

Internet Electronic Journal Nanociencia et Moletrónica

Diciembre 2003, Vol. 1; N°2, págs. 100-111

El Potencial del Virus Mosaico del Tabaco (TMV) como Bionanosistema en la Electrónica Molecular

A.Sánchez C, A. Ramírez, A. F. K. Zehe

Benemérita Universidad Autónoma de Puebla
Facultad de Cs. de la Electrónica, Dpto. de Posgrado
Apdo. Postal. 1505, Puebla 72000 México
email: armando_sac@ece.buap.mx

recibido: Octubre25, 2003

revisado: Noviembre30, 2003

publicado: Diciembre 16, 2003

Citation of the article:

A.Sánchez C, A. Ramírez, A. F. K. Zehe, “El Potencial del Virus Mosaico del Tabaco (TMV) como Bionanosistema en la Electrónica Molecular”, Internet Electrón. J. Nanocs. Moletrón. 2003, 1(2), 100-111:
<http://www.revista-nanociencia.ece.buap.mx>

El Potencial del Virus Mosaico del Tabaco (TMV) como Bionanosistema en la Electrónica Molecular

A.Sánchez C, A. Ramírez, A. F. K. Zehe

Benemérita Universidad Autónoma de Puebla
Facultad de Cs. de la Electrónica, Dpto. de Posgrado
Apdo. Postal. 1505, Puebla 72000 México
email: armando_sac@ece.buap.mx

recibido: Octubre25, 2003

revisado: Noviembre30, 2003

publicado: Diciembre 16, 2003

Internet Electron. J. Nanocs. Moletrón. 2003, 1(2), pags. 100-111

Resumen

La nanoelectrónica a escala molecular está emergiendo hacia el proceso de fabricación de alta tecnología y se está limitando a las propiedades eléctricas de las estructuras moleculares. Se ha encontrado en nanotubos de carbono (CNT's). Un elemento que combina la tecnología de fabricación de la microelectrónica (principalmente litografía a nanoescala) con los requerimientos necesarios para una futura familia de circuitos integrados. Sin embargo poseen una falta de organización propia de los sistemas biológicos intrínsecos. Comparando las propiedades geométricas y de durabilidad del Virus Mosaico del Tabaco (TMV) se puede ver que posee similitud a los nanotubos de carbono además de que considerado como un objeto microbiológico intrínseco despliega propiedades de autoorganización, las cuales pueden ser ampliamente usadas para la futura creación de nanosistemas y se necesitan particularmente en aplicaciones de tipo bioelectrónico.

El TMV tiene forma de barra circular de un diámetro externo de aproximadamente $2R=18\text{ nm}$ y una longitud $2L$ comprendida entre 60 y 1000 nm datos que ha sido determinados mediante un microscopio electrónico a partir de gráficas experimentales.

La relación radio-longitud está dada por la ecuación $e = R/L$ la cual se extiende sobre más de un orden de magnitud entre 0.018 y 0.30 . Esta propiedad tiende a ser muy utilizada para la clasificación dielectroforética de una determinada población de virus de distintos tamaños. La técnica de separación por dielectroforésis está basada en las propiedades intrínsecas dieléctricas de las células y partículas que han sido aplicadas a la discriminación de la naturaleza de distintas células. Actualmente se conoce muy poco sobre las propiedades eléctricas del TMV y de su dependencia con otros virus. La población natural tiene una variedad de entre 60 y 100 nm y necesita ser separada en subgrupos de orden y tamaño para poder ser analizada con la finalidad de ser empleadas en futuros cultivos.

En este artículo nosotros hemos desarrollado una estructuración teórica para poder separar TMV de diferentes longitudes utilizando un proceso dielectroforético en un arreglo microcontact. Se puede realizar una separación selectiva de tamaños, dando un medio correcto de permitividad, conductividad, frecuencia y amplitud de campo eléctrico aplicado.

Palabras clave: Bioelectrónica, Virus Mosaico de Tabaco, dielectroforésis, separación por tamaño

1. Introducción

La bioelectrónica considera la integración de biomateriales dentro de la electrónica. Una de las direcciones relevantes en la bioelectrónica es la estructuración de componentes biológicos activos que se encuentran entre electrodos y que se pueden acceder desde el exterior. La eficiencia de transferencia de electrones dentro del objeto biológico es una propiedad importante para ser estudiada y optimizada. El conocimiento de sistemas híbridos consiste de enzimas adjuntas a nanopartículas de metal y nanotubos; estos funcionan como biosensores [1], células de biocombustible [2], células o circuitos electrónicos [3].

Las cadenas de ADN son utilizadas como plantillas para las estructuras [4]. Además de que los distintos tipos de ADN son probados como conductores en circuitos a nanoescala de dos o tres dimensiones. Los futuros sistemas nanoelectromecánicos (NEMS) se utilizarán como motores lineales o rotatorios a nivel biomolecular, alimentados por medio de energía química o electroquímica tal que puedan imitar las funciones biológicas o bien operar como nanodispositivos activos.

La nanoelectrónica biomolecular hace uso de las propiedades de las biomoléculas que se formaron de manera natural para desempeñar transferencia de carga en forma efectiva. Esta es una de las aplicaciones más simples de las moléculas orgánicas empleadas como alambres unidimensionales.

Se ha observado un comportamiento de rectificación en conjunto con los alambres moleculares cuando se encuentran moléculas una encima de otra (*sandwich*) de tal manera que la corriente que circula a través de las cadenas moleculares se logra medir colocando alambres metálicos como contactos [5].

Los recién descubiertos nanotubos de carbono (CNT's) son fuertemente estructurados formados a partir de capas de átomos de carbono que cuentan con tan solo 1 nm de diámetro y arriba de algunos micrómetros de longitud, además de que las propiedades eléctricas muestran una gran ventaja para un futuro desarrollo tecnológico [6].

Los nanotubos simples acotados pueden comportarse como metales o bien como semiconductores, dependiendo de su ordenamiento estructural, debido a que no se logran encimar unos con otros. Los nanotubos actualmente son considerados como una fuente de aproximación a las estructuras de los dispositivos empleados en la electrónica molecular ya que es posible aplicar los estándares más rígidos en la fabricación de componentes microelectrónicos (en particular para litografía a nanoescala) con la gran capacidad de evitar las limitaciones físicas que son de vital importancia para la microelectrónica del futuro.

Aunque es un paso considerable en el futuro del diseño de circuitos integrados el empleo de nanotubos de carbono sin olvidar que el ingrediente esencial para el empleo de moléculas es la auto-organización y el proceso de auto-ensamble en la formación de estructuras complejas dentro de la biología. Básicamente el poder de integrar o emplear los conceptos de microbiología básica dentro de la nanotecnología es uno de los principales beneficios que los bionanosistemas ofrecen.

Pero además existe una completa diferencia en la realización de las estructuras tecnológicas y las estructuras biológicas dependiendo del interés particular en el estudio de las distintas propiedades físicas del TMV. Mientras se conocen las estructuras mediante la cristalografía, las propiedades eléctricas requieren de consideraciones especiales para el análisis de distintas longitudes axiales de los virus. El requerimiento físico para resolver este problema se presenta en este trabajo.

2. Virus Mosaico de Tabaco (TMV) empleado como un nanocilindro microbiomolecular

El Virus Mosaico de Tabaco es un virus muy persistente en las plantas. Se ha descubierto que llega a sobrevivir por más de 50 años en plantas secas. Una vez que el virus entra en la planta este se empieza a multiplicar contaminando más células. Los virus no causan enfermedades o muerte por su consumo, pero en exceso provoca un descenso en el metabolismo de las células. El TMV es un virus que tiene forma circular rígida con un diámetro externo de $2R = 18 \text{ nm}$ y con una longitud que varía entre $2L = 40 \text{ nm}$ y 1000 nm según las gráficas obtenidas mediante experimentación con un microscopio electrónico [10]. La similitud que existe entre los nanotubos y el Virus Mosaico del Tabaco (TMV) se muestra en la figura 1.

La relación radio-longitud definida como $e = R/L$ se extiende sobre un poco más de un orden de magnitud, esto entre $e = 0.018$ y 0.30 , lo cual es una propiedad de gran utilidad para la clasificación y almacenamiento de partículas para distintos tamaños empleando la técnica de dielectroforésis.

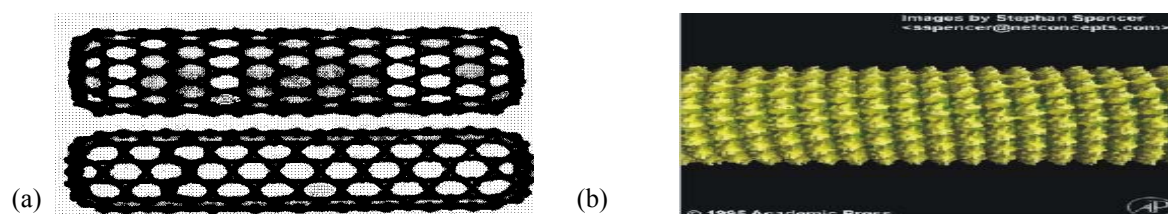


Figura 1: Estructura geométrica y comparación de tamaño de una célula de nanotubo de carbono (a) con el Virus Mosaico de Tabaco (b)

La técnica de separación dielectroforética está basada en las propiedades intrínsecas de las células y partículas. Dicha técnica ha sido empleada en la discriminación de células y partículas de diversa naturaleza [11,12]. El TMV tiene una abertura central axial con un diámetro interno de 4 nm que es idéntica a las subunidades de las proteínas, las cuales se encuentran dentro de una hélice en sentido de giro positivo de la mano derecha.

La unidad básica consiste de 49 subunidades las cuales cubren una sección de 6.9 nm de altura. Desde un punto de vista matemático, una hélice es definida por dos parámetros que son el diámetro y la altura por vuelta. Si el número de subunidades por vuelta es tomado como $M = 16.3$, el incremento axial alcanza hasta una $h = 0.14 \text{ nm}$ entonces como $p = h \cdot u$ se obtiene el valor de $p = 2.28 \text{ nm}$ que está cerca de un valor de 6.9 nm por cada tres vueltas dadas. Si una cadena de ARN simple es colocada entre las subunidades de las proteínas a una distancia de 4 nm del diámetro externo, entonces cada subunidad de proteína cubre tres nucleótidos de ARN.

La composición biomolecular posee características geométricas laterales tales como forma y tamaño, además de la estabilidad conforme transcurre el tiempo. Estas características hacen que TMV sea un objeto de interés microbioelectrónico con un potencial elevado mostrando una autoorganización en la construcción de nuevos elementos

3. Manipulación dielectroforética y fraccionamiento

Las fuerzas dielectroforéticas son utilizadas para la separación de poblaciones de partículas de acuerdo a sus propiedades dieléctricas [13,14].

El promedio en tiempo de la fuerza del campo dieléctrico $\langle F_{\text{DEP}} \rangle$ en un campo homogéneo alternante está dado por la ecuación:

$$\langle F_{DEP} \rangle = 1/2 \operatorname{Re}(\bar{m}V)\bar{E} \quad (1)$$

donde Re denota la parte real del producto escalar, \bar{m} es el momento dipolar inducido de la partícula, $\nabla\bar{E}$ es el gradiente del campo eléctrico no uniforme que actúa en la cámara, el cual contiene el medio de suspensión dieléctrico. El efecto es muy sensible a la fuerza del medio además de que la fuerza del dipolo inducido depende de la polarización de la partícula y el medio [15]. Por definición el momento dipolar inducido \bar{m} es proporcional al volumen de la partícula v , mientras que el campo eléctrico externo es definido como $E = E_0 e^{j\omega t}$ con frecuencia angular ω y la permitividad del medio dieléctrico alrededor del objeto definida como $\varepsilon_0 \varepsilon_m$.

El promedio en tiempo de fuerza actuando en una partícula elipsoidal homogénea está dado por

$$\langle \bar{F}_{DEP} \rangle = \varepsilon_0 \varepsilon_m \cdot V \cdot \operatorname{Re}\{K(\omega)\} \nabla |E_{rms}|^2 \quad (2)$$

con

$$K(\omega) = \alpha \cdot (\varepsilon_p^* - \varepsilon_m^*) \quad (3)$$

y usando la ecuación (4)

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

escribimos a $K(\omega)_x$ como se muestra en la ecuación (5)

$$K(\omega)_x = \frac{\varepsilon_p^* - \varepsilon_m^*}{\varepsilon_m^* + (\varepsilon_p^* - \varepsilon_m^*) \cdot n_x} \quad (5)$$

considerando a $K(\omega)_x$ como la componente en dirección x del factor de Clausius-Mossotti. ε_p^* es la permitividad compleja de la partícula, y n_x es el factor de depolarización de Lorentz en dirección x , paralelo al campo externo. El factor de Clausius-Mossotti es una medida de la polarizabilidad efectiva de la partícula, y depende para n_x primordialmente de la forma geométrica del objeto elipsoidal. Con la permitividad ε y σ la conductividad eléctrica de algún medio dieléctrico, la permitividad compleja se define como

$$\varepsilon^* = \varepsilon - j(\sigma / \varepsilon_0 \omega) \quad (6)$$

siendo j la unidad imaginaria $(-1)^{1/2}$.

Consecuentemente, el factor de Clausius-Mossotti depende de la frecuencia del campo aplicado, además de las propiedades dieléctricas de la partícula y el medio.

Cuando solo las dependencias de la frecuencia son objeto de estudio, es suficiente considerar $K(\omega)$ como la parte dependiente de la frecuencia del momento del dipolo inducido. Variaciones de este factor dado superan a la fuerza dielectroforética descrita en la ecuación (2), la cual es única para un tipo especial de partícula. Esto concierne no solo a propiedades dieléctricas intrínsecas, pues además las formas geométricas vía los factores de depolarización y el tamaño vía el volumen son contenidos en el momento del dipolo inducido.

Variación de forma y tamaño de las partículas afectan a $K(\omega)$ y V , las cuales conducen a la fácil realización de protocolos de separación dielectroforética. El diseño y geometría de microelectrodos usados para generar y controlar campos eléctricos no uniformes es además un factor considerable. La presencia de la fuerza $\langle \vec{F}_{DEP} \rangle$ se puede percibir alrededor del campo eléctrico intenso, mientras que las partículas se recolectan a las orillas de la punta del electrodo considerando $Re\{K(\omega)\} > 0$, además de que si $Re\{K(\omega)\} < 0$ la fuerza $\langle \vec{F}_{DEP} \rangle$ es negativa y se puede ver que el campo se comporta de manera decreciente. De las expresiones (2) y (5) se siguen dos casos de especial importancia práctica.

Por un lado las partículas de forma esférica con $n_x = n_y = n_z = 1/3$, llevan a

$$\langle F_{DEP} \rangle_{esferico} = 2\pi R^3 \epsilon_0 \epsilon_m^* Re \left\{ \frac{\epsilon_p^* - \epsilon_m^*}{\epsilon_p^* + 2\epsilon_m^*} \right\} \nabla |E|^2 \quad (7)$$

y por otro lado las partículas largas de forma de aguja cilíndrica con $n_x = 0$, $n_x = n_y = 0.5$ resultan en

$$\langle F_{DEP} \rangle_{aguja} = \frac{\pi \cdot R^2 \cdot L}{3} \epsilon_0 \epsilon_m^* Re \left\{ \frac{\epsilon_p^* - \epsilon_m^*}{\epsilon_m^*} \right\} \nabla |E|^2 \quad (8)$$

donde L es la longitud, y R es el radio del cilindro. Esta muestra claramente que la aplicación de las ecuaciones (7) y (8) ha sido verificadas con respecto a la forma de la partícula en alguna aproximación práctica. La figura 2 representa un caso donde es considerado un cilindro corto de longitud $2L$ y diámetro $2R$. La longitud del cilindro es incrementada por discos discretos, como si se formarían monedas apiladas.

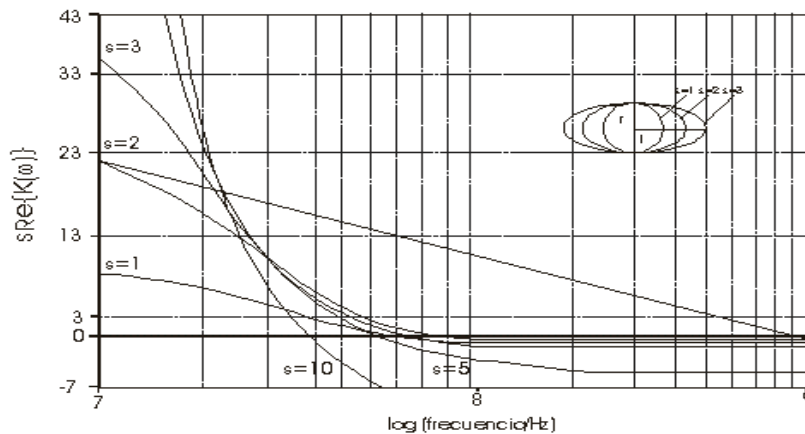


Figura 2: Un dibujo de la parte real del factor de Clausius Mossotti contra frecuencia de campo a.c. para un cilindro corto de diámetro $2R$ y diferente longitud $2L$. El número de pila $s=L/R$ toma valores $s=1$ para el cilindro más corto, y $s=2,3,\dots$ para cilindros de longitud creciente por la medida discreta $s \cdot L$

Sea s el número de una pila, definida por $s=L/R$, el cilindro más corto es dado por $s=1$, y los números de pila incrementados corresponden a la longitud del cilindro incrementado. Valores grandes de s se refieren al caso extremo de un cilindro largo, dado en la ecuación (8). No es sorpresa que la fuerza dielectroforética positiva crezca con s , la cual es principalmente una consecuencia del crecimiento del volumen del cilindro. Por otro lado, los cilindros mostrados de diferentes longitudes (diferentes números de pilas) cruzan puntos en la escala de frecuencia, donde la dirección de fuerzas dielectroforéticas giran alrededor.

Entre dos poblaciones de cilindros cortos y largos, se manifiesta un rango de frecuencia del campo eléctrico, donde los cilindros cortos son atraídos, mientras que los cilindros largos son repulsados desde un lado de ambos contactos eléctricos.

El cálculo de los efectos de la fuerza en las células biológicas comienza con la solución de la ecuación de Laplace bajo ciertas restricciones. La forma de obtener expresiones que tengan soluciones acotadas es considerando un modelo elipsoidal para las células, ya que de esta manera se consideran como campos eléctricos constantes.

El TMV es una partícula rígida de diámetro constante $2R$, pero con una distribución de longitud de $2L$ en un amplio rango. La aproximación a una forma cilíndrica del dieléctrico con $n_x=0$ no es válida para ningún grupo de virus donde la relación $e = R/L$ no esta cerca de cero. La variable de longitud $2L$ tiene un efecto claro en el campo de polarización mientras que el momento dipolar es inducido a los virus, lo cual tiene como consecuencia que actúe una fuerza dielectroforética en dichos virus. En los campos lineales las partículas son orientadas a lo largo del eje de mayor intensidad de polarización. De esta manera se forma un cilindro simétrico al eje a lo largo del campo eléctrico mientras que en el caso de tratarse de un disco circular las líneas siguen la trayectoria del radio.

Para una mayor simplicidad, solo se consideran los efectos eléctricos, mientras que los efectos debidos a la fricción hidrodinámica o a los movimientos inducidos por los campos de temperatura no son de gran importancia, particularmente a elevadas conductividades del medio.

4. Momentos dipolares inducidos en un dieléctrico de tipo TMV

En el modelo de Laplace, un elipsoide posee un campo interno constante [16]. La integración sobre este campo conduce a la polarización inducida y a obtener expresiones que relacionan la acción de las fuerzas en el objeto especial. Además uno de los casos más importantes se tiene al considerar un cubo o un cilindro pequeño lo cual requiere calcular los factores de depolarización $n_{x,y,z}$ sin aceptar la sustitución de un objeto de forma elipsoidal. Este capítulo hace uso de un procedimiento para realizar el cálculo del campo local $\vec{E}(\vec{r})$ utilizando una aproximación en un material de cualquier forma geométrica con una constante dieléctrica ϵ_p^* el cual se encuentra dentro de un campo dado por $\vec{E}_0(\vec{r})$, suspendido en medio de permitividad dieléctrica ϵ_m^* como se muestra en detalle en [18]. El campo local $\vec{E}_i(\vec{r})$ genera una polarización $\vec{P} = \epsilon_0(\epsilon_p^* - \epsilon_m^*)\vec{E}_i$ en un elemento de superficie $\Delta\vec{F}$. En el cuerpo del dieléctrico se genera un carga de polarización $\Delta q = \sigma_{pol}\Delta F = \vec{P} \cdot \Delta\vec{F}$ la cual por la ley de Coulomb y el campo externo sin perturbar $\vec{E}_0(\vec{r})$ produce un campo eléctrico local de la forma:

$$\vec{E}_i(\vec{r}_1) = \vec{E}_0(\vec{r}_1) - \iint \frac{\vec{r}_{12}}{4\pi\epsilon_0 r_{12}^3} [P(\vec{r}_2) \cdot \Delta\vec{F}_2]. \quad (9)$$

donde la integración es realizada sobre la superficie externa del cuerpo del dieléctrico; mientras que $\Delta\vec{F}$ designa puntos fuera del dieléctrico y considerando que \vec{r}_{12} combina el origen de \vec{r}_1 con el elemento de integración en \vec{r}_2 (véase la figura 3).

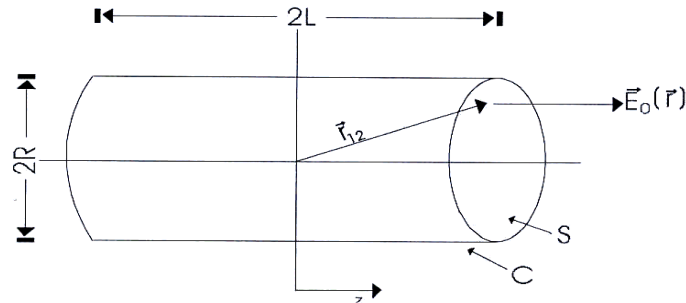


Figura 3: Cilindro dieléctrico de diámetro $2R$ y longitud $2L$, los símbolos mostrados son nombrados en el texto.

Tenemos que la relación entre $\vec{E}_0(\vec{r})$ y $\vec{E}_i(\vec{r})$ esta designada por la siguiente ecuación suponiendo que ambos campos son paralelos:

$$\vec{P}(\vec{r}) = \epsilon_0(\epsilon_p^* - \epsilon_m^*)\vec{E}_i(\vec{r}) = \epsilon_0(\epsilon_p^* - \epsilon_m^*)\vec{E}_0(\vec{r})\alpha(\vec{r}). \quad (10)$$

La polarización de un esferoide (véase la figura 4) resulta de la expresión (10), y utilizando la relación $q^2 = b^2 / (a^2 - b^2)$ en la siguiente ecuación

$$\alpha = \left\{ \epsilon_m^* + (\epsilon_p^* - \epsilon_m^*)q^2 \left(1 + \frac{\sqrt{q^2 + 1}}{2} \cdot \ln \frac{\sqrt{q^2 + 1} - 1}{\sqrt{q^2 + 1} + 1} \right) \right\}^{-1} \quad (11)$$

mientras que para una oblea elíptica se tiene:

$$\alpha = \left\{ \epsilon_m^* + (\epsilon_p^* - \epsilon_m^*)(q^2 + 1)(q \arctan \frac{1}{q} - 1) \right\}^{-1} \quad (12)$$

Y consecuentemente cuando $q \rightarrow \infty$ o $a = b$ se nota que tenemos un cuerpo dieléctrico de forma esférica donde el factor α de la ecuación (10) está dada por:

$$\alpha_1 = 3 / (\epsilon_p^* + 2\epsilon_m^*) \quad (13)$$

De esta manera obtenemos la conocida expresión del vector de polarización siguiente:

$$\vec{P} = 3\epsilon_0 \frac{\epsilon_p^* - \epsilon_m^*}{\epsilon_p^* + 2\epsilon_m^*} \cdot \vec{E}_0 \quad (14)$$

observando que el factor de Clausius-Mossotti está dado por la expresión

$$K(\omega) = 3(\epsilon_p^* - \epsilon_m^*) / (\epsilon_p^* - 2\epsilon_m^*)$$

de acuerdo a las ecuaciones (2,5) mostrada anteriormente.

El vector de polarización \vec{P} en un cilindro finito como el del TMV está representado por la ecuación de segunda aproximación (con $e = R/L$) por la expresión:

$$\vec{P} = \varepsilon_0 (\varepsilon_p^* - \varepsilon_m^*) \left\{ \varepsilon_m^* + (\varepsilon_p^* - \varepsilon_m^*) \left[1 - (1+e^2)^{-1/2} \right] \right\}^{-1} * \left\{ 1 + \frac{1 - 2(1+e^2)^{-1/2} - (1+8/e^2)^{-1} + (e^2+2)(e^2+4)^{-1/2} - e}{2[(\varepsilon_p^* - \varepsilon_m^*)^{-1} + 1] - 7/8[1+11e^2/56]} \right\} \cdot \vec{E}_0 \quad (15)$$

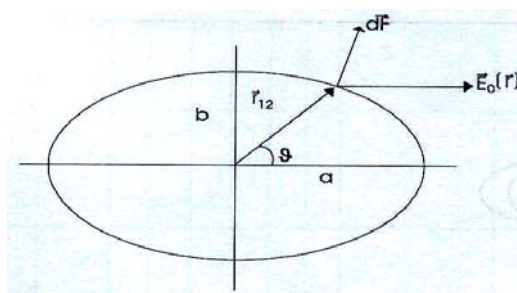


Figura 4: Elipsoide con ejes a y $b = c$, donde $\vec{E}(r)$ es el vector de campo eléctrico externo.

5. Cálculo de la fuerza dielectroforética para TMV de diferente longitud

La respuesta en frecuencia de la fuerza dielectroforética (DEP) en TMV es gobernada por las expresiones (2), (15) mientras que el correspondiente factor de Clausius-Mossotti está relacionado con α mediante la expresión dada por:

$$K(\omega) = \alpha \cdot (\varepsilon_p^* - \varepsilon_m^*) \quad (16)$$

En el caso límite de considerar un cilindro con $\alpha = 1/\varepsilon_m^*$ y una esfera y con $\alpha = 3/(\varepsilon_p^* - \varepsilon_m^*)$, y además considerando las relaciones (5) y (6) nos permite realizar una aproximación del TMV a un cilindro sólido homogéneo de longitud $2L = s \cdot 50 \text{ nm}$, con $s = 1, 2, \dots, 20$, para así distinguir diez posible poblaciones por cada longitud estudiada. La permitividad relativa dada por $\varepsilon_p = 55$ y una conductividad dada como $\sigma_p = 0.085 \text{ Sm}^{-1}$ que han sido tomadas de Morgan y Green [19].

Usando estos parámetros se puede realizar una gráfica de la variación del factor de polarización con la frecuencia estimada a partir de la expresión (14) y como una función de la frecuencia angular y del parámetro s de la longitud de TMV considerando una conductividad σ_m para valores entre 0.001 y 0.1 S/m.

El resultado para la fuerza dielectroforética es proporcional a $s \cdot \text{Re}\{K(\omega)\}$ como se puede ver en la figura 5.

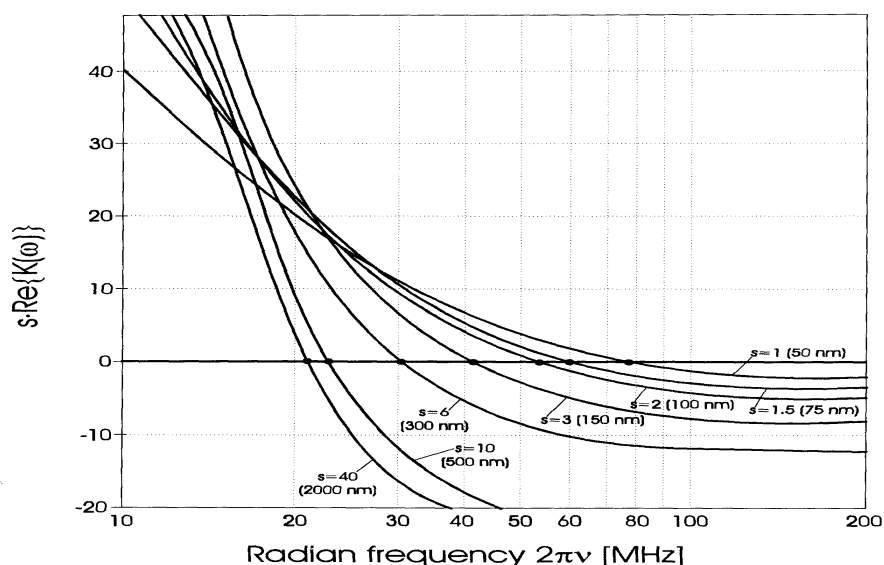


Figura 5: Una curva de la parte real de factor de Clausius-Mossotti en un análisis de respuesta en frecuencia. El número s es el parámetro del tamaño del TMV, definido por $2L = 50s \text{ nm}$ [19].

Se observa de la gráfica anterior que la fuerza en el TMV es de diferente magnitud para distintas longitudes y que para ciertos rangos de frecuencia adquiere valores positivos y negativos, es decir para bajas frecuencias y virus pequeños es positiva; mientras que para altas frecuencias tiene valores negativos considerando virus grandes como se muestra en la figura 6 con mayor detalle.

En la figura 6 observamos que para las frecuencias críticas definidas como $s \cdot \text{Re}\{K(\omega)\} = 0$ se tiene una formación de TMV con una longitud de 75 nm cerca de los 60 MHz , lo cual es fácil de controlar bajo ciertas condiciones experimentales. Dentro de este estudio no se incluye el efecto de la fricción que sufren las partículas dependiente de su tamaño y forma.

El factor de fricción para una esfera, un cilindro, un disco o un cuerpo de alguna otra forma depende de la geometría y de las condiciones hidrodinámicas de cada cuerpo.

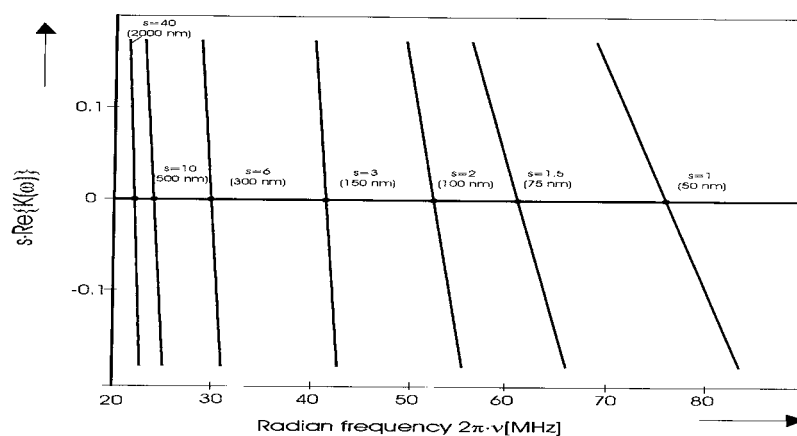


Figura 6: Región de frecuencia donde la fuerza dielectroforética pasa de positiva a negativa para TMV de diferente longitud en un medio con conductividad $\sigma_m = 0.001 \text{ S/m}$.

En la figura 7 se muestra un típico arreglo de microelectrodos para experimentos de dielectroforésis.

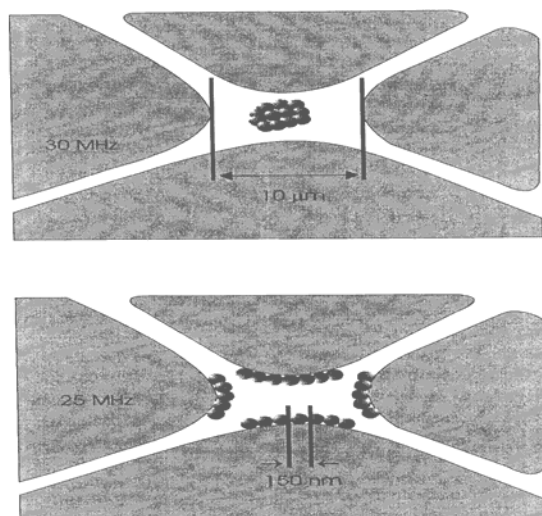


Figura 7: Arreglo de microcontactos usado en experimentos de dielectroforésis. La distancia usual entre los contactos es cerca de $10 \mu\text{m}$ pero existe la posibilidad de que sea tan pequeña como $1 \mu\text{m}$, las partículas experimentan una fuerza positiva o negativa dependiendo de la frecuencia del campo aplicado.

La distancia entre los puntos de contacto dentro del campo es de $10 \mu\text{m}$ a $50 \mu\text{m}$ la cual se obtiene empleando técnicas de fotolitografía. La aplicación de un voltaje externo de 10 V genera un campo eléctrico del orden de 10^6 V/m . La fuerza dielectroforética que actúa sobre las partículas es proporcional al cuadrado de la amplitud del campo y es expresada por la ecuación (2)

6. Discusión y conclusiones

La existencia de arreglos a base de microelectrodos para la continua separación de microorganismos y células conduce a la separación y almacenamiento de poblaciones de TMV. Como se observó en este trabajo un momento dipolar inducido en TMV de diferentes longitudes causa un efecto de fuerza dielectroforética diferente. Adicionalmente existen ventanas de frecuencia donde esta fuerza es negativa debido a una subpoblación. En particular se trata el flujo del campo dielectroforético donde existe un posicionamiento diferencial de partículas con una velocidad de flujo estabilizada dielectroforéticamente; particularmente empleada para la separación de colecciones de TMV de distintos tamaños.

Bibliografía

- [1] Willner, I.; V. Heleg-Shabtri, E. Katz, H.K. Rau, W. Haehnel. Integration of a reconstituted *de novo* synthesized hemoprotein and native metalloproteins with electrode supports for bioelectronic and bioelectrocatalytic applications. *J. Am. Chem. Soc.*, 121: 6455-6468. (1999)
- [2] Chen, T., S. C. Barton; G. Binyamin; Z. Gao; Y. Zhang; HH Kim & A. Heller. A Miniature Biofuel Cell. *J. Am. Chem. Soc.* 123: 8630-8631. (2001)
- [3] Hirsch, R. E. Katz & I. Willner. Magneto-switchable bioelectrocatalysis. *J. Am. Chem. Soc.* 122:12053-12061 (2000)

- [4] Braun, E.; Y. Eichen; U. Sivan & G. Ben-Yoseph. Self Assembly of Nanometer Scale Electronics by Biotechnology. *Nature* 391: 775-781. (1998)
- [5] Chen, J.; MA Reed; AM Rawlett & JM Tour. Observation of a Large On-Off Ratio and Negative Differential Resistance in an Electronic Molecular Switch. *Science* 286: 1550-1556. (1999)
- [6] Sawamura, M.; K. Kawai; Y. Matsuo; K. Kanie; T. Kato & E. Nakamura. Stacking of conical molecules with a fullerene apex into polar columns in crystals and liquid crystals. *Nature* 419: 702-705. (2002)
- [7] Zehe, A. *Tecnología Epitaxial de Silicio*. Ed. Intercon, Norderstedt, Germany. (2000)
- [8] Zehe, A. *Moletrónica*, www.moletronica.buap.mx, Mexico. (2002)
- [9] Adams, M. S. Fraden. Phase behavior of mixtures of rods (Tobacco Mosaic Virus) and Spheres (polyethylene Oxide, Bovine Serum Albumin). *Biophys. J.* 74 :669-677. (1998)
- [10] <http://cbe.ivic.vt.edu/semviru/semivirus.html>
- [11] Morgan, H., M.P. Highes N.G. Green. Separation of Submicron Bioparticles by Dielectrophoresis. *Biophys. J.* 77: 516. (1999)
- [12] Markx, G.H., P. A. Dyda R. Pethig. Dielectrophoretic separation of bacteria using a conductivity gradient. *J. Biotechnol.* 51: 175-180. (1996)
- [13] Markx, G.H. R. Pethig. Dielectrophoretic separation of cells: continuous separation. *Biotechnol. Bioeng.* 45: 337-343.(1995)
- [14] Gimsa, J.& D. Wachner. A polarization model overcoming the geometric restrictions of the Laplace solution for spheroidal cells. *Biophys. J.* 77: 1316-1326.(1999)
- [15] Ramos, A.; H. Morgan; N. G. Green & A. Castellanos. AC electrokinetics: a review of forces in microelectrode structures. *J. Phys. D Appl. Phys.* 31: 2338-2353. (1998)
- [16] Stratton J. *Electromagnetic Theory*. pp. 513-73. Ed. McGraw-Hill. NY. USA. (1941)
- [17] Sebastián, J.L., S. Muñoz; M. Sancho & J. M. Miranda. Analysis of the influence of the cell geometry, orientation and cell proximity effects on the electric field distribution from direct RF exposure. *Phys. Med. Biol.* 46: 213-225.(2001)
- [18] Zehe, A.& Ramírez, A. The depolarization field in polarizable objects of general shape, *Rev. Mex. Fis.* 48: (5) 427-431.(2002)
- [19] Morgan, H. & N. G. Green. Dielectrophoretic manipulation of rod-shaped viral particles. *J. Electrostatics* 42: 279-293. (1997)