



**UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DEL ESTADO DE MORELOS
INSTITUTO DE INVESTIGACIONES EN CIENCIAS BÁSICAS Y APLICADAS
CENTRO DE INVESTIGACIONES EN INGENIERIA Y CIENCIAS APLICADAS**

**AMPLIFICACIÓN DE ONDAS ELECTROMAGNÉTICAS EN
EL RANGO DE LOS TERAHERTZ E INFRARROJO EN
CRISTALES DE InN y GaN.**

**TESIS PARA OBTENER EL GRADO DE:
DOCTOR EN INGENIERÍA Y CIENCIAS APLICADAS**

PRESENTA:

MICA. EDVAART SETHAZIZ JATIRIAN FOLTIDES

DIRECTOR:

DR. JESÚS ESCOBEDO ALATORRE

SINODALES:

DR. ÁLBARO ZAMUDIO LARA

DR. VOLODYMYR GRIMALSKY

DRA. SVITLANA KOSHOVA

DRA. MARGARITA TECPOYOTL TORRES

DR. J GUADALUPE VELÁZQUEZ AGUILAR

DR. OUTMANE OUBRAM

CUERNAVACA, MOR

DICIEMBRE, 2018

**“AMPLIFICACIÓN DE ONDAS ELECTROMAGNÉTICAS EN EL
RANGO DE TERAHERTZ E INFRARROJO EN CRISTALES InN Y
GaN”**

POR:

M.I.C.A. EDVAART SETHAZIZ JATIRIAN FOLTIDES

GRADO DE DOCTORADO E INGENIERÍA Y CIENCIAS APLICADAS
TESIS SOMETIDA COMO REQUISITO PARCIAL PARA OBTENER EL
GRADO DE DOCTORADO EN INGENIERÍA Y CIENCIAS APLICADAS
CON ÁREA TERMINAL EN TECNOLOGÍA ELÉCTRICA, EN EL
CENTRO DE INVESTIGACIÓN EN CIENCIAS BÁSICAS Y
APLICADAS DE LA UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DEL ESTADO DE
MORELOS.

SUPERVISADO POR EL Dr. JESUS ESCOBEDO ALATORRE

CON EL APOYO Y LA COLABORACIÓN DE LOS DOCTORES Dra.
SVETLANA KOSHOVA Y Dr. VOLODYMYR GRIMALSKY

CUERNAVACA, MORELOS 2014.

JURADO ASIGNADO



INSTITUTO DE INVESTIGACIÓN EN CIENCIAS BÁSICAS Y APLICADAS
Jefatura de Posgrado en Ingeniería y Ciencias Aplicadas



Cuernavaca, Morelos, a 07 de noviembre de 2018.

DR. ROSENBERG JAVIER ROMERO DOMÍNGUEZ
COORDINADOR DE 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 AMPLIFICACIÓN DE ONDAS ELECTROMAGNÉTICAS EN EL RANGO DE LOS TERAHERTZ E INFRARROJO EN CRISTALES DE InN Y GaN, que presenta el alumno Edvaart Sethaziz Jatirian Foltides, para obtener el título de Doctorado en Ingeniería y Ciencias Aplicadas con opción terminal en Tecnología Eléctrica

Nos permitimos informarle que nuestro voto es:

NOMBRE	DICTAMEN	FIRMA
DR. ÁLVARO ZAMUDIO LARA	Aprobado	
DR. VOLODYMYR GRIMALSKY	aprobado	
DRA. SVITLANA KOSHOVA	aprobado	
DRA. MARGARITA TECPOYOTL TORRES	Aprobado	
DR. J GUADALUPE VELÁZQUEZ AGUILAR	Aprobado	
DR. OUTMANE OUBRAM	Aprobado	
DR. J JESÚS ESCOBEDO ALATORRE	Aprobado	

PLAZO PARA LA REVISIÓN 20 DÍAS HÁBILES (A PARTIR DE LA FECHA DE RECEPCIÓN DEL DOCUMENTO)

NOTA. POR CUESTION DE REGLAMENTACIÓN LE SOLICITAMOS NO EXCEDER EL PLAZO SEÑALADO, DE LO CONTRARIO LE AGRADECEMOS SU ATENCIÓN Y NUESTRA INVITACIÓN SERÁ CANCELADA.

AGRADECIMIENTOS

Doy gracias primeramente a Dios.

A CONACyT por el apoyo que me otorgo estos dos años, con la beca No. 480647/273606.

A la Facultad de Ciencias Químicas e Ingeniería y al Centro de Investigaciones en Ingeniería y Ciencias Aplicada, por haberme dado la oportunidad de formar parte de su posgrado.

A mis asesores Dra. Svitlana Koshova y Dr. Volodymyr Grimalsky, por haberme aceptado como su alumno y haberme brindado la paciencia necesaria y sus conocimientos.

A mi comité evaluador de la tesis: Dr. Alvaro Zamudio Lara, Dra. Svitlana Koshova. Dr. Volodymyr Grimalsky, Dr. Jesús Escobedo Alatorre, Dra. Margarita Tecpoyotl Torres.

A mi Madre Sra. Ma. Penélope Foltides del campo, por todo su amor y esfuerzo, alegrías y corajes, y porque ella fue elemento clave para que yo pudiera realizar todo esto, al Sr Alfredo Corral Molina y Sra. Lucina Millán Pérez, por haber sido un gran apoyo y por todo el tiempo que han estado conmigo.

A todos mis compañeros que iniciamos juntos este posgrado y demás amigos, que en lo mucho o en lo poco me han motivado a seguir adelante, pero en especial a Isaac Sánchez a quien yo sé que debo más que los consejos que siempre me ha dado.

Y, por último, pero no menos importante a Miriam Ramírez Carrillo mi esposa, por estar ahí siempre cuando más oscura se ve la situación, para motivarme a seguir darme ánimos y apoyarme en todo.

*A la memoria del
Dr. Julio Jatirian
Jordano*

RESUMEN

En la presente tesis se hace un análisis de la interacción entre tres ondas, con la finalidad de realizar una amplificación súper heterodyna en el rango infrarrojo.

Existe una amplificación de ondas de carga espaciales en estructuras como Arseniuro de Galio (GaAs), debido a la conductividad diferencial negativa, pero principalmente al tipo de cristal.

En el primer capítulo se hablará en breve de las características principales que forman a los materiales, con el fin de entender la razón de su comportamiento a un nivel atómico. También se hablará un poco de la clasificación que existe en algunos materiales, que son de nuestra principal importancia los semiconductores, y se darán algunas características de los mismo. La tecnología del crecimiento de cristales ha hecho posible producir materiales de ciertas substancias semiconductoras, principalmente germanio y silicio, de una pureza y perfección cristalina en un grado mucho mayor de lo que se puede obtener en la actualidad con metales y aislantes. La existencia de estos cristales casi perfectos, permite al experimentador observar las propiedades de transporte electrónico y los efectos termo electrónico y galvanométrico con facilidad y precisión, teniendo la certeza de que lo que está tratando de observar, no lo oscurecerán los efectos provocados por impurezas o imperfecciones estructurales en la red cristalina. Por tanto, en los semiconductores se pueden observar e interpretar con facilidad los fenómenos que en otros compuestos sería difícil o imposible medir con precisión o explicar de otro modo. El efecto de Gunn, que es en donde se tiene una zona de conductividad que origina un efecto de movilidad diferencial negativa y permite amplificar la onda, llamada a esta; onda de carga espacial, es el principal análisis sobre el que se sostiene la funcionalidad de la amplificación presentada en esta tesis.

En el segundo capítulo se hará un breve análisis de la amplificación obtenida con el material Arseniuro de Galio (GaAs), con la finalidad de ejemplificar los métodos analíticos empleados en esta tesis, que posteriormente se usaran para el

material de interés que es el Nitruro de Indio (InN). Finalmente, en el capítulo tres, se desarrollan los métodos analíticos, el método numérico para la simulación, y se muestran los resultados obtenidos que muestran que es posible la amplificación usando este material (InN).

Desde un punto de vista matemático, los semiconductores pueden ser entendidos como sistemas dinámicos no lineales muy interesantes, ya que muestran un amplio rango de inestabilidades, restricciones y condiciones de contorno que no se encuentran, por ejemplo, en los bien conocidos sistemas fluidos.

ABSTRACT

In this thesis an analysis of the interaction of three waves, in order to make a super heterodyna amplification in the infrared range blocks.

There is a spatial wave amplification load structures Gallium Arsenide (GaAs), because of the negative differential conductivity, but mainly on the type of glass.

In the first chapter soon, speak of the main features that make the materials, in order to understand the reason for their behavior at an atomic level. Also talk a little classification that exists in some materials, which are our primary concern semiconductors, and some features of the same are given. The crystal growth technology has made it possible to produce semiconductor materials of certain substances, mainly germanium and silicon with a purity and crystalline perfection fantastic, a much higher than can be obtained at present with grade metals and insulators. The existence of these almost perfect crystals allows the experimenter to observe the electronic transport properties, termoelectrics, and galvanometric effects easily and accurately, and be sure that what you are trying to observe, do not darken the effects caused by impurities or imperfections structural in the crystal lattice. Therefore, in semiconductors can easily observe and interpret phenomena in other compounds would be difficult or impossible to accurately measure or explain in a way. The Gunn effect is where we can notice a zone of conductivity that causes an effect of negative differential mobility and this amplifies the wave, called this wave, wave load, give a short historical review and an explanation a little more detail.

The second chapter will be a brief analysis of the amplification obtained with Gallium Arsenide (GaAs) material in order to illustrate the analytical methods used in this thesis, which later will be used for the material of interest is the nitride Indio (InN). Finally in chapter three, the analytical methods are developed, the numerical method for the simulation, and results show that amplification is possible using this item (InN) were shown.

From a mathematical point of view, semiconductors can be understood as very interesting nonlinear dynamical systems, as they show a wide range of instabilities, boundary conditions and restrictions not found, for example, the well-known fluid systems. In the second chapter all the mathematical analysis is addressed from an example made of GaAs, to the methods used in this thesis to analyze the material of interest (InN) .

CONTENIDO

RESUMEN	vii
ABSTRACT	ix
CONTENIDO	xi
LISTA DE TABLAS.....	xv
Capítulo II.....	xv
Apéndice.	xv
LISTA DE FIGURAS	xv
Capítulo I.....	xv
Capítulo II.....	xvi
Capítulo III.....	xvii
Capítulo IV	xvii
Capítulo V	xvii
Apéndice.	xvii
LISTA DE ABREVIATURAS.....	xix
INTRODUCCIÓN	xx
JUSTIFICACIÓN.....	xxi
OBJETIVO GENERAL.....	xxiii
OBJETIVOS ESPECIFICOS.....	xxiii
ALCANCES	xxiv
Capítulo I. Redes Cristalinas.....	1
Introducción	1

I.1 Clasificación de cristales.....	1
I.2 Clasificación de metales, semiconductores y dieléctricos.....	4
a) Conductores.....	6
b) Semiconductores	7
c) Dieléctricos	8
I.3 Movilidad Diferencial Negativa (<i>MDM</i>).....	9
I.4 Efecto Gunn y su aplicación histórica.....	13
I.5 Plasma.....	18
Conclusión.....	22
Capítulo II. Características de los semiconductores <i>InN</i> y <i>GaN</i>	23
Introducción	23
II.1 Compuestos Binarios.....	23
II.2 Análisis del cristal de <i>InN</i>	24
II.3 Análisis del cristal de <i>GaN</i>	27
II.4 Movilidad diferencial negativa en cristales de <i>InN</i> y <i>GaN</i>	28
II.5 Ondas de carga espacial	33
II.6 Ondas Electromagnéticas.....	36
II.7 Método Bloembergen.....	38
Conclusión.....	41
Capítulo III. Movilidad diferencial negativa en cristales de <i>InN</i> y <i>GaN</i> y ecuaciones para la simulación de la amplificación.....	42
Introducción	42
III.1 Modelo de amplificación.....	42
III.1.1 Ecuaciones para la amplificación.....	42
III.2. Cálculos para la simulación.....	49

a) Parámetros	49
b) Ecuaciones para la simulación.....	51
Capítulo IV. Amplificación de ondas electromagnéticas en cristales de InN y GaN en el rango de los terahertz e infrarrojo.....	55
IV.1 Modelo Matemático.	56
IV.1.1 Materiales con MDN.	56
IV.1.2 Ondas de Carga Espacial	59
Caso I.....	61
Caso II.....	62
IV.2 Cálculo Computacional del modelo.	62
IV.3 Amplificación de ondas electromagnéticas y ondas de carga espacial en guías especiales de InN, para caso no anti-lineal.....	65
Para el caso de GaN.	66
Caso I.....	68
Caso II.....	69
Resultados y Discusión.....	71
Capítulo V. Conclusión.....	72
Conclusiones Generales.....	72
Conclusiones Específicas.	72
Aplicaciones.....	72
a) Escáner de terahertz.....	72
b) Aplicaciones a la seguridad	73
c) Aplicación a la medicina.....	74
APÉNDICE	75
Simulación capítulo III	75

Simulación Capitulo IV.....	94
Otras pruebas.....	109
GaN colineal con 500.....	110
GaN no colineal a 500.....	110
InN colineal a 3500.	111
InN no colineal variando de 100 a 3500.....	112
Bibliografía.....	113
Publicaciones y Congresos.....	117
Publicación.....	118

LISTA DE TABLAS

Capítulo II

TABLA II. 1 PARÁMETROS.	29
------------------------------	----

Apéndice.

TABLA A. 1 PROGRAMA REALIZADO EN FORTRAN PARA EL CAPÍTULO III	76
TABLA A. 2 DESCRIPCIÓN DE LOS PARÁMETROS QUE SE UTILIZAN EN EL PROGRAMA.	83
TABLA A. 3 PARÁMETROS UTILIZADOS EN LA PRIMERA SIMULACIÓN.....	86
TABLA A. 4 RESULTADOS OBTENIDOS CON LOS PARÁMETROS DE LA TABLA A.3.	87
TABLA A. 5 PARÁMETROS UTILIZADOS EN LA SEGUNDA SIMULACIÓN.....	90
TABLA A. 6 RESULTADOS OBTENIDOS CON LOS PARÁMETROS DE LA TABLA A.5.	90
TABLA A. 7 PARÁMETROS UTILIZADOS EN LA SIMULACIÓN DEL CAPÍTULO IV.	94
TABLA A. 8 PROGRAMACIÓN PARA LOS RESULTADOS DEL CAPÍTULO IV.....	94
TABLA A. 9 PARÁMETROS INTRODUCIDOS EN LA PRIMERA CORRIDA.....	101
TABLA A. 10 RESULTADOS DE LA TABLA ANTERIOR.	101

LISTA DE FIGURAS

Introducción

FIG. 1 BANDA DE LOS TERAHERTZ EN EL ESPECTRO ELECTROMAGNÉTICO (LEE, 2009).	XXI
FIG. 2. ESPECTRO ELECTROMAGNÉTICO.....	XXIII

Capítulo I

FIG. I. 1 ESTRUCTURA DE BANDAS PARA SEMICONDUCTORES. EG ES LA BRECHA DE ENERGIA; EC ES LA BANDA DE CONDUCCIÓN; EV ES LA BANDA DE VALENCIA. (GHIONE, 2009).	2
FIG. I. 2 ESTRUCTURA DEL CRISTAL SEMICONDUCTOR; DEFINICIÓN DE CELDA UNITARIA Y REDES DE BRAVAIS (GHIONE, 2009).	3
FIG. I. 3 REDES CÚBICAS DE BRAVAIS: A) SIMPLE, B) CENTRADA EN EL CUERPO, C) CENTRADA EN LAS CARAS (GHIONE 2019).	4
FIG. I. 4 TIPOS DE CDN (HERNANDO, 2000).	10
FIG. I. 5 ESQUEMA DE LA ESTRUCTURA DE BANDAS DEL GAAs, DONDE SE MUESTRA LOS VALORES DE LA MASA EFECTIVA Y LA SEPARACIÓN INTER VALLE (HERNANDO, 2000).	12
FIG. I. 6 CURVAS DE LAS VELOCIDADES DE CONVECCIÓN MEDIAS EN FUNCIÓN DEL CAMPO ELÉCTRICO (HERNANDO, 2000).	13
FIG. I. 7 ZONA DE AMPLIFICACIÓN (CASTREJÓN, 2011).	14
FIG. I. 8 ESTRUCTURA DE BANDAS DEL GAAs (CASTREJÓN, 2011).	15
FIG. I. 9 DIODO GUNN DE GAAs (DÍAZ, 2010).	17
FIG. I. 10 DOMINIO DIPOLAR (DÍAZ, 2010).	17
FIG. I. 11 RADIO DE DEBYE (DÍAZ, 2010).	19

Capítulo II

FIG. II. 1 DIRECTO Γ -VALLE BRECHA DE ENERGÍA EN FUNCIÓN DE LA CONSTANTE DE RED PARA LA FORMA DE ZINC BLENDA 12 III-V SEMICONDUCTORES BINARIOS COMPUESTOS, (PUNTOS) Y ALGUNAS DE SUS ALEACIONES TERNARIAS ALEATORIAS (CURVAS) A TEMPERATURA CERO (VURGAFTMAN, 2001).	24
FIG. II. 2 INN. CALCULADA LA VELOCIDAD DE DERIVA DE ESTADO ESTACIONARIO EN FUNCIÓN DEL CAMPO ELÉCTRICO A DIFERENTES CONCENTRACIONES DE DOPAJE (FUENTE: HTTP://MATPROP.RU/INN_HIGHFIELD).	25
FIG. II. 3 INN, WURTZITA. ESTRUCTURA DE BANDAS. MÍNIMOS DE LA BANDA DE CONDUCCIÓN Y MÁXIMOS DE LA BANDA DE VALENCIA. ESTA DIVISIÓN RESULTA DE LA INTERACCIÓN SPIN-ÓRBITA Y DE LA SIMETRÍA DE CRISTAL (FUENTE: HTTP://MATPROP.RU/INN_BANDSTR).	26
FIG. II. 4 GAN, WURTZITA. ESTRUCTURA DE BANDAS. MÍNIMOS DE LA BANDA DE CONDUCCIÓN Y MÁXIMOS DE LA BANDA DE VALENCIA. ESTA DIVISIÓN RESULTA DE LA INTERACCIÓN SPIN-ÓRBITA Y DE LA SIMETRÍA DE CRISTAL (FUENTE: HTTP://MATPROP.RU/INN_BANDSTR).	27
FIG. II. 5 VELOCIDAD DE DERIVA PARA EL GAN, 1. CON ESTRUCTURA ZINC-BLENDA, 2. CON ESTRUCTURA WURZITA.	28
FIG. II. 6 MODELO LOCAL DEL ARSENIURO DE GALIO (GAAs), $\partial v/\partial E < 0$	29
FIG. II. 7 INTERACCIÓN DE ONDAS, Y GENERACIÓN DE UNA TERCERA ONDA AMPLIFICADA.	33

Capítulo III

FIG. III. 1 SEPARACIÓN DE LOS PUNTOS DE LA RETÍCULA.	52
FIG. III. 2 PUNTOS DE LA RETÍCULA QUE REPRESENTAN LAS VARIABLES A ENCONTRAR.	52
FIG. III. 3 REPRESENTACIÓN DE LAS DERIVADAS.	53

Capítulo IV

FIG. IV. 1 GEOMETRÍA DEL PROBLEMA PARA n -INN.	55
FIG. IV. 2 GEOMETRÍA DEL PROBLEMA PARA n -INN.	56
FIG. IV. 3 AMPLITUD DE LA ONDA A1.	62
FIG. IV. 4 AMPLITUD DE LA ONDA A1.	63
FIG. IV. 5 AMPLITUD DE LA ONDA A2.	63
FIG. IV. 6 CONCENTRACIÓN DE LOS ELECTRONES.	63
FIG. IV. 7 GRAFICA CON ONDA INICIAL EN 10-14 Hz.	64
FIG. IV. 8 GRAFICA CON ONDA INICIAL EN 10-7 Hz.	64
FIG. IV. 9 ONDA A1 DE ENTRADA Y DE SALIDA.	65
FIG. IV. 10 AMPLIFICACIÓN DE LA ONDA A1.	66
FIG. IV. 11 ONDA A1 DE ENTRADA (ROJO) Y DE SALIDA.	66
FIG. IV. 12 A) LA DEPENDENCIA DE LA INTEGRAL DE TRASLAPO S DE LAS ONDAS ELECTROMAGNÉTICAS PARA LA GEOMETRÍA ANTI-COLINEAL. B) LA DEPENDENCIA DE LAS ONDAS DE LA CARGA ESPACIAL EN UNA INTERACCIÓN RESONANTE.	70
FIG. IV. 13 SIMILAR QUE EN LA FIGURA IV.11 PERO PARA LA GEOMETRÍA COLINEAL.	71

Capítulo V

FIG. V. 1 APLICACIÓN DEL ESCÁNER.	73
FIG. V. 2 APLICACIONES PARA LA SEGURIDAD.	73
FIG. V. 3 ESCÁNER PARA DAR UN MEJOR DIAGNOSTICO EN LA MEDICINA.	74

Apéndice.

FIG. A. 1 INTRODUCCIÓN DE LOS PARÁMETROS.	83
--	----

FIG. A. 2 RESULTADOS OBTENIDOS.	84
FIG. A. 3 RESULTADOS LEÍDOS DESDE EL PROGRAMA ORIGIN 8.....	85
FIG. A. 4 GRAFICA DE LOS RESULTADOS DONDE SE PUEDE APRECIAR LA AMPLIFICACIÓN.....	86
FIG. A. 5 GRAFICA DE LA AMPLIFICACIÓN DE LA TABLA ANTERIOR.....	89
FIG. A. 6 GRAFICA DE LA AMPLIFICACIÓN DE LA TABLA ANTERIOR.....	93
FIG. A. 7 RESULTADOS DE LA PRIMERA CORRIDA.....	109
FIG. A. 8 COEFICIENTE DE AMPLIFICACIÓN DE LA PRIMER CORRIDA.....	109
FIG. A. 9 GAN CON 500.....	110
FIG. A. 10 GAN NO COLINEAL A 500.....	110
FIG. A. 11 AMPLIFICACIÓN A 3500.....	111
FIG. A. 12 COEFICIENTE DE AMPLIFICACIÓN A 3500.....	111
FIG. A. 13 INN NO COLINEAL DE 100 A 3500.....	112
FIG. A. 14 COEFICIENTE DE AMPLIFICACIÓN.....	112

LISTA DE ABREVIATURAS

AlN	Nitruro de Aluminio.
As	Arsénico.
CDN	Conductividad Diferencial Negativa.
CIICAp	Centro de Investigaciones en Ingeniería y Ciencias Aplicadas.
GaAs	Arseniuro de Galio.
GaN	Nitruro de Galio.
GHz	Giga Hertz.
InN	Nitruro de Indio.
MDN	Movilidad Diferencial Negativa.
NDR	Resistencia Diferencial Negativa.
NNDC	Movilidad Diferencial Negativa. (forma de N).
NNDC	Movilidad Diferencial Negativa. (forma de S).
P	Fosforo.
TED	Dispositivos de Transferencia de Electrones.
THz	Terahertz.
Wz	Wurzita.
ZB	Zinc Blenda.

INTRODUCCIÓN

La banda de los THz se define como el conjunto de frecuencias comprendido entre 100 GHz y 10 THz . Esta región del espectro constituye un espacio de transición, también conocido como "THz gap" entre el mundo de la electrónica y la óptica.

La frecuencia de los Terahertz (THz) es una radiación electromagnética cuyo valor oscila entre el rango de microondas y las regiones infrarrojas del espectro. No podemos ver la radiación THz, pero podemos sentir su calor, ya que comparte su espectro con la radiación de infrarrojo lejano. La radiación THz de origen natural llena el espacio de nuestra vida cotidiana, sin embargo, esta parte del espectro electromagnético es la región menos exploradas, debido principalmente a las dificultades técnicas que plantea la elaboración de fuentes que produzcan THz eficientes y detectores compactos. La falta de tecnologías adecuadas llevó a la banda THz a ser llamada la "brecha de THz". Esta brecha tecnológica ha ido disminuyendo rápidamente durante las últimas dos décadas. Las tecnologías ópticas han hecho grandes avances desde el lado de alta frecuencia, mientras que las tecnologías de microondas invaden el área de la baja frecuencia.

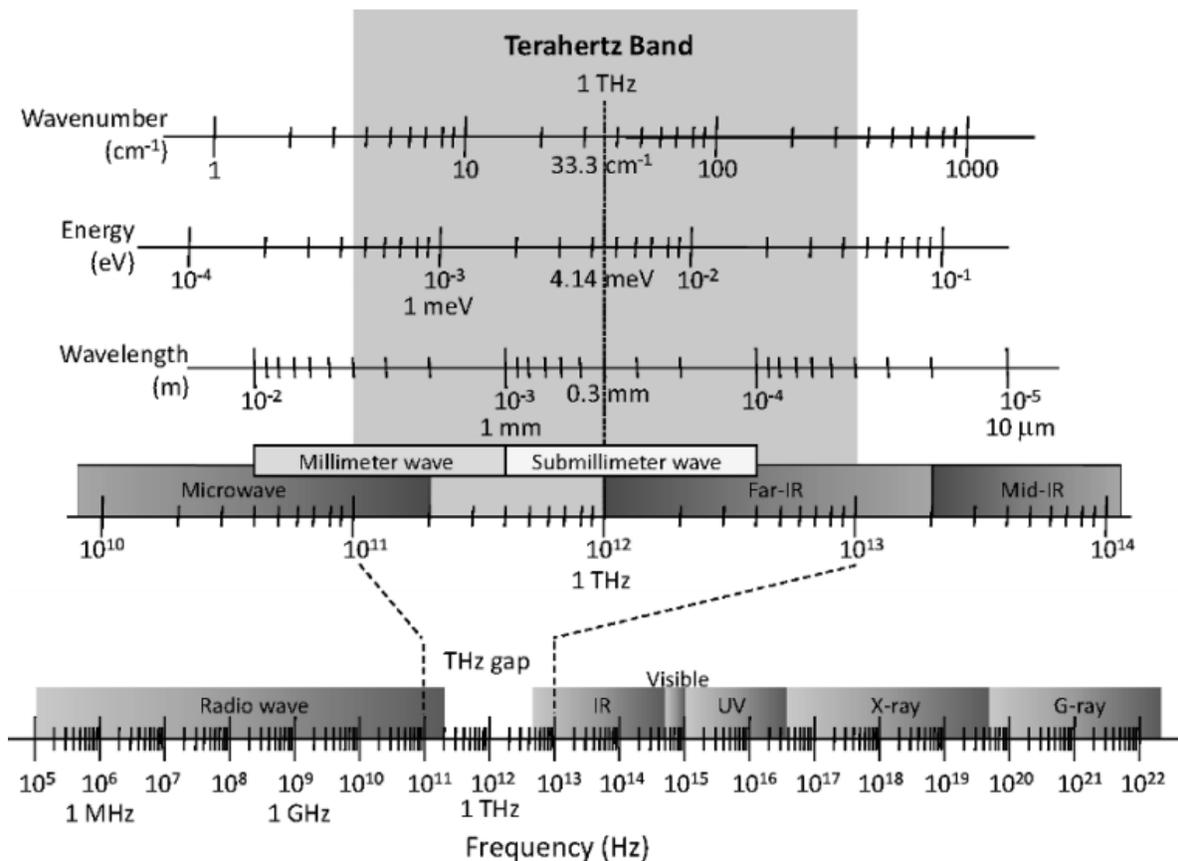


Fig. 1 Banda de los terahertz en el espectro electromagnético (Lee, 2009).

La “radiación terahertz” es el término más común usado para referirse a esta banda de frecuencia, de forma análoga a las microondas, la radiación infrarroja y rayos x. Es bastante incómodo de usar una unidad de frecuencia para asignar nombres a una banda espectral. Sin embargo, como los “Terahertz” se han convertido en una palabra simbólica, se puede designar a todo el campo. Hasta hace muy poco, las tecnologías de THz se habían desarrollado de forma independiente por investigadores de varias disciplinas diferentes. En la práctica, las diferentes comunidades utilizan diferentes unidades para describir el espectro de la radiación THz.

JUSTIFICACIÓN

El Nitruro de Indio (InN) es un compuesto de Nitrógeno y arsénico, el Nitruro de Galio es un compuesto de Galio y Arsénico. Ambos son

importantes semiconductores que se usan para la fabricación de dispositivos como circuitos integrados a frecuencias de microondas, diodos de emisión infrarroja, diodos láser y celdas fotovoltaicas.

Los THz son ampliamente usados en tecnologías, desde el telégrafo, la radio, en computadoras, teléfonos celulares y medios de resonancias magnéticas, que se han definido en el último siglo.

La zona de frecuencias en Terahertz (THz) es una parte prácticamente sin uso del espectro de luz situado entre la fotónica y la electrónica. Los THz pueden "ver" a color más que los humanos como pueden reflejar diferentes colores de luz en varios patrones, texturas y formas. Los THz son una forma segura de radiación electromagnética no ionizante, pueden penetrar muchos sólidos, pero no el agua o los metales. Todo esto debido a que cuentan con una longitud de onda ideal, que no es tan pequeña como para tener una alta energía ionizante y dañar al ser humano, pero tampoco es tan grande, por lo que permite servir como escáner. (Compare Fig.1 con Fig. 2). Por lo que es importante estudiar las diferentes formas de alcanzar estas frecuencias en los diferentes materiales que componen la electrónica moderna.

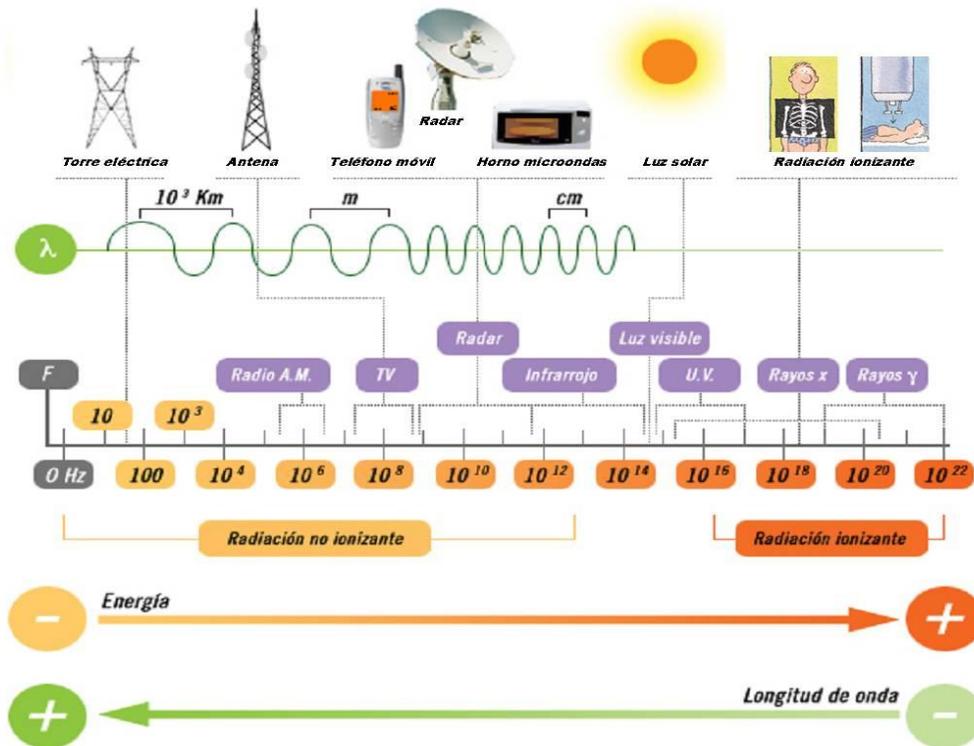


Fig. 2. Espectro electromagnético.

OBJETIVO GENERAL

Obtener el modelo matemático y la simulación que demuestre la amplificación de onda electromagnética en el rango de las frecuencias de terahertz (THz), incluyendo infrarrojo.

OBJETIVOS ESPECIFICOS

1. Estudiar las características y propiedades de los compuestos InN y GaN.
2. Estudiar la amplificación producida por la interacción de la onda electromagnética y la de carga espacial.
3. Obtener el modelo matemático que demuestre la amplificación en el rango de los terahertz.
4. Desarrollo de la simulación basándose en el modelo matemático, esto es, elaborar diversas pruebas, con el modelo matemático y los parámetros

estudiados y decidir el efecto de amplificación adecuado para nuestros propósitos.

ALCANCES

Se utilizarán las propiedades de los cristales de tipo Nitruro de Indio (InN) y su mecanismo específico no lineal que involucra su conductividad diferencial negativa (DNC).

Debido a las propiedades del cristal es posible la interacción no lineal de tres ondas que hacen amplificación con amplificando la frecuencia, este efecto es comúnmente utilizado en dispositivos como: amplificadores y generadores en el rango de therahertz.

En esta tesis se abordará todo el análisis matemático desde un ejemplo realizado con GaAs, hasta el análisis con el material de interés (InN y GaN), junto con la simulación.

Capítulo I. Redes Cristalinas.

Introducción

Los semiconductores han adquirido mucha importancia en las últimas décadas, más aún en el ramo tecnológico, los semiconductores se han utilizado en la fabricación de dispositivos electrónicos como: rectificadores, transistores, fotoceldas, reguladores de voltaje amplificadores paramétricos y dispositivos de conmutación. El conocimiento de las propiedades de los materiales que componen a los semiconductores es de vital importancia, ya que nos ayuda a comprender el mecanismo de funcionamiento y así poder emprender la búsqueda de mejores materiales.

La tecnología y el conocimiento de los cristales que conforman los materiales, han hecho posible producir nuevos materiales semiconductores de una pureza y perfección extraordinaria. Estos conocimientos permiten al experimentador observar las propiedades de transporte electrónico, así como los efectos que ocurren sobre los materiales, por ello la importancia de tener una noción básica de los principales mecanismos por los que los semiconductores se comportan de esa manera. En este primer capítulo se tratarán los principales temas que explican ese comportamiento.

I.1 Clasificación de cristales

Los materiales sean semiconductores, polímeros etc, cuentan con un arreglo en su estructura atómica, esta forma un patrón repetitivo regular en forma de rejilla o red. La red difiere de un material a otro tanto en tamaño como en forma dependiendo del tamaño de los átomos y del tipo de enlace entre ellos. La estructura cristalina de un material se refiere al tamaño, la forma y la organización atómica dentro de la red. La celda unitaria es la subdivisión de la red cristalina que sigue conservando las características generales de toda la red. Desde el punto de vista de las propiedades de los electrones, los semiconductores son intermedios entre aislantes y

conductores. La estructura electrónica de los cristales en general incluye un conjunto de bandas de energía permitidas, que los electrones ocupan de acuerdo con las reglas de la mecánica cuántica. Las dos bandas de energía más altas son la banda de conducción y la banda de valencia, respectivamente, ver Fig.I.1. A cierta energía por encima de la banda de conducción encontramos el nivel de vacío, es decir, la energía de un electrón libre para abandonar el cristal. En aisladores, la banda de valencia (que aloja los electrones que participan en los enlaces químicos) está separada de la banda de conducción por un gran espacio de energía E_g , del orden de unos pocos electronvoltios (eV). Debido a la gran brecha, una cantidad extremadamente pequeña de electrones tiene suficiente energía para ser promovido a la banda de conducción, donde podrían participar en la conducción eléctrica. En aisladores, por lo tanto, la conductividad es extremadamente pequeña.

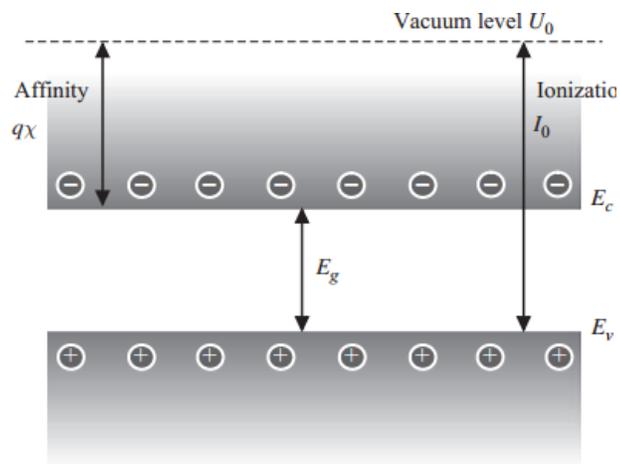


Fig. I. 1 Estructura de bandas para semiconductores. E_g es la brecha de energía; E_c es la banda de conducción; E_v es la banda de valencia. (Ghione, 2009).

Existen 14 formas de celdas unitarias o redes de Bravais agrupados en siete sistemas cristalinos. Los puntos de la red están localizados en las esquinas de las celdas unitarias y, en algunos casos, en cualquiera de las caras o en el centro de la celda unitaria.

Los elementos de simetría que se escogen para especificar los siete sistemas cristalinos son los siguientes:

a) Eje de rotación n : Puede tener los valores $n = 1, 2, 3, 4$ y 6 . La simetría rotacional de cinco veces es imposible.

b) Plano de simetría: una mitad del cristal reflejada en un plano semejante que pasa por un punto de la red, reproduce la otra mitad.

c) Centro de inversión: Un punto de la red, alrededor del cual la operación $\vec{r} = -\vec{r}$ (en donde \vec{r} es un vector hacia cualquier punto de la red) deja a la estructura reticular sin sufrir cambio alguno.

d) Eje de rotación-inversión: La rotación alrededor del eje $2\pi/n$ radianes ($n = 1, 2, 3, 4, 6$) seguida de una inversión alrededor de un punto de la red, por donde pasa el eje de rotación, no produce ningún cambio en la red.

Name	Bravais lattices	Conditions on primitive vectors
Triclinic	1	$a_1 \neq a_2 \neq a_3, \alpha_1 \neq \alpha_2 \neq \alpha_3$
Monoclinic	2	$a_1 \neq a_2 \neq a_3, \alpha_1 = \alpha_2 = 90^\circ \neq \alpha_3$
Orthorhombic	4	$a_1 \neq a_2 \neq a_3, \alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = 90^\circ$
Tetragonal	2	$a_1 = a_2 \neq a_3, \alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = 90^\circ$
Cubic	3	$a_1 = a_2 = a_3, \alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = 90^\circ$
Trigonal	1	$a_1 = a_2 = a_3, \alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 < 120^\circ \neq 90^\circ$
Hexagonal	1	$a_1 = a_2 \neq a_3, \alpha_1 = \alpha_2 = 90^\circ, \alpha_3 = 120^\circ$

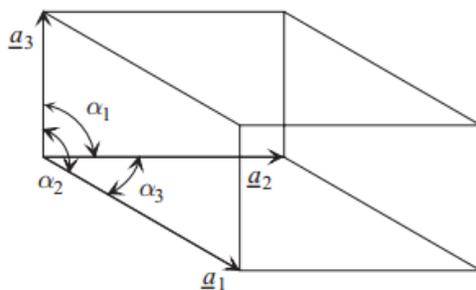


Fig. I. 2 Estructura del cristal semiconductor; definición de celda unitaria y redes de Bravais (Ghione, 2009).

De acuerdo a las magnitudes relativas de a_1 , a_2 , a_3 y a los ángulos α_1 , α_2 , α_3 , pueden ser demostrado que existe 14 redes básicas, como en la Fig I.2. En semiconductores, solo dos redes son tecnológicamente importantes, la cubica hexagonal y la estructura tipo diamante. La mayoría de los semiconductores son cúbicos (ejemplos: Si, Ge, GaAs, InP ...), pero algunos son hexagonales (SiC, GaN). Tanto la estructura cúbica y hexagonal se puede encontrar en el carbono (C), donde están estructuras como el diamante y de cristal de grafito, respectivamente Fig I. 3.

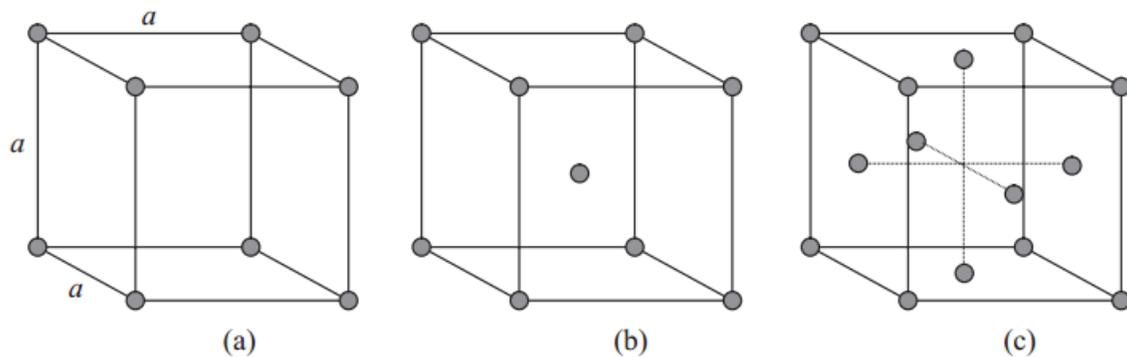


Fig. I. 3 Redes cúbicas de Bravais: a) Simple, b) Centrada en el cuerpo, c) Centrada en las caras (Ghione 2019).

I.2 Clasificación de metales, semiconductores y dieléctricos.

En los sólidos, debido a la disposición de los átomos, los niveles energéticos disponibles para los electrones no están perfectamente definidos, si no que se ensanchan formando bandas.

En los cristales con enlaces iónicos, incluso los electrones con una energía mayor están situados en una banda en la que tienen su movimiento limitado. Esta banda se denomina *banda de valencia*. A estos electrones se les puede aportar la energía suficiente para que puedan saltar de una banda a otra superior, donde tenga

la libertad de moverse, llamada a esta última *banda de conducción*. La energía que separa la banda de valencia de la banda de conducción es: $\Delta E \geq 5 \text{ eV}$ debido a esto en condiciones normales no hay electrones en la banda de conducción.

Matemáticamente las estructuras de bandas de energía en los sólidos se expresa: $\epsilon(\vec{k})$, donde ϵ es la energía de los electrones en función de su vector de onda \vec{k} . La longitud de onda de un electrón en el vacío está dada por:

$$\lambda = \frac{h}{m_0 v} \quad (1.1)$$

Donde h es la constante de Planck, m_0 es la masa de los electrones y v es su velocidad. La dirección de propagación de los electrones y su magnitud denominada número de onda, viene dada por:

$$|\vec{k}| = k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{m_0 v}{\hbar} \quad (1.2.)$$

Donde $\hbar = h/2\pi$ es la energía cinética de los electrones en el vacío.

El movimiento de los electrones en un semiconductor, esta determinado si se conoce la relación $\epsilon(\vec{k})$ para cada una de sus bandas de energía. Su velocidad está dada por:

$$v_x = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial \epsilon}{\partial k_x}, v_y = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial \epsilon}{\partial k_y}, v_z = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial \epsilon}{\partial k_z} \quad (1.3.)$$

O simbólicamente:

$$\vec{v} = \frac{1}{\hbar} \nabla_{\vec{k}} \epsilon \quad (1.4.)$$

Si existe un campo eléctrico externo, los electrones y los huecos pueden desplazarse en sus respectivas bandas, lo que da lugar a movimientos espaciales que se conocen como corriente eléctrica (Hernando, 2000). El hueco se comporta

como una carga positiva que se desplaza en la dirección del campo, mientras que los electrones se mueven en sentido contrario. Al aplicar un campo externo en un semiconductor se puede alterar la concentración de portadores de cargas en el material, sin introducir ninguna densidad de carga eléctrica importante, ya que los huecos y electrones aparecen en pares. Esta posibilidad es la que permite el uso de elementos semiconductores como dispositivos electrónicos tales como rectificadores, transistores y unidades de conmutación.

a) Conductores

Los conductores tienen una gran cantidad de portadores de cargas libres. Al aplicar un campo eléctrico, estos portadores se mueven en el campo (si son positivos) o en contra del campo. Los conductores pueden ser sólidos, líquidos o gases. Ejemplos del primer caso son los metales y los semiconductores degenerados. Los conductores líquidos por lo general son iónicos; contienen una gran cantidad de iones positivos o negativos, que se mueven con el campo. Un plasma, como la ionósfera, es un gas de partículas cargadas: electrones y iones positivos y negativos (Murphy, 2001).

En los conductores ordinarios, la densidad de corriente es proporcional a la intensidad de campo:

$$j = \sigma E \quad (1.5.)$$

Esta ecuación constituye la forma diferencial de la ley de Ohm. El coeficiente de proporcionalidad σ se denomina conductividad específica o electro conductividad. (En los metales, la conductividad específica alcanza, para temperatura ambiental de 20°C, un valor comprendido entre 10^5 y $10^6 \Omega^{-1} \frac{1}{cm}$).

A la magnitud inversa de σ , denotada con ρ , se le llama resistividad específica o simplemente resistividad.

Bajo la acción de un campo eléctrico, las cargas que se localizan en las estructuras de cualquier sustancia, experimentan una fuerza $f = qE$. Si esas cargas pueden desplazarse libremente, lo harán de acuerdo a la ley fundamental (Talavera, 1999):

$$f = qE = m \frac{dv}{dt} \quad (1.6.)$$

b) Semiconductores

Los semiconductores no tienen una gran cantidad de portadores libres, pero el número de estos puede controlarse al introducir impurezas en el semiconductor. La conducción eléctrica en un semiconductor se debe a dos tipos de portadores: electrones y huecos (ausencia de electrones). Los semiconductores pueden ser intrínsecos, extrínsecos o degenerados (Murphy, 2001)

Los intrínsecos son puros y tienen el mismo número de electrones y huecos. Al dopar un semiconductor, este balance se altera, y entonces se tiene un mayor número de electrones (tipo N) que huecos, o viceversa (tipo P); un material así se conoce como extrínseco. Un semiconductor compensado es aquel en el cual se han introducido impurezas de ambos tipos en cantidades iguales. En un semiconductor degenerado, se introduce una gran cantidad de impurezas para poder tener una gran capacidad de manejo de corriente, y el material se comporta entonces como un conductor (aunque no tan bueno como un metal).

Si se supone que la capa superficial con propiedades específicas posee un espesor S , encontramos que la densidad de corriente superficial j , que fluye por esa capa, puede expresarse por el vector:

$$I = jS \quad (1.7.)$$

O bien:

$$I = E\sigma S \quad (1.8.)$$

O también:

$$I = E\sigma_s \quad (1.9.)$$

Donde σ_s es la conductividad superficial, medida en Ω^{-1} , mientras que la densidad de corriente superficial se mide en A por unidad de longitud, en una dirección normal al vector densidad de corriente (Talavera, 1999).

c) Dieléctricos

En contraste, los dieléctricos tienen muy pocas cargas libres. Los electrones en un material dieléctrico están fuertemente unidos a los átomos, y se requiere mucha energía para removerlos, o ionizar a los átomos que lo componen. Pero al ser átomos, tienen carga positiva y negativa distribuida en el espacio. Por lo general, los dieléctricos son neutros (carga neta = cero). Al colocarlos en un campo eléctrico externo, las partículas cargadas del material –los núcleos y los electrones- tratan de moverse con o en contra del campo, pero sin separarse de sus átomos, a menos que el campo sea muy intenso. Sin embargo, este pequeño movimiento da origen a una alineación de la carga, por lo que podemos modelar un dieléctrico como una asociación de pequeños dipolares (Murphy, 2001).

En un semiconductor, la distancia entre la banda de valencia y la de conducción es menor que en un aislante, a bajas temperaturas todos los electrones seguirán estando en la banda de valencia y el semiconductor se comporta como un aislante, pero con una pequeña cantidad de energía, será suficiente para excitar al electrón y hacerlo pasar a otra banda, provocando la aparición de corriente eléctrica.

Si existe un campo eléctrico externo, los electrones y los huecos pueden desplazarse en sus respectivas bandas, lo que da el efecto de movimiento espacial, o corriente eléctrica. El hueco se comporta como una carga positiva con un movimiento en dirección del campo, mientras que los electrones se mueven en sentido contrario.

Como medida del efecto producido puede servir la polarizabilidad (o el vector de polarización) igual al momento eléctrico de la sustancia por unidad de volumen:

$$P = \lim_{V \rightarrow 0} \frac{\sum P_k}{V} \quad (1.10.)$$

El momento eléctrico en el volumen V , se define como la suma de los momentos de los dipolos individuales $P_k = q_k l_k$, incluidos en ese volumen V .

A las sustancias polarizadas bajo la acción del campo se denominan dieléctricos. En la mayoría de los dieléctricos, la polarizabilidad es directamente proporcional a la intensidad del campo (Ghione, 2009):

$$P = k \varepsilon_0 E \quad (1.11.)$$

I.3 Movilidad Diferencial Negativa (MDN).

Cuando un semiconductor es sometido a condiciones altas de excitación, como pueden ser grandes campos eléctricos, magnéticos o fuerte irradiación óptica, puede presentar propiedades de transporte que se desvían de la relación lineal corriente- voltaje (Óhmica). Estas inestabilidades aparecen en una amplia variedad de materiales, rangos de temperatura y condiciones de excitación y son debidas a diferentes procesos microscópicos.

Estas inestabilidades, se pueden utilizar en un gran número de dispositivos semiconductores, por ejemplo, para la generación de microondas en el rango de frecuencias entre 0.1 y 1000 GHz, para amplificación en el rango de frecuencias de los GHz donde los transistores normales no pueden ser usados para interruptores electrónicos más rápidos.

Las propiedades microscópicas de los materiales semiconductores determinan la corriente i en función del campo eléctrico E , la densidad de corriente

j es directamente proporcional al campo eléctrico, a medida que se incrementa el campo, la función $j(E)$ va adquiriendo un comportamiento no lineal.

Si la característica $j - E$ tiene un régimen de conductividad diferencial negativa:

$$\sigma_{eff} \equiv \frac{dj}{dE} < 0 \quad (1.12.)$$

La conductividad diferencial negativa (en inglés NDC, Negative Differential Conductivity), puede ser clasificada en función de la forma de la característica $j - E$. Existen dos formas CDN que está asociada con inestabilidades a voltaje y corriente constante; NNDC forma de N y SNDC forma de S . Los dos tipos están relacionados con inestabilidades a voltaje y corrientes constantes.

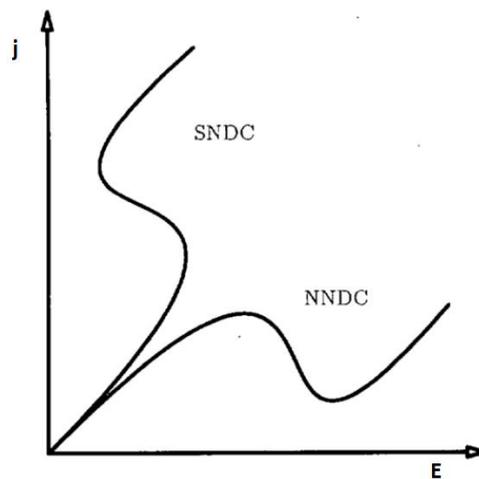


Fig. I. 4 Tipos de CDN (Hernando, 2000).

En un semiconductor, puede calcularse la relación $j - E$ mediante la integración de la densidad de corriente j sobre la sección S por donde fluye la corriente:

$$I = \int_S j dS \quad (1.13.)$$

En el caso unidimensional, la integración del campo ε a través de una longitud L (distancia entre contactos), nos proporciona la diferencia de potencial total:

$$V = \int_0^L E(x)dx \quad (1.14.)$$

La característica $I - V$ no solo es una propiedad de los semiconductores, también depende de la geometría.

Se puede expresar la densidad de carga eléctrica j en función del campo eléctrico E de la forma siguiente:

$$j(E) = eV(E)n(E) \quad (1.15.)$$

Donde e es menor que la carga del electrón, $V(E)$ es la velocidad media de convección de las cargas y $n(E)$ es la densidad electrónica dependiente del campo.

La conductividad diferencial σ viene definida mediante la siguiente expresión:

$$\sigma \equiv \frac{dj}{dE} = e \left[n \frac{dV}{dE} + V \frac{dn}{dE} \right] \quad (1.16.)$$

Para que puedan producirse efectos de CDN es necesario que $dV/dE < 0$ y/o $dn/dE < 0$. Esto quiere decir una disminución de la velocidad y/o disminución de la densidad electrónica al aumentar el campo eléctrico, encontrándose ambas posibilidades en los semiconductores reales (Hernando, 2000).

En los electrones libres, el mínimo de energía se produce en el *valle central* de esta estructura de bandas. Para $k = 0$ (denominado punto Λ en la zona de Brollouin). Sin embargo, aparecen mínimos de energía para valores de energías superiores (llamados *valles satélites*). Los valles satélites [100] están localizados en $k = 2\pi/a$ y los valles [111] en $k = \pi\sqrt{3}/a$ donde a es la constante de la red de GaAs.

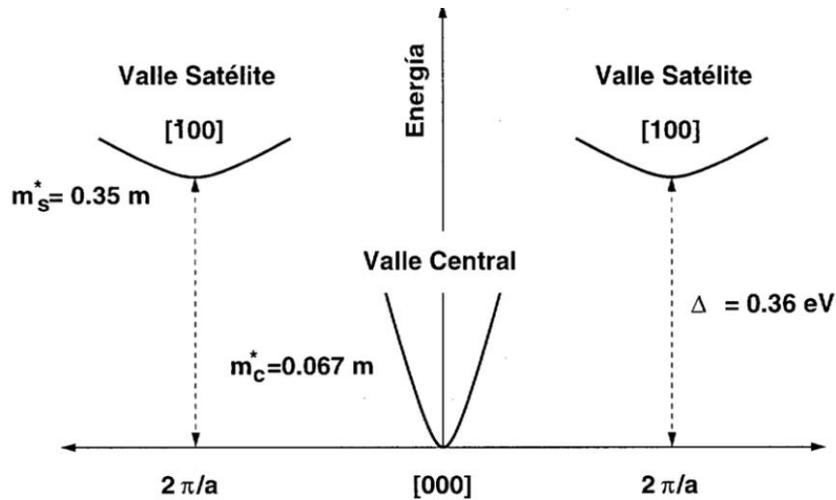


Fig. I. 5 Esquema de la estructura de bandas del GaAs, donde se muestra los valores de la masa efectiva y la separación inter valle (Hernando, 2000).

Para casi todos los semiconductores el mínimo de la banda de valencia se produce en $k = 0$, en el germanio y el silicio se denominan “*semiconductores de intervalo indirecto*” (*indirect gap*) y en el GaAs junto con otros compuestos con estructuras de bandas similares, “*semiconductores de intervalo directo*” (*direct-gap*). Esto es importante porque nos demuestra que el germanio y el Silicio son mucho mejores que el GaAs para ser utilizados como transistores.

Debido a la CDN, la movilidad de los electrones se ve afectada, mostrando en cierto intervalo una disminución, como se muestra en la Fig.I. 6. A esto se le conoce como movilidad diferencial negativa (MDN por sus siglas en ingles), y de manera general a todos los semiconductores y dispositivos que operen bajo este principio, se les llama de manera general dispositivos de efecto Gunn. Este efecto se analizará en la siguiente sección.

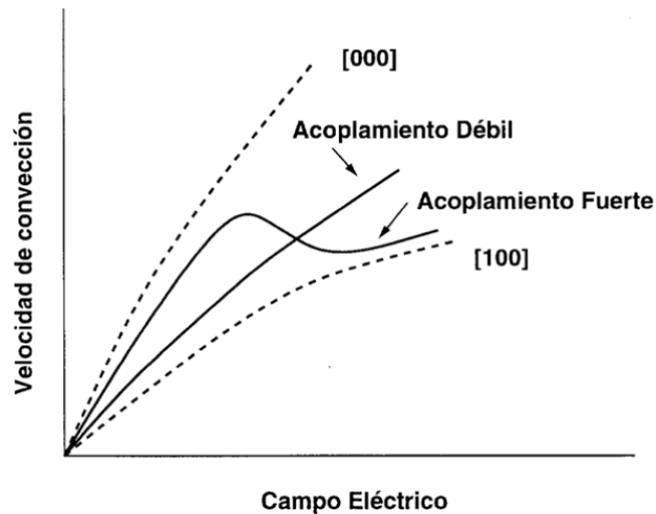


Fig. I. 6 Curvas de las velocidades de convección medias en función del campo eléctrico (Hernando, 2000).

La manifestación de la inestabilidad de la corriente observada en un semiconductor, depende principalmente de tres factores (Hernando, 2000):

1. Las características eléctricas del semiconductor.
2. El tipo de circuito en el cual opera.
3. Las condiciones en los extremos de la región activa.

I.4 Efecto Gunn y su aplicación histórica

Los investigadores comenzaron la búsqueda de la CDN aproximadamente en el año 1950, las primeras ideas estuvieron encaminadas al uso de un alto campo eléctrico, para dirigir los electrones a estados con una masa efectiva negativa, cerca de la zona alta de la banda de conducción.

Fue hasta 1963, cuando J. B. Gunn en su trabajo *Solid State Device Research Conference*, en donde describió su descubrimiento de oscilaciones en la frecuencia de microondas, en muestras de tipo-n de arseniuro de galio y fosfuro de indio. Para observar las oscilaciones se necesita un campo eléctrico medio dentro

del semiconductor de unos pocos miles de voltios por centímetro. Este descubrimiento concluyó la búsqueda de la conductividad diferencial negativa en semiconductores. Existen cristales, en donde podemos notar una zona de conductividad que origina un efecto de movilidad diferencial negativa y esto amplifica la onda, llamada a esta onda; onda de carga. Cuando se aplica un pequeño voltaje continuo a través de una placa delgada de GaAs, ésta presenta características de resistencia negativa. Todo esto ocurre bajo la condición de que el voltaje aplicado a la placa sea mayor a los 3.3 KV/cm . Si dicha placa es conectada a una cavidad resonante, se producirán oscilaciones y todo el conjunto se puede utilizar como oscilador.

Este efecto sólo se da en materiales tipo N (material con exceso de electrones) y las oscilaciones se dan sólo cuando existe un campo eléctrico. Estas oscilaciones corresponden aproximadamente al tiempo que los electrones necesitan para atravesar la placa de material tipo N cuando se aplica voltaje continuo. Si a la placa anterior se le sigue aumentando el voltaje, se les transfiere a los electrones una mayor energía, pero en lugar de moverse más rápido, los electrones saltan a un valle de energía más elevada que normalmente está vacía disminuyen su velocidad y por ende se genera corriente. Así, una elevación de la tensión en este elemento causa una disminución de la corriente.

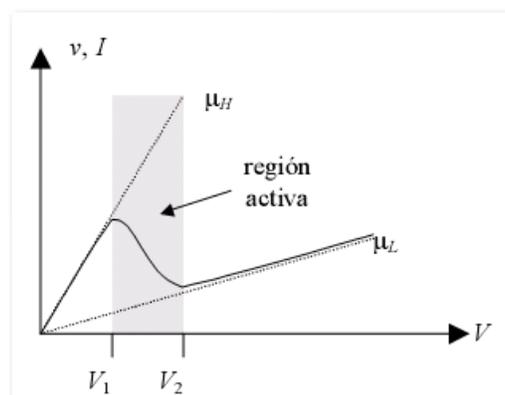


Fig. I. 7 Zona de amplificación (Castrejón, 2011).

Eventualmente, el voltaje en la placa se hace suficiente para extraer electrones de la banda de mayor energía y menor movilidad, por lo que la corriente aumentará de nuevo con la tensión. La característica voltaje contra corriente se parece mucho a la del diodo Tunnel.

En la Fig 1.8 se muestra la estructura de bandas para el GaAs. Al observar detenidamente la primera banda de conducción encontramos que presenta tres valles. La energía de cada electrón en el valle en que se encuentre puede aproximarse a través de la ecuación:

$$W = \frac{\hbar k^2}{2m^*} \quad (1.17.)$$

Donde k es la magnitud del vector de onda, m^* la masa efectiva del electrón asociada al valle y \hbar es la constante de Planck reducida.

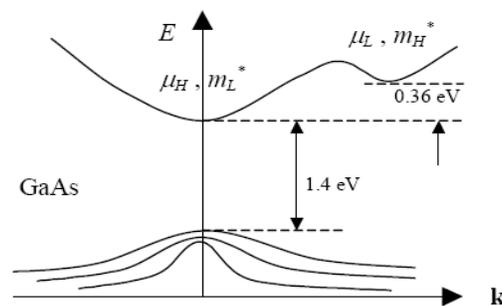


Fig. 1. 8 Estructura de bandas del GaAs (Castrejón, 2011).

Cuando la intensidad del campo es fuerte, se produce la transferencia de electrones al mínimo más alto de la banda de conducción. La masa efectiva de los electrones es mayor en los niveles energéticos superiores. Por tanto, la movilidad electrónica es menor que en los niveles de energía más bajos. Como la conductividad depende de la movilidad electrónica, existe un rango de intensidades de campo eléctrico en el cual se produce transferencia de electrones desde un nivel

bajo de energía a uno más alto, de tal manera que la movilidad promedio, y con ella la conductividad, decrecen cuando se aumenta la intensidad de campo.

La masa efectiva de un electrón libre en un semiconductor es distinta a la masa de un electrón en el vacío, debido a las interacciones con los átomos del cristal. Por esta razón es importante mencionar que la masa de un electrón para GaAs en el primer valle m_L^* es mucho menor que la masa del electrón en el segundo valle m_H^* . En la Fig. 1.8. Además, se muestra que existe una diferencia de energía entre los fondos de los valles, y representa la energía que un electrón que se encuentra en el primer valle debe adquirir para pasar al segundo valle. Para el GaAs es de $0.36eV$.

El Arseniuro de Galio (GaAs) es uno de los pocos materiales semiconductores que en una muestra con dopado tipo N , tiene una banda de energía vacía más alta que la más elevada de las que se encuentran ocupadas parcial o totalmente (Fig. 1.7). Cuando no hay un voltaje aplicado al semiconductor, la mayoría de los electrones ocupan una posición en el primer valle, ya que la energía de los electrones es menor que la de $0.36 eV$. Cuando se aplica un voltaje a una placa (tipo N) de GaAs, los electrones, que el material tiene en exceso, circulan y producen corriente. Si se aumenta la tensión, la corriente aumenta.

Los dispositivos que exhiben dicho fenómeno se denominan diodos Gunn o dispositivos de transferencia de electrones (TED). No obstante, debe quedar claro que no se trata de diodos de unión $p-n$, sino que constan de un solo bloque semiconductor (*bulk*). Si se representa la característica voltaje-corriente de estos dispositivos, se aprecia que la región en la que aparece dicho efecto, exhibe una resistencia diferencial negativa. Dado que los dispositivos con resistencia negativa se pueden modelar como fuentes de voltaje controladas por corriente, estos dispositivos se pueden utilizar para construir amplificadores de microondas.

El efecto Gunn puede provocar, a su vez, oscilaciones auto sostenidas, debido a que los electrones son acelerados y frenados a su paso por el diodo, lo que también los habilita para el diseño de osciladores de microondas.

Supongamos que se aplica un voltaje V_{DC} a una muestra de GaAs de longitud L (Fig. I.9.). El voltaje es constante y por consiguiente aplica un campo eléctrico que se obtiene con la siguiente ecuación:

$$E_0 = \frac{V_0}{L} \quad (1.18.)$$

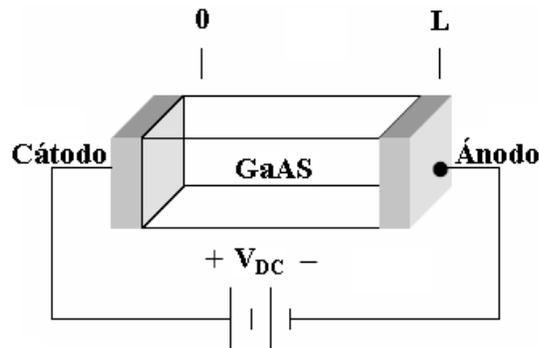


Fig. I. 9 Diodo Gunn de GaAs (Díaz, 2010).

Si en estas condiciones, en cualquier punto del dispositivo el campo eléctrico supera el umbral, entonces se produce la transferencia de electrones al valle superior, donde la movilidad acusa un descenso. Se forma en este caso un pequeño dominio dipolar, al tener una región en la que se acumula la carga, y otra de depleción (Fig. I.10).

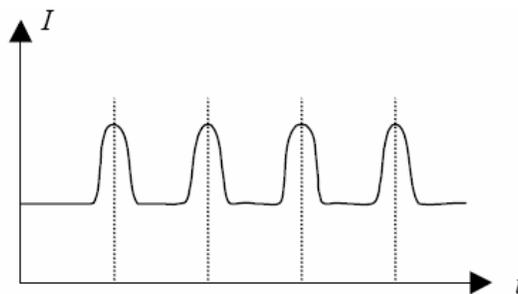


Fig. I. 10 Dominio dipolar (Díaz, 2010).

Este pequeño dipolo crea un campo que se suma con el de polarización, haciendo que el campo total en el dominio dipolar se eleve. Como el voltaje es constante, el campo fuera del dominio dipolar baja y se estabiliza por debajo del umbral. Cuando

el dipolo alcanza el extremo del ánodo se produce un pico de corriente en los terminales del diodo, lo que eleva momentáneamente el campo por encima del umbral, haciendo que se forme un nuevo dipolo en el cátodo y que el proceso se repita una vez más. La frecuencia de oscilación es:

$$\frac{1}{f} = \frac{L}{v_d} \quad (1.19.)$$

Donde v_d es la velocidad de arrastre del dipolo y L es la longitud del diodo.

La oscilación inicial crecerá en un dominio del dipolo, o dominio Gunn. Este dominio crecerá hasta que se forme un dominio Gunn estable. Lo particular de este dominio es que ha crecido lo suficiente para que tanto los electrones que viajan en uno como en otro sentido lo hagan a la misma velocidad. Por esta razón es importante que el voltaje aplicado al cristal sea el apropiado para permanecer en la región NDR (Resistencia Diferencial Negativa) y poder formar un dominio Gunn estable (Díaz, 2010).

I.5 Plasma

El plasma es una materia con cargas que se interconectan con fuerzas de Coulomb a distancias grandes y tienen la condición de sus cargas como:

$$q_- + q_+ = 0 \quad (1.20.)$$

$$n_+ + n_- = 0 \quad (1.21.)$$

Donde q es la densidad de cargas y n la densidad de electrones. Entonces el plasma es neutral, no tiene carga. El parámetro que determina el plasma es el radio de Debye:

$$r_D = \sqrt{\frac{k_B T \epsilon_0 \epsilon}{|e|^2 n_0}} \quad (1.22.)$$

Donde K_B es la constante de Boltzmann, T es la temperatura absoluta, ε_0 es la permitividad en el espacio libre ($\varepsilon_0 = 8.85 \times 10^{-2} \text{ v}\cdot\text{Sec}/\text{A}\cdot\text{m}$), ε es la permitividad del semiconductor, e es la carga del electrón y n_0 es la concentración de electrones.

Si el radio r_D es menor, no se considera plasma, debido a que no se hace válida la condición:

$$q_- + q_+ = 0 \quad (1.23.)$$

Es posible obtener este parámetro mediante el análisis de la ecuación de Poisson:

$$\text{div} \vec{D} = \rho \quad (1.24.)$$

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E} \quad (1.25.)$$

$$\Delta \varphi = -\frac{\rho}{\varepsilon_0 \varepsilon} \quad (1.26.)$$

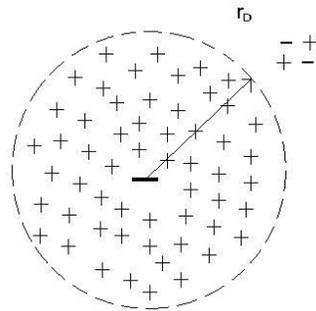


Fig. I. 11 Radio de Debye (Díaz, 2010).

Debido a que el sistema tiene simetría esférica tenemos:

$$\Delta \varphi = -\frac{\rho[\varphi]}{\varepsilon_0 \varepsilon} - \frac{q}{\varepsilon_0 \varepsilon} \delta(\vec{r}) \quad (1.27.)$$

$$\rho = |e|(n_0 - n_e) \quad (1.28.)$$

Donde n_e y n_0 son las concentraciones de cargas, son iguales y tienen la estadística de Boltzmann:

$$n_0 \equiv n_e(\vec{r} \rightarrow \infty) \exp\left(\frac{|e|\varphi}{k_B T}\right) \quad (1.29.)$$

Entonces:

$$\rho = |e|n_0 \left[1 - \exp\left(\frac{|e|\varphi}{k_B T}\right)\right] \quad (1.31.)$$

$$\rho \cong -\frac{|e|^2 n_0}{k_B T} \varphi \quad (1.32.)$$

En caso de que el potencial $-\frac{e\varphi}{k_B T} \ll 1$ no sea fuerte tenemos:

$$\varphi = \frac{|e|\varphi}{k_B T \epsilon_0 \epsilon} \varphi - \frac{q}{\epsilon_0 \epsilon} \delta(\vec{r}) \quad (1.32.)$$

Por lo tanto:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\varphi}{dr} \right) - \frac{1}{r_D^2} \varphi = -\frac{q}{\epsilon_0 \epsilon} \delta(\vec{r}) \quad (1.33.)$$

El radio está determinado por:

$$r_D \equiv \left(\frac{k_B T \epsilon_0 \epsilon}{|e|^2 n_0} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.35.)$$

Proponemos la solución:

$$\varphi = \frac{q}{\epsilon_0 \epsilon r} \exp\left(-\frac{r}{r_D}\right) \quad (1.36.)$$

Donde r_D es el radio de Debye::

$$r_D = \sqrt{\frac{k_B T \epsilon_0 \epsilon}{e^2 n_0}} \quad (1.37.)$$

Entonces el parámetro básico es r_D .

Las cargas se mueven y están a una distancia Δx , causando la fuerza $F = -(e) E$, en donde el campo eléctrico es:

$$E = \frac{Q(\Delta x)}{\varepsilon_0 \varepsilon} \quad (1.38.)$$

Y la carga Q relacionada con la distancia Δx es:

$$Q = en_0 \Delta x \quad (1.39.)$$

Entonces, la fuerza devuelta se da por:

$$F = -eE = -\frac{1}{\varepsilon_0 \varepsilon} e^2 n_0 \Delta x \quad (1.40.)$$

Al final tenemos la ecuación de vibraciones similar a la del péndulo, donde:

$$m \Delta a = -eE = -\frac{1}{\varepsilon_0 \varepsilon} e^2 n_0 \Delta x \quad (1.41.)$$

$$\Delta x + \omega_p^2 x = 0 \quad (1.42.)$$

Con:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{e^2 n_0}{\varepsilon_0 \varepsilon n}} \quad (1.43.)$$

En un campo magnético las cargas tienen la posibilidad de vibrar con frecuencia

$\omega = \frac{(e)B}{m^*}$. Esta frecuencia y la frecuencia del plasma definen la dinámica de plasma.

La masa de las cargas en el sólido no es igual a la masa del electrón porque las partículas existen en estado cristalino (en un campo periódico). Entonces, esta masa es efectiva y define las propiedades del cristal (Castrejón, 2011).

Conclusión

Hoy día, el efecto Gunn ha sido la base para un nuevo tipo de dispositivos micro-electrónicos, principalmente utilizados para la generación de microondas, El principal material utilizado con este propósito, ha sido el GaAs debido a que la tecnología ha avanzado más en la elaboración y estudio de este material.

Desde el descubrimiento del efecto Gunn, se han llevado a cabo una gran cantidad de investigaciones para el desarrollo de dispositivos de producción de microondas y otras frecuencias, aplicaciones para su uso comercial y para laboratorios de investigación.

Capítulo II. Características de los semiconductores *InN* y *GaN*.

Introducción

Desde un punto de vista matemático, los semiconductores pueden ser entendidos como sistemas dinámicos no lineales muy interesantes, ya que muestran un amplio rango de inestabilidades, restricciones y condiciones de contorno que no se encuentran, por ejemplo, en los bien conocidos sistemas fluidos.

En la última sección de este capítulo, se iniciará con algunas características importantes del material de estudio de esta tesis.

II.1 Compuestos Binarios.

Los compuestos formados por elementos del grupo III y IV de la tabla periódica, se conocen como compuestos binarios, tal es el caso de GaAs, el InN y GaN tienen propiedades muy similares a este. La unión se vuelve parcialmente iónica debido a la transferencia de carga electrónica del grupo III al V. La ionicidad causa cambios significativos en las propiedades semiconductoras, aumenta la interacción coulombiana entre iones y también la energía de la brecha de energía fundamental en la estructura de banda electrónica (Grundmann, 2010).

Los nitruros III-V están siendo objeto de estudio debido a sus amplias perspectivas de aplicación en dispositivos semiconductores en las regiones de las longitudes de onda del azul y el ultravioleta, de la misma manera que anteriormente han sido estudiados los compuestos basados en As y P en las longitudes de onda del infrarrojo, rojo y verde. Los nitruros, GaN, AlN y InN presentan dos tipos de estructura, wurzita (WZ) y zinc-blenda (ZB), experimentalmente se encuentra que la fase wurzita es la estructura cristalina más estable de estos compuestos. Estos sistemas tienen un ancho de banda de energía prohibida en el rango que va de 0.8 eV para el InN, 3.4 eV para el GaN y 6.2 para el AlN. Esta es una de las razones

por la que estos nitruros III-V pueden ser utilizados en dispositivos ópticos que activen los rangos de la longitud de onda desde el rojo hasta el ultravioleta.

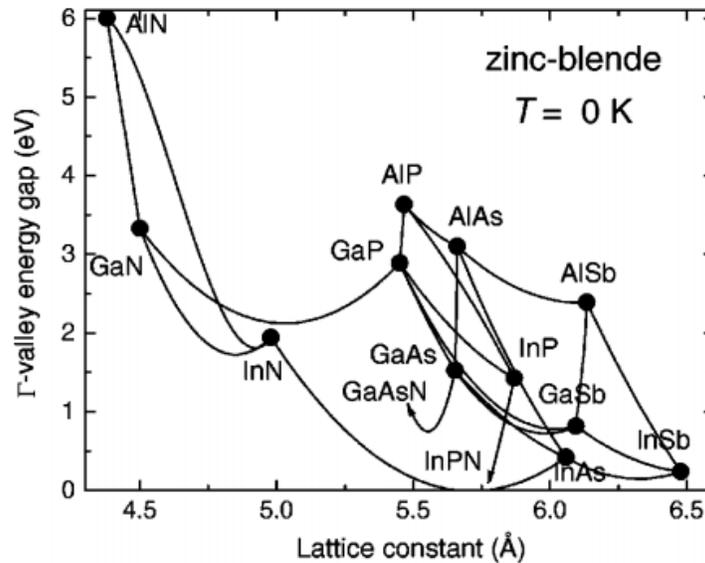


Fig. II. 1 Directo Γ -valle brecha de energía en función de la constante de red para la forma de zinc blenda 12 III-V semiconductores binarios compuestos, (puntos) Y algunas de sus aleaciones ternarias aleatorias (curvas) a temperatura cero (Vurgaftman, 2001).

Los intervalos de energía para determinados ternarios tales como AlAsP, InAsN, GaAsN, INPN, y GAPN se extienden a regiones en las que no han sido reportado datos experimentales. Para GaAsN y INPN, las flechas indican los límites de las regiones en las que la dependencia brecha en la composición se puede predecir con precisión.

II.2 Análisis del cristal de InN.

Las propiedades físicas del nitruro de indio, InN, no son bastante bien conocidas, principalmente porque es muy difícil su preparación debido a su baja estabilidad térmica. Las técnicas de preparación existentes no han permitido preparar capas epitaxiales con una baja concentración de portadores. Aunado a esto, el parámetro importante, la banda de energía prohibida E_g no ha sido establecida satisfactoriamente, se han reportado diversos valores para E_g que van desde 2.0 eV hasta 0.8 eV (López et all, 2004).

A continuación, se muestra la MDN del nitruro de indio. Después de que el campo eléctrico cambia su valor a 80 Kv/cm existe una movilidad diferencial negativa.

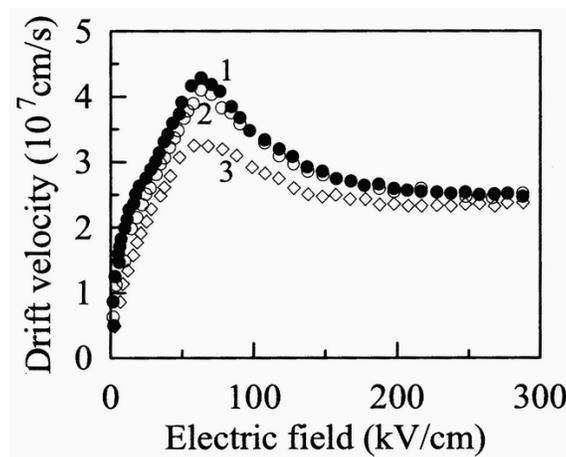


Fig. II. 2 InN. Calculada la velocidad de deriva de estado estacionario en función del campo eléctrico a diferentes concentraciones de dopaje (Fuente: http://matprop.ru/InN_highfield).

Este efecto se presenta cuando en la relación funcional (1.15), los electrones que se encuentran en la banda de valencia, empiezan saltara hacia los valles satélites mostrados en la figura (Fig. I. 5), esto origina que la masa efectiva de los electrones se aumente, disminuyendo la movilidad (Zhang et all, 1988), durante este proceso se presenta el descenso mostrado en la curva (Fig. II.2), la cual ocurre a diferentes tipos de dopaje:

$$1- N_d \approx 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$$

$$2- N_d \approx 10^{18} \text{ cm}^{-3}$$

$$3- N_d \approx 3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$$

La banda de valencia del nitruro de indio, permite que este cristal tenga una movilidad diferencial negativa, que como ya se vio en el primer capítulo, es una característica de su comportamiento a nivel estructural.

En la siguiente figura se aprecia la estructura de bandas para el nitruro de indio, indicando sus respectivos valles satélite.

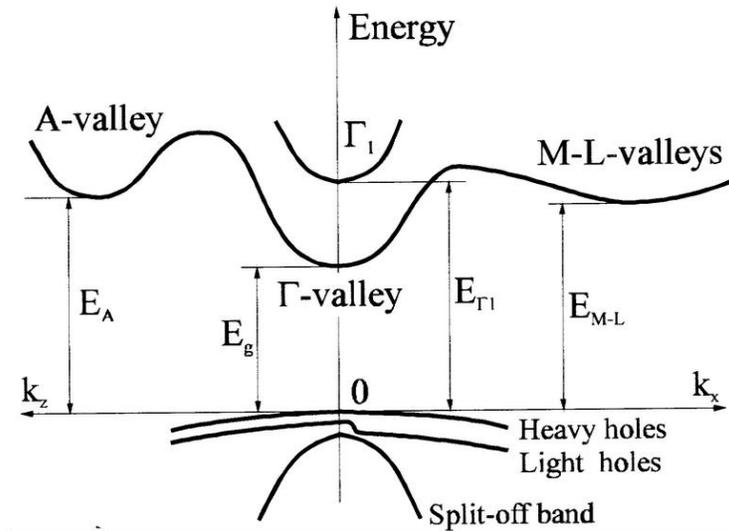


Fig. II. 3 InN, Wurtzita. Estructura de bandas. Mínimos de la banda de conducción y máximos de la banda de valencia. Esta división resulta de la interacción spin-órbita y de la simetría de cristal (Fuente: http://matprop.ru/InN_bandstr).

Los valores correspondientes a las diferentes energías mostradas en la figura corresponden a:

$$E_g = 1.9 - 2.05 \text{ eV}; E_{\Gamma_1} = 3.0 - 4.5 \text{ eV};$$

$$E_{M-L} = 4.8 - 5.8 \text{ eV}; E_A = 2.6 - 4.7 \text{ eV};$$

$$E_{so} = 0.003 \text{ eV}; E_{cr} = 0.017 \text{ eV}$$

Como se puede notar el nitruro de indio cuenta con una estructura en sus bandas de valencia muy parecidas a las del GaAs, analizado en el capítulo anterior, lo que le permite al material contar con ciertos efectos tales como es el efecto Gunn.

II.3 Análisis del cristal de GaN.

El InN es un compuesto binario que consta de la unión de dos elementos que pertenecen como se vio antes al grupo tres y cuatro de la tabla periódica, el cual tiene muchas aplicaciones en leds y en láser azul, cuanta con una energía prohibida de 3.5 eV para la estructura de Wurzita y de 3.2 a 3.5 eV para la estructura de zincblenda, podemos conocer muchas más de sus características en (Ganichev et all, 2016). En la siguiente figura se presenta la estructura de bandas de energía para este compuesto, juntamente con sus valores de energía prohibida.

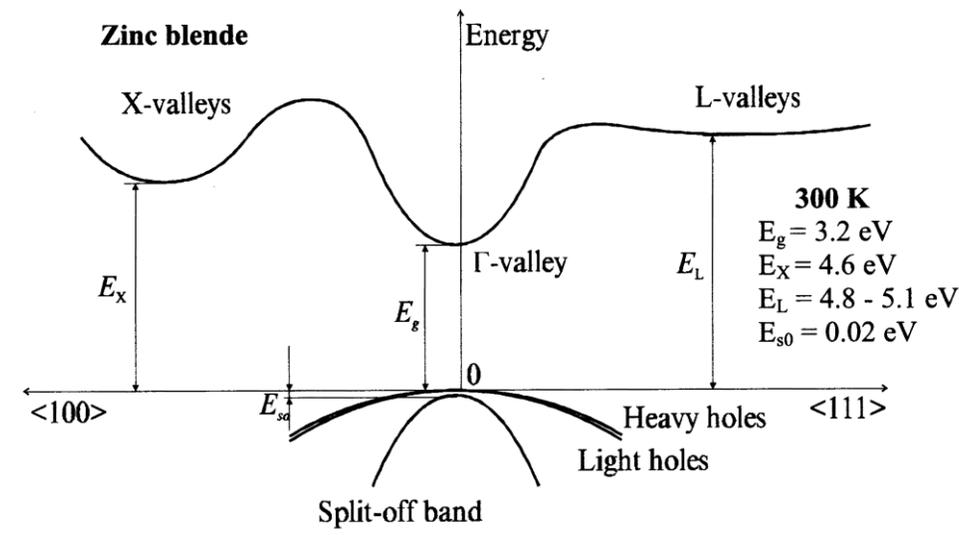


Fig. II. 4 GaN, Wurtzita. Estructura de bandas. Mínimos de la banda de conducción y máximos de la banda de valencia. Esta división resulta de la interacción spin-órbita y de la simetría de cristal (Fuente: http://matprop.ru/InN_bandstr).

En la siguiente figura se puede apreciar la velocidad de deriva para el GaN, para los dos diferentes tipos de cristal, wurzita y zincblenda.

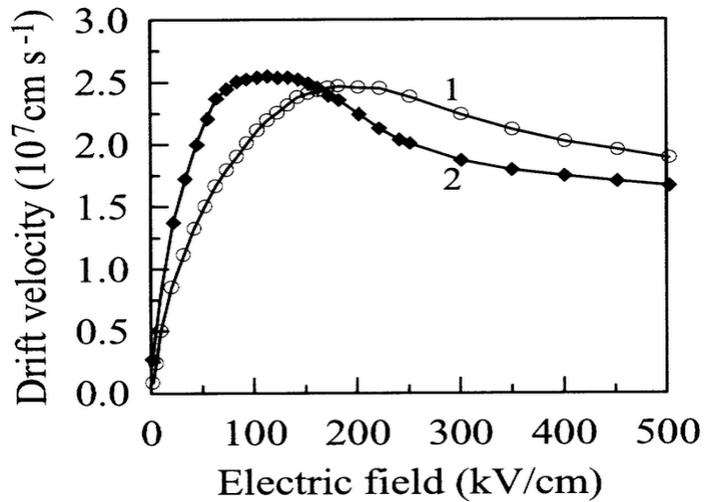


Fig. II. 5 Velocidad de deriva para el GaN, 1. Con estructura zinc-blenda, 2. Con estructura Wurzita.

II.4 Movilidad diferencial negativa en cristales de InN y GaN.

Se define como; una onda de alta frecuencia, producida por una onda de baja o medias frecuencias:

$$\frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} = 0 \quad (2.1.)$$

Como ejemplo de movilidad diferencial negativa, mostramos a continuación la del arseniuro de galio (GaAs). Después de que el campo eléctrico cambia su valor a $3Kv/cm$ existe una movilidad diferencial negativa $\mu_{dif} \approx \frac{e}{m^*v} < 0$. Entonces la masa efectiva de los electrones cambia su signo y su valor.

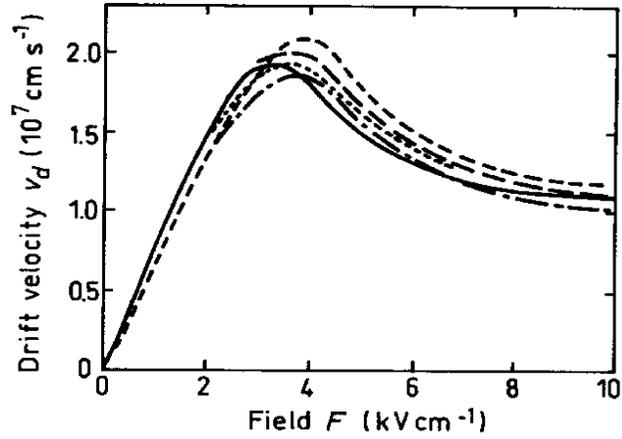


Fig. II. 6 Modelo local del Arseniuro de Galio (GaAs), $\partial v/\partial E < 0$.

Para el caso del arseniuro de galio (GaAs) con los siguientes parámetros:

Tabla II. 1 Parámetros.

n_0	10^{14} cm^{-3}
v	10^{13} seg^{-1}
v_0	$2 \times 10^7 \text{ cm/seg}$
$\omega_{1,2}$	$6 \times 10^{12} \text{ seg}^{-1}$
l	10^{-2} cm
Ω	$2 \times 10^{10} \text{ seg}^{-1}$
f	4 GHz
ω_p	$2 \times 10^{12} \text{ seg}^{-1}$
V	10^{13} seg^{-1}

Donde sabemos que la frecuencia es:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{e^2 n_0}{m_e^* \epsilon_0}} \quad (2.2.)$$

Se analizará la amplificación donde existen tres ondas; dos ondas electromagnéticas (ω_1, ω_2) y una onda de carga (Ω) véase Fig. II.2., el espacio de carga $\Lambda = \frac{v_0}{f}$, donde las ondas ω_1, ω_2 se están yendo, se le llama “meso onda” en una línea coplanar:

$$v_0 = \frac{mv_0^2}{2} \quad (2.3.)$$

Las ondas tienen las siguientes condiciones de frontera:

$$\omega_1 - \omega_2 = \Omega \quad (2.4.)$$

$$k_1 + k_2 = \mathcal{K} \quad (2.5.)$$

Donde los vectores de onda k_1, k_2 tienen la misma posición dada como:

$$k_{1,2} = \frac{\omega_{1,2}}{c} \sqrt{\varepsilon - \frac{\omega_p^2}{\omega_{1,2}^2}} = \frac{\omega_{1,2}}{c} \sqrt{\varepsilon} \quad (2.6.)$$

A continuación, las ecuaciones de Maxwell:

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \vec{J} \mu_m \quad (2.7.)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.8.)$$

En donde la corriente \vec{J} es:

$$\vec{J} = -en\vec{v} \quad (2.9.)$$

La ecuación de movimiento:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \cdot \vec{v} \equiv \frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{e}{m^*} \vec{E} - \frac{T}{nm^*} \nabla n - v\vec{v} \quad (2.10.)$$

La derivada con respecto al tiempo de la velocidad va a tender a la frecuencia con un número complejo $\frac{dv_z}{dt} \sim i\omega_{1,2}$, y la frecuencia será mucho más pequeña que la velocidad $|\omega| \ll v$, por lo que se puede igualar la ecuación anterior a cero:

$$0 = -\frac{e}{m^*} E_z - \frac{T}{nm^*} \frac{\partial n}{\partial z} - v v_z \quad (2.11.)$$

La velocidad queda dada de la siguiente manera:

$$v_z = -\frac{e}{vm^*} E_z - \frac{T}{vnm^*} \frac{\partial n}{\partial z} \quad (2.12.)$$

Donde la permeabilidad se puede expresar como el cociente de la carga del electrón y el producto de la velocidad y la masa efectiva:

$$\mu = \frac{e}{vm^*} \quad (2.13.)$$

Con lo que se puede realizar un nuevo desarrollo del producto de la permeabilidad y el campo eléctrico:

$$\mu(\vec{E}) = \frac{e}{vm^*} E_z \quad (2.14.)$$

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E} \quad (2.15.)$$

$$\mu(\vec{E}) = \mu_0 \vec{E}_0 + \mu_0 E_z + \left(\frac{\partial H}{\partial E} E_0 \right)_{E_0}^{\vec{E}_0} = -v_0 + \mu_d \vec{E}_z \quad (2.16.)$$

Considerando:

$$\mu_z = \mu_0 \left(1 + \frac{E_0}{\mu_0} \frac{\partial H}{\partial E_0} \right) \quad (2.17.)$$

La velocidad nos queda de la siguiente manera:

$$v_z = v_0 - \mu_d \vec{E}_z - \frac{T}{vnm^*} \frac{\partial n}{\partial z} \quad (2.18.)$$

Sustituyendo la velocidad en la ecuación del flujo eléctrico (2.9.), tenemos:

$$J_z = -env_z = -e(n_0 + \tilde{n}) \left[v_0 - \mu_d E_z - \frac{T}{vm^*} \frac{\partial n}{\partial z} \right] \quad (2.19.)$$

Haciendo:

$$D = \frac{T}{vm^*} \quad (2.20.)$$

Lo que resulta en:

$$J_z = en_0 \mu_d E_z - e\tilde{n}v_0 + eD \frac{\partial n}{\partial z} \quad (2.21.)$$

Esto se sustituye en la ecuación de Maxwell (2.7.) y se iguala a cero:

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} + \frac{c}{\varepsilon_0} \left(en_0 \mu_d E_z - e\tilde{n}v_0 + eD \frac{\partial n}{\partial z} \right) = 0 \quad (2.22.)$$

Conocemos la divergencia de la densidad $div D = \rho$ la cual despejamos y derivamos como sigue a continuación:

$$\frac{\partial E_z}{\partial z} = -\frac{e}{\varepsilon_0 \varepsilon} \tilde{n} \quad (2.23.)$$

En donde el promedio de la concentración de electrones, junto con su derivada, se utiliza para reducir la expresión:

$$n = -\frac{\varepsilon_0 \varepsilon}{e} \frac{\partial E_z}{\partial z} \quad (2.24.)$$

$$\frac{\partial n}{\partial z} = -\frac{\varepsilon_0 \varepsilon}{e} \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} \quad (2.25.)$$

Sustituyendo esto último en la ecuación obtenemos:

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} + \frac{e}{\varepsilon_0 \varepsilon} \left[n_0 \mu_d E_z - v_0 \left(-\frac{\varepsilon_0 \varepsilon}{e} \frac{\partial E_z}{\partial z} \right) + D \left(-\frac{\varepsilon_0 \varepsilon}{e} \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} \right) \right] = 0 \quad (2.26.)$$

Donde simplificamos la ecuación anterior y acomodamos los términos usando la expresión siguiente:

$$\omega_c = \frac{en_0\mu_d}{\varepsilon_0\varepsilon} \quad (2.27.)$$

Conociendo las características $\mu < 0$ y $E > E_z$, obtenemos la siguiente ecuación diferencial no lineal:

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} + v_0 \frac{\partial E_z}{\partial z} - D \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} + \omega_c E_z = 0 \quad (2.28.)$$

En este trabajo se analizaron tres ondas, éstas ondas electromagnéticas tienen altas frecuencias. La onda con frecuencia baja Ω_2 y el vector K es la onda de carga, la cual tiene una amplificación en cristales con movilidad diferencial negativa. La onda A_1 se combina con la onda A_2 para amplificar la onda A_3 , que a su vez se combina con A_2 para amplificar la onda A_1 .

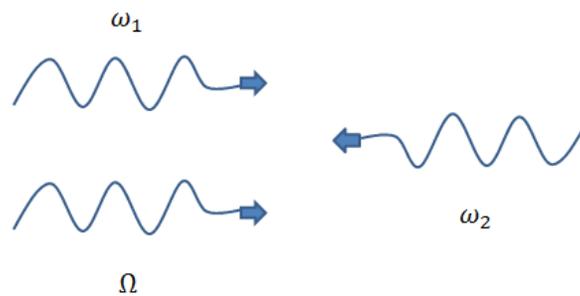


Fig. II. 7 Interacción de ondas, y generación de una tercera onda amplificada.

II.5 Ondas de carga espacial

La ecuación para las ondas con MDN (Movilidad diferencial Negativa) que se obtuvo en el apartado anterior está dada por:

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} + v_0 \frac{\partial E_z}{\partial z} - D \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} + \omega_c E_z = 0 \quad (2.29.)$$

Para el caso de los cristales con $\omega_c < 0$ y para el campo eléctrico. Se conoce la polarización de ondas longitudinales y se utiliza la energía para las ondas, entonces tenemos:

$$E_z = E_0 e^{i(\Omega t - Kz)} \quad (2.30.)$$

Derivando la ecuación (2.30.), en el tiempo y por las coordenadas se tiene:

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = i\Omega E_z \quad (2.31.)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial z} = -iK E_z \quad (2.32.)$$

Derivando una vez más la ecuación (2.30.).

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} = -K^2 E_z \quad (2.33.)$$

Utilizando estas últimas ecuaciones (2.32.) y (2.33.) en (2.29.) Tenemos:

$$i(\Omega - Kv_0) + K^2 D + \omega_c = 0 \quad (2.34.)$$

Esta ecuación describe la dispersión de las ondas de carga, es una ecuación cuadrada longitudinal de la forma:

$$ax^2 + bx + c = 0 \quad (2.35.)$$

En otro caso, tenemos:

$$K^2 D - iv_0 K + i\Omega + \omega_c = 0 \quad (2.36.)$$

Para la ecuación de cuantización clásica:

$$D = a \quad (2.37.)$$

$$b = -iv_0 \quad (2.38.)$$

$$c = i\omega - \omega_c \quad (2.39.)$$

Y se busca:

$$D = b^2 - 4ac \quad (2.40.)$$

Para la solución:

$$x_{1,2} = \frac{-b \pm \sqrt{D}}{2a} \quad (2.41.)$$

Resolviendo para la ecuación (2.34):

$$K_{1,2} = \frac{iv_0 \pm \sqrt{-v_0^2 - 4D(i\Omega + \omega_c)}}{2D} = \frac{iv_0}{2D} \pm \frac{iv_0}{2D} \sqrt{1 + 4i \frac{\Omega}{\omega_D} + 4 \frac{\omega_c}{\omega_D}} \quad (2.42.)$$

Donde $|\omega_D| = \frac{D}{v_0^2} \gg |\omega_c|$. Entonces se tiene el rotacional como: $\sqrt{1 + \Delta} \rightarrow 1 + \frac{1}{2}\Delta$.

Obtenemos la solución de la ecuación de dispersión:

$$K_{1,2} = \frac{iv_0}{2D} \left[1 \pm \left(1 + 2i \frac{\Omega}{\omega_D} + 2 \frac{\omega_c}{\omega_D} \right) \right] \quad (2.43.)$$

Observando la ecuación, podemos notar que tenemos dos soluciones:

$$K_1 = -\frac{\Omega}{v_0} + i \frac{\omega_D}{v_0} + i \frac{\omega_c}{v_0} \quad (2.44.)$$

$$K_2 = \frac{\Omega}{v_0} - i \frac{\omega_c}{v_0} \quad (2.45.)$$

La primera solución K_1 tiene la parte $i \frac{\omega_D}{v_0}$ que se interpreta como pérdida, prácticamente se puede decir que esta onda no existe, por lo que solamente tenemos la solución:

$$K = \frac{\Omega}{v_0} - i \frac{\omega_c}{v_0} \quad (2.46.)$$

A esta onda, se le conoce como onda de carga. Para el caso de los cristales con MDN, esta onda se puede amplificar y realizar la inestabilidad convectiva: $\omega_c < 0$. Esta energía se producirá como la de una batería.

II.6 Ondas Electromagnéticas.

Las ondas electromagnéticas se describen por la ecuación:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \vec{E} - \frac{n^2}{c_0^2} \left(\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \right) = 0 \quad (2.47.)$$

Para un campo eléctrico $E(r, t)$, donde c_0 es la velocidad de la luz en el vacío y n es el índice de refracción del material. De una manera similar esta dada la ecuación para el campo magnético:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \vec{H} - \frac{n^2}{c_0^2} \left(\frac{\partial^2 H}{\partial t^2} \right) = 0 \quad (2.48.)$$

La solución a la ecuación, es una onda armónica en la cual la luz se propaga en una dirección λ , donde se asume que es en la dirección de z . El campo eléctrico y magnético en este caso viene a ser:

$$E(r, t) = E_0 e^{ik_z z - i\omega t} \quad (2.49.)$$

$$H(r, t) = H_0 e^{ik_z z - i\omega t} \quad (2.50.)$$

Donde E_0, H_0 son vectores constantes (amplitud), k_z es el número de onda y ω es la frecuencia angular. Sustituyendo la ecuación... yobtenemos que k_z y ω tenemos:

$$k_z^2 - \frac{n^2}{c_0^2} \omega^2 = 0 \quad (2.51.)$$

Así

$$k_z = \frac{n\omega}{c} \quad (2.52.)$$

La frecuencia angular se mide en radianes por segundo, y la frecuencia de la onda se mide en Hertz,

$$\omega = 2\pi\nu = \frac{2\pi}{T} \quad (2.53.)$$

Donde $T = 1/\nu$ es el periodo, medido en segundos. El número de onda k_0 es la unidad inversa a la longitud. Su número de onda λ .

$$\lambda = \frac{2\pi}{k_z} = \frac{2\pi c}{n\omega} = \frac{c}{n\nu} \quad (2.54.)$$

Note que ν y ω son independientes de n , mientras que k y λ cambian cuando la onda atraviesa un medio con diferente n .

Las ondas electromagnéticas cuentan con algunas propiedades interesantes, algunas de ellas:

- El vector de campo eléctrico como magnético son perpendiculares uno con respecto al otro:

$$k \cdot E_0 = k \cdot H_0 = H_0 \cdot E_0 = 0 \quad (2.55.)$$

- El campo eléctrico y magnéticos son proporcionales a la dirección de propagación, las ondas electromagnéticas son ondas transversales.

- El vector eléctrico y magnético son constantes, su relación depende del material. Si el campo eléctrico se propaga en la dirección x , el magnético en y , su relación está dada por:

$$H_{y,0} = \frac{n}{c\mu_0} E_{x,0} = \frac{n}{Z_0} E_{x,0} \quad (2.56.)$$

Donde

$$Z_0 = c\mu_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 376.7\Omega \quad (2.57.)$$

Es la impedancia en el espacio libre.

II.7 Método Bloembergen

A continuación, se presenta el método bloembergen para el caso de un oscilador en contorno donde varía la capacitancia.

Cuando la capacitancia en un contorno sin pérdidas de carga como: $\sin \omega t$ la oscilación en este contorno es una oscilación paramétrica:

$$\frac{d^2i}{dt^2} + \omega_0^2(1 + h \cos 2\omega t)i = 0 \quad (2.58.)$$

Donde $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$, h es un parámetro de oscilación. La amplitud de la corriente tiene la forma:

$$i(t) = I(t)e^{j\omega_0 t} + I^*(t)e^{-j\omega_0 t} \quad (2.59.)$$

Donde $\left| \frac{dI(t)}{dt} \right| \ll \omega_0 I(t)$, $i(t)$ muestra el cambio de amplitud de la corriente en un contorno. Buscamos la segunda derivada $\frac{d^2i}{dt^2}$. El método se basa en las siguientes condiciones:

1. $\left| \frac{dI(t)}{dt} \right| \ll \omega_0 I(t)$
2. $\left| \frac{d^2 I}{dt^2} \right| \ll \left| \omega_0 \frac{dI}{dt} \right|$
3. Los objetos no resonantes como: $e^{\pm 3i\omega_0 t}$, son afectados también.

La segunda parte de (2.47.) es como:

$$\omega_0^2 \left\{ I(t)e^{i\omega_0 t} + I^*(t) + \frac{h}{2} [I(t)e^{3i\omega_0 t} + I(t)e^{-i\omega_0 t} + I^*(t)e^{i\omega_0 t} + I^*(t)e^{-3i\omega_0 t}] \right\} = 0$$

Tomamos únicamente las partes de resonancia con $e^{i\omega_0 t}$ y $e^{-i\omega_0 t}$. Necesitamos $\left| \frac{d^2 I}{dt^2} \right|$ compuesto con $\left| \omega_0 \frac{dI}{dt} \right|$, y tomamos únicamente $\left| \omega_0 \frac{dI}{dt} \right|$:

$$2i\omega_0 \frac{dI(t)}{dt} e^{i\omega_0 t} - I(t)\omega_0^2 e^{i\omega_0 t} + \omega_0^2 \left[I(t)e^{i\omega_0 t} + \frac{h}{2} I^*(t)e^{i\omega_0 t} \right] \quad (2.60.)$$

$$-2i\omega_0 \frac{dI^*(t)}{dt} e^{-i\omega_0 t} - I^*(t)\omega_0^2 e^{-i\omega_0 t} + \omega_0^2 [I^*(t)e^{-i\omega_0 t} + \frac{h}{2} I(t)e^{-i\omega_0 t}] \quad (2.61.)$$

Existen dos ecuaciones del lento cambio de amplitud $I(t)$, $I^*(t)$:

$$2iI(t)\omega_0 + \frac{\omega_0^2 h}{2} I^*(t) = 0 \quad (2.62.)$$

$$-2iI^*(t)\omega_0 + \frac{\omega_0^2 h}{2} I(t) = 0 \quad (2.63.)$$

Estas ecuaciones hacen referencia al lento cambio de amplitudes los cuales se pretende encontrar. Haciendo:

$$I(t) = ce^{st} \quad (2.64.)$$

Donde c , s son constantes las cuales tienen valores reales, mientras que c pertenece a los valores complejos, desde las ecuaciones (2.49) y (2.50) obtenemos:

$$2is\omega_0 c + \frac{\omega_0^2 h}{2} c^* = 0 \quad (2.65.)$$

$$-2is\omega_0 c^* + \frac{\omega_0^2 h}{2} c = 0 \quad (2.66.)$$

Ordenando términos formamos la siguiente matriz:

$$\begin{bmatrix} 2is\omega_0 c & \frac{\omega_0^2 h}{2} c^* \\ \frac{\omega_0^2 h}{2} c & -2is\omega_0 c^* \end{bmatrix} \quad (2.67.)$$

Cuyo determinante resulta:

$$\det \begin{bmatrix} 2is\omega_0 c & \frac{\omega_0^2 h}{2} c^* \\ \frac{\omega_0^2 h}{2} c & -2is\omega_0 c^* \end{bmatrix} \quad (2.68.)$$

$$= 4s^2 \omega_0^2 - \left(\frac{\omega_0^2 h}{2} \right)^2 \quad (2.69.)$$

Igualando a cero el resultado:

$$4s^2 \omega_0^2 - \left(\frac{\omega_0^2 h}{2} \right)^2 = 0 \quad (2.70.)$$

Y despejando para s obtenemos:

$$s^2 = \frac{\omega_0^2 h^2}{16} \quad (2.71.)$$

$$s = \pm \frac{\omega_0 h}{4} \quad (2.72.)$$

Si consideramos el signo positivo quiere decir que hay una inestabilidad. Ahora consideramos solamente la inestabilidad:

$$I(t) = c e^{\frac{\omega_0 h}{4} t} \quad (2.73.)$$

Esto es una inestabilidad paramétrica, tomamos (2.62.) y la sustituimos en (2.74.), obtenemos:

$$i(t) = ce^{st}e^{i\omega_0 t} + c^*e^{st}e^{-i\omega_0 t} = e^{st}|c|2 \cos(\omega_0 t + \alpha) \quad (2.75.)$$

Donde c es una constante a la cual se le encuentra un límite al poner condiciones, para el caso experimental. Se utilizó el método Bloembergen, para la obtención de las ecuaciones no lineales.

Conclusión

En este capítulo se pudo realizar un análisis de las ecuaciones para el cristal de arseniuro de galio (GaAs) como ejemplo, donde pudimos generar las ecuaciones no lineales, procedimiento similar se utilizó en este trabajo para analizar el cristal de nitruro de indio, y generar sus ecuaciones no lineales.

Capítulo III. Movilidad diferencial negativa en cristales de InN y GaN y ecuaciones para la simulación de la amplificación.

Introducción

En este último capítulo, se lleva a cabo el análisis del Nitruro de Indio (InN), de una manera similar a como se realizó el del Arseniuro de Galio en el capítulo anterior, finalizando esta tesis con el cálculo de los parámetros para realizar la simulación de las ecuaciones no lineales, y muestra de los resultados obtenidos.

III.1 Modelo de amplificación.

III.1.1 Ecuaciones para la amplificación.

A continuación, se procederá a hacer el análisis del material Nitruro de Indio (InN), para obtener las ecuaciones que se simularan. Primero comenzamos con los campos eléctrico y magnético los cuales están en el rango óptico y sus respectivas ondas: $E \equiv E_y$; $H \equiv H_x$, para el análisis partimos de las ecuaciones de Maxwell:

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \vec{J} \mu_d \quad (3.1.)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (3.2.)$$

Tomando estas dos ecuaciones de Maxwell podemos llegar a esta otra expresión:

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} = - \frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial \vec{J}}{\partial t} \quad (3.3.)$$

Donde μ_0 es la permeabilidad en el vacío y ϵ es la permitividad del material.

La densidad de frecuencia para la corriente está dada por:

$$\vec{J} = en\vec{V} \quad (3.4.)$$

Dónde:

$$n = (n_0 + \tilde{n}) \quad (3.5.)$$

Y así la densidad de corriente podemos definirla como:

$$\vec{J} \equiv e(n_0 + \tilde{n})\vec{V} \quad (3.6.)$$

El movimiento del electrón en la frecuencia óptica está dado por:

$$m^* \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} \cong e\vec{E} \quad (3.7.)$$

Donde m^* es la masa efectiva del electrón.

Para altas frecuencias derivamos la expresión anterior (3.6.):

$$\frac{\partial \vec{J}}{\partial t} \cong en_0 \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + e \frac{\partial}{\partial t} (\tilde{n}\vec{V}) \cong \frac{e^2 n_0}{m^*} \vec{E} + \frac{e^2 \tilde{n}}{m^*} \vec{E} \quad (3.8.)$$

Sustituyendo el resultado de la ecuación (3.8.) en (3.3.) simplificando e igualando a cero tenemos:

$$\Delta \vec{E} - \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \frac{e^2 n_0}{m^*} \mu_0 \vec{E} - \frac{e^2 \tilde{n}}{m^*} \mu_0 \vec{E} \cong 0 \quad (3.9.)$$

Simplificando la expresión anterior obtenemos

$$\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} - \frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} - \frac{e^2 n_0}{m^* c^2 \epsilon_0} E - \frac{e^2 \tilde{n}}{m^* c^2 \epsilon_0} E = 0 \quad (3.10.)$$

Acomodando algunos términos podemos definir el cuadrado de la frecuencia como:

$$\omega_p^2 \equiv \frac{e^2 n_0}{m^* \epsilon_0} \quad (3.11.)$$

Sustituyendo la expresión (3.11) en (3.10) obtenemos la ecuación de carga espacial:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} - \frac{\omega_p^2}{c^2} E - \frac{\omega_p^2 \tilde{n}}{c^2 n_0} E = 0 \quad (3.12.)$$

El cual está en el rango terahertz, en el caso lineal existen cargas espaciales que surgen a partir de las ecuaciones de Maxwell, reduciendo como se hizo en ondas de carga espacial.

La dispersión lineal está dada por:

$$k_{1,2}^2 = \frac{\omega_{1,2}^2}{c^2} \varepsilon - \frac{\omega_p^2}{c^2} \quad (3.13.)$$

Donde ε está en el rango óptico, la solución a la ecuación diferencial de segundo orden (3.12) tiene la siguiente forma:

$$E \equiv E_y = \frac{1}{2} A_1 e^{i\varphi_1} + \frac{1}{2} A_2 e^{i\varphi_2} + c. c \quad (3.14.)$$

Donde $A_{1,2}$ es la amplitud de la onda, representa el valor de la tensión directa, las dos ondas $\varphi_{1,2}$ son:

$$\varphi_1 = \omega_1 t - k_1 z \quad (3.15.)$$

$$\varphi_2 = \omega_2 t - k_2 z \quad (3.16.)$$

Para su concentración variable:

$$\tilde{n} = \frac{i}{2} n_0 U e^{i\varphi_3} + c. c \quad (3.17.)$$

La tercera onda φ_3 tiene las siguientes características:

$$\varphi_3 \equiv \Omega t - Kz \quad (3.18.)$$

$$\Omega = \omega_1 - \omega_2 \quad (3.19.)$$

$$K = k_1 - k_2 \quad (3.20.)$$

Derivando la ecuación (3.14) respecto a z y con respecto al tiempo, los términos de dobles derivadas son más pequeños que cero, por lo que se pueden despreciar simplificamos y obtenemos las ecuaciones:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} \cong \left(-\frac{k_1^2}{2} A_1 - ik_1 \frac{\partial A_1}{\partial z} \right) e^{i\varphi_1} + \left(-\frac{k_2^2}{2} A_2 - ik_2 \frac{\partial A_2}{\partial z} \right) e^{i\varphi_2} + c.c \quad (3.21.)$$

$$\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \cong \left(-\frac{\omega_1^2}{2} A_1 + i\omega_1 \frac{\partial A_1}{\partial t} \right) e^{i\varphi_1} + \left(-\frac{\omega_2^2}{2} A_2 + i\omega_2 \frac{\partial A_2}{\partial t} \right) e^{i\varphi_2} + c.c \quad (3.22.)$$

Por lo tanto:

$$-ik_1 \frac{\partial A_1}{\partial t} - \frac{i\varepsilon}{c^2} \omega_1 \frac{\partial A_1}{\partial t} \cong \frac{\omega_p^2}{c^2} \frac{iUA_2}{4} \quad (3.23.)$$

Simplificando:

$$\frac{\partial A_1}{\partial t} - \frac{1}{v_1} \frac{\partial A_1}{\partial t} \cong -\frac{\omega_p^2}{4c^2 k_1} UA_2 \quad (3.24.)$$

Para A_2 :

$$\frac{\partial A_2}{\partial t} - \frac{1}{v_2} \frac{\partial A_2}{\partial t} \cong -\frac{\omega_p^2}{4c^2 k_2} U^* A_1 \quad (3.25.)$$

De esta manera llegamos a dos de las tres ecuaciones principales, con algo de disipación:

$$\frac{\partial A_1}{\partial t} - \frac{1}{v_1} \frac{\partial A_1}{\partial t} + p_1 A_1 \cong -\frac{\omega_p^2}{4c^2 k_1} UA_2 \quad (3.26.)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial t} - \frac{1}{v_2} \frac{\partial A_2}{\partial t} + p_2 A_2 \cong -\frac{\omega_p^2}{4c^2 k_2} U^* A_1 \quad (3.27.)$$

Aquí se inicia el cálculo de la tercera ecuación. Para \tilde{n} a bajas frecuencias (en el rango mm y THz):

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \left(n v - D \frac{\partial n}{\partial z} \right) = 0 \quad (3.28.)$$

Dónde:

$$n \equiv n_0 + \tilde{n} \quad (3.29.)$$

La velocidad se puede expresar de la siguiente manera:

$$v \equiv v_z = v(E_0 + \tilde{E}_z - \langle v_y B_x \rangle) \cong v_0 + \frac{dv}{dE} (\tilde{E}_z - \langle v_y B_x \rangle) \quad (3.30.)$$

Sabemos que una de las condiciones para que exista la CDN es la siguiente, visto en el primer capítulo:

$$\frac{dv}{dE} \equiv \mu_d < 0 \quad (3.31)$$

Por lo tanto:

$$\frac{\partial \tilde{n}}{\partial t} + v_0 \frac{\partial \tilde{n}}{\partial z} + \mu_d n_0 \left(\frac{\partial \tilde{E}_z}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial z} \langle v_y B_x \rangle \right) - D \frac{\partial^2 \tilde{n}}{\partial z^2} = 0 \quad (3.32.)$$

Pero también conocemos la siguiente expresión:

$$\frac{\partial \tilde{E}_z}{\partial z} = \frac{e \tilde{n}}{\epsilon_0 \epsilon} \quad (3.33.)$$

Por lo tanto tendremos la siguiente expresión, donde ϵ está en el rango mm:

$$\Rightarrow \frac{\partial \tilde{n}}{\partial t} + v_0 \frac{\partial \tilde{n}}{\partial z} + \frac{e \mu_d n_0}{\epsilon_0 \epsilon} \tilde{n} - D \frac{\partial^2 \tilde{n}}{\partial z^2} = \mu_d n_0 \frac{\partial}{\partial z} \langle v_y B_x \rangle \quad (3.34.)$$

Para B_x :

$$-\frac{\partial E_y}{\partial z} = -\frac{\partial B_x}{\partial t} \quad (3.35.)$$

Por lo tanto, se encuentra en el rango de los terahertz.

$$\frac{\partial B_x}{\partial t} = \frac{\partial E_y}{\partial z} \quad (3.36.)$$

Tomando la solución de la ecuación diferencial (3.14), y resolviendo la ecuación anterior podemos calcular la ecuación del campo magnético:

$$B_x = -\frac{k_1}{2\omega_1} A_1 e^{i\varphi_1} + \frac{k_2}{2\omega_2} A_2 e^{i\varphi_2} - \frac{k_1}{2\omega_1} A_1^* e^{-i\varphi_1} + \frac{k_2}{2\omega_2} A_2^* e^{-i\varphi_2} \quad (3.37.)$$

Para la velocidad:

$$\frac{\partial v_y}{\partial t} = \frac{eE_y}{m^*} \quad (3.38.)$$

De igual manera como se hizo, podemos calcular la velocidad:

$$v_y = -\frac{ie}{2m^*\omega_1} A_1 e^{i\varphi_1} - \frac{ie}{2m^*\omega_1} A_2 e^{i\varphi_2} + \frac{ie}{2m^*\omega_1} A_1^* e^{-i\varphi_1} - \frac{ie}{2m^*\omega_1} A_2^* e^{-i\varphi_2} \quad (3.39.)$$

El producto de la velocidad por el campo magnético quedara simplificada únicamente con $e^{i\varphi_3}$, $v_y B_x$ (solamente $\sim e^{i\varphi_3}$). Lo que resulta en:

$$\left(-\frac{1}{2} \frac{k_1}{\omega_1} \frac{ie}{2m^*\omega_2} A_1 A_2^* - \frac{ie}{2m^*\omega_1} \frac{k_2}{\omega_2} A_1 A_2^* \right) e^{i\varphi_3} \cong -\frac{iek_1 K}{2m^*\omega_1^2} A_1 A_2^* e^{i\varphi_3} \quad (3.40.)$$

Simplificando:

$$\frac{\partial}{\partial z} (v_y B_x) = -\frac{iek_1 K}{2m^*\omega_1^2} A_1 A_2^* e^{i\varphi_3} \quad (3.41.)$$

Afecta:

$$\tilde{n} = \frac{i}{2} n_0 U e^{i\varphi_3} + c. c \quad (3.42.)$$

Por lo tanto:

$$\Rightarrow \frac{i}{2} n_0 \left(\frac{\partial U}{\partial t} + v_0 \frac{\partial U}{\partial z} - p_3 U \right) = -\frac{iek_1 K}{2m^*\omega_1^2} A_1 A_2^* \mu_d n_0 \quad (3.43.)$$

De esta manera se obtiene la tercera ecuación:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + v_0 \frac{\partial U}{\partial z} - p_3 U = \frac{ie k_1 k_3 \mu_d}{m^* \omega_1^2} A_1 A_2^* \quad (3.44.)$$

Dónde:

$$p_3 \equiv -\frac{e \mu_d n_0}{\varepsilon_0 \varepsilon} - D k_3^2 \quad (3.45.)$$

Finalmente, las ecuaciones básicas son:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{1}{v_1} \frac{\partial A_1}{\partial t} + p_1 A_1 = -\frac{\omega_p^2}{4c^2 k_1} A_2 U \quad (3.46.)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} - \frac{1}{v_2} \frac{\partial A_2}{\partial t} - p_2 A_2 = -\frac{\omega_p^2}{4c^2 k_1} A_2 U^* \quad (3.47.)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + v_0 \frac{\partial U}{\partial z} - p_3 U = \frac{ie k_1 K \mu_d}{m^* \omega_1^2} A_1 A_2^* \quad (3.48.)$$

Para obtener el vector de onda, ahora se calcularán las velocidades:

$$v_1 \cong v_2 \cong \frac{1}{\frac{dk_1}{d\omega_2}} \quad (3.49.)$$

Derivamos (3.13) con respecto a ω_1 , sabiendo que:

$$k_1 = \sqrt{\frac{\omega_1^2}{c^2} \varepsilon - \frac{\omega_p^2}{c^2}} \quad (3.50.)$$

Lo que resulta en:

$$2k_1 \frac{dk_1}{d\omega_1} = 2 \frac{\omega_1}{c^2} \varepsilon \quad (3.51.)$$

Por lo tanto:

$$\frac{dk_1}{d\omega_1} \cong \frac{\omega_1}{c^2 k_1} \varepsilon \quad (3.52.)$$

Y así las velocidades quedan:

$$v_1 \cong v_2 = \frac{c^2 k_1}{\omega_1 \varepsilon} \quad (3.53.)$$

Este coeficiente será de utilidad más adelante para el desarrollo del programa que ara la simulación de la amplificación de onda.

III.2. Cálculos para la simulación.

a) Parámetros

Para facilitar un poco el cálculo en el programa, es necesario expresar ciertos valores en forma numérica, en lugar de incluir más variables al programa, con esa finalidad se realizaron los cálculos de los coeficientes.

A continuación, se ara el cálculo de los parámetros que se utilizaran en la simulación.

La concentración de electrones es:

$$n_0 = 10^{24} m^{-3} \cong 10^{18} cm^{-3} \quad (3.54.)$$

La masa efectiva del electrón que se utilizara, está dada por:

$$m^* \cong 10^{-31} kg \quad (3.55.)$$

La frecuencia se puede calcular de la siguiente manera, en el cristal de InN:

$$\omega_p = 1.6 \times 10^{14} S \quad (3.56.)$$

La permeabilidad diferencial negativa para el material es:

$$|\mu_d| \cong 6 \times 10^{-3} \frac{m^2}{vs} \quad (3.57.)$$

Para hacer el cálculo del vector de onda k_1 , k_2 y K , podemos utilizar la frecuencia angular:

$$\omega_1 \cong 5 \times 10^{14} S^{-1} \quad (3.58.)$$

Sustituyendo este valor junto con algunos otros, podemos realizar el siguiente cálculo:

$$k_1 \cong 5 \times 10^6 m^{-1} \quad (3.59.)$$

$$k_1 = k_2 \quad (3.60.)$$

$$K \cong 2k_1 \cong 10^7 m^{-1} \quad (3.61.)$$

Donde $\varepsilon \cong 10$ está en el rango de los terahertz. A partir de K podemos calcular la frecuencia angular, donde la velocidad es:

$$v_0 \cong 3 \times 10^5 \frac{m}{s} \quad (3.62.)$$

Por lo tanto:

$$\Omega \cong K v_0 \cong 3 \times 10^{12} s^{-1} \quad (3.63.)$$

El coeficiente α_1 que surge de la ecuación (3.46.) se puede calcular de la siguiente manera:

$$\alpha_1 \cong \frac{\omega_p^2}{4c^2 k_1} \cong 1.6 \times 10^4 m^{-1} \quad (3.64.)$$

Como podemos ver en las ecuaciones (3.46.) y (3.47.), $\alpha_1 = \alpha_2$, estas relaciones se utilizarán más adelante en el desarrollo de la simulación. El cálculo de α_3 proveniente de la ecuación (3.48.) se desarrolla de la siguiente manera:

$$\alpha_3 \cong \frac{2ek_1^2|\mu_d|}{m^*\omega_1^2} \varepsilon_0^2 \quad (3.65.)$$

Usando:

$$\varepsilon_0 = 10^7 \frac{v}{m} \equiv 10^5 \frac{v}{cm} \quad (3.66.)$$

Donde ε_0 es el campo eléctrico aplicado, para obtener el arrastre.

Tenemos:

$$\alpha_3 \cong \frac{2ek_1^2|\mu_d|}{m^*\omega_1^2} \varepsilon_0^2 \cong 2 \times 10^8 s^{-1} \quad (3.67.)$$

Por último el cálculo de t_n , se obtiene:

$$l_n \cong 10^{-4} m \quad (3.68.)$$

$$t_n \equiv \frac{l_n}{v_0} \cong 6 \times 10^{-2} \quad (3.69.)$$

$$|\varepsilon_0| = \frac{v}{m} \quad (3.70.)$$

b) Ecuaciones para la simulación

La diferenciación numérica, o aproximación por diferencias, se utiliza para evaluar las derivadas de una función por medio de sus valores dados en los puntos de una retícula. Las aproximaciones por diferencias son importantes en la solución de ecuaciones diferenciales ordinarias y parciales.

En la Fig. III. 1 y Fig. III. 2 se muestran los puntos con los que se harán las interacciones en la programación.

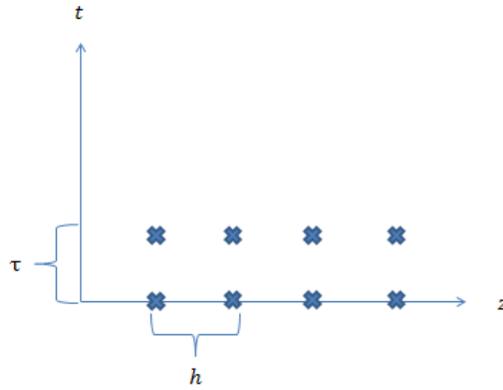


Fig. III. 1 Separación de los puntos de la retícula.

Donde si tomamos solo cuatro puntos como en la Figura III.1. Los valores corresponden $\tau = \frac{\partial A_1}{\partial z}$, el cual corresponde a un incremento en el tiempo, cada incremento de +1, y $h = \frac{\partial A_1}{\partial t}$ que representa un incremento en el tiempo en la posición.

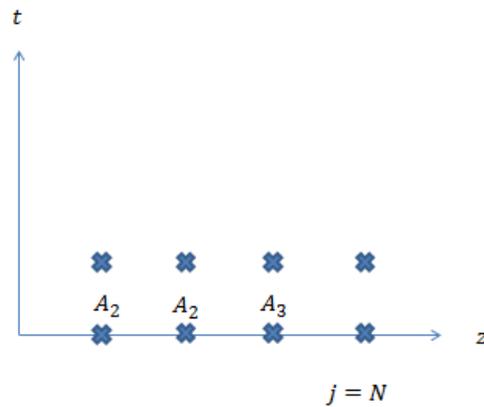


Fig. III. 2 Puntos de la retícula que representan las variables a encontrar.

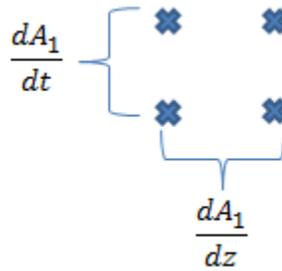


Fig. III. 3 Representación de las derivadas.

A continuación, se muestran las ecuaciones y el desarrollo que tienen para simularlas. La simulación se llevará a cabo haciendo uso de un método conocido como diferencias finitas (DF), el método se resume de la siguiente manera (Davison, 2005):

- Se divide el espacio de la solución en una malla de nodos.
- Se aproximan las derivadas dadas en las ecuaciones diferenciales, por diferencias finitas, envolviendo los valores de la solución en varios nodos.
- Se resuelven las ecuaciones de diferencias finitas, con un valor para cada nodo utilizando las condiciones de frontera y/o iniciales. Si opera en el dominio del tiempo (como es el caso), esto equivale a encontrar los valores en el siguiente paso de tiempo. Este proceso se llama diversamente tiempo de marcha, integración temporal, o especificación en el contexto de la DF.

Utilizando las ecuaciones antes obtenidas comenzamos con el cálculo:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + \gamma \frac{\partial A_1}{\partial t} + P_1 A_1 = -\alpha_1 A_2 U \quad (3.71.)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} - \gamma \frac{\partial A_2}{\partial t} - P_2 A_1 = -\alpha_2 A_1 U^* \quad (3.72.)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial U}{\partial z} + P_3 U^* = i\alpha_3 A_1 A_2^* \quad (3.73.)$$

Donde las ondas corresponden a:

$$A_1 = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_p}; A_2 = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_p}; U = \frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_p} \quad (3.74.)$$

Primero se aproximan las derivadas de la ecuación (3.71), correspondería a realizar los incrementos, de la siguiente manera:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} \cong \frac{A_{1j+1}^{p+1} - A_{1j}^{p+1}}{h} \quad (3.75.)$$

$$\frac{\partial A_1}{\partial t} \cong \frac{A_{1j+1}^{p+1} - A_{1j+1}^p}{\tau} \quad (3.76.)$$

Sustituyendo en la ecuación 1 se obtiene:

$$\frac{(A_1)_{j+1}^{p+1} - (A_1)_j^{p+1}}{h} + \gamma \frac{(A_1)_{j+1}^{p+1} - (A_1)_{j+1}^p}{\tau} + P_1(A_1)_{j+1}^{p+1} = -\alpha_1(A_2 U)_j^p \quad (3.77.)$$

Haciendo lo mismo con las otras dos ecuaciones y resolviendo para A_{1j+1}^{p+1} , A_{2j-1}^{p+1} y A_{3j+1}^{p+1} respectivamente obtendremos las siguientes ecuaciones:

$$A_{1j+1}^{p+1} = \frac{\tau}{\tau + \gamma h} \left[A_{1j}^{p+1} + \frac{\gamma h}{\tau} A_{1j+1}^p - C_2(A_2 U)_j^p \right] \quad (3.78.)$$

$$A_{2j-1}^{p+1} = \frac{\tau}{\tau + \gamma h} \left[A_{2j}^{p+1} + \frac{\gamma h}{\tau} A_{2j-1}^p + C_2 h (A_1 U^*)_j^p \right] \quad (3.79.)$$

$$U_{j+1}^{p+1} = \frac{h}{h + \tau} \left[U_{j+1}^p + \frac{\tau}{h} U_j^{p+1} - \tau \kappa A_{3j+1}^{p+1} + i \tau C_1 (A_1 A_2^*)_j^p \right] \quad (3.80.)$$

Los resultados obtenidos en esta sección confirman que es posible la amplificación, sin embargo, se mostraran los resultados obtenidos de esta sección en la siguiente y se hará una comparación con los resultados obtenidos del siguiente capítulo.

Capítulo IV. Amplificación de ondas electromagnéticas en cristales de InN y GaN en el rango de los terahertz e infrarrojo.

INTRODUCCIÓN

La siguiente investigación se realizó utilizando dos tipos de geometrías distintos para una amplificación superheterodino de ondas electromagnéticas (EM) en guías de onda basadas en películas de n -GaN y n -InN. En la geometría anti-colineal la cual consiste en la interacción de las dos ondas encontradas en sentido contrario (Fig. 4.2) las integrales de traslapeo interactúan con los modos de una mucho mejor manera que en la geometría colineal la cual consta de ambas ondas yendo en una misma dirección (Fig. 4.1).

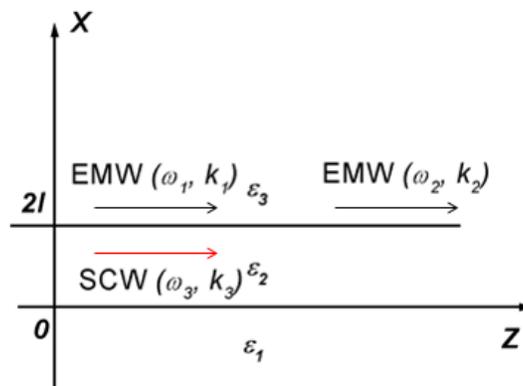


Fig. IV. 1 Geometría del problema para n -InN.

En la figura anterior se muestra la geometría colineal en donde cada región tiene las siguientes características: $\epsilon_2 = n$ -InN, $\epsilon_1 = \epsilon_3 =$ Dielectrico. Donde en el caso del n -GaN: $\epsilon_2 = n$ -GaN, $\epsilon_1 = \epsilon_3 =$ Dielectrico (li et all, 2010).

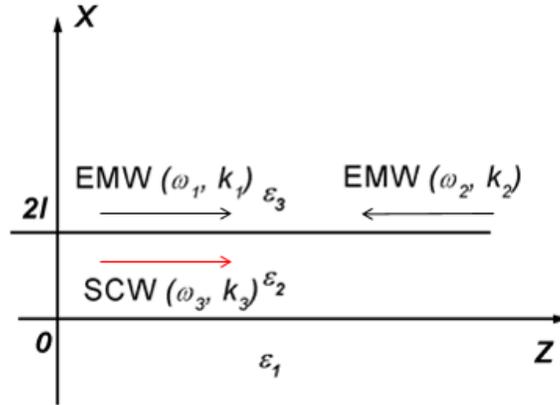


Fig. IV. 2 Geometría del problema para n -InN.

De igual forma que en la geometría anterior, la forma anti-colineal presenta las siguientes características: $\varepsilon_2 = n$ -InN, $\varepsilon_1 = \varepsilon_3 =$ Dielectrico. Y para n -GaN: $\varepsilon_2 = n$ -GaN, $\varepsilon_1 = \varepsilon_3 =$ Dielectrico [19].

IV.1 Modelo Matemático.

IV.1.1 Materiales con MDN.

Partiendo de las ecuaciones de maxwell en medios materiales. [25]

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J} \quad (4.1)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (4.2)$$

Donde para medios materiales se tienen las siguientes dos expresiones, la primera relaciona el vector de inducción eléctrica con el campo eléctrico mientras que la segunda relaciona el vector de inducción magnética con el campo magnético.

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} \quad (4.3)$$

$$\vec{H} = \frac{1}{\mu_0} \vec{B} \quad (4.4)$$

Con el flujo de los electrones:

$$\vec{J} = -|e|n\vec{V} \quad (4.4)$$

Se calcula el rotacional del campo eléctrico:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = \begin{vmatrix} i & j & k \\ 0 & 0 & \frac{\partial}{\partial z} \\ E_x & 0 & 0 \end{vmatrix} \Rightarrow \frac{\partial E_x}{\partial z} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\mu_0\mu_d \frac{\partial H_y}{\partial t} \quad (4.5)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (4.6)$$

Donde \vec{B} es el vector de inducción magnética y tiene el siguiente valor:

$$\vec{B} = \mu_0\mu_d\vec{H} \quad (4.7)$$

De igual forma se calcula el rotacional del campo magnético:

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \begin{vmatrix} i & j & k \\ 0 & 0 & \frac{\partial}{\partial z} \\ 0 & H_y & 0 \end{vmatrix} \Rightarrow -\frac{\partial H_y}{\partial z} = \frac{\partial D_x}{\partial t} + \vec{J}_x \quad (4.8)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J}_x \quad (4.9)$$

Donde \vec{D} es el vector de inducción eléctrica que en la dirección x y tiene el siguiente valor:

$$D_x = \varepsilon_0\varepsilon_d E_x \quad (4.10)$$

Reemplazando $n = n + \tilde{n}$ y $V_x = v_{0x} + v_x$ en la expresión para el flujo eléctrico en dirección de x , obtenemos la siguiente ecuación:

$$J_x = -|e|nV_x = -|e|(n + \tilde{n})(v_{0x} + v_x) = -|e|(nv_x + \tilde{n}v_x) \quad (4.11)$$

A continuación, se considera también la ecuación del campo eléctrico la fórmula de Poisson la cual relaciona al campo eléctrico con el gradiente vectorial de su potencial.

$$\bar{E} = -\bar{\nabla}\varphi \quad (4.12)$$

Considerando un campo eléctrico inicial:

$$\bar{E} = \bar{E}_0 - \bar{\nabla}\varphi \quad (4.13)$$

El potencial queda representado por la siguiente expresión:

$$\Delta\varphi = -e\tilde{n}/\varepsilon_0\varepsilon \quad (4.14)$$

Al considerar la concentración de los electrones:

$$\tilde{n} = n - n_0 \quad (4.15)$$

Podemos obtener la siguiente expresión partiendo de la ecuación de continuidad:

$$\frac{\partial\tilde{n}}{\partial t} + \text{div}(\mu n\bar{E} - D\bar{\nabla}\tilde{n}) = 0 \quad (4.16)$$

Juntamente con la ecuación de movimiento de Newton:

$$\frac{\partial\vec{v}}{\partial t} + (\vec{v}\bar{\nabla}) \cdot \vec{v} \equiv \frac{\partial\vec{v}}{\partial t} = -\frac{e}{m^*}(\bar{E} + \vec{v} \times \bar{B}) - \frac{T}{n_0 m^*} \nabla n - v\vec{v} \quad (4.17)$$

Podemos obtener:

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} + \frac{\partial E_z}{\partial z} V_0 + \omega_c E_z - D \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} = -\frac{en_0\mu_d}{\varepsilon_0\varepsilon} \langle \vec{v} \times \bar{B} \rangle_z \quad (4.18)$$

La cual es la ecuación para las ondas de la carga espacial (SCW) en la cual D es la difusión, $-\frac{en_0\mu_d}{\varepsilon_0\varepsilon}$ representa la frecuencia Maxwelliana que es negativa debido a la MDN y $\langle \vec{V} \times \vec{B} \rangle_z$ es la componente no lineal.

IV.1.2 Ondas de Carga Espacial

La siguiente ecuación, es de ondas en MDN:

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} + V_0 \frac{\partial E_z}{\partial z} - D \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} + \omega_c E_z = 0 \quad (4.20)$$

En el caso de cristales con $\omega_c < 0$ y para un campo eléctrico crítico, se conoce que la polarización de ondas esta de forma longitudinal, se considera la energía para las ondas, y se buscan estas ondas, lo que nos da como resultado:

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} + \omega_c \tilde{E} + \frac{\partial E_z}{\partial z} V_0 - D \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} = -\frac{1}{\varepsilon_0\varepsilon} en_0\alpha \langle \vec{V} \times \vec{B} \rangle_z \quad (4.21)$$

Tomando el lado derecho de la igualdad, igualándolo con cero:

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} + \omega_c \tilde{E} + \frac{\partial E_z}{\partial z} V_0 - D \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} = 0 \quad (4.22)$$

Y considerando las siguientes expresiones:

$$E_z = E_0 e^{i(\Omega t - kz)} \quad (4.23)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = i\Omega E_z \quad (4.24)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial z} = -ik E_z \quad (4.25)$$

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} = -k^2 E_z \quad (4.26)$$

Podemos reescribir la ecuación de las ondas de carga espacial de la siguiente manera:

$$i\Omega E_z - V_0 i k E_z + D k^2 E_z + \omega_c \tilde{E} = 0 \quad (4.27)$$

$$i(\Omega - V_0 k) + D k^2 + \omega_c = 0 \quad (4.28)$$

Con:

$$D = a, b = -iV_0, c = i\Omega + \omega_c \quad (4.29)$$

Luego entonces podemos resolver el sistema considerándolo considerándolo una ecuación cuadrática cuyo par de soluciones está dado por:

$$K_{1,2} = \frac{\frac{iV_0}{D} \pm \sqrt{\left(\frac{-iV_0}{D}\right)^2 - 4\left(\frac{i\Omega - \omega_c}{D}\right)}}{2} \quad (4.30)$$

Se puede considerar la siguiente expresión para simplificación de las ecuaciones la cual representa:

$$\omega_D = \frac{V_0^2}{D} \quad (4.31)$$

La cual representa una frecuencia, que simplifica las soluciones de la siguiente forma:

$$k_1 = -\frac{\Omega}{V_0} + i \frac{\omega_D}{V_0} + i \frac{\omega_c}{V_0} \quad (4.32)$$

$$k_2 = \frac{\Omega}{V_0} - i \frac{\omega_c}{V_0} \quad (4.33)$$

La primera onda no existe debido a que por la combinación de ambas frecuencias en la ecuación se tendría mucha pérdida, pero podemos utilizar la segunda ecuación.

A continuación, se muestra el resumen de las ecuaciones obtenidas hasta el momento, donde de arriba hacia abajo se tiene, la ecuación para las ondas de la carga espacial (SCW), la relación que existe entre el campo eléctrico y magnético

perpendiculares uno con respecto al otro, y en el caso de la tercera además considerando la concentración y el flujo de los electrones, la relación que tiene el campo eléctrico y su potencial (4), y por último la concentración de los electrones.

De este modo podemos llegar a conocer las siguientes ecuaciones (4.34-4.38) la primera nos muestra la ecuación de la onda de carga espacial:

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} - \frac{\partial E_z}{\partial z} V_0 + \omega_c \tilde{E} - D \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} = -\frac{1}{\varepsilon_0 \varepsilon} e n_0 \mu_d \langle \vec{V} \times \vec{B} \rangle_z \quad (4.34)$$

En donde se ω_c es la frecuencia Maxwelliana ($\omega_c = e n_0 \mu / \varepsilon_0 \varepsilon_2$), D la difusión.

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = -\mu_0 \mu_d \frac{\partial H_y}{\partial t} \quad (4.35)$$

$$-\frac{\partial H_y}{\partial z} = \varepsilon_0 \varepsilon_d \frac{\partial E_x}{\partial t} - |e| (n v_x + \tilde{n} v_x) \quad (4.36)$$

Estas dos ecuaciones anteriores ambas muestran la relación que existe para poder hacer los cálculos de campo eléctrico y magnético.

$$\frac{\partial v_x}{\partial t} = -\frac{|e|}{m^*} E_x \quad (4.37)$$

Esta última muestra la velocidad, y la siguiente la concentración de los electrones.

$$\tilde{n} = -\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_d}{|e|} \frac{\partial E_z}{\partial z} \quad (4.38)$$

La siguiente parte del análisis consiste en revisar las ecuaciones para ambos casos en los que se hace la amplificación.

Caso I.

Las siguientes ecuaciones se obtuvieron de manera muy semejante a como se obtuvieron en el capítulo tres, variando muy ligeramente el método y obteniendo una diferencia muy significativa en los signos.

Anti-colineal

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + \gamma_1 \frac{\partial A_1}{\partial t} = -C_1 A_2 A_3 \quad (4.39)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} - \gamma_2 \frac{\partial A_2}{\partial t} = -C_2 A_1 A_3^* \quad (4.39)$$

$$\frac{\partial A_3}{\partial t} + \frac{\partial A_3}{\partial z} + \kappa A_3 = iC_1 A_1 A_2^* \quad (4.40)$$

Caso II.

Colineal

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + \gamma_1 \frac{\partial A_1}{\partial t} = -C_1 A_2 A_3 \quad (4.41)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + \gamma_2 \frac{\partial A_2}{\partial t} = +C_2 A_1 A_3^* \quad (4.42)$$

$$\frac{\partial A_3}{\partial t} + \frac{\partial A_3}{\partial z} + \kappa A_3 = iC_1 A_1 A_2^* \quad (4.43)$$

Donde $\gamma_{1,2} = 1/v_{1,2}$, v es la velocidad, κ es el coeficiente de la amplificación $\kappa = -\frac{e\mu_d n_0}{\varepsilon_0 \varepsilon} - Dk^2$, y los coeficientes: $C_1 = \frac{\omega p^2}{4c^2 k_1}$, $C_2 = \frac{\omega p^2}{4c^2 k_2}$,

IV.2 Cálculo Computacional del modelo.

Los detalles de la simulación se pueden consultar en el apéndice.

En los resultados obtenidos con estos parámetros introducidos se observar que al hacer incidir la onda A_1 con la onda A_2 se amplifica la onda A_3 , funcionando esta como una onda de bombeo que amplifica la primera onda (Fig.IV.1. y Fig.IV.2.). Este análisis se realizó con diferentes amplitudes de la onda inicial, siendo las curvas más características las que se muestran.

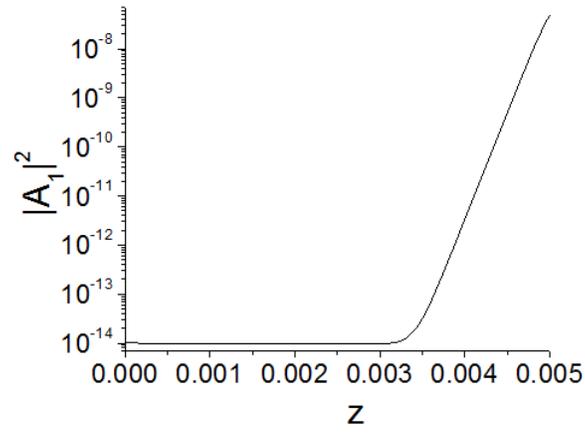


Fig. IV. 4 Amplitud de la onda A1.

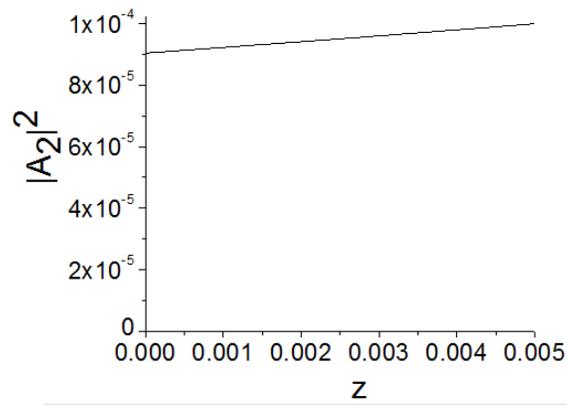


Fig. IV. 5 Amplitud de la onda A2

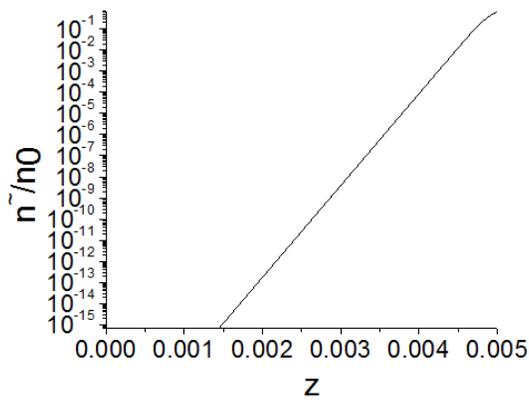


Fig. IV. 6 Concentración de los electrones.

La onda como puede verse se amplifica de 10^{-14} a 10^{-8}cm^{-1} para una frecuencia de 10^{-7}Hz y de 10^{-24} a 10^{-17} para una frecuencia de 10^{-14}Hz .

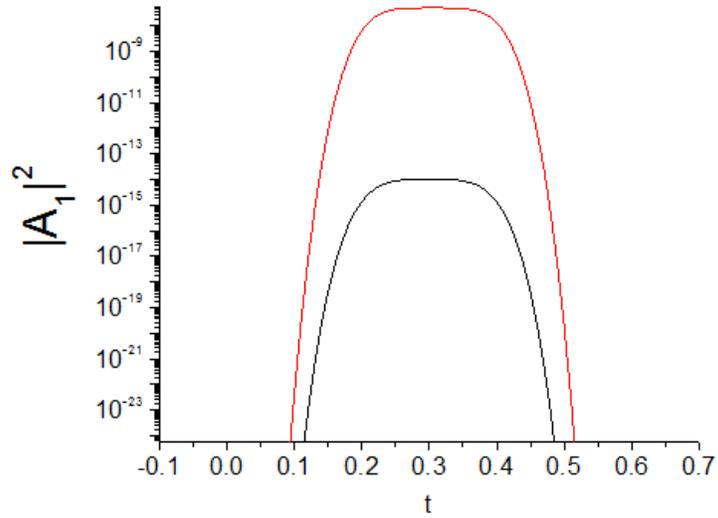


Fig. IV. 7 Grafica con onda inicial en 10^{-14}Hz

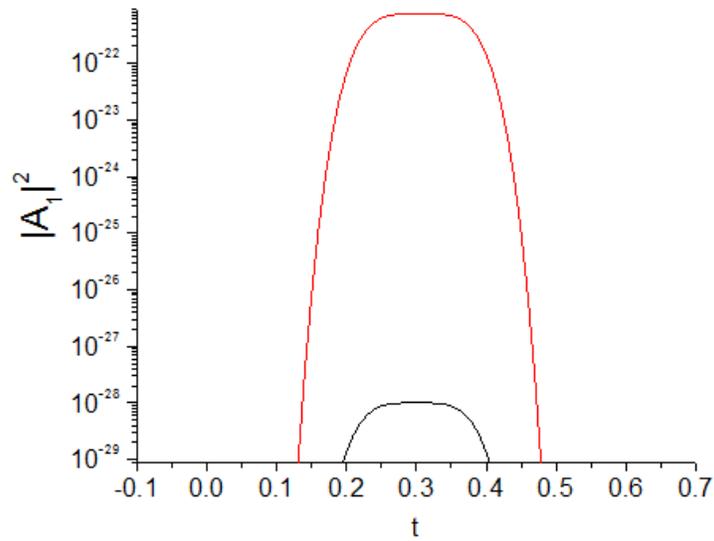


Fig. IV. 8 Grafica con onda inicial en 10^{-7}Hz

IV.3 Amplificación de ondas electromagnéticas y ondas de carga espacial en guías especiales de InN, para caso no anti-lineal.

Para la siguiente simulación a diferencia de la anterior, se consideró las geometrías mencionadas anteriormente, las cuales corresponden a: Co-lineal y no co-lineal, donde la primera corresponde a las ondas cuando se propagan de sobre la misma dirección y las no co-lineales en diferente dirección. Los resultados obtenidos en ambos casos fueron los mismos para ambas geometrías (Fig.24).

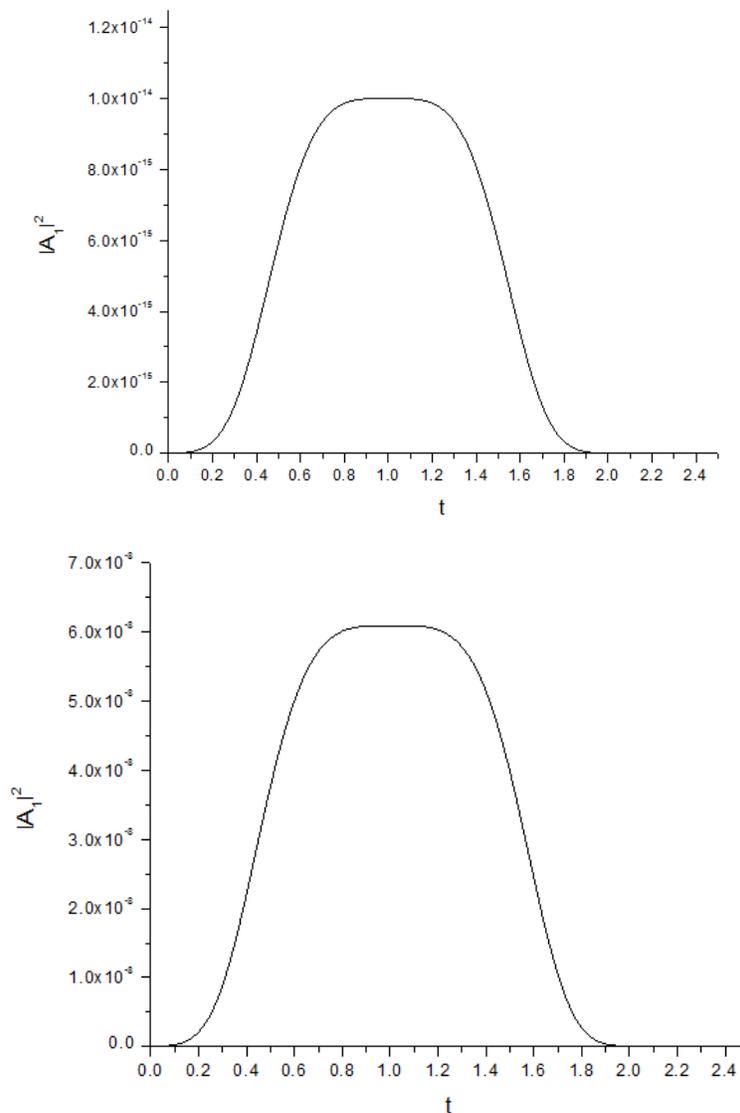


Fig. IV. 9 Onda A1 de entrada y de salida.

La onda A_1 inicial cuenta con una amplitud del regimen de 10^{-14} amplificandose hasta los 10^{-4} cm^{-1} cuyo coeficiente de amplificacion se muestra a continuacion (Fig.25).

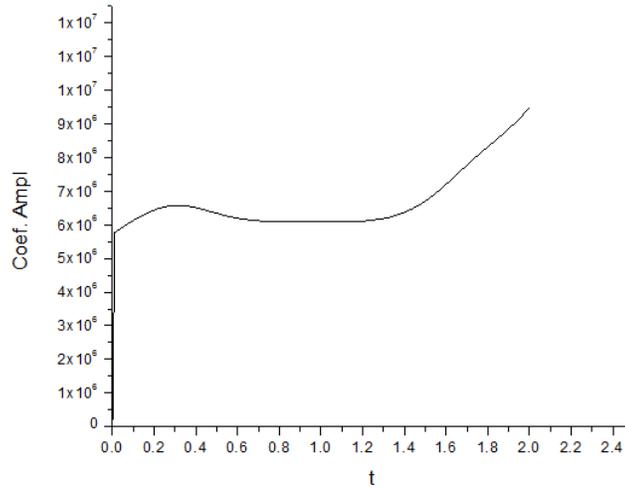


Fig. IV. 10 Amplificación de la onda A1

Para el caso de GaN.

Mediante la interacción de las tres ondas y su interacción no lineal en la guía de onda sobre la base de los nitruros, es posible obtener la amplificación en el rango óptico de los THz.

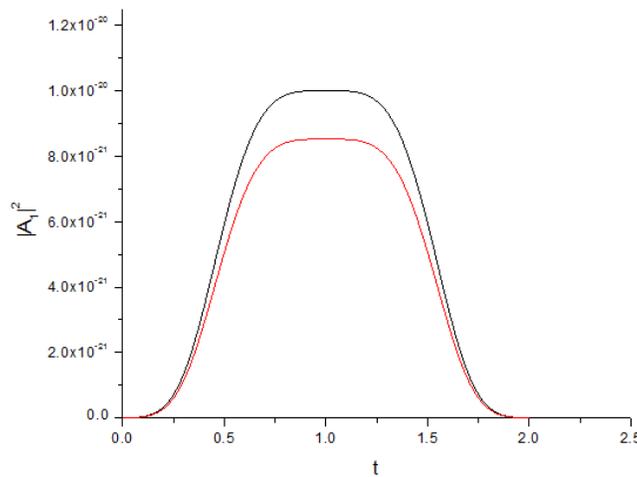


Fig. IV. 11 Onda A1 de entrada (rojo) y de salida.

Para la primera geometría:

$$k_3 = k_1 + |k_2| \quad (4.44)$$

Para la segunda geometría:

$$k_3 = k_1 - |k_2| \quad (4.45)$$

$$\omega_3 = \omega_1 - \omega_2 \approx \begin{cases} 2\omega_1(v_0/c)\varepsilon_{2EM}^{1/2} \\ \omega_1(v_0/c)(\varepsilon_{2EM}^{1/2} - \varepsilon_{1EM}^{1/2}) \end{cases} \quad (4.46)$$

La dinámica de las SCW es descrita con la ecuación de continuidad, del flujo de los electrones y la ecuación de Poisson:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \text{div}(\vec{v}(E)n - D\nabla n) = 0 \quad (4.47)$$

$$\vec{v} = \mu(|E|)\vec{E} \quad (4.48)$$

$$\text{div}(\varepsilon_0\varepsilon(x)\nabla\varphi) = -e(n - n_0) \quad (4.49)$$

$$\vec{E} = -\nabla\varphi + E_0 \quad (4.50)$$

En las superficies de la película se utilizan las siguientes condiciones de frontera, usadas para la densidad del flujo de los electrones \vec{j} :

$$j_x(x = 0) = 0 \quad (5.51)$$

$$j_x(x = 2l) = 0 \quad (4.52)$$

$$\vec{j} = e(\vec{v}(E)n - D\nabla n) \quad (4.53)$$

Entonces las ecuaciones estándar para el campo eléctrico quasi-electrostatico, y sus condiciones de frontera para la ecuación de continuidad del potencial eléctrico y de la componente x de una inducción eléctrica aplicada.

Para las EMW, las ecuaciones de maxwell son:

$$\nabla \times \vec{H} = \varepsilon_0 \varepsilon(x) \frac{\partial E}{\partial t} + \vec{j} \quad (4.54)$$

$$\vec{j} = e(n_0 + \tilde{n})\vec{v} \quad (4.55)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\left(\frac{1}{\varepsilon_0 c^2}\right) \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (4.56)$$

$$m^* \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} \approx e\vec{E} \quad (4.57)$$

Donde m^* es la masa efectiva del electrón, \tilde{n} al igual que en el análisis anterior, representa la concentración variable de los electrones en SCW, y \vec{v} es la velocidad del electrón a altas frecuencias. Se investigó la interacción del campo transversal eléctrico (TE) EM en los pulsos amplificados: $E = E_y$, el campo magnético dado por: $H = (H_x, 0, H_y)$ la solución de las ecuaciones anteriores para SCW y para una onda EM se dan de la siguiente manera:

$$E(x, z, t) = \frac{1}{2} (A_1(z, t) \exp(i(\omega_1 t - k_1 z)) F_1(x) + A_2(z, t) \exp(i(\omega_2 t - k_2 z))) F_2(x) + c. c \quad (4.58)$$

$$\tilde{n} = -\frac{i}{2} U(z, t) F_3(x) \exp(i(\omega_3 t - k_3 z)) + c. c \quad (4.59)$$

Aquí $A_{1,2}(z, t)$ y $U(z, t)$ son amplitudes que varían lentamente para las ondas EM y las SCW, $F_1(x)$, $F_2(x)$, $F_3(x)$, son funciones transversales de la onda. La onda EM de bombeo es A_2 ; A_1 es el pulso EM que se somete a la amplificación, A_3 es la SCW, la cual se produce por las tres interacciones. Cuando utilizamos los modos de la guía de onda ortogonal, es posible obtener las ecuaciones para las amplitudes que varían lentamente donde para los dos casos debidos a sus geometrías:

Caso I

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + \Gamma_1 A_1 \approx \alpha_1 A_2 U \quad (4.60)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} - \Gamma_1 A_2 = -\alpha_2 A_1 U^* \quad (4.61)$$

$$\frac{\partial U}{\partial z} + \frac{1}{v_0} \frac{\partial U}{\partial t} - \Gamma_3 U = \alpha_3 A_1 A_2^* \quad (4.62)$$

Caso II

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + \Gamma_1 A_1 \approx \alpha_1 A_2 U \quad (4.63)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + \Gamma_1 A_2 = \alpha_2 A_1 U^* \quad (4.64)$$

$$\frac{\partial U}{\partial z} + \frac{1}{v_0} \frac{\partial U}{\partial t} - \Gamma_3 U = \alpha_3 A_1 A_2^* \quad (4.65)$$

Donde $\alpha_{1,2,3}$ representan los siguientes coeficientes:

$$\alpha_1 = \frac{\omega_p^2}{4c^2 k_1} \frac{S}{\int_{-\infty}^{+\infty} F_1^2(x) dx} \quad (4.66)$$

$$\alpha_2 = \frac{\omega_p^2}{4c^2 |k_2|} \frac{S}{\int_{-\infty}^{+\infty} F_2^2(x) dx} \quad (4.67)$$

$$\alpha_3 = \frac{ie \frac{dv}{dE} k_1 k_3}{m^* \omega_1^2} \frac{S}{\int_0^{2l} F_3^2(x) dx} \quad (4.68)$$

Los valores para la integral de traslape S se muestran en las gráficas (Fig IV.11 y IV.12).

$$S = \int_0^{2l} F_1(x) F_2(x) F_3(x) dx \quad (4.69)$$

Se normaliza de la siguiente forma:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} F_1^2(x) dx = \int_{-\infty}^{+\infty} F_2^2(x) dx = \int_0^{2l} F_3^2(x) dx = 1 (\mu m) \quad (4.70)$$

Los términos con $\partial A_{1,2} / \partial z$ se descuidan, porque el grupo las velocidades de las ondas EM son 3 órdenes mayores que SCW velocidad v_0 . Aquí los coeficientes de disipación para los modos EM se han introducido $\Gamma_1 = \Gamma_2$; $\Gamma_3 > 0$ es el incremento

de amplificación espacial de SCW. Los coeficientes $\alpha_{1,2}$ son reales, mientras que α_3 es imaginario; $\alpha_{1,2,3} \sim S$, donde S es la superposición integral. La integral de superposición es máxima para el simétrico guía de onda dieléctrica. Debajo de las guías de onda simétricas SiO₂ - n-GaN (n-InN) -SiO₂ se consideran: $\varepsilon_{1EM} = \varepsilon_{3EM} = 2, \varepsilon_1 = \varepsilon_3 = 4$. Las guías de onda dieléctricas simétricas son preferibles, porque proporcionan los valores máximos de solapamiento integral S.

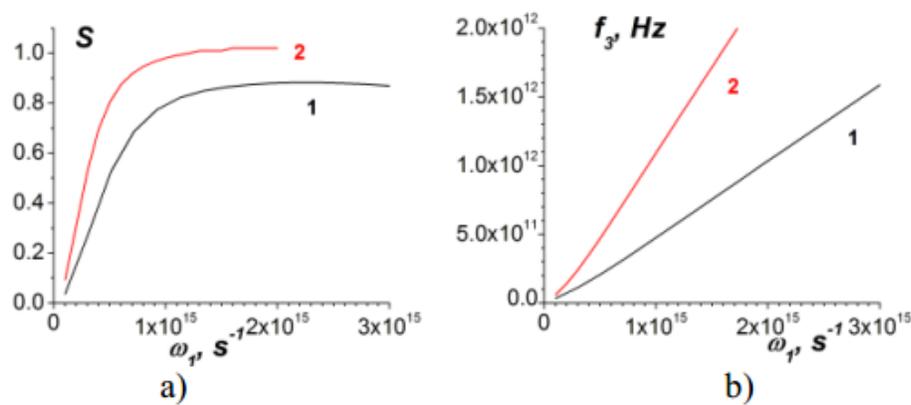


Fig. IV. 12 a) La dependencia de la integral de traslapo S de las ondas electromagnéticas para la geometría anti-colineal. B) la dependencia de las ondas de la carga espacial en una interacción resonante.

Los resultados para la primera geometría (anticolinar) se dan en Fig. IV. 11. Los valores de la integral de superposición son de aproximadamente 1. En la segunda geometría (colineal), Fig IV. 11, la interacción de la primera y el tercer modo EM anti simétrico con SCW es considerado, la integral de superposición es $S \approx 0.3$. La interacción de los modos EM simétricos poseen una superposición menor $S \sim 0.1$.

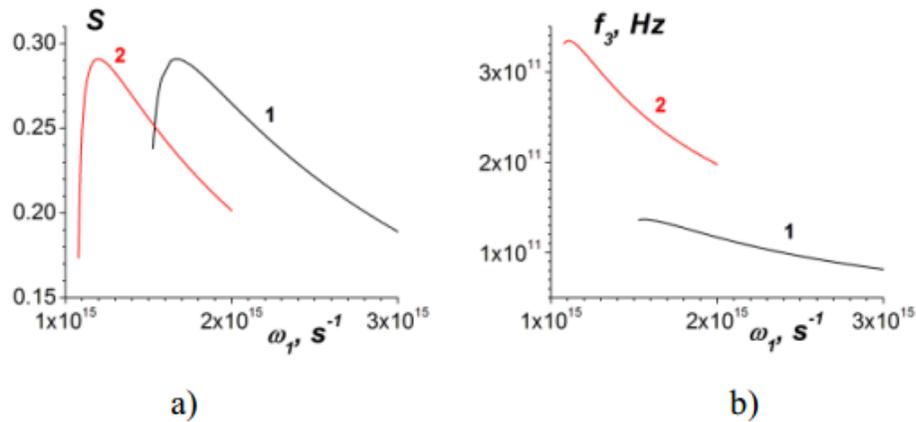


Fig. IV. 13 Similar que en la figura IV.11 pero para la geometría colineal.

Las frecuencias de SCH $f_3 \equiv \omega_3 / 2\pi$, correspondientes a interacción resonante de tres ondas, se dan en las Figs. IV. 12 b). Es visto que estas frecuencias de resonancia son esencialmente inferiores para la geometría colineal. Esto hace posible aumentar el frecuencias ω_1 de los pulsos ópticos amplificados hasta $3 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$.

Resultados y Discusión.

En estos dos últimos capítulos se mostró el análisis y desarrollo del modelo matemático, que combina la onda EM con la onda de bombeo y produce una amplificación en la SCW, siendo de este último capítulo la implementación de dos geometrías distintas y haciendo la comparación una con la otra, mientras que el otro modelo mostrando un análisis de amplificación súper heterodino, en el cual se puede obtener la amplificación de la SCW.

Capítulo V. Conclusión.

Conclusiones Generales.

1. Gracias a la estructura cristalina de algunos semiconductores, es posible obtener una conductividad diferencial negativa, lo que permite amplificar la onda, en esta tesis se analizó el caso del Nitruro de Indio (InN), y como se pudo observar en la simulación la amplificación de ondas es posible, lo que puede ayudar a remplazar algunos dispositivos mayormente empleados en la tecnología.
2. Es posible obtener una frecuencia de $10^{14}Hz$ para $\omega_{1,2}$ y de $10^{11}Hz$ para ω_3 .
3. Los parámetros ópticos, el coeficiente de la amplificación es de 20 micras a 100 micras aproximadamente.

Conclusiones Específicas.

- Se obtuvo una frecuencia de $10^{14}Hz$ para $\omega_{1,2}$ y de $10^{11}Hz$ para ω_3 . La onda A_1 se amplificarse en un rango entre $15THz < \omega_1 < 200THz$.
- Para los parámetros ópticos y el coeficiente de la amplificación se obtuvo 20 μm a 100 μm aproximadamente.
- Las intensidades que se introdujeron para la onda inicial, Oscilan entre $10^{-14} < A_1 < 10^{-7}$.

Aplicaciones

a) Escáner de terahertz

Los objetos emiten algo de radiación a frecuencia de THz de forma natural. A diferencia del calor o la luz, las ondas electromagnéticas de esas frecuencias sí pueden atravesar (como el radar) algunos objetos opacos. Al

igual que con la luz, se puede focalizar la radiación y crear imágenes como si el material que oculta el objeto observado fuera translúcido.

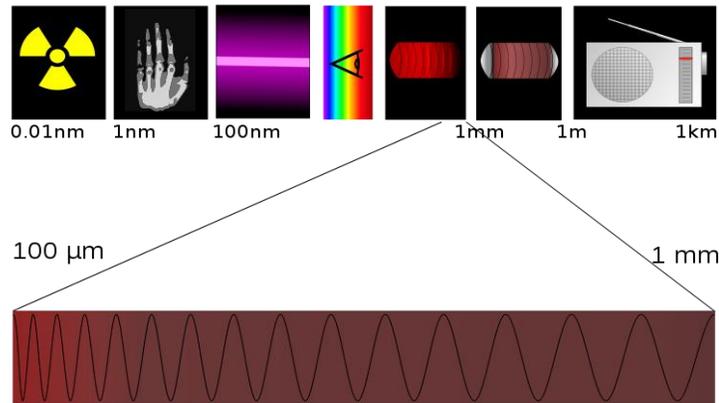


Fig. V. 1 Aplicación del escáner.

b) Aplicaciones a la seguridad

Por medio de la tecnología de THz se han podido desarrollar dispositivos que permiten escanear el equipaje de los pasajeros en; terminales de autobuses, aeropuertos etc. Con el fin de descubrir armas bombas y cualquier artículo que pueda amenazar la seguridad de las personas. El funcionamiento de este tipo de aplicaciones se describió en el apartado anterior.



Fig. V. 2 Aplicaciones para la seguridad.

c) Aplicación a la medicina

A través de la tecnología THz se han podido desarrollar escáner que permiten la visualización de músculos y partes del cuerpo, con el fin de poder dar un mejor diagnóstico.



Fig. V. 3 Escáner para dar un mejor diagnóstico en la medicina.

APÉNDICE

Simulación capítulo III

Fortran. (Formula Translating System), es un lenguaje orientado al cálculo numérico, diseñado en sus inicios para las computadoras IBM y usado en aplicaciones científicas y de ingeniería y es el más antiguo de los Lenguajes de alto nivel. FORTRAN desde sus inicios dominó el área de la programación y se ha mantenido su desarrollo y aplicación por más de 50 años en distintos segmentos de la ciencia y técnica. Es uno de los lenguajes más usados en la Computación de alto rendimiento, además se utiliza para el desarrollo de programas que evalúan el desempeño y el posicionamiento de los Supercomputadores. Este lenguaje fue propiedad absoluta de IBM hasta 1961, al pasar el tiempo se fue extendiendo a computadoras de otros fabricantes. Al igual que otros lenguajes de programación, tiene varias versiones, las cuales añaden mejor funcionalidad al mismo.

El Fortran tiene la ventaja de ser un lenguaje compacto que sirve muy bien para satisfacer las necesidades de los científicos y los estadísticos de los negocios. Al servicio de los científicos e ingenieros hay grandes bibliotecas de programas ingenieriles y científicos escritos en Fortran. El lenguaje también es ampliamente utilizado para aplicaciones de negocios que no requieren el manejo de grandes archivos de datos. Debido a que existen estándares establecidos de Fortran, los programas escritos para una computadora son fácilmente convertidos para su uso en otra.

Entre sus características más relevantes de este lenguaje aparecen, como ya vienen siendo habituales los soportes de localización de los programas o computación paralela, y otras como soporte de notación matemática, comprobación estática de tipos en arrays y matrices multidimensionales, o definición en las librerías (o bibliotecas) de sintaxis del lenguaje específicas para ciertos dominios. La implementación de referencia del lenguaje necesita Java 1.5 (o superior) para funcionar.

Utilizando el método de la diferenciación numérica, se desarrolló el siguiente programa utilizando fortran:

Tabla A. 1 Programa realizado en fortran para el capítulo III

```
implicit real*8 (a,b,d-h,o-z), complex*16 (c)

complex*16 a1(0:1000),a2(0:1000),a3(0:1000,2)

real*8 az(0:1000),a12(0:1000),a22(0:1000),a32(0:1000)

open(7, file='3w_simple.dat')

open(8, file='3w_simple_in_out.dat')

open(4, file='inp_3w_simple')

cj=(0.,1.)

c write(6,*)' input rn_0(cm-3),e_0,om_1,v_0'

c read(4,*)

write(6,*)' input alz(cm),n<1001,r<1,a_10,t_1,t_0,a_20

:,g1(cm-1),g3(cm-1),al1,al3'

cccc initial data

read(4,*) alz,n,r,a_10,t_1,t_0,a_20,g1,g3,al1,al3

write(7,300) alz,n,r,a_10,t_1,t_0,a_20,g1,g3,al1,al3

write(6,300) alz,n,r,a_10,t_1,t_0,a_20,g1,g3,al1,al3
```

```
300 format(' alz,n,r,a_10,t_1,t_0,a_20,g1,g3,al1,al3=',
```

```
:1x,d12.3,i5,11d12.4)
```

```
dz=alz/n
```

```
n2=n-1
```

```
cal3=cj*al3
```

```
dt=r*dz
```

```
dz2=.5*dz
```

```
dt2=.5*dt
```

```
g1z2=dz2*g1
```

```
c_1=1.+g1z2
```

```
c_2=1.-g1z2
```

```
g3t2=dt2*g3
```

```
c_3=1.-g3t2+r
```

```
c_4=g3t2+r
```

```
al1z2=al1*dz2
```

```
cal3t2=cal3*dt2
```

```
nd=n/100
```

```

        if(nd.eq.0) nd=1

ccc j

    do j=0,n

        z=dz*j

        az(j)=z

        a1(j)=0.

        a2(j)=a_20*dexp(-g1*(alz-z))

        a3(j,1)=0.

        a3(j,2)=0.

    end do

ccc j

    a32(0)=0.

    t=-dt

        write(6,*)' input tm, dtp,dtpx'

        read(4,*) tm,dtp,dtpx

    tp=-dt

    tpx=-dt

```

```

write(8,*)' t a12(0)a12(n)rK_ampl a22(0) a32(n)'

write(6,*)' t a12(0)a12(n)rK_ampl a22(0)a32(n)'

1 t=t+dt

a1(0)=a_10*exp(-((t-t_1)/t_0)**4)

cccc rewriting

ccc j

do j=1,n

a3(j,1)=a3(j,2)

end do

ccc j

CCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCC

ccc it

do it=1,2

ccc a1

ccc j

do j=1,n

j2=j-1

```

```

        a1(j)=(a1(j2)*c_2-al1z2*(a2(j2)*a3(j2,2)
:+a2(j)*a3(j,2)))/c_1

        end do

ccc j

cccccccccccc

ccc a2

ccc j

        do j=n2,0,-1

            j1=j+1

            a2(j)=(a2(j1)*c_2+al1z2*(a1(j1)*conjg(a3(j1,2))
:+a1(j)*conjg(a3(j,2))))/c_1

        end do

ccc j

cccccccccccc

ccc a3

ccc j

        do j=1,n

```

```

j2=j-1

ccc limitation of amplification

g3x=g3*(1.-a32(j))

g3xt2=dt2*g3x

c_3=1.-g3xt2+r

c_4=g3xt2+r

a3(j,2)=(a3(j,1)+a3(j,2)*c_4+cal3t2*(a1(j2)*conjg(a2(j2))
:+a1(j)*conjg(a2(j))))/c_3

a32(j)=cdabs(a3(j,2))**2

end do

ccc j

end do

ccc it

cccccccccccc

ccc j

do j=0,n

a12(j)=cdabs(a1(j))**2

```

```

a22(j)=cdabs(a2(j))**2

end do

ccc j

    if(t.ge.tpx) then

        tpx=tpx+dtpx

        rK_ampl=a12(n)/a12(0)

        write(8,600) t,a12(0),a12(n),rK_ampl,a22(0),a32(n)

        write(6,600) t,a12(0),a12(n),rK_ampl,a22(0),a32(n)

600    format(1x,6d15.4)

        else

            end if

            if(t-tp) 1,2,2

2        tp=tp+dt

            write(7,100) t,dt

            write(6,100) t,dt

100    format(' t,dt=',2d12.4)

ccc j

```

```

do j=0,n,nd

write(7,210) az(j),a12(j),a22(j),a32(j)

write(6,210) az(j),a12(j),a22(j),a32(j)

end do

ccc j

210 format(1x,4d12.4)

        if(t.lt.tm) go to 1

end

```

Antes de ejecutar el programa se debe seleccionar las condiciones de frontera y los parámetros.

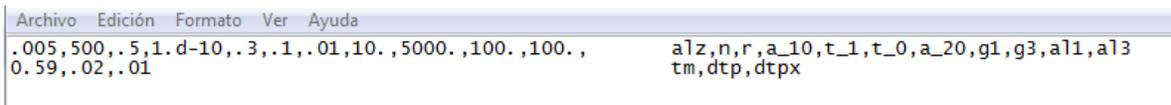


Fig. A. 1 Introducción de los parámetros.

Los parámetros son:

Tabla A. 2 Descripción de los parámetros que se utilizan en el programa.

Parámetros	Descripción
Alz	Distancia

N
R
a_10
t_1, t_0
a_20
g1, g3
al1, al3
Tm
Dtp
Dtpx

Números de puntos discretos

Relación $r = \frac{\tau}{h}$, se describe en el apartado "b" del tema

Amplitud inicial de la onda.

Corresponde a la relación del tiempo $exp\left[-\left(\frac{t-t_1}{t_0}\right)^2\right]$.

Amplitud de la onda más grande.

Coefficiente en la ecuación de disipación para A_1, A_2 .

Amplificación para U en cm^{-1} .

Tiempo máximo.

Discretización para la salida en el intervalo de tiempo.

Igual que el anterior pero para la distribución de las

Se ejecuta, y se pueden leer los resultados en otra pantalla:

t	a12(0)	a12(n)	rk_amp1	a22(0)	a32(n)			
0.0000+00	0.4409D-90	0.3989D-90	0.9048D+00	0.9048D+00	0.9048D-04	0.1049-100		
0.1000D-01	0.3684D-81	0.2611D-78	0.7087D+03	0.9048D-04	0.9048D-04	0.4131D-71		
0.2000D-01	0.4054D-73	0.7076D-70	0.1746D+04	0.9048D-04	0.9048D-04	0.1178D-62		
0.3000D-01	0.6858D-66	0.2784D-62	0.4060D+04	0.9048D-04	0.9048D-04	0.4855D-55		
0.4000D-01	0.2016D-59	0.1799D-55	0.8923D+04	0.9048D-04	0.9048D-04	0.3271D-48		
0.5000D-01	0.1177D-53	0.2185D-49	0.1856D+05	0.9048D-04	0.9048D-04	0.4127D-42		
0.6000D-01	0.1522D-48	0.5567D-44	0.3658D+05	0.9048D-04	0.9048D-04	0.1089D-36		
0.7000D-01	0.4935D-44	0.3378D-39	0.6845D+05	0.9048D-04	0.9048D-04	0.6818D-32		
0.8000D-01	0.4476D-40	0.5451D-35	0.1218D+06	0.9048D-04	0.9048D-04	0.1132D-27		
0.9000D-01	0.1276D-36	0.2635D-31	0.2064D+06	0.9048D-04	0.9048D-04	0.5613D-24		
0.1000D+00	0.1262D-33	0.4217D-28	0.3341D+06	0.9048D-04	0.9048D-04	0.9195D-21		
0.1100D+00	0.4778D-31	0.2471D-25	0.5172D+06	0.9048D-04	0.9048D-04	0.5501D-18		
0.1200D+00	0.7601D-29	0.5832D-23	0.7672D+06	0.9048D-04	0.9048D-04	0.1323D-15		
0.1300D+00	0.5554D-27	0.6071D-21	0.1093D+07	0.9048D-04	0.9048D-04	0.1400D-13		
0.1400D+00	0.2027D-25	0.3038D-19	0.1499D+07	0.9048D-04	0.9048D-04	0.7109D-12		
0.1500D+00	0.4001D-24	0.7929D-18	0.1982D+07	0.9048D-04	0.9048D-04	0.1879D-10		
0.1600D+00	0.4600D-23	0.1165D-16	0.2533D+07	0.9048D-04	0.9048D-04	0.2792D-09		
0.1700D+00	0.3302D-22	0.1035D-15	0.3135D+07	0.9048D-04	0.9048D-04	0.2506D-08		
0.1800D+00	0.1580D-21	0.5950D-15	0.3766D+07	0.9048D-04	0.9048D-04	0.1452D-07		
0.1900D+00	0.5346D-21	0.2354D-14	0.4402D+07	0.9048D-04	0.9048D-04	0.5786D-07		
0.2000D+00	0.1353D-20	0.6786D-14	0.5016D+07	0.9048D-04	0.9048D-04	0.1678D-06		
0.2100D+00	0.2691D-20	0.1503D-13	0.5585D+07	0.9048D-04	0.9048D-04	0.3736D-06		
0.2200D+00	0.4407D-20	0.2684D-13	0.6091D+07	0.9048D-04	0.9048D-04	0.6697D-06		
0.2300D+00	0.6186D-20	0.4032D-13	0.6519D+07	0.9048D-04	0.9048D-04	0.1009D-05		
0.2400D+00	0.7716D-20	0.5296D-13	0.6864D+07	0.9048D-04	0.9048D-04	0.1329D-05		
0.2500D+00	0.8825D-20	0.6288D-13	0.7126D+07	0.9048D-04	0.9048D-04	0.1580D-05		
0.2600D+00	0.9501D-20	0.6945D-13	0.7310D+07	0.9048D-04	0.9048D-04	0.1748D-05		
0.2700D+00	0.9839D-20	0.7309D-13	0.7428D+07	0.9048D-04	0.9048D-04	0.1841D-05		
0.2800D+00	0.9968D-20	0.7468D-13	0.7492D+07	0.9048D-04	0.9048D-04	0.1882D-05		
0.2900D+00	0.9998D-20	0.7517D-13	0.7519D+07	0.9048D-04	0.9048D-04	0.1894D-05		
0.3000D+00	0.1000D-19	0.7524D-13	0.7524D+07	0.9048D-04	0.9048D-04	0.1896D-05		
0.3100D+00	0.9998D-20	0.7524D-13	0.7526D+07	0.9048D-04	0.9048D-04	0.1896D-05		
0.3200D+00	0.9968D-20	0.7516D-13	0.7540D+07	0.9048D-04	0.9048D-04	0.1894D-05		

Fig. A. 2 Resultados obtenidos.

O si se prefiere se puede utilizar el programa Origin 8, para leer los resultados y obtener una gráfica directamente:

	A(X)	B(Y)	C(Y)	D(Y)	E(Y)	F(Y)
Long Name	t	a12(0)	a12(n)	rK_ampl	a22(0)	a32(n)
Units						
Comments						
1	0	4.409E-95	4.07E-95	0.9231	9.231E-5	0.6725-105
2	0.01	3.656E-86	3.376E-86	0.9234	9.231E-5	9.546E-83
3	0.02	4.061E-78	3.751E-78	0.9237	9.231E-5	2.198E-74
4	0.03	6.869E-71	6.348E-71	0.9242	9.231E-5	7.352E-67
5	0.04	2.03E-64	1.878E-64	0.925	9.231E-5	4.105E-60
6	0.05	1.177E-58	1.09E-58	0.9263	9.231E-5	4.295E-54
7	0.06	1.522E-53	1.413E-53	0.9285	9.231E-5	9.599E-49
8	0.07	4.935E-49	4.598E-49	0.9316	9.231E-5	5.16E-44
9	0.08	4.496E-45	4.209E-45	0.9362	9.231E-5	7.478E-40
10	0.09	1.277E-41	1.204E-41	0.9425	9.231E-5	3.25E-36
11	0.1	1.263E-38	1.201E-38	0.9508	9.231E-5	4.737E-33
12	0.11	4.781E-36	4.597E-36	0.9615	9.231E-5	2.548E-30
13	0.12	7.605E-34	7.412E-34	0.9746	9.231E-5	5.568E-28
14	0.13	5.556E-32	5.502E-32	0.9902	9.231E-5	5.407E-26
15	0.14	2.028E-30	2.044E-30	1.008	9.231E-5	2.544E-24
16	0.15	4.002E-29	4.113E-29	1.028	9.231E-5	6.283E-23
17	0.16	4.601E-28	4.826E-28	1.049	9.231E-5	8.796E-22
18	0.17	3.303E-27	3.536E-27	1.071	9.231E-5	7.494E-21
19	0.18	1.58E-26	1.726E-26	1.092	9.231E-5	4.153E-20

Fig. A. 3 Resultados leídos desde el programa Origin 8.

El mismo programa nos permite obtener una gráfica con los resultados, donde se puede apreciar la onda amplificada:

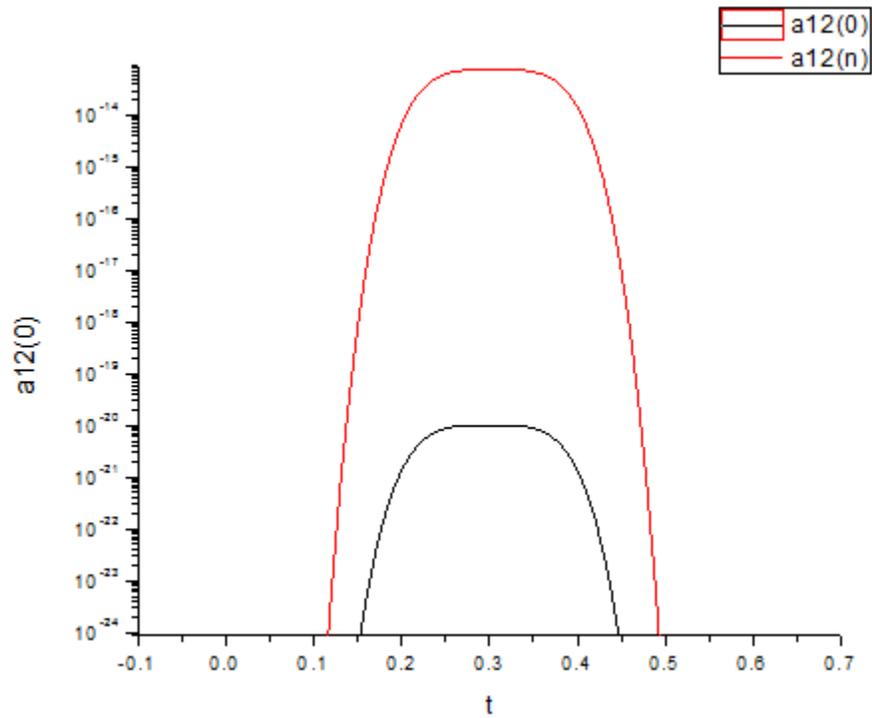


Fig. A. 4 Grafica de los resultados donde se puede apreciar la amplificación.

La amplificación se logró obtener satisfactoriamente, algunos de los resultados arrojados por el programa se mostrarán en este apartado.

Tabla A. 3 Parámetros utilizados en la primera simulación.

Parámetros	Valores
Alz	.005
N	500
R	0.5
a_10	10^{-10}
t_1, t_0	0.1-0.3
a_20	0.01
g1, g3	10,

a1, a3	100
Tm	0.59
Dtp	0.02
Dtpx	0.01

Los resultados obtenidos con estos parámetros, se muestran a continuación en la siguiente tabla:

Tabla A. 4 Resultados obtenidos con los parámetros de la tabla A.3.

t	a12(0)	a12(n)	rK_ampl	a22(0)	a32(n)
0	4.41E-91	3.99E-91	0.9048	9.05E-05	0.1049-100
0.01	3.68E-82	2.61E-79	708.7	9.05E-05	4.13E-72
0.02	4.05E-74	7.08E-71	1746	9.05E-05	1.18E-63
0.03	6.86E-67	2.78E-63	4060	9.05E-05	4.86E-56
0.04	2.02E-60	1.80E-56	8923	9.05E-05	3.27E-49
0.05	1.18E-54	2.19E-50	18560	9.05E-05	4.13E-43
0.06	1.52E-49	5.57E-45	36580	9.05E-05	1.09E-37
0.07	4.94E-45	3.38E-40	68450	9.05E-05	6.82E-33
0.08	4.48E-41	5.45E-36	121800	9.05E-05	1.13E-28
0.09	1.28E-37	2.64E-32	206400	9.05E-05	5.61E-25
0.1	1.26E-34	4.22E-29	334100	9.05E-05	9.20E-22
0.11	4.78E-32	2.47E-26	517200	9.05E-05	5.50E-19
0.12	7.60E-30	5.83E-24	767200	9.05E-05	1.32E-16
0.13	5.55E-28	6.07E-22	1.09E+06	9.05E-05	1.40E-14
0.14	2.03E-26	3.04E-20	1.50E+06	9.05E-05	7.11E-13
0.15	4.00E-25	7.93E-19	1.98E+06	9.05E-05	1.88E-11
0.16	4.60E-24	1.17E-17	2.53E+06	9.05E-05	2.79E-10
0.17	3.30E-23	1.04E-16	3.14E+06	9.05E-05	2.51E-09
0.18	1.58E-22	5.95E-16	3.77E+06	9.05E-05	1.45E-08

0.19	5.35E-22	2.35E-15	4.40E+06	9.05E-05	5.79E-08
0.2	1.35E-21	6.79E-15	5.02E+06	9.05E-05	1.68E-07
0.21	2.69E-21	1.50E-14	5.59E+06	9.05E-05	3.74E-07
0.22	4.41E-21	2.68E-14	6.09E+06	9.05E-05	6.70E-07
0.23	6.19E-21	4.03E-14	6.52E+06	9.05E-05	1.01E-06
0.24	7.72E-21	5.30E-14	6.86E+06	9.05E-05	1.33E-06
0.25	8.83E-21	6.29E-14	7.13E+06	9.05E-05	1.58E-06
0.26	9.50E-21	6.95E-14	7.31E+06	9.05E-05	1.75E-06
0.27	9.84E-21	7.31E-14	7.43E+06	9.05E-05	1.84E-06
0.28	9.97E-21	7.47E-14	7.49E+06	9.05E-05	1.88E-06
0.29	1.00E-20	7.52E-14	7.52E+06	9.05E-05	1.89E-06
0.3	1.00E-20	7.52E-14	7.52E+06	9.05E-05	1.90E-06
0.31	1.00E-20	7.52E-14	7.53E+06	9.05E-05	1.90E-06
0.32	9.97E-21	7.52E-14	7.54E+06	9.05E-05	1.89E-06
0.33	9.84E-21	7.46E-14	7.59E+06	9.05E-05	1.88E-06
0.34	9.50E-21	7.30E-14	7.68E+06	9.05E-05	1.84E-06
0.35	8.83E-21	6.92E-14	7.84E+06	9.05E-05	1.75E-06
0.36	7.72E-21	6.24E-14	8.09E+06	9.05E-05	1.58E-06
0.37	6.19E-21	5.23E-14	8.46E+06	9.05E-05	1.33E-06
0.38	4.41E-21	3.96E-14	8.98E+06	9.05E-05	1.01E-06
0.39	2.69E-21	2.61E-14	9.71E+06	9.05E-05	6.65E-07
0.4	1.35E-21	1.45E-14	1.07E+07	9.05E-05	3.70E-07
0.41	5.35E-22	6.45E-15	1.21E+07	9.05E-05	1.66E-07
0.42	1.58E-22	2.20E-15	1.39E+07	9.05E-05	5.69E-08
0.43	3.31E-23	5.46E-16	1.65E+07	9.05E-05	1.42E-08
0.44	4.61E-24	9.30E-17	2.02E+07	9.05E-05	2.44E-09
0.45	4.01E-25	1.02E-17	2.55E+07	9.05E-05	2.70E-10
0.46	2.03E-26	6.74E-19	3.32E+07	9.05E-05	1.80E-11
0.47	5.57E-28	2.50E-20	4.49E+07	9.05E-05	6.76E-13
0.48	7.62E-30	4.80E-22	6.30E+07	9.05E-05	1.32E-14
0.49	4.79E-32	4.42E-24	9.23E+07	9.05E-05	1.23E-16
0.5	1.27E-34	1.79E-26	1.41E+08	9.05E-05	5.07E-19
0.51	1.28E-37	2.89E-29	2.26E+08	9.05E-05	8.36E-22

0.52	4.50E-41	1.70E-32	3.79E+08	9.05E-05	5.03E-25
0.53	4.94E-45	3.31E-36	6.70E+08	9.05E-05	9.97E-29
0.54	1.52E-49	1.90E-40	1.25E+09	9.05E-05	5.87E-33
0.55	1.18E-54	2.90E-45	2.46E+09	9.05E-05	9.18E-38
0.56	2.03E-60	1.05E-50	5.15E+09	9.05E-05	3.40E-43
0.57	6.91E-67	7.92E-57	1.15E+10	9.05E-05	2.65E-49
0.58	4.09E-74	1.11E-63	2.71E+10	9.05E-05	3.84E-56
0.59	3.68E-82	2.53E-71	6.88E+10	9.05E-05	9.05E-64
0.6	4.41E-91	8.24E-80	1.87E+11	9.05E-05	3.05E-72

A continuación, se muestra la gráfica que arrojo esta primera simulación.

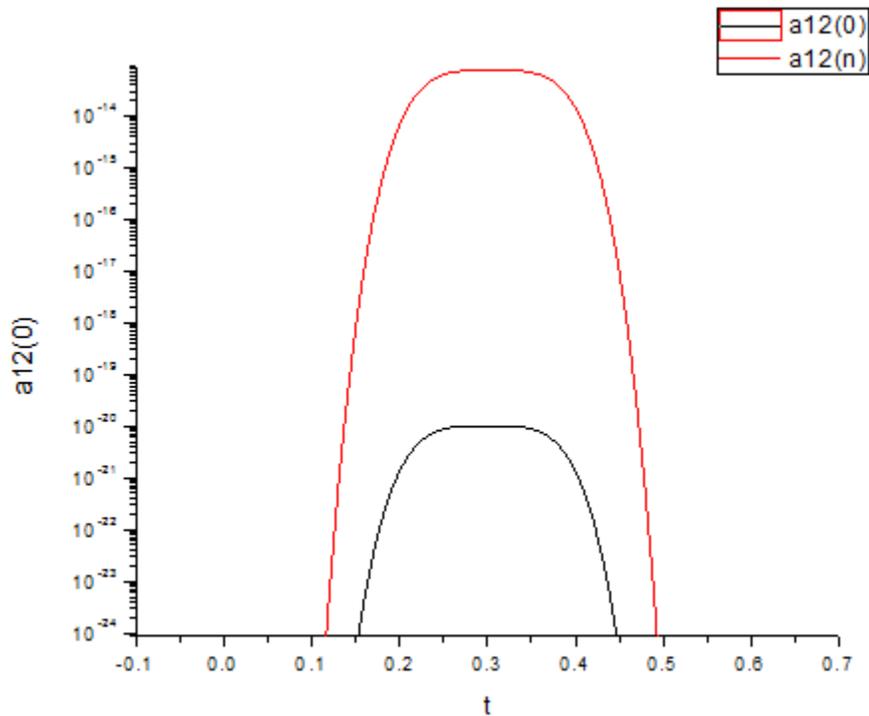


Fig. A. 5 Gráfica de la amplificación de la tabla anterior.

Variando un poco la amplitud inicial de la onda, obtenemos una mejor vista de la amplificación.

Tabla A. 5 Parámetros utilizados en la segunda simulación.

Parámetros	Valores
Alz	.005
N	500
R	0.5
a_10	10^{-12}
t_1, t_0	0.1-0.3
a_20	0.01
g1, g3	10,
al1, al3	100
Tm	0.59
Dtp	0.02
Dtpx	0.01

Cuyos resultados se muestran a continuación:

Tabla A. 6 Resultados obtenidos con los parámetros de la tabla A.5.

t	a12(0)	a12(n)	rK_ampl	a22(0)	a32(n)
0	4.41E-95	3.99E-95	0.9048	9.05E-05	0.1049-104
0.01	3.68E-86	2.61E-83	708.7	9.05E-05	4.13E-76
0.02	4.05E-78	7.08E-75	1746	9.05E-05	1.18E-67
0.03	6.86E-71	2.78E-67	4060	9.05E-05	4.86E-60
0.04	2.02E-64	1.80E-60	8923	9.05E-05	3.27E-53
0.05	1.18E-58	2.19E-54	18560	9.05E-05	4.13E-47
0.06	1.52E-53	5.57E-49	36580	9.05E-05	1.09E-41

0.07	4.94E-49	3.38E-44	68450	9.05E-05	6.82E-37
0.08	4.48E-45	5.45E-40	121800	9.05E-05	1.13E-32
0.09	1.28E-41	2.64E-36	206400	9.05E-05	5.61E-29
0.1	1.26E-38	4.22E-33	334100	9.05E-05	9.20E-26
0.11	4.78E-36	2.47E-30	517200	9.05E-05	5.50E-23
0.12	7.60E-34	5.83E-28	767200	9.05E-05	1.32E-20
0.13	5.55E-32	6.07E-26	1.09E+06	9.05E-05	1.40E-18
0.14	2.03E-30	3.04E-24	1.50E+06	9.05E-05	7.11E-17
0.15	4.00E-29	7.93E-23	1.98E+06	9.05E-05	1.88E-15
0.16	4.60E-28	1.17E-21	2.53E+06	9.05E-05	2.79E-14
0.17	3.30E-27	1.04E-20	3.14E+06	9.05E-05	2.51E-13
0.18	1.58E-26	5.95E-20	3.77E+06	9.05E-05	1.45E-12
0.19	5.35E-26	2.35E-19	4.40E+06	9.05E-05	5.79E-12
0.2	1.35E-25	6.79E-19	5.02E+06	9.05E-05	1.68E-11
0.21	2.69E-25	1.50E-18	5.59E+06	9.05E-05	3.74E-11
0.22	4.41E-25	2.68E-18	6.09E+06	9.05E-05	6.70E-11
0.23	6.19E-25	4.03E-18	6.52E+06	9.05E-05	1.01E-10
0.24	7.72E-25	5.30E-18	6.86E+06	9.05E-05	1.33E-10
0.25	8.83E-25	6.29E-18	7.13E+06	9.05E-05	1.58E-10
0.26	9.50E-25	6.95E-18	7.31E+06	9.05E-05	1.75E-10
0.27	9.84E-25	7.31E-18	7.43E+06	9.05E-05	1.84E-10
0.28	9.97E-25	7.47E-18	7.49E+06	9.05E-05	1.88E-10
0.29	1.00E-24	7.52E-18	7.52E+06	9.05E-05	1.89E-10
0.3	1.00E-24	7.52E-18	7.52E+06	9.05E-05	1.90E-10
0.31	1.00E-24	7.52E-18	7.53E+06	9.05E-05	1.90E-10
0.32	9.97E-25	7.52E-18	7.54E+06	9.05E-05	1.89E-10
0.33	9.84E-25	7.46E-18	7.59E+06	9.05E-05	1.88E-10
0.34	9.50E-25	7.30E-18	7.68E+06	9.05E-05	1.84E-10
0.35	8.83E-25	6.92E-18	7.84E+06	9.05E-05	1.75E-10
0.36	7.72E-25	6.24E-18	8.09E+06	9.05E-05	1.58E-10
0.37	6.19E-25	5.23E-18	8.46E+06	9.05E-05	1.33E-10
0.38	4.41E-25	3.96E-18	8.98E+06	9.05E-05	1.01E-10
0.39	2.69E-25	2.61E-18	9.71E+06	9.05E-05	6.65E-11

0.4	1.35E-25	1.45E-18	1.07E+07	9.05E-05	3.70E-11
0.41	5.35E-26	6.45E-19	1.21E+07	9.05E-05	1.66E-11
0.42	1.58E-26	2.20E-19	1.39E+07	9.05E-05	5.69E-12
0.43	3.31E-27	5.46E-20	1.65E+07	9.05E-05	1.42E-12
0.44	4.61E-28	9.30E-21	2.02E+07	9.05E-05	2.44E-13
0.45	4.01E-29	1.02E-21	2.55E+07	9.05E-05	2.70E-14
0.46	2.03E-30	6.74E-23	3.32E+07	9.05E-05	1.80E-15
0.47	5.57E-32	2.50E-24	4.49E+07	9.05E-05	6.76E-17
0.48	7.62E-34	4.80E-26	6.30E+07	9.05E-05	1.32E-18
0.49	4.79E-36	4.42E-28	9.23E+07	9.05E-05	1.23E-20
0.5	1.27E-38	1.79E-30	1.41E+08	9.05E-05	5.07E-23
0.51	1.28E-41	2.89E-33	2.26E+08	9.05E-05	8.36E-26
0.52	4.50E-45	1.70E-36	3.79E+08	9.05E-05	5.03E-29
0.53	4.94E-49	3.31E-40	6.70E+08	9.05E-05	9.97E-33
0.54	1.52E-53	1.90E-44	1.25E+09	9.05E-05	5.87E-37
0.55	1.18E-58	2.90E-49	2.46E+09	9.05E-05	9.18E-42
0.56	2.03E-64	1.05E-54	5.15E+09	9.05E-05	3.40E-47
0.57	6.91E-71	7.92E-61	1.15E+10	9.05E-05	2.65E-53
0.58	4.09E-78	1.11E-67	2.71E+10	9.05E-05	3.84E-60
0.59	3.68E-86	2.53E-75	6.88E+10	9.05E-05	9.05E-68
0.6	4.41E-95	8.24E-84	1.87E+11	9.05E-05	3.05E-76

Cuyo respectiva grafica se muestra a continuación:

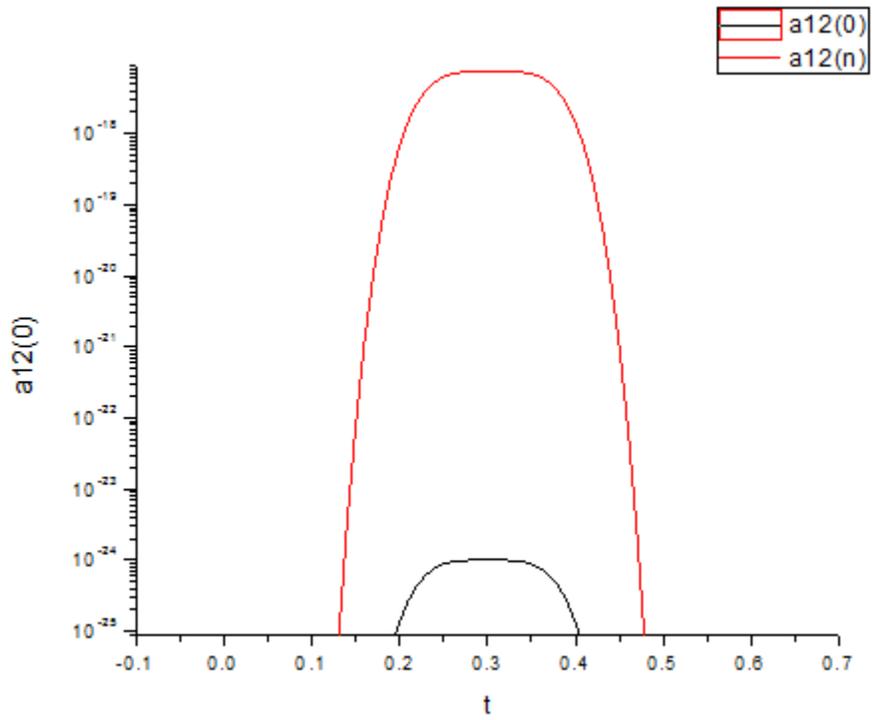


Fig. A. 6 Grafica de la amplificación de la tabla anterior.

Simulación Capítulo IV

A continuación, se muestra el código empleado en los resultados del capítulo IV, así como los resultados más importantes obtenidos en las corridas de la simulación.

Tabla A. 7 Parámetros utilizados en la simulación del capítulo IV.

Significado	Parámetros
Distancia	Alz
Números de puntos discretos	N
Relación $r = \frac{\tau}{h}$, se describe en el apartado “b” del tema III.2.	R
Amplitud inicial de la onda.	a_10
Corresponde a la relación del tiempo $\exp\left[-\left(\frac{t-t_1}{t_0}\right)^2\right]$.	t_1, t_0
Amplitud de la onda más grande.	a_20
Coefficiente en la ecuación de disipación para A_1, A_2 .	g1, g3
Amplificación para U en cm^{-1} .	al1, al3
Tiempo máximo.	Tm
Desratización para la salida en el intervalo de tiempo.	Dtp
Igual que el anterior pero para la distribución de las	Dtpx

Tabla A. 8 Programación para los resultados del capítulo IV.

```
implicit real*8 (a,b,d-h,o-z), complex*16 (c)
complex*16 a1(0:1000),a2(0:1000),a3(0:1000,2)
real*8 az(0:1000),a12(0:1000),a22(0:1000),a32(0:1000)
```

```

open(7, file='3w_simple_2.dat')
open(8, file='3w_simple_2_in_out.dat')
open(4, file='inp_3w_simple_2')
cj=(0.,1.)
write(6,*)' input alz(cm),n<1001,r<1,a_10,t_1,t_0,a_20
:,g1(cm-1),g3(cm-1),b1,b3'
cccc superhet. amplif. for 2 geometries, anti-collinear and collinear
read(4,*) alz,n,r,a_10,t_1,t_0,a_20,g1,g3,b1,b3
write(7,300) alz,n,r,a_10,t_1,t_0,a_20,g1,g3,b1,b3
write(6,300) alz,n,r,a_10,t_1,t_0,a_20,g1,g3,b1,b3
300 format(' alz,n,r,a_10,t_1,t_0,a_20,g1,g3,b1,b3=',
:1x,d12.3,i5,11d12.4)
dz=alz/n
n2=n-1
cb3=cj*b3
dt=r*dz
dz2=.5*dz
dt2=.5*dt
g1z2=dz2*g1
c_1=1.+g1z2
c_2=1.-g1z2
g3t2=dt2*g3
c_3=1.-g3t2+r
c_4=g3t2+r
b1z2=b1*dz2

```

```

cb3t2=cb3*dt2
nd=n/100
      if(nd.eq.0) nd=1
write(6,*)' input ind_t: 0 - anti-collinear interaction,
:1 - collinear'
read(4,*) ind_t
write(7,*)' ind_t(0-anti-coll., 1- coll.=',ind_t
write(6,*)' ind_t(0-anti-coll., 1- coll.=',ind_t
ccc j
do j=0,n
z=dz*j
az(j)=z
a1(j)=0.
      if(ind_t.eq.0) then
a2(j)=a_20*dexp(-g1*(alz-z))
      else
a2(j)=a_20*dexp(-g1*z)
      end if
a3(j,1)=0.
a3(j,2)=0.
end do
ccc j
a32(0)=0.
t=-dt
      write(6,*)' input tm, dtp,dtpx'

```

```

        read(4,*) tm,dtp,dtpx

tp=-dt

tpx=-dt

write(8,*)'  t      a12(0)a12(n)rK_ampl a22(0)    a22(n)a32(n)
write(6,*)'  t      a12(0)a12(n)rK_ampl    a22(0)a22(n)a32(n)

1  t=t+dt

    a1(0)=a_10*exp(-((t-t_1)/t_0)**4)

cccc rewriting

ccc j

    do j=1,n
        a3(j,1)=a3(j,2)
    end do

ccc j

cccccccccccccccccccccccccccccccc

ccc it

    do it=1,2

ccc a1

ccc j

    do j=1,n
        j2=j-1
        a1(j)=(a1(j2)*c_2-b1z2*(a2(j2)*a3(j2,2)
        :+a2(j)*a3(j,2)))/c_1
    end do

ccc j

cccccccccccc

```

```

ccc a2
        if(ind_t.eq.0) then
ccc j
        do j=n2,0,-1
            j1=j+1
            a2(j)=(a2(j1)*c_2+b1z2*(a1(j1)*conjg(a3(j1,2))
            :+a1(j)*conjg(a3(j,2))))/c_1
        end do
ccc j
        else
ccc j
        do j=1,n
            j2=j-1
            a2(j)=(a2(j2)*c_2+b1z2*(a1(j2)*conjg(a3(j2,2))
            :+a1(j)*conjg(a3(j,2))))/c_1
        end do
ccc j
        end if
cccccccccccc
ccc a3
ccc j
        do j=1,n
            j2=j-1
ccc limitation of amplification
            g3x=g3*(1.-a32(j))

```

```

g3xt2=dt2*g3x
c_3=1.-g3xt2+r
c_4=g3xt2+r
a3(j,2)=(a3(j,1)+a3(j,2)*c_4+cb3t2*(a1(j2)*conjg(a2(j2))
:+a1(j)*conjg(a2(j))))/c_3
a32(j)=cdabs(a3(j,2))**2
end do
ccc j
end do
ccc it
cccccccccccc
ccc j
do j=0,n
a12(j)=cdabs(a1(j))**2
a22(j)=cdabs(a2(j))**2
end do
ccc j
if(t.ge.tpx) then
tpx=tpx+dtpx
rK_ampl=a12(n)/a12(0)
write(8,600) t,a12(0),a12(n),rK_ampl,a22(0),a22(n),a32(n)
write(6,600) t,a12(0),a12(n),rK_ampl,a22(0),a22(n),a32(n)
600 format(1x,7d15.4)
else
end if

```

```
                if(t-tp) 1,2,2
2      tp=tp+ntp
      write(7,100) t,dt
      write(6,100) t,dt
100   format(' t,dt=',2d12.4)
ccc j
      do j=0,n,nd
      write(7,210) az(j),a12(j),a22(j),a32(j)
      write(6,210) az(j),a12(j),a22(j),a32(j)
      end do
ccc j
210   format(1x,4d12.4)
      if(t.lt.tn) go to 1
end
```

Tabla A. 9 Parámetros introducidos en la primera corrida.

Parámetros	Valores
Alz	.005
N	500
R	0.5
a_10	10^{-10}
t_1, t_0	0.1-0.3
a_20	0.01
g1, g3	10, 5000
al1, al3	100
Tm	0.59
Dtp	0.02
Dtpx	0.01

Tabla A. 10 Resultados de la tabla anterior.

t	a12(0)	a12(n)	rK_ampl	a22(0)	a22(n)	a32(n)
0	2.412E-24	2.055E-24	0.8521	8.521E-5	1E-4	2.185E-34
0.01	3.349E-24	1.932E-17	5.769E6	8.521E-5	1E-4	1.742E-10
0.02	4.605E-24	2.677E-17	5.812E6	8.521E-5	1E-4	2.414E-10
0.03	6.271E-24	3.672E-17	5.855E6	8.521E-5	1E-4	3.313E-10
0.03999	8.458E-24	4.987E-17	5.896E6	8.521E-5	1E-4	4.502E-10
0.04999	1.131E-23	6.713E-17	5.937E6	8.521E-5	1E-4	6.061E-10
0.05999	1.498E-23	8.953E-17	5.978E6	8.521E-5	1E-4	8.087E-10

0.06999	1.967E-23	1.184E-16	6.018E6	8.521E-5	1E-4	1.069E-9
0.07999	2.56E-23	1.551E-16	6.057E6	8.521E-5	1E-4	1.402E-9
0.09	3.305E-23	2.015E-16	6.096E6	8.521E-5	1E-4	1.822E-9
0.1	4.231E-23	2.596E-16	6.134E6	8.521E-5	1E-4	2.347E-9
0.11	5.373E-23	3.316E-16	6.172E6	8.521E-5	1E-4	3E-9
0.12	6.769E-23	4.203E-16	6.209E6	8.521E-5	1E-4	3.803E-9
0.13	8.462E-23	5.285E-16	6.245E6	8.521E-5	1E-4	4.783E-9
0.14	1.05E-22	6.594E-16	6.281E6	8.521E-5	1E-4	5.97E-9
0.15	1.293E-22	8.165E-16	6.316E6	8.521E-5	1E-4	7.393E-9
0.16	1.581E-22	1.004E-15	6.351E6	8.521E-5	1E-4	9.092E-9
0.17	1.919E-22	1.225E-15	6.385E6	8.521E-5	1E-4	1.11E-8
0.18	2.314E-22	1.485E-15	6.418E6	8.521E-5	1E-4	1.346E-8
0.19	2.771E-22	1.788E-15	6.451E6	8.521E-5	1E-4	1.62E-8
0.2	3.297E-22	2.137E-15	6.483E6	8.521E-5	1E-4	1.938E-8
0.21	3.898E-22	2.539E-15	6.514E6	8.521E-5	1E-4	2.303E-8
0.22	4.58E-22	2.998E-15	6.545E6	8.521E-5	1E-4	2.719E-8
0.23	5.349E-22	3.517E-15	6.575E6	8.521E-5	1E-4	3.19E-8
0.24	6.209E-22	4.101E-15	6.604E6	8.521E-5	1E-4	3.721E-8
0.25	7.166E-22	4.754E-15	6.633E6	8.521E-5	1E-4	4.314E-8
0.26	8.225E-22	5.479E-15	6.661E6	8.521E-5	1E-4	4.973E-8
0.27	9.389E-22	6.28E-15	6.689E6	8.521E-5	1E-4	5.701E-8
0.28	1.066E-21	7.159E-15	6.716E6	8.521E-5	1E-4	6.501E-8
0.29	1.204E-21	8.118E-15	6.742E6	8.521E-5	1E-4	7.373E-8
0.3	1.353E-21	9.158E-15	6.768E6	8.521E-5	1E-4	8.319E-8
0.31	1.513E-21	1.028E-14	6.793E6	8.521E-5	1E-4	9.34E-8
0.32	1.684E-21	1.148E-14	6.817E6	8.521E-5	1E-4	1.043E-7
0.33	1.866E-21	1.277E-14	6.841E6	8.521E-5	1E-4	1.16E-7
0.34	2.058E-21	1.413E-14	6.864E6	8.521E-5	1E-4	1.284E-7
0.35	2.26E-21	1.557E-14	6.887E6	8.521E-5	1E-4	1.415E-7

0.36	2.472E-21	1.708E-14	6.909E6	8.521E-5	1E-4	1.553E-7
0.37	2.692E-21	1.866E-14	6.93E6	8.521E-5	1E-4	1.697E-7
0.38	2.92E-21	2.03E-14	6.951E6	8.521E-5	1E-4	1.846E-7
0.39	3.156E-21	2.2E-14	6.971E6	8.521E-5	1E-4	2.001E-7
0.4	3.397E-21	2.375E-14	6.991E6	8.521E-5	1E-4	2.161E-7
0.41	3.644E-21	2.555E-14	7.01E6	8.521E-5	1E-4	2.324E-7
0.42	3.896E-21	2.738E-14	7.028E6	8.521E-5	1E-4	2.491E-7
0.43	4.15E-21	2.924E-14	7.046E6	8.521E-5	1E-4	2.661E-7
0.44	4.408E-21	3.113E-14	7.063E6	8.521E-5	1E-4	2.833E-7
0.45	4.666E-21	3.304E-14	7.08E6	8.521E-5	1E-4	3.007E-7
0.46	4.925E-21	3.495E-14	7.096E6	8.521E-5	1E-4	3.181E-7
0.47	5.182E-21	3.686E-14	7.112E6	8.521E-5	1E-4	3.355E-7
0.48	5.438E-21	3.876E-14	7.127E6	8.521E-5	1E-4	3.529E-7
0.49	5.692E-21	4.065E-14	7.141E6	8.521E-5	1E-4	3.701E-7
0.5	5.941E-21	4.251E-14	7.155E6	8.521E-5	1E-4	3.872E-7
0.51	6.186E-21	4.435E-14	7.169E6	8.521E-5	1E-4	4.039E-7
0.52	6.426E-21	4.615E-14	7.182E6	8.521E-5	1E-4	4.204E-7
0.53	6.66E-21	4.791E-14	7.194E6	8.521E-5	1E-4	4.364E-7
0.54	6.887E-21	4.963E-14	7.206E6	8.521E-5	1E-4	4.521E-7
0.55	7.106E-21	5.129E-14	7.218E6	8.521E-5	1E-4	4.673E-7
0.56	7.318E-21	5.29E-14	7.229E6	8.521E-5	1E-4	4.82E-7
0.57	7.522E-21	5.445E-14	7.239E6	8.521E-5	1E-4	4.961E-7
0.58	7.717E-21	5.594E-14	7.25E6	8.521E-5	1E-4	5.098E-7
0.59	7.903E-21	5.737E-14	7.259E6	8.521E-5	1E-4	5.228E-7
0.6	8.08E-21	5.873E-14	7.268E6	8.521E-5	1E-4	5.352E-7
0.61	8.247E-21	6.002E-14	7.277E6	8.521E-5	1E-4	5.47E-7
0.62	8.406E-21	6.124E-14	7.285E6	8.521E-5	1E-4	5.581E-7
0.63	8.555E-21	6.239E-14	7.293E6	8.521E-5	1E-4	5.687E-7
0.64	8.694E-21	6.348E-14	7.301E6	8.521E-5	1E-4	5.786E-7

0.65	8.825E-21	6.449E-14	7.308E6	8.521E-5	1E-4	5.879E-7
0.66	8.947E-21	6.544E-14	7.315E6	8.521E-5	1E-4	5.966E-7
0.67	9.059E-21	6.632E-14	7.321E6	8.521E-5	1E-4	6.046E-7
0.68	9.164E-21	6.714E-14	7.327E6	8.521E-5	1E-4	6.121E-7
0.69	9.26E-21	6.79E-14	7.333E6	8.521E-5	1E-4	6.19E-7
0.7	9.348E-21	6.859E-14	7.338E6	8.521E-5	1E-4	6.254E-7
0.71	9.428E-21	6.923E-14	7.343E6	8.521E-5	1E-4	6.312E-7
0.72	9.501E-21	6.981E-14	7.348E6	8.521E-5	1E-4	6.365E-7
0.73	9.567E-21	7.034E-14	7.352E6	8.521E-5	1E-4	6.413E-7
0.74	9.626E-21	7.081E-14	7.356E6	8.521E-5	1E-4	6.457E-7
0.75	9.68E-21	7.124E-14	7.36E6	8.521E-5	1E-4	6.496E-7
0.76	9.727E-21	7.162E-14	7.363E6	8.521E-5	1E-4	6.531E-7
0.77	9.77E-21	7.197E-14	7.366E6	8.521E-5	1E-4	6.563E-7
0.78	9.807E-21	7.227E-14	7.369E6	8.521E-5	1E-4	6.59E-7
0.79	9.839E-21	7.253E-14	7.372E6	8.521E-5	1E-4	6.615E-7
0.8	9.868E-21	7.277E-14	7.374E6	8.521E-5	1E-4	6.636E-7
0.81	9.892E-21	7.297E-14	7.377E6	8.521E-5	1E-4	6.654E-7
0.82	9.913E-21	7.314E-14	7.379E6	8.521E-5	1E-4	6.67E-7
0.83	9.931E-21	7.329E-14	7.38E6	8.521E-5	1E-4	6.684E-7
0.84	9.946E-21	7.342E-14	7.382E6	8.521E-5	1E-4	6.696E-7
0.85	9.958E-21	7.352E-14	7.383E6	8.521E-5	1E-4	6.705E-7
0.86	9.968E-21	7.361E-14	7.385E6	8.521E-5	1E-4	6.713E-7
0.87	9.976E-21	7.368E-14	7.386E6	8.521E-5	1E-4	6.72E-7
0.88	9.983E-21	7.374E-14	7.387E6	8.521E-5	1E-4	6.725E-7
0.89	9.988E-21	7.378E-14	7.387E6	8.521E-5	1E-4	6.729E-7
0.9	9.992E-21	7.382E-14	7.388E6	8.521E-5	1E-4	6.732E-7
0.91	9.995E-21	7.385E-14	7.389E6	8.521E-5	1E-4	6.735E-7
0.92	9.997E-21	7.386E-14	7.389E6	8.521E-5	1E-4	6.737E-7
0.93	9.998E-21	7.388E-14	7.389E6	8.521E-5	1E-4	6.738E-7

0.94	9.999E-21	7.389E-14	7.39E6	8.521E-5	1E-4	6.739E-7
0.95	9.999E-21	7.389E-14	7.39E6	8.521E-5	1E-4	6.739E-7
0.96	1E-20	7.39E-14	7.39E6	8.521E-5	1E-4	6.74E-7
0.97	1E-20	7.39E-14	7.39E6	8.521E-5	1E-4	6.74E-7
0.98	1E-20	7.39E-14	7.39E6	8.521E-5	1E-4	6.74E-7
0.99	1E-20	7.39E-14	7.39E6	8.521E-5	1E-4	6.74E-7
1	1E-20	7.39E-14	7.39E6	8.521E-5	1E-4	6.74E-7
1.01	1E-20	7.39E-14	7.39E6	8.521E-5	1E-4	6.74E-7
1.02	1E-20	7.39E-14	7.39E6	8.521E-5	1E-4	6.74E-7
1.03	1E-20	7.39E-14	7.39E6	8.521E-5	1E-4	6.74E-7
1.04	1E-20	7.39E-14	7.39E6	8.521E-5	1E-4	6.74E-7
1.05	9.999E-21	7.39E-14	7.39E6	8.521E-5	1E-4	6.74E-7
1.06	9.999E-21	7.39E-14	7.39E6	8.521E-5	1E-4	6.74E-7
1.07	9.998E-21	7.389E-14	7.391E6	8.521E-5	1E-4	6.739E-7
1.08	9.997E-21	7.388E-14	7.391E6	8.521E-5	1E-4	6.739E-7
1.09	9.995E-21	7.387E-14	7.391E6	8.521E-5	1E-4	6.737E-7
1.1	9.992E-21	7.386E-14	7.392E6	8.521E-5	1E-4	6.736E-7
1.11	9.988E-21	7.383E-14	7.392E6	8.521E-5	1E-4	6.734E-7
1.12	9.983E-21	7.38E-14	7.393E6	8.521E-5	1E-4	6.731E-7
1.13	9.976E-21	7.376E-14	7.394E6	8.521E-5	1E-4	6.728E-7
1.14	9.968E-21	7.371E-14	7.395E6	8.521E-5	1E-4	6.723E-7
1.15	9.958E-21	7.365E-14	7.396E6	8.521E-5	1E-4	6.717E-7
1.16	9.946E-21	7.357E-14	7.397E6	8.521E-5	1E-4	6.71E-7
1.17	9.931E-21	7.347E-14	7.399E6	8.521E-5	1E-4	6.701E-7
1.18	9.913E-21	7.336E-14	7.4E6	8.521E-5	1E-4	6.691E-7
1.19	9.892E-21	7.322E-14	7.402E6	8.521E-5	1E-4	6.679E-7
1.2	9.868E-21	7.306E-14	7.404E6	8.521E-5	1E-4	6.664E-7
1.21	9.839E-21	7.287E-14	7.406E6	8.521E-5	1E-4	6.647E-7
1.22	9.807E-21	7.266E-14	7.409E6	8.521E-5	1E-4	6.627E-7

1.23	9.77E-21	7.241E-14	7.412E6	8.521E-5	1E-4	6.605E-7
1.24	9.727E-21	7.213E-14	7.415E6	8.521E-5	1E-4	6.579E-7
1.25	9.68E-21	7.181E-14	7.418E6	8.521E-5	1E-4	6.55E-7
1.26	9.626E-21	7.144E-14	7.422E6	8.521E-5	1E-4	6.517E-7
1.27	9.567E-21	7.104E-14	7.425E6	8.521E-5	1E-4	6.48E-7
1.28	9.501E-21	7.059E-14	7.43E6	8.521E-5	1E-4	6.439E-7
1.29	9.428E-21	7.009E-14	7.434E6	8.521E-5	1E-4	6.394E-7
1.3	9.348E-21	6.953E-14	7.439E6	8.521E-5	1E-4	6.344E-7
1.31	9.26E-21	6.893E-14	7.444E6	8.521E-5	1E-4	6.288E-7
1.32	9.164E-21	6.826E-14	7.449E6	8.521E-5	1E-4	6.228E-7
1.33	9.059E-21	6.754E-14	7.455E6	8.521E-5	1E-4	6.162E-7
1.34	8.947E-21	6.675E-14	7.461E6	8.521E-5	1E-4	6.091E-7
1.35	8.825E-21	6.59E-14	7.468E6	8.521E-5	1E-4	6.013E-7
1.36	8.695E-21	6.499E-14	7.475E6	8.521E-5	1E-4	5.93E-7
1.37	8.555E-21	6.401E-14	7.482E6	8.521E-5	1E-4	5.841E-7
1.38	8.406E-21	6.296E-14	7.49E6	8.521E-5	1E-4	5.745E-7
1.39	8.247E-21	6.184E-14	7.498E6	8.521E-5	1E-4	5.644E-7
1.4	8.08E-21	6.065E-14	7.507E6	8.521E-5	1E-4	5.536E-7
1.41	7.903E-21	5.94E-14	7.516E6	8.521E-5	1E-4	5.421E-7
1.42	7.717E-21	5.808E-14	7.526E6	8.521E-5	1E-4	5.301E-7
1.43	7.522E-21	5.668E-14	7.536E6	8.521E-5	1E-4	5.174E-7
1.44	7.318E-21	5.523E-14	7.547E6	8.521E-5	1E-4	5.042E-7
1.45	7.107E-21	5.371E-14	7.558E6	8.521E-5	1E-4	4.903E-7
1.46	6.887E-21	5.213E-14	7.569E6	8.521E-5	1E-4	4.759E-7
1.47	6.66E-21	5.049E-14	7.581E6	8.521E-5	1E-4	4.61E-7
1.48	6.427E-21	4.88E-14	7.594E6	8.521E-5	1E-4	4.456E-7
1.49	6.187E-21	4.707E-14	7.608E6	8.521E-5	1E-4	4.298E-7
1.5	5.942E-21	4.529E-14	7.621E6	8.521E-5	1E-4	4.136E-7
1.51	5.692E-21	4.347E-14	7.636E6	8.521E-5	1E-4	3.97E-7

1.52	5.439E-21	4.161E-14	7.651E6	8.521E-5	1E-4	3.801E-7
1.53	5.183E-21	3.974E-14	7.667E6	8.521E-5	1E-4	3.63E-7
1.54	4.925E-21	3.784E-14	7.683E6	8.521E-5	1E-4	3.457E-7
1.55	4.666E-21	3.593E-14	7.7E6	8.521E-5	1E-4	3.283E-7
1.56	4.408E-21	3.402E-14	7.718E6	8.521E-5	1E-4	3.109E-7
1.57	4.151E-21	3.211E-14	7.736E6	8.521E-5	1E-4	2.935E-7
1.58	3.896E-21	3.022E-14	7.756E6	8.521E-5	1E-4	2.762E-7
1.59	3.645E-21	2.834E-14	7.775E6	8.521E-5	1E-4	2.59E-7
1.6	3.398E-21	2.649E-14	7.796E6	8.521E-5	1E-4	2.422E-7
1.61	3.156E-21	2.467E-14	7.817E6	8.521E-5	1E-4	2.256E-7
1.62	2.921E-21	2.29E-14	7.84E6	8.521E-5	1E-4	2.094E-7
1.63	2.692E-21	2.117E-14	7.863E6	8.521E-5	1E-4	1.936E-7
1.64	2.472E-21	1.95E-14	7.886E6	8.521E-5	1E-4	1.783E-7
1.65	2.261E-21	1.789E-14	7.911E6	8.521E-5	1E-4	1.636E-7
1.66	2.059E-21	1.634E-14	7.936E6	8.521E-5	1E-4	1.495E-7
1.67	1.867E-21	1.486E-14	7.963E6	8.521E-5	1E-4	1.36E-7
1.68	1.685E-21	1.346E-14	7.99E6	8.521E-5	1E-4	1.232E-7
1.69	1.514E-21	1.214E-14	8.018E6	8.521E-5	1E-4	1.111E-7
1.7	1.354E-21	1.089E-14	8.047E6	8.521E-5	1E-4	9.971E-8
1.71	1.204E-21	9.728E-15	8.077E6	8.521E-5	1E-4	8.907E-8
1.72	1.066E-21	8.645E-15	8.108E6	8.521E-5	1E-4	7.917E-8
1.73	9.391E-22	7.644E-15	8.14E6	8.521E-5	1E-4	7.002E-8
1.74	8.227E-22	6.724E-15	8.173E6	8.521E-5	1E-4	6.16E-8
1.75	7.168E-22	5.883E-15	8.207E6	8.521E-5	1E-4	5.391E-8
1.76	6.211E-22	5.119E-15	8.242E6	8.521E-5	1E-4	4.691E-8
1.77	5.35E-22	4.429E-15	8.278E6	8.521E-5	1E-4	4.06E-8
1.78	4.581E-22	3.81E-15	8.316E6	8.521E-5	1E-4	3.493E-8
1.79	3.899E-22	3.258E-15	8.354E6	8.521E-5	1E-4	2.987E-8
1.8	3.298E-22	2.769E-15	8.394E6	8.521E-5	1E-4	2.539E-8

1.81	2.772E-22	2.338E-15	8.435E6	8.521E-5	1E-4	2.145E-8
1.82	2.315E-22	1.962E-15	8.477E6	8.521E-5	1E-4	1.8E-8
1.83	1.92E-22	1.636E-15	8.521E6	8.521E-5	1E-4	1.501E-8
1.84	1.581E-22	1.354E-15	8.565E6	8.521E-5	1E-4	1.243E-8
1.85	1.293E-22	1.114E-15	8.611E6	8.521E-5	1E-4	1.023E-8
1.86	1.05E-22	9.092E-16	8.659E6	8.521E-5	1E-4	8.351E-9
1.87	8.464E-23	7.37E-16	8.707E6	8.521E-5	1E-4	6.771E-9
1.88	6.771E-23	5.93E-16	8.758E6	8.521E-5	1E-4	5.449E-9
1.89	5.374E-23	4.734E-16	8.809E6	8.521E-5	1E-4	4.352E-9
1.9	4.232E-23	3.751E-16	8.862E6	8.521E-5	1E-4	3.449E-9
1.91	3.306E-23	2.948E-16	8.917E6	8.521E-5	1E-4	2.711E-9
1.92	2.561E-23	2.298E-16	8.973E6	8.521E-5	1E-4	2.114E-9
1.93	1.968E-23	1.777E-16	9.031E6	8.521E-5	1E-4	1.635E-9
1.94	1.499E-23	1.362E-16	9.091E6	8.521E-5	1E-4	1.254E-9
1.95	1.131E-23	1.035E-16	9.152E6	8.521E-5	1E-4	9.532E-10
1.96	8.463E-24	7.799E-17	9.215E6	8.521E-5	1E-4	7.183E-10
1.97	6.273E-24	5.821E-17	9.28E6	8.521E-5	1E-4	5.363E-10
1.98	4.606E-24	4.305E-17	9.346E6	8.521E-5	1E-4	3.968E-10
1.99	3.35E-24	3.154E-17	9.415E6	8.521E-5	1E-4	2.908E-10
2	2.413E-24	2.289E-17	9.485E6	8.521E-5	1E-4	2.111E-10

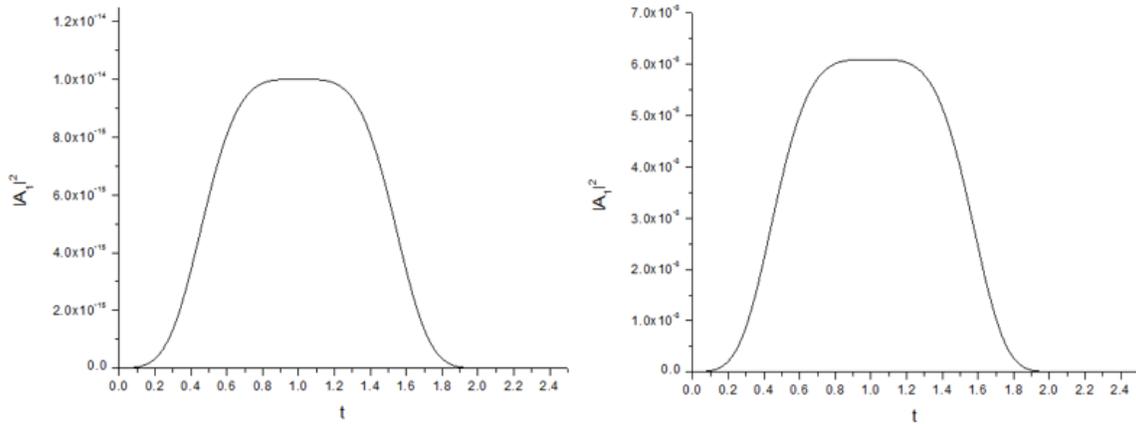


Fig. A. 7 Resultados de la primera corrida.

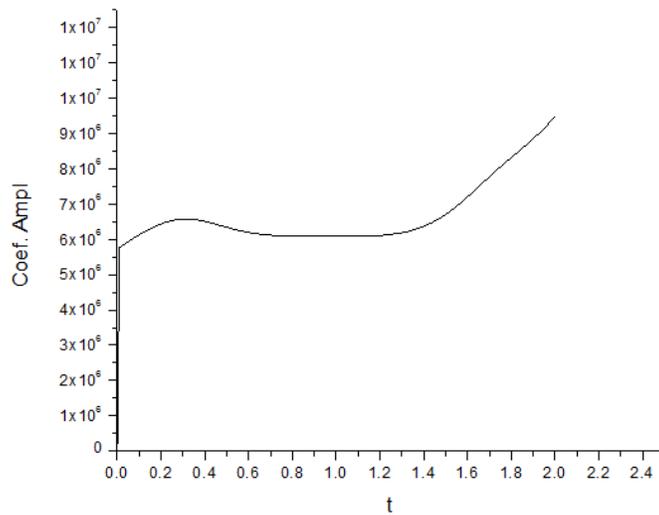


Fig. A. 8 Coeficiente de amplificación de la primer corrida.

Otras pruebas.

Con la finalidad de no gastar espacio en mostrar el resto de los resultados, se mostrarán los resultados más sobresalientes a modo de resumen, solamente los gráficos obtenidos y explicando brevemente los parámetros cambiados.

GaN colineal con 500

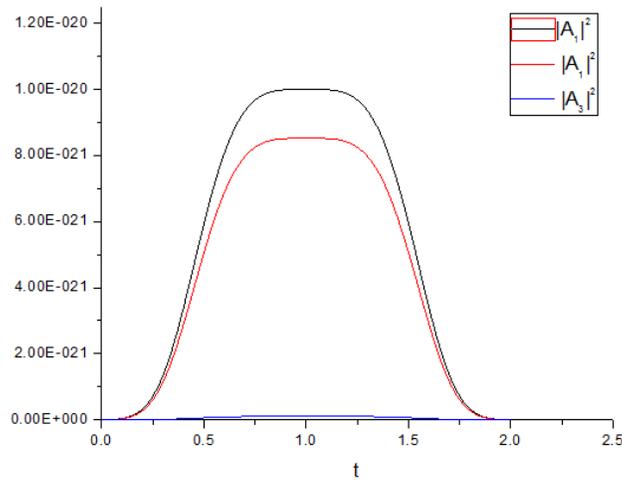


Fig. A. 9 GaN con 500.

GaN no colineal a 500.

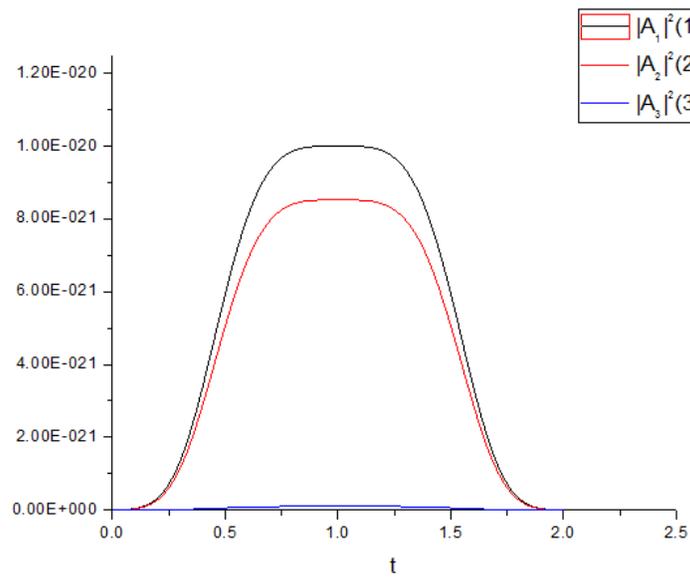


Fig. A. 10 GaN no colineal a 500.

InN colineal a 3500.

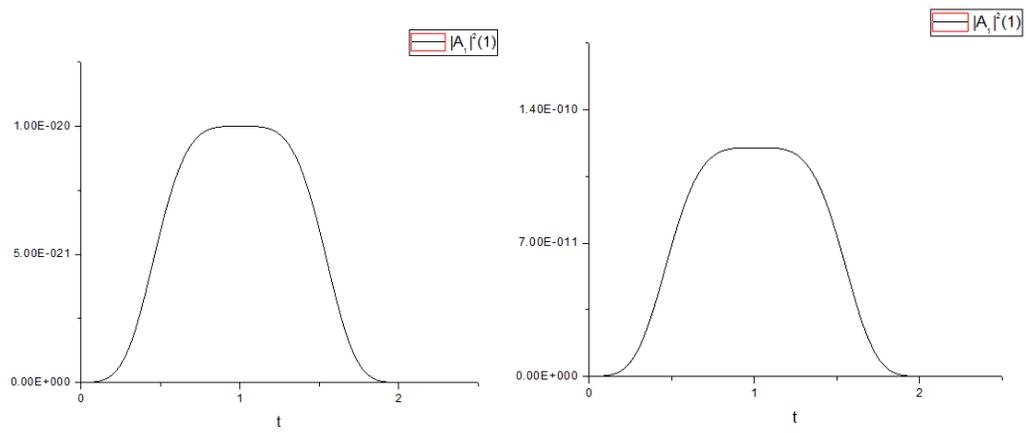


Fig. A. 11 Amplificación a 3500.

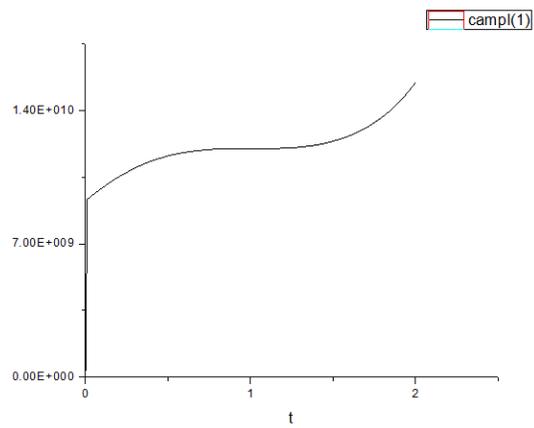


Fig. A. 12 Coeficiente de amplificación a 3500.

InN no colineal variando de 100 a 3500.

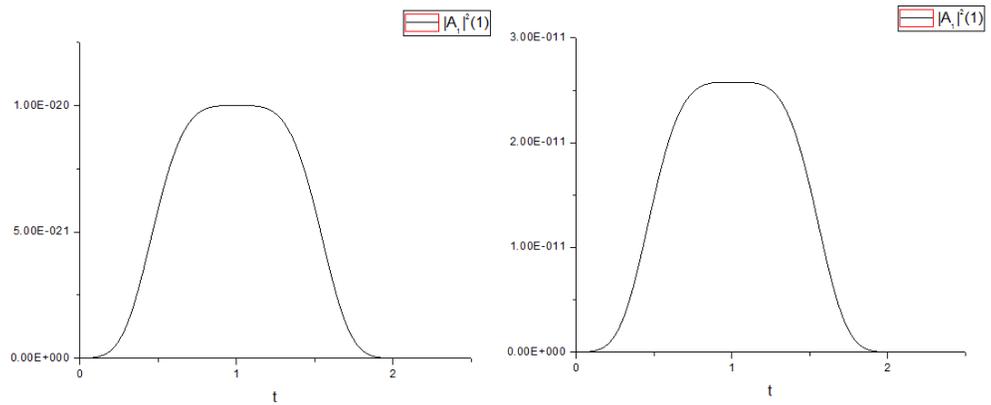


Fig. A. 13 InN no colineal de 100 a 3500.

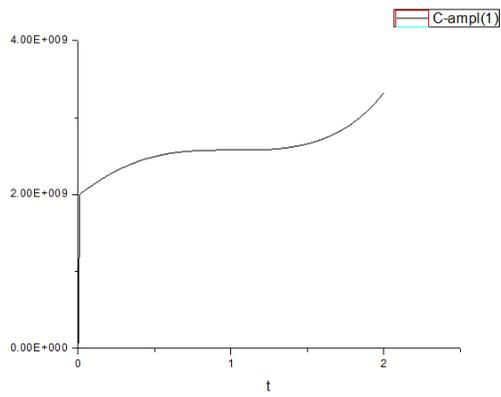


Fig. A. 14 Coeficiente de amplificación.

Bibliografía.

- [1]. Akdali, A., "*Behaviour of electromagnetic waves in diferent media and structures*", InTech, Croacia 2011.
- [2]. As D., "*Cubic group-III nitride-based nanostructures-basics and application in optoelectronics*", Microelectronics Journal, vol 40, pp. 205-205, Elsevier, 2009.
- [3]. Askeland, Fulay, Wright, "*Ciencia e ingeniería de los materiales*", CENGAGE Larning, México 2011.
- [4]. Boardman, Grimalsky, V. , Koshevaya, S., Rapoport, Y., "*Superheterodyne amplification for high-frecuency active metamaterials*", Metamaterials, pp. 416-419, 2009.
- [5]. Cardona, M., "*Fundamentals of semiconductors Physics and Materials Properties*", Springer, Fourt edition, New York 2010.
- [6]. Castrejón, C., "*Simulación de amplificación y generación de fonones ópticos en un semiconductor de antimonio de indio*", Tesis profesional, Universidad Autónoma del estado de Morelos, 2011.
- [7]. Chattopadhyay, G., "*Technology, capabilities, and performance of low power terahertz sources*", IEEE transactions on terahertz science and technology, vol. 1, pp. 33-53, 2011.
- [8]. Clayton, P., "*Analisy of Multiconductor Transmission Lines*", Wiley IEEE Press, Canada 2008.
- [9]. Collin, R., "*Field of Guides Waves*", IEEE Press, Ney York 2010.
- [10]. Davison, B., "*Electromagnetics for RF and Microwave Engineering*", Cambrige University Press, UK 2005.
- [11]. Deibel, A., Escarra, M., Berndsen, N., Wang, K., Mittleman, M., "*Finite-Element method simulations of guided wave phenomena at teraherz frecuencies*", Proceedings of the IEEE, vol. 95, pp. 1624-1640, 2007.
- [12]. Diaz, M., "*Excitation de Hipersonido en peliculas de GaAs y GaN*", Tesis Profesional, Universidad Autónoma del Estado de Morelos.

- [13]. Ehrentraut, D., Meissner, E., Bockowski, M., *“Technology of Gallium Nitride Crystal Growth”*, Springer, Berlin 2010.
- [14]. Esberg & Resnick, *“Física cuántica Átomos, Moléculas, Sólidos, Núcleos y Partículas”*, Edit. Limusa Wile, México 1979.
- [15]. Ferguson, B. and Zhang, X. *“Materials for terahertz science and technology”*, Nature Materials, 1(1):26-33.
- [16]. Ganichev, S. D., Prettl, W., *“Intense Terahertz Excitations of Semiconductors”*, Oxford University Press, UK 2016.
- [17]. Garcia, A., Grimalsky, V., Gutierrez, E., Koshevaya, S., *“On quantum corrections to space charge waves in silicon”*, PIRS online, vol. 3, pp. 141-144, 2007.
- [18]. Ghione, G., *“Semiconductor Devices for High-Speed Optoelectronics”*, Cambridge University Press (2009).
- [19]. Gupta, C., *Microondas*, Limusa, México 1993.
- [20]. Gustavo, D., *“Estudio sobre propagación atmosférica en la banda THz: influencia de gases y nubes en 100 y 300 GHz”*, Tesis doctoral, Universidad Politécnica de Madrid, 2012.
- [21]. Hernando, J., *“Estudio numérico y asintótico de ecuaciones de evolución con ligaduras integrales: Inestabilidades tipo Gunn en semiconductores y flujos granulares”*, Tesis profesional, Universidad Carlos III de Madrid, 2000.
- [22]. Kolditz, O., *“Computational Methods in Environmental Fluid Mechanics”*, Springer, Berlin 2002.
- [23]. Koshevaya, S., Grimalsky, V., Escobedo, J., Tecpoyotl, M., *“Superheterodyne amplification of sub-millimetre electromagnetic waves in n-GaAs film”*, Microelectronics J., vol. 34, pp. 231-235, 2003.
- [24]. Lee, Y., *“Principles of Terahertz Science and Technology”*, Springer Science 2009.
- [25]. Li, M., Wang, C., *“Research on optimization of terahertz emitter in terahertz communication system”*, 2010.

- [26]. Lopez, E., Arriaga J., “*Calculo de primeros principios de las propiedades electrónicas de nitruros del grupo III-V*”, Superficies y vacío vol. 17 pp 21-26. Marzo 2004.
- [27]. Marcuse, D., “*Theory of dielectric optical waves*”, Academic Press Inc, San Diego 1991.
- [28]. Marowsky, G., “*Planar Waveguides and Other Confined Geometries*”, Springer, New York 2015.
- [29]. Martin, F., “*Artificial Transmission Lines for RF and Microwaves Applications*”, Wiley, USA 2015.
- [30]. Murphy, S., “*Teoría electromagnética*”, Trillas, Mexico 2001.
- [31]. Otsuji, T., Watanabe, T., Tombe, A., Knap, M., Popov, V., Ryzhii, M., Ryzhii, V., “*Emission and detection of terahertz radio using two-dimensional electrons in III-V semiconductors and graphene*”, IEEE transactions on terahertz science and technology, vol. 3, pp. 63-71, 2013.
- [32]. Peter, H., “*Terahertz Technology*”, IEEE TRANSACTIONS ON MICROWAVE THEORY AND TECHNIQUES, vol. 50, No. 3, 2002.
- [33]. Poppy Siddiqua, Walid A. Hadi, Amith K. Salhotra, Michael S. Shur, and Stephen K. O'Leary. (2015). “*Electron transport and electron energy distributions within the wurtzite and zincblende phases of indium nitride: Response to the application of a constant and uniform electric field*”. Journal of Applied Physics, vol. 117, pp. 1-7.
- [34]. Sekine, N., Patrashin, M., Saito, S., Fukunaga, K., Kasai, Y., Baron, P., Seta, T., Mendrok, J., Ochiai, S., Yasuda, H., “*At the dawn of a new era in terahertz technology*”, Proceedings of the IEEE, vol. 95, pp. 1611-1623, 2007.
- [35]. Shulika, O., Sukhoivanov, I., “*Contemporary Optoelectronics*”, Springer, USA 2016.
- [36]. Siegel, P., “*Terahertz technology*”, IEEE transactions microwave and techniques, vol. 50, pp. 910-928, 2002.

- [37]. Stephen K. O'Leary, Brian E. Foutz, Michael S. Shur, Udayan V. Bhapkar, and Lester F. Eastman. (1988). "*Electron transport in wurtzite indium nitride*". Journal of Applied Physics, vol. 83, pp. 826-829.
- [38]. Stephen K. O'Leary, Brian E. Foutz, Michael S. Shur, and Lester F. Eastman. (2005). "*Steady-state and transient electron transport within bulk wurtzite indium nitride: An updated semiclassical three-valley Monte Carlo simulation analysis*". Applied Physics Letters, vol. 87, pp. 1-3.
- [39]. Talavera, G., "*Teoría del campo electromagnético*", Limusa, colección textos politécnicos, México 1999.
- [40]. Tonouchi, M., "*New applications of terahertz science and technology, Terahertz science and technology*", vol. 2, pp. 690-101, 2009.
- [41]. Vurgaftman, I., Meyer, J. R., and Ram-Mohan, L. R. I, "*Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys*", Journal of Applied Physics, vol. 89, Number. 11.
- [42]. Walid A. Hadi, Prabhjot K. Guram, Michael S. Shur, and Stephen K. O'Leary. (2013). "*Steady-state and transient electron transport within wurtzite and zinc-blende indium nitride. Journal of Applied Physics*", vol. 113, pp. 1-5.
- [43]. Wang, X., Yin, C., Cao, Z., "*Progress in Planar Optical Waveguides*", Springer, Berlin 2016.
- [44]. Yepifanov, G., "*Physical principles of Microelectronics*", Mir Publishers, 1974
- [45]. Zhang, K., Li D., "*Electromagnetics Theory for Microwaves and Optoelectronics*", Springer, Berlin Heidelberg 1988.

Publicaciones y Congresos.

- Grimalsky V., Koshevaya S., Escobedo J., and Jatirian E. “*Formation of Short Terahertz Electromagnetic Pulses in Nolinear Paraelectrics*” (2017) MIEL, “International Conference on Microelectronics, NIS, Serbia.
- Jatirian E., Grimalsky V., Koshevaya S., and Escobedo J.. “*Amplification of Space Charge Waves in n-InN Films of THz Range*” (2016) LAMC IEEE MTT-S Latin America Microwave Conference, Puerto Vallarta, Mexico.
- Grimalsky V., Koshevaya S., Escobedo J., and Jatirian E. “*Different Geometries of Electromagnetic Superheterodyne Amplification in Nitride Films*”.
- Jatirian E., Grimalsky V., Koshevaya S., and Escobedo J. “*Amplificación superheterodina en el rango de los terahertz e infrarrojo*” (2016) LVIII Congreso nacional de Física, León Guanajuato.

Publicación
