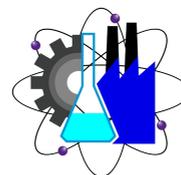




UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DEL  
ESTADO DE MORELOS



Facultad de Ciencias  
Químicas e Ingeniería

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DEL ESTADO DE  
MORELOS

**Propiedades ópticas del transistor  
TRIPLE- $\delta$ -MIGFET con efectos de campo  
eléctrico y campo magnético aplicados**

TESIS PARA OBTENER EL TÍTULO DE

INGENIERO ELÉCTRICO-ELECTRÓNICO

PRESENTA

CARLOS ROSALES DE JESÚS

ASESORES

DR. OUTMANE OUBRAM

DR. HUMBERTO NOVEROLA GAMAS

*"No es una mentira si te lo crees"*  
*-George Costanza*

# Agradecimientos

*A mis padres, que si pudieran quitarse materia gris y dárme-la, lo harían. A mis hermanos, que siento su apoyo en cada pequeña interacción que tenemos. A mis amigos, que a pesar de ser ellos las distracciones, son lo que más extrañaré de esta etapa. Al Dr. Outmane, que siempre me recibió con los brazos abiertos para iniciar en la academia. Al Dr. Noverola, que revisó mi progreso cuántico, a veces había, otras no. A la jefatura de Atención a Estudiantes que me permitió desarrollar la vocación de la enseñanza. No puedo nombrarlos a todos o me llevaré la tesis entera. Yo sé quiénes estuvieron y estaré siempre agradecido.*

# Resumen

En este proyecto de tesis se ha propuesto un nuevo dispositivo electrónico llamado TRIPLE- $\delta$ -MIGFET, dónde se han estudiado las diferentes propiedades ópticas bajo la aplicación de campo eléctrico como de campo magnético. Se ha encontrado que el coeficiente de absorción; el cambio de índice de refracción; la rectificación óptica no lineal; la generación del segundo, así como del tercer armónico, se mejoran y pueden controlarse (sintonizar) con los efectos externos (voltaje de contacto, campo eléctrico y magnético). Este dispositivo optoelectrónico puede ser de gran utilidad para las aplicaciones industriales tales como sensores o moduladores, así como nueva tecnología de la telecomunicación, como el 6G, que se encuentra en el rango de terahertz.

# Abstract

In this thesis project, a new electronic device called TRIPLE- $\delta$ -MIGFET has been proposed, where their optical properties have been studied under the application of electric field as well as magnetic field. It has been found that the absorption coefficient, refractive index change, non-linear optical rectification, second and third harmonic generation are enhanced and can be controlled (tuned) by external effects (contact voltage, electric and magnetic field). This optoelectronic device can be of great use for industrial applications such as sensors or modulators, as well as new telecommunication technology, such as 6G, which is in the terahertz range.

# Índice general

<b>Introducción</b>	1
<b>Metodología</b>	19
<b>Resultados y Discusiones</b>	26
<b>Conclusiones</b>	41
<b>Bibliografía</b>	47

# Índice de figuras

1. Representación de una celda tipo <i>zinc-blenda</i> (Bolívar, 2022).	2
2. Principio de funcionamiento esquemático de un FET de canal $n$	4
3. Distribución de la carga en forma de función delta y campo eléctrico resultante en forma de función escalonada y distribución del potencial en forma de $V$ .	6
4. Representación esquemática de una estructura tipo MIGFET de GaAs con doble compuerta y doble pozo $\delta$ -dopado (Martínez-Orozco et al., 2016).	8
5. Diagrama esquemático de un pozo cuántico simétrico doble en forma de semi-V (Yesilgul et al., 2016).	9
6. Perfil de potencial tipo $n$ cuádruple delta dopado en GaAs con una concentración de densidad de impurezas $N_{2D} = 2,5 \times 10^{12} cm^{-2}$ (Noverola-Gamas et al., 2020).	10
7. Sección transversal de un $\delta$ -MIGFET en GaAs.	11
8. Multialeta-MIGFET con múltiples compuertas a ambos lados.	12

9.	Mezclador MIGFET de ley cuadrática que muestra una excelente modulación de señal.(Mathew et al., 2004).	12
10.	Diagrama simple de diseño definido para el transistor TRIPLE- $\delta$ -MIGFET sujeto a estudio	14
11.	Perfil de potencial del TRIPLE- $\delta$ -MIGFET	19
12.	<b>Coefficiente de absorción</b> en función de la energía del fotón incidente para diferentes parámetros.	28
13.	<b>Cambio de índice de refracción total</b> en función de la energía del fotón incidente para diferentes parámetros.	30
14.	<b>Rectificación óptica no lineal</b> en función de la energía del fotón incidente para diferentes parámetros.	33
15.	<b>Generación del segundo armónico</b> en función de la energía del fotón incidente para diferentes parámetros.	37
16.	<b>Generación del tercer armónico</b> en función de la energía del fotón incidente para diferentes parámetros.	40

# Introducción

Los semiconductores son un paso intermedio entre los aislantes y los conductores. En semiconductores, la brecha (*gap*) energética es del orden de 1-2 eV, de modo que algunos electrones tienen energía suficiente para alcanzar la banda de conducción, dejando huecos en la banda de valencia. Los huecos son pseudo-partículas con carga positiva, que reaccionan a un campo eléctrico externo aplicado y contribuyen, junto con los electrones en la banda de conducción, a la conducción de corriente. En los semiconductores puros (intrínsecos), por tanto, el transporte de carga es bipolar (a través de electrones y huecos), y la conductividad es baja, exponencialmente dependiente de la brecha (cuanto mayor es la brecha, menor es la conductividad). Sin embargo, se pueden añadir impurezas (dopantes) para aportar un gran número de electrones a la banda de conducción (donantes) o de huecos a la banda de valencia (aceptores)(Ghione, 2009).

Las impurezas son el sustento de prácticamente todos los dispositivos semiconductores. Las impurezas determinan las propiedades semiconductoras de los materiales y nos permiten variar la conductividad desde el rango semi-aislante, pasando por el semiconductor, hasta el semi-metálico del espectro de conductividad. Las especies y la concentración de impurezas determinan el tipo de conductividad y la concentración de portadores libres de los semiconductores.

En el caso de las impurezas de tipo *p* y de tipo *n*, la conducción electrónica se produce predominantemente en la banda de valencia y de conducción, respectivamente. Estos semiconductores compuestos como el GaAs, tienen una estructura de *zinc-blenda*, en la que los cationes y los aniones están enlazados con simetría tetraédrica.

Las impurezas intencionales se seleccionan de columnas adyacentes a la columna III o a la columna V de la Tabla Periódica, es decir, de las columnas II, IV o VI.

Los estados de la banda de valencia se forman a partir de estados atómicos de simetría  $p$ -orbital, mientras que los estados de la banda de conducción proceden de estados atómicos de simetría  $s$ -orbital.

Dentro de los compuestos denominados III-V, el Arseniuro de Galio (GaAs) ha sido uno de los más estudiados por la academia. Este material presenta un enlace tipo covalente, rígido y direccional, característico de los compuestos con orbitales  $sp^3$  de sus electrones de la banda de valencia.

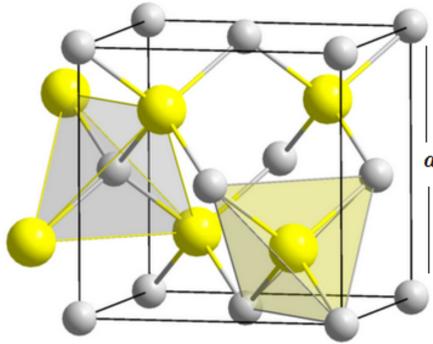


Figura 1. Representación de una celda tipo *zinc-blenda* (Bolívar, 2022).

El GaAs presenta una configuración cristalina tipo *zinc-blenda* que consiste en dos redes cúbicas centradas en la cara (fcc) entrelazadas, desplazadas una de la otra por una translación  $(a/4)(1,1,1)$  sobre la diagonal principal donde  $a$  es el parámetro de red. Lo anterior se puede apreciar en la [Figura 1](#), donde se muestra que las coordenadas de los átomos base son  $(000)$  y  $a/4(111)$ .

Partiendo con la instrumentalización de los semiconductores, se aprovecharon para crear dispositivos electrónicos como diodos, transistores, etc.

Por ejemplo, un transistor BJT (*Bipolar junction transistor*) tiene un propósito variado y funcionamiento concreto. A través de fluir una corriente en la **Base** del transistor, con ella podemos controlar proporcionalmente la corriente que pasa entre el **Emisor** y **Colector**. Esto tiene aplicaciones como interruptor electrónico, amplificación de señales, con tan solo un pequeño gasto en control, solo añadiendo una corriente entre la Base y Emisor del transistor (Donate, 2009).

Los BJT están formados por dos uniones de semiconductores con dopaje de tipo  $p$  y  $n$ . Solo hay dos tipos de BJT, el de tipo NPN y el PNP (Las letras hacen referencia al orden en el que están las capas de material semiconductor del que están contruidos).

1. Transistor tipo NPN: Esta formado por dos capas de material tipo  $n$  (una en el emisor y otra en el colector) y separadas por una capa tipo  $p$  (ubicada en la base).
2. Transistor tipo PNP: Esta formada por dos capas de material tipo  $p$  (en E y C) y separadas por una capa tipo  $n$  (en la B).

La zona de E (emisor), es la más dopada, por ser la zona encargada de “emitir” o inyectar portadores de carga hacia la base. La B (base) su misión es dejar pasar la mayor parte de portadores de carga inyectados desde el emisor hacia el colector. La zona de C (colector), es encargada de recoger o “colectar” los portadores inyectados que han sido capaces de atravesar la base por parte del emisor (Donate, 2009).

Un FET (*field-effect transistor*) tiene un propósito similar al BJT pero un funcionamiento completamente diferente. Los transistores de efecto de campo se basan en un canal conductor cuya corriente (impulsada por la diferencia de potencial entre el drenaje y la fuente) es controlada por la diferencia de potencial a la compuerta, que está aislada del canal (por una unión Schottky de polarización inversa) (Ghione, 2009).

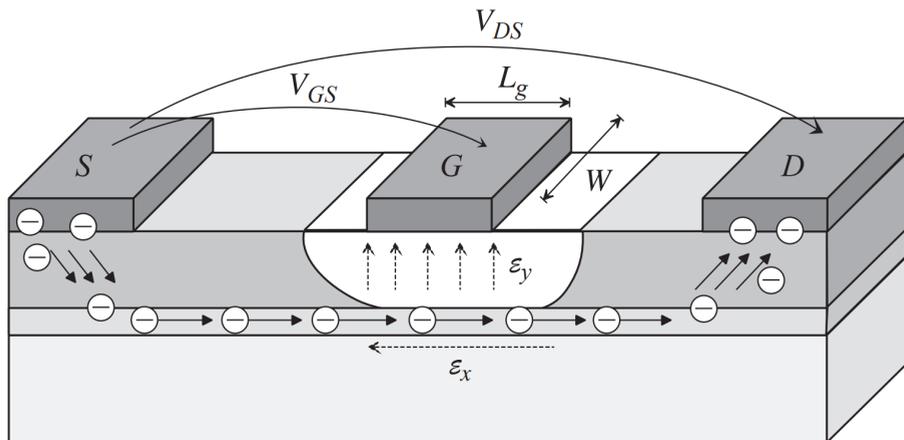


Figura 2. Principio de funcionamiento esquemático de un FET de canal  $n$

Los electrones son impulsados por el campo eléctrico del canal inducido por la diferencia de potencial  $V_{DS}$  entre el drenaje y la fuente, y el canal resultante es modulado por la compuerta mediante la aplicación de un campo eléctrico de control vertical.  $L_g$  es la longitud de la puerta,  $W$  la periferia de la compuerta (Ghione, 2009).

Los FET son dispositivos unipolares porque funcionan sólo con un tipo de portador de carga. Los dos tipos principales de FET son el transistor de efecto de campo de unión (JFET) y el transistor de efecto de campo semiconductor de óxido metálico (MOSFET) (Floyd, 2008).

Hay una impedancia enorme entre la puerta y la fuente, que hace que haya una corriente despreciable, la cual no afecte la señal que pasa entre fuente y drenador. Esto hace que este transistor tenga la peculiaridad de funcionar dependiendo de un voltaje entre P y F, con ello será proporcionalmente aumentada o disminuida la corriente entre F y D.

El término *efecto de campo* se relaciona con la región de empobrecimiento formada en el canal de un FET a consecuencia de un voltaje aplicado en una de sus terminales (compuerta) (Floyd, 2008).

Una ventaja importante de los FET es su muy alta resistencia de entrada. Debido a sus características no lineales, en general, no se utilizan mucho en amplificadores como los BJT, excepto donde se requieren impedancias de entrada muy altas. Sin embargo, los FET son el dispositivo preferido en aplicaciones de conmutación de bajo voltaje porque en general son más rápidos que los BJT cuando se encienden y apagan (Floyd, 2008).

Los transistores de efecto de campo con dopaje delta son un tipo de transistor con un perfil de dopaje donde los pozos  $\delta$ -dopados, hipotéticamente, solo se dopa una lámina 2D de ancho atómico en la estructura 3D. Por esta razón se puede considerar que el ancho del dopaje es nulo, respecto al tamaño del sistema completo, de forma tal que la distribución espacial de las impurezas tiene la forma de una delta de Dirac, de aquí el nombre que reciben estas estructuras (Döhler, 1978).

1. DELTA-DOPING OF SEMICONDUCTORS

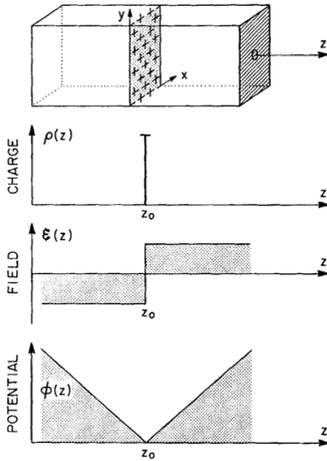


Figura 3. Distribución de la carga en forma de función delta y campo eléctrico resultante en forma de función escalonada y distribución del potencial en forma de V.

Este tipo de perfil presenta varias ventajas:

- Una alta concentración de “huecos” en el canal, lo que se traduce en una alta transconductancia.

Recordemos

que la transconductancia en corriente directa  $g_m$ , es el cambio de la corriente en el drenaje ( $\Delta I_D$ ) correspondiente a un cambio dado del voltaje entre compuerta y fuente ( $\Delta V_{GS}$ ) con el voltaje entre drenaje y fuente constante. Se expresa como este cociente y su unidad es el siemens (S) (Floyd, 2008).

$$g_m = \frac{\Delta I_D}{\Delta V_{GS}}$$

- Una distancia muy pequeña entre la puerta y el canal, lo que se traduce en una frecuencia alta de corte. Un alto voltaje de ruptura, hace ideales los FET para aplicaciones de alto voltaje. La ruptura puede dañar irreversiblemente el dispositivo, así que los FET siempre se operan por debajo de la ruptura y dentro de la región activa, (corriente constante) (Floyd, 2008).

Para fabricar pozos cuánticos delta, el método más común es utilizar la epitaxia. Se hace crecer una fina capa de material semiconductor sobre otro material semiconductor. El proceso de crecimiento puede controlarse para que la concentración de dopaje de la capa fina sea muy alta. Esto crea un pozo cuántico delta en la interfaz entre los dos materiales semiconductores.

Los pozos cuánticos delta también pueden crearse mediante otras técnicas, como la deposición química en fase vapor (CVD) y la epitaxia de haces moleculares (MBE). Este último es un proceso epitaxial por el que se produce el crecimiento de materiales en condiciones de ultra-alto vacío sobre un sustrato cristalino calentado mediante la interacción de especies absorbidas suministradas por haces atómicos o moleculares. Las capas o depósitos tienen: (i) la misma estructura cristalina del sustrato o una estructura con una simetría similar y (ii) un parámetro de red que difiere de la del sustrato en no más de 10 % (Henini, 2012).

La elección de la técnica dependerá de la aplicación específica y de las propiedades deseadas del pozo cuántico delta.

Esta estructura ( $\delta$ ) es de gran importancia en la física de semiconductores desde su introducción en los 80's por Wood et al., 2008, principalmente debido a su impacto en las propiedades electrónicas y ópticas. En el GaAs dopado con delta de tipo  $n$ , los átomos de Si posicionados están confinados en una única capa atómica y enterrados por el sobrecrecimiento del GaAs, por lo que estos dispositivos se pueden considerar estructuras bidimensionales. En dirección perpendicular al plano, esto crea un perfil de potencial dopado aproximadamente en forma de V, en el que los electrones quedan atrapados para formar un gas bidimensional con propiedades tecnológicamente útiles (Noverola-Gamas et al., 2020).

Por otro lado, el aumento del número de pozos cuánticos cambia significativamente las propiedades físicas del sistema. Así, el doble  $\delta$ -dopado (DDD) incrementa el número de portadores de carga en los canales de conducción, así como la movilidad de los portadores de carga respecto al  $\delta$ -dopado único (Noverola-Gamas et al., 2020).

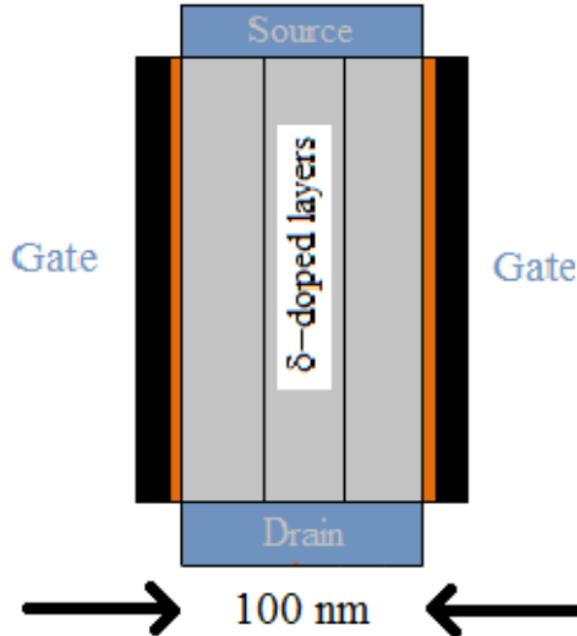


Figura 4. Representación esquemática de una estructura tipo MIGFET de GaAs con doble compuerta y doble pozo  $\delta$ -dopado (Martínez-Orozco et al., 2016).

En un pozo cuántico doble (Martínez-Orozco et al., 2016), el traslape de las funciones de onda de subbanda de los pozos individuales proporciona una división en los niveles de energía y, por lo tanto, actúa como un grado adicional de libertad en el ajuste del espectro electrónico, además del efecto del tamaño cuántico.

En la estructura de pozo cuántico doble en forma de V, la localización de las cargas se producirá principalmente cerca del centro de la estructura, en comparación con los potenciales de pozo cuántico doble cuadrado convencionales (Yesilgul et al., 2016).

Recientemente en Yesilgul et al. (2016) han propuesto un doble pozo cuántico dopado denominado “doble pozo cuántico en semi V” (ver Figura 5), el diseño es bastante atractivo para nuestro proyecto, fue discutido el cómo acoplar nuestras ideas del  $\delta$ -MIGFET con las mejoras que ofrecen los pozos cuánticos múltiples; ha habido bastante interés sobre el cómo instrumentalizar los pozos cuánticos múltiples tanto en sensores, detectores, moduladores, etc.

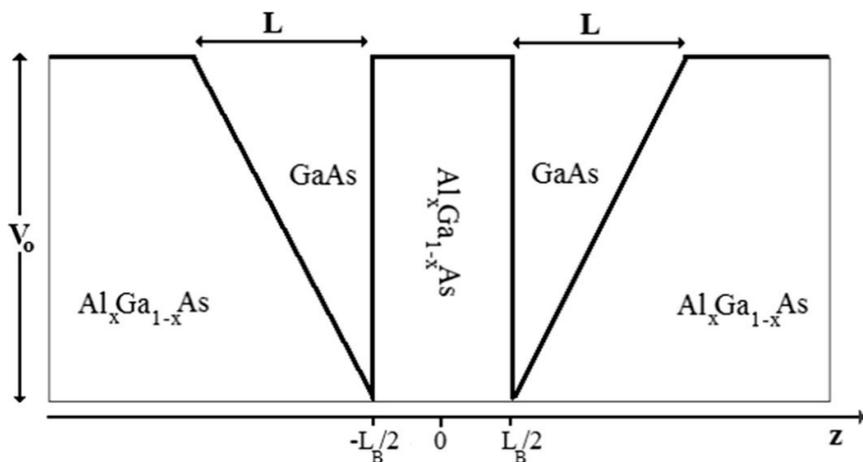


Figura 5. Diagrama esquemático de un pozo cuántico simétrico doble en forma de semi-V (Yesilgul et al., 2016)

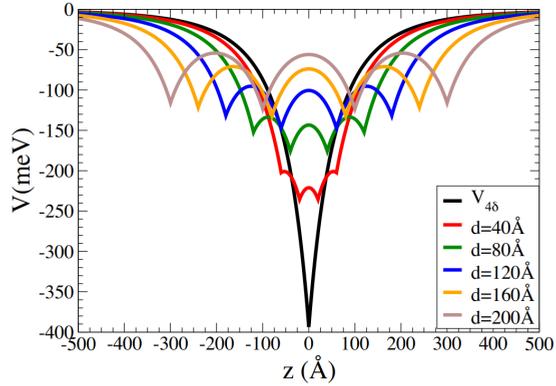


Figura 6. Perfil de potencial tipo  $n$  cuádruple delta dopado en GaAs con una concentración de densidad de impurezas  $N_{2D} = 2,5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  (Noverola-Gamas et al., 2020).

El Dr. Noverola junto con el Dr. Oubram (Noverola-Gamas et al., 2020) han hecho avances en este campo, modelando un pozo cuántico delta cuádruple de donde se puede observar sus reacciones a distintos parámetros iniciales, tales como distancia y concentración de impurezas.

Hablando sobre pozos cuánticos, recientemente los sistemas de bajas dimensiones (*quantum wells, dots and wires*) han recibido un enorme interés de investigadores debido a sus propiedades físicas.

Los pozos cuánticos (QWs) en particular, se han estudiado por sus aplicaciones en LEDs, FETs, detectores infrarrojos, heteroestructuras multicapa, etc. Por lo tanto, los QWs son tan sensibles en el sentido de que un pequeño cambio en los parámetros podría inducir un cambio cualitativo en el estado fundamental de ellos. Dentro de los QWs, los anteriormente mencionados pozos cuánticos delta-dopados son cruciales (Noverola-Gamas et al., 2020).

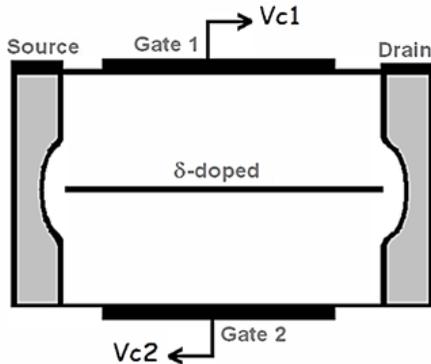


Figura 7. Sección transversal de un  $\delta$ -MIGFET en GaAs.

El potencial de este sistema está formado por un primer contacto metal-semiconductor (barrera Schottky), seguido por el sistema único o doble de pozo cuántico delta-dopado de tipo  $n$  y un segundo contacto metal-semiconductor (ver [Figura 4](#) y [Figura 7](#)) (Oubram et al., [2010](#)) (Martínez-Orozco et al., [2016](#)).

Los MIGFETs son muy atractivos gracias a su flexibilidad, que permite utilizarlos en circuitos integrados reconfigurables.

Ofrecen control dinámico de la tensión umbral ( $V_{th}$ ), modulación de la transconductancia, ajuste fino de la tensión umbral polarizando adecuadamente la puerta opuesta, procesamiento simultáneo de dos señales diferentes aplicadas a las puertas laterales, esquemas de memoria innovadores, etc (Na et al., [2007](#)).

Por ejemplo, un transistor multialeta MIGFET con dos compuertas independientes capaces de conducir altas corrientes se fabricó y demostró como un mezclador de radio frecuencia. Esta opción de aletas múltiples ([Figura 8](#)) es necesaria para producir mezcladores prácticos que puedan conmutar una corriente elevada para conducir la carga a través del drenaje del mezclador.

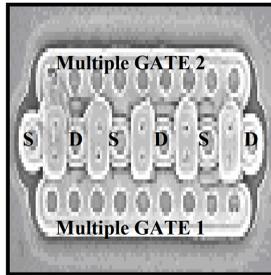


Figura 8. Multialeta-MIGFET con múltiples compuertas a ambos lados.

Se aplicó una señal de entrada de radio frecuencia sinusoidal de 50 kHz y una señal de entrada un oscilador local de 40 kHz a cada una de las compuertas independientes (ver [Figura 9](#))

Se demostró la aplicación del MIGFET como mezclador de señales. El canal no dopado, el grosor muy fino del canal y las puertas perfectamente adaptadas, permiten el acoplamiento de carga de las dos señales y proporcionan una nueva familia de aplicaciones utilizando el mezclador MIGFET (Mathew et al., [2005](#)).

Se puede formar un sencillo mezclador de ley cuadrática utilizando un solo MIGFET ([Figura 9](#)). Se aplicó una pequeña señal de radio frecuencia a una compuerta y una gran señal de oscilador local a la otra compuerta del MIGFET.

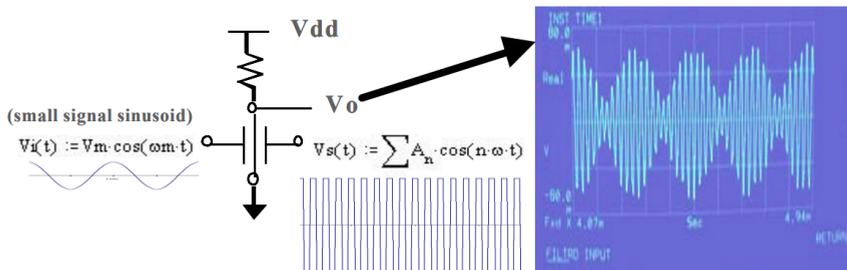


Figura 9. Mezclador MIGFET de ley cuadrática que muestra una excelente modulación de señal.(Mathew et al., [2004](#)).

Se observó una salida modulada a través de una carga externa como se muestra (Figura 9). Esto es posible porque el canal está totalmente empobrecido y las compuertas están perfectamente simétricas y alineadas, por lo tanto, se modulan por ambas compuertas. Este circuito MIGFET de modulación de señal reduce el número de transistores y la pila de transistores de carril a carril, permitiendo diseñar mezcladores compactos de bajo consumo (Mathew et al., 2004).

Estos artículos demuestran y ponen a prueba la aplicación pragmática de los transistores MIGFET, y es una de las razones por la cuál nos fijamos en su estructura y diseñamos un transistor con un triple pozo cuántico delta de enriquecimiento tipo  $n$  y doble contacto metálico.

Los MIGFETs han sido una evolución significativa de los transistores de efecto de campo convencionales, permitiendo múltiples compuertas independientes en un solo dispositivo. Esto otorga un nivel avanzado de control sobre el flujo de corriente entre la fuente y el drenaje lo que resulta en oportunidades prometedoras para aplicaciones de bajo consumo de energía y alta eficiencia.

Se espera que los MIGFET impulsen aún más la tecnología FET a la vanguardia de los semiconductores. En un MIGFET, las puertas suplementarias proporcionan (i) propiedades de conducción mejoradas o (ii) funciones de conmutación más inteligentes. En general, cada puerta adicional también introduce un coste de implementación adicional. Para permitir sistemas digitales más eficientes, los MIGFET deben aprovechar su capacidad para realizar circuitos lógicos complejos con pocos recursos físicos (Amarò et al., 2015).

Lo que nos lleva al diseño de un triple delta MIGFET y el porqué escogimos esta infraestructura para la investigación.

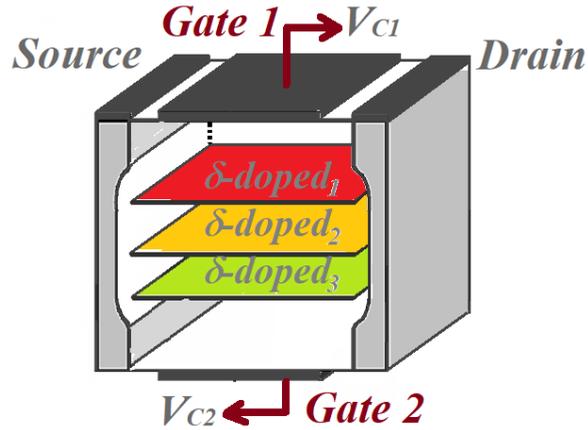


Figura 10. Diagrama simple de diseño definido para el transistor TRIPLE- $\delta$ -MIGFET sujeto a estudio

En este proyecto de tesis proponemos un nuevo dispositivo denominado TRIPLE- $\delta$ -MIGFET, diseñado para aprovechar las propiedades electrónicas de los pozos delta (confinamiento electrónico), del control de la banda de conducción y de las propiedades ópticas de manera independiente gracias a los contactos metálicos. Nuestro dispositivo está formado por tres pozos cuánticos con diferentes concentraciones y por dos contactos metálicos.

Los parámetros estructurales son: la interdistancia entre los pozos delta es  $l=25$  nm, la densidad bidimensional de pozo delta de la izquierda  $N_{2D}=1,5 \times 10^{12}$  /cm<sup>2</sup>, derecha  $N_{2D} = 2,5 \times 10^{12}$ /cm<sup>2</sup> y la densidad del pozo central  $N_{2D} = 7,5 \times 10^{12}$ /cm<sup>2</sup> y además la densidad del bulto es  $N_{3D}=10^{18}$ /cm<sup>3</sup>, la constante dieléctrica  $\epsilon = 12,5$ , la masa efectiva del GaAs es  $m_e = 0,067m_0$ , la intensidad del fotón incidente es  $I=0.1$  MW/cm<sup>2</sup>.

Existen diferentes métodos que permiten realizar cálculos de propiedades en los semiconductores.

Uno de estos métodos es la teoría del funcional de la densidad (*Density Functional Theory*: **DFT**) que permite describir cálculos de propiedades electrónicas, ópticas, mecánicas, etc. Pero en **DFT**, la eficiencia de rutinas de diagonalización determina el tiempo del proceso de cálculo. Otro camino para determinar propiedades físicas de los semiconductores es la aproximación de Thomas-Fermi (**TF**), en la cual se determina la estructura electrónica en un material de una forma mucho más sencilla a comparación del DFT (Lundqvist & March, 2013).

El objetivo de la teoría de Thomas-Fermi (TF) es describir las propiedades del estado base en términos de la densidad electrónica, esta es el número de electrones por unidad de volumen en  $\vec{r}$  y se denota como  $n(\vec{r})$ . En esta teoría se parte de las relaciones del gas de electrones homogéneo y aplica esa localidad en la densidad de carga no homogénea. Es importante mencionar que la teoría de TF tiene validez en el límite estadístico de muchas partículas. Un método por el cual la densidad  $n(\vec{r})$  puede ser obtenida directamente desde  $V(\vec{r})$ , sin pasar por las funciones de onda es la parte crucial de la teoría de TF (Lundqvist & March, 2013).

La densidad electrónica calculada a través de la teoría de Thomas-Fermi puede servir como una aproximación inicial para los cálculos más precisos basados en la ecuación de Schrödinger.

Solucionar la ecuación de Schrödinger nos permite evaluar los niveles de energía y subbandas, dado el perfil de potencial del pozo (Ghione, 2009).

Una parte importante de la ecuación de **Schrödinger** para una sola partícula es la idea de que la probabilidad de encontrar la partícula en una posición viene dada por el cuadrado absoluto de la función de onda.

También es característico de la mecánica cuántica que la probabilidad se conserve en un sentido local. Cuando la probabilidad de encontrar el electrón en algún lugar disminuye, mientras que la probabilidad de que el electrón esté en otro lugar aumenta (manteniendo invariable la probabilidad total), algo debe estar ocurriendo en medio. En otras palabras, el electrón tiene una continuidad en el sentido de que, si la probabilidad disminuye en un lugar y aumenta en otro, debe haber algún tipo de flujo entre ambos (Feynman et al., 2011).

Es la aplicación que le daremos a la ecuación de Schrödinger, de darnos la probabilidad de dónde se encontrarán confinados más electrones en nuestro diseño de potencial de los pozos cuánticos.

En un material no lineal, el término no lineal en la ecuación de Schrödinger puede surgir debido a la interacción entre los electrones y los campos eléctricos. Este término no lineal puede describir la generación de armónicos, como el proceso de SHG.

La generación del segundo armónico (SHG) es el proceso en el que una onda electromagnética a la frecuencia fundamental (FF) que interactúa con un material no lineal conduce a la generación de una onda con el doble de frecuencia. La generación de SH es un poderoso fenómeno de amplia aplicabilidad y se ha empleado en el desarrollo de fuentes láser, amplificadores paramétricos ópticos y en la obtención de imágenes y microscopía (Campione et al., 2014).

Las susceptibilidades no lineales de orden  $n$ ,  $X^{(n)}$ , son la suma de varios términos, cada uno de los cuales contiene en el numerador el producto de  $(n + 1)$  elementos de matriz dipolar y en el denominador productos de combinaciones lineales que implican: las energías de los fotones que participan en la interacción no lineal, las diferencias de energía entre los estados excitados y el estado inicial del sistema, y los anchos de línea de las transiciones (Capasso et al., [1994](#)).

En el caso de la SHG y la THG, este último es logrado por estructuras que, ya sea por diseño o por aplicación de un campo eléctrico, tienen niveles de energía equidistantes (de  $E_1$  a  $E_3$  para la SHG y de  $E_1$  a  $E_4$  para la THG; el subíndice 1 denota el estado fundamental) (Capasso et al., [1994](#)).

Por otro lado, el índice de refracción es un número adimensional que indica la capacidad de curvatura de la luz de un medio. Determina cuánto se desvía o refracta la trayectoria de la luz al penetrar en un material. Se define como la relación entre la velocidad de la luz en el vacío y la velocidad en la que la luz atraviesa la sustancia. Matemáticamente, se expresa así

$$n = \frac{c}{v}$$

$n$  es el índice de refracción,  $c$  es la velocidad de la luz en el vacío (299,792.458 m/s) y  $v$  es la velocidad de la luz en el medio a calcular.

También de acuerdo con Ghione ([2009](#)), se puede expresar como la raíz cuadrada de la permitividad relativa del medio ( $n_r = \sqrt{\epsilon_r}$ ). La permitividad de cualquier medio está definida por el producto de su permitividad relativa  $\epsilon_r$  con la permitividad en el vacío ( $\epsilon_0$ ).

$$\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0; \epsilon_0 = 8,85 \times 10^{-12} F/m$$

La luz que atraviesa un semiconductor disminuye su intensidad a lo largo de la dirección de propagación debido al proceso de **absorción**. Consideremos un haz de luz que se propaga a lo largo de la dirección  $z$  y que entra en un semiconductor absorbente en  $z = 0$ .

La intensidad de la luz puede escribirse entonces como

$$I = I_0 e^{-\alpha z}$$

donde  $\alpha$  es el coeficiente de absorción e  $I_0$  es la intensidad luminosa en  $z = 0$ .

En la literatura, la rectificación óptica, que fue uno de los primeros efectos ópticos no lineales descubiertos, suele referirse a la generación de una polarización eléctrica por un haz óptico intenso en un medio no lineal (Shen, 1984).

El efecto puede observarse directamente a partir de la polarización no lineal

$$P^{(2)}(0) = X^{(2)}(0 = w - w) : E(w)E^*(w)$$

con  $E(w) = \varepsilon e^{(ikr - i\omega t)}$ .

La susceptibilidad no lineal  $X^{(2)}(0 = w - w)$  rige aquí la magnitud del efecto. (Shen, 1984)

La rectificación óptica no lineal puede utilizarse para diversas aplicaciones, como la generación de radiación de frecuencia en THz y la duplicación de frecuencias (Rice et al., 1994).

Esta técnica se ha utilizado en muchas áreas de investigación, como la obtención de imágenes, la espectroscopia y la caracterización de materiales.

## Metodología

El sistema que proponemos puede verse a detalle en la [Figura 11](#), en el que se indican las proporciones del mismo.

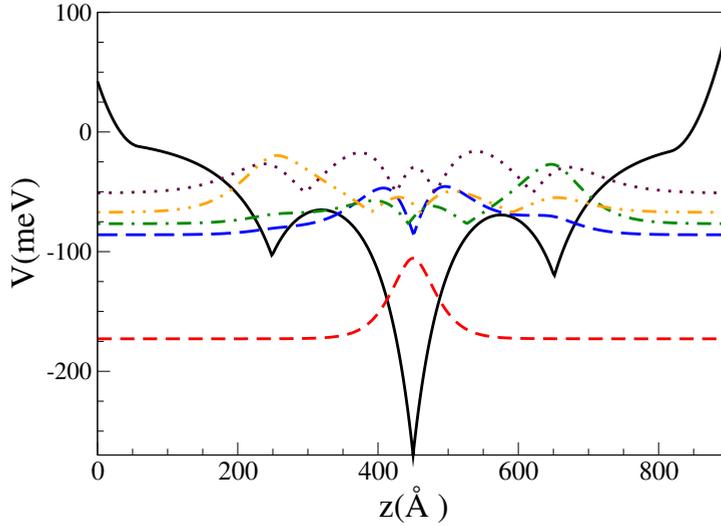


Figura 11. Perfil de potencial del TRIPLE- $\delta$ -MIGFET

Los parámetros considerados para la [Figura 11](#) en su estructura electrónica son: **1)** El alto del potencial de contacto de la izquierda (derecha) es 50 meV (100 meV). Perfil de potencial (línea sólida) y el cuadrado de sus funciones de ondas (líneas segmentadas y puntadas). **2)** Las densidades de los pozos son  $N_{2d}^L = 2.0 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ,  $N_{2d}^C = 7.5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ,  $N_{2d}^R = 2.5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ , la densidad del bulto es  $N_{3D} = 1.0 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , **3)** el tamaño del dispositivo es  $L = 90 \text{ nm}$ , **4)** la distancia entre el contacto metálico-semiconductor de la izquierda (derecha) y el pozo delta dopado de la izquierda (derecha) es 25 nm y finalmente **5)** la posición del pozo delta dopado central está localizado en 45 nm.

La [Figura 11](#) muestra un diagrama de nuestro sistema, con tres capas delta dentro de un bulto de GaAs. El Hamiltoniano de los electrones confinados en esta estructura puede escribirse como

$$\hat{H} = \left[ -\frac{\hbar}{2m_e^*} \frac{d^2}{dz^2} \right], \quad (1)$$

donde  $m_e^*$  es la masa efectiva del electrón,  $\hbar$  es la constante reducida de Planck.

Los perfiles de potencial de Schottky que describen los diferentes contactos metal-semiconductor son:

El primer potencial de contacto de la izquierda se describe con la expresión:

$$V_{Scho}^L(z) = \frac{2\pi e^2}{\epsilon_r} N_d (z - l_L)^2 \Theta(l_L - z) \quad (2)$$

y el potencial de contacto de la derecha:

$$V_{scho}^R(z) = \frac{2\pi e^2}{\epsilon_r} N_d (z - (L - l_R))^2 \Theta(z - (L - l_R)), \quad (3)$$

donde  $N_d$  es la densidad de impurezas del bulto;  $\Theta$  es la función escalón Heaviside,  $\epsilon_r$  es la constante de permitividad eléctrica del GaAs;  $l_L$  ( $l_R$ ) es la distancia de agotamiento debido al contacto de la izquierda (derecha) y  $L$  es la distancia entre los dos contactos metálicos, en otra palabras es el tamaño (ancho) total del transistor.

$$l_L = \sqrt{\frac{\epsilon_r V_{CL}}{2\pi e^2 N_d}} \quad (4)$$

y

$$l_R = \sqrt{\frac{\epsilon_r V_{CR}}{2\pi e^2 N_d}}. \quad (5)$$

Aquí  $V_{CL}$  ( $V_{CR}$ ) es el voltaje de contacto izquierdo (derecho).

Los potenciales de los pozos delta dopados en el TRIPLE- $\delta$ -MIGFET están descritos por la aproximación de Thomas-Fermi y denominado potencial de Ioratti.

Por consiguiente, el potencial que describe el pozo  $\delta$ -dopado de la izquierda y localizado en la posición  $d_L$  es

$$V_n^L(z) - E_f = -\frac{\alpha_n^2}{(\alpha_n|z - d_L| + z_{0n}^L)^4}, \quad (6)$$

donde,  $\alpha_n = 2/(15\pi)$  y  $z_{0n}^L = (\alpha_n^3/\pi N_{2d}^L)^{1/5}$ .  $N_{2d}^L$  es la densidad de impurezas bidimensional del pozo cuántico dopado de tipo  $n$  y  $E_f$  es el nivel de Fermi.

El potencial que describe el perfil central localizado en  $L/2$  es:

$$V_n^C(z) - E_f = -\frac{\alpha_n^2}{(\alpha_n|z - L/2| + z_{0n}^C)^4}, \quad (7)$$

con  $z_{0n}^C = (\alpha_n^3/\pi N_{2d}^C)^{1/5}$  y  $N_{2d}^C$  es la densidad del pozo central cuántico dopado de tipo  $n$ .

El ultimo potencial  $\delta$ -dopado de la derecha y posicionado en  $L - d_R$  es

$$V_n^R(z) - E_f = -\frac{\alpha_n^2}{(\alpha_n|z - (L - d_R)| + z_{0n}^R)^4}, \quad (8)$$

de la misma manera  $z_{0n}^R$  representa  $(\alpha_n^3/\pi N_{2d}^R)^{1/5}$  y  $N_{2d}^R$  es la densidad del pozo cuántico dopado de la derecha tipo  $n$ .

Finalmente, el potencial total que describe a la estructura cuántica del TRIPLE- $\delta$ -MIGFET es

$$V(z) = V_{Sho}^L(z) + V_n^L(z) + V_n^C(z) + V_n^R(z) + V_{Sho}^R(z), \quad (9)$$

cabe mencionar que se asume que el nivel de Fermi en el GaAs está en el fondo, cerca de la banda de conducción  $E_f=0$ .

Ahora, como el potencial total del sistema esta definido, se calcularán los autovalores y las autofunciones con la ecuación de Schrödinger:

$$-\frac{\hbar^2}{2m_e^*} \frac{d^2 F_i(z)}{dz^2} + V(z)F_i(z) = E_i F_i(z), \quad (10)$$

donde  $F_i(z)$  ( $E_i$ ) es la  $i$ -ésima autofunción (autovalor) del delta-dopaje de tipo  $n$  respectivamente. Teniendo la estructura electrónica y partiendo de la teoría de matriz de densidad es posible determinar las propiedades electrónicas del dispositivo. Empezando por el cambio en el índice de refracción lineal ( $\Delta n^1/n_r$ ) y no lineal ( $\Delta n^3/n_r$ ) como se ve en Kuhn et al. (1991).

Para una estructura cuántica es con la siguiente relación:

$$\Delta n^1(\omega)/n_r = \frac{1}{2n_r^2 \epsilon_0} \left( \frac{m^* k_B T}{L_w \pi \hbar^2} \right) \ln \left\{ \frac{1 + \exp[(E_F - E_i)/k_B T]}{1 + \exp[(E_F - E_f)/k_B T]} \right\} \times \frac{\Delta E - \hbar\omega}{(\Delta E - \hbar\omega)^2 + (\hbar/\tau_{in})^2}, \quad (11)$$

$$\Delta n^3(\omega, I)/n_r = -\frac{1}{2n_r^2 \epsilon_0} \left( \frac{I}{2\epsilon_0 n_r c} \right) \left( \frac{m^* k_B T}{L_w \pi \hbar^2} \right) \ln \left\{ \frac{1 + \exp[(E_F - E_i)/k_B T]}{1 + \exp[(E_F - E_f)/k_B T]} \right\} \times \frac{|M_{fi}|^2}{\left[ (\Delta E - \hbar\omega)^2 + (\hbar/\tau_{in})^2 \right]^2}, \quad (12)$$

y el cambio en el índice de refracción total es:

$$\Delta n^{Tot}(\omega)/n_r = \Delta n^1(\omega)/n_r + \Delta n^3(\omega)/n_r. \quad (13)$$

En donde  $\omega$  representa la frecuencia del fotón incidente en el sistema,  $n_r$  es el índice de refracción,  $\epsilon_0$  la permitividad eléctrica,  $m^*$  es la masa efectiva de los electrones en el semiconductor,  $k_B$  es la constante de Boltzmann,  $T$  representa la temperatura y  $L_w$  es la extensión espacial efectiva de los electrones en las subbandas.

$E_F$  representa la energía de Fermi,  $E_i$  es la energía del estado inicial mientras que  $E_f$  es la energía del estado final, asimismo  $\Delta E = E_f - E_i$ . Por otro lado,  $\tau_{in}$  representa el tiempo de relajación intra-subbanda (con un valor de 0.14 ps para nuestros cálculos (Ahn & Chuang, 1987)),  $I$  intensidad del láser incidente,  $|M_{fi}|$  los elementos de matriz, mismo que se definen como:

$$|M_{fi}| = |q| \int_{-L/2}^{L/2} \phi_f^*(z) z \phi_i(z) dz \quad (14)$$

en la ecuación 14,  $\phi_i(z)$  ( $\phi_f(z)$ ) representa la función de onda del estado inicial (final), mientras que  $q$  es la carga del electrón (Ahn & Chuang, 1987).

La siguiente propiedad óptica estudiada en esta investigación es el coeficiente absorción lineal ( $\alpha^1$ ), no lineal ( $\alpha^3$ ) y ( $\alpha^{Tot}$ ) total. Estos coeficientes se expresan de la siguiente forma:

$$\alpha^1(\omega) = \omega \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon_R}} \left( \frac{m^* k_B T}{L_w \pi \hbar^2} \right) \ln \left\{ \frac{1 + \exp[(E_F - E_i)/k_B T]}{1 + \exp[(E_F - E_f)/k_B T]} \right\} \times \frac{|M_{fi}|^2 (\hbar/\tau_{in})}{(E_f - E_i - \hbar\omega)^2 + (\hbar/\tau_{in})^2} \quad (15)$$

$$\alpha^3(\omega, I) = -\omega \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon_r}} \left( \frac{I}{2\epsilon_0 n_r c} \right) \left( \frac{m^* k_B T}{L_w \pi \hbar^2} \right) \ln \left\{ \frac{1 + \exp[(E_F - E_i)/k_B T]}{1 + \exp[(E_F - E_f)/k_B T]} \right\} \times \frac{|M_{fi}|^2 (\hbar/\tau_{in})}{[(E_f - E_i - \hbar\omega)^2 + (\hbar/\tau_{in})^2]^2} \quad (16)$$

$$\times \left[ 4|M_{fi}|^2 - \frac{|M_{ff} - M_{ii}|^2 \{(E_f - E_i - \hbar\omega)^2 - (\hbar\omega)^2\}}{(E_f - E_i)^2 + (\hbar/\tau_{in})^2} \right]$$

El coeficiente de absorción óptico total  $\alpha^{Tot}$  es el resultado de la suma de términos lineales y no lineales [ $\alpha^1(\omega) + \alpha^3(\omega, I)$ ] (Ahn & Chuang, 1987) (Ozturk & Sokmen, 2007).

Para la evaluación del coeficiente de la rectificación óptica no lineal (NOR, por sus siglas en inglés,  $\chi_0^{(2)}$  como símbolo) solo consideraremos la transición de energía principal (del estado fundamental al primer estado excitado). Fue obtenida mediante el formalismo de matriz de densidad compacta, el coeficiente correspondiente está definido por Rosencher y Bois (1991) como:

$$\chi_0^{(2)} = \frac{4e^3 \rho_{01}}{\epsilon_0 \hbar^2} M_{01}^2 \delta_{01} \frac{\omega_{10}^2 [1 + \frac{\Gamma_2}{\Gamma_1}] + (\omega^2 + \Gamma_2^2) [\frac{\Gamma_2}{\Gamma_1} - 1]}{[(\omega_{10} - \omega)^2 + \Gamma_2^2][(\omega_{10} + \omega)^2 + \Gamma_2^2]} \quad (17)$$

Las expresiones para las susceptibilidades a la generación del segundo armónico (SHG, por sus siglas en inglés,  $\chi_{2\omega}^{(2)}$  como símbolo) y la generación del tercer armónico (THG, por sus siglas en inglés,  $\chi_{3\omega}^{(3)}$  como símbolo) se muestran en las ecuaciones 18 y 19 respectivamente, con la polarización de la radiación tomada en la dirección  $z$ . En este caso para SHG y THG, la estructura energética debería constar de tres y cuatro niveles, respectivamente. Estos niveles se pueden ajustar mediante parámetros geométricos, ajustes compositivos o campos aplicados externos. Estos coeficientes trabajados por Durmuslar et al. (2020), Mora-Ramos et al. (2012), Rosencher y Bois (1991) y Wang (2005) están dados como:

$$\chi_{2\omega}^{(2)} = \frac{e^3 \rho_{01}}{\epsilon_0 \hbar^2} \frac{M_{01} M_{12} M_{20}}{(\omega - \omega_{10} - i\Gamma_3)(2\omega - 2\omega_{20} - i\Gamma_3)} \quad (18)$$

$$\chi_{3\omega}^{(3)} = \frac{e^4 \rho_{03}}{\epsilon_0 \hbar^3} \frac{M_{01} M_{12} M_{23} M_{30}}{(\omega - \omega_{10} - i\Gamma_3)(2\omega - \omega_{20} - i\Gamma_3)(3\omega - \omega_{30} - i\Gamma_3)} \quad (19)$$

donde  $M_{ij} = \langle \phi_i | z | \phi_j \rangle$ , ( $i, j = 0, 1, 2, 3$ ) son elementos de matriz no diagonales relacionados con el operador de momento dipolar y  $\delta_{01} = |M_{00} - M_{11}|$ ,  $\omega_{ij} = (E_i - E_j)/\hbar$  es la frecuencia de transición.

El termino  $\Gamma_k = 1/T_k$ , con  $(k = 1, 2, 3)$ , indica la tasa de relajación relacionada con la duración de la transición de los electrones, y la cantidad  $\rho_{0i} = \rho_0 - \rho_1$ ,  $(i = 1, 3)$  representa la diferencia entre la densidad de electrones que participan en la transición y viene dada por Durmuslar et al. (2020) y la expresa así:

$$\rho_{0i} = \frac{m^* k_B T}{\pi \hbar^2 L_w} \ln \left\{ \frac{1 + \exp[(E_F - E_0)/k_B T]}{1 + \exp[(E_F - E_i)/k_B T]} \right\} \quad (20)$$

Otra vez,  $E_f$  es la energía de Fermi,  $k_B$  es la constante de Boltzmann,  $T$  es la temperatura y  $L_w$  es la extensión espacial efectiva de los electrones en las subbandas. Finalmente, a baja temperatura ( $T \simeq 4\text{K}$ ) la diferencia de densidades de electrones entre los niveles de salida y el nivel de fundamental viene dada por:

$$\rho_{0i} = \frac{m^*}{\pi \hbar^2 L_w} (E_i - E_0). \quad (21)$$

En los cálculos numéricos que se fueron iterando con nuestro sistema, utilizamos  $m^* = 0,067m_0$  (donde  $m_0$  es la masa del electrón libre),

$$L_w = 150 \text{ \AA}, \Gamma_1 = 1.0 \text{ THz}, \Gamma_2 = 5.0 \text{ THz} \text{ y } \Gamma_3 = 7.0 \text{ THz}.$$

## Resultados y Discusiones

Los parámetros estructurales del transistor TRIPLE- $\delta$ -MIGFET son:  $l=25$  nm es la interdistancia entre los pozos delta,  $N_{2D}=1,5 \times 10^{12}/\text{cm}^2$  la densidad bidimensional de pozo delta de la izquierda,  $N_{2D} = 2,5 \times 10^{12}/\text{cm}^2$  el de la derecha y  $N_{2D} = 7,5 \times 10^{12}/\text{cm}^2$  la densidad del pozo central.  $N_{3D}=10^{18}/\text{cm}^3$  es la densidad del bulto,  $\epsilon = 12,5$  la constante dieléctrica,  $m_e = 0,067m_0$  es la masa efectiva del GaAs y  $m_0$  es la masa del electrón libre,  $I=0.1$  MW/cm<sup>2</sup> es la intensidad del fotón incidente.

Se investigó el efecto de los potenciales de contacto, la aplicación del campo eléctrico externo, magnético sobre las propiedades ópticas del TRIPLE- $\delta$ -MIGFET. En particular se analizará el impacto de estos efectos externos sobre coeficiente de absorción, cambio del índice de refracción, rectificación óptica no lineal y la generación de segundo y tercer armónico.

En primera instancia se va a analizar las propiedades del coeficiente de absorción debajo de los efectos externos.

Se presenta en la [Figura 12](#), que ilustra la variación del coeficiente de absorción, bajo tres diferentes efectos externos. Es evidente que el efecto del potencial de contacto del lado derecho es prácticamente insignificante en comparación con los efectos del campo eléctrico y del campo magnético (ver [Figura 12 a](#)). Es relevante destacar que el aumento del campo eléctrico de 5 a 10 kV/cm ocasiona un desplazamiento hacia el infrarrojo y una disminución en el pico del coeficiente de absorción. Asimismo, al intensificar el campo eléctrico a 20 kV/cm, se observa una reducción de casi un orden de magnitud y un desplazamiento significativo hacia el infrarrojo en el coeficiente de absorción. Este comportamiento asimétrico en cuanto al aumento del

potencial, junto con la contribución sustancial del potencial lineal del campo eléctrico, conduce a una disminución en el potencial de confinamiento en el pozo.

En la [Figura 12 a](#)), podemos observar la tendencia que presenta el transistor conforme se aumenta el voltaje de contacto derecho, hay un aumento directamente proporcional del coeficiente de absorción y también un desplazamiento hacia el azul. Cuando se aumenta el potencial de contacto no afecta significativamente el fondo de los pozos cuánticos del sistema, y por ende, los dos niveles energéticos se verán afectados tenuemente. Cuando se aumenta el potencial de contacto no afecta significativamente el fondo de los pozos cuánticos del sistema.

Por otro lado, el crecimiento parabólico del campo magnético refuerza el confinamiento en los pozos del dispositivo, lo que da lugar a una mayor separación energética entre el nivel de estado fundamental y el primer nivel excitado. En el caso del campo magnético aplicado (consultar [Figura 12 b](#))), se aprecia un desplazamiento y un aumento en los picos del coeficiente de absorción. Estos fenómenos se deben principalmente a dos factores: en primer lugar, el incremento en la energía de separación entre los niveles como resultado del confinamiento provocado por el campo magnético; en segundo lugar, el aumento en la amplitud de los picos se debe a la contribución significativa de la energía de separación.

En la [Figura 12 c](#)), el dispositivo presenta el efecto del campo eléctrico con un corrimiento hacia el infrarrojo, con una reducción de la amplitud/pico del coeficiente de absorción. Esto debido principalmente a la reducción del confinamiento de los pozos por el potencial producido por el campo eléctrico, generando una reducción de la energía de separación entre los estados  $E_0$  y  $E_1$ .

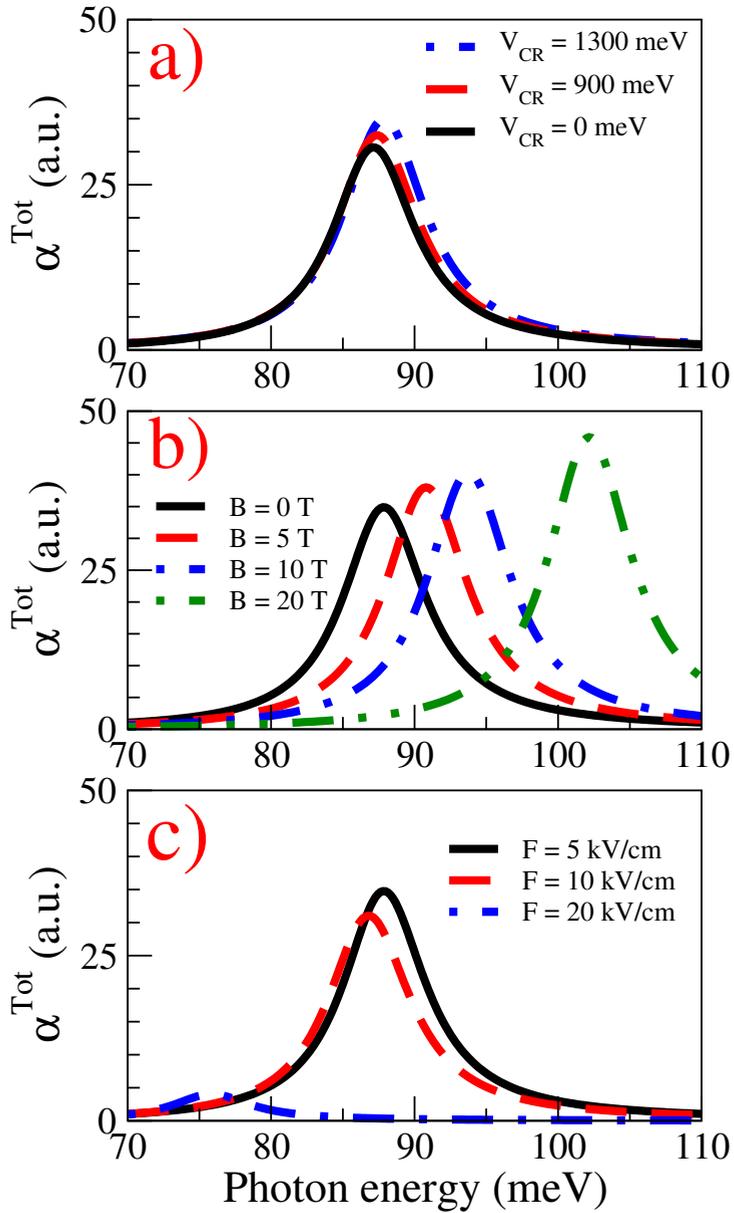


Figura 12. Coeficiente de absorción en función de la energía del fotón incidente para diferentes parámetros.

Además, propicia una disminución del solapamiento entre las dos funciones de onda. Se puede observar que el valor mayor lo provee un aumento del campo magnético a 20 T, y el punto mas bajo lo da el aumento de campo eléctrico. Se espera ver esta tendencia en todos los efectos ópticos.

Las propiedades del cambio índice de refracción debajo de los efectos externos se observan en la [Figura 13](#), que muestra la variación del índice de refracción total bajo la influencia de los campos eléctrico, magnético y del potencial de contacto. Cabe destacar, que para modular estas dos propiedades ópticas, se recomienda experimentalmente el uso del campo eléctrico en lugar del campo magnético, debido al orden de magnitud de los efectos observados en estos dispositivos optoelectrónicos.

En la [Figura 13 a\)](#), podemos observar la tendencia al aumentar el voltaje de contacto derecho, hay un aumento de la magnitud del cambio de índice de refracción en los mínimos y máximos de sus parábolas, también un desplazamiento ligero hacia el azul.

En la [Figura 13 b\)](#), la tendencia de la magnitud del campo magnético induce un decremento muy ligero del cambio de índice de refracción y también un desplazamiento notable hacia el azul.

En la [Figura 13 c\)](#) al aumentar la magnitud del campo eléctrico hay un decremento considerable del índice de refracción y también un desplazamiento digno de mencionar hacia el rojo.

Esto debido también a la reducción del confinamiento de los pozos por el potencial producido por el campo eléctrico, generando una reducción de la energía de separación entre los estados  $E_0$  y  $E_1$ . Además, se propicia una disminución del solapamiento entre las dos funciones de onda.

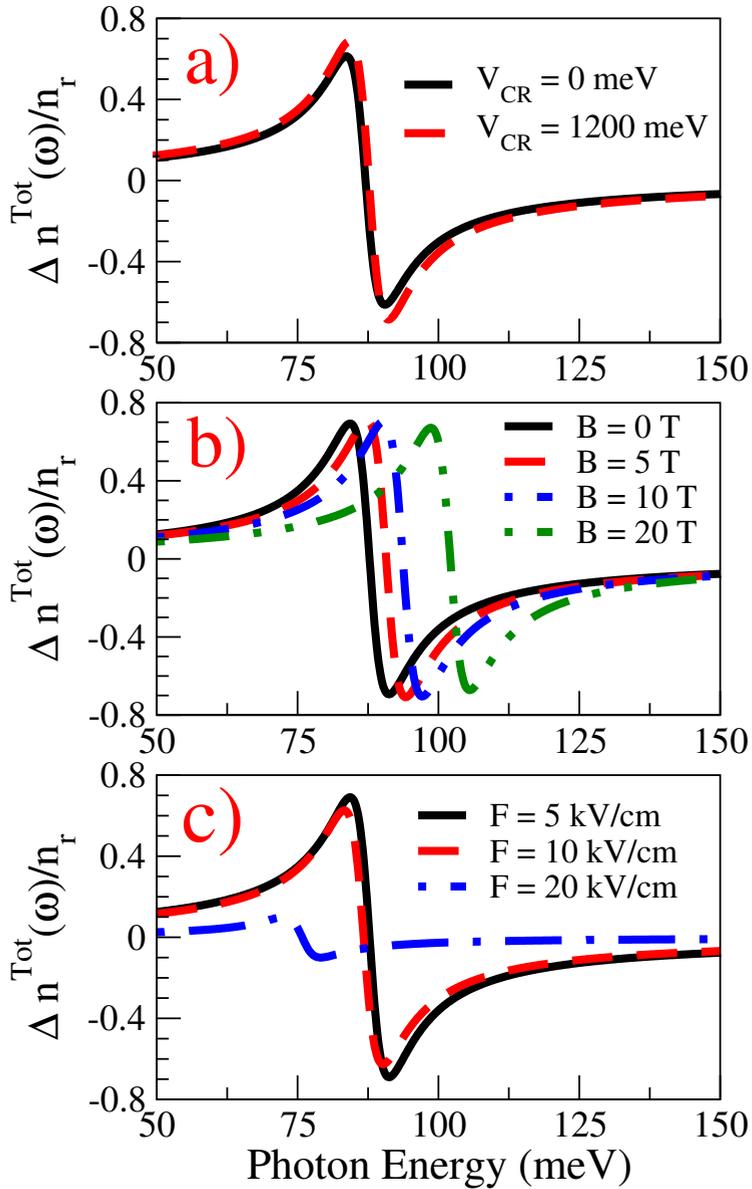


Figura 13. Cambio de índice de refracción total en función de la energía del fotón incidente para diferentes parámetros.

Otra propiedad óptica de gran importancia experimental es la rectificación óptica no lineal. Al igual que en las dos propiedades ópticas mencionadas anteriormente, se analiza el impacto de los efectos externos sobre la rectificación óptica no lineal (ver [Figura 14](#)). A diferencia del coeficiente de absorción, este coeficiente óptico disminuye con el aumento del campo magnético, esta tendencia se atribuye a la disminución del elemento de matriz. (Ver [ecuación \(17\)](#)) Cualitativamente, se observa que el coeficiente tiende a ser proporcional al elemento de matriz cuando la energía de separación es máxima. En otras palabras, al aumentar la intensidad del campo magnético, el elemento de matriz se reduce y la energía de separación aumenta. Como se mencionó previamente, en campos magnéticos fuertes, el coeficiente tiende a ser proporcional al elemento de matriz, lo que conduce a un desplazamiento hacia energías más altas. Es relevante agregar que el potencial de contacto ejerce un efecto significativo en la amplitud de este coeficiente.

En la [Figura 14 a](#)), podemos observar la tendencia que al aumentar el voltaje de contacto derecho, hay un decremento notable de la magnitud de la rectificación óptica no lineal, también un desplazamiento muy ligero hacia el azul del espectro visible.

En la [Figura 14 b](#)), la tendencia al aumentar la magnitud del campo magnético se ve cuando hay un decremento considerable de la rectificación óptica no lineal y también un desplazamiento destacable hacia el azul.

En la [Figura 14 c](#)), el dispositivo presenta una tendencia particular conforme se aumenta la magnitud del campo eléctrico, hay un mejoramiento considerable de la rectificación óptica no lineal y también un desplazamiento considerable hacia el rojo.

Se puede observar que el pico mayor se encuentra al no inferir ningún campo externo en el b) y el pico menor se encuentra al aumentar bastante el voltaje de contacto derecho. Se están rompiendo un poco la tendencia descrita en el análisis del coeficiente de absorción.

Otra propiedad óptica de gran importancia experimental es la rectificación óptica no lineal. Al igual que en las dos propiedades ópticas mencionadas anteriormente, se analiza el impacto de los efectos externos sobre la rectificación óptica no lineal (consultar [Figura 14](#)). A diferencia del coeficiente de absorción, este coeficiente óptico disminuye con el aumento del campo magnético, y esta tendencia se atribuye a la disminución del elemento de matriz. Cualitativamente, se observa que el coeficiente tiende a ser proporcional al elemento de matriz cuando la energía de separación es máxima. En otras palabras, al aumentar la intensidad del campo magnético, el elemento de matriz se reduce y la energía de separación aumenta. Como se mencionó previamente, en campos magnéticos fuertes, el coeficiente tiende a ser proporcional al elemento de matriz, lo que conduce a un desplazamiento hacia energías más altas.

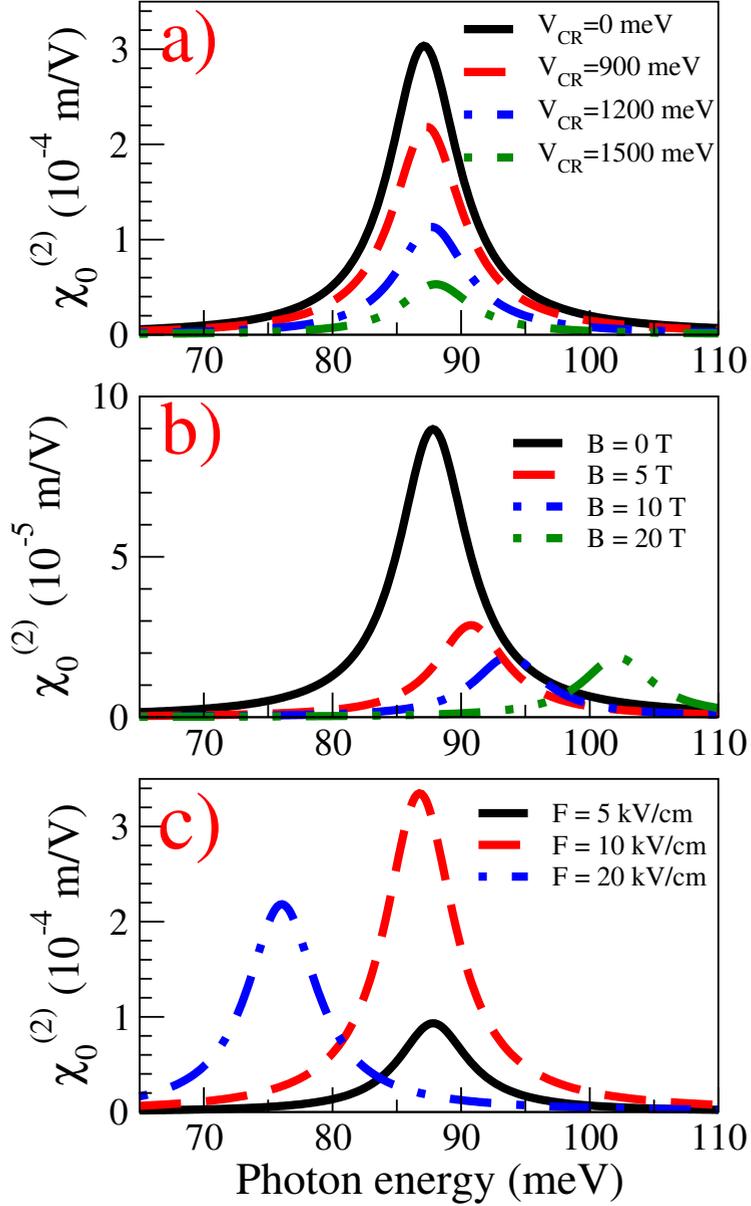


Figura 14. Rectificación óptica no lineal en función de la energía del fotón incidente para diferentes parámetros.

Con respecto al coeficiente SHG, los resultados se muestran en la [Figura 15](#). De la [ecuación \(18\)](#), se observa que depende de las frecuencias resonantes dobles  $\omega_{20}$  y  $\omega_{10}$  y del producto de los elementos de la matriz dipolar  $M_{01}M_{12}M_{20}$ . La primera frecuencia ( $\omega_{20}$ ) depende de la separación de los niveles de energía entre subbandas del estado base ( $E_0$ ) y la segunda energía del estado excitado ( $E_2$ ) está determinada fundamentalmente por el comportamiento de la función de onda. En particular, si las funciones de onda se vuelven espacialmente simétricas, el elemento de la matriz  $M_{20}$  es cero, implicando al SHG también de cancelarse. Vale la pena recordar que el primer pico del SHG corresponde a la energía  $E_{20}/2$  y el segundo pico oprimido de la derecha a  $E_{10}$ . Con el objetivo de tener mejor manifestación del SHG se requiere principalmente que las frecuencias de resonancia coincidir  $\omega_{20}/2 = \omega_{10}$  es decir cumplir con esta condición:  $E_{10} = E_{20}/2$ . En otras palabras, esta propiedad se traduce por un solo pico en el SHG (el lugar de dos picos).

En esta [Figura 15](#) tratamos en analizar los efectos externos que controlan y contribuyen en la mejora del SHG. Donde se representa el efecto del potencial de contacto de la derecha y la aplicación del campo magnético y eléctrico sobre el dispositivo deltaico. Se observa que el potencial de contacto y el campo magnético inducen un desplazamiento con reducción de los picos del SHG, un comportamiento completamente diferente del efecto del campo eléctrico externo.

En la configuración particular, para un campo magnético aplicado [Figura 15 b](#)), la primera señal del SHG se ubica en  $\hbar\omega = 58$  meV y tiene una magnitud de  $3 \times 10^{-6}$  m/V, mientras que el segundo pico es para una energía del fotón incidente de 86 meV y la señal es más apremia, con una amplitud de  $1.6 \times 10^{-6}$  m/V. En general, a medida que el campo magnético se activa para los valores 0, 5, 10 y 20 T, el primer y segundo pico de SHG experimentan un desplazamiento hacia el azul monótono, así como una disminución en sus valores máximos de los picos. Resultados similares han sido observados en pozos delta dopados dobles debajo un campo magnético (Yesilgul et al., [2016](#)).

En el caso particular, cuando el campo magnético es de 20 T, el primer (segunda) pico tiene lugar para una energía de fotón incidente de aproximadamente 78 meV (100 meV), mientras que su magnitud máxima es  $0.8 \times 10^{-6}$  m/V ( $0.4 \times 10^{-6}$  m/V). Esto significa que las señales SHG están desplazadas hacia el azul aproximadamente 20 meV y se atenúan prácticamente en un 70 % a medida que el campo magnético va desde cero hasta 20 T.

Una propiedad muy importante a señalar que, en el caso particular de los valores del campo magnético aquí considerado, las frecuencias de resonancia dobles  $\omega_{20}/2$  y  $\omega_{10}$  no coinciden ( $E_{20}/2$  diferente de  $E_{10}$ ), en consecuencia, no tenemos un solo pico SHG. También es importante enfatizar que además de que las funciones de onda no se vuelven simétricas a medida que el campo magnético aumenta, la multiplicación de los elementos de la matriz dipolar  $M_{01}M_{12}M_{20}$  disminuye monótonamente porque la modificación inducida por el campo del potencial de confinamiento a lo largo de la dirección del crecimiento reduce las contribuciones al  $M_{ij}$  provenientes de valores mayores de  $z$ .

En conclusión, la aplicación del campo magnético reduce los picos de los SHG con un desplazamiento hacia altas energías, mientras la aplicación del campo eléctrico mejora el SHG acompañado por un desplazamiento hacia bajas energías. Por ultimo ningún efecto externo contribuye a la reconocía para maximizar el SHG.

En la [Figura 15 b\)](#), la tendencia que presenta el transistor conforme se aumenta la magnitud del campo magnético, hay una disminución considerable de la generación del segundo armónico y también un desplazamiento considerable hacia el azul del espectro visible.

En la [Figura 15 c\)](#), el transistor presenta una tendencia extraña conforme se aumenta la magnitud del campo eléctrico, hay un aumento considerable de la generación del segundo armónico y también un desplazamiento notable hacia el rojo del espectro visible.

Se puede observar que el pico mayor se encuentra al no inferir ningún efecto externo en el [a\)](#) y el pico menor se encuentra al aumentar bastante el campo magnético. Se sigue rompiendo la tendencia descrita en el análisis del coeficiente de absorción.

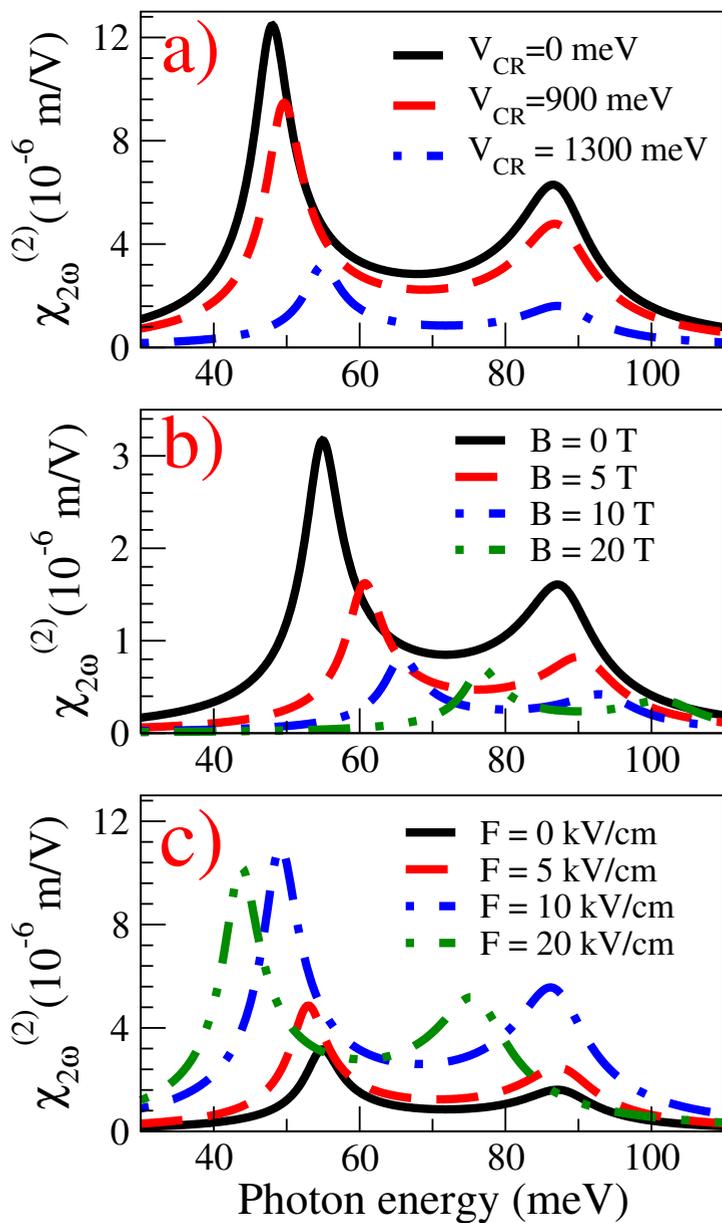


Figura 15. Generación del segundo armónico en función de la energía del fotón incidente para diferentes parámetros.

Por último, las propiedades de la generación del tercer armónico debajo de los efectos externos. Investigamos el impacto de los campos eléctricos, magnéticos aplicados y el potencial de contacto sobre los coeficientes de THG.

La **Figura 16** presenta el comportamiento del THG en función de la energía del fotón incidente con el campo eléctrico.

Estos son los parámetros considerados en este estudio: **a)** Voltaje de contacto derecho  $V_{CR} = 0, 900, 1300, 1500$  meV. Con  $V_{CL} = 500$  meV,  $B = 0$  T y  $F = 0$  kV/cm. **b)** Intensidades de campo magnético  $B=0, 5, 10$  y  $20$  T. Con  $V_{CR} = 1300$  meV,  $V_{CL} = 500$  meV y  $F = 0$  kV/cm. **c)** Magnitudes de campo eléctrico  $F = 5, 10$  y  $20$  kV/cm. Con  $V_{CL} = 500$  meV,  $V_{CR} = 1300$  meV y  $B = 0$  T.

En la **Figura 16 a)**, podemos observar la tendencia que presenta el transistor conforme se aumenta el voltaje de contacto derecho, hay un aumento destacable de la magnitud de la generación del tercer armónico, también un desplazamiento hacia el azul del espectro visible.

En la **Figura 16 b)**, la tendencia que presenta el transistor conforme se aumenta la magnitud del campo magnético, hay una disminución considerable de la generación del tercer armónico, pero después aumenta de nuevo y también un gran desplazamiento hacia el azul del espectro visible.

En la **Figura 16 c)**, el transistor presenta una tendencia extraña conforme se aumenta la magnitud del campo eléctrico, hay una disminución considerable de la generación del tercer armónico y también un desplazamiento hacia energías bajas.

Recordamos que los picos principal y secundario que se ven en la [Figura 16](#) corresponden a las energías de resonancia  $E_{30}/3$  y  $E_{20}/2$ , respectivamente. Queremos aclarar que el tercer pico de resonancia que corresponde a la energía  $E_{10}$  está muy oprimido (ausente) para todos los valores de campo eléctrico estudiados.

En otras palabras el THG para el pico resonante en las energías de los fotones incidentes ( $E_{10} = E_1 - E_0$ ) tendrá como denominador  $-i\Gamma_3(2\omega_{10} - \omega_{20} - i\Gamma_3)(3\omega_{10} - \omega_{30} - i\Gamma_3)$ . Donde será lo suficientemente grande como para que se suprime el THG en la tercera energía de resonancia.

Por otro lado, se nota que con el fortalecimiento los efectos externos, las principales posiciones de los picos de THG se mueven con modificación de sus amplitudes. En el caso del campo magnético (ve figura 16 b)) un amplio desplazamiento hacia energías de fotones más altas con una reducción gradual de sus amplitudes. A diferencia de los efectos del campo eléctrico y el potencial de contacto (ve figura 16 a) y c)), el pico dominante casi estático con una fluctuación de su amplitud.

Se puede notar que en la [Figura 16](#) c) que la separación energética entre el pico principal y secundario del THG contra la energía del fotón incidente se disminuye con el efecto del campo eléctrico. Esta separación está bien notada si comparamos la THG del  $F=0$  kV/cm (línea sólida en negro) y  $F=20$  kV/cm (línea no sólida en color verde). Es decir, uno puede esperar que los dos picos (picos correspondientes a  $E_{30}/3$  y  $E_{20}/2$ ) coincidan si la aplicación del campo eléctrico aumenta más que 20 kV/cm. Este resultado a esperar, porque se sabe el campo eléctrico contribuye más a intensificar la asimetría del perfil de potencial, por ende, mejorar el THG.

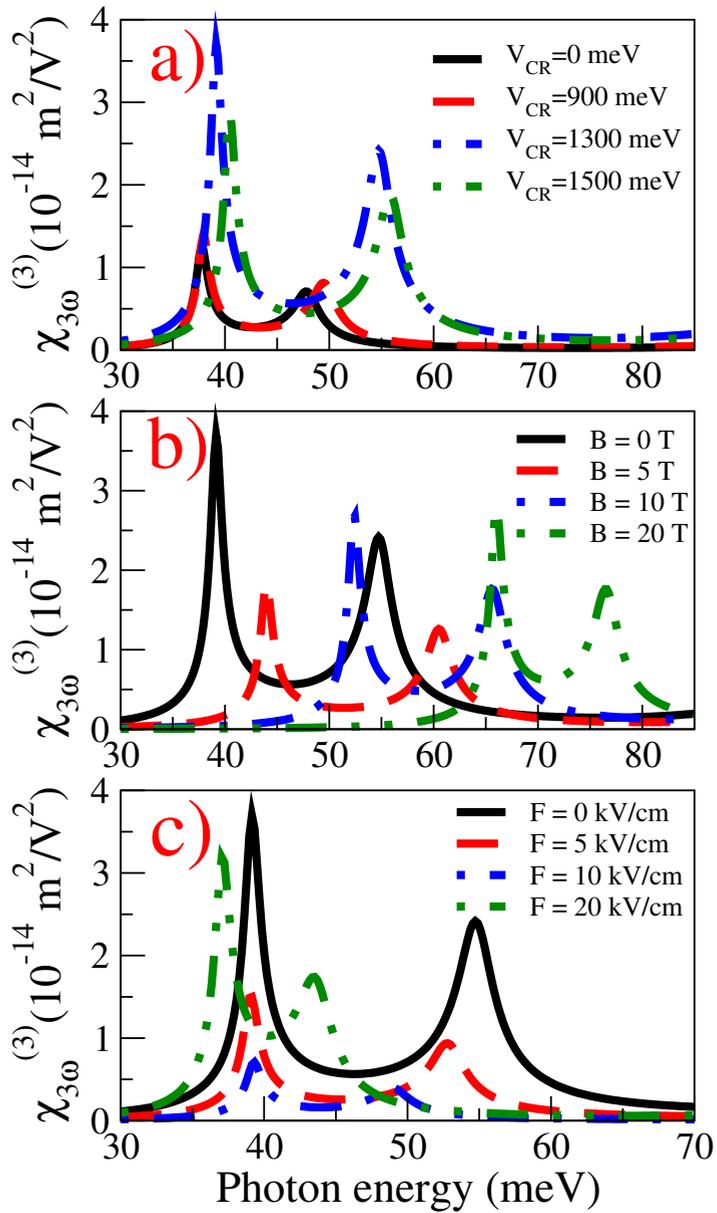


Figura 16. **Generación del tercer armónico** en función de la energía del fotón incidente para diferentes parámetros.

## Conclusiones

Esta tesis ha explorado el perfil de potencial de un nuevo dispositivo electrónico llamado TRIPLE- $\delta$ -MIGFET, profundizando en sus propiedades ópticas bajo el efecto de los campos eléctricos y magnéticos. La investigación demuestra que el TRIPLE- $\delta$ -MIGFET exhibe mejoras significativas y un comportamiento controlable en su coeficiente de absorción, cambio de índice de refracción, rectificación óptica no lineal y la generación de segundo y tercer armónicos. Donde, se ha logrado demostrar que se pueden modular todas las propiedades ópticas, además, controlar los picos ópticos fundamentales hacia el azul (frecuencias o energías altas) tanto como a rojo (frecuencias o energías bajas).

La capacidad de manipular las propiedades ópticas del TRIPLE- $\delta$ -MIGFET mediante estímulos externos lo sitúa como un candidato prometedor para el desarrollo de sensores y moduladores en diversas industrias. Su potencial va más allá de las aplicaciones tradicionales, e incluso promete avances en tecnologías de vanguardia como las telecomunicaciones 6G operadas en terahertz.

La investigación aquí presentada ha explorado los principios fundamentales que rigen el funcionamiento de los MIGFET, ahondando en la intrincada interacción entre su arquitectura multipuerta y el control resultante sobre el transporte de electrones.

El viaje hacia el aprovechamiento de todo el potencial de los MIGFET no es una mera búsqueda académica; representa un paso significativo hacia un futuro más sostenible, interconectado y tecnológicamente avanzado.

Aunque es necesario seguir investigando para optimizar el dispositivo y explorar todo su potencial, el TRIPLE- $\delta$ -MIGFET

representa un importante paso adelante en el desarrollo de dispositivos optoelectrónicos.

En conclusión, esta tesis no sólo presenta el potencial del TRIPLE- $\delta$ -MIGFET, sino que también pone en evidencia la continua evolución del campo de la optoelectrónica. A medida que la investigación en este campo siga floreciendo, podemos anticipar descubrimientos aún más revolucionarios que redefinirán la forma en que interactuamos con la tecnología y el mundo que nos rodea.

# Bibliografía

- Ahn, D., & Chuang, S.-I. (1987). Calculation of linear and nonlinear intersubband optical absorptions in a quantum well model with an applied electric field. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 23(12), 2196-2204.
- Amarò, L., Hills, G., Gaillardon, P.-E., Mitra, S., & De Micheli, G. (2015). Multiple Independent Gate FETs: How many gates do we need? *The 20th Asia and South Pacific Design Automation Conference*, 243-248. <https://doi.org/10.1109/ASPDAC.2015.7059012>
- Bolívar, G. (2022). Sulfuro de zinc (ZnS). *Lifeder*. <https://www.lifeder.com/sulfuro-de-zinc/>
- Campione, S., Benz, A., Sinclair, M. B., Capolino, F., & Brener, I. (2014). Second harmonic generation from metamaterials strongly coupled to intersubband transitions in quantum wells. *Applied Physics Letters*, 104(13), 131104. <https://doi.org/10.1063/1.4870072>
- Capasso, F., Sirtori, C., & Cho, A. (1994). Coupled quantum well semiconductors with giant electric field tunable nonlinear optical properties in the infrared. *IEEE Journal of Quantum*

*Electronics*, 30(5), 1313-1326.

<https://doi.org/10.1109/3.303697>

Döhler, G. (1978). Ultrathin doping layers as a model for 2D systems. *Surface Science*, 73, 97-105. [https://doi.org/https://doi.org/10.1016/0039-6028\(78\)90475-2](https://doi.org/https://doi.org/10.1016/0039-6028(78)90475-2)

Donate, A. (2009). *Principios de Electricidad y Electrónica V*. Marcombo.

<https://books.google.com.mx/books?id=VjewlougrLcC>

Durmuslar, A. S., Mora-Ramos, M. E., & Ungan, F. (2020). Nonlinear optical properties of n-type asymmetric double-doped quantum wells: role of high-frequency laser radiation, doping concentration and well width. *The European Physical Journal Plus*, 135(5), 442.

Feynman, R., Leighton, R., & Sands, M. (2011). *The Feynman Lectures on Physics, Vol. III: The New Millennium Edition: Quantum Mechanics*. Basic Books. [https://books.google.com.mx/books?id=KsnbNL\\_rh04C](https://books.google.com.mx/books?id=KsnbNL_rh04C)

Floyd, T. L. (2008). *Dispositivos electrónicos*. PEARSON EDUCACIÓN.

Ghione, G. (2009). Semiconductores, aleaciones, heteroestructuras. En *Dispositivos Semiconductores para Optoelectrónica de Alta Velocidad* (pp. 1-51). Cambridge University Press. <https://doi.org/10.1017/CBO9780511635595.002>

Henini, M. (2012). *Molecular Beam Epitaxy: From Research to Mass Production*. Elsevier Science. <https://books.google.com.mx/books?id=OPZ5YGXpdC0C>

Kuhn, K. J., Iyengar, G. U., & Yee, S. (1991). Free carrier induced changes in the absorption and refractive index for intersubband

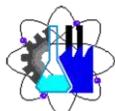
- optical transitions in  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  quantum wells. *Journal of Applied Physics*, 70(9), 5010-5017.
- Lundqvist, S., & March, N. (2013). *Theory of the Inhomogeneous Electron Gas*. Springer US. <https://books.google.com.mx/books?id=0gXyBwAAQBAJ>
- Martínez-Orozco, J., Rodríguez-Magdaleno, K., Suárez-López, J., Duque, C., & Restrepo, R. (2016). Absorption coefficient and relative refractive index change for a double  $\delta$ -doped GaAs MIGFET-like structure: Electric and magnetic field effects. *Superlattices and Microstructures*, 92, 166-173. <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/j.spmi.2016.02.034>
- Mathew, L., Du, Y., Thean, A.-Y., Sadd, M., Vandooren, A., Parker, C., Stephens, T., Mora, R., Rai, R., Zavala, M., Sing, D., Kalpat, S., Hughes, J., Shimer, R., Jallepalli, S., Workman, G., Zhang, W., Fossum, J., White, B., ... Mogab, J. (2004). CMOS Vertical Multiple Independent Gate Field Effect Transistor (MIGFET). *2004 IEEE International SOI Conference (IEEE Cat. No.04CH37573)*, 187-189. <https://doi.org/10.1109/SOI.2004.1391610>
- Mathew, L., Du, Y., Kaipat, S., Sadd, M., Zavala, M., Stephens, T., Mora, R., Rai, R., Becker, S., Parker, C., Sing, D., Shimer, R., Sanz, J., Thean, A., Prabhu, L., Moosa, M., Nguyen, B., Mogah, J., Workman, G., ... Fossum, J. (2005). Multiple independent gate field effect transistor (MIGFET) - multi-fin RF mixer architecture, three independent gates (MIGFET-T) operation and temperature characteristics. *Digest of Technical Papers. 2005 Symposium on VLSI Technology, 2005.*, 200-201. <https://doi.org/10.1109/.2005.1469267>

- Mora-Ramos, M., Duque, C., Kasapoglu, E., Sari, H., & Sökmen, I. (2012). Linear and nonlinear optical properties in a semiconductor quantum well under intense laser radiation: effects of applied electromagnetic fields. *Journal of luminescence*, *132*(4), 901-913.
- Na, K.-I., Eminente, S., Cristoloveanu, S., Mathew, L., Vandooren, A., Bae, Y.-H., & Lee, J.-H. (2007). Low Temperature Properties of Multi-Independent-Gate FET (MIGFET) Operating in Single-Gate and Double-Gate Modes. *ECS Transactions*, *6*(4), 185. <https://doi.org/10.1149/1.2728859>
- Noverola-Gamas, H., Gaggero-Sager, L. M., & Oubram, O. (2020). Model of N-type quadruple  $\delta$ -doped GaAs Quantum Wells. *The European Physical Journal B*, *93*(1). <https://doi.org/10.1140/epjb/e2019-100412-7>
- Oubram, O., Gaggero-Sager, L. M., Bassam, A., & Luna Acosta, G. A. (2010). Transport and electronic properties of two dimensional electron gas in delta-migfet in gaas. *Progress In Electromagnetics Research*, *110*, 59-80.
- Ozturk, E., & Sokmen, I. (2007). Intersubband transitions in an asymmetric double quantum well. *Superlattices and Microstructures*, *41*(1), 36-43. <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/j.spmi.2006.10.006>
- Rice, A., Jin, Y., Ma, X. F., Zhang, X.-C., Bliss, D., Larkin, J., & Alexander, M. (1994). Terahertz optical rectification from  $\langle 110 \rangle$  zinc-blende crystals. *Applied Physics Letters*, *64*(11), 1324-1326. <https://doi.org/10.1063/1.111922>
- Rosencher, E., & Bois, P. (1991). Model system for optical nonlinearities: asymmetric quantum wells. *Physical Review B*, *44*(20), 11315.

- Shen, Y. R. (1984). Principles of nonlinear optics. <https://www.osti.gov/biblio/6102640>
- Wang, G. (2005). Third-harmonic generation in cylindrical parabolic quantum wires with an applied electric field. *Physical Review B*, *72*(15), 155329.
- Wood, C. E. C., Metze, G., Berry, J., & Eastman, L. F. (2008). Complex free-carrier profile synthesis by "atomic-plane" doping of MBE GaAs. *Journal of Applied Physics*, *51*(1), 383-387. <https://doi.org/10.1063/1.327383>
- Yesilgul, U., Urgan, F., Al, E. B., Kasapoglu, E., Sari, H., & Sökmen, I. (2016). Effects of magnetic field, hydrostatic pressure and temperature on the nonlinear optical properties in symmetric double semi-v-shaped quantum well. *Optical and Quantum Electronics*, *48*(12). <https://doi.org/10.1007/s11082-016-0838-x>



UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DEL  
ESTADO DE MORELOS



Facultad de Ciencias  
Químicas e Ingeniería

## FACULTAD DE CIENCIAS QUÍMICAS E INGENIERÍA

Programas educativos de calidad reconocidos por CIEES, CACEI y CONACYT

SGI certificado en la norma ISO 9001:2015 e ISO 21001:2018

Gestión Académica.

Jefaturas de Programa Educativo.

### FORMA T-4A NOMBRAMIENTO COMITÉ REVISOR

Cuernavaca, Mor., a **09** de abril del **2024**

**DR. LUIS CISNEROS VILLALOBOS**  
**DR. JOSÉ GERARDO VERA DIMAS**  
**DR. OUTMANE OUBRAM**  
**DR. HUMBERTO NOVEROLA GAMAS**  
**MTRO. FCO. JAVIER BECERRA GONZÁLEZ**

#### P R E S E N T E

Me permito comunicarles que han sido designados integrantes del **COMITÉ REVISOR** del trabajo de **TESIS** titulada:

### **Propiedades ópticas del transistor TRIPLE- $\delta$ -MIGFET con efectos de campo eléctrico y campo magnético aplicados**

Que presenta el **C. ROSALES DE JESUS CARLOS**

Dirigido por: **DR. OUTMANE OUBRAM**

Del programa educativo de: **INGENIERÍA ELÉCTRICA-ELECTRÓNICA** de la **FACULTAD DE CIENCIAS QUÍMICAS E INGENIERÍA**

Para obtener el grado académico de: **LICENCIATURA EN INGENIERÍA ELÉCTRICA-ELECTRÓNICA.**

A T E N T A M E N T E

*Por una humanidad culta*

*Se anexa firma electrónica*

**MTRA. ANGÉLICA GALINDO FLORES**

DIRECTORA INTERINA DE LA FCQeI

---

#### D I C T A M E N

**MTRA. ANGÉLICA GALINDO FLORES**

**DIRECTORA INTERINA DE LA FCQeI**

#### P R E S E N T E

En respuesta a su amable solicitud para emitir DICTÁMEN sobre el trabajo que se menciona, me permito informarle que nuestro voto es:

VOTO	NOMBRE
APROBATORIO	DR. LUIS CISNEROS VILLALOBOS
APROBATORIO	DR. JOSÉ GERARDO VERA DIMAS
APROBATORIO	DR. OUTMANE OUBRAM
APROBATORIO	DR. HUMBERTO NOVEROLA GAMAS
APROBATORIO	MTRO. FCO. JAVIER BECERRA GONZÁLEZ

Se anexan firmas electrónicas de cada revisor, en las cuáles se incluye la fecha y hora que se ha emitido el voto aprobatorio.

AGF/fjbg



Av. Universidad 1001 Col. Chamilpa, Cuernavaca Morelos, México, 62209, Tel. (777) 329 701 1, 329 70, 00, Ext. 7039 / fcqei@uaem.mx

**UAEM**  
RECTORÍA  
2023-2029



UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DEL  
ESTADO DE MORELOS

Se expide el presente documento firmado electrónicamente de conformidad con el ACUERDO GENERAL PARA LA CONTINUIDAD DEL FUNCIONAMIENTO DE LA UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DEL ESTADO DE MORELOS DURANTE LA EMERGENCIA SANITARIA PROVOCADA POR EL VIRUS SARS-COV2 (COVID-19) emitido el 27 de abril del 2020.

El presente documento cuenta con la firma electrónica UAEM del funcionario universitario competente, amparada por un certificado vigente a la fecha de su elaboración y es válido de conformidad con los LINEAMIENTOS EN MATERIA DE FIRMA ELECTRÓNICA PARA LA UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE ESTADO DE MORELOS emitidos el 13 de noviembre del 2019 mediante circular No. 32.

### Sello electrónico

ANGELICA GALINDO FLORES | Fecha:2024-04-10 18:51:14 | Firmante

jr258pUbCeFoHF51/zpsGgbjYDJ63mIgdY8krFL97ahnuXP0TXdBh0fRWWhQR810Z7ONqDO2lCu8qCwMaBCNBpBqSg0krwJ22GUpReCJwwpbeUF7Rm/vcwM5p1zskrSEcKgmaq  
i99cnSgkQkzITmM35yd2T4LXxYUUMiWuBTjvDKliG8uG/y7fAAInwNib0KPvLC8U5NVsb4MTjc1/JC84/VgFpfOalf+9xzZiWqleJ1eflVTpZnzRTy+9aPS0fDDM3v0b/F2aTRYv9enHf  
2w8pnmsBOW3f5swCVow4u4y2WxaQGue8HADKbJuSntHseIWCongWLRd4A4HXbXRSPckg==

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



[mYrxFNvSI](#)

<https://efirma.uaem.mx/noRepudio/RoSS1wtJds6iMBOUSSodhOj5gHNFm4jr>



UAEM  
RECTORÍA  
2023-2029



UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DEL  
ESTADO DE MORELOS

Se expide el presente documento firmado electrónicamente de conformidad con el ACUERDO GENERAL PARA LA CONTINUIDAD DEL FUNCIONAMIENTO DE LA UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DEL ESTADO DE MORELOS DURANTE LA EMERGENCIA SANITARIA PROVOCADA POR EL VIRUS SARS-COV2 (COVID-19) emitido el 27 de abril del 2020.

El presente documento cuenta con la firma electrónica UAEM del funcionario universitario competente, amparada por un certificado vigente a la fecha de su elaboración y es válido de conformidad con los LINEAMIENTOS EN MATERIA DE FIRMA ELECTRÓNICA PARA LA UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE ESTADO DE MORELOS emitidos el 13 de noviembre del 2019 mediante circular No. 32.

### Sello electrónico

**OUTMANE OUBRAM | Fecha:2024-04-11 13:38:37 | Firmante**

lw28++UedloJLxLyYXQfERotExFDdmxfzVzlgHi0MyRfzqsJE6ln0MQp/ljfbq+0AzSgszeyerGly1ssQxtXJrScVwxL+xEmLNRnZqF3sNqrqEl6oGQAKjaw3h0veo4TIFefH5eUn2pp4oxiANU+Rnl+8nBHXXRl6fJ4lx97pyBbog8ibVZY5ppq4UcEuB/sUSrNhmql8rHtALHLQk8q9O+784DqFVmds1HhVsXirCF2WET4upHnb8z+lmFKeMT9LkZTfleNuTI/P9V05xzzqtA7v8fQXYIXHAgBVR0FrFjGpBLJSSYIH2/HdF7Nk61n0csFrsoSeedvs2jrw+FwSg==

**HUMBERTO NOVEROLA GAMAS | Fecha:2024-04-11 13:45:11 | Firmante**

jS2qy2Td6Lue3vOoPfyJ2F7jOKQUHU4KvcsMIqTU3LNjInoBDCFe2K9nAUgDO2FdeNvd1PmFURGJ2wGffGJaH1S0KUB8uMH4mM1R5+WtfEWTvq62lwVBfl48VpDn/OUgALQxBy9tuQ4gMHadm/F1br4IbriG8kowUfdS4nyHwcHUxwKuwpj+LysamZI3PZQ+km+LOcDrDNUw7pW5DhSi9N2EvOvR3VhZg1Xvm+aeahnM1b2oTISbIsPhcMRxsq0SZMB81if7PpyJ26bHz+xL8fHbp0PuiA9I0pW9aFtyRg9mHGDY15p9b5OmVb1UDRFkRadVGDH+sHSS6vIIOCysSQ==

**JOSE GERARDO VERA DIMAS | Fecha:2024-04-11 16:31:04 | Firmante**

UeMCNvA2E/brrSEJMwo1TjWz7H0WnNWy1G3mzmPWckevkJ4gUmq3Ji5m4E/X+FiJW6YeKqoGNc8jONmK8yiV0R67FaD/E5qIs/1O+uGg6mmhj3jZXDxro4kgdBRxV3vNbNYA3iR1iKUIHskQAuEcoQgHyDBVpHN1TPDHmJc7ULbleQkBCRDjum+HNqAKOat63FQ0I5cfRSC2wmeJUiyJgfyPWbdcR62Gmg3HVoZlRFJEuvvCQqs9rxTY9WPlnVm+ZfVugVZpe0eiQXD0gG84h/IHoXnN47fKEIC6ZGu5m9G0a5Z4HRjbgWgXsMENydfahi7n9AgJvD/m24O45w==

**LUIS CISNEROS VILLALOBOS | Fecha:2024-04-11 16:43:02 | Firmante**

c51j2cNqJtb7AvaKx/C6yg64HMDcfERnMFpM6PalQ10bBslF3+X/XUDeNviO0jKc4kFvJS/XzcSp6effW6gAO/qmEa5PcyapMHJUJqn+e+bsiK0JKVdGN0A9+gNVMmrVTXhx0V8SERgETPOU6yRXuM1ZUyJ7qdhm6jInU+cA6lpG75X2QsPl5yY0pmcfSVIaYHCF+WrmjtRVQbxTCNICWEYNoMEypdOo76kVigsSYIEKRLoe1JMRtx7PuBP+ek54Q0qp+E2QxkmRTPiEMN4uXzr6OU94Pdm05oMzklcCskJinqk6Vdlv1OnAoKuoFG/pH7eEx62dOWAMV4cw==

**FRANCISCO JAVIER BECERRA GONZALEZ | Fecha:2024-04-12 09:59:31 | Firmante**

SbZkyhl/G0DvX/Oyq/yjFPU3hMfHd3z2taylxqk8iQDqbHeu4ce7mlwz75i86y1LNvJx1YYEzdmgwwOpghY3HF3XJQAGnp/ATlgPjX/saNfgYq/U5JTrkyq0YpaM4dsxm6HqecoSmt0Qa/VGHlwifSGu+8DS3wyw+F+KH6dnV4fpfyN+TMFawctsLDQLXqj1QC9cY/il7UVxb0LElFjDj/uMsORvQKiorSeo9E1R3yFdYey9IE8j0/ydv+cyd7UOg32+QNRqdLGNv5lr4MSsk03+Nul1WJJC2c+luVQpYRMZkI9IPSqph+8Qg2eQg59YDGFk5CDUF8K9U1cM42Q==

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



V0jZ9nvUP

<https://efirma.uaem.mx/noRepudio/oDpEZMT8Xu0191enFYsKEWFQaNQvAEZy>



UAEM  
RECTORÍA  
2023-2029