

# Internet Electronic Journal Nanociencia et Moletrónica

Octubre 2003, Vol. 1; N°1, págs. 20-34

## **La aplicación de efectos electrocinéticos como herramienta nanobioelectrónica**

**R. Durán, A. Ramírez, A. Zehe**

Benemérita Universidad Autónoma de Puebla  
Facultad de Ciencias de la Electrónica. Depto. de Posgrado.  
Apartado Postal #1505, 72000 Puebla, Pue., México  
e-mail: [azehe@siu.buap.mx](mailto:azehe@siu.buap.mx)

recibido: Julio 22, 2003

revisado: Julio 25, 2003

publicado: Octubre 16, 2003

Citation of the article:

R. Durán, A. Ramírez, A. Zehe “La aplicación de efectos electrocinéticos como herramienta nanobioelectrónica”, Internet Electrón. J. Nanocs. Moletrón. 2003, 1(1), 20-34:

<http://www.revista-nanociencia.ece.buap.mx>

## **La aplicación de efectos electrocinéticos como herramienta nanobioelectrónica**

**R. Durán, A. Ramírez, A. Zehe**  
Benemérita Universidad Autónoma de Puebla  
Facultad de Ciencias de la Electrónica. Depto. de Posgrado.  
Apartado Postal #1505, 72000 Puebla, Pue., México  
e-mail: [azehe@siu.buap.mx](mailto:azehe@siu.buap.mx)

recibido: Julio 22, 2003

revisado: Julio 25, 2003

publicado: Octubre 16, 2003

---

Internet Electron. J. Nanocs. Moletrón. 2003, 1(1), pags. 20-34

### **Resumen:**

La microelectrónica a base de silicio ha seguido la prognosis de integración según la ley de Moore durante las últimas décadas, y posiblemente continuará así por otra década más. Límites físicos, tecnológicos y también financieros en el futuro cercano reducirán la razón de expansión de esta rama microelectrónica, y en su lugar se generará una aproximación tecnológica novedosa, que se basa en la electrónica a escala molecular (MOLETRÓNICA). Para esto se requieren nuevas herramientas, que permitan la fabricación de dispositivos moleculares y la ingeniería a escala nanométrica con alta precisión y productividad. Un grupo de métodos con el potencial de ser usado en tal proceso de fabricación se basa en efectos electrocinéticos en campos eléctricos alternos, que se presentan y discuten en este artículo.

### **Palabras clave:**

electrocinética, dielectroforesis, electrorotación, polarización dieléctrica, ingeniería nanométrica.

### **1. Introducción**

La nanotecnología comprende la manipulación de átomos y moléculas en un nivel individual. Esto conducirá al desarrollo de computadoras extremadamente rápidas y muy baratas, tejidos inteligentes y dispositivos médicos microscópicos [1-3]. Uno de los objetivos de la nanotecnología es construir máquinas a escala nanométrica, que operen a nivel atómico y molecular [4,5]. De ahí surge la necesidad de diseñar herramientas que permitan realizar esto, las cuales deben realizar el ensamble manipulando y posicionando bloques de construcción básicos [6-10].

La tecnología actual se realiza con microelectrónica basada en semiconductores, y particularmente en la reproducción de estructuras finas en la escala nanométrica. Es la aproximación *top-down* para la construcción a esta escala. Mientras que la microelectrónica basada en semiconductor encuentra limitaciones físicas para continuar con la reducción en la geometría de los dispositivos, la electrónica a escala molecular (moletrónica) está emergiendo para proveer una tecnología computarizada más avanzada y poderosa [11-13]. La mayoría de las moléculas son intrínsecamente pequeñas y por lo tanto se encuentran en la escala de tamaño hacia el cual la actual tecnología CMOS se está yendo. Aquí una vez más surge la necesidad de diseñar herramientas moleculares, posiblemente en combinación con modernas técnicas de química sintética permitiendo el control de los átomos sobre una gran variedad de estructuras moleculares, el cual es un prerrequisito obvio. La posibilidad para sintetizar moléculas orgánicas con estructura deseada y funcionalidad en conjunción con sofisticadas tecnologías por deposición de películas delgadas hace posible ahora la producción de mecanismos eléctrica y biológicamente activos en la escala nanométrica.

La deposición de una película orgánica puede ser obtenida por varias técnicas [14,15], como evaporación térmica, electrodeposición, técnicas epitaxiales por haces moleculares, absorción de solución, y por la técnica de Langmuir-Blodgett. Estas permiten un control preciso de monocapas moleculares, espesor y arreglos en casi cualquier tipo de sustrato sólido. Sin embargo, aunque existen muchas ideas para aplicaciones prácticas, estas películas son aun usadas como modelos de sistemas o como cubiertas multicapas en la investigación por ejemplo de biomembranas [16,17].

La incorporación de materiales biológicos en los conceptos electrónicos, esto es, la formación de nanobiosistemas sigue principios fundamentales que la biología usa en orden para producir nanomecanismos. Contrariamente a la tecnología por alta contaminación de semiconductor, estas estructuras artificiales son sintetizadas a temperatura ambiente aplicando solventes aguados benignos en un acercamiento *bottom up*. Autoensambles de estructuras y mecanismos para la construcción de bloques biológicos o químicos son considerados a ser una aproximación ideal, a través de la cual la nanotecnología será implementada últimamente. Pero hasta que el objetivo sea conseguido, la manipulación de componentes con mecanismos mas grandes será un paso necesario en este sentido [18].

## **2. Fuerzas dieléctricas.**

Los efectos electrocinéticos ocurren debido a la interacción de dipolos inducidos con campos eléctricos. Han sido usados por muchos años para la manipulación y análisis de células biológicas y partículas en la escala micrométrica. Una variedad de movimientos pueden ser realizados cambiando la naturaleza del campo eléctrico dinámico, incluyendo atracción, repulsión y rotación [19-21]. El equipo usado es simple y puede ser construido con las técnicas existentes de fabricación de semiconductores, comenzando con fotolitografía y logrando finalmente litografía por haz de electrones. Los electrodos fabricados hacen posible la manipulación de macromoléculas tan pequeñas como 9kDa (1 Dalton equivale a una unidad de masa atómica), aplicando fuerzas electrocinéticas a.c. atractivas o repulsivas [22]. Partículas simples, como virus, han sido atrapadas en pozos cuánticos sin contacto, y poblaciones de nanopartículas de esferas de latex y virus mosaico del tabaco han sido movidos y separados [23].

Existe una riqueza de resultados de experimentos nuevos realizados, los cuales permiten la prognosis, que como una tecnología tendrá aplicaciones para la manipulación de moléculas simples [24-28].

En el presente artículo vamos a discutir algunos aspectos físicos acerca de fuerzas electrocinéticas de a.c. en objetos dieléctricos con desviaciones geométricas de formas elipsoidales comunes.

Los efectos electrocinéticos son envueltos en por ejemplo electro-orientación, dielectroforesis, electrorotación y electrodeformación de partículas sólidas diminutas con una forma dada por virtud de interacciones entre el vector de campo eléctrico local y el vector de polarización dieléctrica inducido (figura 1). Esto último requiere una consideración particular, si la forma de la partícula no puede ser aproximada por un cuerpo elipsoidal. Como el cálculo de efectos de fuerzas electrocinéticas a.c. requieren de un preciso conocimiento de polarización dieléctrica, deducimos en primer lugar el momento dipolar inducido de un cuerpo dieléctrico de forma general, el cual es expuesto a un campo eléctrico externo  $\vec{E}(\vec{r})$ .

Fuerzas de dielectroforesis y electrorotación serán calculadas para objetos dieléctricos de forma cilíndrica. Algunos objetos son representados por ejemplo por el virus mosaico del tabaco (TMV) de alrededor de 40...1000 nm de longitud y 18 nm de diámetro, o por los llamados *rouleaux* (rollos) de eritrocitos humanos de alrededor de 7  $\mu\text{m}$  de diámetro y longitud cilíndrica variable, dependiendo del número de eritrocitos apilados (con una altura de alrededor de 2.2  $\mu\text{m}$  cada uno).

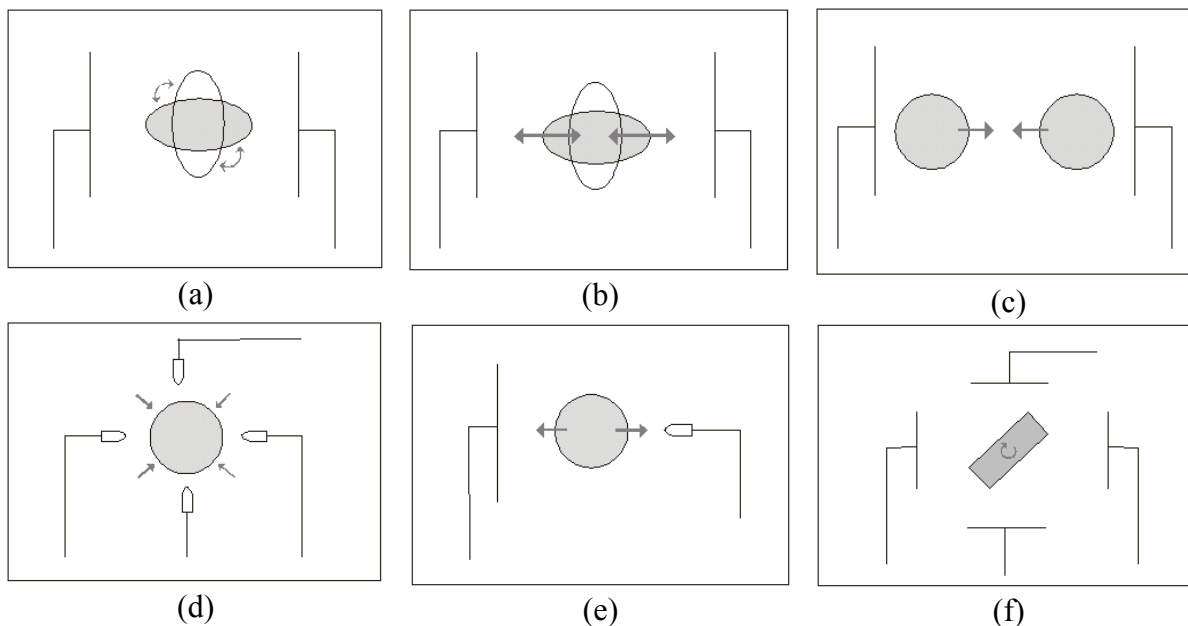


Figura 1: Presentación esquemática de efectos dieléctricos en campos homogéneos eléctricos alternos. (a) Orientación de una celda no-esférica; (b) deformación (elongación, compresión); (c) atracción entre varias partículas; (d) atrapamiento (captura) de células o partículas; (e) dielectroforesis; (f) rotación de una partícula. El campo eléctrico homogéneo se genera con dos contactos planos (capacitancia de capas planas).

### 3. Polarización de objetos cilíndricos

Sólo en pocos casos puede ser calculado el campo eléctrico  $\vec{E}(\vec{r})$  en presencia de materia con constante dieléctrica  $\epsilon$ . En algunos casos un objeto de forma especial es usualmente llevado en un campo eléctrico especial  $\vec{E}_0(\vec{r})$ . Con una conjetura inteligente se muestra que las condiciones establecidas de los campos en la superficie del material dieléctrico son cumplidas [29].

Modelos dieléctricos aplicados en diversas áreas de investigación consideran las propiedades estructurales de la materia asumiendo geometrías esféricas o elipsoidales generales. Esto es ampliamente usado, en el caso de la interacción de campos eléctricos a.c. con partículas coloidales y células biológicas. Una variedad de métodos, basados en medidas de impedancia y en diferentes efectos de fuerza son implementados para la caracterización dieléctrica de objetos simples [30]. La solución general de Laplace para la polarización de una elipsoide con una sola cáscara es un modelo estándar de células biológicas [31]. Fue además derivada del problema meteorológico de partículas de polvo cubiertas por capas de agua [32]. En el modelo de Laplace, una elipsoide homogénea siempre exhibe un campo interno local constante. Integrando sobre este campo, obtenemos el momento del dipolo inducido y así expresiones analíticas relacionadas con acciones de fuerza en las partículas.

Ya en algunos casos importantes, como un cubo o un cilindro, es difícil calcular los factores de depolarización sin asumir una esferoide para sustituir la forma del cuerpo. Manejadas por el creciente interés e impacto de contribuciones físicas a la ciencia de la vida y las nanotecnologías, geometrías complejas, como ruedas o cilindros, necesitan ser consideradas. Caracterizadas por la inviabilidad de soluciones analíticas para la distribución del campo con algunos cuerpos dieléctricos, técnicas numéricas de elementos finitos han sido desarrolladas recientemente [33] con el compromiso de demandar considerables recursos de computo.

#### 3.1 Cálculos de efectos de depolarización

El problema tratado aquí, puede ser formulado como sigue: El campo interno  $\vec{E}_i(\vec{r})$  en un objeto dieléctrico genera una polarización  $P(\vec{r})$ . Esta polarización induce en la superficie del elemento  $\Delta\vec{F}$  del cuerpo dieléctrico una carga de polarización  $\Delta q = \sigma_{pol} \cdot \Delta F = \vec{P} \cdot \Delta\vec{F}$  la cual por virtud de la ley de Coulomb, junto con el campo no perturbado  $\vec{E}_0(\vec{r})$ , genera finalmente el campo de depolarización, tal que

$$E_i(\vec{r}_1) = \vec{E}_0(\vec{r}_1) - \oint\oint \frac{\vec{r}_{12}}{4\pi\epsilon_0 r_{12}^3} (\vec{P}(\vec{r}_2) \cdot \Delta\vec{F}_2). \quad (1)$$

La integración es llevada a cabo sobre la superficie del cuerpo del dieléctrico; puntos externos a  $\Delta\vec{F}$ , y  $\vec{r}_{12}$  combinan el origen a  $\vec{r}_1$  con el elemento de integración a  $\vec{r}_2$  como se muestra en la figura 2.

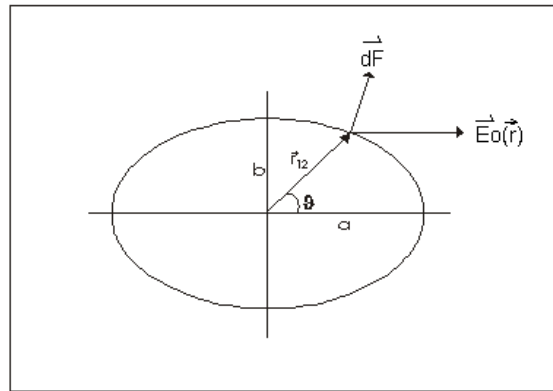


Figura 2: Elipsoide prolato y símbolos como los usados en los cálculos.

La relación entre  $\vec{E}_0(\vec{r})$  y  $\vec{E}_i(\vec{r})$  se supone lineal:

$$\vec{P}(\vec{r}) = \epsilon_0(\epsilon - 1)\vec{E}_i(\vec{r}) = \epsilon_0(\epsilon - 1)\alpha(\vec{r})\vec{E}_0(\vec{r}). \quad (2)$$

En general,  $\alpha(\vec{r})$  es un tensor, pues las direcciones de  $\vec{E}_i$  y  $\vec{E}_0$  no son necesariamente paralelas. Además depende de las coordenadas internas a la muestra debido a la acción localmente diferente de cargas de polarización. Con el fin de calcular  $\vec{P}(\vec{r})$  ó  $\vec{E}_i(\vec{r})$  de las ecuaciones (1) y (2), hacemos la suposición que  $\alpha$  no depende de  $\vec{r}$ , lo cual es exactamente cumplido solo en elipsoides homogéneas, aquí es una aproximación, la cual nos da soluciones viables.

La polarización, establecida dentro del dieléctrico es debida al desplazamiento de cargas eléctricas forzadas por el campo  $\vec{E}_0(\vec{r})$ . Cargas superficiales son construidas y contrarrestan el desplazamiento completo correspondiente al campo  $\vec{E}_0(\vec{r})$ . Suponemos aquí, que el total de cargas experimentan un desplazamiento idéntico, esto significa que  $\alpha$  es una constante. Además supongamos que el vector de polarización  $\vec{P}$  apunta mas o menos en dirección de  $\vec{E}_0(\vec{r})$ , esto es, nosotros consideramos la proyección del campo, generada por las cargas de polarización, en la dirección de  $\vec{E}_0(\vec{r})$ :

$$\vec{P}(\vec{r}_1) = \epsilon_0(\epsilon - 1)\alpha_1\vec{E}_0(\vec{r}_1)$$

$$\alpha_1 = \left\{ 1 + \frac{\epsilon - 1}{4\pi} \iint \frac{(\vec{E}_0(\vec{r}_2) \cdot d\vec{F}_2)}{\vec{r}_{12}^3} \cdot \frac{(\vec{E}_0(\vec{r}_1) \cdot \vec{r}_{12})}{E_0^2(\vec{r}_1)} \right\}^{-1}. \quad (3)$$

Con este valor de  $\alpha_1$  se logra una primera aproximación de la polarización  $\vec{P}_1$ , la cual genera cargas en la superficie del objeto dieléctrico y un campo adicional dentro del dieléctrico. El problema sería resuelto por completo, si el campo total en cualquier parte cumple la condición

$$\vec{E}_i = \vec{P}_1 / \epsilon_0(\epsilon - 1)$$

pero en general, la polarización  $\vec{P}_1$  del primer paso de la aproximación no será suficiente para describir la situación real, y un campo  $\vec{E}_1(\vec{r})$  se conserva activo en el cuerpo del dieléctrico con el efecto de una polarización adicional  $\vec{P}_2(\vec{r})$ ,

$$\vec{E}_1(\vec{r}) = \vec{E}_0(\vec{r}) - \iiint \frac{\vec{r}_{12}}{4\pi\epsilon_0 r_{12}^3} (\vec{P}_2(\vec{r}_2) \cdot d\vec{F}_2) - \vec{P}_1(\vec{r}_1) / \epsilon_0 (\epsilon - 1). \quad (4)$$

$\vec{P}_2(\vec{r})$  puede ser ahora calculado con  $\vec{E}_1(\vec{r})$  en la misma forma como  $\vec{P}_1(\vec{r})$  fue calculado con  $\vec{E}_0(\vec{r})$ . El número de pasos aproximados, que se necesitan para obtener el mejor resultado, depende de la complejidad de la forma del cuerpo dieléctrico, como del margen de error deseado en el resultado.

### 3.2. El campo de depolarización en un cilindro dieléctrico corto

Soluciones exactas son conocidas para la esfera, el alambre delgado infinitesimal, y el disco extendido infinitesimal. Cuando nuestra aproximación es usada aquí, el primer paso de la aproximación da la solución exacta, como es de esperarse, cuando  $\alpha(\vec{r}) = \alpha_1 = cte$ .

La polarización de una esferoide prolato (figura 2), resulta usando la ecuación (2) en :

$$\alpha = \left\{ 1 - (\epsilon - 1)q^2 \left[ 1 + \frac{\sqrt{q^2 + 1}}{2} \cdot \ln \frac{\sqrt{q^2 + 1} - 1}{\sqrt{q^2 + 1} + 1} \right] \right\}^{-1} \quad (5)$$

donde  $q^2 = b^2 / (a^2 - b^2)$ .

Para una elipsoide se obtiene:

$$\alpha = \left\{ 1 - (\epsilon - 1)(q^2 + 1) \left( q \arctan \frac{1}{q} - 1 \right) \right\}^{-1},$$

y consecuentemente con  $q \rightarrow \infty$  (o  $a=b$ ) tenemos para el dieléctrico de forma esférica

$$\alpha = 3 / (\epsilon + 2),$$

y de esta manera el resultado conocido para la polarización de una esfera

$$\vec{P} = 3\epsilon_0 \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \cdot \vec{E}_0.$$

No es así de directa, sin embargo, la situación en el caso de un cilindro en un campo eléctrico homogéneo  $\vec{E}_0(\vec{r})$ , (ver figura 3). Obtenemos

$$\begin{aligned} \iiint \frac{\vec{E}_0(\vec{r}_2) \cdot d\vec{F}_2}{\vec{r}_{12}^3} \frac{\vec{E}_0(\vec{r}_1) \cdot \vec{r}_{12}}{\vec{E}_0^2(\vec{r}_1)} = \\ 2 \int_0^R \frac{2\pi a d a \cdot L}{(a^2 + L^2)^{3/2}} = \int_L^{(R^2+L^2)^{1/2}} \frac{r dr}{r^3} \cdot 4\pi L = 4\pi \left[ 1 - (1 + R^2 / L^2)^{-1/2} \right] \\ \vec{P}_1 = \frac{\epsilon_0 (\epsilon - 1) \vec{E}_0}{1 + (\epsilon - 1) \left( 1 - (1 + R^2 / L^2)^{-1/2} \right)} \quad (6) \end{aligned}$$

como una polarización homogénea es solo la primera aproximación. Debido a la elección del origen a  $z=0$ , el campo generado por  $\vec{P}$  será demasiado débil en el plano transversal a  $z=0$ , pero a lo largo del eje  $z$  a las caras limitantes del cilindro es demasiado fuerte. Un campo  $\vec{E}_1(\vec{r})$  permanece como se da en la ecuación (4), la cual delibera la depolarización de la tapa del cilindro y las caras inferiores en el segundo paso de la aproximación.

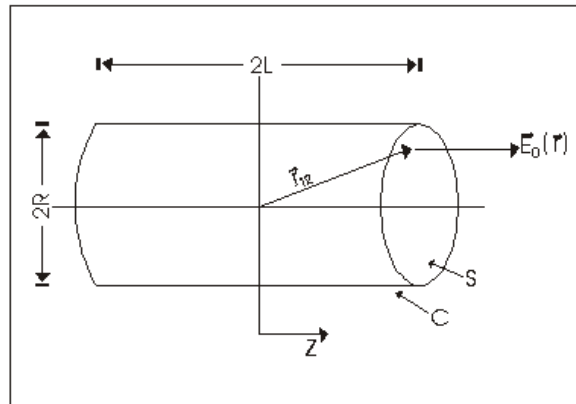


Figura 3: Cilindro dieléctrico de longitud  $2L$  y diámetro  $2R$ .  $S$  y  $C$  son tapa superficie y orilla, respectivamente, donde hay cargas de polarización acumuladas.

Las integraciones, envueltas en este paso, son algo tediosas y no serán tratadas aquí. Para más detalle ver [42].

El momento del dipolo del cilindro en una segunda aproximación se produce cuando

$$\vec{P} = \varepsilon_0(\varepsilon_p^* - \varepsilon_m^*)\vec{E}_0 \cdot \alpha ;$$

siendo

$$\alpha = \left\{ \varepsilon_m^* + (\varepsilon_p^* - \varepsilon_m^*) \left[ 1 - (1 + R^2 / L^2)^{-1/2} \right] \right\}^{-1} \\ * \left\{ 1 + \frac{1/2 - (1 + R^2 / L^2)^{-1/2} - (1/2)(1 + 8L^2 / R^2)^{-1} + (1/2L)(R^2 + 2L^2) \cdot (R^2 + 4L^2)^{-1/2} - (1/2L)R}{(\varepsilon_p^* - \varepsilon_m^*)^{-1} + 1 - 7/16(1 + 11R^2 / 56L^2)} \right\}^{-1} \quad (7)$$

Aquí hemos incluido una condición experimental de manipulación de fuerza electrocinética, donde el cuerpo de forma cilíndrica de longitud  $L$  y radio  $R$  posee una constante dieléctrica compleja  $\varepsilon_p^*$  y es envuelto en un medio de suspensión líquido dieléctrico complejo de constante  $\varepsilon_m^*$ .

#### 4. Efectos electrocinéticos

##### 4.1 Dielectroforesis (DEP)

Fuerzas dielectroforéticas son causadas por la interacción de campos eléctricos no uniformes con objetos dieléctricos, las cuales son suspendidas y libres para moverse en un medio conductivo, como se muestra en la figura 1.

En campos a.c. no homogéneos, el promedio en tiempo de la fuerza  $\langle \vec{F} \rangle$ , actuando en una partícula dieléctrica homogénea, puede ser expresado por

$$\langle \vec{F} \rangle = \frac{1}{2} Re \{ \vec{m} \cdot \nabla \vec{E}^* \} = \frac{1}{2} \cdot V \cdot Re \{ \vec{P} \nabla \vec{E}^* \}, \quad (8)$$

donde  $\vec{m} = V \cdot \vec{P}$  es el momento del dipolo inducido,  $\nabla \vec{E}^*$  es el gradiente del complejo conjugado del campo externo, y  $Re$  denota la parte real del producto escalar.



El momento del dipolo inducido  $\vec{m}$  es proporcional al volumen de la partícula  $V$ , el campo eléctrico externo actuando  $E = E_0 \cdot e^{j\omega t}$  de frecuencia circular  $\omega$ , y la permitividad compleja  $\epsilon_0 \epsilon_m^*$  del medio alrededor del objeto dieléctrico.  $\vec{P}$  es el vector de polarización. Para más detalle de este efecto electrocinético consulte [44].

#### 4.2 Electrorrotación (ER)

Un campo eléctrico circularmente polarizado rotando induce un momento dipolar circundante. Debido al siempre presente proceso de dispersión en la muestra expuesta al tiempo de relajación del dipolo, sucede un corrimiento espacial entre el vector de campo externo y el momento del dipolo inducido, además de que el dipolo retrasará el campo. La interacción de la parte fuera de fase de este momento del dipolo con el campo eléctrico causa un torque en el cuerpo y lo fuerza a rotar asincrónicamente con el campo. La rotación puede ser en contra de la dirección de rotación del campo, dependiendo si el retraso es mayor que  $180^\circ$ .

El torque rotacional promediado en estas condiciones, aplicado a una partícula es dado por el vector producto del momento del dipolo inducido y el campo conjugado.

$$\langle T \rangle = \frac{1}{2} \cdot V \cdot \text{Im}[\vec{P} \times \vec{E}^*] \quad (9)$$

El momento del dipolo inducido  $\vec{m} = V \cdot \vec{P}$  es proporcional al campo externo  $E$ , la permitividad media de la suspensión  $\epsilon_m^*$  y el volumen  $V$  del objeto.

Sean los ejes principales de un objeto (elipsoidal) orientados en paralelo a los vectores del sistema base, donde  $\vec{m}$  es dada por

$$\begin{aligned} \vec{m} &= \epsilon_0 \epsilon_m^* V \cdot K(\omega) \vec{E} \\ &= \epsilon_0 \epsilon_m^* V [K^r(\omega)_x + jK^i(\omega)_x \cdot K^r(\omega)_y + jK^i(\omega)_y K^r(\omega)_z + jK^i(\omega)_z] \cdot \vec{E}. \end{aligned} \quad (10)$$

( $i, r$  son las partes imaginaria y real, respectivamente).

Con el campo a.c. externo escrito como  $E = E_0 \cdot \exp(j\omega t)$ , y suponiendo que sus componentes  $E_x, E_y, E_z$  sean paralelas a la misma base ortonormal de la elipsoide, siguiendo de la ecuación (9), se consigue:

$$\langle T \rangle = \frac{1}{2} \text{Im} \begin{bmatrix} m_y E_z^* - m_z E_y^* \\ m_z E_x^* - m_x E_z^* \\ m_x E_y^* - m_y E_x^* \end{bmatrix}. \quad (11)$$

Un campo eléctrico circulando con amplitud constante en el plano  $x$ - $y$  puede ser escrito como

$$E_y = jE_x ; \quad E_y^* = -jE_x^*. \quad (12)$$

Para  $E_z$  igual a cero, y como en casos prácticos establecidos, que uno de los ejes principales de la elipsoide es siempre perpendicular al plano del campo, el  $k$ -ésimo componente ( $k=x,y$ ) del torque actuante, resulta en

$$\langle T \rangle_k = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \varepsilon_m^* V E_0^2 K^i(\omega)_x + K^i(\omega)_y k. \quad (13)$$

En analogía al caso de dielectrofóresis, el factor de Clausius-Mossotti en la dirección  $k$  está dado por

$$K(\omega)_k = \alpha_k \cdot (\varepsilon_p^* - \varepsilon_m^*). \quad (14)$$

La fricción de los objetos dieléctricos con el medio líquido debe afectar la movilidad tanto en electrorotación como en dielectrofóresis. Ignorando las fuerzas flotantes y el movimiento Browniano, la ecuación de movimiento puede ser escrita como

$$m \frac{dv}{dt} = F_{EK} - F_{drag}, \quad (15)$$

donde  $F_{EK}$  es la fuerza de electrorotación o la fuerza dielectroforética. La velocidad instantánea  $v$  es proporcional a la fuerza electrocinética instantánea

$$v = F_{EK} / f \quad (16)$$

y sustituyendo  $F_{EK}$  se obtiene

$$v = \frac{V \cdot \varepsilon_0 \varepsilon_m^* \text{Im}[K(\omega)] E_0^2}{2f}. \quad (17)$$

Para una partícula esférica es  $f = 6\pi R\eta$ , y entonces su movilidad depende del área de la superficie.

Hay diferencias significantes entre la fuerza de electrorotación y la fuerza dielectroforética, ecuaciones (8) y (9). Mientras que lo primero contiene el cuadrado del campo eléctrico, lo último depende del gradiente del cuadrado del campo eléctrico. Mas importante aun, el torque depende de la parte imaginaria del factor de Clausius-Mossotti, mientras la fuerza electroforética va con la parte real. La importancia de está diferencia basada en el factor, es que una partícula puede experimentar la fuerza dielectroforética y el torque simultáneamente.

En la figura 4 mostramos la dependencia del torque (siendo proporcional a la parte imaginaria del factor de Clausius-Mossotti) de una partícula cilíndrica con diferentes longitudes cilíndricas, en una frecuencia del campo eléctrico. Mientras cilindros cortos (pequeños) muestran un máximo de torque a altas frecuencias del campo, en los cilindros más largos, esta frecuencia máxima se mueve alrededor de valores pequeños. El efecto de diferentes conductividades eléctricas del medio suspendido es visto en ambos, torque absoluto y frecuencia del torque máximo. El efecto más pronunciado ocurre en el medio suspendido de baja conductividad eléctrica (figura 4a).

Una electrorotación lineal es producida, cuando los electrodos son colocados como pistas en lugar de ser arreglados en un círculo. Si la relación de las fases del campo eléctrico se conserva (esto es, cada electrodo es adelantado en fase  $90^\circ$  con respecto al último), una onda de campo eléctrico  $\lambda$  se mueve a lo largo de los electrodos

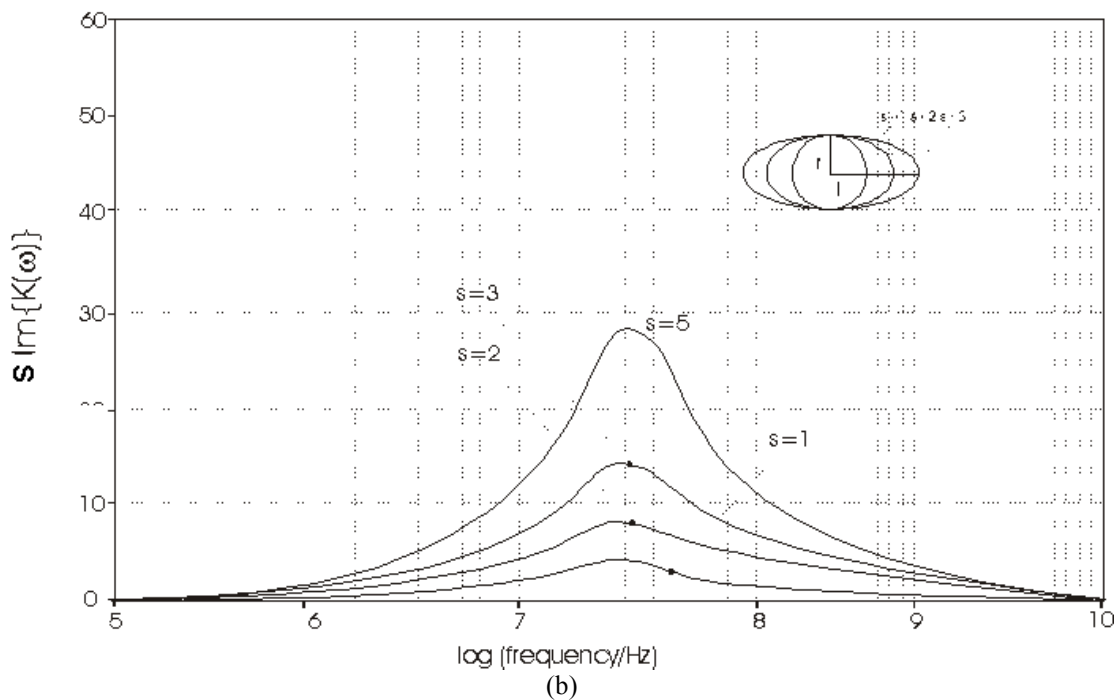
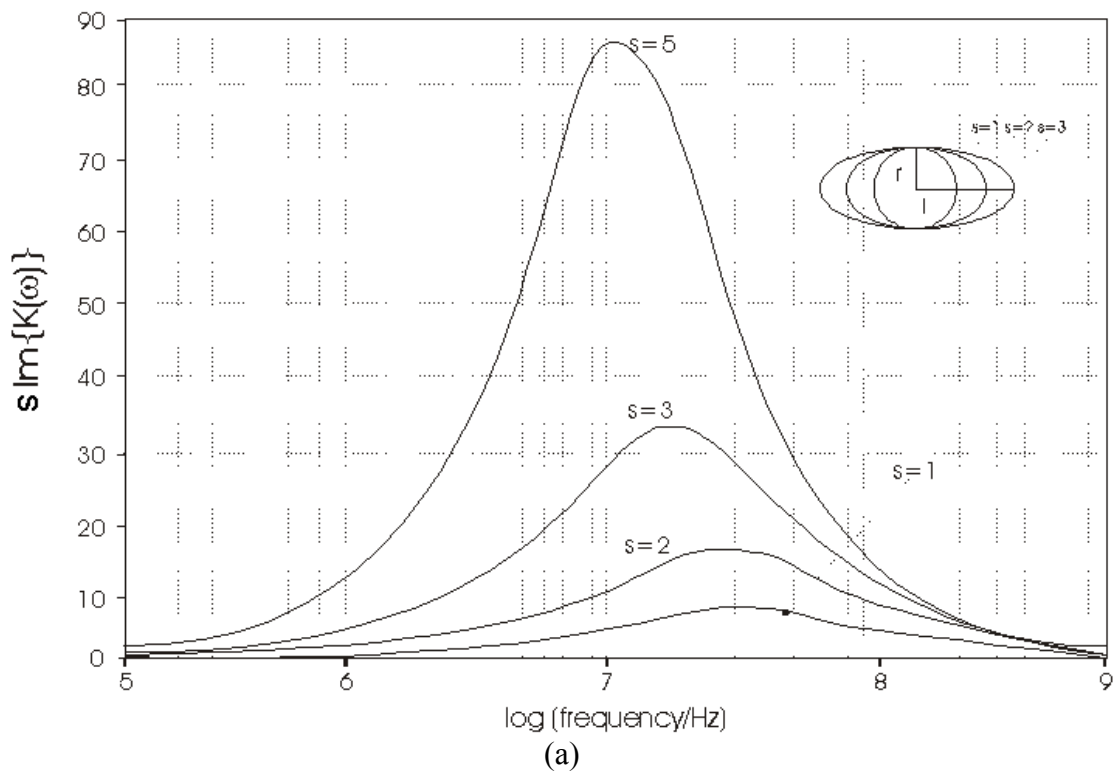


Figura 4: Espectro de electrorotación. El torque es proporcional a  $\text{Im}\{K(\omega)\}$  vs la frecuencia  $\omega$  del campo eléctrico en rotación. La diferencia entre las figuras (a) y (b) son causadas por diferentes valores de la conductividad del medio, (a)  $\sigma_m=0.01$  S/m, (b)  $\sigma_m=0.01$  S/m con otros valores.

El resultado es la inducción de una fuerza más que un torque con las partículas moviéndose a lo largo de electrodos. Este efecto es conocido como onda viajera de dielectrofóresis (TWD) y puede ser calculado con

$$F_{TWD} = \frac{\langle T \rangle}{\lambda}. \quad (18)$$

Particularmente este efecto ha encontrado amplios estudios, incluyendo la demostración de mecanismos prácticos para aplicaciones de biotecnología y bombas electrostáticas.

### 4.3 Configuración de electrodos

Arreglos de electrodos como los utilizados para los efectos de la figura 1 emplean electrodos fabricados de oro o algunos otros conductores depositados en cristal u obleas de silicio. Realmente existe una gran cantidad de diferentes configuraciones, dependiendo del grado de campos no homogéneos requeridos [34,35].

Un diseño muy común es un cuadruple como el de la figura 5, el cual se permite tanto para experimentos de electrofóresis como de electrorotación. Avances en tecnología de fabricación (litografía por haz de electrones), permitirá la fabricación de electrodos con tamaños muy pequeños menores a 100 nm. Campos eléctricos tan altos como  $10 \text{ MVm}^{-1}$  pueden ser generados aplicando 10 Volts a través de una banda de un micrómetro entre los electrodos. La manipulación de partículas individuales de escala nanométrica podrá ser posible.

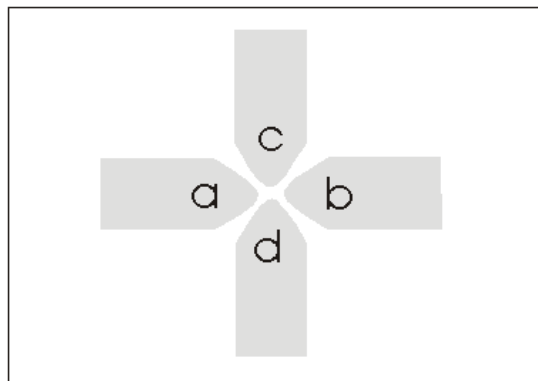


Fig. 5: Típica microestructura de electrodo cuadrupolo. La banda entre electrodos opuestos en el centro del arreglo puede ser tan pequeña como 500 nm o tan grande como 1µm. Una estructura semejante puede ser usada para dielectrofóresis y electrorotación, dependiendo de cómo los electrodos son energizados. Si *a* y *b* están en fase, y *c* y *d* están fuera de fase, se observa el movimiento dielectroforético, mientras electrorotación de partículas en la parte central requiere que *c*, *b*, y *d* se defasen por  $90^\circ$ ,  $180^\circ$  y  $270^\circ$  con respecto al electrodo *a*.

## 5. Aplicaciones de nanoingeniería

La separación de poblaciones heterogéneas de eritrocitos normales y leucémicos por dielectrofóresis fue tratada en 1992 por Gascoyne y otros [36]. Desde una gran variedad de células diferentes incluyendo bacterias, células de levadura y cáncer han sido expuestas a esta técnica [37,39]. Poblaciones submicrométricas de herpes simples y virus mosaico del tabaco fueron separados por Morgan y otros [23].

La clasificación o filtrado molecular en el contexto nanotecnológico mediante la sintonía de magnitud y frecuencia del campo eléctrico puede ser sugerido como se muestra en la figura 4. Objetos cilíndricos de diferentes longitudes sufren diferentes fuerzas dielectroforéticas y electrorotativas en magnitud y dirección, dependiendo de la frecuencia del campo eléctrico. Biocomputadoras basadas en ADN, para poder ser leídas, necesitan de algún tipo de clasificación de acuerdo a su tamaño.

Mecanismos de dielectrofóresis de ondas viajeras podrían ser usadas en aplicaciones como bandas transportadoras para *lab-on-a-chip* o *factory-on-a-chip*, donde pueden ser realizados análisis de diferentes procesos químicos en el mismo chip.

La concentración de partículas de una solución helicoidal en un espacio definido entre la banda de campo de electrodos es una obvia aplicación de la nanotecnología y ha sido mostrada muchas veces, incluyendo al ADN y a las proteínas [40]. Biosensores microscópicos por apilamiento de partículas de diferentes tipos, que fueron manejados por fuerzas dielectroforéticas para contacto y unión, han sido construidas por Velev y otros [41]. La electrorotación de nanopartículas tiene el potencial para inducir la rotación en una maquinaria molecular. Berry [42] ha mostrado que el motor molecular de la bacteria de *E. Coli* podría ser manejado en sentido contrario con frecuencias de hasta 20 kHz. La inducción de torque en motores a microescala por electrorotación ha sido lograda por Hagedorn y otros [43].

## 5. Conclusiones

Uno de los principales requerimientos para el avance de la nanotecnología y electrónica molecular es el desarrollo de herramientas de precisión para la manipulación de macromoléculas y células biológicas en suspensión. Efectos electrocinéticos a.c. como los descritos en este artículo, son producidos con arreglos de electrodos, los cuales en una escala nanométrica representan este tipo de herramientas para la captura, manipulación y separación de poblaciones de partículas y finalmente maniobrabilidad de simples moléculas y partículas.

## Agradecimientos

Uno de los autores (R. Durán) agradece a la BUAP por el apoyo económico a través del donativo III 35 G02 (2003).

## Referencias bibliográficas

- [1]. K.E. Drexler, *Molecular Engineering: an Approach to the Development of General Capabilities for Molecular Manipulation*, Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A. Vol. 78, No. 9, pp. 5275-52-78, (1981).
- [2]. L. Polla, G. Erdman, P. Robbins, T. Markus, Diaz, Nam, and Brickner, Wang and Krulevitch, *Microdevices in Medicine*, Annu. Rev. Biomed. Eng. 02:551-76, (2000).

- [3]. L.M. Adleman, *Molecular computation of solutions to combinatorial problems*, Science 226, 1021-1024, (1994).
- [4]. K.E. Drexler, *Nanosystems; Molecular Machinery, Manufacturing and Computation*, (New York: Wiley, 1992).
- [5]. R. Feynman, *Infinitesimal machinery*, reprinted in J. Micromech. Syst. 2, 4-14, (1993).
- [6]. M. Sitti, *Survey of Nanomanipulation Systems*, Proc. of the IEEE-Nanotechnology Conference, pp. 75-80, (2001).
- [7]. G. Binnig, C.F. Quate, and C. Gerber, *Atomic Force Microscope*, Phys. Rev. Lett., Vol. 56, pp. 930-933, (1986).
- [8]. P. Hillner, D. Walters, et al., *Combined atomic force and confocal laser scanning microscope*, JMSA, Vol. 1, pp. 127-130, (1995).
- [9]. N.G. Green, H. Morgan, and J.J. Millner, *Manipulation and trapping of sub-micron bioparticles using dielectrophoresis*, J. Biochem. Biophys. Methods, 35, 89-102, (1997).
- [10]. J.S. Batchelder, *Dielectrophoretic manipulator*, Rev. Sci. Instrum. 54, 300-2, (1983).
- [11]. A. Zehe, *Tecnología Epitaxial de Silicio*, pp. 1-305, ISBN 3-8311-1438-2 Editorial intercon (Alemania, Norderstedt 2000).
- [12]. A. Zehe, *Moletrónica: La electrónica a escala molecular entre semiconductores y arreglos moleculares*, <http://www.moletronica.buap.mx>
- [13]. T. Chuart & Deschenaux, R. Desing, *Mesomorphic properties and supramolecular organization of (C<sub>60</sub>) fullerene- containing thermotropic liquid crystal*. J. Mater. Chem. 12, 1944-1951, (2002).
- [14]. M.A. Herman, H. Sitter, *Molecular Beam Epitaxy*, (Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, New York, London, Paris, Tokyo, 1989).
- [15]. A.N. Christensen, (ed.), *Crystal Growth and Characterization of Advanced Materials*, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., ISBN 9971-50-730-7, (1988).
- [16]. G.G. Roberts, (ed.), *Langmuir-Blodgett Films: An Introducción*, (Cambridge, Great Britain: Cambridge University Press, 1996).
- [17]. A. Ulman, *An Introduction of Ultrathin Organic Films*, (New York: Academic Press, 1991).
- [18]. V. Braach-Maksvytis, B. Raguse, *Nanobiosystems*, APEC Meeting on Nanotechnology, (Nov. 5-7, Ottawa, Canada, 2001).
- [19]. T.B. Jones, *Electromechanics of Particles*, (Cambridge: Cambridge University Press, 1995).
- [20]. A. Ramos, H. Morgan, N.G. Green, and A. Castellanos, *AC electrokinetics: a review of forces in microelectrode structures*, J. Phys. D: Appl. Phys. 31 2338-53, (1998).
- [21]. U. Zimmermann, and G.A. Neil, *Electromanipulation of Cells*, (Boca Raton, F.L.: Chemical Rubber Company, 1996).
- [22]. M. Washizu, S. Suzuki, O. Kurosawa, T. Nishizaka, and T. Shinohara, *Molecular dielectroforesis of biopolymers*, IEEE Trans. Ind. Appl. 30 835-42, (1994).
- [23]. H. Morgan, M.P. Hughes, and N.G. Green, *Separation of sub-micron particles by dielectrophoresis*, Biophys. J. 77 516-25, (1999).

- [24]. T. Funatsu, Y. Harada, H. Higuchi, et al. *Imaging and nano-manipulation of single biomolecules*, Biophysical Chemistry, Vol. 68, pp. 63-72, (1997).
- [25]. S. Katsura, A. Yamaguchi, et al., *Manipulation of globular DNA molecules for sizing and separation*, Electrophoresis, Vol. 21, pp. 171-175, (2000).
- [26]. T. Yamamoto, O. Kurosawa, *Molecular surgery of DNA based on electrostatic micromanipulation*, IEEE Trans. on Industry Appl., Vol. 36, no. 4, pp. 1010-1017, (2000).
- [27]. A. Mehta, M. Rief, et al., *Single-molecule biomechanics with optical methods*, Science, Vol. 283, pp. 1689-1695, (1999).
- [28]. Y. Ishii, A. Ishijima, and T. Yamagida, *Single molecule nanomanipulation of biomolecules*, Trends in Biotechnology, Vol. 19, no. 6, (2001).
- [29]. L.D. Landau, E.M. Lifschitz, *Elektrodymanik der Kontinua* (Continuum Electrodynamics), Vol. 8, (Akademic-Verlag. Berlin, 1985).
- [30]. T.B. Jones, *Electromechanics of Particles*, (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1995).
- [31]. R. Paul, M. Otwinowski, J. Theor. Biol. 148 495, (1991).
- [32]. C.F. Bohren, D.R. Huffman, *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*, (Wiley, New York, 1983).
- [33]. J.L. Sebastián, S. Muñoz, M. Sancho, J. Miranda, Phys. Med. Biol. 46 213, (2001).
- [34]. M.P. Hughes, *Computer-aided analysis of conditions for optimizing practical electrorotation*, Phys. Med. Biol. 12, 3639-48, (1998).
- [35]. Reichle, Müller, Schnelle and Fuhr, *Electro-rotation in octopole micro cages*, J. Phys. D: Appl. Phys. 32, 2128-2135, (1999).
- [36]. P.R.C. Gascoyne, Y. Huang, R. Pethig, J. Vykoukal, and F.F. Becker, *Dielectrophoretic separation of mammalian cells studied by computerised image analysis*, Meas. Sci. Technol. 3, 439-45, (1992).
- [37]. G.H. Markx and R. Pethig, *Dielectrophoretic separation of cells: continuous separation*, Biotechnol, Bioeng. 45, 337-43, (1994).
- [38]. R. Pethig, *Dielectrophoresis: using inhomogeneous AC electrical fields to separate and manipulate cells*, Crit. Rev. Biotechnol. 16, 331-48, (1996).
- [39]. M.P. Hughes, H. Morgan, F.J. Rixon, J.P.H. Burt, and R. Pethig, *Manipulation of herpes simplex virus type 1 by dielectrophoresis*, Biochim, Biophys. Acta 1425, 119-26, (1998).
- [40]. M. Washizu, O. Kurosawa, I. Arai, S. Suzuki, and N. Shimamoto, *Applications of electrostatic stretch and positioning of DNA*, IEEE Trans. Ind. Appl. 31, 447-56, (1994).
- [41]. O. Velev, and E.W. Kaler, *In situ assembly of colloidal particles into miniaturized biosensors*, Langmuir 15, 3693-2698, (1999).
- [42]. A. Zehe, A. Ramírez, *The depolarization field in polarizable objects of general shape*, Rev. Mex. Fís. 48, 427-431, (2002).
- [43]. R. Hagedorn, G. Fuhr, T. Müller, T. Schnelle, U. Schakenberg, and B. Eagner, *Design of asynchronous dielectric micromotors*, J. Electrostat. 33, 159-85, (1994).
- [44]. A. Cuevas, A. Zehe, A. Ramírez, *La importancia del virus mosaico del tabaco (TMV) como nanobiosistema en la electrónica molecular*, Internet Electronic J. NetM Vol. No. 1 (2003).
-