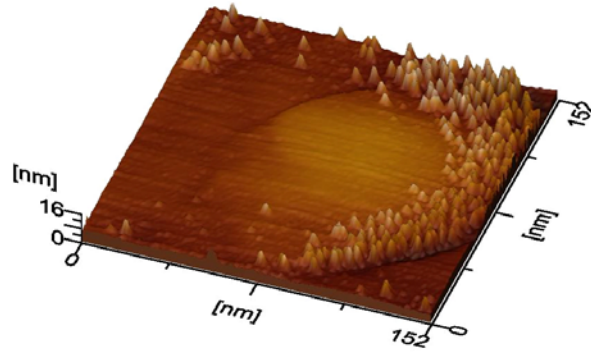


Figura 9. Topo Montículos sobre las capas altas delimitando los escalones a lo largo de una superficie plana de SiC.

En el crecimiento de nanoestructuras de forma epitaxial, la capa crece adaptando inicialmente su constante de red a la constante de red del sustrato. Esta deformación de la red lleva la energía de deformación elástica.

$$\varepsilon = \frac{a_s - a_c}{a_c}, \quad (17)$$

donde a_s es la constante de red del sustrato y a_c el de la capa. ε está directamente relacionado con la energía de deformación elástica, que se expresa como:

$$E_{Def.Elástica.} = \frac{1}{2} E \varepsilon^2, \quad (18)$$

donde E es el módulo elástico.

Al adaptarse la constante de red al sustrato trae consigo un aumento de la energía de deformación elástica del sistema, dicha energía puede reducirse mediante la formación de islas [24]. Otro mecanismo de relajación de la deformación elástica incluye la reconstrucción de la superficie de la capa o la reorganización de sus escalones, la formación de superficies periódicas y la generación de dislocaciones [25].

Anteriormente la rugosidad en el material se consideraba como estructuras no deseadas, sin embargo en la actualidad son el punto de partida para la obtención de nanoestructuras auto-ensambladas con tendencia a formar matrices ordenadas en procesos de auto-organización [25]. La fuerza conductora del ordenamiento periódico de nanoestructuras sobre superficies cristalinas es la interacción elástica de largo alcance que se transmite a través del sustrato. Las tensiones superficiales y el desacoplamiento entre redes de isla y sustrato dan lugar a un campo de deformación elástica que interacciona vía el sustrato con el generado por otra isla distinta [26].

La energía total de una isla está determinada por la suma de una serie de energías.

$$E_{isla} = E_{Superficie} + E_{Def.Elastica} + E_{Bordes} + E_{Interacción}, \quad (19)$$

donde la $E_{Superficie}$ se refiere a la interacción isla-sustrato e incorpora la energía superficial por unidad de área γ . La $E_{Def.Elastica}$ para el caso de una isla se basa en el origen de desacoplo entre redes,

$$E_{Def.Elastica} = \frac{1}{2} \int \lambda_{ijkl} \left[\varepsilon_{ij}(\bar{r}) - \varepsilon_{ij}^{(0)}(\bar{r}) \right] \cdot \left[\varepsilon_{kl}(\bar{r}) - \varepsilon_{kl}^{(0)}(\bar{r}) \right] dV, \quad (20)$$

donde λ_{ijkl} es el módulo elástico en cada punto concreto del sistema y $\varepsilon_{ij}^{(0)}(\bar{r})$ el valor de formación libre de tensión del tensor de deformación en el material.

Para el caso de $E_{Def.Elastica}$ para sistemas de islas decimos que:

$$E_{Def.Elastica} = \frac{F^2(1-\nu)h^2}{\pi\mu} \left[b \ln\left(\frac{a}{\phi h}\right) + a \ln\left(\frac{b}{\phi h}\right) \right], \quad (21)$$

donde F es la fuerza elástica inducida por el desacoplo entre redes de islas y sustrato actuando sobre la periferia de una isla, ϕ es igual a $\phi = e^{-3/2} \cot \theta$, mientras que ν es el módulo de Poisson que para la mayoría de los materiales esta comprendido entre 0.25 y 0.35, y μ módulo de rigidez [27].

La energía de los bordes es siempre positiva y de corto alcance, pero puede incluirse en término de $E_{Def.Elastica}$ en sistemas con islas pequeñas [25]. En lo que se refiere a

la $E_{interacción}$ es la energía elástica de interacción del sustrato. Este termino se ignora en sistemas donde el tamaño de la isla es inferior a la distancia entre islas vecinas, pero resulta indispensable en sistemas de alta densidad, donde se tiene en consideración la distancia entre islas y su volumen, el desacoplamiento entre redes, así como la naturaleza elástica isotrópica o anisotrópica del medio, dando todo ello lugar a las interacciones repulsivas o atractivas dipolo-dipolo [26].

Inicialmente se pensaba que las islas derivadas del modo Stranski-Krastanov de crecimiento estaban necesariamente relajadas por medio de dislocaciones. Sin embargo, resultados en sistemas heteroepitaxiales mostraron la posibilidad de una relajación elástica de volumen que permite islas coherentes con el sustrato. Dicha relajación de volumen está sujeta a la morfología concreta de las islas puesto que los átomos que en ella están más lejos del sustrato están sujetos a menor deformación y tienden más fácilmente a recobrar el parámetro de red original [28].

La naturaleza termodinámica o cinética de matrices de islas son los posibles escenarios del ordenamiento de islas. Para poder determinar si es una o es la otra se han de contemplar necesariamente sistemas cerrados en los que se ha interrumpido el depósito de material permitiendo su evolución bajo idénticas condiciones de atmósfera, presión y temperatura [26].

5. Discusión

Se ha detectado la formación de una colección regular de confinamientos electrónicos (también llamados puntos cuánticos) sobre una superficie de Carburo de Silicio. El hallazgo podría ser útil en futuras aplicaciones de sensores e informática.

El estudio realizado en el Laboratorio de Nanotrónica de la FCE de la BUAP, con un AFM modelo JEOL SPM-5200, ha llevado al hallazgo de estructuras nanométricas del tipo montículo cuántico en sus distintas etapas de crecimiento hasta encontrar estructuras auto-organizadas, es decir, los confinamientos regulares no se comportan como sistemas independientes, sino que interactúan entre sí y forman una nueva estructura [29]. Este hallazgo permitiría controlar diferentes propiedades electrónicas de la superficie de un material (en el caso de este trabajo de investigación, el SiC).

El crecimiento cristalino es esencialmente un fenómeno cinético de no-equilibrio y cuanto más lejos del equilibrio tenga lugar este crecimiento más determinada estará la morfología por la cinética del crecimiento [30]. Por ello el crecimiento de sistemas de islas se realiza también desde el punto de vista atómico en el que se hace hincapié en el comportamiento cinético de átomos y clusters que están sujetos a procesos microscópicos [31], como la adsorción al sustrato, la difusión a lo largo de él, la adsorción de los adátomos a islas, etcétera. En este ámbito es considerable la importancia que adquieren en la cinética de crecimiento las morfologías presentes en los sustratos sobre los que se depositan los átomos.

Bibliografía

- [1] L. Jiang, R. Cheung, "A review of silicon carbide development in MEMS applications" *International Journal of Computational Materials Science and Surface Engineering*, vol. 2, n°3-4, pp. 227-242, 2009.

- [2] B. Kooi y Cols., "Nanostructure and Giant Magnetoresistive Properties of Granular Systems", *American Scientific Publishers*, vol. 1, n°1, pp 65-73, 2001.
- [3] V. Izhevskiy, L. Genova, J. Bressiani, A. Bressiani, "Review article: Silicon Carbide. Structure, Properties and Processing", *Cerámica*, vol. 46, n°297, 2000.
- [4] E. William, D. Lee, W. Mark, *Ceramic microstructures property control by processing*, Department of Engineering Materials and Sorby Center for Electron Microscopy, Sheffield University, Sheffield UK, primera edición, 1994.
- [5] Zehe A, *Nanotrónica*. Intercon Verlagsgruppe. Primera edición. Alemania, 2010.
- [6] Zehe A., Tomas A., *Tecnología epitaxial de silicio*. Intercon Verlagsgruppe. Primera edición. Norderstedt Alemania, 2000.
- [7] H. Kleinert, *Stresses and defects*, World Scientific. Singapore. 777-782, 1989.
- [8] W. Burton, N. Cabrera, F Frank, "Role of dislocations in crystal growth", *Nature*. n°4141.pp. 398-399, 1949.
- [9] A. Chernov, "The spiral growth of crystals". *Soviet Physics Uspekhi*. vol. 4, n°1.pp. 116-148, 1961.
- [10] W. Burton, N. Cabrera, F. Frank, "The growth of crystals and the equilibrium structure of their surfaces". *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*. Serie A. vol. 243, n°866.pp. 299-358, 1951.
- [11] E. Williams, N. Bartelt, "Thermodynamics of surface morphology". *Science*. vol. 251, n°4992.pp. 393-400, 1991.
- [12] K. Davis, P. Dove, J. Yoreo, "The role of Mg² P as an impurity in calcite growth". *Science*. vol. 290, n°5494.pp. 1134-1137, 2000.
- [13] T. Land, J. De Yoreo, J. Lee, "An in-situ AFM investigation of canavalin crystallization kinetics". *Surface Science*. vol. 384, n°1-3.pp.136-155, 1997.
- [14] S. Yau, D. Petsev, B. Thomas, P. Vekilov, "Molecular-level thermodynamic and kinetic parameters for the self-assembly of apoferritin molecules into crystals", *J Mol Biol*. vol. 10, n°303, pp. 667-678, 2000.
- [15] K. Chen, P. Vekilov, "Evidence for the surface diffusion mechanism of solution crystallization from molecular-level observations with ferritin", *Phys Rev E*. vol. 66, pp 21606, 2002.
- [16] F. Frank, "The influence of dislocations on crystal growth". *Discussions of the Faraday Society*. vol. 5.pp. 48-54, 1949.
- [17] L. Rashkovich, *KDP Family of Crystals*. Adam Hilger. New York. 128-131, 1991.
- [18] T. Land, J. De Yoreo, "In situ AFM investigation of growth source activity on single crystals of canavalin". *J Cryst Growth*. vol. 208.pp. 623-637, 1999.
- [19] H. Teng H, P. Dove, C. Orme, J. De Yoreo, "Thermodynamics of calcite growth: Baseline for understanding biomineral formation". *Science*. vol. 282,pp 724-727, 1998.
- [20] W. Burton, N. Cabrera, F. Frank, "The growth of crystals and the equilibrium structure of their surfaces". *Phil. Trans. Royal Soc London*. vol. 243, n°866, pp.299-358, 1951.
- [21] A. Chernov, "Theoretical and Technological Aspects of Crystal Growth". *Materials Science*. vol. 276,pp 71-78, 1998.
- [22] A. Zehe, A. Tomas, *Tecnología epitaxial de silicio*. Intercon Verlagsgruppe. Primera edición. Norderstedt Alemania, 2000.
- [23] A. Zehe, W. Petzke, "Variation of Cathodoluminescence with Growth Conditions of Pyrolytic Deposited GaN". *Physica Status solid (a)* 25, K 159, 1974..
- [24] J. Tersoff, F. LeGoues, "Competing relaxation mechanisms in strained layers". *Physical Review Letters*. vol. 72, n°22, pp. 3570-3573, 1994.
- [25] C. Teichert, "Self-organization of nanostructures in semiconductor heteroepitaxy". *Physical Report,s*. vol. 365, n°355, 2002.
- [26] V. A. Shchukin, D. Bimberg, "Spontaneous ordering of nanostructures on crystal surfaces". *Reviews of Modern Physics*. vol. 71, n°4, pp. 1125-1171, 1999.
- [27] J. C. Niel, H. Yamasaki, Y. Mawatari, "Self-assembled growth of Ce O2 nanostructures on sapphire". *Physical Reviews B*. vol. 70, n°19, pp. 195421, 2004.
- [28] D. J. Eaglesham, M. Cerullo, "Dislocation-free Stranski-Krastanov growth of Ge on Si(100)". *Physical Review Letters*. vol. 64, n°16, pp. 1943- 1946, 1990.
- [29] J. M. Seminario, "Moletronics – a brief comment". *Internet Electron. J. Nanoc. Moletrón*. vol. 6, n°1, pp. 1119- 1146, 2008.
- [30] A. Ramírez, J. Vázquez, A. Zehe, "Surface Transition layer and nanoparticle effect on the growth kinetics of sold thin films in a chemical working solution". *Internet Electron. J. Nanoc. Moletrón*. vol. 6, n°1, pp. 1209- 1220, 2008.
- [31] A. Ramírez, "Footprint of Silicon clusters in MBE-grown EPI-layer on Silicon wafers". *Internet Electron. J. Nanoc. Moletrón*. vol. 2, n°2, pp. 282- 290, 2004.

