

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DEL ESTADO DE MORELOS

INSTITUTO DE INVESTIGACIÓN EN CIENCIAS BÁSICAS Y APLICADAS

CENTRO DE INVESTIGACIÓN EN INGENIERÍA Y CIENCIAS APLICADAS

AMPLIACIÓN DE LOS EFECTOS LÁSER ALEATORIO EN
NANO-CELDA SOLARES CON PUNTOS CUÁNTICOS EN
MATERIALES CON PERCOLACIÓN.

TESIS PROFESIONAL PARA OBTENER EL GRADO DE:

DOCTORADO EN INGENIERÍA Y CIENCIAS
APLICADAS

PRESENTA:

JESÚS JONATHAN MARTÍNEZ OCAMPO

DIRECTOR: DR. GENNADIY BURLAK
CODIRECTOR: DR. ALFREDO DÍAZ DE ANDA

CUERNAVACA, MORELOS

MARZO 2026

Resumen.

Se estudia numéricamente con el método (FDTD) la dinámica de los polaritones plasmónicos (PP) en nanotubos de carbono (CNT) con nanoemisores (NE) incrustados y distribuidos aleatoriamente sobre la superficie del CNT. Descubrimos que la inclusión de más de 42 NE provoca una transición de fase en la densidad de corriente plasmónica al variar la frecuencia de plasma (ω_p) del CNT. Este efecto también se investiga para los casos de propagación de una onda electromagnética externa. Nuestras simulaciones revelan una mejora significativa de la intensidad del campo óptico y correlaciones entre los NE, lo que indica un acoplamiento efectivo entre la emisión óptica de los NE y los modos plasmónicos. Este efecto permite una mejora coherente de los PP en el rango de los terahercios (THz) para el desarrollo de fuentes compactas de radiación terahercio y dispositivos optoelectrónicos ultrarrápidos. Este hallazgo abre perspectivas prometedoras para nuevas aplicaciones en la nanofotónica integrada para manipular la luz en materiales nanoestructurados.

Se estudia el campo óptico y el efecto láser sin espejos generado en un sistema desordenado en 3D que contiene nanoemisores. El sistema estudiado es no lineal, complejo y no tiene solución analítica. El objetivo es estudiar numérica y experimentalmente el efecto láser con percolación, lo que resalta la importancia de abordar el estudio de manera numérica utilizando FDTD. Para complementar los resultados del análisis numérico, se lleva a cabo un experimento en el cual se incorporan nanoemisores de Yb en ZrO_2 estos nanoemisores se distribuyen de manera desordenada en el sistema y se excitan de forma no coherente mediante una fuente externa. Se obtiene el espectro de absorción y emisión del $\text{ZrO}_2\text{:Yb}$ para diferentes concentraciones, y los resultados experimentales confirman las predicciones teóricas realizadas.

Abordamos el estudio de la dinámica y el campo óptico generado por nanoemisores (NEs) distribuidos aleatoriamente integrados en un arreglo (2D) de nanoanillos (NR), cuyo comportamiento se ve influenciado por excitaciones de plasmón-polaritón (PP). Los resultados evidencian que la frecuencia plasmónica influye notablemente en el tiempo que tardan los campos ópticos de los nanoemisores (NEs) en alcanzar el régimen de generación láser. Cuando esta frecuencia de plasma supera un valor crítico $\omega_p > \omega_c$, los campos PP se excitan macroscópicamente en todo el sistema induciendo un acoplamiento fuerte entre la emisión de los NEs y los campos PP. Este fenómeno es calculado numéricamente usando FDTD y conduce a un aumento crítico de la corriente total en

el arreglo (2D) y tiene consecuencias fundamentales en la dinámica del sistema y en las propiedades electromagnéticas.

Abstract.

In this work, we numerically study (FDTD) the dynamics of plasmon polaritons (PPs) in carbon nanotubes (CNTs) with embedded nanoemitters (NEs) randomly distributed over the CNT surface. We found that the inclusion of more than 42 NEs causes a phase transition in the plasmon current density at variation of the plasma frequency (ω_p) of CNT. This effect is also investigated for cases of propagation of an external electromagnetic wave. Our simulations reveal a significant enhancement of the optical field intensity and correlations between NEs, indicating an effective coupling between the optical emission of NEs and plasmonic modes. This effect enables coherent enhancement of PPs in the terahertz (THz) range for the development of compact terahertz radiation sources and ultrafast optoelectronic devices. This finding opens up promising prospects for new applications in the integrated nanophotonics for manipulating light in nanostructured materials.

The optical field and the mirrorless laser effect generated in a disordered 3D system containing nanoemitters are studied. The studied system is non linear, complex and has no analytical solution. The objective is to study the laser effect numerically and experimentally with percolation, which highlights the importance of approaching the study numerically using the Finite Differences with Time Domain (FDTD) Method. To complement the results of the numerical analysis, an experiment is carried out in which Yb nanoemitters are incorporated into ZrO_2 . These nanoemitters are distributed in a disorderly manner in the system and are non-coherently excited by an external source. The absorption and emission spectrum of $\text{ZrO}_2\text{:Yb}$ is obtained for different concentrations, and the experimental results confirm the theoretical predictions made.

The optical field and the effect are studied generated by randomly distributed nanoemitters (NEs) embedded in a two-dimensional (2D) array of nanorings (NRs), where their behavior is influenced by plasmon-polariton (PP) excitations. Our results demonstrate that the plasmonic frequency significantly affects the time required for the nanoemitters' optical fields to reach the lasing regime. When this plasma frequency exceeds a critical value ($\omega_p > \omega_c$) PP fields become macroscopically excited across the system, inducing strong coupling between NE emission and PP fields. This phenomenon is numerically modeled using the FDTD method, revealing a critical enhancement of the total current in the 2D array and it has fundamental consequences on the dynamics of the

system and on the electromagnetic properties.

Agradecimientos.

Expreso mi más sincero y profundo agradecimiento, al Dr. Gennadiy Burlak, director de esta tesis, y al Dr. Alfredo Díaz de Anda, codirector, por guiarme con sabiduría y dedicación a lo largo de este proceso. Su mentoría, sus valiosas enseñanzas y su pasión por la ciencia han sido un pilar fundamental no solo para la realización de este trabajo, sino para mi formación profesional y personal.

Mi gratitud se extiende a los distinguidos miembros del comité evaluador y revisor, cuyas acertadas observaciones, aportaciones y recomendaciones enriquecieron sustancialmente este trabajo de investigación. Agradezco profundamente su tiempo, disposición y conocimiento: Dr. J. Jesús Escobedo Alatorre, Dra. Margarita Tecpoyotl Torres, Dr. Yuriy Karlovyeh, Dr. José Alberto Hernández Aguilar, Dr. Gustavo Medina Ángel. Su rigor académico y su apoyo han sido invaluable para culminar este proyecto.

Agradecimiento al proyecto de CONACYT (México) a través de las subvenciones No. A1-S-9201, No. A1-S-8793.

Dedicatoria.

Este trabajo se lo dedico con amor a mi hijo y abuelita.

(Jonathan Ernesto Martínez Martínez y Aurelia Contreras Flores)

Índice general

Resumen.	5
Abstract.	7
Agradecimientos.	9
Dedicatoria.	10
Lista de figuras.	13
Cap. 1. Antecedentes.	15
1.1 Planteamiento del problema.	19
1.2 Justificación.	20
1.3 Hipótesis.	21
1.4 Objetivo general.	22
1.5 Objetivos específicos.	22
1.6 Análisis numérico con el método FDTD para estudiar el efecto láser en un sistema 3D con desorden y experimento con nanocristales de $ZrO_2 : Yb$	22
1.7 Combinación de materiales 2D y plasmónica para la manipulación de la luz a nanoescala.	23
1.8 Aplicaciones de los efectos láser aleatorio en nanoceldas solares con puntos cuánticos en materiales con percolación para aplicaciones en celdas solares con amplificación de corriente inducida en el NTC.	23
Cap. 2. Marco Teórico.	25
2.1 Ecuaciones de Maxwell.	25
2.2 Relaciones Constitutivas.	26
2.3 Ecuación de onda plana 1D.	29
2.4 Ecuación de onda 3D.	31
2.5 Propagación de ondas electromagnéticas en materiales.	33
2.6 Polarización: Materiales dispersivos.	35
2.7 Ecuaciones de Maxwell en un Medio Material.	36
2.8 El láser.	36

2.9 Teorema del límite central.	38
2.10 Ecuaciones básicas para la intensidad electromagnética en un material.	40
Cap. 3.Desarrollo Teórico/Experimental.	42
3.1 Análisis numérico con el método FDTD para estudiar el efecto láser en un sistema 3D con desorden y experimento con nanocristales de $ZrO_2 : Yb$	42
3.2 Combinación de Materiales 2D y Plasmónica para la Manipulación de la Luz a Nanoescala.	48
3.3 Aplicaciones de los efectos láser aleatorio en nanoceldas solares con puntos cuánticos en materiales con percolación para aplicaciones en celdas solares con amplificación de corriente inducida en el NTC.	50
Densidad de corriente como función de la amplitud de la onda y del número de NEs incorporados en el CNT.	64
Cap. 4.Resultados y Discusión.	71
4.1 Análisis numérico con el método FDTD para estudiar el efecto láser en un sistema 3D con desorden y experimento con nanocristales de $ZrO_2 : Yb$	71
4.2 Combinación de materiales 2D y plasmónica para la manipulación de la luz a nanoescala.	72
4.3 Aplicaciones de los efectos láser aleatorio en nanoceldas solares con puntos cuánticos en materiales con percolación para aplicaciones en celdas solares con ampliación de corriente inducida en el NTC.	73
Cap. 5. Conclusiones y Recomendaciones.	75
5.1 Análisis numérico con el método FDTD para estudiar el efecto láser en un sistema 3D con desorden y experimento con nanocristales de $ZrO_2 : Yb$	75
5.2. Combinación de materiales 2D y plasmónica para la manipulación de la luz a nanoescala.	75
5.3 Aplicaciones de los efectos láser aleatorio en nanoceldas solares con puntos cuánticos en materiales con percolación para aplicaciones en celdas solares con ampliación de corriente inducida en el NTC.	76
Referencias	77
Anexo 1.	85

Lista de figuras

- Figura 1. Nodos en un arreglo unidimensional para los campos E y B en el método FDTD.
- Figura 2. Estructura espacial del campo de radiación E generado por el clúster de percolación infinita.
- Figura 3. Direcciones de propagación espacial de radiación del campo E en los planos X-Y y Y-Z generada por los nano emisores que forman clústeres de percolación infinita.
- Figura 4. Síntesis de ZrO_2 dopada con Yb.
- Figura 5. El espectrofotómetro UV-Vis-NIR NIR AgilentCary 5000.
- Figura 6. Fluorómetro NanoLog FR3 de Horiba Jobin Yvon.
- Figura 7. Imágenes obtenidas por SEM en el experimento de $ZrO_2:Yb$.
- Figura 8. Banda de absorción del Yb experimento.
- Figura 9. Espectro del fluorómetro con diferentes contrataciones de Yb.
- Figura 10. NEs distribuidos en una superficie 2D de un sustrato metálico.
- Figura 11. Gráfica de la densidad de corriente promedio en una superficie 2D.
- Figura 12. NEs incorporados en un CNT.
- Figura 13. Resultados numéricos del campo radiante en el CNT para 42 NEs régimen 0.
- Figura 14. Resultados numéricos del campo radiante en el CNT para 43 NEs régimen 0.
- Figura 15. Gráfica de la densidad de corriente promedio en el CNT para 42 NEs régimen 0.
- Figura 16. Gráfica de la densidad de corriente promedio en el CNT para 43 NEs régimen 0.
- Figura 17. Gráfica de la densidad de corriente promedio en función de la frecuencia de plasma en el CNT para 42 y 43 NEs régimen 0.
- Figura 18. Resultados numéricos del campo radiante en el CNT para 42 NEs régimen 1.

- Figura 19. Resultados numéricos del campo radiante en el CNT para 43 NEs régimen 1.
- Figura 20. Gráfica de la densidad de corriente promedio en el CNT para 42 y 43 NEs régimen 1.
- Figura 21. Gráfica de la densidad de corriente promedio en función de la frecuencia de plasma en el CNT para 42 y 43 NEs régimen 1.
- Figura 22. Resultados numéricos del campo radiante en el CNT para 42 NEs régimen 2.
- Figura 23. Resultados numéricos del campo radiante en el CNT para 43 NEs régimen 2.
- Figura 24. Gráfica de la densidad de corriente promedio en el CNT para 42 y 43 NEs régimen 2.
- Figura 25. Gráfica de la densidad de corriente promedio en función de la frecuencia de plasma en el CNT para 42 y 43 NEs régimen 2.
- Figura 26. Gráfica de la de la densidad de corriente en función de la amplitud de una onda plana en la región 2 para 42 y 43 NEs con frecuencia de plasma fija.
- Figura 27. Gráfica de la de la densidad de corriente en función de la amplitud de una onda plana en la región 2 para 42 y 43 NEs con frecuencia de plasma variable.
- Figura 28. Gráfica de la densidad de corriente para 42 NEs variando la frecuencia de plasma.
- Figura 29. Gráfica de la densidad de corriente para 43 NEs variando la frecuencia de plasma.
- Figura 30. Gráfica de la densidad de corriente promedio como función de la cantidad de NEs régimen 2.
- Figura 31. Transición de fase de la densidad de corriente promedio para 42 y 43 NEs régimen 2.

Cap. 1. Antecedentes.

La transmisión y captura de luz en materiales fotónicos desordenados es un fenómeno generado por la dispersión múltiple aleatoria en el sistema, que favorece la formación de modos electromagnéticos cuyas propiedades dependen de correlaciones estructurales, la intensidad de dispersión y la dimensionalidad del sistema [1–11]. Inicialmente, la localización de Anderson fue concebida como un efecto de interferencia lineal en ausencia de interacciones [12]. No obstante, en condiciones experimentales la interacción entre la luz y el medio material no puede despreciarse, por lo que resulta fundamental analizar la relación entre los efectos no lineales de auto interacción de la luz y el mecanismo lineal de localización de Anderson en un medio desordenado [7].

Desde un punto de vista físico, la localización lineal de ondas clásicas puede entenderse como resultado de la interferencia entre las amplitudes asociadas a las distintas trayectorias de dispersión que sigue un paquete de ondas en un medio con difusores. Pese a los notables esfuerzos realizados, el estudio de las transiciones de campo en sistemas ópticos tridimensionales (3D) desordenados aún no ha permitido establecer conclusiones definitivas. Alcanzar la transición a localización para ondas electromagnéticas representa un desafío experimental, en parte debido a la aparición de efectos adversos en medios desordenados con alta densidad, necesarios para obtener una dispersión fuerte [13]. Experimentos recientes sobre localización óptica de Anderson [14], realizados justo por debajo de la transición en medios 3D, han revelado fluctuaciones significativas en la función de onda, dando lugar a una distribución de intensidades con una dependencia compleja respecto a la escala de longitud (multifractalidad).

Una metodología habitual para investigar la localización en sistemas desordenados consiste en introducir perturbaciones aleatorias en parámetros como el índice de refracción en torno a un valor medio, para posteriormente identificar los modos guiados que surgen en dicho medio [15]. En general, estos modelos suponen que los materiales presentan valores medios bien definidos en sus coeficientes locales, lo que excluye la aparición de comportamientos críticos. Un escenario alternativo de gran interés físico lo constituyen los medios de percolación, sistemas aleatorios cuyo grado de desorden viene determinado por una probabilidad de ocupación. La característica fundamental de estos sistemas es la transición de fase que tiene lugar en las proximidades del valor crítico, dando lugar a la aparición de conectividad a larga distancia. La escala de esta conectividad viene determinada bien por el tamaño del sistema y por las dimensiones

del clúster de percolación, una estructura de geometría irregular que condiciona decisivamente las propiedades del medio [16]. La estructura resultante presenta desorden y se caracteriza por una dimensión fractal no entera.

El presente trabajo tiene como objetivo principal el estudio de la localización de campos ópticos en medios de percolación 3D, en los cuales los clústeres de percolación contienen nanoemisores de luz en estado excitado. La particularidad de esta configuración reside en que los clústeres conforman un sistema radiante no lineal de naturaleza fractal, en el que la luz es simultáneamente emitida y dispersada por las inhomogeneidades del propio clúster. Este sistema puede interpretarse como una generalización tridimensional del mecanismo de localización observado en guías de onda unidimensionales con desorden controlado [17]. Previamente, se ha observado transporte óptico en sistemas de percolación 3D desordenados [18], así como la aparición de láser aleatorio cuando se incorporan nanoemisores en este tipo de estructuras [19].

Para estos sistemas, se ha desarrollado una teoría lineal de la localización de campos [20], válida en regímenes temporales muy breves (inferiores al tiempo característico de generación láser). Sin embargo, esta aproximación no permite capturar los efectos dinámicos no lineales que emergen en escalas temporales más largas, próximas al umbral de emisión láser. En este contexto, surgen de forma natural dos cuestiones fundamentales: El surgimiento de localización del campo óptico en un sistema activo, no lineal e irreversible en el tiempo y la posible existencia de una transición que separe estados ópticos propagantes y localizados de configuraciones de campo estáticas, ancladas a los emisores radiantes.

El control espectral de las resonancias plasmónicas localizadas en nanoestructuras metálicas como los nanoanillos, constituye un área de investigación de gran relevancia en nanofotónica [21–26]. La capacidad de estas estructuras para confinar y amplificar campos electromagnéticos a escala nanométrica ha impulsado su aplicación en sensibilidad molecular avanzada, operando en regímenes espectrales que abarcan desde el visible hasta el infrarrojo cercano [27–31]. Este potencial ha motivado, a su vez, una extensa caracterización espectroscópica a nivel nanoscópico, dirigida a comprender y optimizar sus propiedades ópticas [32–43].

En particular, el estudio de las respuestas ópticas lineales y no lineales en sistemas híbridos compuestos por nanopartículas metálicas y emisores cuánticos (QEs) ha despertado un notable interés científico [44–48]. La incorporación de

elementos nanoestructurados como nanotubos de carbono de pared simple o nanoanillos (NR) en conjunto con nanoemisores (NEs) modifican sustancialmente la distribución y las características del campo electromagnético local, en dependencia crítica de parámetros como la frecuencia plasmónica ω_p . Este enfoque híbrido permite un grado de control fino sobre las propiedades ópticas locales, abriendo la puerta al diseño de fuentes de luz coherente, miniaturizadas, de bajo umbral y con polarización ajustable [37,49].

Estos avances se estudian en un contexto científico más amplio, donde el estudio de la interacción entre fotones y cuasipartículas materiales como plasmones y excitones sitúa al fotón en el centro de los mecanismos de acoplamiento luz-materia [50]. Tradicionalmente, la emisión de luz en sistemas como moléculas orgánicas o puntos cuánticos se explica mediante transiciones entre niveles electrónicos discretos. La integración de dichos emisores en entornos plasmónicos nanoestructurados no solo modifica dichas transiciones, sino que posibilita nuevos regímenes de emisión y control cuántico de la luz, lo cual representa el punto de partida fundamental de esta tesis doctoral.

La emisión de luz en numerosos sistemas, como moléculas orgánicas y puntos cuánticos, tiene su origen en transiciones entre niveles electrónicos bien definidos. Es un hecho establecido que la tasa de este proceso de emisión puede ser modificada de manera fundamental al situar el emisor dentro de un entorno óptico estructurado [50]. Cuando la interacción entre el emisor y su entorno es lo suficientemente intensa, se produce un acoplamiento fuerte que altera los propios niveles de energía responsables de la emisión, entrelazándolos de forma inextricable con los modos electromagnéticos del entorno local. En este régimen, el sistema híbrido resultante presenta unos niveles de energía radicalmente distintos a los de sus componentes aislados [51, 52].

Este paradigma de acoplamiento fuerte es particularmente relevante en el ámbito de la plasmónica, donde las propiedades dinámicas de las ondas electromagnéticas están dominadas por la excitación de plasmones-polaritones superficiales (PPs) [53]. En sistemas reales, como NRs con pérdidas que contienen NEs incorporados [54], la interacción adquiere mayor complejidad. Los campos plasmónicos generados por los NRs dispersantes perturban directamente los niveles de energía de los NEs, de modo que los PPs modifican los grados de libertad internos del emisor. Esta interacción es especialmente prometedora dado el carácter intrínsecamente no lineal de muchos NEs y su potencial para alcanzar umbral de emisión láser [55]. La capacidad de los sistemas plasmónicos fuertemente acoplados para confinar y enfocar la luz a nanoescala los convierte

en elementos de gran interés para una variedad de nanosistemas [56–58].

La comprensión teórica de estos fenómenos se ha apoyado en formalismos dedicados a la hibridación de PPs, ofreciendo un marco unificado para el estudio de cadenas, arreglos y guías plasmónicas [22, 53, 59, 60, 61]. Paralelamente, se exploran otros sistemas cuánticos bidimensionales, como el nitruro de boro hexagonal, donde un potencial externo permite un control electrostático preciso de excitones en el rango del ultravioleta [62]. La investigación de entornos híbridos se extiende también a sistemas con emisores distribuidos aleatoriamente, como en redes periódicas de nanotubos CNT [63]. Un avance crítico en este campo ha sido el desarrollo de técnicas que permiten la colocación precisa de NEs en localizaciones nanométricas específicas [64–67], abriendo la puerta a aplicaciones prácticas en dispositivos como nanoantenas plasmónicas y nanoláseres de onda superficial operando a frecuencias de terahercios [68–71].

Además de la emisión desde sistemas ligados, persiste un gran interés en fenómenos de coherencia y amplificación en plasmónica. Esto incluye la emisión estimulada coherente a partir de electrones libres y su correspondiente amplificación dinámica [72], así como el acoplamiento fuerte entre PPs y vibraciones moleculares [52]. Recientemente, se ha demostrado que la amplificación coherente de PPs superficiales puede lograrse mediante el barrido de un pulso ultracorto de electrones libres a través de una estructura fotónica diseñada para sostener estos modos [72]. Estos avances subrayan la riqueza y el potencial de la interacción entre emisores cuánticos y entornos ópticos estructurados. Tradicionalmente, la emisión de luz en sistemas como moléculas orgánicas o puntos cuánticos se explica mediante transiciones entre niveles electrónicos discretos. La integración de dichos emisores en entornos plasmónicos nanoestructurados no solo modifica dichas transiciones, sino que posibilita nuevos regímenes de emisión y control cuántico de la luz, lo cual representa el punto de partida fundamental de esta tesis doctoral.

El objetivo de tesis doctoral es investigar otro enfoque para amplificar los PPs utilizando NEs incorporados en las siguientes configuraciones de sistemas; 1. Análisis numérico con el método FDTD para estudiar el efecto láser en un sistema 3D con desorden y experimento con nanocristales de $\text{ZrO}_2\text{:Yb}$, 2. Combinación de Materiales 2D y Plasmónica para la Manipulación de la Luz a Nanoescala y 3. Aplicaciones de los efectos láser aleatorio en nanoceldas solares con puntos cuánticos en materiales con percolación para aplicaciones en celdas solares de corriente inducida en el NTC. Se demuestra que el acoplamiento entre los PPs y los NEs puede optimizarse cuando los NEs se disponen en una

geometría 2D y 3D. En estas configuraciones, la densidad de NEs se incrementa hasta encontrar un incremento fuerte de los campos electromagnéticos, lo que conduce a un aumento significativo de la intensidad de emisión óptica y, en consecuencia, a una fuerte mejora del acoplamiento entre PP y NEs. La dinámica de estas configuraciones es considerablemente más compleja, ya que el subsistema cuántico de los NEs es no lineal en el campo incluso dentro de la aproximación semiclásica. Tal dinámica ya no puede describirse como una simple superposición de estados propios característica de las interacciones lineales entre PP y nanoestructuras, por lo que se aplica un análisis numérico utilizando el método de Diferencias Finitas en el Dominio del Tiempo (FDTD). Esta tesis está organizado de la siguiente manera. En el capítulo 1 se muestran los antecedentes de la investigación, capítulo 2 marco teórico, capítulo 3 desarrollo teórico experimental, capítulo 4 resultados y discusión y finalmente se concluye este trabajo de investigación con las conclusiones y recomendaciones futuras

1.1 Planteamiento del problema

La creciente demanda de fuentes de radiación en el rango de THz, junto con la necesidad de dispositivos compactos, eficientes y altamente modulables, impulsa la exploración de nuevas estrategias para manipular la interacción entre la luz y las nanoestructuras. Las nanopartículas metálicas y los CNTs representan excelentes propuestas debido a su capacidad para soportar excitaciones de polaritones plasmónicos y su potencial para integrar funciones de emisión, detección y modulación en componentes optoelectrónicos.

A pesar de los avances en el estudio de NEs acoplados a nanoestructuras plasmónicas, la comprensión profunda de cómo la cantidad de NEs y las propiedades intrínsecas del CNT como la frecuencia de plasma ω_p afectan la dinámica de la corriente plasmónica sigue siendo limitada. En particular, existe una brecha en el conocimiento respecto a los umbrales de cantidad de NEs que inducen transiciones de fase en la corriente, así como los mecanismos mediante los cuales estas transiciones pueden ser aprovechadas para mejorar la generación de radiación coherente en el rango de THz.

Este problema técnico y científico se agrava por la carencia de modelos integrados que relacionen la influencia conjunta de la cantidad de NEs, las excitaciones plasmónicas y la respuesta del sistema ante campos externos, en especial, en condiciones de control y optimización. La falta de comprensión sobre estos pro-

cesos limita el diseño racional de dispositivos nanofotónicos y nanoeléctricos, restringiendo su potencial para aplicaciones tecnológicas avanzadas. Para abordar este problema el objeto de estudio se limitará a un sistema compuesto por un CNT de carbono de pared simple y un arreglo discreto de NEs dispuestos en su superficie.

El estudio se fundamentará en un enfoque teórico-computacional, utilizando principalmente el método de Diferencias Finitas en el Dominio del Tiempo (FDTD) para las simulaciones del campo óptico. En el presente trabajo se responde a las preguntas siguientes, ¿Cómo induce la interacción colectiva de NEs de 4 niveles de energía un umbral crítico para la transición de fase en la densidad de corriente plasmónica incorporadas en un nanotubo de carbono? y ¿cómo puede aprovecharse este fenómeno, bajo la aplicación de campos externos, para lograr la amplificación coherente del campo óptico y la generación eficiente de radiación en el rango de THz?.

1.2 Justificación.

El interés en la interacción entre NEs y nanoestructuras como los CNTs radica en su potencial para revolucionar el desarrollo de tecnologías en comunicaciones, sensórica y generación de radiación en frecuencias THz. La capacidad de manipular la respuesta plasmónica mediante el control de parámetros como la cantidad de nanoemitters y la frecuencia de plasma de los nanotubos permite desarrollar dispositivos altamente eficientes.

Este trabajo se fundamenta en la necesidad de comprender los mecanismos que conducen a transiciones de fase en la corriente plasmónica, específicamente cuando se sobrepasan ciertos umbrales de NEs, facilitando la generación de campos intensos y coherentes en rangos de frecuencia que son muy necesarios en instrumentos de imagen, espectroscopía y comunicaciones ultrarrápidas. La obtención de conocimiento sobre estos fenómenos contribuirá a innovar en la miniaturización de fuentes en el orden de THz, con aplicaciones directas en áreas críticas de la ciencia y tecnología, además de abrir caminos hacia sistemas más integrados, eficientes y controlables en escala nanométrica.

Desde un punto de vista científico, este estudio aporta una visión profunda sobre la interacción luz-materia en sistemas complejos y multicomponentes, integrando modelos numéricos y teorías plasmónicas, y proporciona un marco experimental y teórico para futuros diseños de dispositivos nanofotónicos.

1.3 Hipótesis.

La interacción coherente entre nanoemisores (NE) y polaritones plasmónicos (PP) en nanoestructuras de carbono (nanotubos) y metálicas (nanoanillos), mediada por una transición de fase inducida por un umbral crítico en la densidad de emisores y la frecuencia de plasma (ω_p), permite el control y la amplificación significativa de la densidad de corriente y la intensidad del campo óptico en el rango de THz, dando lugar a un efecto láser aleatorio sin cavidad convencional y allanando el camino para el desarrollo de dispositivos nanofotónicos y fuentes de radiación en THz ultrarrápidas y compactas.

Hipótesis 1: Transición de Fase y Umbral Crítico

Existe un umbral crítico en el número de nanoemisores ($N > 42$) distribuidos aleatoriamente en la superficie de un nanotubo de carbono (CNT) a partir del cual el sistema experimenta una transición de fase no lineal, caracterizada por un cambio abrupto en la densidad de corriente plasmónica al variar la frecuencia de plasma (ω_p). Esta transición es el mecanismo fundamental que activa el acoplamiento coherente a gran escala.

Hipótesis 2: Acoplamiento y Mejora del Campo

Cuando la frecuencia de plasma (ω_p) del sistema supera un valor crítico (ω_c), se produce un acoplamiento fuerte entre la emisión óptica de los nanoemisores y los modos plasmónicos. Este acoplamiento conduce a una mejora significativa y coherente de la intensidad del campo óptico y a la emergencia de correlaciones entre los NE, lo que se manifiesta como un pico crítico en la corriente total del arreglo 2D de nanoanillos.

Hipótesis 3: Generación de Láser sin Cavidad (Random Lasing)

El estado de acoplamiento fuerte y alta densidad de emisores actúa como un mecanismo de realimentación eficiente en un medio desordenado, capaz de sustentar la generación de emisión láser sin la necesidad de espejos de cavidad convencionales. Esto se traduce en una reducción drástica del tiempo necesario para que los campos ópticos alcancen el régimen de generación láser.

Hipótesis 4: Validación Experimental con $\text{ZrO}_2\text{:Yb}$

El sistema modelo de nanoemisores de Yb incorporados de forma desordenada en una matriz de ZrO_2 , cuando es excitado de forma no coherente, presentará un espectro de emisión que confirma las predicciones numéricas, mostrando características de amplificación de la luz y efectos de random lasing que depen-

den críticamente de la concentración de emisores, validando así el mecanismo físico propuesto.

Hipótesis 5: Aplicación en Dispositivos en frecuencias de THz

La excitación macroscópica de campos PP en estos sistemas nanoestructurados y desordenados puede ser explotada para diseñar y desarrollar fuentes compactas de radiación en el rango de los terahercios (THz) y dispositivos optoelectrónicos ultrarrápidos, donde la sintonización de ω_p permite controlar la frecuencia y eficiencia de la emisión.

1.4 Objetivo general.

Analizar, mediante simulaciones numéricas usando el método FDTD, la influencia de la cantidad de NEs distribuidos aleatoriamente sobre la superficie de un CNT para conocer el comportamiento de las excitaciones plasmónicas y la posibilidad de inducir transiciones de fase en la densidad de corriente plasmónica e identificar los mecanismos para la amplificación y control de modos plasmónicos en el rango de THz, orientados al desarrollo de nuevas fuentes de radiación nanométricas y dispositivos optoelectrónicos.

1.5 Objetivos específicos.

Los objetivos específicos se centran en la investigación desde 3 puntos de vista diferentes para poder comprender el fenómeno y cumplir con el objetivo general.

1.6 Análisis numérico con el método FDTD para estudiar el efecto láser en un sistema 3D con desorden y experimento con nanocristales de $ZrO_2:Yb$.

- a) Realizar un estudio de la localización del campo óptico en un sistema desordenado tridimensional con percolación, combinando predicciones teóricas y experimentales utilizando el método FDTD.
- b) Resolver numéricamente la evolución del campo óptico con NEs con 4 niveles de energía, abordando la complejidad de las ecuaciones de Maxwell y la dinámica de los niveles de energía, que no tienen solución analítica.
- c) Analizar la dinámica poblacional inversa y su relación con la generación de luz, en particular, su comportamiento similar a un láser aleatorio sin espejos.

- d) Investigar el efecto del desorden en la coherencia y frecuencia de la luz generada en el sistema.
- e) Complementar los resultados numéricos con experimentos de incorporación de nanoemisores de Yb en ZrO_2 , y obtener los espectros de absorción y emisión para diferentes concentraciones.
- f) Evaluar la influencia del desorden y la percolación en las propiedades ópticas del sistema, con miras a posibles aplicaciones en tecnologías láser y fotónica desordenada.

1.7 Combinación de materiales 2D y plasmónica para la manipulación de la luz a nanoescala.

- a) Estudiar la influencia de la frecuencia plasmónica ω_p en la transición de emisión láser y respuesta del campo óptico generado en el sistema .
- b) Investigar el efecto de diferentes valores de ω_p en la densidad de corriente y en la propagación del campo eléctrico dentro del arreglo de nanoanillos mediante simulaciones FDTD .
- c) Determinar el umbral crítico ω_c de la frecuencia plasmónica que activa la transición macroscópica del sistema hacia un comportamiento de generación láser .
- d) Explorar cómo la integración de NEs en arreglos de nanoanillos puede facilitar el control dinámico y eficiente en la generación de luz a nanoescala.

1.8 Aplicaciones de los efectos láser aleatorio en nanoceldas solares con puntos cuánticos en materiales con percolación para aplicaciones en celdas solares con amplificación de corriente inducida en el NTC

- a) Investigar numéricamente la dinámica de los polaritones plasmónicos (PPs) en un CNT de pared simple con NEs distribuidos aleatoriamente en su superficie, utilizando simulaciones FDTD.
- b) Analizar cómo la incorporación mayor a 42 NEs provoca una transición de fase en la densidad de corriente de los PPs en relación con la frecuencia de plasma ω_p del CNT.

- c) Evaluar el efecto de la variación de la frecuencia de plasma en la intensidad del campo óptico y en las correlaciones entre los NEs, para entender el acoplamiento entre la emisión óptica y la generación de corriente eléctrica.
- d) Explorar la posibilidad de potenciar la emisión láser para el desarrollo de fuentes compactas de radiación.

Cap. 2. Marco Teórico.

2.1 Ecuaciones de Maxwell.

Para poder describir los fenómenos electromagnéticos, hay cuatro ecuaciones básicas, llamadas ecuaciones de Maxwell y se muestran a continuación.

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_0 \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (3)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (4)$$

La ecuación (1) es nombrada ley de Gauss para campos eléctricos y se interpreta como la divergencia del campo de desplazamiento eléctrico \mathbf{D} en un punto del espacio es igual a la densidad de carga libre ρ_0 en ese mismo punto por lo tanto las cargas eléctricas libres son las fuentes del campo \mathbf{D} , la ecuación (2) es la ley de Gauss para campos magnéticos la interpretación física directa es que no existen monopolos magnéticos, la ecuación (3) es la ley de inducción de Faraday y nos indica que si en un punto el campo magnético está cambiando con el tiempo, automáticamente se genera en ese mismo punto un campo eléctrico rotativo y finalmente la ecuación (4) es conocida como la ley de Ampere y se interpreta físicamente como el campo magnético de tipo rotacional puede ser generado localmente tanto por corrientes eléctricas convencionales como por campos eléctricos que varían en el tiempo.

El término $\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$ en la ley de Ampere es conocido como corriente del desplazamiento y es esencial para predecir la existencia de propagación de ondas electromagnéticas. En el sistema internacional de unidades (SI), las cantidades \mathbf{E} y \mathbf{H} son las intensidades del campo eléctrico y magnético, tienen unidades de [volt/m] y [ampere/m] respectivamente. Las cantidades \mathbf{D} y \mathbf{B} son

densidades del flujo eléctrico y magnético y sus unidades son [*coulomb/m²*] y [*weber/m²*]. \mathbf{D} también es nombrado como desplazamiento eléctrico y \mathbf{B} inducción magnética [73-74]. Las cantidad ρ es la densidad de carga volumétrica y \mathbf{J} la densidad de corriente eléctrica (flujo de la carga), ρ tiene unidades de [*coulomb/m³*] y \mathbf{J} de [*ampere/m²*]. El lado derecho de la ecuación (2) es cero porque no hay monopolos magnéticos. Las densidades de carga y de corriente pueden ser interpretadas como las fuentes del campo electromagnético. En el vacío no existen fuentes, esto nos permite describir las ecuaciones de Maxwell de la siguiente manera.

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 0 \quad (5)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (6)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (7)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}. \quad (8)$$

2.2 Relaciones Constitutivas.

Las densidades del flujo eléctrico \mathbf{D} y magnético \mathbf{B} están relacionadas con las intensidades del campo mediante las relaciones constitutivas y dependen del material en el cual el campo existe. En el vacío ($\epsilon_r = \mu_r = 1$) tienen la siguiente forma,

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E}, \quad (9)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} \quad (10)$$

donde ϵ_0 y μ_0 son la permitividad y permeabilidad en el vacío, con valores numéricos:

$$\epsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12} \text{ farad/m} \quad (11)$$

$$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ henry/m.} \quad (12)$$

Las unidades para ϵ_0 y μ_0 son las unidades de las relaciones \mathbf{D}/\mathbf{E} y \mathbf{B}/\mathbf{H} , es decir

$$\frac{\text{coulomb/m}^2}{\text{volt/m}} = \frac{\text{coulomb}}{\text{volt} \cdot \text{m}} = \frac{\text{farad}}{\text{m}}$$

y

$$\frac{\text{weber/m}^2}{\text{ampere/m}} = \frac{\text{weber}}{\text{ampere} \cdot \text{m}} = \frac{\text{henry}}{\text{m}}$$

Para las cantidades ϵ_0 y μ_0 se pueden definir otras dos constantes físicas llamadas, velocidad de la luz e impedancia característica en el vacío:

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} = 3 \times 10^8 \text{ m/s} \quad (13)$$

$$\eta = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 377 \text{ ohms} \quad (14)$$

La forma más simple de estas relaciones constitutivas son para un dieléctrico isotrópico homogéneo simple y para materiales magnéticos

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} \quad (15)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}. \quad (16)$$

Las relaciones anteriores son válidas para frecuencias bajas. La permitividad ϵ y permeabilidad μ están relacionadas con las susceptibilidades eléctrica y magnética del material de la forma:

$$\epsilon = \epsilon_0(1 + \chi), \quad (17)$$

$$\mu = \mu_0(1 + \chi_m) \quad (18)$$

Las susceptibilidades χ y χ_m son mediciones de las propiedades de polarización eléctrica y magnética del material. Por ejemplo, tenemos la densidad del flujo eléctrico

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} = \epsilon_0(1 + \chi) \mathbf{E} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \epsilon_0 \chi \mathbf{E} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (19)$$

donde la cantidad $\mathbf{P} = \epsilon_0 \chi \mathbf{E}$ representa la polarización dieléctrica del material, que es el promedio del momento dipolar eléctrico por unidad de volumen. En un material magnético se tiene, [75-76]

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} = \mu_0(1 + \chi_m) \mathbf{H} = \mu_0 \mathbf{H} + \mu_0 \chi_m \mathbf{H} = \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{M} \quad (20)$$

donde $\mathbf{M} = \mu_0 \chi_m \mathbf{H}$ es la magnetización y es el promedio del momento magnético por unidad de volumen. La velocidad de la luz en un material y la impedancia característica son:

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon \mu}}$$

$$\eta = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$$

La permitividad y permeabilidad relativa de un material están definidos de la siguiente manera:

$$\epsilon_r = \frac{\epsilon}{\epsilon_0} = 1 + \chi \quad (21)$$

$$\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0} = 1 + \chi_m \quad (22)$$

Las relaciones constitutivas pueden pertenecer a materiales con propiedades inhomogéneas, anisotrópicas, no lineales, con dependencia de frecuencia (dispersivos) o todas las anteriores. En materiales inhomogéneos la permitividad ϵ depende de la localización dentro del material:

$$\mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = \epsilon(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \quad (23)$$

En materiales anisotrópicos ϵ depende de las direcciones x, y, z, entonces las relaciones constitutivas pueden ser escritas con las componentes en una matriz:

$$\begin{pmatrix} D_x \\ D_y \\ D_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & \epsilon_{xz} \\ \epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} & \epsilon_{yz} \\ \epsilon_{zx} & \epsilon_{zy} & \epsilon_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} \quad (24)$$

En materiales no lineales, ϵ puede depender de la magnitud \mathbf{E} del campo eléctrico aplicado:

$$\mathbf{D} = \epsilon(E)\mathbf{E} \quad (25)$$

donde

$$\epsilon(E) = \epsilon + \epsilon_2 E + \epsilon_3 E^2 + \dots$$

En materiales que dependen de la frecuencia, la constante dieléctrica $\epsilon(\omega)$ esta referida como dispersiva. La dependencia de frecuencia está presente porque cuando un campo eléctrico que cambia en el tiempo es aplicado, la respuesta de polarización del material no puede ser instantánea. Tal respuesta dinámica puede ser descrita por la relación constitutiva convolucional:

$$\mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = \int_{-\infty}^t \epsilon(t - t') \mathbf{E}(\mathbf{r}, t') dt' \quad (26)$$

y se convierte en un producto con dependencia de la frecuencia,

$$\mathbf{D}(\mathbf{r}, \omega) = \epsilon(\omega)\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega). \quad (27)$$

La forma convolucional de la ecuación (26) implica la causalidad donde el valor $\mathbf{D}(\mathbf{r}, t)$ en el tiempo presente t depende únicamente de los valores del pasado de $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t')$, $t' \leq t$ [78].

2.3 Ecuación de onda plana 1D.

Una onda electromagnética no requiere de un medio material para propagarse y es la forma de propagación de la radiación electromagnética a través del espacio [79]. Las ecuaciones de Maxwell en el vacío se escriben de la siguiente manera :

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (28)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (29)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (30)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (31)$$

Las ecuaciones (28) y (29) combinan la propagación del campo eléctrico y magnético. A continuación se analiza si estas ecuaciones producen ondas transversales. Se considera que el campo eléctrico sólo tiene componente x y que el campo magnético únicamente tiene componente y mientras que la onda se propaga en la dirección z . Si se resuelve el rotacional de la ecuación (28) y (29) se obtiene el siguiente sistema de ecuaciones:

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = -\frac{\partial B_y}{\partial t} \quad (32)$$

$$-\frac{\partial B_y}{\partial z} = \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial t} \quad (33)$$

calculando $\frac{\partial}{\partial z}$ en (32) y $\frac{\partial}{\partial t}$ en (33) se tiene,

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial E_x}{\partial z} = -\frac{\partial B_y}{\partial t} \right) = \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} = \frac{\partial}{\partial z} \left(-\frac{\partial B_y}{\partial t} \right) \quad (34)$$

mientras que

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial t} = -\frac{\partial B_y}{\partial z} \right) = \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial t} \left(-\frac{\partial B_y}{\partial z} \right) \quad (35)$$

el lado derecho de las expresiones anteriores cumplen con la igualdad $\partial t \partial z = \partial z \partial t$ por lo tanto se tiene la siguiente ecuación,

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2} \quad (36)$$

donde $c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}}$ y $E_x = E_x(z, t)$. De manera general podemos representar la ecuación de onda en el vacío de la siguiente manera donde U representa la amplitud de la onda

$$\frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2}. \quad (37)$$

Una onda describe la configuración y propagación de la misma en el espacio y tiempo, está determinada en el caso 1D por una función $f(z, t) = f(z - ct)$ siendo c una constante, $f(z, t)$ puede considerarse como una onda que viaja en

el dirección $+z$ a la velocidad c (f es constante sobre el plano $z = cte$ y esto define a una onda plana) [80].

En un material $\varepsilon_r \neq 1$ y $\mu_r \neq 1$, cuando onda se propaga a través de un material se debe tomar la velocidad como (v) de la siguiente manera.

$$v = \frac{1}{\sqrt{\mu\varepsilon}} = \frac{1}{\sqrt{\mu_0\varepsilon_0\mu_r\varepsilon_r}} = \frac{c}{\sqrt{\mu_r\varepsilon_r}} = \frac{c}{\eta} \quad (38)$$

El índice de refracción es una medida que determina la reducción de la velocidad de la luz al propagarse por un medio homogéneo y está definido como $\eta = \sqrt{\mu_r\varepsilon_r}$.

2.4 Ecuación de onda 3D.

La propagación del campo electromagnético está definido por la ecuación de onda $\frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2}$ y se considera lo siguiente:

- a) El campo eléctrico oscila en el plano $x - z$.
- b) El campo magnético oscila en el plano $y - z$.

El plano donde el campo eléctrico oscila, es definido como el plano de polarización, en este caso el plano de polarización es $x - z$.

Considerando una onda plana armónica que se propaga en la dirección z . Notemos que \mathbf{E} , \mathbf{H} y la dirección de propagación definida por \mathbf{k} forman una tríada de vectores. Las ondas electromagnéticas son transversales y las direcciones de los campos eléctrico y magnético son perpendiculares al vector de propagación \mathbf{k} (dirección del vector de Pointing) [81].

El vector de Poynting \mathbf{S} se define de manera general como el producto vectorial del campo eléctrico y el campo magnético cuyo módulo nos da la intensidad de la onda.

$$\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}. \quad (39)$$

La ecuación (40) es conocida como ecuación de onda y describe el campo electromagnético, para el caso de una onda 3D tiene dependencia con las direcciones x, y, z y t .

$$\nabla^2 U - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = 0 \quad (40)$$

La ecuación (40) tiene una solución armónica. Para un estudio más profundo de esta solución puede consultar la referencia [80].

Una onda armónica tiene la expresión $\text{sen}(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - i\omega t)$ ó $\text{cos}(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - i\omega t)$. En algunos problemas es útil representarla en su forma exponencial compleja $f(r, t) = \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - i\omega t)$.

La derivada de $f(\mathbf{r}, t)$ con respecto de x , esta dada por:

$$\frac{\partial f(\mathbf{r}, t)}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \exp(ik_x x + ik_y y + ik_z z - i\omega t) = ik_x f(\mathbf{r}, t) \quad (41)$$

definiendo a $\nabla = i\frac{\partial}{\partial x} + j\frac{\partial}{\partial y} + k\frac{\partial}{\partial z}$ y aplicado a $f(\mathbf{r}, t)$ se obtiene

$$\nabla f(\mathbf{r}, t) = i\mathbf{k}f(\mathbf{r}, t), \quad (42)$$

de manera similar se puede aplicar la parcial temporal para $f(\mathbf{r}, t)$ y resulta

$$\frac{\partial f(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = -i\omega f(\mathbf{r}, t) \quad (43)$$

de (42) y (43) se puede concluir que $\frac{\partial}{\partial t} = -i\omega$ y $\nabla = i\mathbf{k}$ y aplicando estos dos operadores a las ecuaciones de Maxwell se obtiene lo siguiente:

$$\mathbf{k} \times \mathbf{E} = \mu\omega \mathbf{H} \quad (44)$$

$$\mathbf{k} \times \mathbf{H} = -\mu\omega \mathbf{E} \quad (45)$$

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (46)$$

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{H} = 0. \quad (47)$$

Las cuatro ecuaciones anteriores muestran que \mathbf{E} , \mathbf{H} y \mathbf{k} forman mutuamente una tríada ortogonal, donde el campo eléctrico y el campo magnético son perpendiculares uno del otro y ambos son perpendiculares a la dirección de propagación \mathbf{k} [82].

2.5 Propagación de ondas electromagnéticas en materiales.

La ecuación de movimiento es una formulación matemática que describe la evolución temporal de un sistema físico y nos permite determinar la posición futura de una partícula en función de otras variables. A continuación, se calcula el desplazamiento $x = x(t)$ de un electrón para ello se reescribe la ley de Newton como sigue,

$$\mathbf{F} = m\mathbf{a} \quad (48)$$

donde la velocidad la podemos escribir como $\dot{x} = \frac{dx}{dt}$ y la aceleración de la siguiente manera $\ddot{x} = \frac{d\dot{x}}{dt}$. Ahora consideremos la fuerza total \mathbf{F} como la suma de la fuerza elástica, la fuerza eléctrica y la fuerza de fricción, entonces

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_k + \mathbf{F}_e + \mathbf{F}_{fr} \quad (49)$$

reescribiendo la expresión anterior y simplificando se tiene

$$E \frac{e}{m} = x\omega_0^2 + \gamma\dot{x} + \ddot{x} \quad (50)$$

donde se ha definido a $\gamma = \frac{\tilde{\gamma}}{m}$ y $\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}$. Sabemos que la corriente eléctrica está dada de la siguiente manera $\mathbf{j} = e\mathbf{v} = e\dot{x}$ y para el caso de una acumulación de electrones podemos escribir a \mathbf{j} como $Ne\dot{x}$ y multiplicando Ne a la ecuación (50) se tiene,

$$\frac{d}{dt}(xNe\omega_0^2) + (\gamma Ne\dot{x}) + (Ne\ddot{x}) = E \frac{e^2 N}{m} \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_0} \quad (51)$$

se define a la frecuencia del plasma eléctrico como $\omega_{pe} = \sqrt{\frac{e^2 N}{\varepsilon_0 m}}$. En el caso de un material metal, los electrones están libres y en este caso $k = 0$; y el término $xNe\omega_0^2 = 0$ con lo que se puede simplificar la ecuación (50) de la siguiente manera,

$$\frac{d\mathbf{J}_e}{dt} + \gamma_e \frac{d\mathbf{J}_e}{dt} = \varepsilon_0 \omega_{pe}^2 \mathbf{E} \quad (52)$$

y como existe una simetría entre campos eléctricos y magnéticos se puede expresar las siguientes relaciones;

$$\frac{\partial \mathbf{J}_e}{\partial t} + \gamma_e \frac{\partial \mathbf{J}_e}{\partial t} = b_e \mathbf{E} \quad (53)$$

y

$$\frac{\partial \mathbf{J}_m}{\partial t} + \gamma_m \frac{\partial \mathbf{J}_m}{\partial t} = b_m \mathbf{E} \quad (54)$$

estas dos últimas expresiones son conocidas como el modelo de Drude, donde \mathbf{J}_e y \mathbf{J}_m corresponden a las corrientes eléctricas y magnéticas y los coeficientes b_e y b_m están relacionados con la frecuencia de plasma eléctrica y magnética. Es conocido que las expresiones del modelo de Drude son de gran interés e importancia porque con ellas se pueden modelar materiales y su dependencia con la frecuencia [78-80]. A continuación, se demuestra la solución a la ecuación diferencial ordinaria siguiente;

$$E \frac{e}{m} = x\omega_0^2 + \gamma\dot{x} + \ddot{x} \quad (55)$$

para ello usamos el hecho que se demuestra en múltiples libros de ecuaciones diferenciales ordinarias que para este tipo se tienen soluciones de la forma $x = x_0 e^{i\omega t}$. El campo eléctrico lo podemos escribir de la siguiente manera

$$E = E_0 \cos(\omega t). \quad (56)$$

Ahora se calcula \dot{x} y \ddot{x} y se tiene para

$$\dot{x} = i\omega x_0 e^{i\omega t} \quad (57)$$

y

$$\ddot{x} = (i\omega)^2 x_0 e^{i\omega t} = -\omega^2 x_0 e^{i\omega t} \quad (58)$$

sustituyendo las ecuaciones (56) y (57) en (54) se obtiene

$$-x_0\omega^2 + \gamma x_0 i\omega + \omega_0^2 x_0 = E_0 \frac{e}{m}. \quad (59)$$

Factorizando y despejando x_0 finalmente se encuentra la amplitud de las oscilaciones en el punto de interés y expresado de la siguiente manera

$$x_0 = \frac{\frac{e}{m}}{-\omega^2 + \gamma i \omega + \omega_0^2} E_0. \quad (60)$$

en la ecuación (59) ω es la frecuencia del campo eléctrico, ω_0 es la frecuencia interna propia de cada material y E_0 corresponde a la amplitud del campo eléctrico.

2.6 Polarización: Cálculo de ε_r para materiales dispersivos.

Hay tres campo eléctricos macroscópicos uno de ellos es la polarización eléctrica y nos permite estudiar el comportamiento de los materiales en respuesta a los campos electromagnéticos. La permitividad relativa en el vacío tiene el valor de uno, pero en un material es diferente de uno y a continuación se demuestra una expresión para ε_r en los materiales. Sabemos que

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (61)$$

pero \mathbf{P}, \mathbf{D} Y \mathbf{E} tiene dependencia temporal y se puede escribir como $\mathbf{P} = p_0 \cos(\omega t)$, $\mathbf{D} = D_0 \cos(\omega t)$ y $\mathbf{E} = E_0 \cos(\omega t)$ ahora se sustituye estas tres expresiones en la ecuación (60) y se tiene

$$D_0 \cos(\omega t) = \varepsilon_0 E_0 \cos(\omega t) + p_0 \cos(\omega t) \quad (62)$$

simplificando,

$$D_0 = \varepsilon_0 E_0 + P_0. \quad (63)$$

Se sabe que la polarización eléctrica esta definida como $P = exN$ ahora se sustituye en x encontrado en la ec. (59) tomando en cuenta que $P \rightarrow P_0$ se puede escribir a P_0 de la siguiente manera,

$$P_0 = eN x_0 \quad (64)$$

$$P_0 = eN x_0 \frac{\frac{e}{m}}{-\omega^2 + \gamma i \omega + \omega_0^2} E_0 \quad (65)$$

Ahora se sustituye la ec. (64) en (62) y multiplicando por $\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_0}$ se tiene

$$D_0 = \varepsilon_0 E_0 + \frac{e^2}{m} N \frac{1}{-\omega^2 + \gamma i \omega + \omega_0^2} E_0 \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_0} \quad (66)$$

simplificando se tiene

$$D_0 = \varepsilon_0 E_0 \left(1 + \frac{e^2}{m \varepsilon_0} N \frac{1}{-\omega^2 + \gamma i \omega + \omega_0^2} \right) \quad (67)$$

Comparando la ec. (62) con $\mathbf{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \mathbf{E}$ y considerando a $\omega_p = \sqrt{\frac{e^2 N}{m \varepsilon_0}}$ y finalmente se encuentra una expresión para la permitividad relativa de un material en función de la frecuencia,

$$\varepsilon_r(\omega) = 1 + \frac{\omega_p^2}{-\omega^2 + \gamma i \omega + \omega_0^2}. \quad (68)$$

2.7 Ecuaciones de Maxwell en un Medio Material.

Cuando se acoplan las ecuaciones de Maxwell (7) y (8) con las ecuaciones que nos describen el modelo de Drude llegamos a las siguientes ecuaciones, y son conocidas como ecuaciones de Maxwell en materiales dispersivos.

$$\nabla \times \mathbf{H} = \bar{\varepsilon} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + e v_0 f(r, t) + \mathbf{J}_e + \sigma_e \mathbf{E}, \quad (69)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = \bar{\mu} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} + \mathbf{J}_m + \sigma_m \mathbf{H} \quad (70)$$

en estas expresiones $f(r, t)$ representa la fuente externa del sistema y σ_e, σ_m son las conductividades eléctrica y magnética y finalmente $\mathbf{J}_e, \mathbf{J}_m$ corresponde a la corriente eléctrica y magnética respectivamente.

2.8 El láser.

El principio de funcionamiento de un láser se basa en los postulados de la teoría cuántica que rigen la interacción entre la radiación electromagnética y la materia. Un sistema atómico o molecular posee un espectro de energía discreto, con estados cuánticos permitidos E_1, E_2, E_3, \dots [83]. La absorción o emisión de radiación ocurre únicamente cuando la energía del fotón hf coincide exactamente con la diferencia de energía entre dos de estos estados, es decir, $hf = E_n - E_m$. Este principio de resonancia es fundamental para los

procesos que dan lugar a la acción láser. Existen tres procesos elementales en la interacción de un átomo con un campo de radiación:

a) Absorción Estimulada: Un átomo en un estado de energía inferior E_m absorbe un fotón incidente de energía $hf = E_n - E_m$ transicionando al estado excitado E_n .

b) Emisión Espontánea: Un átomo en un estado excitado E_n decae espontáneamente a un estado inferior E_m después de un tiempo característico (típicamente $10^{-8}s$), emitiendo un fotón de energía hf . La dirección y fase de este fotón son aleatorias.

c) Emisión estimulada: Un fotón incidente de energía $hf = E_n - E_m$ interactúa con un átomo que ya se encuentra en el estado excitado E_n , induciendo su transición al estado inferior E_m . Como resultado, se emite un segundo fotón que es idéntico al fotón estimulante en energía, fase, polarización y dirección de propagación [84]. Este proceso es el corazón del láser, ya que permite la amplificación coherente de la radiación: un fotón se convierte en dos fotones idénticos.

La Inversión de Población se da en condiciones de equilibrio térmico, la distribución de poblaciones atómicas sigue la estadística de Boltzmann, donde la población del estado fundamental es siempre mayor que la de cualquier estado excitado. Esto hace que el proceso de absorción estimulada domine sobre la emisión estimulada, resultando en una atenuación neta de la luz. Para lograr la amplificación (ganancia óptica), es necesario crear una inversión de población: una situación de no-equilibrio en la cual la población de un estado excitado de energía superior E_n excede la población de un estado inferior de menor energía E_m [85]. Sólo bajo esta condición la probabilidad de que un fotón desencadene una emisión estimulada es mayor que la de que sea absorbido, permitiendo una emisión neta de fotones idénticos.

Los elementos básicos de un láser requiere tres componentes básicos para convertir el principio de emisión estimulada en un haz de luz práctico [86]:

1. Medio Activo: Un material (sólido, líquido, gas o semiconductor) cuyos átomos, moléculas o iones poseen estados energéticos adecuados (incluyendo un estado metaestable de vida relativamente larga) para lograr y mantener una inversión de población.

2. Mecanismo de Bombeo: Una fuente de energía externa (eléctrica, óptica, química) que "bombea" átomos del medio activo desde el estado fundamental a estados excitados, creando y sosteniendo la inversión de población necesaria.

3. Cavity Óptica Resonante: Un conjunto de dos espejos alineados (uno de alta reflectividad y otro acoplador parcialmente transmisor) entre los cuales se coloca el medio activo. Esta cavidad cumple dos funciones críticas: (a) proporciona realimentación óptica al confinar los fotones, permitiendo que pasen múltiples veces a través del medio activo y desencadenen una reacción en cadena de emisiones estimuladas; y (b) define las propiedades del modo óptico resultante, seleccionando la dirección y las longitudes de onda que se amplifican.

2.9 Teorema del límite central.

Supongamos que tenemos un conjunto de números aleatorios $x_1, x_2, x_3, \dots, x_n$ y se conoce para x solamente $\langle x \rangle$ y σ^2 . Definimos a como la media muestral de la siguiente manera;

$$a = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i \quad (71)$$

donde x_i son números aleatorios, entonces a es aleatorio. Para conocer $P(a)$ encontramos la distribución $Q(a - \langle a \rangle)$.

Entonces se calcula la función característica que está definida de la siguiente manera

$$\varphi(k) = \int e^{ik(a - \langle a \rangle)} Q(a - \langle a \rangle) da \quad (72)$$

entonces

$$\begin{aligned} &= \int \exp\left[ik \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_i - \langle x \rangle)\right] \cdot p(x_1)p(x_2)p(x_3)\dots p(x_n) dx_1 \dots dx_n \\ &= \prod_{i=1}^n \int \exp\left[ik \frac{1}{n} (x_i - \langle x \rangle)\right] \cdot p(x_i) dx_i \\ &= \left\{ \int \exp\left[ik \frac{1}{n} (x_1 - \langle x \rangle)\right] \cdot p(x_1) dx_1 \right\}^n \end{aligned} \quad (73)$$

$$= \left\{ 1 - \frac{k^2 \sigma^2}{2n^2} \right\}^n \quad (74)$$

se calcula el límite $\implies \lim_{n \rightarrow \infty}$

$$\exp\left(-\frac{k^2 \sigma^2}{2n^2}\right). \quad (75)$$

Entonces

$$\varphi(k) = \exp\left(-\frac{k^2\sigma^2}{2n^2}\right). \quad (76)$$

Ahora se calcula el auxiliar

$$\lim_{n \rightarrow \infty} y = \left\{1 - \frac{k^2\sigma^2}{2n^2}\right\}^n, \quad \ln(y) = n \ln \left\{1 - \frac{k^2\sigma^2}{2n^2}\right\}. \quad (77)$$

Si $n \gg 1$ tenemos

$$\ln(y) = n \ln \left\{1 - \frac{k^2\sigma^2}{2n^2}\right\} \rightarrow -n \left(\frac{k^2\sigma^2}{2n^2}\right) = -\frac{k^2\sigma^2}{2n} \quad (78)$$

porque

$$\ln(1-x) = -x - \frac{x^2}{2} + \dots \simeq -x, \text{ si}$$

entonces

$$y = \exp\left(-\frac{k^2\sigma^2}{2n}\right). \quad (79)$$

Ahora comparemos la expresión anterior con la distribución de Gauss que está definida de la siguiente forma

$$\varphi(k) = \exp\left(ika - \frac{k^2}{2}\sigma^2\right) \quad (80)$$

y con $a = 0$ y que se puede describir como

$$\varphi(k) = \exp\left(-\frac{k^2}{2}\sigma^2\right) \quad (81)$$

se puede observar que $y = \exp\left(-\frac{k^2\sigma^2}{2n}\right)$ pertenece a la distribución de Gauss con la diferencia de

$$\sigma \rightarrow \sigma/\sqrt{n}. \quad (82)$$

Es importante observar que, ahora σ es menor que \sqrt{n} . Entonces finalmente se encuentra que la distribución con valor aleatorio a es,

$$Q(a - \langle a \rangle) = P(a) = \sqrt{\frac{n}{2\pi}} \exp\left[-\frac{(a - \langle a \rangle)^2}{2\sigma^2}n\right] \quad (83)$$

esta expresión recibe el nombre de (Teorema de Límite Central, TLC), podemos observar que $a = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i$ es en \sqrt{n} menor con respecto de x_i .

2.10 Ecuaciones básicas para la intensidad electromagnética en un material.

Las ecuaciones básicas para desarrollar esta tesis son las ecuaciones de Maxwell pero para facilitar observaciones experimentales indiquemos que valores se pueden observar en el laboratorio. Es de interés conocer la intensidad electromagnética I de una muestra cúbica definida como $(x, y, z) \in [0, l_0]$. La salida del flujo de energía se puede escribir como:

$$I = \oint_S (\mathbf{K} \cdot \mathbf{n}) dS = I_x + I_y + I_z \quad (84)$$

donde \mathbf{K} es el vector de propagación, \mathbf{n} es el vector normal a la superficie S del cubo, y $I_{x,y,z}$ indican los flujos desde dos caras del cubo perpendiculares a una dirección particular. Para encontrar la emisión del sistema, resolvemos numéricamente la ecuación que relaciona la densidad de polarización \mathbf{P} , el campo eléctrico \mathbf{E} y las ocupaciones de los niveles de energía de los emisores. Para el caso de emisores desacoplados la ecuación a resolver es la siguiente [87],

$$\frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} + \Delta \omega_a \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} + \omega_a^2 \mathbf{P} = \frac{6\pi \varepsilon_0 c^3}{\tau_{21} \omega_a^2} (N_1 - N_2) \mathbf{E}. \quad (85)$$

$\Delta \omega_a = \tau_{21}^{-1} + 2T_2^{-1}$ donde T_2 es el tiempo medio entre el desfase de eventos, τ_{21} es el tiempo de decaimiento del segundo nivel atómico al primero, y ω_a es la frecuencia de radiación. Los campos eléctricos \mathbf{E} y \mathbf{H} magnéticos, y de corriente $\mathbf{j} = \partial \mathbf{P} / \partial t$ se encuentran a partir de las ecuaciones de Maxwell, junto con las ecuaciones para las densidades N_i (de átomos que están en el i -ésimo nivel. En el caso de un láser de cuatro niveles $i = 0, 1, 2, 3$, estas ecuaciones se encuentran desarrolladas en [88];

$$\frac{\partial N_3}{\partial t} = A_r N_0 - \frac{N_3}{\tau_{32}}, \quad (86)$$

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = \frac{N_3(t)}{\tau_{32}} + \frac{(\mathbf{j} \cdot \mathbf{E})}{\hbar \omega_a} - \frac{N_2}{\tau_{21}}, \quad (87)$$

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} = \frac{N_2(t)}{\tau_{21}} - \frac{(\mathbf{j} \cdot \mathbf{E})}{\hbar \omega_a} - \frac{N_1}{\tau_{10}}, \quad (88)$$

$$\frac{\partial N_0}{\partial t} = \frac{N_1}{\tau_{10}} - A_r N_0. \quad (89)$$

Una fuente externa excita a los emisores desde el nivel base ($i = 0$) hasta el tercer nivel a una tasa A_r , que es proporcional a la intensidad de bombeo en los experimentos. Después de una corta vida τ_{32} , los emisores se transfieren de forma no radiactiva al segundo nivel. El segundo nivel y el primer nivel son los niveles de láser superior e inferior, respectivamente. Los emisores pueden decaer del nivel superior al inferior por emisión tanto espontánea como estimulada, y $(\mathbf{j} \cdot \mathbf{E})/\hbar\omega_a$ es la tasa de radiación estimulada. Finalmente, los emisores pueden decaer de forma no radiativa desde el primer nivel hasta el nivel base. Las vidas y energías de los niveles láser superior e inferior son τ_{21} con E_2 y τ_{10} con E_1 , respectivamente. La frecuencia individual de radiación de cada emisor $\omega_a = (E_2 - E_1)/\hbar$. Para simular el medio láser, consideramos la situación en la que el grupo de percolación está completamente lleno de fuentes emisores de luz.

Cap. 3. Desarrollo Teórico/Experimental.

En este capítulo se estudia la parte teórico experimental desde 3 enfoques diferentes y son los siguientes: Análisis numérico con el método FDTD para estudiar el efecto láser en un sistema 3D con desorden y experimento con nanocristales de $\text{ZrO}_2\text{:Yb}$, Combinación de Materiales 2D y Plasmónica para la Manipulación de la Luz a Nanoescala y finalmente se concluye con las Aplicaciones de los efectos láser aleatorio en nanoceldas solares con puntos cuánticos en materiales con percolación para aplicaciones en celdas solares con amplificación de corriente inducida en el NTC.

3.1 Análisis numérico con el método FDTD para estudiar el efecto láser en un sistema 3D con desorden y experimento con nanocristales de $\text{ZrO}_2\text{:Yb}$.

Para el análisis numérico usamos el algoritmo de Yee y que fue desarrollado por Kane Yee en 1966 y se utiliza para resolver las ecuaciones de Maxwell. Este algoritmo utiliza diferencias centrales de segundo orden [89-90] y se lleva a cabo mediante los siguientes pasos:

1. Se reemplazan las derivadas en las leyes de Ampere y Faraday por diferencias finitas, se discretiza el espacio y el tiempo.
2. Se resuelven las ecuaciones resultantes para obtener los campos futuros en función de los campos pasados.
3. Los campos magnéticos se evalúan avanzando un paso de tiempo para conocer los valores presentes.
4. 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 Figura 1, se presenta de manera gráfica el desarrollo del algoritmo para el caso 1D, con la misma idea se puede extender para el caso 3D [89].

En el modelo teórico el clúster de conexión modifica las características del medio de percolación, por lo tanto resulta interesante investigar la estructura espacial tridimensional de los clústeres en las proximidades del umbral de percolación. La Figura 2 y 3, representa una distribución espacial de clústeres de percolación infinita del campo óptico para una probabilidad P por encima

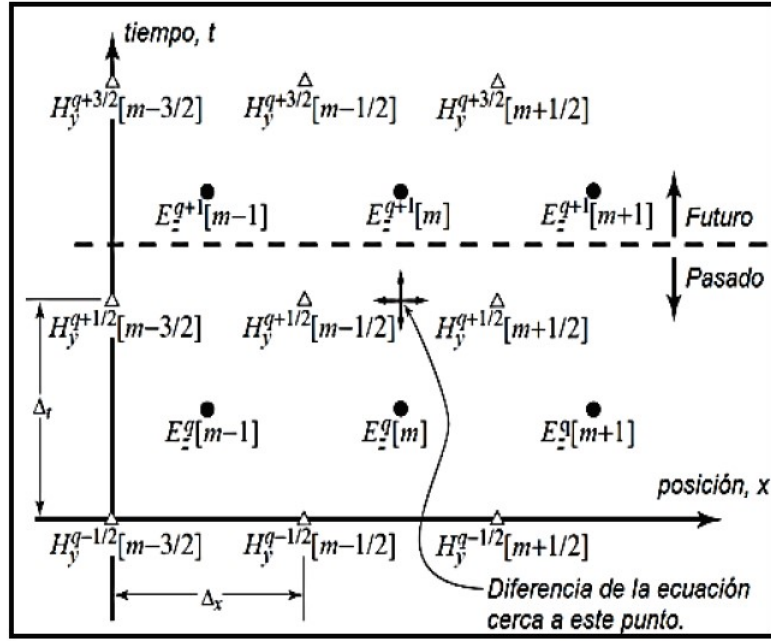


Figura 1: La imagen ilustra cómo se organizan los nodos en un arreglo unidimensional para los campos E y B . Los nodos del campo eléctrico se muestran con círculos, mientras que los nodos del campo magnético se representan con triángulos, esta es la manera en que se discretiza el espacio y el tiempo en 1D.

de la probabilidad crítica $P_C = 0.317$, obtenida a partir de la simulación de una red 3D con un tamaño de $90 \times 90 \times 90$ (unidades arbitrarias) y un tiempo de ejecución $t = 50$. Esta distribución permite visualizar de manera completa la solución al sistema no lineal de las ecuaciones (85-89) en 3D. Nuestro objetivo es calcular la emisión promediada en el tiempo de energía de una muestra cúbica $(x, y, z) \in [0, l_0]$.

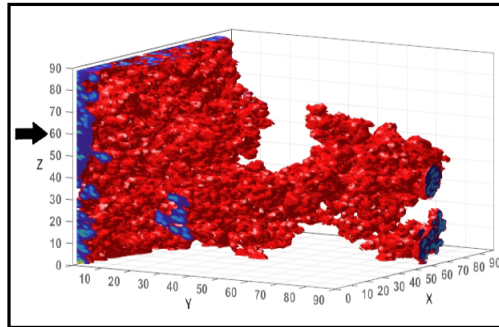


Figura 2: Se muestra la estructura espacial del campo de radiación E generado por el clúster de percolación infinita. Para este análisis se utiliza un coeficiente de absorción $g = 0.37$ y un tiempo de ejecución $t = 50$.

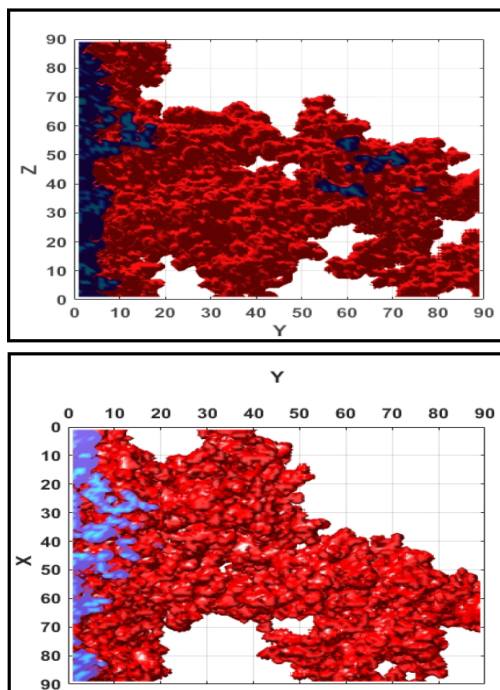


Figura 3: Se observan las direcciones de propagación espacial de radiación del campo E en los planos $X - Y$ y $Y - Z$ generada por los nanoemisores que forman clústeres de percolación infinita para valores por encima del umbral P_c .

En esta sección se exponen los resultados experimentales de la radiación de nano emisores que han sido incorporados en una cerámica porosa de ZrO_2 . Se utiliza la técnica de síntesis denominada Sol-Gel para la fabricación de la cerámica. Esta técnica proporciona una vía coloidal para la síntesis de materiales cerámicos con una fase intermedia denominada sol. El proceso implica disolver un precursor en un solvente y luego agregar agua y un ácido o una base para la hidrólisis y condensación. Esto conduce a la formación del gel, que se somete a un período de envejecimiento antes de pasar a un estado de evaporación. Finalmente, se logra la síntesis de ZrO_2 dopada con Yb ver Figura 4. Esta técnica permite la incorporación de los nano emisores en un sistema tridimensional desordenado [91].



Figura 4: Síntesis de ZrO_2 dopada con Yb posterior al proceso evaporativo donde se obtiene como producto un polvo de color blanco en el fondo de los vasos de precipitados.

Esta técnica permite la incorporación de los nano emisores en un sistema tridimensional desordenado [21]. Un proceso fundamental en la producción de luz visible es la conversión ascendente (UC), en el cual al menos dos fotones excitados de baja energía, generalmente en el rango del infrarrojo cercano, se transforman en un fotón visible de emisión con una energía mayor, se puede conocer más sobre el proceso UC en [92]. Los nano emisores de Yb se introducen en ZrO_2 , donde se distribuyen de forma aleatoria en el sistema ver Figura 7 y se excitan de manera no coherente utilizando una fuente externa. Debido a que la emisión de conversión ascendente se ve significativamente afectada por la presencia de iones de Yb, los nano emisores incorporados generan una emisión aleatoria al ser excitados por un láser externo. Para conocer la banda de absorción de los iones de Yb Figura 8, se usó un espectrofotómetro de masas UV-vis-NIR AgilentCary 5000 Figura 5.



Figura 5: El espectrofotómetro UV-Vis-NIR NIR AgilentCary 5000 es un dispositivo de alta eficiencia que opera en los rangos de ultravioleta-visible y cercano al infrarrojo, ofreciendo un desempeño fotométrico en el intervalo de longitudes de onda de 175 a 3300 nm.

La espectroscopia óptica comprende diversas técnicas empleadas en la ciencia de materiales para su análisis. Su principal objetivo es identificar la respuesta de un material ante la radiación electromagnética, siendo estas técnicas no

invasivas y no destructivas. Dos de las técnicas más utilizadas son la Espectrometría de Absorción Óptica (EAO) y la Espectrofluorimetría (FL). En la EAO, se realiza una comparación entre la intensidad de dos haces de luz: uno que sirve como referencia y otro que atraviesa la muestra. Se detecta la diferencia de intensidades según la longitud de onda, lo que permite identificar las especies que absorben energía. Para analizar muestras opacas, se emplea la Reflectancia Difusa (ERD) y la Reflectancia Especular (ERE) en conjunto con la EAO. La espectrofluorimetría (FL) es una técnica analítica que se utiliza para estudiar la fluorescencia de una muestra. La fluorescencia es un fenómeno óptico en el cual una sustancia absorbe energía en forma de luz y luego emite esa energía en forma de luz de mayor longitud de onda, es decir, a una longitud de onda más baja. En un experimento de espectrofluorimetría, se ilumina la muestra con luz de una longitud de onda específica y se mide la intensidad de la luz fluorescente que emite la muestra en diferentes longitudes de onda. Este proceso proporciona información sobre la estructura y composición de la muestra, así como sobre sus propiedades moleculares y químicas. El Espectrómetro UV-Vis-NIR AgilentCary 5000 posibilita la realización de EAO, ERD y ERE con variaciones en polarización y ángulo. Su rango espectral abarca longitudes de onda desde 175 hasta 3300 nm, cubriendo la región de transiciones electrónicas en la mayoría de los materiales. La resolución espectral (0.05-0.2) permite una alta precisión, y los tiempos de integración disponibles (0.033-999 s) mejoran la confiabilidad y la velocidad de escaneo. Este equipo cuenta con diversos porta-muestras para sólidos y líquidos, convirtiéndolo en una herramienta esencial. Para conocer la banda de emisión al ser irradiada la muestra de $ZrO_2:Yb$ con un láser de 970 nm, se empleó un Fluorómetro NanoLog FR3 de Horiba Jobin Yvon [93], Figura 6.

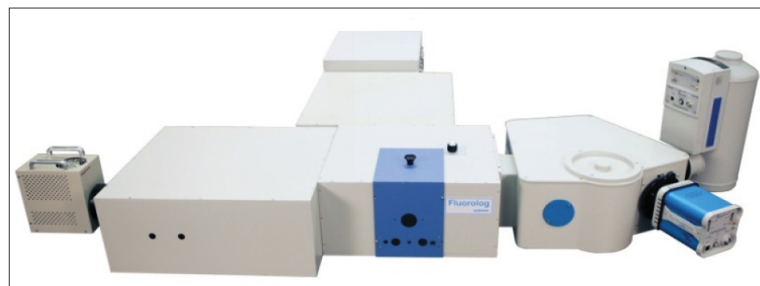


Figura 6: Fluorómetro NanoLog FR3 de Horiba Jobin Yvon utiliza una lámpara de xenón de alta potencia 450W para la excitación de la muestra con una alta resolución espectral.

El fluorómetro NanoLog FR3 es un equipo de laboratorio fabricado por la

compañía Horiba Jobin Yvon, especializada en la medición de fluorescencia en muestras. La fluorescencia es un fenómeno óptico en el cual una muestra absorbe energía en forma de luz a una cierta longitud de onda y emite esta energía en forma de luz a una longitud de onda diferente, generalmente mayor. El NanoLog FR3 permite estudiar y analizar la fluorescencia en muestras en diferentes rangos espectrales, incluyendo UV (ultravioleta), VIS (visible) y NIR (infrarrojo cercano). Puede medir tanto espectros de fluorescencia como tiempos de vida de fluorescencia, proporcionando información valiosa sobre la estructura y características de las moléculas presentes en la muestra. Usa una lámpara de xenón de 450W para excitación del UV al cercano IR. Resolución de 0.06 nm con slit, red de 1200 líneas/mm, medida de tiempos de vida de 100 ps a 10 μ s.

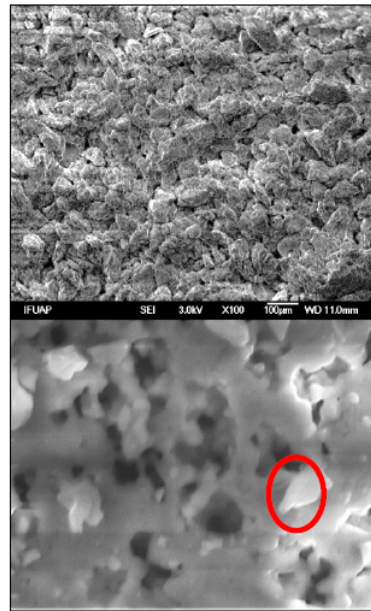


Figura 7: Las imágenes se obtienen por el SEM en $ZrO_2:Yb$ y se puede apreciar la estructura desordenada de poros, la imagen superior se obtiene a 3 kV, para mejorar la resolución de la imagen se enfoca en la región en rojo a 15 kV (imagen inferior) y se puede apreciar con mayor detalle el diámetro del poro que es aproximadamente 2 micrómetros y la estructura porosa tiene una distribución aleatoria.

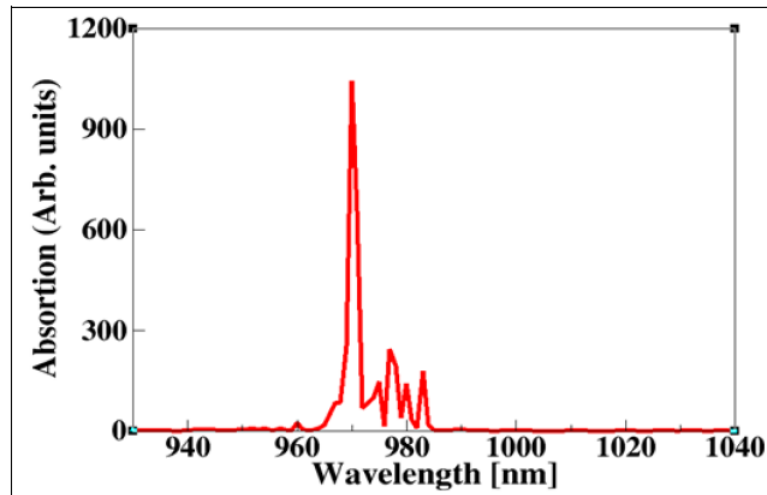


Figura 8: La gráfica representa la banda de absorción del Yb y está centrada en 970 nm, este valor es importante para poder excitar la muestra de $\text{ZrO}_2\text{:Yb}$.

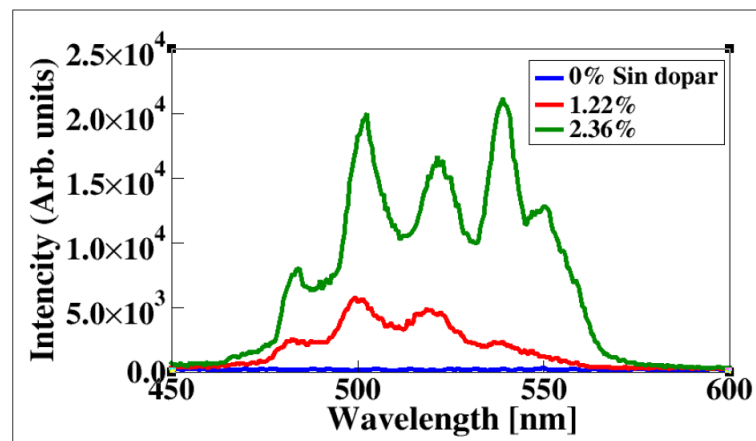


Figura 9: Para el estudio experimental de la emisión óptica se hicieron 3 muestras de ZrO_2 con diferentes concentraciones de Yb como se muestra en la gráfica; 0 %, 1.22 % y 2.36 % respectivamente. Se obtiene una mayor intensidad para la concentración de 2.36 % de Yb. Las intensidades de emisión se midieron con un espectro fluorómetro Horiba Jobinyvon Nano Log.

3.2 Combinación de Materiales 2D y Plasmónica para la Manipulación de la Luz a Nanoescala.

En la figura 10 se muestra la distribución espacial de los NR en la superficie de un sustrato metálico, los puntos azules representan los NEs distribuidos de manera aleatoria en la superficie del sistema.

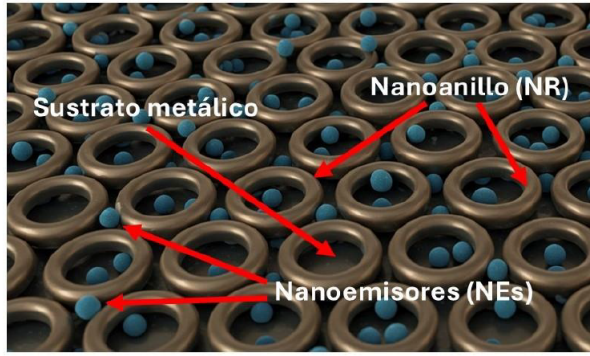


Figura 10: Los puntos de color azul muestran los NEs distribuidos en la superficie 2D de un sustrato metálico.

Resultados numéricos para la densidad de corriente en un sistema 2D con NR y efecto laser. Los siguientes resultados muestran un arreglo en (2D) de NR distribuidos en una malla de 7x7 donde se han incorporado 31 NEs aleatoriamente. Se utilizó un tiempo computacional $t = 200$ para estudiar el efecto de la dinámica del campo óptico PP variando la frecuencia de plasma (ω_p); $\omega_p = 2.3e^{11} Hz$, $\omega_p = 2.3e^{12} Hz$ y $\omega_p = 2.3e^{13} Hz$. A continuación, se presentan la densidad de corriente promedio como función del tiempo para diferentes ω_p . En la figura 11-(a) se muestra la densidad de corriente generada en el sistema para $\omega_p = 2.3e^{11} Hz$. En la figura 11- (b) se uso $\omega_p = 2.3e^{12} Hz$, mientras que en la figura 11-(c) se utilizó una $\omega_p = 2.3e^{13} Hz$.

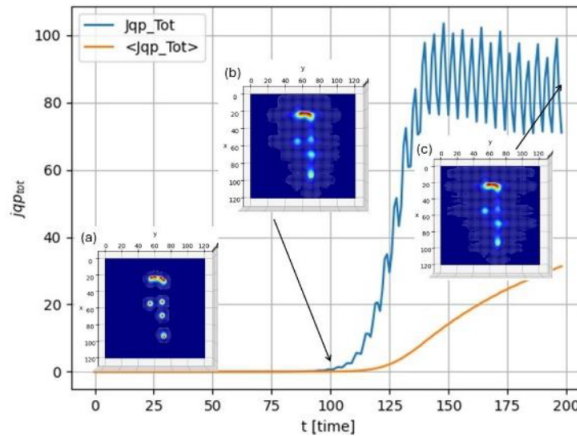


Figura 11: La grafica muestra con linea de color azul la densidad de corriente generada en el sistema de un arreglo de 7x7 NR donde se ha utilizado una $\omega_p = 2.3e^{11} Hz$ para $t = 200$, la linea de color rojo representa la densidad de corriente promedio. (a) distribución inicial de los NEs para $t = 2$ y (b)-(c) campo óptico del PP sin emisión láser para $t = 100$ y $t = 200$.

En este capítulo se ha demostrado el potencial de la combinación de materiales 2D con estructuras plasmónicas para lograr un control efectivo de la luz a escala nanométrica. El análisis de la densidad de corriente en un arreglo de 7x7 nanorrectángulos (NR) revela una respuesta dinámica clave, mientras que la densidad de corriente generada (línea azul) exhibe fluctuaciones significativas debido a la interacción localizada entre los plasmones y los excitones en el material 2D, la densidad de corriente promedio (línea roja) muestra una evolución estable, indicando un comportamiento colectivo coherente en el sistema.

La evolución temporal del sistema, parametrizada por $\omega_p = 2.3e^{11} Hz$ permite distinguir dos regímenes. En los tiempos iniciales ($t = 2$), la distribución de los nanoemisores (NEs) presenta una alta localización espacial, lo que sugiere una fase de excitación inicial no uniforme. Posteriormente, en $t = 100$ y $t = 200$, el campo óptico del plasmon polaritón (PP) muestra una intensidad estable y confinada, pero sin alcanzar el umbral de emisión láser. Esto indica que, si bien la estructura es capaz de confinar y guiar la luz a nanoescala a través del acoplamiento plasmón-material 2D.

En conjunto, los resultados confirman que la hibridación de materiales 2D con arquitecturas plasmónicas permite modular la densidad de corriente y el campo óptico a escalas espacio-temporales locales. Sin embargo, alcanzar la emisión láser requerirá optimizar parámetros como el acoplamiento excitón-plasmón, el bombeo externo o la geometría del arreglo para superar las pérdidas óhmicas y radiativas inherentes al sistema.

3.3 Aplicaciones de los efectos láser aleatorio en nanoceldas solares con puntos cuánticos en materiales con percolación para aplicaciones en celdas solares con amplificación de corriente inducida en el NTC.

A continuación se muestran los resultados de diferentes experimentos numéricos analizando los siguientes casos:

1. Generación de transición de fase en el NTC con respecto al número de nanoemisores sin onda externa (Régimen 0).
2. Generación de transición de fase en NTC con respecto al número de nanoemisores con onda externa perpendicular al NTC con posición vertical (Régimen 1).
3. Generación de transición de fase en NTC con respecto al número de nanoemisores con onda externa paralela al NTC con posición vertical (Régimen 2).

1. Generación de transición de fase en NTC con respecto al número de nanoemisores sin onda externa (Régimen 0).

Los siguientes resultados obtenidos de los experimentos numéricos muestran un NTC con 42 NEs y 43 NEs incorporados en la superficie, los NEs son excitados por una fuente externa, la altura del NTC es de $50nm$, el tiempo de simulación es de $t = 100$ y los resultados obtenidos para el campo radiante ver Figura 13 es un corte transversal a la mitad del NTC $25nm$.

En la Figura 12) se muestra el NTC dopado con NEs y su base colocada en un material dieléctrico, en la parte superior derecha de la figura se muestra un corte transversal del NTC.

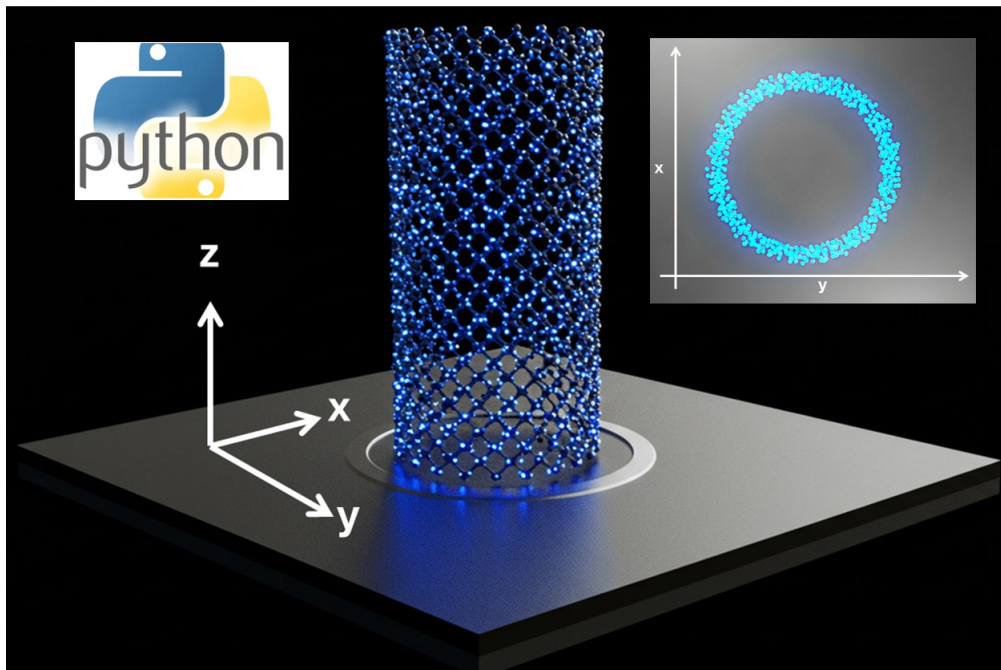


Figura 12: Conjunto de NEs radiantes de 4 niveles de energía (indicados por puntos azules) se colocan aleatoriamente en 3D y paralelos al NTC, en la figura superior derecha se muestran los NEs incorporados en el NTC en el plano $x - y$.

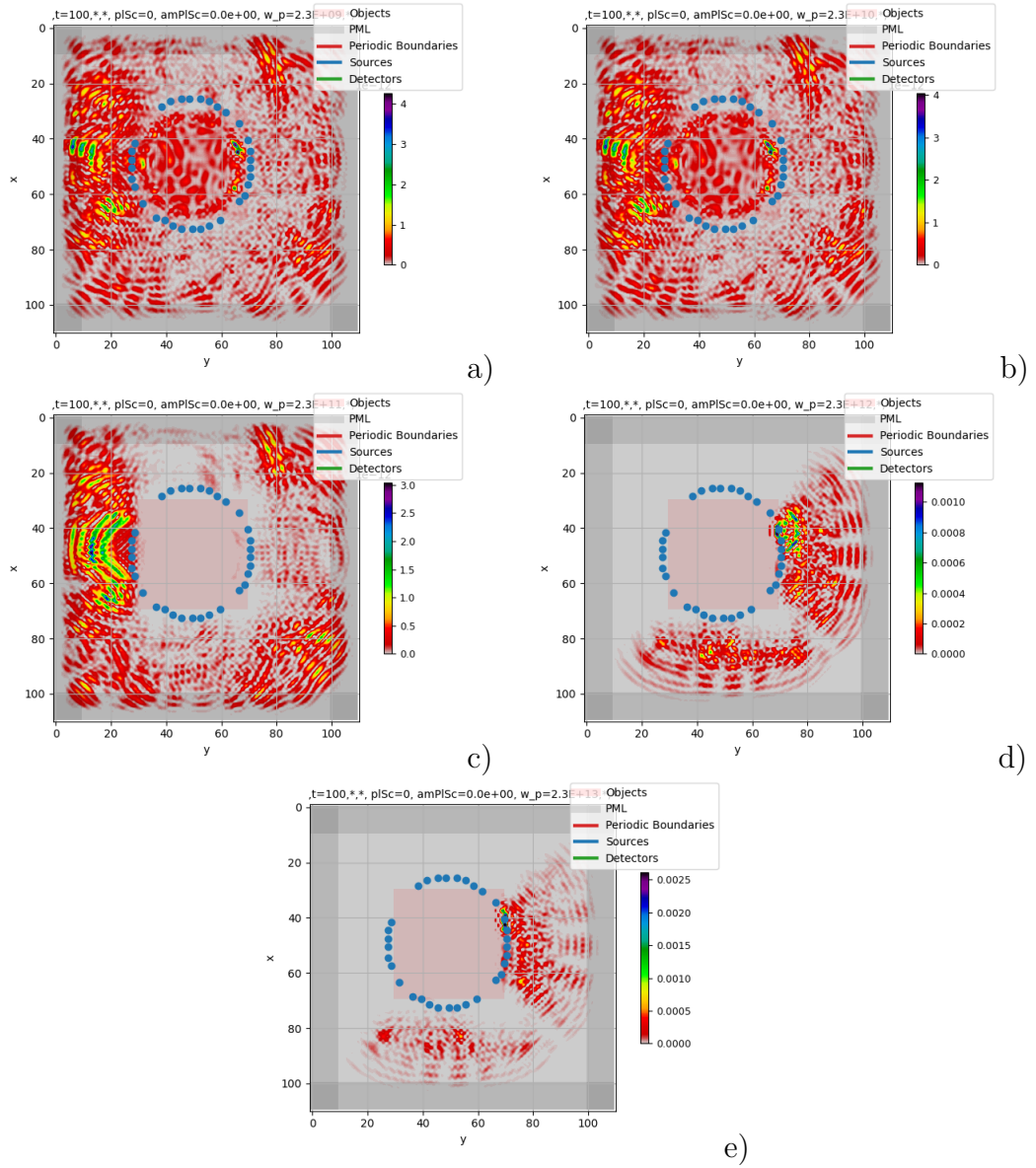


Figura 13: En las figuras a), b), c), d) y e) se muestran 42 NEs incorporados a la superficie del NTC, son excitados mediante una fuente externa con $\omega_p = \{2.3e^09, 2.3e^{10}, 2.3e^{11}, 2.3e^{12}, 2.3e^{13}\} Hz$.

De la FIGura 13 podemos observar que para bajas frecuencias el campo eléctrico generado se propaga dentro y fuera del NTC teniendo características de un dieléctrico mientras que para $\omega_p = \{2.3e^{12}, 2.3e^{13}\}$ ocurre una transición de fase y el NTC se comporta como un conductor y el campo radiante eléctrico únicamente se encuentra fuera del NTC. Es importante observar que durante la propagación del campo se observan patrones de interferencia en el espacio d) y e), esto ocurre por que los NEs incorporados en la superficie cada uno actúan como una fuente emisora de luz, propagando una onda esférica y al interactuar con otro frente de onda de algún NE estos frentes de onda interactúan

destructiva o constructivamente según el principio de Christiaan Huygens.

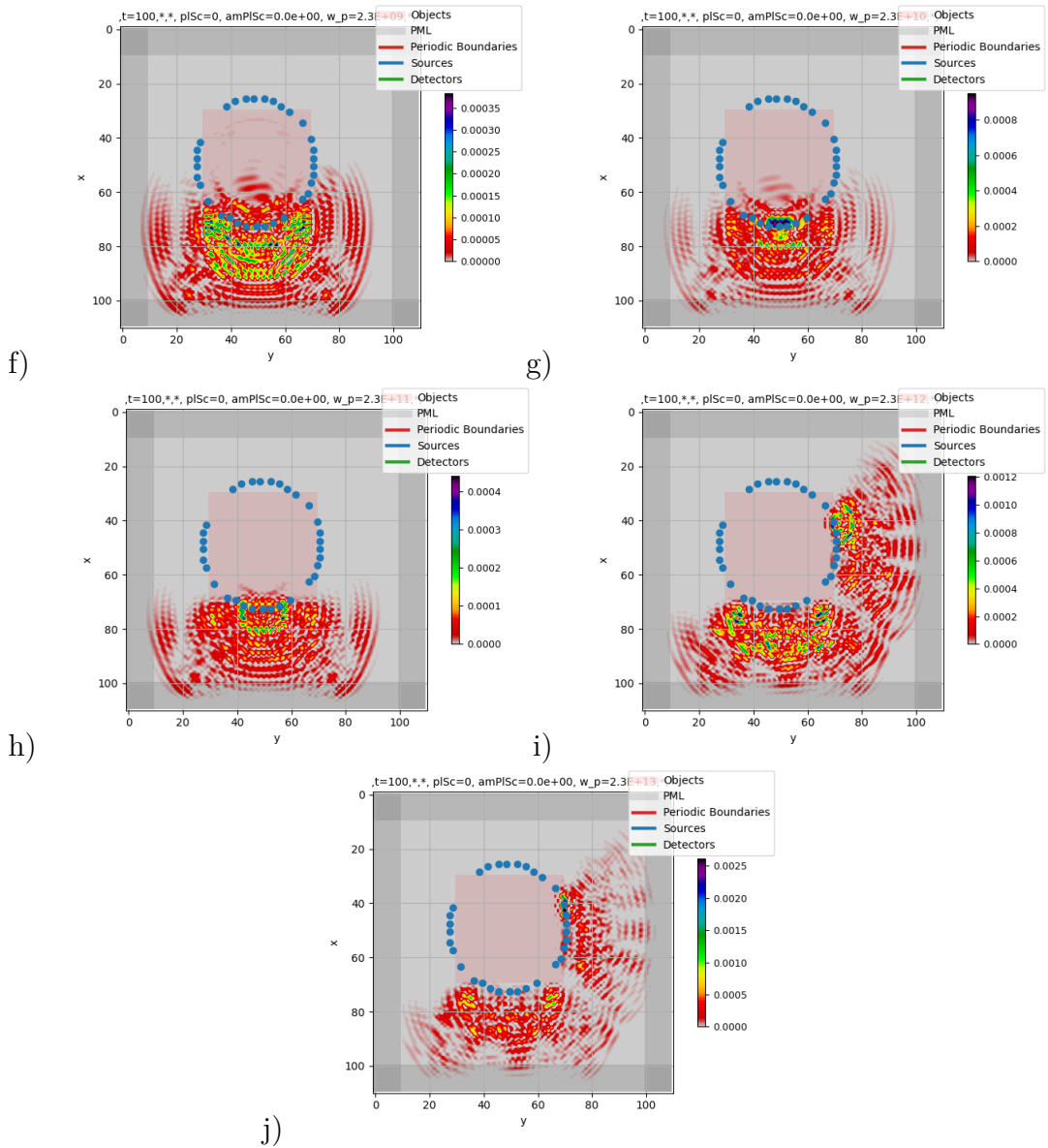


Figura 14: Para las figuras f), g), h), i) y j) se muestran 43 NEs incorporados a la superficie del NTC, son excitados mediante una fuente externa con $\omega_p = \{2.3e^9, 2.3e^{10}, 2.3e^{11}, 2.3e^{12}, 2.3e^{13}\} Hz$.

Para bajas y altas frecuencias Figura 14 se rompe la simetría de propagación del campo eléctrico radiante en el espacio. En f), g) y h) se comienza a propagar el campo hacia fuera del NTC, en i) y j) y con $\omega_p = \{2.3e^{12}, 2.3e^{13}\} Hz$ es donde el NTC adquiere características de conductor y puede observarse que existen zonas donde los campos interactúan de acuerdo con el principio de Huygens.

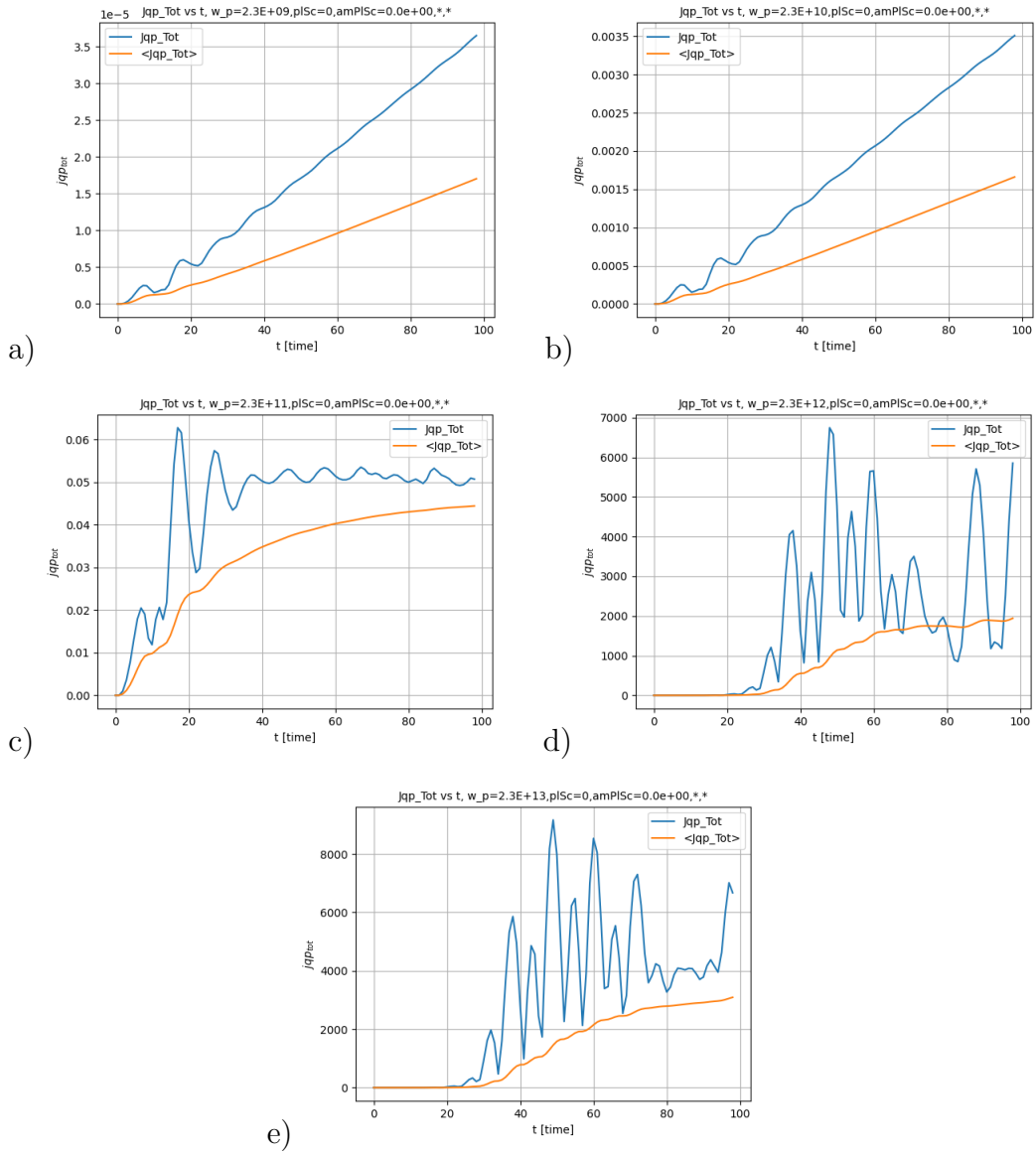


Figura 15: En las gráficas a), b), c), d) y e) muestran la densidad de corriente en azul y en rojo la densidad de corriente promedio para 42 NEs.

A bajas frecuencias Figura 15 con $\omega_p = \{2.3e^{09}, 2.3e^{10}, 2.3e^{11}\} Hz$ y tiempo de cálculo $t = 100$, se observa un incremento en 3 órdenes de magnitud mientras que para frecuencias altas con $\omega_p = \{2.3e^{12}, 2.3e^{13}\} Hz$ hay un incremento de 8 ordenes de magnitud respecto $\omega_p = 2.3e^{09}$, esto se debe porque a bajas frecuencias los NEs propagan el campo eléctrico dentro y fuera del NTc, y para frecuencias altas el campo eléctrico radiado se concentra en la superficie del NTc generando un incremento en la densidad de corriente.

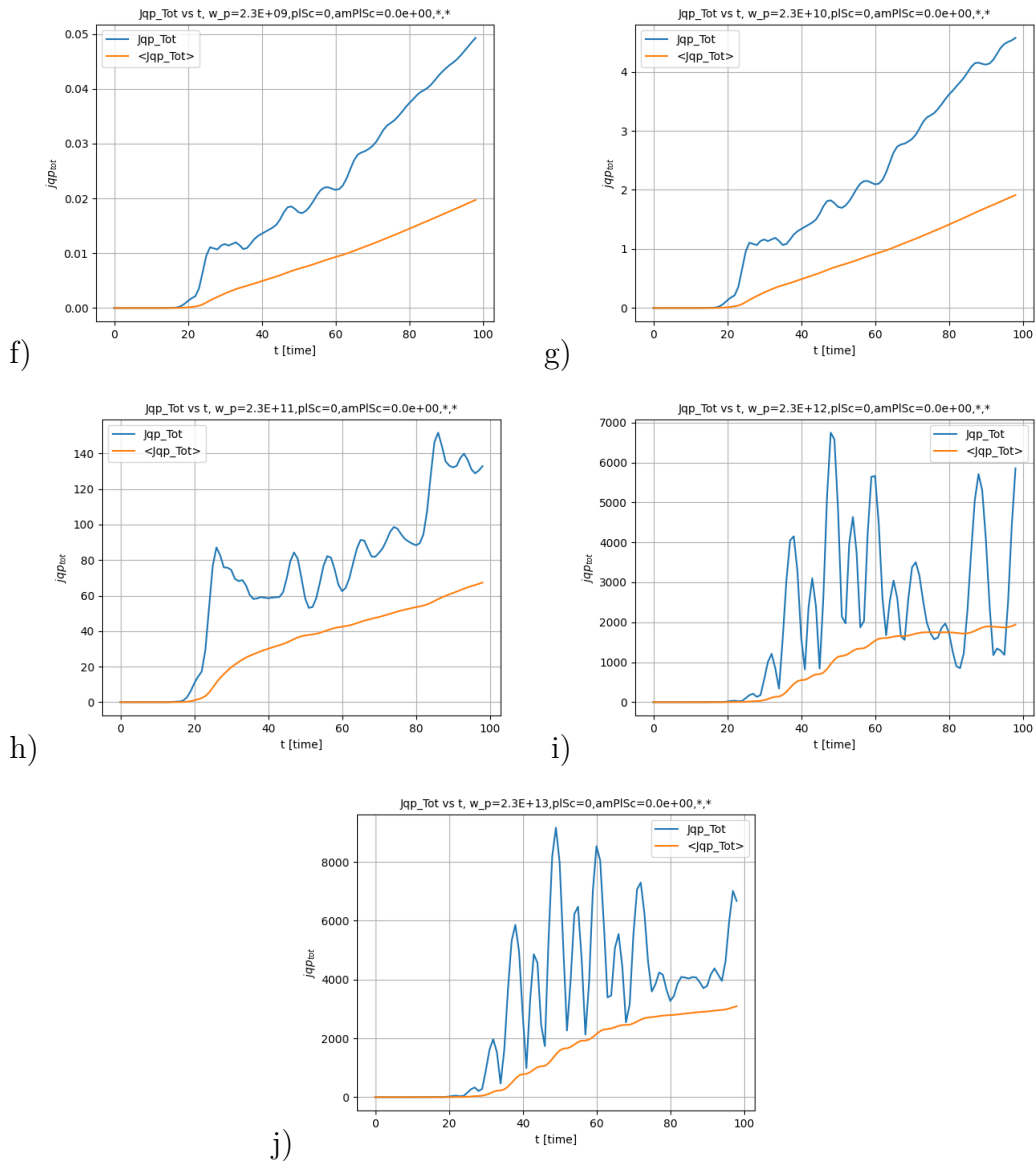


Figura 16: En f), g), h), i) y j) muestran la densidad de corriente en azul y en rojo la densidad de corriente promedio para 43 NEs.

En la Figura 16 se observa un incremento de cinco órdenes de magnitud en la densidad de corriente al comparar la frecuencia más f) baja con la más alta j). A bajas frecuencias ($\omega_p = 2.3e^{09} Hz$) el campo radiado no se propaga por todo el sistema, sino que permanece confinado localmente. En este régimen, el nanotubo de carbono (NTC) se comporta como un dieléctrico, lo que produce un aumento de tres órdenes de magnitud en la densidad de corriente en f) y g). En cambio, a altas frecuencias j), el NTC actúa como un conductor metálico, lo que eleva la densidad de corriente hasta cinco órdenes de magnitud respecto al valor registrado en la frecuencia más baja.

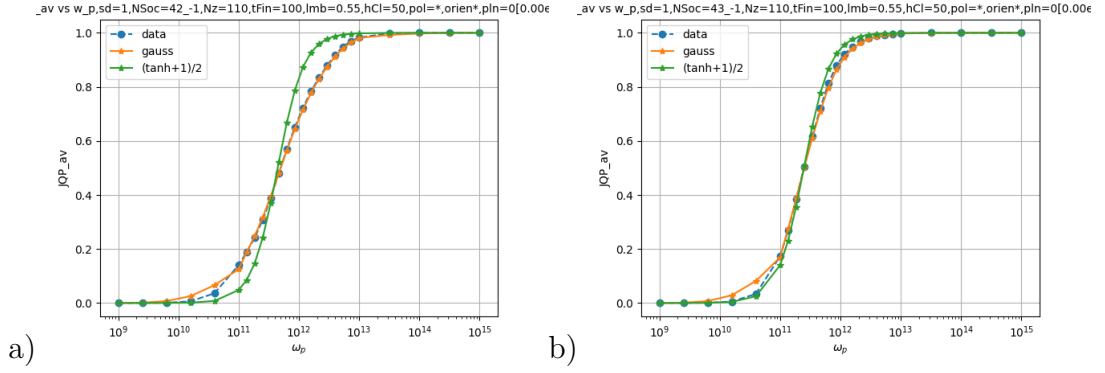


Figura 17: La gráfica a) con 42 NEs y b) con 43 NEs muestran en azul la densidad de corriente promedio para 25 diferentes frecuencias de plasma ω_p en el intervalo $\{2.3e^09, 2.3e^{10}, 2.3e^{11}, 2.3e^{12}, 2.3e^{13}, 2.3e^{14}, 2.3e^{15}\} Hz$.

Para frecuencias bajas $\omega_p = \{2.3e^09, 2.3e^{10}, 2.3e^{11}\} Hz$ ver Figura 17, la densidad de corriente tiene un incremento muy lento pero cerca de $\omega_p = 2.3e^{12} Hz$ denominada frecuencia crítica ω_c hay una transición de fase en la densidad de corriente logrando saturarse por encima de ω_c , este resultado es importante porque la densidad de corriente aumenta significativamente y puede ser aprovechada para diferentes aplicaciones. La línea de color naranja representa un ajuste Gaussiano para los resultados obtenidos y la línea de color verde es un ajuste de los datos con la función $\frac{\tanh+1}{2}$, se observa que para el conjunto de datos obtenidos, la función Gaussiana se ajusta a los datos para $\omega_p > \omega_c$ para 43 NEs y los datos se ajustan mejor a las dos funciones propuestas para el sistema con 43 NEs.

2. Generación de transición de fase en el NTC con respecto al número de nanoemisores con onda externa (Régimen 1).

La Figura 18 muestra propagación del campo eléctrico radiante del NTC con respecto a 42 y 43 nanoemisores interactuando con una onda externa plana perpendicular al NTC con posición vertical, la sección transversal que se muestra está a $25nm$ de altura y $t = 100$.

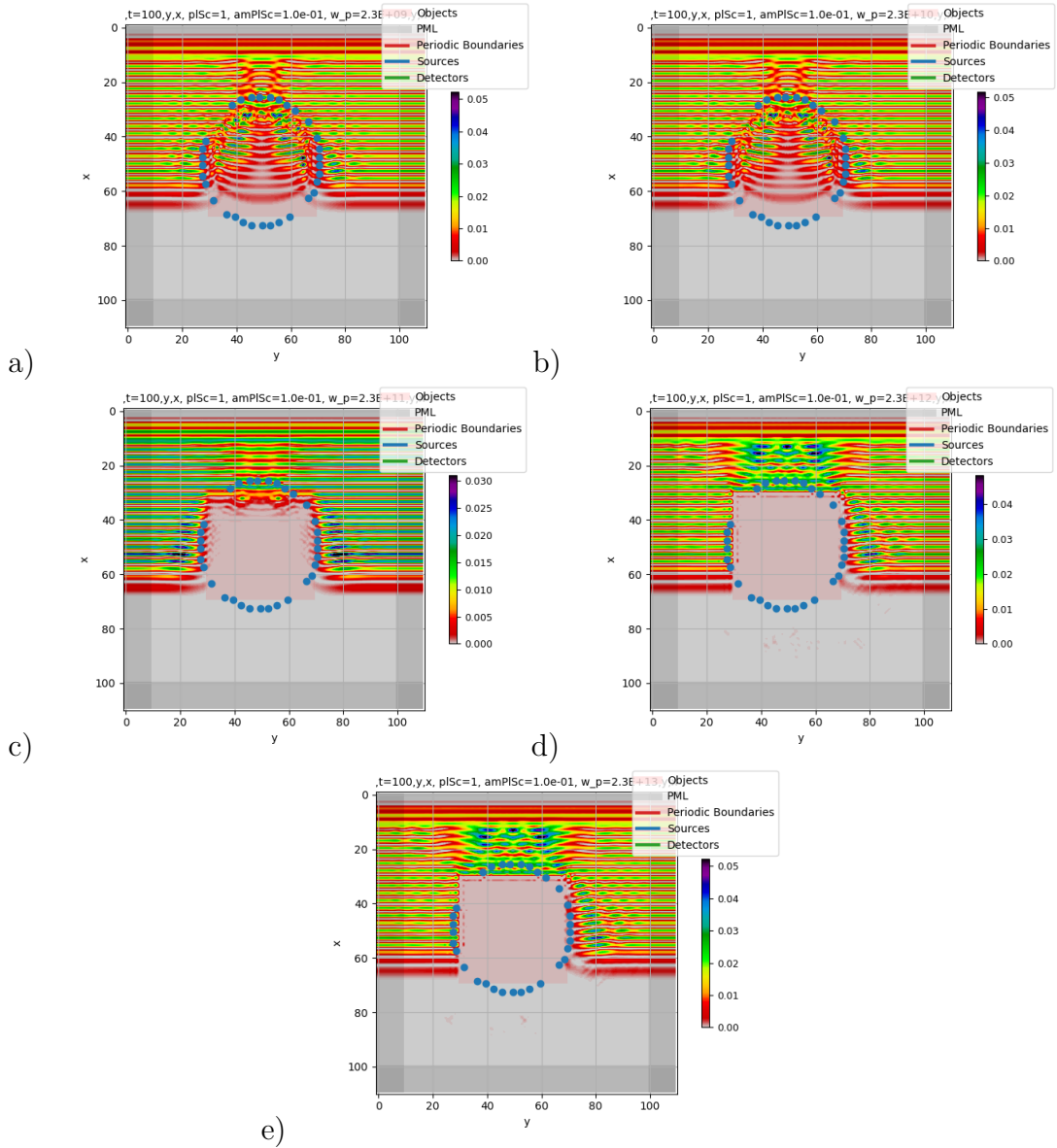


Figura 18: En las figuras a), b), c), d) y e) se muestran 42 NEs incorporados a la superficie del NTC, son excitados mediante una onda plana que se propaga en la dirección x con diferentes valores de $\omega_p = \{2.3e^{09}, 2.3e^{10}, 2.3e^{11}, 2.3e^{12}, 2.3e^{13}\} Hz$.

Para bajas frecuencias Figura 18 el campo eléctrico generado se propaga dentro y fuera del NTC teniendo características de un dieléctrico mientras que para $\omega_p = \{2.3e^{12}, 2.3e^{13}\} Hz$ ocurre una transición de fase y el NTC se comporta como un conductor y el campo radiante eléctrico únicamente se encuentra fuera del NTC. Es importante observar que durante la propagación del campo se observan patrones de interferencia dentro del NTC a) y b), esto ocurre por que los NEs incorporados en la superficie cada uno actúan como una fuente emisora de luz, propagando una onda esférica y al interactuar con otro frente

de onda de algún otro NE estos frentes de onda interactúan destructiva o constructivamente.

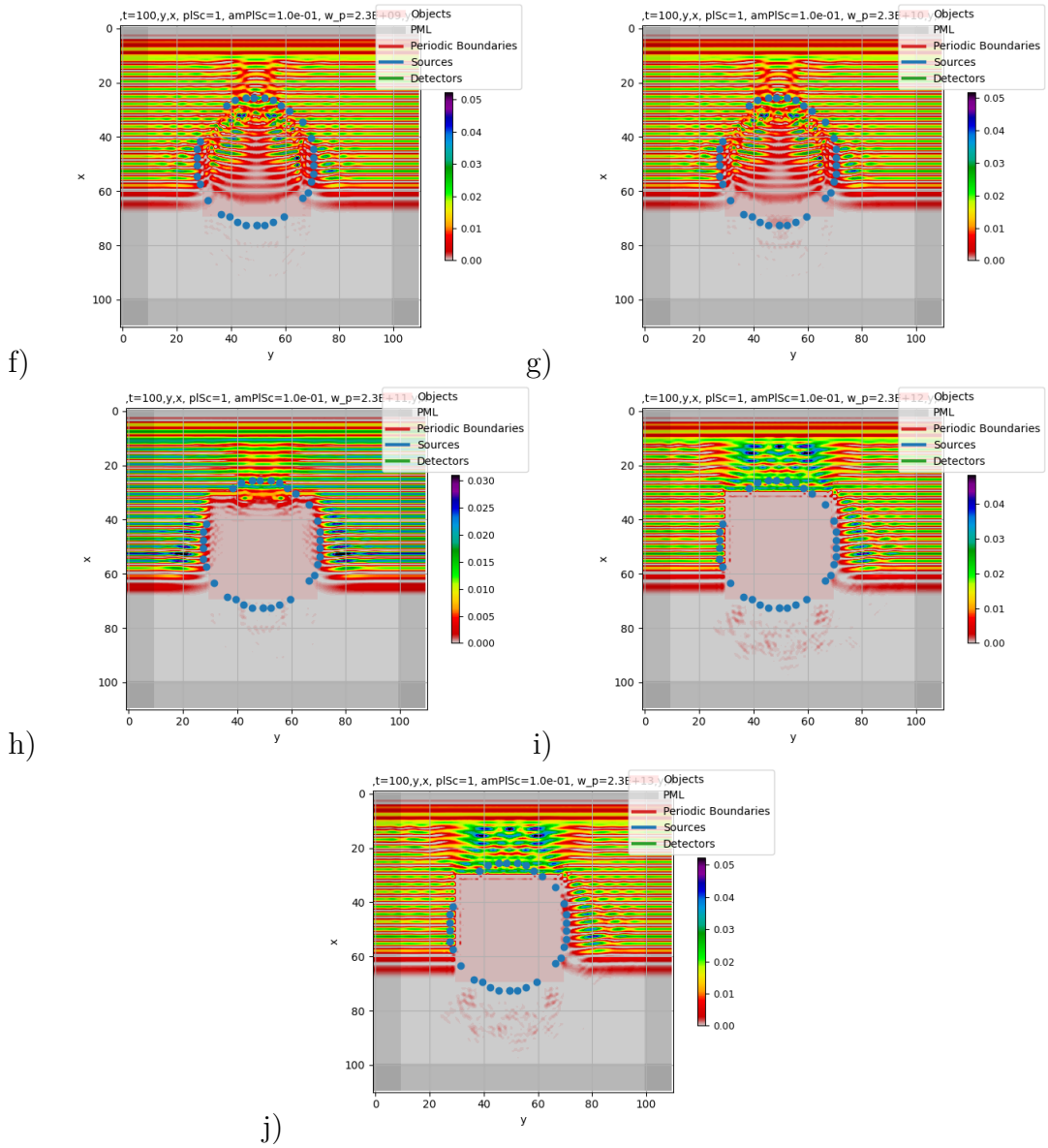


Figura 19: Para las figuras f), g), h), i) y j) tienen las mismas condiciones que en el caso anterior para ω_p sólo que ahora se incorporaron 43 NEs y la dinámica es muy parecida a los resultados obtenidos para 42 NEs. En f), g) y h) se propaga el campo hacia fuera del NTC, es en i) y j) con $\omega_p = \{2.3e^{12}, 2.3e^{13}\} Hz$ donde el sistema adquiere características de conductor.

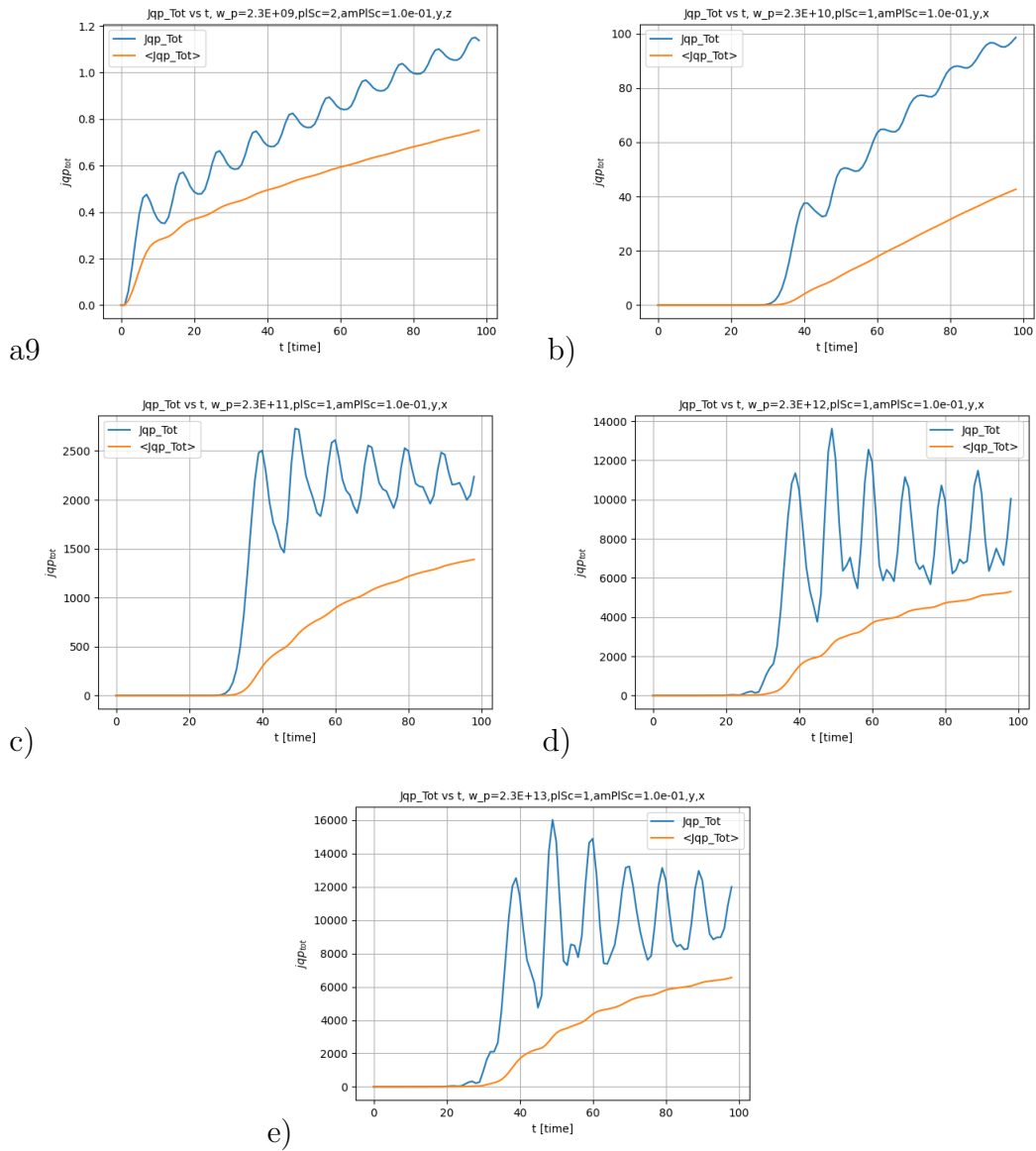


Figura 20: Las gráficas a), b), c), d) y e) muestran la densidad de corriente en azul y en rojo la densidad de corriente promedio para 42 y 43 NEs, los resultados para ambos sistemas son idénticos desde las más baja frecuencia con $\omega_p = 2.3e^{09} Hz$ hay un incremento de 3 órdenes de magnitud comparada con $\omega_p = 2.3e^{13} Hz$, es a partir de ω_c donde el sistema pasa de tener propiedades de un dieléctrico a un conductor.

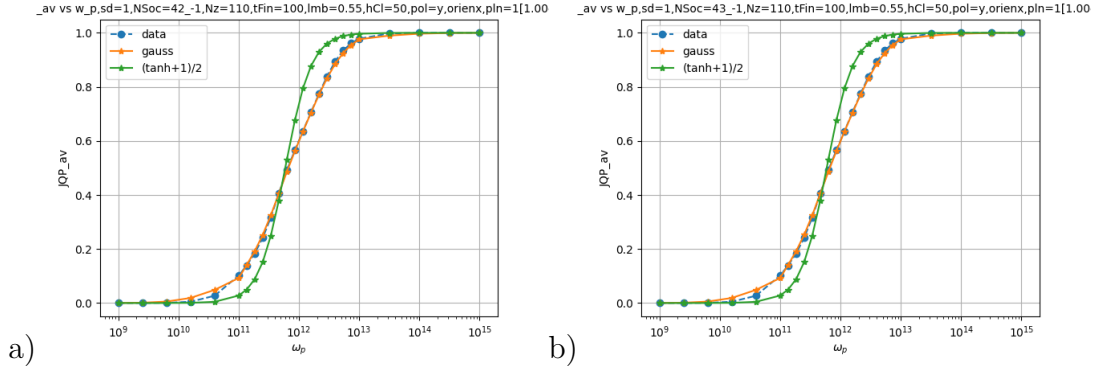


Figura 21: La gráfica a) con 42 NEs y b) con 43 NEs muestran en azul la densidad de corriente promedio para 25 diferentes frecuencias de plasma ω_p en el intervalo $\{2.3e^09, 2.3e^10, 2.3e^11, 2.3e^12, 2.3e^13, 2.3e^14, 2.3e^15\} Hz$.

Para frecuencias bajas $\omega_p = \{2.3e^09, 2.3e^10, 2.3e^11\} Hz$ Figura 21 la densidad de corriente tiene un incremento muy lento pero cerca de $\omega_p = 2.3e^12 Hz$ la cual llamamos frecuencia crítica ω_c hay una transición de fase en la densidad de corriente logrando saturarse por encima de ω_c . La línea de color naranja representa un ajuste Gaussiano para los resultados obtenidos y la línea de color verde es un ajuste de los datos con la función $\frac{\tanh+1}{2}$, se observa que para el conjunto de datos obtenidos, la función Gaussiana es la que mejor se ajusta para ambos sistema 42 y 43 NEs.

3 Generación de transición de fase en NTC con respecto al número de nanoemisores con onda externa (Régimen 2).

La Figura 22 muestra la propagación del campo eléctrico radiante del NTC con respecto 42 y 43 nanoemisores interactuando con una onda externa plana perpendicular a la superficie plana del NTC, la sección transversal que se muestra está a $25nm$ de altura y $t = 100$.

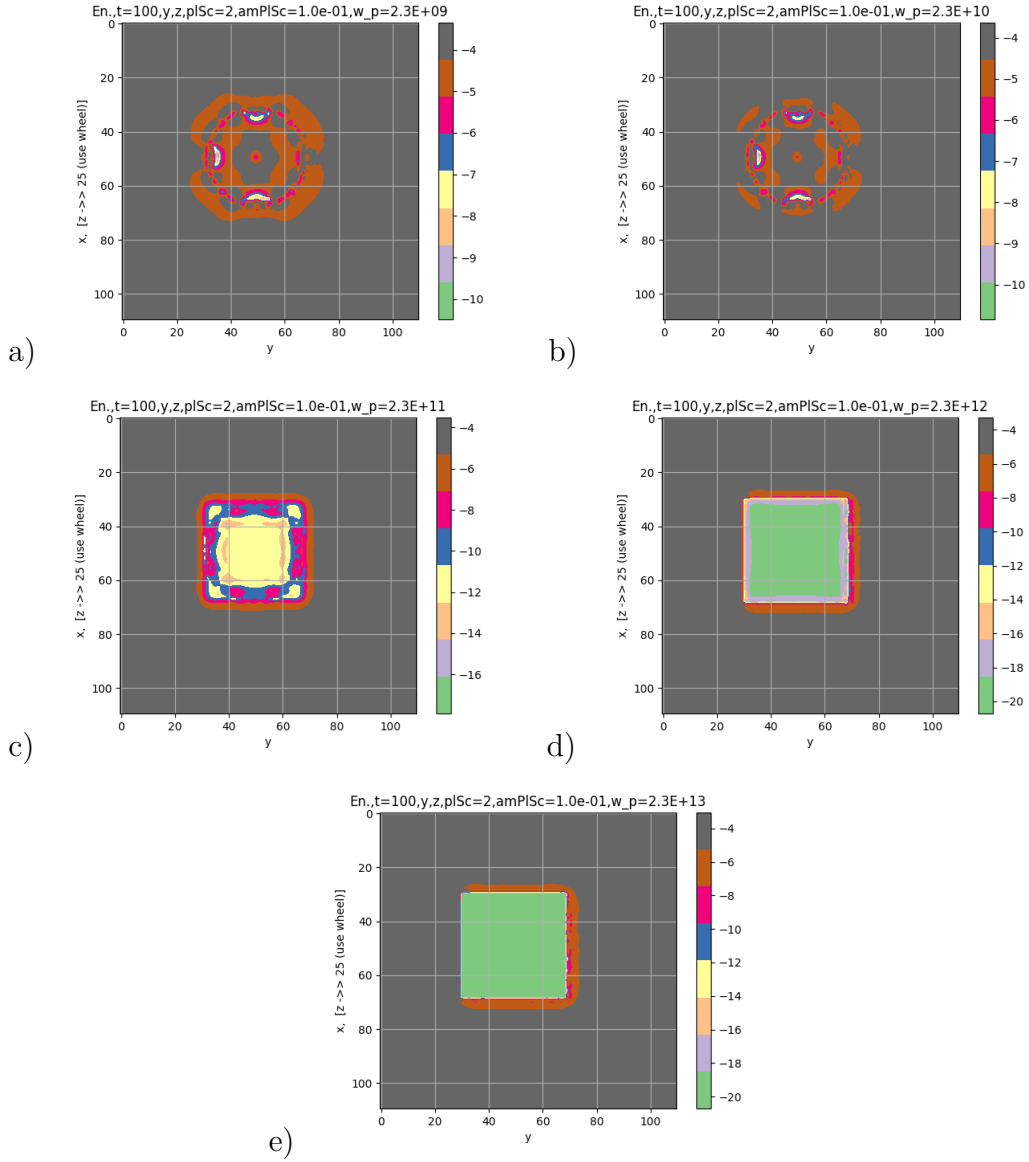


Figura 22: En las figuras a), b), c), d) y e) se muestran 42 NEs incorporados a la superficie del NTC, son excitados mediante una onda plana que se propaga en la dirección z con diferentes valores de $\omega_p = \{2.3e^9, 2.3e^{10}, 2.3e^{11}, 2.3e^{12}, 2.3e^{13}\} Hz$.

Para bajas frecuencias Figura 22 el campo eléctrico generado se propaga dentro y fuera del NTC teniendo características de un dieléctrico mientras que para $\omega_p = \{2.3e^{12}, 2.3e^{13}\} Hz$ ocurre una transición de fase y el NTC se comporta como un conductor y el campo radiante eléctrico únicamente se encuentra fuera del NTC. Para las figuras f), g), h), i) y j) tienen las mismas condiciones que en el caso anterior para ω_p sólo que ahora se incorporaron 43 NEs y la dinámica es muy parecida a los resultados obtenidos para 42 NEs. En f), g) y h) se propaga el campo hacia fuera del NTC, es en i) y j) con $\omega_p = \{2.3e^{12}, 2.3e^{13}\} Hz$ donde

el sistema adquiere características de conductor.

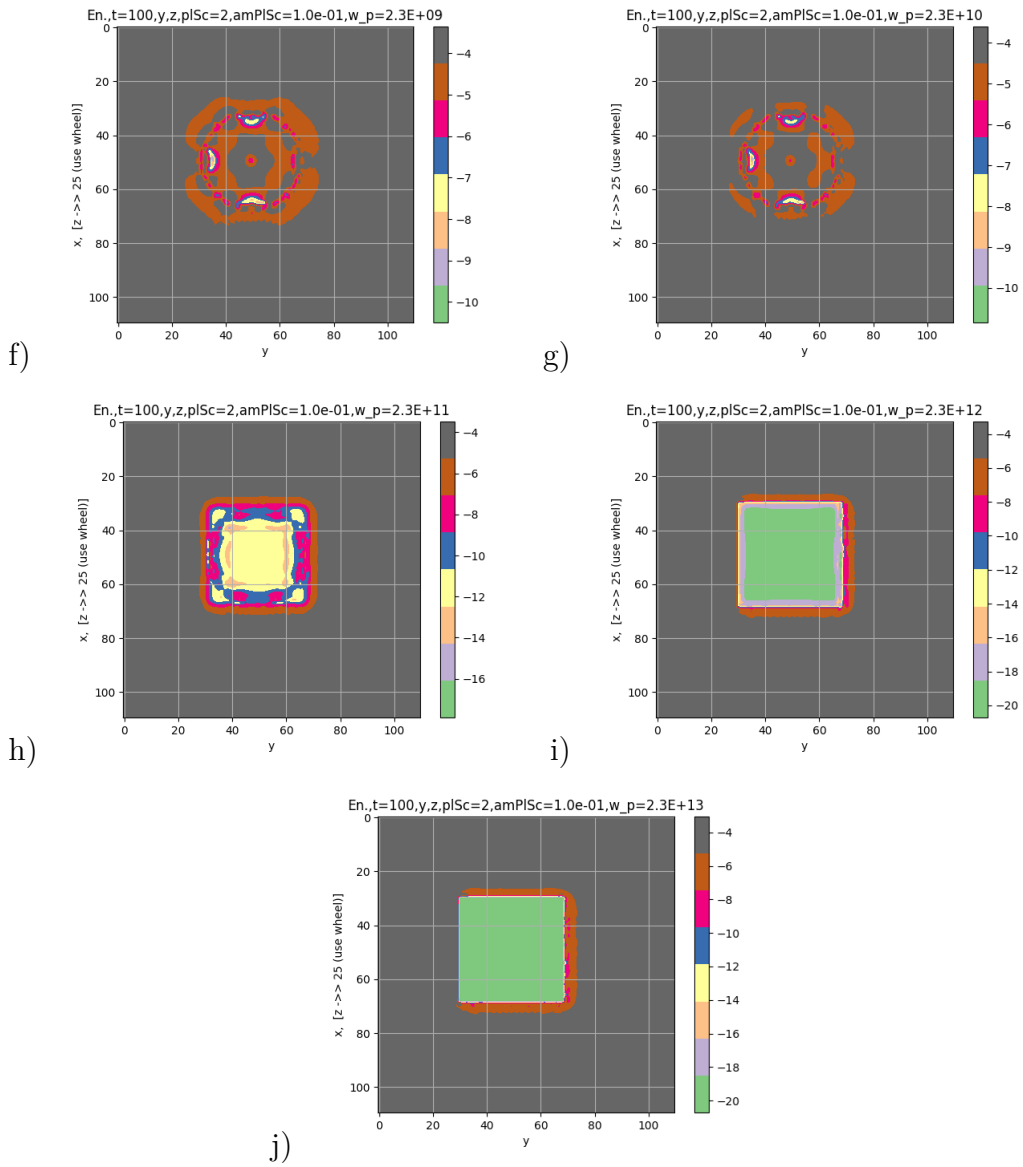


Figura 23: Para las figuras f), g), h), i) y j) tienen las mismas condiciones que en el caso anterior para ω_p sólo que ahora se incorporaron 43 NEs y la dinámica es muy parecida a los resultados obtenidos para 42 NEs. En f), g) y h) se propaga el campo hacia fuera del NTC, es en i) y j) con $\omega_p = \{2.3e^{12}, 2.3e^{13}\} Hz$ donde el sistema adquiere características de conductor.

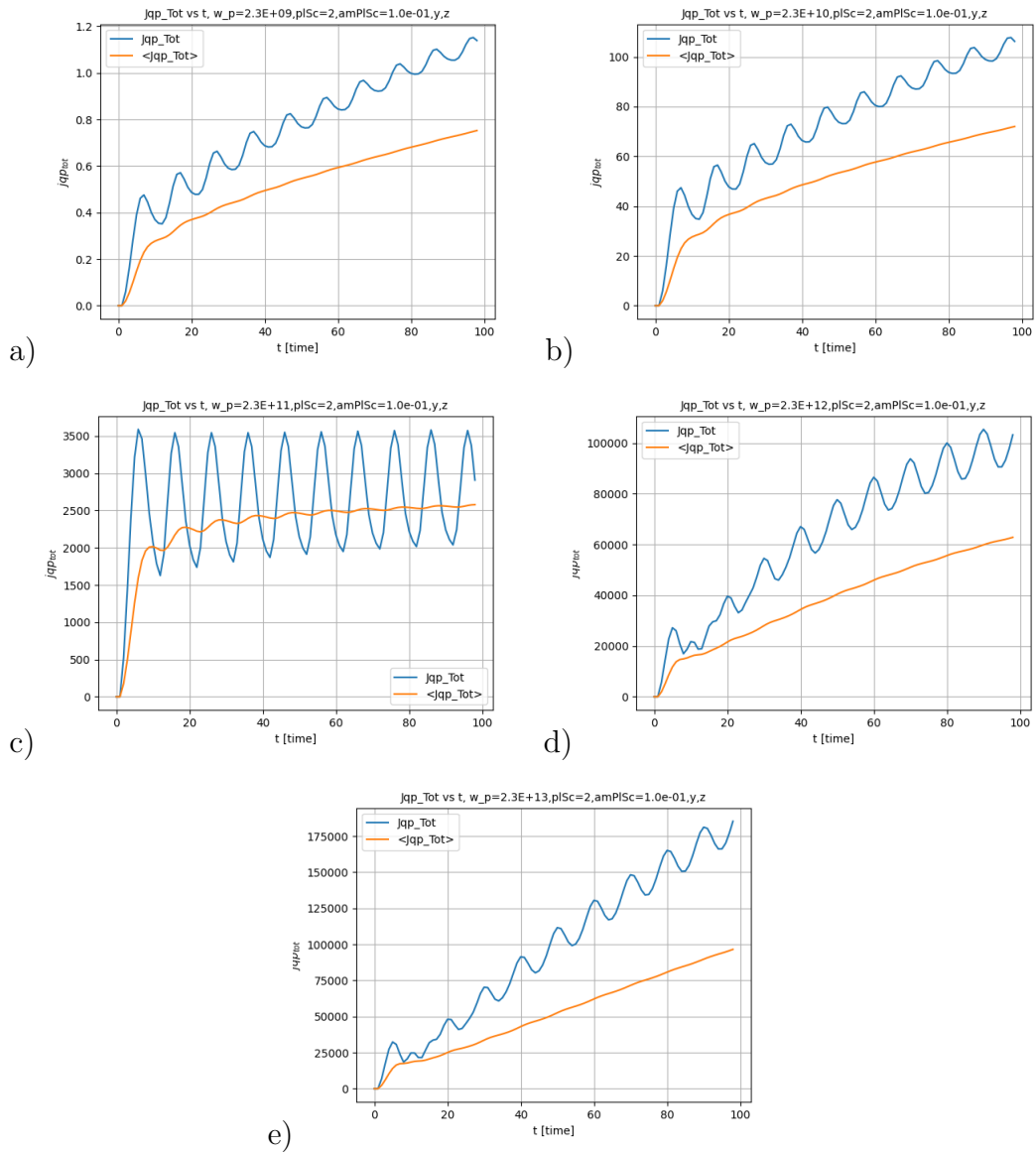


Figura 24: Las gráficas a), b), c), d) y e) muestran la densidad de corriente en azul y en rojo la densidad de corriente promedio para 42 y 43 NEs.

En la Figura 24 los resultados para ambos sistemas con 42 y 43 NEs son idénticos. Desde las más baja frecuencia con $\omega_p = 2.3e^{09} Hz$ hay un incremento de 5 órdenes de magnitud comparada con $\omega_p = 2.3e^{13} Hz$, es a partir de ω_c donde el sistema pasa de tener propiedades de un dieléctrico a un conductor, lo interesante del sistema del régimen dos es que a partir de la más baja frecuencia se tiene una densidad alta y que va incrementando hacia frecuencias más altas de ω_p hasta en 5 órdenes de magnitud gráfica e), siendo este sistema un buen prospecto para las aplicaciones de esta configuración para la acumulación de energía para celdas solares.

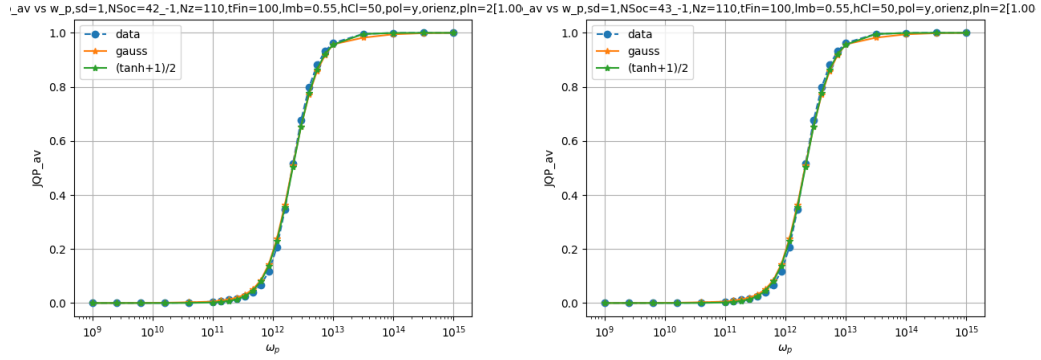


Figura 25: La gráfica a) con 42 NEs y b) con 43 NEs muestran en azul la densidad de corriente promedio para 25 diferentes frecuencias de plasma ω_p en el intervalo $\{2.3e^{09}, 2.3e^{10}, 2.3e^{11}, 2.3e^{12}, 2.3e^{13}, 2.3e^{14}, 2.3e^{15}\} Hz$.

En la Figura 25 se tiene que frecuencias bajas $\omega_p = \{2.3e^{09}, 2.3e^{10}, 2.3e^{11}\} Hz$ la densidad de corriente tiene un incremento muy lento pero cerca de ω_c , se observa un crecimiento gradual de la densidad de corriente al aproximarse a la frecuencia crítica ω_c , se identifica una transición de fase, donde la densidad de corriente alcanza un estado de saturación para valores superiores a ω_c . La línea de color naranja representa un ajuste Gaussiano y describe adecuadamente el comportamiento de los datos. y la línea de color verde presenta una alta correlación con los resultados experimentales numéricos con la función propuesta $\frac{\tanh+1}{2}$, El análisis de regresión confirma que los modelos Gaussiano y $\frac{\tanh+1}{2}$ describen adecuadamente el comportamiento de la densidad de corriente en ambos sistemas (42 y 43 NEs), evidenciando una alta correlación con los resultados numéricos.

3.4 Densidad de corriente como función de la amplitud de la onda y del número de NEs incorporados en el CNT.

En esta sección se muestran los resultados numéricos de la densidad de corriente variando la amplitud de la onda (Región 2) para 42 y 43 NEs incorporados a la superficie del NTC.

Región (2)

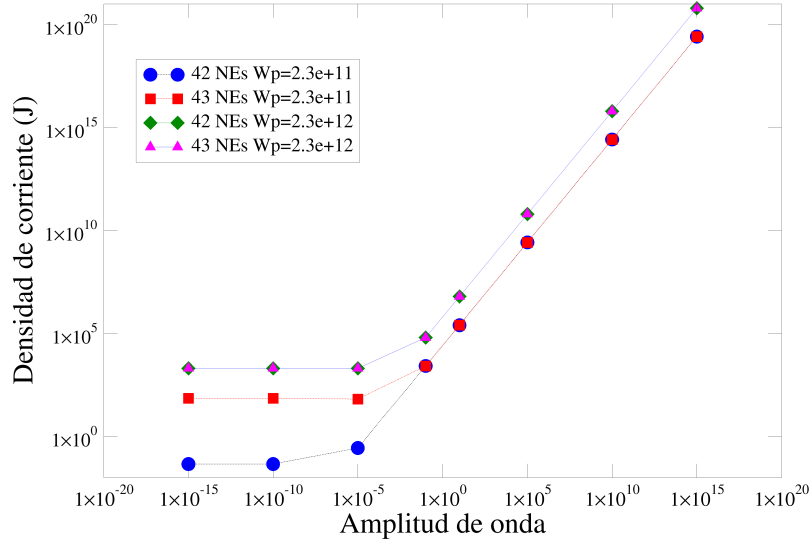


Figura 26: La gráfica muestra la variación de la amplitud de una onda plana propagándose en la región (2). La onda incide en el NTC con 42 y 43 NEs para $\omega_p = 2.3e^{11}Hz$ línea azul y roja respectivamente, otro resultado obtenido con las mismas condiciones que el caso anterior solo que ahora se cambia $\omega_p = 2.3e^{12}Hz$ y se encuentra un incremento en la magnitud de la densidad de corriente promedio pero no hay variación para 42 y 43 NEs en esa frecuencia, se obtiene que para amplitudes bajas la densidad de corriente contribuye permanece constante, pero para para amplitudes $> 10^5$ la densidad de corriente incrementa varios órdenes de magnitud.

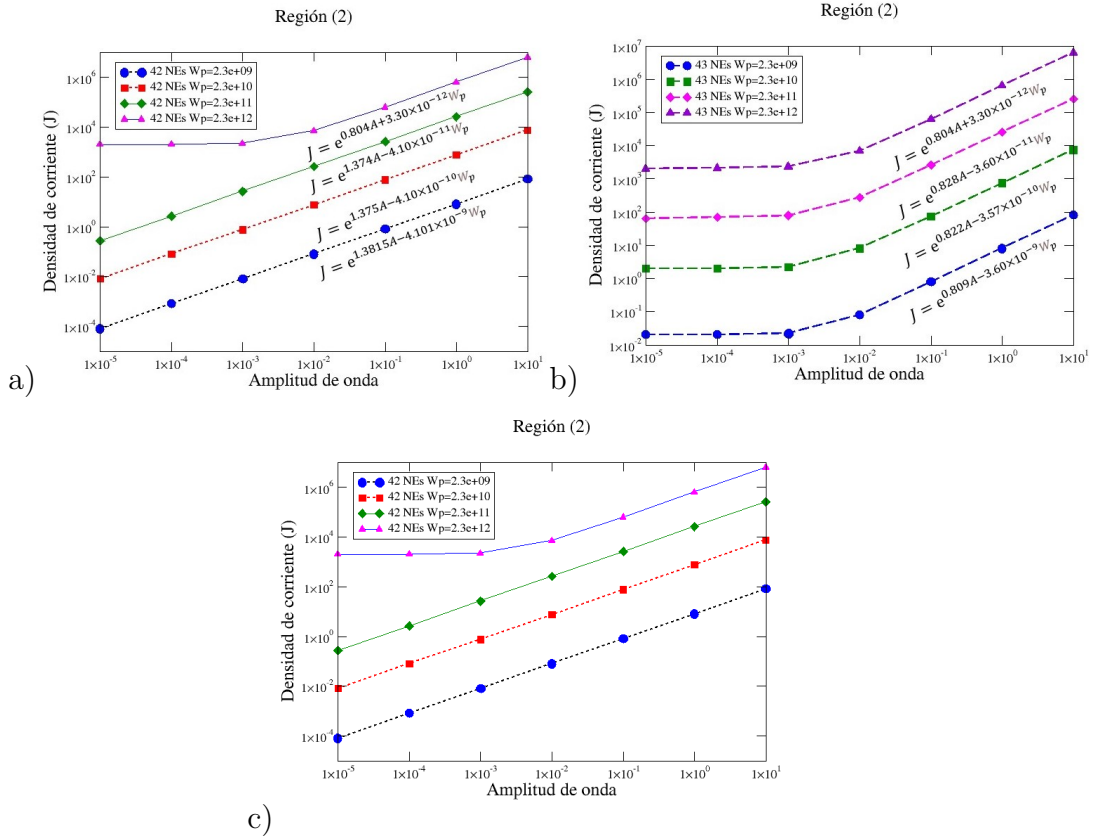


Figura 27: La gráfica a) y b) muestran la densidad de la corriente como función de la amplitud de onda para 42 y 43 NEs respectivamente, variando la frecuencia de plasma para los valores siguientes $2.3e^09 \leq \omega_p \leq 2.3e^{12} Hz$.

En la Figura 27 la densidad de corriente tiene escala logarítmica podemos interpretar que el crecimiento de la densidad de corriente variando la amplitud de onda crece de forma exponencial para valores de 1×10^{-5} hasta 1×10^1 , en la gráfica c) se superponen las gráficas a) y b). Este análisis comparativo de las magnitudes de densidad de corriente sirve como base para mostrar los resultados de la Figura 26.

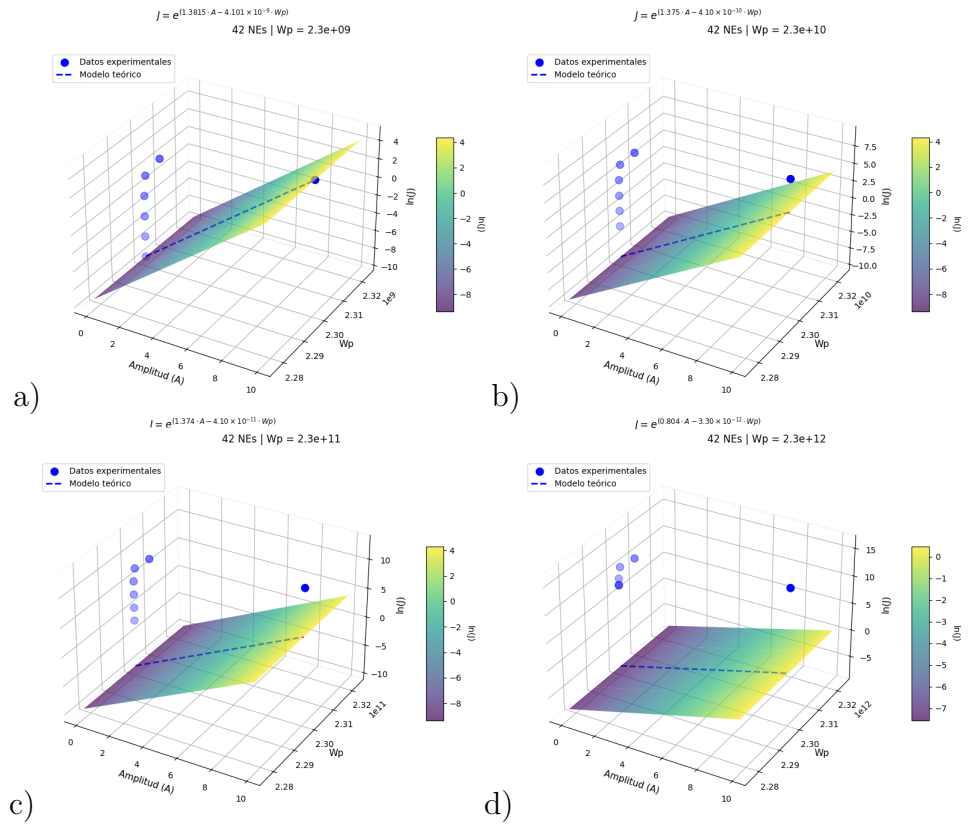


Figura 28: En este gráfico se muestran 42 NEs incorporados al CNT variando la ω_p y la amplitud de la onda A incidente. En la Gráfica a,b,c y d podemos observar el comportamiento de la densidad de corriente promedio para 42 NEs

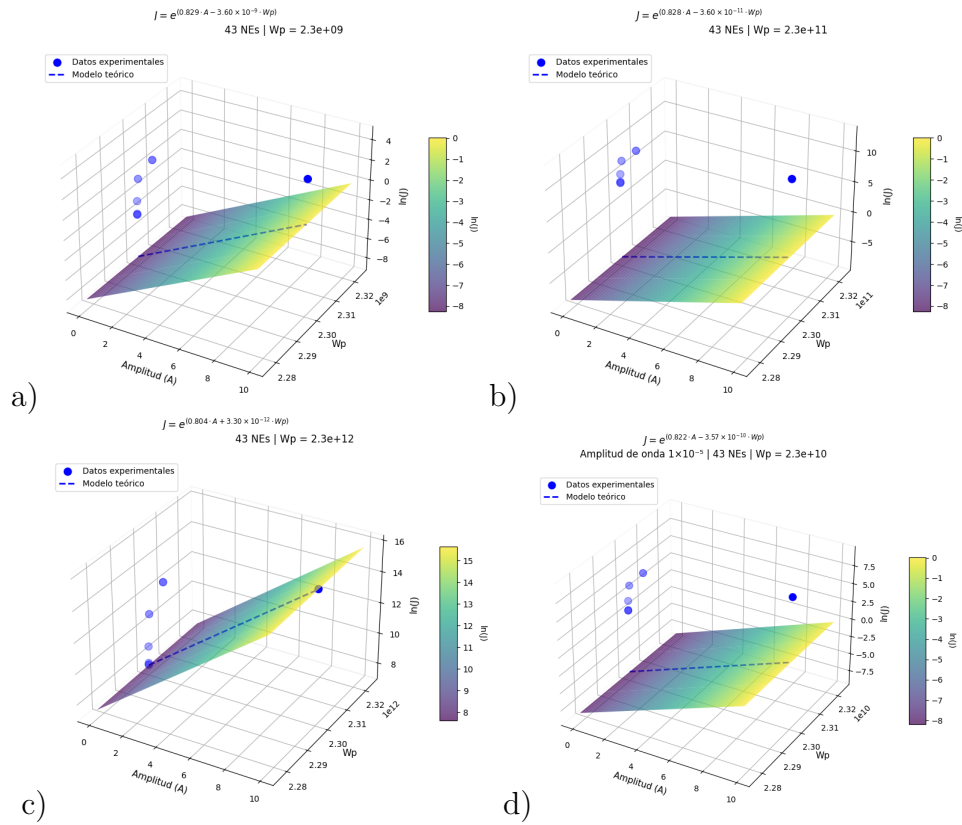


Figura 29: En este gráfico se muestran 43 NEs incorporados al CNT variando la ω_p y la amplitud de la onda A incidente. En la Gráfica a,b,c y d podemos observar el comportamiento de la densidad de corriente promedio para 43 NEs

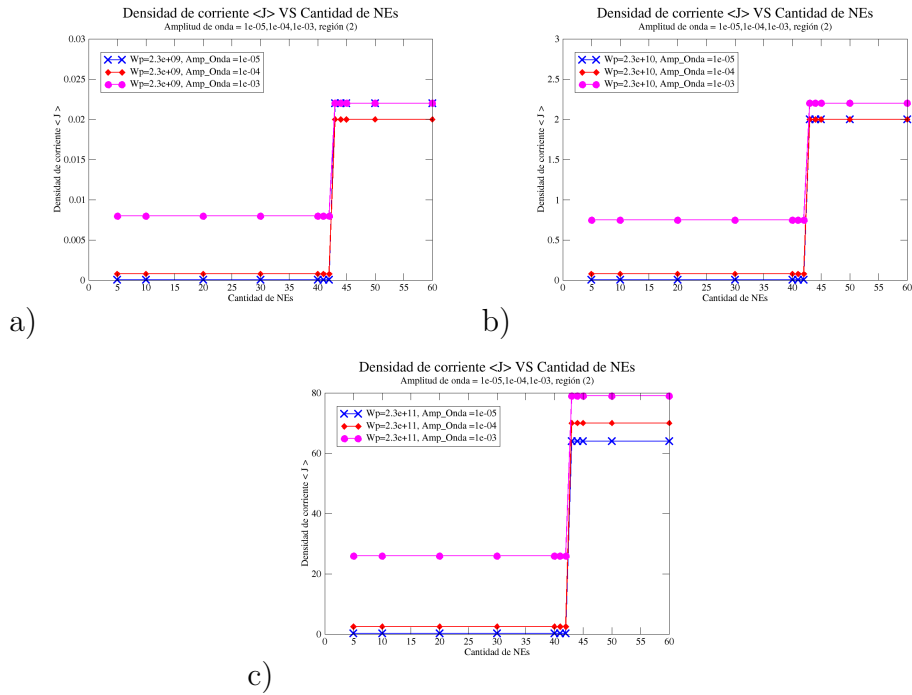


Figura 30: La gráfica a), b) y c) muestra la densidad de corriente como función del número de NEs incorporados en el CNT, los NEs que se usaron son 5, 10, 20, 30, 40, 41, 42, 43, 44, 45, 50 y 60 variando ω_p y la amplitud de onda, en la gráfica a) se utilizó en la simulación una $\omega_p = 2.3e^{09} Hz$, variando la amplitud de onda de 1×10^{-5} hasta 1×10^{-03} se obtiene que al incrementar la amplitud de onda, la magnitud de la densidad de corriente disminuye pero existe una transición de fase para 42 y 43 NEs. Para el caso de amplitud de onda de 1×10^{-5} la densidad de corriente cambia de 8×10^{-5} a 2.20×10^{-2} hay un incremento para esta amplitud de onda en 3 órdenes de magnitud para la densidad de corriente $\langle J \rangle$.

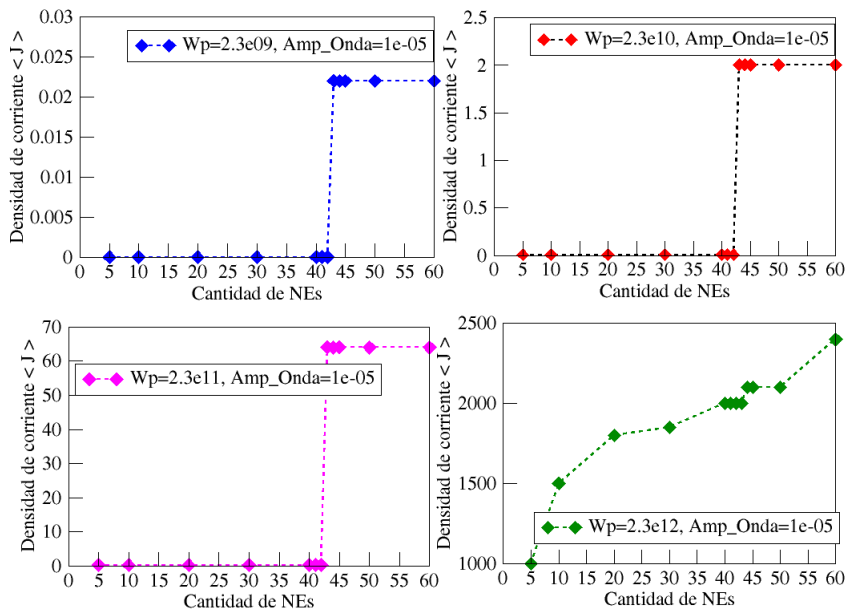


Figura 31: En esta Figura se muestra como cambia la densidad de corriente como función de la cantidad de NEs incorporados a la superficie del CNT y manteniendo una amplitud de onda fija de 1×10^{-5} , para este resultado obtenido se utilizó una frecuencia de plasma en el intervalo $2.3e^{09} \leq \omega_p \leq 2.3e^{12} Hz$, Se puede observar que para $\omega_p > \omega_c$ existe transición de fase para la densidad de corriente para 42 y 43 NEs,

Cap. 4. Resultados y Discusión.

4.1 Análisis numérico con el método FDTD para estudiar el efecto láser en un sistema 3D con desorden y experimento con nanocristales de $\text{ZrO}_2\text{:Yb}$.

En este estudio, se abordó la localización del campo óptico en un sistema desordenado tridimensional, donde los clúster de percolación están llenos de nanoemisores. Los resultados teóricos, basados en simulaciones 3D, revelaron una dinámica no trivial caracterizada por la propagación de haces de campo localizados dentro del material percolante. Estos haces representan agrupaciones de campos intensos que surgen debido a la interacción compleja entre la dispersión múltiple y la emisión de los nanoemisores en una estructura fractal.

Una de las principales observaciones es que la probabilidad de ocupación de los clúster actúa como un parámetro clave que determina las propiedades espaciales y dinámicas de los estados de localización. A medida que la probabilidad de ocupación p se acerca al valor crítico p_c , se evidencian cambios sustanciales: la longitud del campo localizado disminuye, y las estructuras de campo se vuelven más puntuales y estrechas, indicando una transición desde estados dinámicos de propagación hacia campos estáticos. Esta transición resulta en un cambio de comportamiento de los modos ópticos, pasando de ser estados de propagación a ser fenómenos altamente confinados espacialmente.

Los resultados experimentales corroboraron las predicciones teóricas, mostrando que en las muestras de nanopartículas de $\text{ZrO}_2\text{:Yb}$ dopadas con, el aumento en la concentración de dopantes incrementa la porosidad de la muestra y modifica las propiedades fractales de los clúster. La medida de la localización del campo, a través de la correlación espacial y análisis espectroscópico, evidenció la formación de modos localizados estrechamente ligados a los clúster. La caracterización mediante microscopía SEM permitió observar que con el incremento de la concentración de Yb, la porosidad de las muestras aumenta, y los tamaños de poro y los agregados cristalinos permanecen en el rango de 0.5 a 2 μm y alrededor de 70 nm, respectivamente. Esto indica una mayor dispersión de la estructura y una mayor heterogeneidad espacial, factores que influyen directamente en la localización del campo óptico. Asimismo, los espectros de emisión en las muestras dopadas evidencian una tendencia a la estrechez del pico de emisión y un aumento en la intensidad en ciertas concentraciones, sugiriendo la presencia de modos de campo más confinados. La observación de

la morfología superficial mediante SEM mostró un aumento en la densidad de poros con dopante, lo que favorece la formación de agrupamientos fractales y condiciones propicias para la localización de la luz. Estos resultados refuerzan la idea de que la estructura porosa y fractal, junto con la concentración de nanoemisores, son factores determinantes en la transición de los modos ópticos.

4.2 Combinación de materiales 2D y plasmónica para la manipulación de la luz a nanoescala.

Las gráficas presentadas, en la Figura 11, muestran que la respuesta del campo eléctrico en la estructura periódica 2D varía notablemente con diferentes valores de (ω_p) . A bajas frecuencias $\omega_p = 2.3e^{10} Hz$, el campo eléctrico generado por la estructura se propaga dentro y fuera de los NR, exhibiendo características propias de un dieléctrico. Esto indica un acoplamiento débil donde los NR actúan como elementos que confinan parcialmente la luz sin facilitar un proceso de retroalimentación suficiente para la emisión láser. A medida que ω_p aumenta, la interacción se intensifica, y a frecuencias cercanas a $\omega_p = 2.3e^{12} Hz$, se observa una transición de fase en el sistema que hace que pase a comportarse como un conductor. En este régimen, el campo radiante eléctrico se encuentra principalmente afuera de los NR, y su propagación eficiente favorece la retroalimentación necesaria para la emisión láser, además de generar un notable aumento en la corriente total en la estructura, lo cual ha sido evidenciado en el aumento de la densidad de corriente. Asimismo, el análisis de la dinámica de los nanoemisores (NEs), particularmente en la dependencia temporal, revela que cuando ω_p supera un umbral crítico ω_c se logra un acoplamiento fuerte entre estos emisores y los campos PP excitados. Esto resulta en la macroscópica excitación de los campos PP en todo el sistema, facilitando una rápida acumulación de energía y favoreciendo condiciones óptimas para generar emisión láser. La presencia de un aumento crítico en la corriente y en la densidad de campo indica que la interacción entre los NEs y los modos plasmónicos puede ser controlada mediante el ajuste de la frecuencia plasmónica, permitiendo así la modulación de la emisión óptica y la potencial implementación en dispositivos nano ópticos. En conjunto, los resultados obtenidos muestran que el control preciso de la frecuencia plasmónica ω_p en sistemas híbridos que combinan estructuras plasmónicas y materiales 2D es fundamental para activar la transición de comportamiento dieléctrico a conductor en los NR, algo crucial para estimular fenómenos como la generación láser a partir de NEs.

4.3 Aplicaciones de los efectos láser aleatorio en nanoceldas solares con puntos cuánticos en materiales con percolación para aplicaciones en celdas solares con ampliación de corriente inducida en el NTC.

Este análisis detallado de la interacción entre nanoemisores (NEs) y ondas externas en sistemas de nanotubos de carbono (NTC) permite entender la dinámica de la transición de fase en función de diversos parámetros, principalmente la frecuencia de la onda externa, la cantidad de nanoemisores incorporados y la amplitud de onda de excitación.

En primer lugar, observamos que la densidad de corriente en los sistemas estudiados exhibe comportamientos altamente dependientes de la frecuencia de plasma, ω_p . Como se muestra en las figuras correspondientes 15 y 16, cuando ω_p es mucho menor que la frecuencia crítica ω_c , la densidad de corriente en los nanoemisores permanece en niveles relativamente bajos, señalando un estado de comportamiento dieléctrico. Sin embargo, a medida que ω_p se acerca a ω_c , se detecta un incremento exponencial en la densidad de corriente, indicando el inicio de una transición de fase en los sistemas. Esta transición se caracteriza por un cambio de comportamiento desde un estado dieléctrico a uno conductor, en coherencia con las teorías de resonancia plasmónica en sistemas híbridos.

El análisis de los experimentos numéricos revela que el número de nanoemisores incorporados sobre la superficie del NTC (42 o 43 NE) tiene un papel crucial en el comportamiento de la respuesta eléctrica del sistema. En particular, en la Figura 24 se observa que el incremento en la densidad de corriente se magnifica significativamente a partir de frecuencias altas, alcanzando hasta cinco órdenes de magnitud mayor en ciertos regímenes. La consecuente saturación de la densidad de corriente para valores de $\omega_p > \omega_c$ confirma la existencia de una fase de transición que ha sido modelada eficientemente mediante funciones de ajuste como el *tanh* y gaussianas, lo cual evidencia un comportamiento característico de sistemas con posibles fenómenos de resonancia y auto organización.

Otro aspecto de gran interés está relacionado con la influencia de la amplitud de onda de excitación. Como se detalla en la Figuras 26-27, el crecimiento de la densidad de corriente es exponencial respecto a la amplitud de onda, lo que indica que pequeñas variaciones en la amplitud pueden inducir cambios abruptos en la respuesta eléctrica del sistema. Este hallazgo sugiere que, en dispositivos reales, la regulación de este parámetro podría ser fundamental

para optimizar las características de transmisión o acumulación energética de los nanodispositivos.

Asimismo, la comparación entre los diferentes regímenes de interacción (regímenes uno y dos) revela que los patrones de propagación del campo eléctrico y las interferencias generadas por los nanoemisores también difieren sustancialmente, según el ángulo de incidencia de la onda externa y la orientación de los nanoemisores Figuras 13-14, 18-19 y 22-23. En los casos considerados, la interacción de múltiples frentes de onda puede generar patrones destructivos o constructivos, reforzando la importancia de la ordenación espacial y la fase inicial de los NEs para dirigir eficientemente la energía y controlar las transiciones de fase.

Estas transiciones y fenómenos de resonancia no solo tienen implicaciones fundamentalmente físicas, relacionados con la modificación del estado de carga y la formación de plasmones en escala nanométrica, sino que también abren vías para aplicaciones tecnológicas en dispositivos cuánticos, celdas solares y sistemas de almacenamiento de energía. La capacidad de manipular la densidad de corriente mediante la variación de frecuencia, número de nanoemisores y amplitud de onda sugiere potenciales estrategias para mejorar la eficiencia en captación y conversión de energía, aprovechando los efectos de resonancia y la transición de fase controlada.

Por otro lado, la interacción del campo radiante con los nanoemisores genera patrones de interferencia que revelan fenómenos de coherencia y destrucción, aspectos fundamentales para el desarrollo de tecnologías de control de luz a escala nanométrica. La propagación del campo y la visualización en las Figuras 13-14, 18-19 y 22-23 ilustran claramente cómo los nanoemisores actúan como fuentes de luz esféricas que, al interactuar, pueden propiciar fenómenos de auto organización, creación de patrones y modo de transmisión controlada, aspectos que pueden ser explotados en sistemas de comunicación cuántica o en plataformas de almacenamiento de información basada en estados excitados.

Finalmente, estos resultados también indican que la configuración geométrica y la orientación de los nanoemisores, junto con las condiciones de excitación, desempeñan un papel crucial en la estimación del comportamiento del sistema. La superposición de los patrones de interferencia y los cambios en la densidad de corriente brindan una herramienta para diseñar nanodispositivos con capacidades específicas de respuesta, ya sea actuando como filtros, moduladores o dispositivos de almacenamiento energético.

Cap. 5. Conclusiones y Recomendaciones.

5.1 Análisis numérico con el método FDTD para estudiar el efecto láser en un sistema 3D con desorden y experimento con nanocristales de $\text{ZrO}_2\text{:Yb}$.

Los resultados derivados del método FDTD para estudiar efectos láser en sistemas 3D con desorden, específicamente nanocristales de $\text{ZrO}_2\text{:Yb}$, evidencian la capacidad del algoritmo Yee para modelar fenómenos electromagnéticos complejos en medios heterogéneos. La simulación permite observar la propagación de campos eléctricos en estructuras con percolación, así como en configuraciones con desorden estructural, que son relevantes para comprender la interacción luz-materia en materiales con propiedades ópticas no lineales y dispersivas. La incorporación de desorden en la estructura origina efectos de localización y dispersión que influyen significativamente en la absorción, emisión y amplificación óptica, intensificando la comprensión de la dinámica de los nanocristales en condiciones reales.

Este análisis refleja que el efecto láser en estos sistemas presenta una sensibilidad marcada a la estructura micro y nano estructural, siendo el método FDTD una herramienta eficaz para explorar parámetros que posteriormente puedan optimizarse en aplicaciones de láser, emisión cuántica e integración en dispositivos fotónicos. La validación experimental complementaria confirma la pertinencia de estas simulaciones y motiva futuras investigaciones en la manipulación controlada de campos ópticos en medios complejos.

5.2. Combinación de materiales 2D y plasmónica para la manipulación de la luz a nanoescala.

El uso de materiales 2D en combinación con estructuras plasmónicas ha demostrado un potencial para la manipulación de la luz a escala nanométrica. Los resultados numéricos indican que la interacción entre nanoemisores distribuidos en superficies metálicas puede modificar significativamente la distribución del campo eléctrico, potenciando fenómenos como la resonancia plasmónica y el acoplamiento del plasmón polaritón. La variación en la frecuencia de plasma y la configuración del arreglo 2D impactan directamente en la densidad de corriente generada y, por ende, en la intensidad y dirección de la radiación emitida.

Este enfoque abre nuevas posibilidades en el diseño de dispositivos optoelectrónicos, permitiendo manipular la luz en dimensiones por debajo de la longitud de onda de la radiación incidente. La integración de materiales 2D con estructuras plasmónicas favorece la miniaturización y el aumento de la eficiencia en tecnologías como detectores, moduladores y fuentes de luz, posicionándose como una línea de investigación fundamental en óptica nanométrica y plasmonica para aplicaciones futuras en comunicaciones y sensores.

5.3 Aplicaciones de los efectos láser aleatorio en nanoceldas solares con puntos cuánticos en materiales con percolación para aplicaciones en celdas solares con aplicación de corriente inducida en el NTC.

En el estudio de nanoceldas solares que contienen puntos cuánticos en matrices con estructuras percolantes de NTC, los efectos láser aleatorios presentan un impacto profundo en la eficiencia de la conversión energética. Los fenómenos de generación de transición de fase en estos sistemas, inducidos por campos ópticos, permiten controlar la distribución de los estados cuánticos y mejorar la captación de luz, favoreciendo la amplificación de corriente y la generación de cargas que pueden ser aprovechadas en las celdas solares. La caracterización experimental del comportamiento de estos materiales, combinada con modelos numéricos que consideran la percolación y la dispersión del campo, revela que la optimización de la interacción campo materia puede traducirse en un incremento sustancial en la eficiencia de celdas solares a nanoescala.

La tendencia futura será la integración de estos efectos en el diseño de dispositivos fotovoltaicos híbridos, donde el control de la generación del efecto láser aleatorio y las propiedades percolantes permitan desarrollar tecnologías de energía renovable más eficientes y sostenibles.

De manera general el análisis integrado de estas diversas áreas demuestra la importancia de la modelación numérica avanzada y el diseño de materiales nanométricos en la optimización de dispositivos fotónicos y energéticos. La combinación de métodos como FDTD, los materiales 2D y la excitación de plasmones polaritones, así como el aprovechamiento de efectos láser en sistemas desordenados con puntos cuánticos, abren caminos prometedores hacia el desarrollo de tecnologías innovadoras en óptica, fotónica y energías renovables. La profundización en estos fenómenos y la validación experimental continuarán siendo pilares fundamentales en la evolución de la física aplicada a esta escala,

consolidando el papel de la investigación en la solución de retos tecnológicos futuros.

Referencias.

- [1] F. Riboli, N. Caselli, S. Vignolini, F. Intonti, K. Vynck, P. Barthelemy, A. Gerardino, L. Balet, L. H. Li, A. Fiore, M. Gurioli, and D. S. Wiersma. Engineering of light confinement in strongly scattering disordered media. *Nat. Mater.*, 13(7):720–725, Jul 2014.
- [2] K. Vynck, M. Burrelli, F. Riboli, and D. S. Wiersma. Photon management in two-dimensional disordered media. *Nat. Mater.*, 11(12):1017–1022, Dec 2012.
- [3] S. Flach, D. O. Krimer, and Ch. Skokos. Universal spreading of wave packets in disordered nonlinear systems. *Phys. Rev. Lett.*, 102:024101, Jan 2009.
- [4] P. Sheng. *Introduction to Wave Scattering, Localization and Mesoscopic Phenomena*. Springer Series in Materials Science, vol. 88. Springer, Berlin, 2006.
- [5] J. Wang and A. Z. Genack. Transport through modes in random media. *Nature (London)*, 471(7338):345–348, Mar 2011.
- [6] F. Jendrzejewski, A. Bernard, K. Müller, P. Cheinet, V. Josse, M. Piraud, L. Pezze, L. Sanchez-Palencia, A. Aspect, and P. Bouyer. Three-dimensional localization of ultracold atoms in an optical disordered potential. *Nat. Phys.*, 8(5):398–403, May 2012.
- [7] M. Segev, Y. Silberberg, and D. N. Christodoulides. Anderson localization of light. *Nat. Photon.*, 7(3):197–204, Mar 2013.
- [8] D. S. Wiersma. Disordered photonics. *Nat. Photon.*, 7(3):188–196, Mar 2013.
- [9] B. R. Matis, S. W. Liskey, N. T. Gangemi, A. D. Edmunds, W. B. Wilson, V. D. Wheeler, B. H. Houston, J. W. Baldwin, and D. M. Photiadis. Observation of a transition to a localized ultrasonic phase in soft matter. *Commun. Phys.*, 5:21, 2022.
- [10] S. E. Skipetrov and I. M. Sokolov. Ioffe-Regel criterion for Anderson localization in the model of resonant point scatterers. *Phys. Rev. B*, 98:064207, Aug 2018.
- [11] L. A. Cobus, W. K. Hildebrand, S. E. Skipetrov, B. A. van Tiggelen, and J. H. Page. Transverse confinement of ultrasound through the Ander-

son transition in three-dimensional mesoglasses. *Phys. Rev. B*, 98:214201, Dec 2018.

[12] P. W. Anderson. Absence of diffusion in certain random lattices. *Phys. Rev.*, 109:1492–1505, Mar 1958.

[13] S. E. Skipetrov. Finite-size scaling analysis of localization transition for scalar waves in a three-dimensional ensemble of resonant point scatterers. *Phys. Rev. B*, 94:064202, Aug 2016.

[14] S. Faez, A. Strybulevych, J. H. Page, A. Lagendijk, and B. A. van Tiggelen. Observation of multifractality in Anderson localization of ultrasound. *Phys. Rev. Lett.*, 103:155703, Oct 2009.

[15] S. Karbasi, C. R. Mirr, P. Gandomkar Yarandi, R. J. Frazier, K. W. Koch, and A. Mafi. Observation of transverse Anderson localization in an optical fiber. *Opt. Lett.*, 37(12):2304–2306, Jun 2012.

[16] D. Stauffer and A. Aharony. *Introduction to Percolation Theory*. Taylor & Francis, London, 2003.

[17] J. Billy, V. Josse, Z. Zuo, A. Bernard, B. Hambrecht, P. Lugan, D. Clement, L. Sanchez-Palencia, P. Bouyer, and A. Aspect. Direct observation of Anderson localization of matter waves in a controlled disorder. *Nature (London)*, 453(7197):891–894, Jun 2008.

[18] G. Burlak, M. Vlasova, P. A. Márquez Aguilar, M. Kakazey, and L. Xixitla-Cheron. Optical percolation in ceramics assisted by porous clusters. *Opt. Commun.*, 282(14):2850–2856, 2009.

[19] G. Burlak and Y. G. Rubo. Mirrorless lasing from light emitters in percolating clusters. *Phys. Rev. A*, 92:013812, Jul 2015.

[20] G. Burlak and E. Martínez-Sánchez. The optical Anderson localization in three-dimensional percolation system. *Opt. Commun.*, 387:426–431, 2017.

[21] J. Martinez-Castro, R. Bolat, Q. Fan, S. Werner, H. H. Arefi, T. Esat, et al. Disentangling the electronic structure of an adsorbed graphene nanoring by scanning tunneling microscopy. *Commun. Mater.*, 3(1):57, 2022.

[22] F. Hao, P. Nordlander, M. T. Burnett, and S. A. Maier. Enhanced tunability and linewidth sharpening of plasmon resonances in hybridized metallic ring/disk nanocavities. *Phys. Rev. B*, 76:245417, 2007.

[23] H. Im, K. C. Bantz, S. H. Lee, T. W. Johnson, C. L. Haynes, and S.-H. Oh. Self-assembled plasmonic nanoring cavity arrays for SERS and LSPR biosensing. *Adv. Mater.*, 25(19):2678–2685, 2013.

- [24] Z. Shen and M. Du. High-performance refractive index sensing system based on multiple Fano resonances in polarization-insensitive metasurface with nanorings. *Opt. Express*, 29(18):28287–28296, 2021.
- [25] G. T. Forcherio, P. Blake, D. DeJarnette, and D. K. Roper. Nanoring structure, spacing, and local dielectric sensitivity for plasmonic resonances in Fano resonant square lattices. *Opt. Express*, 22(15):17791–17804, 2014.
- [26] S. Mu, H. Chen, C. Shi, et al. Au nanoring arrays with tunable morphological features and plasmonic resonances. *Nano Res.*, 14:4674–4679, 2021.
- [27] P. C. Wu, G. Sun, W. T. Chen, K.-Y. Yang, Y.-W. Huang, Y.-H. Chen, et al. Vertical split-ring resonator based nanoplasmonic sensor. *Appl. Phys. Lett.*, 105(3):033105, 2014.
- [28] S. Mirzaei-Ghormish, M. Shahabadi, and D. E. Smalley. Body-of-revolution finite-difference time-domain modeling of hybrid-plasmonic ring resonators. *Opt. Express*, 30(20):36332–36342, 2022.
- [29] P. C. Wu, W.-L. Hsu, W. T. Chen, Y.-W. Huang, C. Y. Liao, A. Q. Liu, et al. Plasmon coupling in vertical split-ring resonator metamolecules. *Sci. Rep.*, 5(1):9726, 2015.
- [30] P. Ren, A. Zheng, J. Xiao, X. Pan, and X. Bao. Exploring the ring current of carbon nanotubes by first-principles calculations. *Chem. Sci.*, 6:902–908, 2015.
- [31] N. Amoosoltani, K. Mehrabi, A. Zarifkar, A. Farmani, and N. Yasrebi. Double-ring resonator plasmonic refractive index sensor utilizing dual-band unidirectional reflectionless propagation effect. *Plasmonics*, 16:1277–1285, 2021.
- [32] A. Eatemadi, H. Daraee, H. Karimkhanloo, M. Kouh, N. Zargham, A. Akbarzadeh, and S. W. Joo. Carbon nanotubes: properties, synthesis, purification, and medical applications. *Nanoscale Res. Lett.*, 9:1–13, 2014.
- [33] M. AlAloul and M. Rasras. Plasmon-enhanced graphene photodetector with CMOS-compatible titanium nitride. *J. Opt. Soc. Am. B*, 38:602–610, 2021.
- [34] F. De Angelis, G. Das, P. Candeloro, M. Patrini, M. Galli, A. Bek, et al. Nanoscale chemical mapping using three-dimensional adiabatic compression of surface plasmon polaritons. *Nat. Nanotech.*, 5:67–72, 2010.
- [35] J. M. Pitarke, V. M. Silkin, E. V. Chulkov, and P. M. Echenique. Theory of surface plasmons and surface-plasmon. *Rep. Prog. Phys.*, 70:1–87, 2007.

- [36] E. Muchuweni, E. T. Mombeshora, B. S. Martincigh, and V. O. Nyamori. Recent applications of carbon nanotubes in organic solar cells. *Front. Chem.*, 9:733552, 2022.
- [37] S. N. Habisreutinger and J. L. Blackburn. Carbon nanotubes in high-performance perovskite photovoltaics and other emerging optoelectronic applications. *J. Appl. Phys.*, 129(1):010903, 2021.
- [38] K. Moore and W. Wei. Applications of carbon nanomaterials in perovskite solar cells for solar energy conversion. *Nano Mater. Sci.*, 3(3):276–290, 2021.
- [39] F. Tian, H. Sumikura, E. Kuramochi, M. Takiguchi, M. Ono, A. Shinya, et al. All-optical dynamic modulation of spontaneous emission rate in hybrid optomechanical emitter-cavity systems. *Optica*, 9(3):309–316, 2022.
- [40] G. Burlak and G. Medina-Ángel. Structure of optical Cherenkov radiation in a three-dimensional compound medium with carbon nanotubes. *J. Opt. Soc. Am. B*, 36(2):187–193, 2019.
- [41] G. Burlak, C. Cuevas-Arteaga, G. Medina-Ángel, E. Martínez-Sánchez, and Y. Y. Calderón-Segura. Plasmon-polariton oscillations in three-dimensional disordered nanotubes excited by a moving charge. *J. Appl. Phys.*, 126(1):013101, 2019.
- [42] G. Burlak, G. Medina-Ángel, and E. Martínez-Sánchez. Condensation of plasmon-polaritons in dispersive carbon nanotubes assisted by a fast charge. *Phys. Scr.*, 96(12):125515, 2021.
- [43] K. Yanagi, R. Okada, Y. Ichinose, Y. Yomogida, F. Katsutani, W. Gao, et al. Intersubband plasmons in the quantum limit in gated and aligned carbon nanotubes. *Nat. Commun.*, 9:1121, 2018.
- [44] M. R. Singh, D. G. Schindel, and A. Hatef. Dipole-dipole interaction in a quantum dot and metallic nanorod hybrid system. *Appl. Phys. Lett.*, 99:181106, 2011.
- [45] A. F. Terzis, S. G. Kosionis, J. Boviatsis, and E. Paspalakis. Nonlinear optical susceptibilities of semiconductor quantum dot - metal nanoparticle hybrids. *J. Mod. Opt.*, 63(5):451–461, 2015.
- [46] M. R. Singh, K. Davieau, and J. J. Carson. Effect of quantum interference on absorption of light in metamaterial hybrids. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 49:445103, 2016.
- [47] V. Yannopapas and E. Paspalakis. Optical properties of hybrid spherical

nanoclusters containing quantum emitters and metallic nanoparticles. *Phys. Rev. B*, 97:205433, 2018.

[48] M. R. Singh. Theory of all-optical switching based on the Kerr nonlinearity in metallic nanohybrids. *Phys. Rev. A*, 102:013708, 2020.

[49] J. Guo, K. Black, J. Hu, and M. Singh. Study of plasmonics in hybrids made from a quantum emitter and double metallic nanoshell dimer. *J. Phys.: Condens. Matter*, 30:185301, 2018.

[50] N. Rivera and I. Kaminer. Light–matter interactions with photonic quasiparticles. *Nat. Rev. Phys.*, 2(10):538–561, 2020.

[51] P. Törmä and W. L. Barnes. Strong coupling between surface plasmon polaritons and emitters: a review. *Rep. Prog. Phys.*, 78(1):013901, 2014.

[52] H. Memmi, O. Benson, S. Sadofev, and S. Kalusniak. Strong coupling between surface plasmon polaritons and molecular vibrations. *Phys. Rev. Lett.*, 118:126802, 2017.

[53] P. Nordlander, C. Oubre, E. Prodan, K. Li, and M. I. Stockman. Plasmon hybridization in nanoparticle dimers. *Nano Lett.*, 4(5):899–903, 2004.

[54] J. Aizpurua, P. Hanarp, D. S. Sutherland, M. Käll, G. W. Bryant, and F. J. García de Abajo. Optical properties of gold nanorings. *Phys. Rev. Lett.*, 90:057401, 2003.

[55] A. E. Siegman. *Lasers*. University Science Books, Sausalito, 1986.

[56] N. J. Halas, S. Lal, W.-S. Chang, S. Link, and P. Nordlander. Plasmons in strongly coupled metallic nanostructures. *Chem. Rev.*, 111(6):3913–3961, 2011.

[57] I. Fernandez-Cuesta, M. M. West, E. Montinaro, A. Schwartzberg, and S. Cabrini. A nanochannel through a plasmonic antenna gap: an integrated device for single particle counting. *Lab Chip*, 19:2394–2403, 2019.

[58] T. Sharma, Z. Zhang, J. Wang, Z. Cheng, and K. Yu. Past, present, and future of hybrid plasmonic waveguides for photonics integrated circuits. *Nanotechnol. Precis. Eng.*, 7(4):045001, 2024.

[59] P. Nordlander and E. Prodan. Plasmon hybridization in nanoparticles near metallic surfaces. *Nano Lett.*, 4(11):2209–2213, 2004.

[60] J. B. Lassiter, H. Sobhani, J. A. Fan, J. Kundu, F. Capasso, P. Nordlander, et al. Fano resonances in plasmonic nanoclusters: geometrical and chemical tunability. *Nano Lett.*, 10(8):3184–3189, 2010.

- [61] W.-S. Chang, L. S. Slaughter, B. P. Khanal, P. Manna, E. R. Zubarev, and S. Link. One-dimensional coupling of gold nanoparticle plasmons in self-assembled ring superstructures. *Nano Lett.*, 9(3):1152–1157, 2009.
- [62] P. Ninhos, C. Tserkezis, N. A. Mortensen, and N. M. R. Peres. Tunable exciton polaritons in band-gap engineered hexagonal boron nitride. *ACS Nano*, 18(31):20751–20761, 2024.
- [63] G. Burlak and G. Medina-Ángel. Extended dynamics and lasing of nanoemitters enhanced by dispersing single-walled carbon nanotubes. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 296:108463, 2023.
- [64] K. Trofymchuk, K. Kołataj, V. Glembockyte, F. Zhu, G. P. Acuna, T. Liedl, et al. Gold nanorod DNA origami antennas for 3 orders of magnitude fluorescence enhancement in NIR. *ACS Nano*, 17(2):1327–1334, 2023.
- [65] A. Puchkova, C. Vietz, E. Pibiri, B. Wünsch, M. Sanz Paz, G. P. Acuna, et al. *DNA origami nanoantennas with over 5000-fold fluorescence enhancement and single-molecule detection at 25 μm^* . *Nano Lett.*, 15(12):8354–8359, 2015.
- [66] E. Büber, T. Schröder, M. Scheckenbach, M. Dass, H. G. Franquelim, and P. Tinnefeld. DNA origami curvature sensors for nanoparticle and vesicle size determination with single-molecule FRET readout. *ACS Nano*, 17(3):3088–3097, 2023.
- [67] E. Büber, R. Yaadav, T. Schröder, H. G. Franquelim, and P. Tinnefeld. DNA origami vesicle sensors with triggered single-molecule cargo transfer. *Angew. Chem. Int. Ed.*, 63(49):e202408295, 2024.
- [68] V. Giannini, A. I. Fernández-Domínguez, S. C. Heck, and S. A. Maier. Plasmonic nanoantennas: Fundamentals and their use in controlling the radiative properties of nanoemitters. *Chem. Rev.*, 111(6):3888–3912, 2011.
- [69] A. Demetriadou, J. M. Hamm, Y. Luo, J. B. Pendry, J. J. Baumberg, and O. Hess. Spatiotemporal dynamics and control of strong coupling in plasmonic nanocavities. *ACS Photonics*, 4(10):2410–2418, 2017.
- [70] V. G. Kravets, A. V. Kabashin, W. L. Barnes, and A. N. Grigorenko. Plasmonic surface lattice resonances: A review of properties and applications. *Chem. Rev.*, 118(12):5912–5951, 2018.
- [71] M. J. Fakhimi and O. B. Akan. Nanoantennas and nanoradars: The future of integrated sensing and communication at the nanoscale. *IEEE Trans. Mol. Biol. Multi-Scale Commun.*, 10(4):493–516, 2024.

- [72] D. Zhang, Y. Zeng, Y. Bai, Z. Li, Y. Tian, and R. Li. Coherent surface plasmon polariton amplification via free-electron pump. *Nature*, 611(7934):55–60, 2022.
- [73] S. J. Orfanidis. *Electromagnetic Waves and Antennas*, 2008.
- [74] W. H. Hayt Jr. and J. A. Buck. *Teoría Electromagnética*. McGraw-Hill, 7th ed., 2006.
- [75] L. Wang, S.-J. Zhu, H.-Y. Wang, S.-N. Qu, Y.-L. Zhang, J.-H. Zhang, Q.-D. Chen, H.-L. Xu, W. Han, B. Yang, and H.-B. Sun. *ACS Nano*, 8:2541, 2014.
- [76] X. Wen, P. Yu, Y.-R. Toh, X. Ma, and J. Tang. *Chem. Commun.*, 50:4703, 2014.
- [77] V. S. Letokhov. *Sov. Phys. JETP*, 26:835, 1968.
- [78] D. S. Wiersma, M. P. van Albada, and A. Lagendijk. *Nature*, 373:203, 1995.
- [79] H. Cao, Y. G. Zhao, S. T. Ho, E. W. Seelig, Q. H. Wang, and R. P. H. Chang. *Phys. Rev. Lett.*, 82:2278, 1999.
- [80] S. V. Frolov, Z. V. Vardeny, K. Yoshino, A. Zakhidov, and R. H. Baughman. *Phys. Rev. B*, 59:R5284, 1999.
- [81] L. Wang, S.-J. Zhu, H.-Y. Wang, S.-N. Qu, Y.-L. Zhang, J.-H. Zhang, Q.-D. Chen, H.-L. Xu, W. Han, B. Yang, and H.-B. Sun. *ACS Nano*, 8:2541, 2014.
- [82] D. S. Wiersma, M. P. van Albada, and A. Lagendijk. *Nature*, 373:203, 1995.
- [83] H. D. Young and R. A. Freedman. *University Physics with Modern Physics*. Pearson, 13th ed., 2013.
- [84] O. Svelto. *Principles of Lasers*. Springer, 5th ed., 2010.
- [85] A. E. Siegman. *Lasers*. University Science Books, 1986.
- [86] J. Hecht. *Understanding Lasers: An Entry-Level Guide*. John Wiley & Sons, 4th ed., 2015.
- [87] X. Jiang and C. M. Soukoulis. Time dependent theory for random lasers. *Phys. Rev. Lett.*, 85:70–73, 2000.
- [88] W. Ray, K. Wiesenfeld, and J. L. Rogers. Refined fiber laser model. *Phys. Rev. E*, 78:046203, 2008.

- [89] A. Taflove and S. C. Hagness. Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method. Artech House, 2005.
- [90] J. B. Schneider. Understanding the Finite-Difference Time-Domain Method, 2010.
- [91] H. Schmidt and L. C. Klein. Sol-Gel Optics: Processing and Applications, 1994.
- [92] D. Solis, E. De la Rosa, O. Meza, L. A. Diaz-Torres, P. Salas, and C. Angeles-Chavez. *Role of Yb³⁺ and Er³⁺ concentration on the tunability of green-yellow-red upconversion emission of codoped ZrO₂:Yb³⁺-Er³⁺ nanocrystals*. J. Appl. Phys., 108(2):023103, 2010.
- [93] Horiba Scientific. Steady State and Lifetime Nanotechnology EEM Spectrofluorometer. In Modular Nanolog Spectrofluorometer is specifically designed for research in nanotechnology and nanomaterials. Horiba, 2021.

Anexo 1.

A continuación se muestran Productos de la tesis obtenidos artículos, estancias académicas realizadas y participación en congresos.

Productos de la tesis (Artículos).

2023 Critical properties of the optical field localization in a three-dimensional percolating system: Theory and experiment. *Chaos, Solitons & Fractals*, Volume 173, 2023, 113734, ISSN 0960-0779

2023 Calificación y optimización para la generación de un láser aleatorio con nano emisores. *Programación Matemática y Software* (2023) 15(2): 25-31. ISSN: 2007-3283.

2025 Análisis numérico con el método FDTD para estudiar el efecto láser en un sistema 3D con desorden y experimento con nanocristales de ZrO₂: Yb. *Programación Matemática y Software* (2025) 17(3): 25-38. ISSN: 2007-3283.

2026 Combinación de Materiales 2D y Plasmónica para la Manipulación de la Luz a Nanoescala. *Programación Matemática y Software* (2026). En proceso de publicación.

2026 Simulación con el método FDTD para estudiar la dinámica del campo óptico de un nanotubo de carbono dopado con puntos cuánticos. *Programación Matemática y Software* (2026). En proceso de publicación.

2026 Phase transition in the current density induced by nanoemitters in carbon nanotubes: effects of plasma frequency and on the amplification of the plasmon polaritons amplitude. *The Materials Research Society Advance (MRS)*. En proceso de publicación.



Critical properties of the optical field localization in a three-dimensional percolating system: Theory and experiment

Author:

Gennadiy Burlak, A. Diaz-de-Anda, Boris A. Malomed, E. Martinez-Sánchez, G. Medina-Ángel, R. Morales-Nava, J. J. Martinez-Ocampo, M. E. de-Anda-Reyes, A. Romero-López

Publication: Chaos, Solitons & Fractals

Publisher: Elsevier



Date: August 2023

© 2023 Elsevier Ltd. All rights reserved.

Programación Matemática y Software (2023) 15(2): 25-31. ISSN: 2007-3283

Calificación y optimización para la generación de un láser aleatorio con nano emisores

Qualification and optimization for generating a random laser with nanoemitters

Jesús Jonathan Martínez Ocampo¹  y Gennadiy Burlak¹ 

¹Centro de Investigación en Ingeniería y Ciencias Aplicadas, Universidad Autónoma del Estado de Morelos
Avenida Universidad 1001, Colonia Chamilpa, Cuernavaca, Morelos, México, C.P. 62209
jesusj@icf.unam.mx

Programación Matemática y Software (2025) 17(3): 25-38. ISSN: 2007-3283

Análisis numérico con el método FDTD para estudiar el efecto láser en un sistema 3D con desorden y experimento con nanocristales de ZrO₂:Yb

Numerical Analysis with the FDTD Method to Study the Laser Effect in a 3D System with Disorder and Experiment with ZrO₂:Yb Nanocrystals

Jesús Jonathan Martínez-Ocampo^{1,*} , Alfredo Díaz-de-Anda² , Gennadiy Burlak¹ ,
Rosmarbel Morales-Nava^{3,4} , María Eunice de-Anda-Reyes² ,
Anabel Romero-López² , Miguel Roque-Vargas² 

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

²Instituto de Física, Benemérita Universidad Autónoma de Puebla,
72570, Puebla, México

Anexo 2.

Productos de la tesis (Estancias académicas realizadas y participación en congresos).



UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DEL ESTADO DE MORELOS UNIVERSIDAD TECNOLÓGICA EMILIANO ZAPATA DEL ESTADO DE MORELOS

La Secretaría Académica, la Secretaría de Investigación, a través de los Cuerpos Académicos "UAEM-Optimización y Software", "UTEZ-Desarrollo de Software" y "UAEM-Investigación de Operaciones e Informática"

OTORGA EL PRESENTE

RECONOCIMIENTO

a: Jesús Jonathan Martínez Ocampo

POR SU PARTICIPACIÓN CON EL CARTEL:

Calificación y optimización para la generación de un láser aleatorio con nano emisores

En el marco del Decimocuarto Congreso Internacional de Cómputo en Optimización y Software

Cuernavaca, Morelos del 6 al 8 de Octubre de 2021

Por una humanidad culta


Dr. Federico Alonso Pecina
Presidente del Congreso


Dr. Marco Antonio Cruz Chávez
Presidente del Comité Técnico

Oficio IF.85/2022

ASUNTO: Carta de aceptación

A QUIEN CORRESPONDA

El que suscribe, Dr. Felipe Pérez Rodríguez, Director del Instituto de Física "Ing. Luis Rivera Terrazas" de la Benemérita Universidad Autónoma de Puebla, por este medio hago de su conocimiento que el **C. Jesús Jonathan Martínez Ocampo**, que se encuentra inscrito en el Programa educativo DICA del CIICAp, de la Universidad Autónoma del Estado de Morelos y con número de matrícula 10012810, ha sido aceptado para realizar una Estancia de Investigación en este Instituto en el periodo comprendido del 01 de febrero de 2022 al 01 de febrero de 2023, con el proyecto "Ampliación de los efectos láser aleatorio en nano-celdas solares con puntos cuánticos en materiales con percolación" y con clave de registro ante CONACYT **A1-S-9201**, siendo responsable técnico del proyecto el **Dr. Gennadiy Burlak** profesor investigador de la Universidad Autónoma del Estado de Morelos.

El Dr. Alfredo Díaz de Anda, profesor investigador adscrito a este Instituto de Física, estará a cargo de la Estancia de Investigación.

Sin más por el momento, agradezco de antemano la atención al presente.

ATENTAMENTE

"Pensar Bien, para Vivir Mejor"

H. Puebla de Z., a 27 de Abril. De 2022



DR. FELIPE PÉREZ RODRÍGUEZ
DIRECTOR



C.p. Archivo
DR/PR/MC/pls

1 de 1

Instituto de Física
"Ing. Luis Rivera
Terrazas"

Av. San Claudio esq. 19 Sur, Edif. IF1,
Ciudad Universitaria, Col. San Manuel
Puebla, Pue. C.P. 72570
01 (222) 229 55 00 Ext. 5810, 5811, 2008



BUAP

"HUP, 50 años de enseñanza y salud"

Oficio no. IF.016/2023

ASUNTO: Carta de aceptación

A QUIEN CORRESPONDA

El que suscribe, Dr. Felipe Pérez Rodríguez, Director del Instituto de Física "Ing. Luis Rivera Terrazas" de la Benemérita Universidad Autónoma de Puebla, por este medio hago de su conocimiento que el **C. Jesús Jonathan Martínez Ocampo**, que se encuentra inscrito en el Programa educativo DICA del CIICAp, de la Universidad Autónoma del Estado de Morelos y con número de matrícula 10012810, ha sido aceptado para realizar una Estancia de Investigación en este Instituto en el periodo comprendido del 01 de febrero de 2023 al 1 de febrero de 2024, con el proyecto "Ampliación de los efectos láser aleatorio en nano-celdas solares con puntos cuánticos en materiales con percolación" y con clave de registro ante CONACyT **A1-S-9201**, siendo responsable técnico del proyecto el **Dr. Gennadiy Burlak**, profesor investigador de la Universidad Autónoma del Estado de Morelos.

El Dr. Alfredo Díaz de Anda, profesor investigador adscrito a este Instituto de Física, estará a cargo de la Estancia de Investigación.

Sin más por el momento, agradezco de antemano su atención al presente.



DR. FELIPE PÉREZ RODRÍGUEZ
DIRECTOR



C.c.p. Archivo
DR/FPR/MC/plrs

Instituto de Física
"Ing. Luis Rivera Terrazas"

Av. San Claudio esq. 18 Sur, Edif. IF1,
Ciudad Universitaria, Col. San Manuel
Puebla, Pue. C.P. 72570
01 (222) 229 55 00 Ext. 5610, 5611, 2008

1 de 1



Agradece la participación de:

Jesús Jonathan Martínez Ocampo

Universidad Autónoma del Estado de Morelos (BECA)

en el:

LXV CONGRESO NACIONAL DE FÍSICA

ZACATECAS, ZAC. / 2 AL 7 DE OCTUBRE 2022

Ana María Cetto

Dra. Ana María Cetto Kramis

PRESIDENTA



*El Instituto Nacional de Astrofísica,
Óptica y Electrónica y
La Universidad de Costa Rica*

otorgan la presente

CONSTANCIA

a

Jesús Jonathan Martínez Ocampo

*Por su asistencia al V Seminario Internacional de Ciencias y
Tecnologías Biomédicas, PRIS 2022,
llevado a cabo del 23 al 25 de noviembre de 2022.*

TaDEM 12^o Taller de Dinámica y Estructura de la Materia




La Universidad Nacional Autónoma de México
Agradece a


J. Jonathan Martínez


su participación en el 12^o Taller de Dinámica y Estructura de la Materia
con la plática titulada

Efecto de láser con emisores en clústeres de percolación

Cuernavaca, Morelos a 5 de agosto de 2022


Dr. Antonio M. Juárez Reyes
Instituto de Ciencias Físicas


Dr. Remigio Cabrera Trujillo
Instituto de Ciencias Físicas


Dr. Olmo González Magaña
Instituto de Ciencias Físicas

Organizadores del Taller



UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DEL ESTADO DE MORELOS
UNIVERSIDAD TECNOLÓGICA EMILIANO ZAPATA DEL ESTADO DE MORELOS

La Secretaría Académica, la Secretaría de Investigación, a través de los Cuerpos Académicos "UAEM-Optimización y Software" y "UTEZ-Desarrollo de Software"

OTORGA EL PRESENTE

RECONOCIMIENTO


a: Jesús Jonathan Martínez Ocampo

**POR SU PARTICIPACIÓN CON LA PONENCIA
Análisis numérico y experimental para estudiar el efecto
láser aleatorio con nanoemisores en 3D**

En el marco del Decimoquinto Congreso Internacional de Cómputo
en Optimización y Software

Cuernavaca, Morelos del 4 al 6 de Octubre de 2023

Por una humanidad culta


Dra. Jesús del Carmen Peralta Abarca
Presidenta del Congreso


Dr. Marco Antonio Cruz Chávez
Presidente del Comité Técnico

Monterrey, Nuevo León, 10 de Septiembre de 2023

JESÚS JONATHAN MARTÍNEZ OCAMPO
PRESENTE

Por medio de la presente, el Comité Organizador del Simposio “*Física Biológica, Sistemas Complejos y Materia Condensada 2023*” agradece y hace constar su participación como

ASISTENTE

al Simposio, el cual se llevó a cabo el 7 y 8 de Septiembre de 2023 en las instalaciones del Parque de Investigación e Innovación Tecnológica (PIIT) y fue organizado por la Universidad Autónoma de la Ciudad de México (UACM), el CIMAT Monterrey, el CINVESTAV Monterrey y la División de Física Estadística y Termodinámica de la Sociedad Mexicana de Física.

Fraternalmente

Comité Organizador


Dr. Luis Agustín Olivares Quiroz
Presidente de la División de Física
Estadística y Termodinámica de la SMF


Dr. Ángel David Reyes Figueroa
Centro de Investigación en
Matemáticas, AC. Unidad Monterrey


Dr. Daniel Paulo Sánchez Herrera
Centro de Investigación y de Estudios
Avanzados del IPN, Unidad Monterrey



La Sociedad Mexicana de Física



Agradece la asistencia y participación de:

JESÚS JONATHAN MARTÍNEZ OCAMPO
UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DEL ESTADO DE MORELOS

en el **LXVI Congreso Nacional de Física**
Centro de Convenciones y Exposiciones del 8 al 13 de octubre de 2023
MORELIA, MICHOACÁN


Dr. Julio G. Mendoza Álvarez
PRESIDENTE



XI REUNION ANUAL DE LA
División de estado sólido
mayo 3 • 4 • 5 / 2023
Xicotepec de Juárez,
Puebla, México.

SOCIEDAD MEXICANA DE FÍSICA

El comité organizador de la
XI Reunión Anual de la División de Estado Sólido
Otorga el presente
RECONOCIMIENTO
a **Jesús Jonathan Martínez Ocampo**

Por su participación como expositor del **póster** con el trabajo:
Efecto de láser con emisores en clústeres de percolación

Dentro de la Reunión celebrada en Xicotepec de Juárez, Puebla, México, los días 3, 4 y 5 de mayo de 2023.

José Barrios
Dr. José Eduardo Barrios Vargas
Presidente de la División de Estado Sólido
de la Sociedad Mexicana de Física
E-mail: des.smf.mexico@gmail.com

 Depto.
Física y
Óptica
Teórica
FO-UNAM



El comité organizador de la
XII Reunión Anual de la División de Estado Sólido

Otorga el presente
RECONOCIMIENTO

a **JESÚS JONATHAN MARTÍNEZ OCAMPO**

Por su destacada participación como **expositor** en la modalidad de cartel con el trabajo:

*Eficiencia Láser y Dinámica Extendida de Nanoemisores Incorporados en Nanofibras de Carbono**

Dentro de la Reunión celebrada en Xicotepec de Juárez, Puebla, México, los días 12, 13 y 14 de junio de 2024.

José Barrios

Dr. José Eduardo Barrios Vargas
Presidente de la División de Estado Sólido
de la Sociedad Mexicana de Física
E-mail: des.smf.mexico@gmail.com





UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DEL ESTADO DE MORELOS

La Secretaría Académica, a través del Cuerpo Académico "UAEM-Optimización y Software"



OTORGA EL PRESENTE

RECONOCIMIENTO

a: MICA Jesús Jonathan Martínez Ocampo
POR SU PARTICIPACIÓN CON LA PENENCIA

Estudio numérico de la dinámica de radiación de nanoemisores acoplados en la superficie de una nanofibra de carbono

En el marco del Decimosexto Congreso Internacional de Cómputo en Optimización y Software

Cuernavaca, Morelos del 9 al 11 de Octubre de 2024

Por una humanidad culta

Federico Alonso Pecina
Dr. Federico Alonso Pecina
Presidente del Congreso

Dr. Marco Antonio Cruz Chávez
Dr. Marco Antonio Cruz Chávez
Presidente del Comité Técnico

México+Brasil+Chile+
IMCLI

Royal Academy of Engineering | Leaders in Innovation[®] Fellowships
A LIF Community Grants Project

RECONOCIMIENTO

A:
Jesús Jonathan Martínez Ocampo

Por su participación en el "Demo Day, Categoría 1"

Llevado a cabo en:
INTERNATIONAL MULTI-SITE CONFERENCE OF LEADERS IN INNOVATION
donde presentó de manera presencial al proyecto:
"Combinación de Materiales 2D y Plasmónica para la Manipulación de la Luz a Nanoescala"

Cuernavaca, Morelos, a 25 de noviembre de 2024.

[Signature]
DRA. MARGARITA TECPOYOTL TORRES
MÉXICO: IMCLI CHAIR

[Signature]
LISANE VALDO
BRASIL: IMCLI CO-CHAIR

[Signature]
BARBARITA LARA
CHILE: IMCLI CO-CHAIR

México+Brasil+Chile+
IMCLI

Royal Academy of Engineering | Leaders in Innovation[®] Fellowships
A LIF Community Grants Project

RECONOCIMIENTO

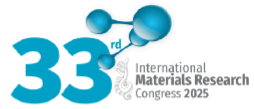
A:
Jesús Jonathan Martínez Ocampo

Por su asistencia al Taller "Crea, Comunica y Emprende: Innovación Tecnológica para Líderes del Futuro",
llevado a cabo del 9 al 13 de diciembre del 2024, con una duración de 10 h.,
Como parte de las post actividades de la:
INTERNATIONAL MULTI-SITE CONFERENCE OF LEADERS IN INNOVATION,
Cuernavaca, Morelos, México a 13 de diciembre de 2024.

[Signature]
DRA. MARGARITA TECPOYOTL TORRES
MÉXICO: IMCLI CHAIR

[Signature]
LISANE VALDO
BRASIL: IMCLI CO-CHAIR

[Signature]
BARBARITA LARA
CHILE: IMCLI CO-CHAIR



The Organizing Committee
Acknowledges the Participation of

Jesús Jonathan Martínez Ocampo

in the
33rd International Materials Research Congress
held in Cancún Quintana Roo, Mexico
17-21 August, 2025



Dra. Cecilia Noguez Garrido
SMMater President

 Sociedad Mexicana
de Materiales A.C.

 MATERIALS RESEARCH SOCIETY
Advancing materials research and education

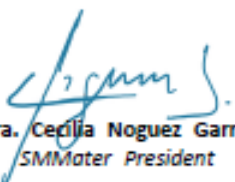


August 2025

TO WHOM IT MAY CONCERN
P r e s e n t

This is to certify that *Jesús Jonathan Martínez Ocampo, Universidad Autónoma del de Morelos* presented the contribution: **PHASE TRANSITION IN THE CURRENT DENSITY INDUCED BY NANOEMITTERS IN CARBON NANOTUBES: EFFECTS OF PLASMA FREQUENCY AND ON THE AMPLIFICATION OF THE PLASMON POLARITONS AMPLITUDE** as Poster modality, in the *D3. Physical Synthesis of Nanoparticles, Clusters, and Quantum Dots: Fundamentals to Applications Symposium* at the **33rd International Materials Research Congress** held in Cancun, Mexico from August 17th to 21st, 2025.

Sincerely,


Dra. Cecilia Noguez Garrido
SMMater President





UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DEL
ESTADO DE MORELOS



INSTITUTO DE INVESTIGACIÓN EN CIENCIAS BÁSICAS Y APLICADAS

JEFATURA DE POSGRADO EN INGENIERÍA Y CIENCIAS APLICADAS



Cuernavaca, Morelos, a 20 de agosto de 2025.

DR. ARTURO MOLINA OCAMPO
COORDINADOR DEL POSGRADO
EN INGENIERÍA Y CIENCIAS APLICADAS
P R E S E N T E

Atendiendo a la solicitud para emitir DICTAMEN sobre la revisión de la TESIS titulada: **AMPLIACIÓN DE LOS EFECTOS LÁSER ALEATORIO EN NANO-CELDAS SOLARES CON PUNTOS CUÁNTICOS EN MATERIALES CON PERCOLACIÓN.**, que presenta el alumno **JESÚS JONATHAN MARTÍNEZ OCAMPO**, para obtener el título de **DOCTORADO EN INGENIERÍA Y CIENCIAS APLICADAS**.

Nos permitimos informarle que nuestro voto es **APROBATORIO**.

Atentamente
Por una humanidad culta

DR. J JESÚS ESCOBEDO ALATORRE
DRA. MARGARITA TECPOYOTL TORRES
DR. YURIY KARLOVYCH
DR. JOSÉ ALBERTO HERNÁNDEZ AGUILAR
DR. GUSTAVO MEDINA ÁNGEL
DR. ALFREDO DÍAZ DE ANDA
DR. GENNADIY BURLAK

Se adiciona efirma UAEM



Av. Universidad 1001 Col. Chamilpa, Cuernavaca Morelos, México, 62209, Edificio 65,
Tel. 777 329 70 00 Ext. 6208 / ciicap.posgrado@uaem.mx

UAEM
RECTORÍA
2023-2029



UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DEL
ESTADO DE MORELOS

Se expide el presente documento con firma electrónica UAEM, soportada por el certificado vigente a la fecha de su elaboración y con efectos plenos de conformidad con los LINEAMIENTOS EN MATERIA DE FIRMA ELECTRÓNICA PARA LA UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DEL ESTADO DE MORELOS PUBLICADOS en el ÓRGANO INFORMATIVO UNIVERSITARIO "ADOLFO MENÉNDEZ SAMARÁ" número 117 de fecha 20 de abril de 2021.

Sello electrónico

GUSTAVO MEDINA ANGEL | Fecha:2025-08-28 12:41:42 | FIRMANTE

m0mwdTpeXRvdtlDAXDyyv/4lJQhfoFdgVXDbFGmsbRqt5NWHyUO6SUPNmfly0jdpjsiarpOQ5zwiHx4Ha7uZe8iSSk6sOGJyVrZEMGzXAEguTT1X4dFIZI07OV8kyOVbXHTbqKrEdrWFLAmZx/uY/80XmjVkoFPNI02nQ6erRvciIKCzQaBSV7SpFO++YM4/i4scfnKg35ZmZmNIIISLiaMsNsvml5OipDGIru64XEDDJ8ChF9gnxu99xAH1i92WdSdCL1dYU/yQtAIHhxHr+YRMB+9gvMuQ+2clZe1e+gLPDnKpUComXJ32hAq9xufCCnK6TkSiz9ap0n8HBeQQmw==

ALFREDO DÍAZ DE ANDA | Fecha:2025-08-28 12:57:22 | FIRMANTE

VaDs39cECWipWO4IZ0wJs5/iHTlakoMOUFehEQESKZniWjln/pCE7s+AJ1RGBdUbrWVfyGvXvNZPmf7CAHRz9zMsIdjnPHZnBHXVcNH9XUf0IwagBjy8QbQnxoIFUBZdedFvDCm/xfTA85rXmIajVeynQJ5jll2ssDiRgBOCrFjetya+15JnfXKxfBvHFbMQO/n8WxPtGPQI5CoU3gr42U9o/BHXpTfRaDJD6rWZnTKgXGcUtm050M0t1JTgiqLnzUSZCMdDwh7LIm2wA6MHcy3KkUsyM8SxVHdnhCjJV15W6rJd6Ara/PXzKe7vuBF+TNG3M6Zvfy77/1GyAsjKdA==

JOSE ALBERTO HERNANDEZ AGUILAR | Fecha:2025-08-28 13:41:08 | FIRMANTE

KeeQG0mlur7ENO25IWAUbu8W4fvvTehxvJ4OFhSovfxxkxQRPT069xc7TsX/aZ4sTh3+LnglCzOYtPA08F4ggva+3j/Cdatws1h8TQkr1UbT9LrpsHsHpvWbnUAUdmGWANwL0BbrYZYBroFoikKtDVxGwr4OkY4DN9ertedROfqPv6jLl/wMQiWHeV0SyZZIWWQBQAVBq/iEgflEfc/xYz5vnO+i4edUbf8b6JLEH1opLeUk4HOoJzYdXQG4zV30bZcnjfglu6PF13jTiv/SrWCdGWCHmoUqCBkmOWfMga8+/BKYYKCs0eG7ZrsiML2WTJClbxxZqtemse+favQ==

MARGARITA TECPOYOTL TORRES | Fecha:2025-08-28 13:54:44 | FIRMANTE

gJ8YpF8fhFggByE1c83+M73h2BCQM4R6gvTfEQaixwUI+q+jCeFvZwAr3X3whisCaA3CVG17vB4HxeVjAEu2ORICi2roXjiXepXBidTyeUdTGnXd3IbOfOZW4OY857ZY0wJI9MNvutte5mWnEILK2q6rhvAjfJ6TMyD2t1XM9RQvWJOTHpYOMP1RsXD85M7IEcilO3Y7KiHpwP94yq/nPTOZLZjDOLhCQfakV85CyrL0LT6vqvP7IAICxf9NFkV38WfmJ4mhKt4YL6IPMZLj1+/HePt/KYI82fvzs7LoAWDn80wLTICVarnBUQRhrkWCTYA9936AfCXsg==

YURIY KARLOVYCH | Fecha:2025-08-28 15:13:42 | FIRMANTE

0Bt2GU+b9GzLHuY3wXbniOzTEfUdmAmrWQ97AxsG2EuNPHeuObqV49eBa7WxQ/nyRmgIH158K4pE97Jfnd3h6niFKCs+dMzWK6WA8KEscfNR9j21bMX2Fst8jB3skkTBTUdicTcwCNe51sGvx/SrTRpBgewUwrzVVoJrSDvU5ZojBg2Ds/bjElyqIX9gUkwo24fRjRIM5GStoD7arVKXfmAZz9oLXVqcBsm7RFGOz02WNYzLacW04mpNo6evYnHO3yrwxc9VI7zANO8LHrWOP1g5WoHYCOIs8a70Z6CyMoZwsBTCmpSrrOy/PtoaleUMITGjLSN8W7zniK0zVjg==

GENNADIY BURLAK | Fecha:2025-08-28 19:13:38 | FIRMANTE

UR6CdPqus/Hd9e6pd9HXD8uWBsFEQDIWFUFDHvcT6g0p8/KE+aXJeqan3+iiH+n8KxFm4FhXm3SVoN49xaxKjs88EzgvSl7wSTTycOtgzPqx++9QpuaevRIPBeXWXR6S2RiubiNzJKPyIMA6JkRuy4s4gF/rIqTtkXEEpWrxJPeMXRwqB8z9vIj6Hgf9BQ2rlwREKq/wKKU8UVniIWQtJ2wSkJkiisLzbRF2T/3/d8LziH38Adj1x1iuoVnFzcKQgCPgbxIK0F6APAN0I4sBqxHpxYibKGSqNm7Wt+bNfa3XQ2n0FvqyCwddCzwxUa/QESic/ObHVcGCWn3tzEtNw==

J JESUS ESCOBEDO ALATORRE | Fecha:2025-08-28 20:42:19 | FIRMANTE

ptDKT8mO5lDeNwWtU+jDCBx1hFjkGf+SznvISMVEySR/og0odNAPolaQ4fQCuA1WU71kxQ9lc9+f7yS6PBpdc3rQIopJDbSAB1s81HYBEreHHCbOnTZBSdjFCZu47SMotcBdYvCKKJEOThAhDpRq7Ocl1EIKUP9BxbxZ3s3ZnRG7G6vzU8umG0vzmFw7VZDdtMpotl6goS3/2JPvOm6OzXGD6gF15BIUQ6Td7i+C+3wJmG0C2Su9cw/Rx1KxkobclomnJT4EpmnXhl7mYgqzIL/elAFkCHIFdb9Mi8TS89JtMfht7PvZhK1ksrqh2ERKXVloKdX73f/8qRyGTTg==

Puede verificar la autenticidad del documento en la siguiente dirección electrónica o escaneando el código QR ingresando la siguiente clave:



li9AKIODW

<https://efirma.uaem.mx/noRepudio/Aq1B5lr5vVpAwISGI4eBBC3T4405nV1g>



UAEM
RECTORÍA
2023-2029