

Simulación con el método FDTD para estudiar la dinámica del campo óptico de un nanotubo de carbono dopado con puntos cuánticos.

FDTD Simulation for Studying the Optical Field Dynamics of a Carbon Nanotube Doped with Quantum Dots

Jesús Jonathan Martínez-Ocampo^{1*} , Miguel Ángel Ruiz-Jaimes²  y Gennadiy Burlak¹ 

¹CIICAp, Universidad Autónoma del Estado de Morelos, Av. Universidad 1001, Cuernavaca, Morelos 62210, México

²Universidad Politécnica del Estado de Morelos, Ingeniería en Informática e Ingeniería en Electrónica y Telecomunicaciones, Boulevard Cuauhnáhuac 566, Colonia Lomas del Texcal, Jiutepec, Morelos 62550, México

*jesusj@icf.unam.mx

PALABRAS CLAVE: RESUMEN

Puntos cuánticos,
Nanotubos de
carbono, Láser,
Plasmón, Polaritón

Investigamos numéricamente cómo los nanoemisores (NEs) distribuidos aleatoriamente en nanotubos de carbono de pared simple (SWCNT) pueden mejorar la emisión láser cuando se excitan mediante plasmón-polaritón (PP). Descubrimos que cuando la frecuencia plasmónica de los nanotubos de carbono excede un valor crítico, se excita macroscópicamente el plasmón-polaritón en todo el SWCNT. El tiempo de generación del láser de los NEs está fuertemente influenciado por esta frecuencia plasmónica. Esto conduce a una reconexión de los campos en los NEs y a un acoplamiento significativo entre la radiación del emisor y los campos PP. Demostramos que el cambio resonante en la estructura espacial del campo está relacionado con un aumento en la excitación del PP. Este fenómeno tiene implicaciones para el diseño de dispositivos en la nanoelectrónica contemporánea.

KEYWORDS:

Nanoemitters,
Percolation and
Laser, Plasmon,
Polaritons

ABSTRACT

We numerically investigate how nanoemitters randomly distributed in single-walled carbon nanotubes (SWCNTs) can enhance laser emission when excited via plasmon-polariton (PP). We discovered that when the plasmonic frequency of the carbon nanotubes exceeds a critical value, the plasmon-polariton is excited macroscopically throughout the SWCNT. The laser generation time of the nanoemitters is strongly influenced by this plasmonic frequency. This leads to a reconnection of the fields in the nanoemitters and significant coupling between the emitter's radiation and the plasmon-polariton fields. We demonstrate that the resonant change in the spatial structure of the field is related to an increase in PP excitation. This phenomenon has implications for the design of active devices in contemporary nanoelectronics.

• Recibido: 26 de noviembre de 2024 • Aceptado: 15 de marzo de 2025 • Publicado en línea: 10 de febrero de 2026

1. INTRODUCCIÓN

En la actualidad, las investigaciones sobre nanoestructuras de carbono alineadas han estimulado diversos estudios espectroscópicos a una escala espacial de

varios nanómetros [1–11]. Se presta un considerable interés a estudiar las propiedades plasmónicas lineales y no lineales de nanohíbridos y nanocompuestos compuestos por nanopartículas metálicas y emisores cuánticos (QEs) [12–16]. La inclusión



de SWCNT dispersos en el espacio de trabajo de QEs o NEs cambia considerablemente las propiedades del campo electromagnético, cuya estructura depende significativamente de la frecuencia plasmónica ω_p de los SWCNT. En un sistema híbrido como este, se vuelve posible controlar las propiedades de los campos ópticos locales, lo que permite la creación de fuentes coherentes en miniatura de umbral bajo con polarización ajustable [6,18]. Para simplificar, limitamos nuestro estudio al caso de SWCNT, donde las propiedades de dispersión de los PP son más simples en comparación con los nanotubos de carbono de pared múltiple MWCNTs, como se menciona en [1]. A bajas frecuencias, este medio se comporta como un sistema de cilindros dieléctricos con propiedades bien conocidas de ondas de Bloch [19]. Sin embargo, a altas frecuencias, dominan las propiedades dinámicas de las ondas electromagnéticas en cilindros de plasma, lo que permite que los plasmones superficiales se propaguen. En la región de frecuencia intermedia, los campos adquieren una estructura compleja en el área de corte de los modos de onda plasmónica. Las propiedades espectrales de tales modos en el SWCNT, bajo condiciones ideales sin pérdidas e infinitos, han sido ampliamente estudiadas utilizando aproximaciones cuánticas y cuásiclasicas [19–23]. Sin embargo, en escenarios reales que involucran SWCNT finitos y con pérdidas, nuevos factores cobran importancia. Los campos plasmónicos de los nanotubos dispersantes perturban los niveles de energía de los NEs, vinculando así los PP en SWCNTs con los grados de libertad internos de los NEs. Una propiedad notable de los NEs es la no linealidad del campo y la posibilidad de generación láser [24] y esta última propiedad es la motivación de nuestro trabajo.

2. ECUACIONES BÁSICAS

En este sistema híbrido de estudio

considerados las ecuaciones de Maxwell de la siguiente manera:

$$\begin{aligned} \nabla \times E &= -\mu_0 \frac{\partial H}{\partial t} \\ \nabla \times H &= \epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} + j_e + E \sigma_e + \sum_k I_k(R_k, t) \delta_{rR_k} \end{aligned} \quad (1)$$

donde E es el campo eléctrico, H el campo magnético, j_e es la densidad de corriente eléctrica en el SWCNT y que obedece a la ecuación del material mediante $j_e + \gamma_e J_e = b_e E$ donde γ_e es la frecuencia de colisión en el SWCNT, $b_e = \epsilon_0 \omega_p^2$, ω_p es la frecuencia de plasma, σ_e es la conductividad y ϵ_h es la constante dieléctrica del medio del SWCNT.

En la ecuación (1), $I_k(R_k, t) = \frac{\partial P_k}{\partial t}$ se relaciona con la densidad de polarización producida por los NEs en la posición R_k siendo $P_k = P(R_k, t)$. Para encontrar el campo óptico del sistema resolvemos numéricamente la ecuaciones que relacionan a; P_k , E y H con los niveles poblacionales $N_{i,k}$ con $i, k = 0, 1, 2, 3$ que representan los niveles de energía de los NEs. Para el caso de NEs desacoplados la ecuación a resolver es la siguiente [21–24].

$$\frac{\partial^2 P_k}{\partial t^2} + \Delta \omega_a \frac{\partial P_k}{\partial t} + \omega_a^2 P_k = \frac{6\pi \epsilon_0 c^3}{\tau_{21} \omega_a^2} (N_{1,k} - N_{2,k}) E_k \quad (2)$$

definiendo a $\Delta \omega_a$ como la frecuencia de radiación donde $\Delta \omega_a = \tau_{21}^{-1} + 2T_2^{-1}$ donde T_2 es el tiempo medio entre el desfase de eventos, τ_{21} es el tiempo de decaimiento espontaneo del segundo nivel atómico al primero. Para átomos de cuatro niveles las ecuaciones de los niveles poblacionales se encuentran desarrolladas en [17] y toman la forma que se muestra a continuación con $N_{i,k} = N_i(R_k, t)$;

$$\frac{\partial N_{0,k}}{\partial t} = -A_r N_{0,k} + \frac{N_{1,k}}{\tau_{13}}, \quad \frac{\partial N_{3,k}}{\partial t} = A_r N_{0,k} - \frac{N_{3,k}}{\tau_{02}} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_{1,k}}{\partial t} &= \frac{N_{2,k}(t)}{\tau_{32}} - \frac{(j \cdot E)_k}{h \omega_a} - \frac{N_{1,k}}{\tau_{13}} \\ \frac{\partial N_{2,k}}{\partial t} &= \frac{N_{1,k}(t)}{\tau_{12}} + \frac{(j \cdot E)_k}{h \omega_a} - \frac{N_{2,k}}{\tau_{02}} \end{aligned} \quad (4)$$

Una fuente externa excita a los NEs desde el nivel base $i=0$ hasta el tercer nivel a una tasa A_r , que es proporcional a la intensidad de bombeo. Después de un tiempo de vida τ_{32} , los emisores se transfieren de forma no radiativa al segundo nivel. El segundo nivel y el primer nivel son los niveles de láser superior e inferior respectivamente. Los emisores pueden decaer desde el nivel superior al inferior mediante emisión tanto espontánea como estimulada, siendo $j \cdot E/\hbar\omega_a$ la tasa de radiación estimulada. Por último, los emisores también pueden decaer de manera no radiativa desde el primer nivel hasta el nivel del estado base. Los tiempos de vida y los niveles de energía superior e inferior del láser son τ_{21} , E_2 y τ_{10} , E_1 . La frecuencia individual de radiación de cada electrón es $\omega_a=(E_2-E_1)/\hbar$. Para estudiar la dinámica resolvimos las ecuaciones (1)-(4) numéricamente, en la siguiente sección se muestran los resultados obtenidos.

3. MODELO FDTD

El algoritmo de FDTD (Diferencias Finitas en el Dominio del Tiempo) fue desarrollado por Kane Yee en 1966 y se utiliza para resolver las ecuaciones de Maxwell. Este algoritmo utiliza diferencias centrales de segundo orden y se lleva a cabo mediante los siguientes pasos:

- Se reemplazan las derivadas en las leyes de Ampere y Faraday por diferencias finitas, se discretiza el espacio y el tiempo.
- Se resuelven las ecuaciones resultantes para obtener los campos futuros en función de los campos pasados.
- Los campos magnéticos se evalúan avanzando un paso de tiempo para conocer los valores presentes.
- Se repiten los pasos 2 y 3 hasta obtener los campos durante el intervalo de tiempo deseado. Este algoritmo puede aplicarse a sistemas unidimensionales (1D), bidimensionales (2D) y tridimensionales (3D).

En la **Fig. 1** se presenta de manera gráfica el desarrollo del algoritmo para el caso 1D posteriormente se extienden los resultados para el caso 3D.

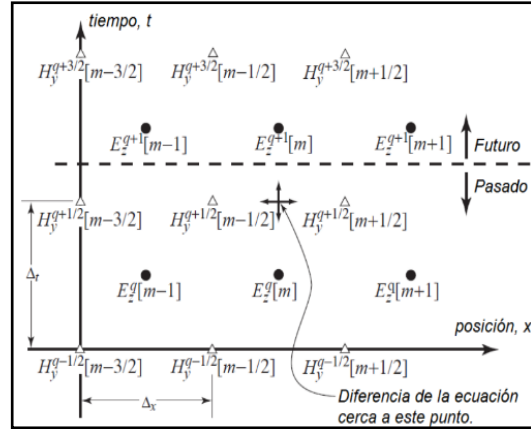


Figura 1. La imagen ilustra cómo se organizan los nodos en un arreglo unidimensional para los campos E y H .

Los nodos del campo eléctrico se muestran con círculos, mientras que los nodos del campo magnético se representan con triángulos, esta es la manera en que discretiza el espacio y el tiempo en 1D.

4. RESULTADOS NUMÉRICOS Y DISCUSIÓN

Nuestro estudio fue desarrollado mediante simulaciones numéricas usando Python versión 3.12.4 en Visual Estudio Code y empleando el método FDTD para resolver las ecuaciones de Maxwell, en el sistema híbrido consideramos NEs conectados al SWCNT ver **Fig. 2** donde se muestra una nanofibra de $100 \mu\text{m}$ de altura y un radio de $40 \mu\text{m}$ donde se incorporan 75 NEs. Las simulaciones tuvieron en cuenta las propiedades de dispersión de los modos plasmónicos en el rango de frecuencias $\omega_p=2.3 \text{ THz}$ y $\omega_p=2.3 \text{ GHz}$ ver **Fig. 3** donde se muestra diferentes modos plasmónicos en un corte del plano x-y del SWCNT y con [30, 50, 75] NEs respectivamente. En la **Fig. 4** investigamos la dinámica láser de los NEs acoplados a los SWCNT donde se incluyen las soluciones numéricas de las ecuaciones (1)-(4) de la tasa para los niveles de ocupación de los emisores, para nuestro modelo consideramos NEs como sistemas cuánticos de cuatro niveles [19-23].

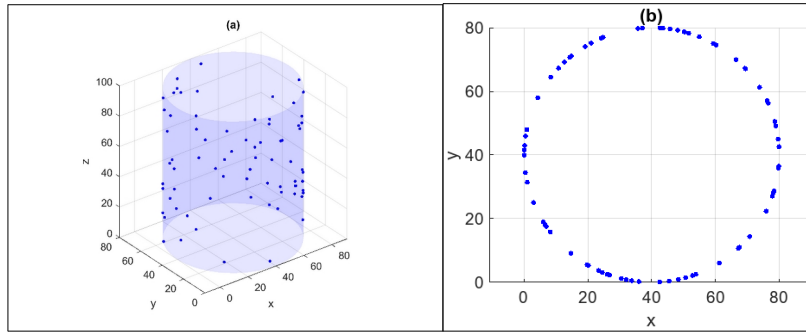


Figura 2. A) Conjunto de NEs radiantes de 4 niveles de energía (indicados por puntos azules) se colocan aleatoriamente en 3D y paralelos al SWCNT. B) NEs incorporados en el SWCNT en el plano x-y.

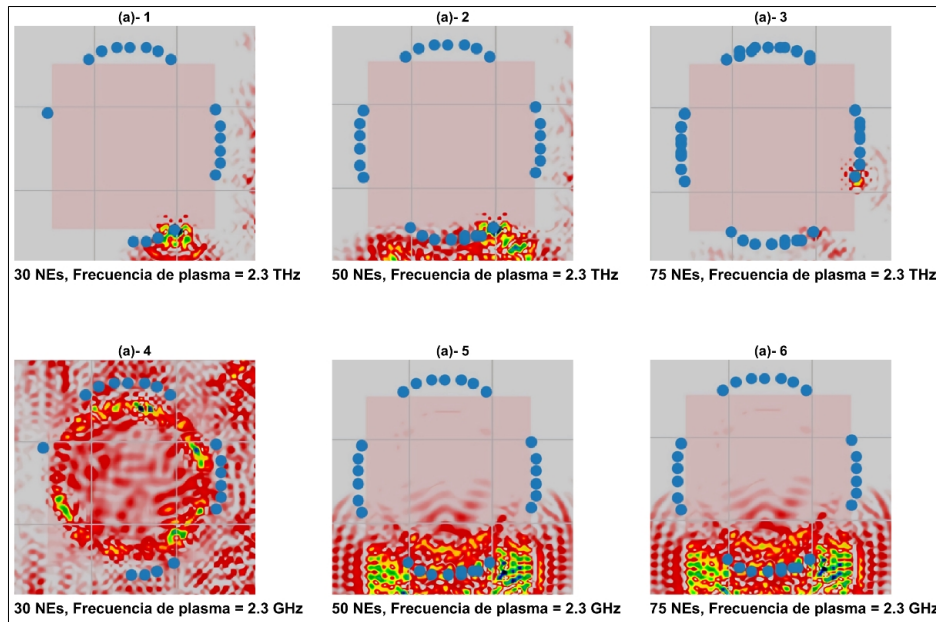


Figura 3. La figura muestra la distribución de campo espacial $E(x; y; z_c)$ en el plano central $z_c = L/2$ con una frecuencia del plasma $\omega_p = 2.3$ THz y $\omega_p = 2.3$ GHz para [30, 50, 75] NEs.

La investigación encontró que el tiempo de generación láser de los NEs depende significativamente de la ω_p de los SWCNT. Se identificó una frecuencia crítica (ω_c), por encima de la cual se generan plasmones superficiales en los SWCNT y se acoplan al campo de los NEs incorporados, llevando a un fuerte acoplamiento cruzado y a la modificación de la emisión láser en los NEs **Fig. 4-5**. La intensidad de emisión del sistema aumenta bruscamente cuando se alcanza el umbral del láser ($t > t_c$), lo que indica que la emisión está directamente relacionada con la frecuencia plasmónica. A frecuencias plasmónicas por encima del

valor crítico ($\omega_p > \omega_c$), el campo se localiza cerca de los límites de los SWCNT pero no penetra significativamente en su interior **Fig 3**, lo que corresponde a la propagación de los PP de superficie en los SWCNTs. En resumen, la frecuencia plasmónica de los SWCNTs juega un papel crucial en la dinámica del láser de los nanoemisores, afectando el tiempo de inicio de la generación del láser, el acoplamiento de los campos, la estructura espacial del campo, la intensidad de emisión y la localización del campo, así como en la transición de fase del campo en el arreglo de SWCNTs.

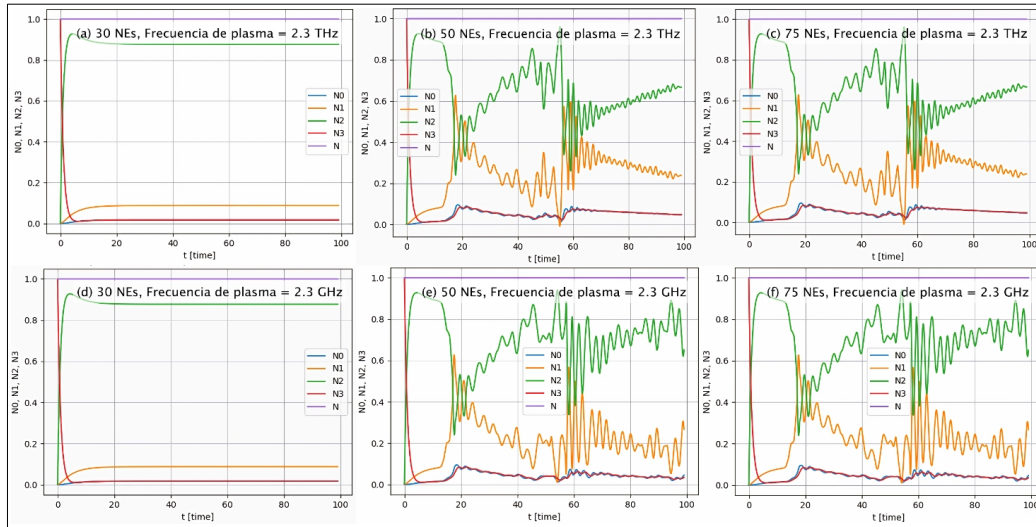


Figura 4. Se muestra la dinámica temporal normalizada de las poblaciones de niveles de energía N_i ($i=0,1,2, 3$) del SWCNT con una frecuencia del plasma $\omega_p= 2.3$ THz y $\omega_p= 2.3$ GHz y [30, 50, 75] NEs respectivamente. La línea morada muestra la suma total de los niveles $N=N_0+N_1+N_2+N_3$, la línea roja corresponde a al 4to. nivel poblacional y con azul el estado base, las líneas naranja y verde muestra la inversión poblacional como función del tiempo en nuestro sistema híbrido.

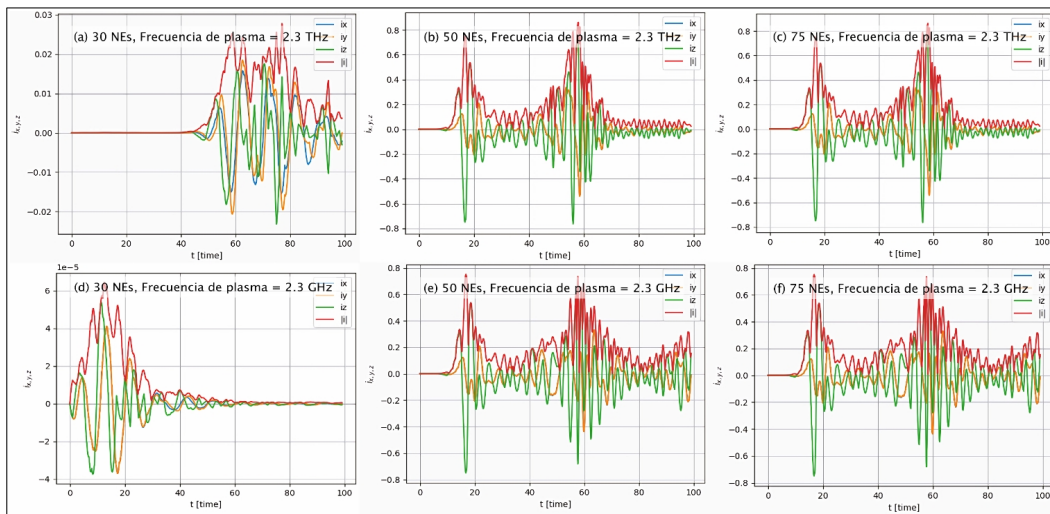


Figura 5. La figura muestran la intensidad del campo radiante del SWCNT en cada componente $I_{x,y,z}$ la línea azul corresponde a la componente I_x , línea color naranja corresponde a la componente I_y , la línea color verde a la componente I_z y con color rojo la intensidad promedio, usamos una frecuencia del plasma $\omega_p= 2.3$ THz y $\omega_p= 2.3$ GHz y [30, 50, 75] Nes.

5 CONCLUSIONES

Nuestra investigación ha revelado varios hallazgos clave sobre la interacción entre los NEs y los SWCNT cuando se excitan mediante PP. En primer lugar, hemos determinado que el tiempo de generación láser de los NEs depende significativamente de la frecuencia plasmónica de los SWCNT. Específicamente, hemos identificado una

frecuencia crítica $\omega_c > 2.3$ THz que, una vez superada, permite la generación de plasmones superficiales en los SWCNT. Estos plasmones se acoplan al campo de los NEs incrustados, resultando en un fuerte acoplamiento cruzado y una modificación notable en la emisión láser de los NEs. El acoplamiento entre los plasmones superficiales y los NEs induce una reconexión de los campos entre ellos. Este fenómeno es

crucial porque fomenta un acoplamiento significativo entre la radiación del emisor y los campos de PP, lo cual afecta directamente la eficiencia y características

de la emisión láser. Nuestro estudio también ha mostrado que la estructura espacial del campo radiante depende significativamente de ω_p .

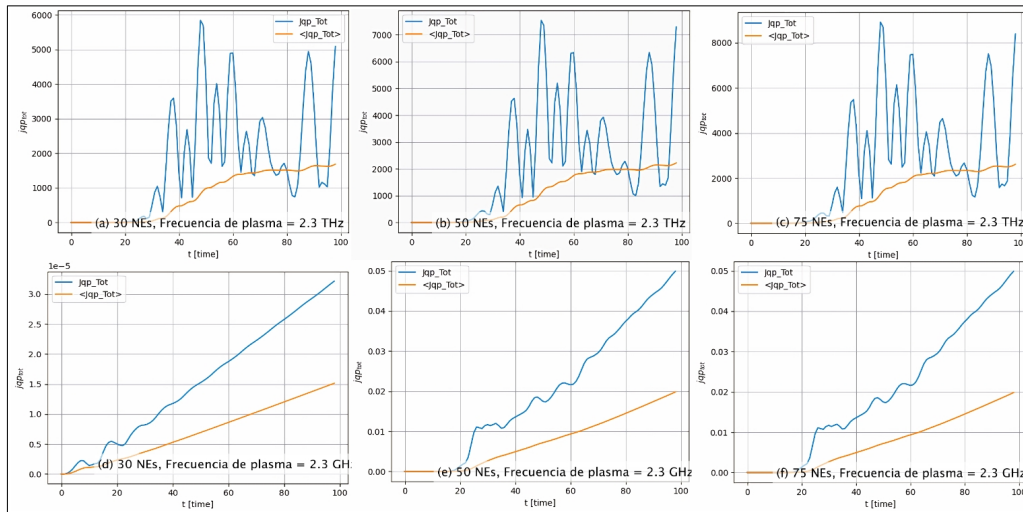


Figura 6. En estas gráficas podemos observar en cada una la densidad de corriente como función del tiempo con $\omega_p=2.3$ THz y $\omega_p=2.3$ GHz y con [30, 50, 75] NEs, la línea azul representa la densidad de corriente total en el sistema híbrido mientras que la línea roja es la densidad de corriente promedio.

Cerca de la frecuencia crítica ω_c , hemos observado un pico pronunciado en el índice de participación inversa (IPR), lo que indica una transición de fase en la distribución del campo óptico. Este cambio resonante en la estructura espacial del campo es un indicador clave de la mayor excitación de los PP. Estos descubrimientos no solo amplían nuestra comprensión fundamental de la interacción entre los NEs y los SWCNT, sino que también tienen importantes implicaciones prácticas. La capacidad de controlar y optimizar la emisión láser mediante el ajuste de la frecuencia plasmónica y la manipulación de los plasmones superficiales abre nuevas vías para el diseño de dispositivos activos en la nanoelectrónica contemporánea. En particular, estos hallazgos sugieren oportunidades significativas para la optimización de tecnologías basadas en SWCNT y PP, como fuentes de luz láser más eficientes y precisas, sensores ópticos avanzados y componentes electrónicos nanoestructurados. En resumen, nuestro estudio demuestra que los nanoemisores distribuidos aleatoriamente en SWCNT

pueden mejorar notablemente la emisión láser cuando son excitados mediante PP. Al identificar la frecuencia crítica y el impacto del acoplamiento cruzado en la emisión láser, hemos proporcionado una base sólida para futuros desarrollos en la nanoelectrónica. Estos avances podrían llevar a la creación de dispositivos más eficientes y versátiles, subrayando la importancia de continuar explorando las interacciones complejas entre los componentes nanoestructurados y los campos ópticos.

Agradecimientos

Este trabajo fue apoyado por CONAHCYT (México) a través de las subvenciones No. A1-S-9201, No. A1-S-8793.

REFERENCIAS

- [1] Eatemadi A, H Daraee HK, Kouh M, Zargham N, AAkbarzadeh, Joo SW. Car-bon nanotubes: properties, synthesis, purification, and medical applications. *Nanoscale Res Lett* 2014;9:1-13. doi: [10.1186/1556-276X-9-393](https://doi.org/10.1186/1556-276X-9-393)
- [2] Al Aloul M, Rasras M. Plasmon-enhanced graphene photodetector with CMOS-compatible titanium

- nitride. *J Opt Soc Am B* 2021;38:602-10. doi: [10.1364/JOSAB.416520](https://doi.org/10.1364/JOSAB.416520)
- [3] Angelis FD, Das G, Candeloro P, Patrini M, Galli M, Bek A, Lazzarino M, Maksymov I, C-Liberale, Andreani LC, Fabrizio ED. Nanoscale chemical mapping using three-dimensional adiabatic compression of surface plasmon polaritons. *Nature Nanotech* 2010;5:67-72. doi: [10.1038/nnano.2009.348](https://doi.org/10.1038/nnano.2009.348)
- [4] Pitarke JM, Silkin VM, Chulkov EV, Echenique PM. Theory of surface plasmons and surface-plasmon. *Rep Prog Phys* 2007;70:1-87. doi: [10.1088/0034-4885/70/1/r01](https://doi.org/10.1088/0034-4885/70/1/r01)
- [5] Muchuweni E, Mombeshora ET, Martincigh BS, Nyamori VO. Recent applications of carbon nanotubes in organic solar cells. *Front Chem* 2022;9:733552. doi: [10.3389/fchem.2021.733552](https://doi.org/10.3389/fchem.2021.733552)
- [6] Habisreutinger SN, Blackburn JL. Carbon nanotubes in high-performance perovskite photovoltaics and other emerging optoelectronic applications. *J Appl Phys* 2021;129(1):010903. doi: [10.1063/5.0035864](https://doi.org/10.1063/5.0035864)
- [7] Moore K, Wei W. Applications of carbon nanomaterials in perovskite solar cells for solar energy conversion. *Nano Mater Sci* 2021;3(3):276-90. doi: [10.1016/j.nanoms.2021.03.005](https://doi.org/10.1016/j.nanoms.2021.03.005)
- [8] Tian F, Sumikura H, Kuramochi E, Takiguchi M, Ono M, Shinya A, Notomi M. All-optical dynamic modulation of spontaneous emission rate in hybrid optomechanical emitter-cavity systems. *Optica* 2022;9(3):309-16. doi: [10.1364/OPTICA.444781](https://doi.org/10.1364/OPTICA.444781)
- [9] Burlak G, Medina-Ángel G. Structure of optical cherenkov radiation in a three-dimensional compound medium with carbon nanotubes. *J Opt Soc Am B* 2019;36:187-93. doi: [10.1364/JOSAB.36.0.0187](https://doi.org/10.1364/JOSAB.36.0.0187)
- [10] Burlak G, Cuevas-Arteaga C, Medina-Ángel G, Martínez-Sánchez E, Calderón-Segura YY. Plasmon-polariton oscillations in three-dimensional disordered nanotubes excited by a moving charge. *J Appl Phys* 2019;126:013101. doi: [10.1063/1.5098019](https://doi.org/10.1063/1.5098019)
- [11] Burlak G, Medina-Ángel G, Martínez-Sánchez E. Condensation of plasmon-polaritons in dispersing carbon nanotubes assisted by a fast charge. *Phys Scr* 2021;96(12):125515. doi: [10.1088/1402-4896/ac2b46](https://doi.org/10.1088/1402-4896/ac2b46)
- [12] Yanagi K, Okada R, Ichinose Y, Yomogida Y, Katsutani F, Gao W, et al. Intersub-band plasmons in the quantum limit in gated and aligned carbon nanotubes. *Nat Commun* 2018;9:1121. doi: [10.1038/s41467-018-03381-y](https://doi.org/10.1038/s41467-018-03381-y)
- [13] Singh MR, Schindel DG, Hatfield A. Dipole-dipole interaction in a quantum dot and metallic nanorod hybrid system. *Appl Phys Lett* 2011;99:181106. doi: [10.1063/1.3658395](https://doi.org/10.1063/1.3658395)
- [14] Terzis A, Kosionis S, Boviatsis J, Paspalakis E. Nonlinear optical susceptibilities of semiconductor quantum dot-metal nanoparticle hybrids. *J Mod Opt* 2015;63(5):451-61. doi: [10.1080/09500340.2015.1079655](https://doi.org/10.1080/09500340.2015.1079655)
- [15] Singh MR, Davieau K, Carson JJ. Effect of quantum interference on absorption of light in metamaterial hybrids. *J Phys D Appl Phys* 2016;49:445103. doi: [10.1088/0022-3727/49/4/445103](https://doi.org/10.1088/0022-3727/49/4/445103)
- [16] Yannopapas V, Paspalakis E. Optical properties of hybrid spherical nanoclusters containing quantum emitters and metallic nanoparticles. *Phys Rev B* 2018;97:205433. doi: [10.1103/PhysRevB.97.205433](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.97.205433)
- [17] Singh MR. Theory of all-optical switching based on the Kerr nonlinearity in metallic nanostructures. *Phys Rev A* 2020;102:013708. doi: [10.1103/PhysRevA.102.013708](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.102.013708)
- [18] Guo J, Black K, Hu J, Singh M. Study of plasmonics in hybrids made from a quantum emitter and double metallic nanoshell dimer. *J Phys Condens Matter* 2018;30:185301. doi: [10.1088/1361-648x/aab72b](https://doi.org/10.1088/1361-648x/aab72b)
- [19] Jackson J. *Classical electrodynamics*. John Wiley and Sons; 1998
- [20] Longe P, Bose S. Collective excitations in metallic graphene tubules. *Phys Rev B* 1993;48(24):18239. doi: [10.1103/PhysRevB.48.18239](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.48.18239)
- [21] Yannouleas C, Bogachek EN, Landman U. Collective excitations of multishell carbon microstructures: multishell fullerenes and coaxial nanotubes. *Phys Rev B* 1996;53(15):10225. doi: [10.1103/PhysRevB.53.10225](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.53.10225)
- [22] Wei L, Wang YN. Electromagnetic wave propagation in single-wall carbon nanotubes. *Phys Lett A* 2004;333:303-9. doi: [10.1016/j.physleta.2004.10.048](https://doi.org/10.1016/j.physleta.2004.10.048)
- [23] Moradi A, Khosravi H. Plasmon dispersion in metallic carbon nanotubes in the presence of low-frequency electromagnetic radiation. *Phys Lett A* 2007;371(1-2):1-6. doi: [10.1016/j.physleta.2007.05.110](https://doi.org/10.1016/j.physleta.2007.05.110)
- [24] Siegman AE. *Lasers*. Mill Valley, California; 1986

ACERCA DE LOS AUTORES



El Dr. Gennadiy Burlak estudió en la Universidad Nacional de Kiev (KNU), Ucrania, en el Departamento de Física Teórica. El Doctor en Ciencias Físico-Matemáticas.

Trabajó como catedrático en el Departamento de Física Teórica de KNU. A partir de 1998 - a la fecha: Profesor Investigador Titular "C" del Centro de Investigación en Ingeniería y Ciencias Aplicadas de la Universidad Autónoma del Estado de Morelos, México, tiene el nombramiento de investigador emérito. El Dr. Burlak es Merito estatal en categoría Investigación científica 2022. El Dr. Burlak es autor y coautor de 12 libros y capítulos de libros, 175 artículos publicados en revistas internacionales, 186 ponencias en

Congresos nacionales e internacionales. Bajo de su dirección han graduado: Doctorado: 8, de cuales 6 son miembros de SNI. Líneas principales de investigación son: la percolación óptica, teoría electromagnética, microesferas multicapas, radiación óptica de nanoestructuras, entrelazamiento cuántico, física no-lineal, inteligencia artificial.



El Mtro. Jesús Jonathan Martínez Ocampo, en el año 2018, obtiene el grado de Licenciatura en Ciencias con área terminal en Física en la Universidad Autónoma del Estado de Morelos, (UAEM). En el 2021 obtiene el grado de Maestría en Ingeniería y Ciencias Aplicadas con mención honorífica en la UAEM. En el mismo año, es aceptado como estudiante de doctorado en Ingeniería y Ciencias Aplicadas en la UAEM y actualmente continúa con sus estudios. En el 2022, inicia su participación en el proyecto de ciencia básica, titulado “Ampliación de los efectos láser aleatorio en nano celdas solares con puntos cuánticos en materiales con percolación” mediante el Consejo Nacional de Humanidades, Ciencias y Tecnologías (CONAHCYT). Durante los años 2022 y 2023 realizó una estancia de investigación en el Instituto de Física en la Benemérita Universidad Autónoma de Puebla, BUAP. Ha impartido clases de ciencias exactas y experimentales a nivel básico, medio superior, superior y maestría, teniendo una notable participación en concursos científicos con sus alumnos, logrando obtener para el estado de Morelos primer lugar en el concurso de aparatos y experimentos de física, y mención honorífica a nivel nacional. Cuenta con la participación en ponencias nacionales e internacionales en diferentes congresos, ha sido divulgador científico y jurado en jornadas científicas. Es autor y coautor en diversos artículos científicos a nivel nacional e internacional en los campos de óptica cuántica, sistemas complejos, radiación óptica, nanotubos de

carbono de pared simple, electromagnetismo y física computacional.



El Dr. Miguel Ángel Ruiz Jaimes es Licenciado en Informática, con Maestría y Doctorado en Sistemas Computacionales.

Actualmente se desempeña como Profesor de Tiempo Completo en la Universidad Politécnica del Estado de Morelos (UPEMOR), donde además es Director del Programa de Ingeniería en Informática y Electrónica y es el contacto principal de la Cisco Networking Academy. El Dr. Ruiz Jaimes es miembro del Sistema Nacional de Investigadores de México (Nivel 1 en el SNI) y ha liderado múltiples proyectos de investigación con impacto tanto nacional como internacional. Es autor y coautor de capítulos de libros publicados en prestigiosas editoriales académicas, y su trabajo ha sido presentado en diversas conferencias nacionales e internacionales. Ha dirigido tesis de licenciatura y posgrado y asesorado en el diseño y desarrollo de proyectos tecnológicos aplicados. También ha fungido como revisor para revistas internacionales en áreas como Inteligencia Artificial, Ciudades Inteligentes e Internet de las Cosas (IoT). Su participación académica incluye ser miembro del Sistema Estatal de Investigadores de Morelos, servir como revisor editorial de libros académicos para instituciones como la Benemérita Universidad Autónoma de Puebla (BUAP) y ser miembro activo del Comité Internacional del Congreso México-Colombia.