



Escola Tècnica Superior d'Enginyeria
de Telecomunicació de Barcelona

UNIVERSITAT POLITÈCNICA DE CATALUNYA

PROJECTE FINAL DE CARRERA

MODELIZACIÓN DE UN DHBT Tipo-I InP/InGaAs MEDIANTE EL SIMULADOR NUMÉRICO ATLAS

(Type-I InP/InGaAs DHBT MODELLING USING
ATLAS NUMERICAL SIMULATOR)

Estudis: Màster Enginyeria Electrònica

Autor: María Maqueda González

Director/a: Juan Miguel López González

Any: 2010

Resumen

El presente trabajo se desarrolla en torno a la modelización de un transistor bipolar de doble heterounión (DHBT). En concreto, se estudia un dispositivo Tipo-I basado en la utilización de materiales semiconductores III-V como son el InP (fosfuro de indio) e InGaAs (aleación ternaria de indio, galio y arsenio).

Para llevar a cabo todas las simulaciones de esta tesis, se ha hecho uso del simulador numérico ATLAS de la compañía SILVACO. Con el objetivo de evaluar la bondad del modelo, se realiza una comparación con valores experimentales y con resultados de simulaciones realizadas con la herramienta TCAD DESSIS de Synopsys del comportamiento en continua del dispositivo.

Se analizan los modelos y parámetros de transporte y las propiedades físicas del dispositivo estudiando y discutiendo los modelos disponibles en la literatura y la forma de implementarlos en el simulador.

Finalmente, se procede a analizar el nivel de influencia de ciertos factores (parámetros de transporte como la movilidad de portadores ó propiedades físicas como por ejemplo el fenómeno del *band gap narrowing*) sobre el comportamiento en continua del dispositivo. Por último se estudia el impacto del escalado de diferentes regiones del mismo.

Resum

El present treball es desenvolupa entorn de la modelització d'un transistor bipolar de doble heterounió (DHBT). En concret, s'estudia un dispositiu Tipus-I basat en la utilització de materials semiconductors III-V com són el InP (fosfur d'indi) i InGaAs (aliatge ternari d'indi, gal·li i arseni).

Per dur a terme totes les simulacions d'aquesta tesi, s'ha fet ús del simulador numèric ATLAS de la companyia SILVACO. Amb l'objectiu d'avaluar la bondat del model, es realitza una comparació amb valors experimentals i amb resultats de simulacions realitzades amb l'eina TCAD DESSIS de Synopsys del comportament en contínua del dispositiu.

S'analitzen els models i paràmetres de transport i les propietats físiques del dispositiu estudiant i discutint els models disponibles a la literatura i la forma d'implementar-los al simulador.

Finalment, es procedeix a analitzar el nivell d'influència de certs factors (paràmetres de transport com la mobilitat de portadors o propietats físiques com per exemple el fenomen del *band gap narrowing*) sobre el comportament en contínua del dispositiu. Per últim, s'estudia l'impacte de l'escalat de diferents regions.

Abstract

A double heterojunction bipolar transistor (DHBT) modeling has been developed in this work. In particular, a Type-I device is studied, which is based on the use of III-V semiconductor materials such as InP (indium phosphide) and InGaAs (ternary alloy of indium, gallium and arsenic).

ATLAS numerical simulator from SILVACO company has been used to carry out all simulations in this thesis. In order to evaluate the model accuracy, a comparison is made with experimental data and simulation results from DESSIS TCAD tool from Synopsys. This exercise is focused on DC behavior of the device.

Transport model and device physical properties have been analyzed by means of studying and discussing the available models in the literature and its implementation in the simulator.

Finally, relative impact of certain factors (transport parameters such as carrier mobility or physical properties as for instance band gap narrowing) has been analyzed over DC behavior of the device. To conclude, DHBT is vertically scaled with the purpose of studying the influence.

Índice

Resumen	1
Resum	3
Abstract	5
Índice	7
Índice de figuras y tablas	9
1. Introducción.....	15
1.1. Apunte histórico. El nacimiento del transistor	15
1.2. Objetivos.....	16
1.3. Estructura de la memoria	17
2. ATLAS: Simulador de dispositivos	19
2.1. ATLAS Inputs & Outputs.....	19
2.2. Estructura de comandos en ATLAS	20
3. Estructura del dispositivo.....	21
3.1. Especificación de la estructura en ATLAS.....	25
3.1.1. Mallado (meshing) de la estructura	25
3.1.2. Regiones de la estructura	27
3.1.3. Electrodo de la estructura.....	29
3.1.4. Perfil de dopado de la estructura	29
4. Ecuaciones básicas de semiconductores	31
4.1. Ley de Poisson.....	31
4.2. Ecuaciones de continuidad	31
4.3. Modelos de transporte.....	32
4.3.1. Modelo de transporte <i>Drift-Diffusion</i>	32
4.3.2. Modelos de transporte <i>Energy Balance</i> y <i>Hydrodynamic</i>	34
4.3.2.1. Introducción. Concepto de <i>Hot electrons</i>	34
4.3.2.2. Definición del modelo	34
4.3.2.3. Implementación en ATLAS.....	36
4.3.2.4. Modelo de transporte hidrodinámico según J.M. Ruiz [2]	37
5. Parámetros de transporte.....	39
5.1. Movilidades de portadores μ_n y μ_p	39
5.1.1. Concepto de movilidad de portadores	39
5.1.1.1. Movimiento unidimensional de una partícula clásica.....	39
5.1.1.2. Movilidades de electrones y huecos	40
5.1.1.3. Velocidad de saturación y transporte balístico.....	41
5.1.2. Modelos analíticos de movilidad con transporte <i>Drift-Diffusion</i>	44
5.1.2.1. Low-field mobility μ_{n0} μ_{p0}	44
5.1.2.2. Implementación en ATLAS del Low-field mobility μ_{n0} μ_{p0}	47
5.1.2.3. High field mobility μ_n μ_p	49
5.1.2.4. Implementación en ATLAS del High-field mobility μ_n μ_p	50
5.1.3. Modelos analíticos de movilidad con transporte <i>Hydrodynamic</i>	51
5.1.3.1. Modelos implementados por J.M. Ruiz [2]	51

5.1.3.2.	Aplicación de los modelos implementados por J.M.Ruiz [2].....	54
5.1.3.3.	Modelos implementados por ATLAS.....	57
5.2.	Coeficiente de difusión D_n y D_p	58
5.3.	Coeficiente de difusión térmica D_n^T	58
5.4.	Tiempo de relajación τ_e	59
6.	Propiedades físicas del modelo.....	61
6.1.	Diagrama de bandas.....	61
6.1.1.	Diagrama de bandas en equilibrio.....	61
6.1.2.	Diagrama de bandas en polarización.....	63
6.1.3.	Heterouniones. Corriente de portadores.....	64
6.1.3.1.	Heterouniones. Corriente de portadores implementada en ATLAS.....	67
6.1.4.	Band Gap Narrowing (BGN).....	68
6.1.4.1.	Implementación del Band Gap Narrowing (BGN) en ATLAS ...	71
6.1.4.2.	Ajuste del diagrama de bandas. Comparación con J.M.Ruiz[2]..	74
6.2.	Surface effects.....	78
6.2.1.	Surface traps y surface recombination current. Introducción.....	78
6.2.2.	Implementación en ATLAS.....	80
6.3.	Generación y recombinación de portadores.....	81
6.3.1.	Introducción a los mecanismos existentes.....	81
6.3.2.	Valores. Implementación en ATLAS.....	84
6.4.	Resistencia de contacto.....	85
6.4.1.	Implementación en ATLAS.....	85
7.	Resultados DC obtenidos mediante las simulaciones.....	87
7.1.	Calibración del modelo.....	87
7.1.1.	Resultados de la calibración.....	87
7.1.2.	Parámetros considerados para la calibración.....	89
7.2.	Influencia de los diferentes parámetros en el modelo.....	91
7.2.1.	Impacto del modelo de transporte.....	91
7.2.2.	Impacto de <i>electron mobility</i> μ_n	94
7.2.3.	Impacto del tiempo de relajación τ_e	97
7.2.4.	Impacto del modelado de la heterounión emisor-base.....	98
7.2.5.	Impacto del <i>band gap narrowing</i>	103
7.2.6.	Impacto de los <i>surface traps</i>	107
7.2.7.	Impacto de los parámetros de recombinación de portadores.....	109
7.2.8.	Impacto de las resistencias de contacto.....	111
7.2.9.	Resumen de resultados.....	113
7.3.	Influencia del escalado del dispositivo.....	115
7.3.1.	Impacto del <i>emitter width</i>	116
7.3.2.	Impacto del <i>base thickness</i>	118
	Conclusiones.....	121
	Anexo A: Archivo .in resultado de la calibración del modelo.....	123
	Anexo B: Métodos numéricos, especificación y análisis de la solución....	127
	Bibliografía.....	129

Índice de figuras y tablas

Figura 1.1: De izquierda a derecha, J. Bardeen, W. Shockley y W.H. Brattain en 1948 con el dispositivo utilizado en las primeras investigaciones que les llevarían al invento del transistor.	16
Figura 2.1: Input & Output data en ATLAS	20
Figura 2.2: Grupos de comandos en ATLAS (en orden) y sus principales statements.....	20
Figura 3.1: Esquema de la mitad de la sección vertical en 2D del DHBT InP/InGaAs/InP a modelar en ATLAS.....	21
Figura 3.2: Imagen de un DHBT con área activa de emitter de $1.2 \times 8 \mu\text{m}^2$	21
Figura 3.3: Imagen en ATLAS del DHBT bajo análisis – Sección vertical 2D	22
Figura 3.4: Perfil de dopado del DHBT a modelar en ATLAS mediante TONYPLOT	23
Figura 3.5: Perfil de dopado del DHBT presentado en [2]	23
Figura 3.6: Efecto de bloque de electrones.....	24
Figura 3.7: Diagrama de bandas del DHBT InP/InGaAs.....	24
Figura 3.8: Especificación de la estructura. Primer statement: mallado.	26
Figura 3.9: Mallado definido para el DHBT bajo análisis.....	27
Figura 3.10: Especificación de la estructura. Segundo statement: regiones.	28
Figura 3.11: Especificación de la estructura. Tercer statement: electrodos.	29
Figura 3.12: Especificación de la estructura. Cuarto y último statement: dopado.....	30
Figura 4.1: Especificación Material models. Segundo statement: models.	36
Figura 4.2: Especificación Material models. Primer statement: material.	37
Figura 5.1: Velocidad del electrón a $T=300\text{K}$ en función del campo eléctrico para diferentes materiales semiconductores.....	41
Figura 5.2: Diagrama de bandas para InGaAs indicando el mínimo de la banda de conducción CB_{min} banda prohibida E_g y las separaciones entre valles $E_{\Gamma L}$ y $E_{\Gamma X}$	42
Figura 5.3: Velocidad de conjunto para electrones del valle Γ moviéndose en dirección ΓX como función de la energía para diferentes semiconductores	42
Figura 5.4: Low field mobility μ_{n0} para InP-300K para un rango de dopado $10^{15}\text{cm}^{-3} \leq N \leq 10^{20}\text{cm}^{-3}$	46
Figura 5.5: Low field mobility μ_{p0} para InP-300K para un rango de dopado $10^{15}\text{cm}^{-3} \leq N \leq 10^{20}\text{cm}^{-3}$	46
Figura 5.6: Low field mobility μ_{n0} para InGaAs-300K para un rango de dopado $10^{15}\text{cm}^{-3} \leq N \leq 10^{20}\text{cm}^{-3}$	46
Figura 5.7: Low field mobility μ_{p0} para InGaAs-300K para un rango de dopado $10^{15}\text{cm}^{-3} \leq N \leq 10^{20}\text{cm}^{-3}$	47
Figura 5.8: Especificación Material. Primer statement: material. Definición de los valores de low field mobility para las regiones de emisor y base.....	49
Figura 5.9: Especificación Material. Segundo statement: models. Activación del modelo de high field mobility para las regiones unión base-colector.....	51

Figura 5.10: Evolución de la temperatura de los electrones a lo largo del dispositivo para una tensión de polarización $V_{be}=0.5V$ ($V_{bc}=0.0V$)	54
Figura 5.11: Evolución de la temperatura de los electrones a lo largo del dispositivo para una tensión de polarización $V_{be}=0.75V$ ($V_{bc}=0.0V$)	54
Figura 5.12: Evolución de la temperatura de los electrones a lo largo del dispositivo para una tensión de polarización $V_{be}=1.0V$ ($V_{bc}=0.0V$)	55
Figura 5.13: Evolución de la movilidad de los electrones μ_n en la base de InGaAs al aplicar modelo específico HD Indirectly Energy Dependent	56
Figura 5.14: Evolución de la movilidad de los electrones μ_n considerando modelo HD Directly Energy Dependent en función de la temperatura del electrón para InP	57
Figura 6.1: Esquema del diagrama de bandas de los semiconductores aislados	61
Figura 6.2: Esquema del diagrama de bandas de los semiconductores aislados – Nivel de Fermi constante en todo el dispositivo	62
Figura 6.3: Densidad de carga en la zona de carga espacial ZCE	62
Figura 6.4: Esquema del diagrama de bandas del dispositivo teniendo en cuenta las ZCE	63
Figura 6.5: Diagrama de bandas del DHBT bajo estudio en equilibrio y aplicando una tensión de polarización de $V_{BE}=0.85V$	63
Figura 6.6: Esquema de la banda de conducción para una heterounión abrupta. El flujo de electrones F_x abarca el transporte por emisión termoiónica y efecto túnel	64
Figura 6.7: Simulación de la banda de conducción en la heterounión emisor-base para una tensión de polarización de $V_{BE}=0.85V$	64
Figura 6.8: Perfil de temperatura del electrón en las regiones emisor y base para tres tensiones de polarización diferentes $V_{BE}=0.75V$, $V_{BE}=0.85V$ y $V_{BE}=1.0V$ respectivamente	65
Figura 6.9: Velocidad de emisión de los electrones en las regiones de emisor y base teniendo en cuenta los rangos de temperatura de los mismos	66
Figura 6.10: Esquema de una unión reflectora, inhibiendo el efecto túnel, debido a la diferencia de masas efectivas $m_{e,E} > m_{e,B}$ en las regiones	66
Figura 6.11: Activación de transporte por emisión termoiónica y efecto túnel en el interfaz emisor-base.	67
Figura 6.12: Nodos añadidos al mallado inicial para analizar el interfaz de la heterounión emisor-base.	67
Figura 6.13: Especificación de los materiales. Primer statement: material. Definición de las masas efectivas para el cálculo de la velocidad térmica.	67
Figura 6.14: Esquema del BGN en la base y su efecto en las bandas de conducción y valencia	68
Figura 6.15: Diferentes distribuciones del BGN entre las bandas de conducción y valencia	68
Figura 6.16: BGN (ΔE_g) en negro y sus distribuciones en las bandas de conducción y valencia (ΔE_c en rojo, y ΔE_v en verde) para material InP tipo N en función del dopado ($N_D < 10^{18} \text{ cm}^{-3}$). Gráficas basadas en [1] ó [2] respectivamente	70
Figura 6.17: BGN (ΔE_g) en negro y sus distribuciones en las bandas de conducción y valencia (ΔE_c en rojo, y ΔE_v en verde) para material InGaAs tipo P en función del dopado	71

Figura 6.18: Especificación de los materiales. Primer statement: material. Definición de los valores de band gap y afinidad electrónica en cada región teniendo en cuenta el efecto BGN.	72
Figura 6.19: Especificación de los materiales. Primer statement: material. Definición de los valores de band gap y afinidad electrónica en cada región teniendo en cuenta el efecto BGN.	73
Figura 6.20: Plantilla de C-interpretar para la definición a través del usuario de cualquier modelo para BGN. Parámetros de entrada y salida (obligatorios) especificados.....	73
Figura 6.21: Especificación de los materiales. Primer statement: material. Definición de los valores de band gap y afinidad electrónica en cada región teniendo en cuenta el efecto BGN.	74
Figura 6.22: Diagrama de bandas en equilibrio presentado en [2] del DHBT bajo estudio.....	74
Figura 6.23: Comparación (1) Diagrama de bandas en equilibrio sin tener en cuenta ni BGN ni emisión termoiónica en la heterounión emisor-base.....	75
Figura 6.24: Comparación (2) Diagrama de bandas en equilibrio sin tener en cuenta BGN pero activando emisión termoiónica en la heterounión emisor-base	75
Figura 6.25: Comparación (3) Diagrama de bandas en equilibrio activando BGN, con valores basados en [1], y emisión termoiónica en la heterounión emisor-base	76
Figura 6.26: Comparación (4) Diagrama de bandas en equilibrio activando BGN, con valores basados en [2], y emisión termoiónica en la heterounión emisor-base.	76
Figura 6.27: Resultado final del diagrama de bandas una vez realizado el ajuste.....	77
Figura 6.28: Reducción de la banda de conducción E_c en la intersección de la unión emisor-base con la superficie de la base permitiendo un flujo de electrones hacia la ZCE de superficie	80
Figura 6.29: Densidad de electrones y recombinación SRH en la intersección de la unión emisor-base con la extrinsic base surface	80
Figura 6.30: Interpretación de ATLAS de los niveles de energía aceptores y donadores para modelar los traps	81
Figura 6.31: Definición en ATLAS de los surface traps, surface recombination velocity y surface charge.	81
Figura 6.32: Esquema de los diferentes mecanismos de recombinación: a) SRH,	83
Figura 6.33: Activación y definición de los mecanismos de recombinación en ATLAS	85
Figura 6.34: Definición de los valores de resistencia de contacto en ATLAS para el DHBT bajo estudio....	85
Figura 7.1: Gummel Plot con los resultados obtenidos de ATLAS (línea sólida) comparados con [2] (resultados de DESSIS, línea punteada y resultados experimentales, línea rayada)	87
Figura 7.2: Curvas $I_C(V_{CE})$ con los resultados obtenidos de ATLAS (línea sólida) comparados con [2] (resultados de DESSIS, línea punteada y resultados experimentales, línea rayada)	88
Figura 7.3: Gummel plot. Impacto del modelo de transporte sobre la corriente de base $I_B(V_{BE})$	91
Figura 7.4: Gummel plot. Impacto del modelo de transporte sobre la corriente de colector $I_C(V_{BE})$	92
Figura 7.5: Impacto del modelo de transporte. Error relativo en la corriente de base $I_B(V_{BE})$	92
Figura 7.6: Impacto del modelo de transporte. Error relativo en la corriente de colector $I_C(V_{BE})$	92
Figura 7.7: Impacto del modelo de transporte. Diagrama de bandas obtenido en Sim00 y Sim01 respectivamente para $V_{BE} = 1V$	93

Figura 7.8: Gummel plot. Impacto de electron mobility μ_n sobre la corriente de base $I_B(V_{BE})$	95
Figura 7.9: Gummel plot. Impacto de electron mobility μ_n sobre la corriente de colector $I_C(V_{BE})$	95
Figura 7.10: Impacto electron mobility μ_n . Error relativo en la corriente de base $I_B(V_{BE})$	96
Figura 7.11: Impacto electron mobility μ_n . Error relativo en la corriente de colector $I_C(V_{BE})$	96
Figura 7.12: Gummel plot. Impacto del tiempo de relajación τ_e sobre la corriente de base y colector $I_B(V_{BE})$ y $I_C(V_{BE})$ respectivamente.....	98
Figura 7.13: Impacto del tiempo de relajación τ_e . Errores relativos en la corrientes de base $I_B(V_{BE})$ y colector $I_C(V_{BE})$ respectivamente	98
Figura 7.14: Gummel plot. Impacto del modelado de la heterounión emisor-base sobre la corriente de base $I_B(V_{BE})$	100
Figura 7.15: Gummel plot. Impacto del modelado de la heterounión emisor-base sobre la corriente de colector $I_C(V_{BE})$	100
Figura 7.16: Impacto del modelado de la heterounión emisor-base. Error relativo en la corriente de base $I_B(V_{BE})$	101
Figura 7.17: Impacto del modelado de la heterounión emisor-base. Error relativo en la corriente de colector $I_C(V_{BE})$	101
Figura 7.18: Impacto del efecto túnel. Banda de conducción [eV] en la heterounión emisor-base para $V_{BE}=0.4V$ y $V_{BE}=1V$ respectivamente	102
Figura 7.19: Esquema de la banda de conducción para una heterounión PN	102
Figura 7.20: E_c [eV] y concentración de e^- [cm^{-3}] en la heterounión E-B para $V_{BE}=0.55V$ en el caso de aplicar (Sim00) o no emisión termoiónica (Sim16) respectivamente.	103
Figura 7.21: Gummel plot. Impacto del modelado del band gap narrowing sobre la corriente de base $I_B(V_{BE})$	105
Figura 7.22: Gummel plot. Impacto del modelado del band gap narrowing sobre la corriente de colector $I_C(V_{BE})$	105
Figura 7.23: Impacto del modelado del band gap narrowing. Error relativo en la corriente de base $I_B(V_{BE})$	105
Figura 7.24: Impacto del modelado del band gap narrowing. Error relativo en la corriente de colector $I_C(V_{BE})$	106
Figura 7.25: Diagrama de bandas en equilibrio para las simulaciones Sim21 y Sim00 respectivamente.	107
Figura 7.26: Gummel plot y errores relativos referente al impacto de los surface traps sobre la corriente de base $I_B(V_{BE})$	108
Figura 7.27: Gummel plot y errores relativos referente al impacto de los surface traps sobre la corriente de colector $I_C(V_{BE})$	108
Figura 7.28: Gummel plot. Impacto de los parámetros de recombinación de los portadores sobre la corriente de base $I_B(V_{BE})$	109
Figura 7.29: Impacto de los parámetros de recombinación de los portadores. Error relativo en la corriente de base $I_B(V_{BE})$	110
Figura 7.30: Gummel plot y error relativo referente al impacto de los parámetros de recombinación de los portadores sobre la corriente de colector $I_C(V_{BE})$	110

Figura 7.31: Gummel plot y error relativo referente al impacto de las resistencias de contacto sobre la corriente de base $I_B(V_{BE})$	112
Figura 7.32: Gummel plot y error relativo referente al impacto de las resistencias de contacto sobre la corriente de colector $I_C(V_{BE})$	112
Figura 7.33: Análisis de la influencia del emitter width. Sección vertical en 2D del dispositivo para cada uno de los casos analizados.....	116
Figura 7.34: Análisis de la influencia del emitter width. Gummel plot de I_B e I_C	117
Figura 7.35: Análisis de la influencia del emitter width. Error relativo obtenido en I_B e I_C	117
Figura 7.36: Análisis de la influencia del emitter width. Ganancia de corriente β_F	118
Figura 7.37: Análisis de la influencia del base thickness. Sección vertical en 2D del dispositivo para cada uno de los casos analizados.....	119
Figura 7.38: Análisis de la influencia del base thickness. Gummel plot de I_B e I_C	119
Figura 7.39: Análisis de la influencia del base thickness. Error relativo obtenido en I_B e I_C	120
Figura 7.40: Análisis de la influencia del base thickness. Ganancia de corriente β_F	120
Tabla 1.1: Máx movilidad de electrones μ_n , máx velocidad de e^- $v_{máx}$ velocidad de saturación de e^- v_{sat} (para $E=10^5$ V/cm) y campo de ruptura E_{crit} para Si, InP y InGaAs (low doping).....	15
Tabla 3.1: Valores de las dimensiones laterales del DHBT a modelar en ATLAS	21
Tabla 3.2: Relación de layers del DHBT a modelar con respectivos niveles de dopado.....	22
Tabla 4.1: Valores de los parámetros de transporte Δ y δ (adimensionales) extraídos de simulaciones Monte Carlo [2] para todas las regiones del dispositivo	38
Tabla 5.1: Comprobación de la existencia de transporte balístico en el DHBT bajo estudio	43
Tabla 5.2: Valores de los coeficientes de la expresión para low field mobility μ_{n0} y μ_{p0} – InP a 300K....	44
Tabla 5.3: Valores de los coeficientes de la expresión low field mobility μ_{n0} y μ_{p0} para GaAs y InAs	45
Tabla 5.4: Valores de los coeficientes de la expresión para low field mobility μ_{n0} y μ_{p0} – InGaAs a 300K	45
Tabla 5.5: Valores de μ_{n0} y μ_{p0} , low field mobilities, aplicadas en cada capa del transistor.....	47
Tabla 5.6: Velocidades de saturación para electrones y huecos $v_{sat,n}$ y $v_{sat,p}$ para InGaAs y InP.....	49
Tabla 5.7: Campo eléctrico crítico E_0 [V/cm] para InGaAs y InP.....	50
Tabla 5.8: Valores del tiempo relajación τ_e para las diferentes regiones del DHBT	52
Tabla 5.9: Valores de los coeficientes del modelo de movilidad μ_n indirectly energy dependent	53
Tabla 5.10: Valores de los coeficientes del modelo de movilidad μ_n directly energy dependent para InP a $T_L=300K$	53
Tabla 5.11: Valores del parámetro ξ para las diferentes regiones del dispositivo	58

Tabla 6.1: Ecuaciones y definición de los parámetros del material necesarios para el cálculo de coeficientes del BGN.....	69
Tabla 6.2: Valores de los parámetros necesarios para el cálculo de coeficientes del BGN	70
Tabla 6.3: Valores de BGN (ΔE_g , ΔE_c , ΔE_v y χ^{bgn}) para cada una de las capas del DHBT con su dopado correspondiente.....	71
Tabla 6.4: Valores de E_g y χ para cada una de las tres capas que conforman el graded region dependiendo de la comparación llevada a cabo.	76
Tabla 6.5: Valores de E_g y χ para la región de emisor y para cada una de las tres capas que conforman el graded region para máxima correlación entre diagramas de bandas.	77
Tabla 6.6: Valores de energía E_t con referencia sobre la banda de valencia para todos los surface traps (BGN incluido) y sus respectivas densidades	78
Tabla 6.7: Valores implementados para los mecanismos de recombinación	84
Tabla 6.8: Valores implementados respecto las resistencias de contacto.....	85
Tabla 7.1: Valores de I_B utilizados para la obtención de las curvas $I_c(V_{CE})$	88
Tabla 7.2: Valores de los parámetros implementados en ATLAS para la calibración del modelo	89
Tabla 7.3: Simulaciones consideradas para analizar la influencia del modelo de transporte	91
Tabla 7.4: Simulaciones consideradas para analizar la influencia de electron mobility μ_n	94
Tabla 7.5: Simulaciones consideradas para analizar la influencia del tiempo de relajación τ_e	97
Tabla 7.6: Simulaciones consideradas para analizar la influencia del modelado de la heterounión emisor-base	98
Tabla 7.7: Valores de los coeficientes de Richardson analizados.	99
Tabla 7.8: Simulaciones consideradas para analizar la influencia del band gap narrowing	104
Tabla 7.9: Valores de E_g y χ analizados en las Sim00, Sim19 y Sim20	104
Tabla 7.10: Discontinuidades ΔE_c y ΔE_v existentes en Sim00, Sim19 y Sim20.....	104
Tabla 7.11: Simulaciones consideradas para analizar la influencia de los surface traps	107
Tabla 7.12: Simulaciones consideradas para analizar la influencia de los parámetros de recombinación de portadores	109
Tabla 7.13: Simulaciones consideradas para analizar la influencia de las resistencias de contacto.....	111
Tabla 7.14: Resumen de resultados de la influencia de los diferentes parámetros en el modelo. Ganancia de corriente en continua.....	115
Tabla 7.15: Análisis de la influencia del emitter width.Valores analizados.....	116
Tabla 7.16: Análisis de la influencia del base thickness.Valores analizados.....	118

1. Introducción

El silicio ha sido el material dominante de la industria de la electrónica durante las últimas décadas y continuará siendo así en el futuro a juzgar por su desarrollada industria. De todas maneras, los dispositivos basados en silicio tienen limitaciones importantes como la degradación de la ganancia de corriente o la falta de linealidad cuando trabajan en frecuencias de microondas. Los transistores bipolares de unión, *Bipolar Junction Transistor*, BJT; sólo se pueden utilizar en aplicaciones en las que el margen de frecuencias alcanza como máximo unos GHz. Para frecuencias mayores, los dispositivos basados en materiales III-V ofrecen unas características excelentes que los hacen muy atractivos para comunicaciones móviles, por satélite ó fibra óptica por encima de los 10Gbps.

Además de un estupendo comportamiento para altas frecuencias, los transistores bipolares de heterounión III-V alcanzan mayores ganancias de corriente debido a las propiedades de sus materiales tales como: mayor movilidad de electrones, mayor velocidad ó mayor tensión de ruptura y por lo tanto mayor potencia (ver Tabla 1.1). Los transistores bipolares de heterounión, HBT, difieren de los BJT en que la región de emisor es de un material con una banda prohibida, *bandgap*, mayor que el de la base. Esto reduce la barrera para la inyección de electrones hacia la base, pero a su vez, la incrementa para los huecos evitando así una inyección de vuelta al emisor; la consecuencia de esto es una mayor ganancia de corriente.

<i>Semiconductor</i>	$\mu_n [cm^2/Vs]$	$v_{max} [cm/s]$	$v_{sat} [cm/s]$	$F_{crit} [V/cm]$
Si	1500	1.0×10^7	1.0×10^7	3.0×10^5
InP	4000	2.5×10^7	1.3×10^7	4.8×10^5
InGaAs	14000	2.6×10^7	0.8×10^7	2.7×10^5

Tabla 1.1: Máx movilidad de electrones μ_n , máx velocidad de e⁻ $v_{máx}$, velocidad de saturación de e⁻ v_{sat} (para $E=10^5$ V/cm) y campo de ruptura E_{crit} para Si, InP y InGaAs (*low doping*)

Hasta ahora, una gran variedad de HBTs basados en InP ya se han llevado a cabo con éxito utilizando diferentes composiciones tales como: InP/InGaAs (*single* HBT, SHBT), tipo-I InP/InGaAs/InP *double* HBT (objeto de estudio en este trabajo) así como tipo-II InP/GaAsSb/InP DHBT. Estas tres tecnologías han alcanzado frecuencias alrededor de los 500GHz.

Aunque las ventajas potenciales son conocidas desde su concepción, su fabricación efectiva es consecuencia de los avances introducidos en los años 70 y 80 en las técnicas epitaxiales de crecimiento cristalino como la *epitaxia por haces moleculares* (MBE) y la *deposición química en fase vapor utilizando compuestos organometálicos* (MOCVD). Las tecnologías HBT más utilizadas datan del 1972 (GaAs-HBT), del 1982 (InP-HBT) y del 1987 (SiGe-HBT).

Antes de entrar en materia, se realiza un pequeño apunte histórico con motivo del nacimiento del dispositivo que aquí se estudia.

1.1. Apunte histórico. El nacimiento del transistor

La invención del transistor se remonta al año 1947 y tuvo lugar en los *Bell Labs*. Un equipo de investigación; formado por J. Bardeen, W. Brattain y W. Shockley; tenían como objetivo determinar si el campo eléctrico iniciado por la corriente en el punto de

contacto entre un semiconductor y un metal, se podría utilizar para controlar el flujo de corriente a través del semiconductor.

Durante varios meses, Shockley y su equipo hicieron numerosos ensayos: ajustaban el diseño del dispositivo, fabricaban un prototipo y lo ensayaban no obteniendo los resultados esperados. Durante ese periodo, Bardeen tuvo una idea: la clave estaba en entender el comportamiento de los átomos en la superficie del semiconductor. En paralelo, Brattain experimentó que cuando la luz incidía directamente sobre la superficie del semiconductor, se producía corriente en aquel punto.

Un día durante el verano del 1946, Brattain decidió continuar sus experimentos dentro de un líquido (diferentes tipos, tanto aislantes como agua). Un miembro del equipo le sugirió que condujera electricidad a través del agua hacia el semiconductor para analizar el efecto que esto producía sobre la corriente generada por la luz. Para su gran sorpresa, el flujo de corriente a través del semiconductor había aumentado, finalmente habían encontrado cómo controlar la corriente.

A partir de aquí, Bardeen calculó que el dispositivo amplificaría en el caso de tener dos contactos metálicos con una distancia máxima entre ellos de dos milésimas de pulgada. Basado en esto, posicionó una tira de oro sobre un pequeño trozo de aislante, la cortó con una cuchilla y obtuvo los dos contactos. Entonces, los puso sobre una pequeña pieza de Germanio, y éste a su vez encima de un metal. Observaron que un pequeño cambio de corriente en este metal producía un gran cambio en el flujo de corriente a través del Germanio. El dispositivo funcionaba y amplificaba como un tubo de vacío pero sin serlo.

El 23 de Diciembre del 1947, el equipo realizó la primera demostración formal del primer amplificador de estado sólido de la historia [37].

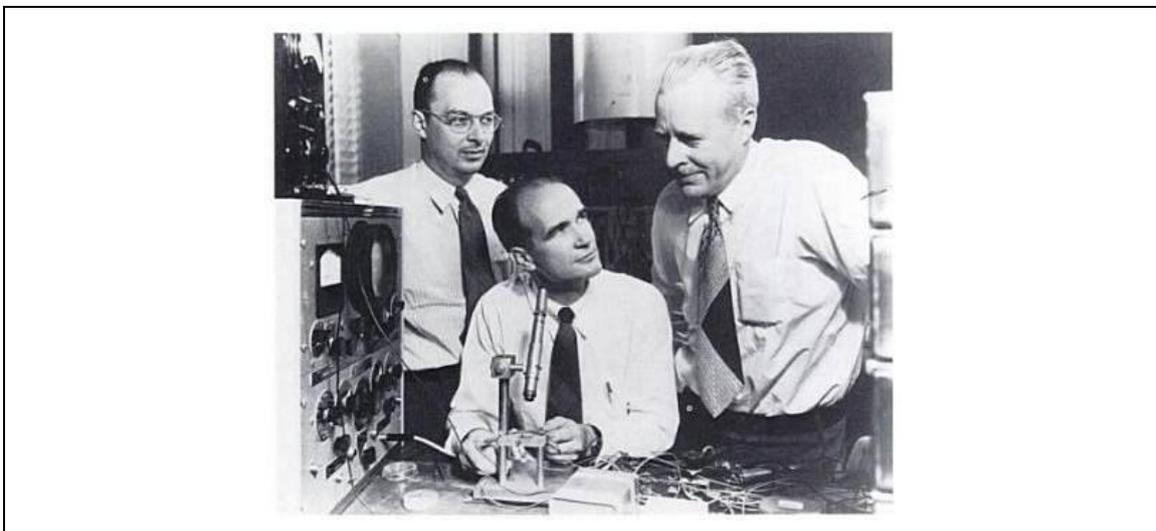


Figura 1.1: De izquierda a derecha, J. Bardeen, W. Shockley y W.H. Brattain en 1948 con el dispositivo utilizado en las primeras investigaciones que les llevarían al invento del transistor.

1.2. Objetivos

Actualmente, las herramientas de simulación son un elemento clave en todo proceso de diseño de cualquier tipo de dispositivo por razones económicas y de tiempo. Esto es así, tanto para un producto totalmente novedoso o para una mejora de uno ya existente. Antes de iniciar dicho proceso de diseño, existe un paso previo imprescindible para llegar a unos resultados finales fiables. Se trata de la calibración del modelo/simulador:

en base a un dispositivo conocido (con medidas experimentales) la misión es obtener correlación máxima con los valores de simulación. Para llegar a este punto es indispensable conocer aquellos parámetros, de cualquier índole, que caracterizan al dispositivo y cómo estos se pueden convertir en datos de entrada hacia el simulador. Esto es de forma genérica el objetivo de este proyecto: llevar a cabo el punto de partida, la calibración del modelo/simulador. Todo el trabajo se ha realizado de una forma transparente y didáctica para el lector. Se explica con detalle el desarrollo de la definición del modelo en el simulador con el fin de usarlo como guía para trabajos posteriores relacionados.

El tipo de transistor analizado supone un reto añadido para alcanzar el objetivo de este proyecto debido a los materiales de los que está compuesto. En la literatura existente hay más información de dispositivos basados en silicio que en fosforo de indio; además ATLAS basa todos sus modelos por defecto en silicio.

1.3. Estructura de la memoria

El proyecto está organizado de la siguiente manera:

- ✓ *Capítulo 2:* Introducción al simulador de dispositivos ATLAS de la compañía Silvaco. Presentación de la estructura de comandos del fichero de entrada de datos y tipos de archivos de resultados.
- ✓ *Capítulo 3:* Definición de la estructura del dispositivo. Implementación del DHBT en el simulador mediante la especificación de las regiones (capas), el perfil de dopado y los electrodos.
- ✓ *Capítulo 4:* Especificación de las ecuaciones básicas de un semiconductor. Presentación e implementación en ATLAS de los dos modelos de transporte estudiados: *drift-diffusion* y *hydrodynamic*.
- ✓ *Capítulo 5:* Análisis de los parámetros de transporte que se incluyen en la simulación: movilidad de portadores, coeficiente de difusión y difusión térmica y tiempo de relajación.
- ✓ *Capítulo 6:* Análisis de las propiedades físicas del dispositivo: modelización de la heterounión emisor-base, efecto del *band gap narrowing*, *surface traps*, generación y recombinación de portadores y por último, resistencias de contacto.
- ✓ *Capítulo 7:* Presentación del comportamiento en DC del dispositivo después de la calibración. Comparación con valores experimentales y con resultados de simulaciones realizadas con DESSIS. Análisis de la influencia de los parámetros de transporte, propiedades físicas del dispositivo y escalado vertical de la estructura sobre el comportamiento en continua del DHBT.
- ✓ *Conclusiones.*
- ✓ *Anexos.* Se añaden dos anexos a este proyecto:
 - Anexo A: Presentación del archivo de datos de entrada al simulador del modelo calibrado.
 - Anexo B: Comentarios adicionales acerca de la simulación: selección de métodos numéricos, extracción de los resultados y su posterior análisis.



2. ATLAS: Simulador de dispositivos

ATLAS permite simular el comportamiento eléctrico, óptico y térmico de toda clase de dispositivos semiconductores, incluyendo diferentes tecnologías tales como CMOS, TFT, dispositivos optoelectrónicos, LASER, LED ó HBT.

ATLAS es un simulador basado en la física de los semiconductores incluyendo la estructura física del dispositivo y los modelos físicos a tener en cuenta en la simulación.

ATLAS predice las características eléctricas asociadas a una estructura física con unas condiciones de polarización determinadas. Para lograr esto, un primer paso es obtener el mallado (*grid*) de la estructura en 2D ó 3D dependiendo del módulo. Este mallado está formado por una serie de puntos llamados *nodos*. Aplicando una serie de ecuaciones diferenciales, derivadas de las leyes de Maxwell, a los nodos se puede simular el transporte de portadores a través de la estructura completa.

La simulación basada en la física del dispositivo es diferente del modelado empírico. El objetivo de este último es definir modelos analíticos que aproximen datos reales con una buena precisión y minimizando la complejidad; por este motivo las aproximaciones e interpolaciones obtenidas son eficientes. Sin embargo, no pueden aportar información sobre el comportamiento interno del dispositivo o predecir la capacidad del mismo cuando se modifican ciertos parámetros.

ATLAS, al igual que otros simuladores comerciales del mismo tipo, dispone de una gran ventaja si se compara con la realización de experimentos: es más rápido y menos costoso. Por otro lado, presenta el inconveniente de que el usuario tiene que incorporar ó seleccionar la estructura y modelos físicos a considerar en la simulación del dispositivo.

Para realizar una simulación en ATLAS es necesario que el usuario especifique:

- La estructura física del dispositivo bajo estudio.
- Los modelos físicos que se quieran considerar.
- Las condiciones de polarización del dispositivo.

A partir de aquí, es posible obtener el comportamiento en DC, AC ó régimen transitorio del dispositivo.

2.1. ATLAS Inputs & Outputs

En la figura 2.1 se muestra el flujo de información entrante y saliente de ATLAS. En este caso, se hace uso del entorno gráfico *Deckbuild* como herramienta para definir la estructura y modelos físicos del dispositivo bajo análisis.

El usuario obtiene de ATLAS tres tipos diferentes de ficheros salida:

- *Run-time output file*. Este fichero contiene toda la información referente al progreso de la simulación incluyendo mensajes de error y *warnings*. Esta información es muy útil ya que permite verificar a posteriori datos importantes considerados por ATLAS como por ejemplo modelos activos/inactivos durante la simulación. Se puede visualizar en cualquier editor de textos.
- *Log file*. Almacena toda la información referente a las tensiones y corrientes en los terminales obtenidas del análisis del dispositivo. Con este archivo es posible visualizar por ejemplo el *Gummel plot* (resultados DC) del dispositivo bien

mediante TONYPLOT (herramienta de visualización) ó exportando los datos a otro programa.

- *Solution file*. Almacena datos (2D ó 3D) referentes a los valores de ciertas variables para una polarización determinada. Por ejemplo permite visualizar (en este caso sólo mediante TONYPLOT) el diagrama de bandas de la estructura.

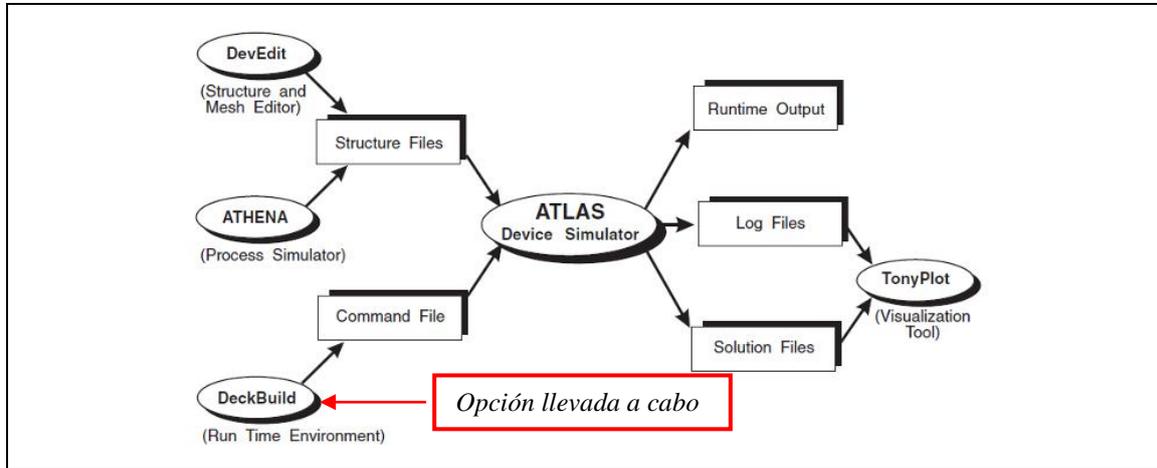


Figura 2.1: Input & Output data en ATLAS

2.2. Estructura de comandos en ATLAS

La definición en ATLAS de la estructura y modelos físicos del dispositivo se tiene que hacer siguiendo un orden secuencial determinado. Existen cinco grupos de *statements* que se tienen que definir según indica la figura 2.2. De otra manera, se pueden producir errores que lleven a resultados erróneos o incluso el fin de la simulación.

En el caso que un determinado parámetro de un material esté definido en orden incorrecto, provoca que no se considere para las simulaciones y se tome un valor por defecto en su caso. En ATLAS los valores por defecto están basados en silicio, esto puede ser un inconveniente cuando el dispositivo a simular está compuesto por otros materiales.

Group	Statements
1. Structure Specification	MESH REGION ELECTRODE DOPING
2. Material Models Specification	MATERIAL MODELS CONTACT INTERFACE
3. Numerical Method Selection	METHOD
4. Solution Specification	LOG SOLVE LOAD SAVE
5. Results Analysis	EXTRACT TONYPLOT

Figura 2.2: Grupos de comandos en ATLAS (en orden) y sus principales *statements*.

A lo largo del trabajo se explica como se implementan los dos primeros grupos de comandos, *Structure and Material models Specification*. Para el resto de grupos consultar el Anexo B.

3. Estructura del dispositivo

En este capítulo se analiza la estructura del dispositivo del que se realiza su modelización en ATLAS. En la figura 3.1 se muestra un esquema de la sección 2D vertical del DHBT-Tipo I (InP/InGaAs/InP) [2] tal y como se implementa en el simulador. El esquema sólo muestra la mitad de este transistor debido a su simetría.

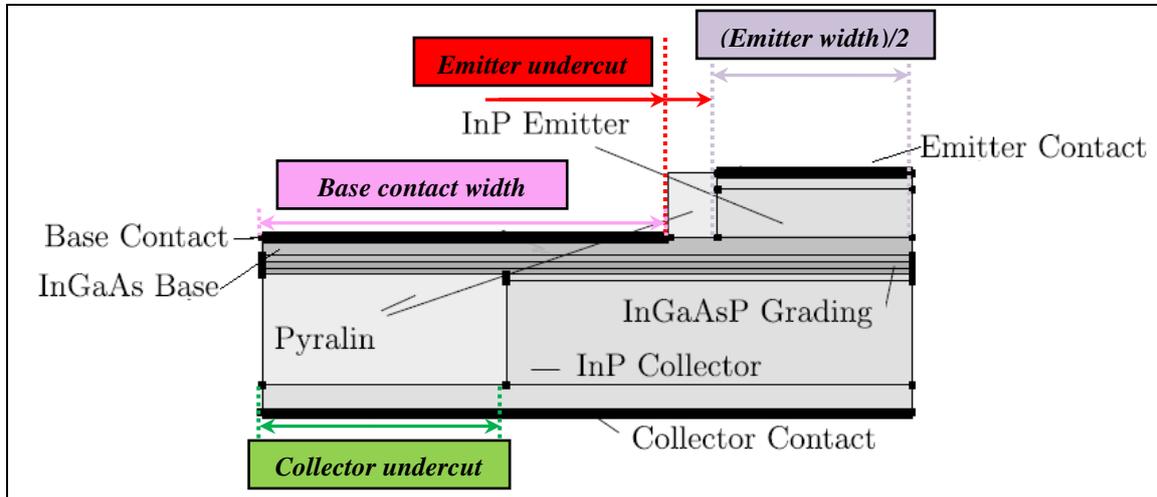


Figura 3.1: Esquema de la mitad de la sección vertical en 2D del DHBT InP/InGaAs/InP a modelar en ATLAS.

En la figura 3.1 se han añadido las nomenclaturas que hacen referencia a las dimensiones laterales del dispositivo necesarias para la definición de la estructura. En la Tabla 3.1 se muestran los valores correspondientes.

Dimensión lateral	Valor [μm]
<i>Emitter length</i>	8
<i>Emitter width</i>	1.2
<i>Emitter undercut</i>	0.2
<i>Collector undercut</i>	0.8
<i>Base contact width</i>	1.0

Tabla 3.1: Valores de las dimensiones laterales del DHBT a modelar en ATLAS

En la figura 3.2 se puede ver una imagen [2] de una muestra física del DHBT bajo estudio captada mediante microscopio electrónico de barrido.

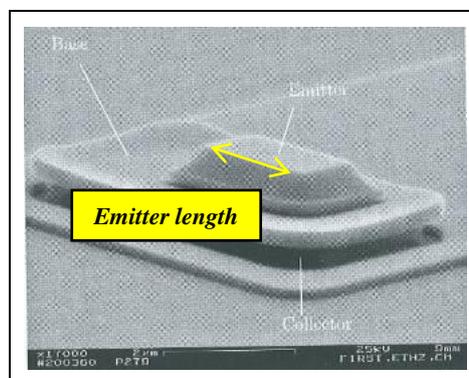


Figura 3.2: Imagen de un DHBT con área activa de *emitter* de $1.2 \times 8 \mu m^2$

La relación de *layers* del DHBT con su respectivo nivel de dopado se encuentra en la Tabla 3.2:

Layer	Material	Espesor [nm]	Dopado [cm ⁻³]
Emitter-cap	InP – tipo N	50	2.5 x 10 ¹⁹
Emitter		150	4 x 10 ¹⁷
Spacer	InGaAs – tipo P	5	2 x 10 ¹⁹
Base		50	
Graded region	InP – tipo N	60	1 x 10 ¹⁶
Pulse doping		20	4 x 10 ¹⁷
Collector		120	1 x 10 ¹⁶
Elevated sub-collector		200	1 x 10 ¹⁹
Sub-collector		70	

Tabla 3.2: Relación de *layers* del DHBT a modelar con respectivos niveles de dopado

Una vez analizada la estructura, se define en ATLAS cada una de sus regiones juntamente con el dopado respectivo. En la figura 3.3 se muestra una sección vertical 2D del resultado representado en TONYPLOT. El material dieléctrico definido tiene una $\epsilon_r = 3.4$ según [2].

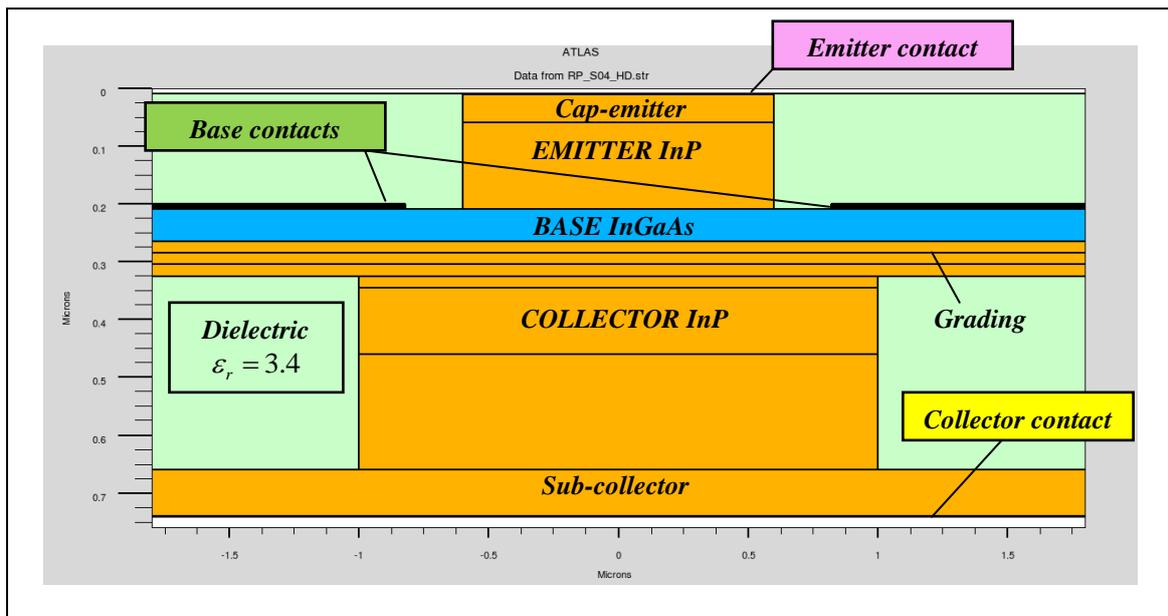


Figura 3.3: Imagen en ATLAS del DHBT bajo análisis – Sección vertical 2D

TONYPLOT permite realizar secciones, verticales u horizontales, sobre la estructura con el objetivo de visualizar diferentes parámetros del transistor. Un ejemplo de ello es la figura 3.4 donde se muestra el perfil de dopado del DHBT. El trazado verde representa el dopado tipo N y el rojo el dopado tipo P. La figura 3.5 muestra el resultado presentado en [2].

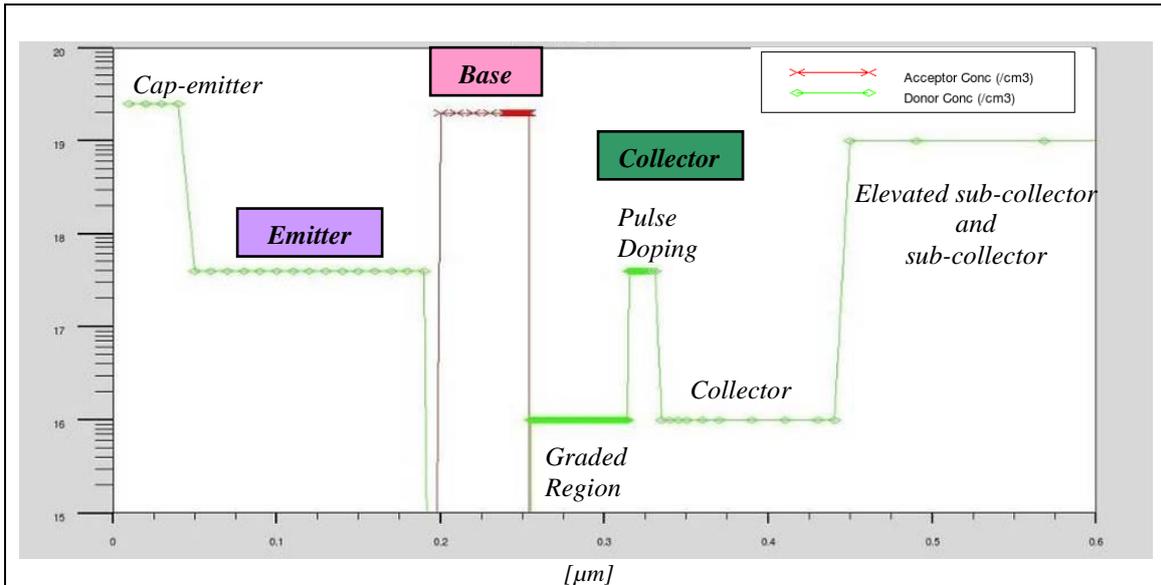


Figura 3.4: Perfil de dopado del DHBT a modelar en ATLAS mediante TONYPLOT

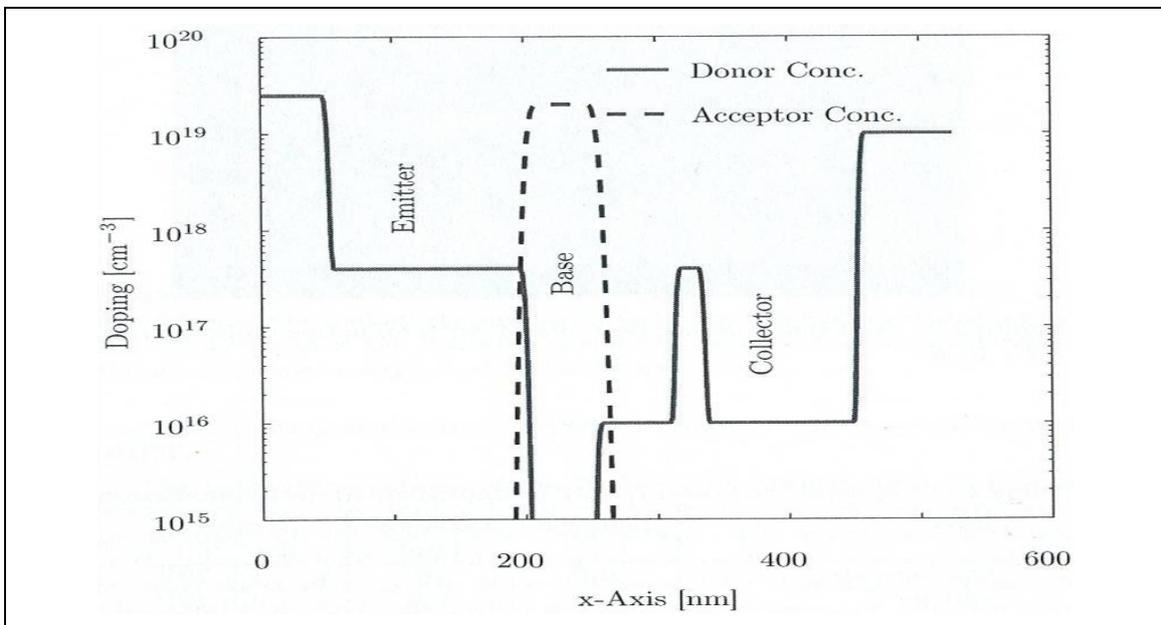


Figura 3.5: Perfil de dopado del DHBT presentado en [2]

La existencia de una *graded region*, de 60nm de espesor, en el inicio del colector se justifica para desbloquear el paso de electrones desde la base hasta el colector. Este bloqueo viene propiciado por la diferencia de valores de *band gap*, E_g , entre ambas capas siendo en la base de valor menor. En la figura 3.6 se muestra el diagrama de bandas de la estructura en el caso que no existiera la *graded region*.

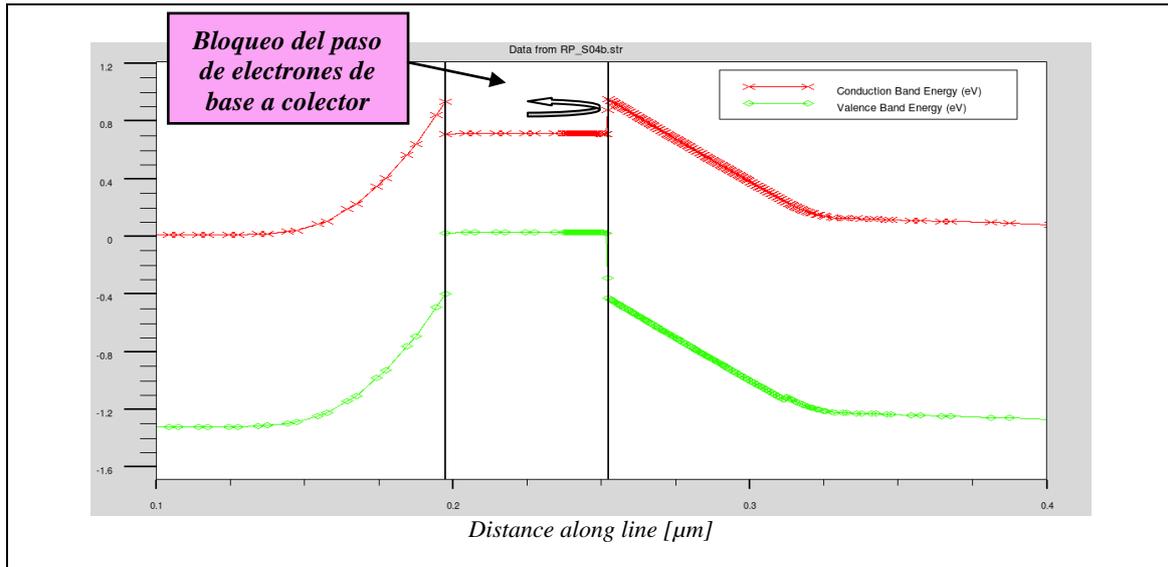


Figura 3.6: Efecto de bloque de electrones

Una de las consecuencias del bloqueo de electrones es una considerable reducción de la ganancia de corriente en continua del DHBT. Esto es debido a la reducción de la corriente de colector y aumento de la corriente de base.

Para evitar esto, se introduce la *graded region* compuesta por:

- tres capas de InP-tipo N.
- 20nm de espesor cada una de las tres capas.
- E_g adaptado para cada una de las tres capas con un perfil gradual lineal.

Aunque en la figura 3.1 se indique como material utilizado InGaAsP, con el fin de simplificar la definición del modelo a simular se aproxima a InP según [2].

En la figura 3.7 se muestra el diagrama de bandas de la estructura completa en equilibrio.

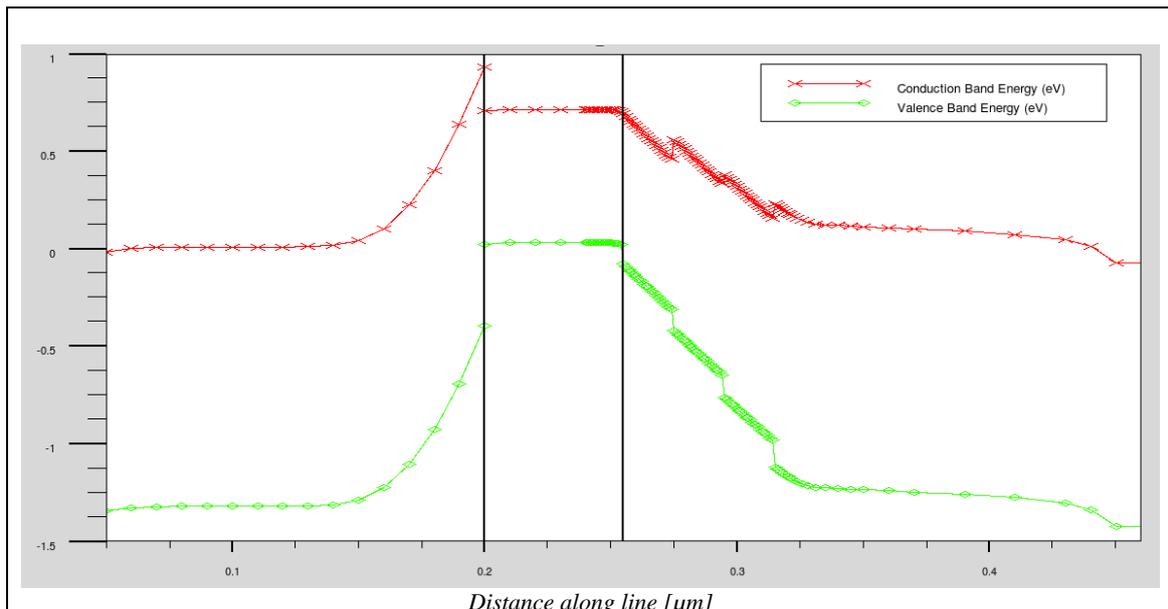


Figura 3.7: Diagrama de bandas del DHBT InP/InGaAs

En el capítulo 6 se profundiza en la construcción del diagrama de bandas de la estructura.

NOTA	<i>La composición que se utiliza en el caso de InGaAs es $In_{0.53}Ga_{0.47}As$. Durante todo el trabajo se obvia el hacer referencia a esta composición, en todo momento se entiende que se están siguiendo dichos valores.</i>
-------------	---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------

3.1. Especificación de la estructura en ATLAS

Según comentado en el apartado 2.2, el primer grupo de *statements* que se tienen que especificar hacen referencia a la estructura (ver figura 2.2). Para definir un dispositivo mediante el lenguaje de comando de ATLAS, se procede en el siguiente orden:

1. *Mesh*. El mallado o retícula cubre el dominio físico de simulación. Se define a través una serie de líneas horizontales y verticales e indicando el espacio entre ellas.
2. *Region*. Para construir el dispositivo, se tienen que posicionar las diferentes regiones o *layers* correspondientes a cada tipo de material o características.
3. *Electrode*. Una vez se han definido las regiones, se localizan cada uno de los electrodos.
4. *Doping*. El último paso es especificar el dopado de cada *region*.

3.1.1. Mallado (meshing) de la estructura

Un buen mallado es esencial en la simulación del dispositivo existiendo un compromiso entre los requerimientos de precisión y la eficiencia numérica. Mientras la primera requiere un mallado fino para resolver la estructura, la segunda mejora cuanto menor número de nodos existan. En el caso de los HBTs las zonas más críticas son aquellas en las que hay heterouniones.

El tiempo de CPU requerido para encontrar una solución, normalmente, es proporcional a N^α , donde N es el número de nodos y α varía de 2 a 3 dependiendo de la complejidad del problemas. Por lo tanto, la principal recomendación es definir un mallado fino en aquellas zonas críticas y uno más vasto en el resto.

Los tres factores más importantes a tener en cuenta en cualquier mallado son:

- Asegurar una adecuada densidad de malla en aquellas zonas donde exista un campo eléctrico elevado como por ejemplo unión base-colector.
- Evitar triángulos obtusos principalmente en el camino de flujo de corriente o campo eléctrico elevado. La existencia de dichos triángulos pone de manifiesto una especificación de mallado deficiente.
- Evitar discontinuidades abruptas en el mallado. Las discontinuidades pueden causar la existencia de triángulos obtusos.

Una última consideración es el número máximo de nodos que ATLAS permite para sus simulaciones. Para la versión en 2D (la utilizada en este estudio) es de 20000 nodos. El número de nodos para un caso en concreto se puede saber mediante el archivo de salida *run-time* (ver apartado 2.1).

El *meshing* definido para la estructura bajo estudio se muestra en la figura 3.8.

```
#STRUCTURE SPECIFICATION_MESH
#Emitter length used by RP is 8um
mesh space.mult=1 width=8

x.mesh loc=-1.8 spac=0.1
x.mesh loc=-1.6 spac=0.1
x.mesh loc=-1.2 spac=0.05
x.mesh loc=-1.0 spac=0.05
x.mesh loc=-0.6 spac=0.02
x.mesh loc=-0.4 spac=0.02
.....

y.mesh loc=0.01 spac=0.01
y.mesh loc=0.03 spac=0.01
y.mesh loc=0.11 spac=0.01
y.mesh loc=0.19 spac=0.01
y.mesh loc=0.20 spac=0.005
y.mesh loc=0.21 spac=0.005
y.mesh loc=0.23 spac=0.005
y.mesh loc=0.25 spac=0.01
.....
```

Los comentarios se inician con #

Resolución del mallado y definición de tercera dimensión

Sentencias *x.mesh* y *y.mesh* que definen la posición de los nodos del mallado

Figura 3.8: Especificación de la estructura. Primer *statement*: mallado.

La primera sentencia tiene que ser:

MESH SPACE.MULT=<value>

El valor de este parámetro se utiliza como factor de escala para crear el mallado definido. Su significado depende de su valor:

- El valor por defecto es 1. Éste es el aplicado en las simulaciones de este estudio. La preferencia de tomar el valor por defecto viene dado por el hecho de controlar dónde están las líneas de mallado de la estructura.
- Si el valor es mayor que 1, en general se creará un mallado más basto (menos nodos) para una simulación más rápida.
- Si el valor es menor que 1, en general se creará un mallado más fino (más nodos) que incrementará la precisión de la simulación pero aumentará el tiempo de procesado.

En segundo lugar se define el:

MESH WIDTH=<value>

Este parámetro especifica un factor de escala para la tercera dimensión que no forma parte de las simulaciones en 2D. Se aplica a todos los archivos de salida de ATLAS. En este caso corresponde a *emitter length* y toma el valor de 8 μ m siendo μ m la unidad por defecto (ver Tabla 3.1 y figura 3.2).

Finalmente aparecen una serie de sentencias X.MESH e Y.MESH que especifican las posiciones en μ m (LOCATION) de las líneas verticales y horizontales respectivamente junto con la distancia entre ellas (SPACING). Como mínimo se tienen que especificar dos líneas de mallado en cada dirección, ATLAS se encarga automáticamente de insertar nuevas líneas que permitan transiciones graduales entre las adyacentes. Es mandatorio especificar X. MESH e Y.MESH en orden ascendente permitiendo tanto valores positivos como negativos. Como se puede apreciar, la distancia entre líneas va variando en función de la cercanía de una transición entre diferentes capas del dispositivo. Un especial énfasis es necesario en las heterouniones existentes.

En la figura 3.9 se muestra el mallado definido sobre la estructura visualizado a través de TONYPLOT:

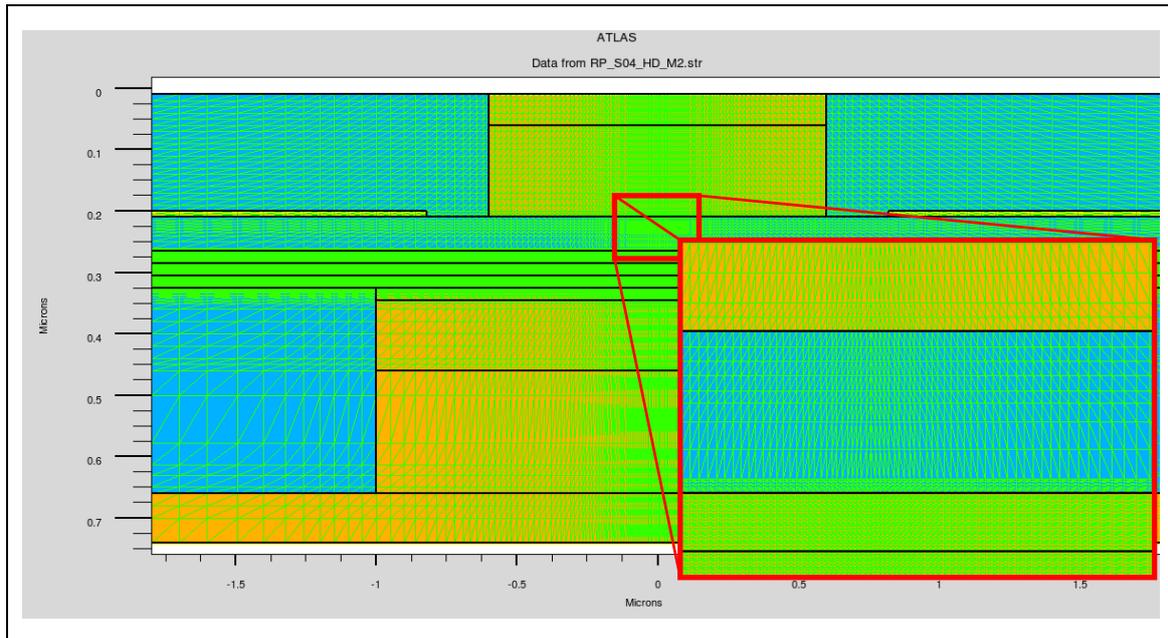


Figura 3.9: Mallado definido para el DHBT bajo análisis

La densidad de triángulos se caracteriza por:

- Ser menor en aquellas zonas menos relevantes para la simulación como puede ser el sustrato.
- Mayor densidad en la unión de diferentes capas (con diferentes propiedades).
- Mayor densidad en el canal de propagación de la corriente desde el emisor al colector.

Si se observa el archivo de salida *run-time* se puede obtener el número total de nodos y triángulos que forman la malla indicando cuántos de estos últimos son obtusos. Para este caso existen un total de 18829 nodos que contabilizados en triángulos son 36900 de los cuáles 0% obtusos. Como el número de nodos está dentro de los valores máximos permitidos por el software (20000 nodos) se descarta el reducir el número aunque sería posible haciendo uso de sentencias ELIMINATE tal como apunta el manual [6].

3.1.2. Regiones de la estructura

Una vez el mallado está definido, se especifican cada una de las regiones que componen el dispositivo con su correspondiente tipo de material. Esto se hace mediante el *statement* de *REGION* que sigue el formato:

REGION number=<integer> <material_type> <position parameters>

Las regiones que se han definido para la estructura bajo estudio son las siguientes: (basada en la información disponible en Tablas 3.1 y 3.2)

```

#STRUCTURE SPECIFICATION_REGION

#INSULATOR Pyralin Er=3.4 is used in the structure, defined below in mat's statement
region num=1 name=insulator material=oxide

#EMITTER CAP from y=0.01um to y=0.06um: 0.15um thickness & 1.2um width
region num=2 name=emitter_cap material=InP x.min=-0.6 x.max=0.6 y.min=0.01 y.max=0.06

#EMITTER from y=0.06um to y=0.21um: 0.15um thickness & 1.2um width
region num=3 name=emitter material=InP x.min=-0.6 x.max=0.6 y.min=0.06 y.max=0.21

#BASE from y=0.21um to y=0.265um: 0.055um thickness & 3.6um width
region num=4 name=base material=InGaAs x.min=-1.8 x.max=1.8 y.min=0.21 y.max=0.265

#STEP-GRADED LAYER I from y=0.265um to y=0.285um: 0.020um thickness & 3.6um width
region num=5 name=step_graded material=InP x.min=-1.8 x.max=1.8 y.min=0.265 y.max=0.285

#STEP-GRADED LAYER II from y=0.285um to y=0.305um: 0.020um thickness & 3.6um width
region num=6 name=step_graded material=InP x.min=-1.8 x.max=1.8 y.min=0.285 y.max=0.305

#STEP-GRADED LAYER III from y=0.305um to y=0.325um: 0.020um thickness & 3.6um width
region num=7 name=step_graded material=InP x.min=-1.8 x.max=1.8 y.min=0.305
y.max=0.325

#PULSE DOPING from y=0.325um to y=0.345um: 0.020um thickness & 3.6um width
region num=8 name=pulse_doping material=InP x.min=-1.0 x.max=1.0 y.min=0.325 y.max=0.345

#COLLECTOR from y=0.345um to y=0.465um: 0.120um thickness & 2.0um width
region num=9 name=collector material=InP x.min=-1.0 x.max=1.0 y.min=0.345 y.max=0.465

#ELEVATED SUB-COLLECTOR from y=0.465um to y=0.665um: 0.20um thickness & 2.0um width
region num=10 name=elev_subcollector material=InP x.min=-1.0 x.max=1.0 y.min=0.465
y.max=0.665

#SUBCOLLECTOR from y=0.665um to y=0.735um: 0.07um thickness & 3.6um width
region num=11 name=subcollector material=InP x.min=-1.8 x.max=1.8 y.min=0.665
y.max=0.735

```

Figura 3.10: Especificación de la estructura. Segundo *statement*: regiones.

ATLAS permite definir hasta 200 regiones diferentes. La asignación de nombre para cada una de ellas es opcional.

El material escogido puede corresponder a uno disponible en la librería de materiales de ATLAS (aplicable para *InP* y *InGaAs*) ó bien, a un material nuevo definido por el usuario. Llegados a este punto cabe resaltar que aún tomando un material previamente definido, es imprescindible revisar los valores por defecto e de [6]) de los parámetros más comunes o influyentes para cada simulación para modificarlos si procede. Esto es debido a que muchos parámetros están basados en silicio y puede llevar a errores en los resultados. La definición del material se realiza a posteriori tal como indica la figura 2.2.

Finalmente, las posiciones relativas son definidas en μm mediante las sentencias *X.MIN*, *X.MAX*, *Y.MIN* e *Y.MAX*. Los solapes entre dos regiones no están permitidos, si se diera el caso la intersección entre ambas se asignaría a la última región definida. Es indispensable que todas las regiones estén cubiertas por el mallado.

El resultado de la definición de las regiones se puede visualizar en la figura 3.3 anteriormente mostrada.

3.1.3. Electrodo de la estructura

Una vez definidos el mallado, las regiones y sus respectivos materiales; se tiene que definir al menos un electrodo que esté en contacto con un semiconductor. Esto es posible mediante el *statement* de *ELECTRODE* que sigue el siguiente formato:

`ELECTRODE name=<electrode name> <position parameters>`

Los electrodos que se han definido para la estructura bajo estudio se muestran en la figura 3.11: (basados en la información disponible en Tabla 3.1)

```
#STRUCTURE SPECIFICATION_ELECTRODES

electrode num=1 name=emitter material=Palladium x.min=-0.6 x.max=0.6 y.min=0.0
y.max=0.01
electrode num=2 name=base material=Palladium x.min=-1.8 x.max=-0.8 y.min=0.20 y.max=0.21
electrode num=3 name=base material=Palladium x.min=0.8 x.max=1.8 y.min=0.20 y.max=0.21

electrode num=4 name=collector material=Palladium x.min=-1.8 x.max=1.8 y.min=0.735
y.max=0.745
```

Nomenclatura de los electrodos

Definición de la posición en μm

Figura 3.11: Especificación de la estructura. Tercer *statement*: electrodos.

ATLAS permite definir hasta 50 electrodos diferentes. Aquellos nodos a los cuales se les haya asignado el mismo nombre, como en el caso de la base, a lo largo de la simulación se les trata como si estuvieran eléctricamente conectados.

Debido a que en [2] no se ofrece ninguna información acerca del material y espesor de los electrodos, se toma como referencia el estudio realizado en [15] en el que se analiza la influencia de diferentes materiales y espesores en los electrodos sobre los resultados de las simulaciones. La conclusión del análisis refleja que el impacto es insignificante por lo que se opta por utilizar *Palladium* para todos los electrodos con un espesor de $0.01\mu\text{m}$.

3.1.4. Perfil de dopado de la estructura

El último paso para finalizar la definición de la estructura es asignar los correspondientes dopados a cada una de las regiones. Esto se hace mediante el *statement* de *DOPING* que sigue el siguiente formato:

`DOPING <distribution_type> <dopant_type> <position_parameters>`

El perfil de dopado que se ha definido para la estructura bajo estudio se muestra en la figura 3.12: (basado en la información disponible en Tabla 3.2).

ATLAS permite especificar diferentes distribuciones de dopado (uniforme, gaussiana ó función complementaria de error *erfc*). En este caso se opta por una distribución uniforme para todas las regiones.

El perfil de dopado resultante se puede visualizar en la figura 3.4.

```
#STRUCTURE SPECIFICATION_DOPING

#CAP-EMITTER
doping uniform region=2 n.type conc=1e19

#EMITTER
doping uniform region=3 n.type conc=4e17

#BASE
doping uniform region=4 p.type conc=2e19

#STEP-GRADED
doping uniform region=5 n.type conc=1e16
doping uniform region=6 n.type conc=1e16
doping uniform region=7 n.type conc=1e16

#PULSE DOPING
doping uniform region=8 n.type conc=4e17

#COLLECTOR
doping uniform region=9 n.type conc=1e16

#ELEVATED SUB-COLLECTOR
doping uniform region=10 n.type conc=1e19

#SUB-COLLECTOR
doping uniform region=11 n.type conc=1e19
```

Distribución del dopado a lo largo de una región

Asignación por regiones

Tipo de dopado: N ó P

Nivel de dopado

Figura 3.12: Especificación de la estructura. Cuarto y último *statement*: dopado.

4. Ecuaciones básicas de semiconductores

Las ecuaciones fundamentales que componen el modelo matemático de uso general para un simulador de semiconductores:

- ✓ relacionan el potencial electrostático y las densidades de portadores.
- ✓ son deducidas de las leyes de Maxwell.
- ✓ consisten en:
 - la ley de Poisson.
 - ecuaciones de continuidad.
 - ecuaciones ó modelo de transporte.

A lo largo de este capítulo se presenta el modelo matemático que implementa ATLAS por defecto a la hora de simular dispositivos. Además se presentan los modelos de transporte disponibles en ATLAS comparando su implementación con la definición presentada en [2].

4.1. Ley de Poisson

La ley de Poisson relaciona el potencial y la densidad de carga, esto es:

$$\text{div}(\varepsilon \nabla \psi) = -\rho \quad (4.1)$$

donde ε es la constante dieléctrica del semiconductor; ψ es el potencial; y ρ es la densidad de carga neta. Ésta es la suma de la contribución de todas las cargas positivas y negativas incluyendo electrones, huecos e impurezas ionizadas:

$$\rho = q[p - n + N_D^+ - N_A^-] \quad (4.2)$$

El campo eléctrico se puede obtener mediante el potencial de la siguiente manera:

$$\vec{E} = -\nabla \psi \quad (4.3)$$

El potencial de referencia se puede definir de varias maneras, ATLAS toma el valor del potencial de Fermi intrínseco, ψ_i , para todos los casos según ecuación 4.4:

$$E_F = E_i = -q\psi_i = \frac{E_c + E_v}{2} + \left(\frac{k_B T_L}{2}\right) \ln\left(\frac{N_v}{N_c}\right) \quad (4.4)$$

4.2. Ecuaciones de continuidad

Las ecuaciones de continuidad, junto con las de transporte, describen la evolución de los portadores a lo largo del semiconductor a través de procesos de generación, recombinación y transporte (balance de portadores que salen y entran de un cierto volumen mediante las corrientes).

Las ecuaciones de continuidad para electrones y huecos, respectivamente, se definen de la forma siguiente:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \text{div} \vec{J}_n + G_n - R_n \quad (4.5)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q} \text{div} \vec{J}_p + G_p - R_p \quad (4.6)$$

donde n y p son las concentraciones de electrones y huecos; \vec{J}_n y \vec{J}_p son las densidades de corriente de electrones y huecos; G_n y G_p son las tasas de generación de portadores para electrones y huecos; R_n y R_p son las tasas de recombinación de portadores para electrones y huecos; y q es la magnitud de la carga de un electrón.

ATLAS ofrece la posibilidad de resolver sólo una de las ecuaciones anteriores (para sólo un tipo de portadores) aunque por defecto incluye ambas.

4.3. Modelos de transporte

De la ecuación de transporte de Boltzmann se derivan dos modelos de transporte:

- ✓ Modelo de transporte *Drift-Diffusion*.
- ✓ Modelos de transporte *Energy Balance* y *Hydrodynamic*.

El modelo de transporte *Drift-Diffusion* es el más simple. Su principal característica es que no introduce más variables independientes además de ψ , n y p . Hasta la década de los 80 este modelo era el que se utilizaba [18] debido a que era el más adecuado para la mayoría de dispositivos tecnológicamente realizables. Actualmente se trata de un modelo poco preciso ya que no tiene en cuenta ciertos fenómenos como el transporte balístico (ver apartado 5.1.1.3) que se producen en las dispositivos con dimensiones muy reducidas (por debajo de μm). En cambio, los modelos de transporte *Energy Balance* y *Hydrodynamic* son más avanzados, incluyendo más variables, y ofrecen una mayor precisión para el tipo de dispositivos que se estudian hoy en día.

ATLAS ofrece la posibilidad de habilitar cualquiera de los dos modelos de transporte.

4.3.1. Modelo de transporte *Drift-Diffusion*

Partiendo de la teoría de transporte de Boltzmann, se muestra que las densidades de corriente para las ecuaciones de continuidad se pueden aproximar mediante un modelo de *Drift-Diffusion*. En este caso, las densidades de corriente se expresan en función de los cuasi-niveles de Fermi ϕ_n y ϕ_p tal y como se muestra a continuación para electrones y huecos respectivamente:

$$\vec{J}_n = -qn\mu_n\nabla\phi_n \quad (4.7)$$

$$\vec{J}_p = -qp\mu_p\nabla\phi_p \quad (4.8)$$

donde μ_n y μ_p (ver Capítulo 5) son las movilidades para electrones y huecos respectivamente. La relación de los cuasi-niveles de Fermi con las concentraciones de portadores y el potencial es la siguiente:

$$n = n_{ie} \exp\left[\frac{q(\psi - \phi_n)}{k_B T_L}\right] \quad (4.9)$$

$$p = n_{ie} \exp\left[\frac{q(\psi - \phi_p)}{k_B T_L}\right] \quad (4.10)$$

donde T_L es la temperatura de la red y n_{ie} es la concentración intrínseca efectiva de portadores que se obtiene a partir de la concentración intrínseca n_i según la ecuación 4.11:

$$n_{ie}^2 = n_i^2 \exp\left(\frac{\Delta E_g}{k_B T_L}\right) \quad (4.11)$$

Las ecuaciones 4.9 y 4.10 se pueden reescribir para definir los cuasi-niveles de Fermi:

$$\phi_n = \psi - \frac{k_B T_L}{q} \ln \frac{n}{n_{ie}} \quad (4.12)$$

$$\phi_p = \psi - \frac{k_B T_L}{q} \ln \frac{p}{n_{ie}} \quad (4.13)$$

Sustituyendo las ecuaciones 4.12 y 4.13 en 4.7 y 4.8 respectivamente, las densidades de corriente resultan en:

$$\vec{J}_n = qD_n \nabla n - qn\mu_n \nabla \psi - \mu_n n (k_B T_L \nabla (\ln n_{ie})) \quad (4.14)$$

$$\vec{J}_p = qD_p \nabla p - qp\mu_p \nabla \psi - \mu_p p (k_B T_L \nabla (\ln n_{ie})) \quad (4.15)$$

El último término hace referencia al gradiente de n_{ie} teniendo en cuenta los efectos de estrechamiento de *band gap* (ver Capítulo 6). Los campos eléctricos efectivos se definen normalmente como:

$$\vec{E}_n = -\nabla \left(\psi + \frac{k_B T_L}{q} \ln n_{ie} \right) \quad (4.16)$$

$$\vec{E}_p = -\nabla \left(\psi + \frac{k_B T_L}{q} \ln n_{ie} \right) \quad (4.17)$$

A partir de las ecuaciones 4.16 y 4.17 se define el modelo de transporte *Drift-Diffusion* de la forma más habitual:

$$\vec{J}_n = qn\mu_n \vec{E}_n + qD_n \nabla n \quad (4.18)$$

$$\vec{J}_p = qp\mu_p \vec{E}_p - qD_p \nabla p \quad (4.19)$$

donde se asume que las relaciones de Einstein se cumplen, que en caso de tener en cuenta la estadística de Boltzmann son:

$$D_n = \frac{k_B T_L}{q} \mu_n \quad (4.20)$$

$$D_p = \frac{k_B T_L}{q} \mu_p \quad (4.21)$$

Las constantes D_n y D_p se denominan respectivamente coeficientes de difusión de electrones y huecos.

El modelo de transporte *Drift-Diffusion* tiene en cuenta dos tipos de desplazamiento de portadores como su nombre indica:

- Desplazamiento de portadores por difusión, *diffusion*. Cuando entre dos puntos de un semiconductor existe una diferencia de concentración de un portador, aparece un flujo de portadores que tiende a igualar la concentración en todos los puntos que se denomina corriente de difusión. La causa de esa corriente es la agitación térmica de los portadores, electrones y huecos, los cuales están en constante movimiento en el interior del semiconductor.

- Desplazamiento ó arrastre, *drift*, de portadores por un campo eléctrico. El campo eléctrico produce una fuerza que actúa sobre las cargas eléctricas teniendo el mismo sentido para las cargas positivas y el opuesto para las negativas. La acción del campo eléctrico se superpone al movimiento de agitación térmica de los portadores. Los portadores se mueven con una velocidad de arrastre constante (no ganan energía cinética) en lugar de moverse con una aceleración constante (como sucede en el vacío). Esto se debe a que el incremento de energía se transfiere al cristal en forma de calor conocido como *efecto Joule*. Llegados a este punto conviene referirse al siguiente capítulo donde se presenta con mayor detalle el concepto de movilidad de portador, μ_n y μ_p , y su relación con la velocidad de arrastre y campo eléctrico.

NOTA

Los huecos se modelan en cualquier caso siguiendo transporte *Drift-Diffusion* debido a que en [2] realizan esta aproximación con el fin de reducir la complejidad de las simulaciones.

4.3.2. Modelos de transporte *Energy Balance* y *Hydrodynamic*.

4.3.2.1. Introducción. Concepto de *Hot electrons*

La velocidad de arrastre de los portadores en un semiconductor, bajo la influencia de un campo eléctrico uniforme, es proporcional a la fuerza de dicho campo F . Sólo en el límite en el que F tiende a cero (ver Capítulo 5); el factor de proporcionalidad es una característica del material llamada movilidad. En la práctica se requiere un campo eléctrico elevado para poder apreciar un cambio en el valor de la movilidad del portador. Dicho cambio surge del aumento de la energía cinética media del electrón (portador) por encima del valor en equilibrio termodinámico que corresponde a $\frac{3}{2}k_B T_L$. Por lo tanto, si la dependencia de la energía cinética con el campo se expresa como $\frac{3}{2}k_B T(F)$, entonces la temperatura del electrón (portador), $T(F)$, es mayor que T_L con tendencia a este valor en el límite de la misma manera que F tiende a cero. La diferencia entre T y T_L se determina por la condición que (en un estado estacionario) la energía proporcionada por el campo eléctrico a los electrones tiene que ser la misma que la energía transferida de los electrones a la red ó cristal mediante colisiones con la misma.

La movilidad del portador es una función de F mediante su dependencia con T . Este fenómeno se conoce como el *hot electron effect* [20].

El modelo de *Drift-Diffusion* no tiene en cuenta este efecto en cambio *Energy Balance* ó *Hydrodynamic* sí lo consideran. En los próximos apartados se muestra cómo.

4.3.2.2. Definición del modelo

ATLAS ofrece la posibilidad de trabajar con *energy balance*, EB , y *hydrodynamic*, HD . El modelo EB sigue la aproximación de Stratton [20] basada a su vez en la ecuación de transporte de Boltzmann. Asumiendo ciertos valores que se muestran más adelante se obtiene el modelo de transporte HD .

Hasta ahora, se ha mostrado que la principal característica del modelo de transporte *Drift-Diffusion* es que las variables en su sistema de ecuaciones son tres: ψ , n y p . En este caso se introducen dos nuevas variables en el sistema de ecuaciones: T_n y T_p las cuales representan la temperatura de electrones y huecos respectivamente (que a la vez

se relacionan con la energía del portador). Esto hace que se introduzca un nuevo término (tercero) en las expresiones de densidad de corriente anteriormente vistas:

$$\vec{J}_n = qD_n \nabla n - qn\mu_n \nabla \psi + qnD_n^T \nabla T_n \quad (4.22)$$

$$\vec{J}_p = -qD_p \nabla p - qp\mu_p \nabla \psi - qpD_p^T \nabla T_p \quad (4.23)$$

donde D_n^T y D_p^T son denominados coeficientes de difusión térmica.

NOTA	<i>En todas las expresiones siguientes se ha tenido en cuenta la estadística de Boltzmann en vez de la estadística de Fermi para simplificación de las mismas. El mismo procedimiento se aplica para las simulaciones posteriores realizadas en ATLAS.</i>
-------------	------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------

Además de un nuevo término, se introduce el concepto de densidad de flujo de energía \vec{S}_n y \vec{S}_p , *energy flux density*, que representa el flujo de energía (calor) del portador al cristal ó red y se expresa de la siguiente manera:

$$\vec{S}_n = -K_n \nabla T_n - \left(\frac{k_B \delta_n}{q} \right) \vec{J}_n T_n \quad (4.24)$$

$$\text{div} \vec{S}_n = \frac{1}{q} \vec{J}_n \vec{E} - W_n - \frac{3k_B}{2} \frac{\partial}{\partial t} (nT_n) \quad (4.25)$$

$$\vec{S}_p = -K_p \nabla T_p - \left(\frac{k_B \delta_p}{q} \right) \vec{J}_p T_p \quad (4.26)$$

$$\text{div} \vec{S}_p = \frac{1}{q} \vec{J}_p \vec{E} - W_p - \frac{3k_B}{2} \frac{\partial}{\partial t} (pT_p) \quad (4.27)$$

donde:

- W_n y W_p son las tasas de pérdida de densidad de energía para electrones y huecos respectivamente.
- K_n y K_p son las conductividades térmicas para electrones y huecos respectivamente.
- δ_n y δ_p son otros parámetros de transporte.

Los parámetros δ_n , δ_p , K_n , K_p , D_n^T y D_p^T , se definen como (se presentan sólo para electrones ya que para huecos las expresiones son análogas):

$$\delta_n = \frac{5}{2} + \xi_n \quad (4.28)$$

$$D_n^T = \frac{k_B \mu_n}{q} (1 + \xi_n) \quad (4.29)$$

$$K_n = qn\mu_n \left(\frac{k_B}{q} \right)^2 \delta_n T_n = qn\mu_n \left(\frac{k}{q} \right)^2 \left(\frac{5}{2} + \xi_n \right) T_n \quad (4.30)$$

En las ecuaciones 4.28, 4.29 y 4.30 se ha utilizado un nuevo parámetro: ξ_n . Dicho parámetro introduce la dependencia del propio modelo de transporte a la variación de la movilidad en función de la temperatura según la ecuación 4.31:

$$\xi_n = \frac{d(\ln \mu_n)}{d(\ln T_n)} = \frac{T_n}{\mu_n} \frac{\partial \mu_n}{\partial T_n} \quad (4.31)$$

Dependiendo del valor de ξ_n se utiliza el modelo de transporte *EB* ó *HD*:

- $\xi_n = -1$ para implementar *EB*. La movilidad de los portadores es inversamente proporcional a su temperatura. De esta manera se elimina el término referente a *difusión térmica* en las expresiones mostradas en las ecuaciones 4.22 y 4.23.
- $\xi_n = 0$ para implementar *HD*. Corresponde al modelo simplificado en el que la movilidad no varía con la temperatura.

Finalmente, las tasas de pérdida de densidad de energía, W_n y W_p , definen mecanismos físicos por los que los portadores intercambian energía con el cristal ó red. Estos mecanismos incluyen: calentamiento del portador con el aumento de la temperatura del cristal, intercambio de energía a través de procesos de recombinación (SRH y Auger) y procesos de generación (ionización por impacto). La relación recombinación-generación neta para electrones se puede expresar según la ecuación 4.32 (análogo para huecos):

$$U = R_{SRH} + R_n^A - G_n \quad (4.32)$$

donde R_{SRH} y R_n^A se refieren a los procesos de recombinación Shockley-Read-Hall y Auger respectivamente y G_n indica la generación de portadores por ionización por impacto. La relación de pérdida de densidad de energía se expresa de la siguiente manera para electrones (análogo para huecos):

$$W_n = \frac{3}{2} n \frac{k_B(T_n - T_L)}{\tau_{en}} + \frac{3k_B}{2} T_n R_{SRH} + E_g (G_n - R_n^A) \quad (4.33)$$

donde T_L indica la temperatura de red y E_g se trata del *bandgap* del material. En la ecuación 4.33 aparece un nuevo parámetro: el tiempo de relajación para electrones (huecos) denominado como τ_{en} (τ_{ep}). Se trata de un parámetro que determina la constante de tiempo para el intercambio de energía. Se trata de un valor inmedible sólo pudiendo extraer valores a través de un análisis Monte Carlo tal como se hace en [2].

4.3.2.3. Implementación en ATLAS

En ATLAS, las ecuaciones de transporte para *hot carriers* se activan mediante la sentencia *HCTE.EL* (para electrones) y *HCTE.HO* (para huecos) en la parte apropiada del código. Un ejemplo se muestra en la figura 4.1 activando *HD* sólo para electrones:

```
#MATERIAL MODELS SPECIFICATION_MODELS
```

Activación de HD para electrones

```
#Hydrodynamic transport model considered ONLY for electrons
```

```
MODELS HCTE.EL KSN=0
```

Figura 4.1: Especificación *Material models*. Segundo *statement: models*.

El parámetro ξ_n , definido en la ecuación 4.31 equivale a KSN en ATLAS (en el caso de huecos se utiliza KSP). Se especifica a continuación de $HCTE.EL$ y/o $HCTE.HO$.

NOTA	<i>Siguiendo el manual de ATLAS puede parecer que el parámetro ξ (KSN) sólo puede tomar los valores -1 ó 0 las simulaciones sí que permiten asignar otros valores (ver Capítulo 7).</i>
-------------	---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------

Por último, el tiempo de relajación para electrones (huecos) denominado como τ_{en} (τ_{ep}) se puede definir mediante $TAUREL.EL$ ($TAUREL.HO$) en [s] en la zona del código reservada para *Material models specification* tal como se indica en la figura 4.2:

```
#MATERIAL MODELS SPECIFICATION MATERIAL
material material=oxide PERMITTIVITY=3.4

material material=InP GCB=0 GVB=0 TMUN=0 TMUP=0 NC300=5.8e17 NV300=1e19 TAUN0=1.7e-9
TAUP0=1.7e-9 AUGN=9e-31 AUGP=9e-31 COPT=1.4e-10 M.VTHN=0.08 M.VTHP=0.5 VSATN=1.3e7
VSATP=1.3e7

material material=InGaAs GCB=0 GVB=0 TMUN=0 TMUP=0 NC300=2.8e17 NV300=6e18 TAUN0=1.7e-9
TAUP0=1.7e-9 AUGN=9e-31 AUGP=9e-31 COPT=1.4e-10 M.VTHN=0.0463 M.VTHP=0.432 VSATN=0.8e7
VSATP=0.8e7

#Mobilities definition. Values relative to doping level following JM Ruiz thesis
#Band Gap Narrowing due to doping levels is already considered

#CAP EMITTER
material region=2 MUN=720 MUP=26 EG300=1.3

#EMITTER
material region=3 MUN=2592 MUP=91 EG300=1.33 AFFINITY=4.41 TAUREL.EL=0.2e-12

#BASE
material region=4 MUN=3165 MUP=55 EG300=0.683 AFFINITY=4.635 TAUREL.EL=1.4e-12
```

Definición del tiempo de relajación

Figura 4.2: Especificación *Material models*. Primer statement: material.

El tiempo de relajación se puede customizar por material o por región.

4.3.2.4. **Modelo de transporte hidrodinámico según J.M. Ruiz [2]**

Según J.M. Ruiz [2], el modelo de transporte hidrodinámico implementado (sólo para electrones) se basa en la aproximación de Stratton [20] al igual que ATLAS. En este caso, aquellos parámetros dependientes de la energía se deducen y analizan mediante resultados de simulaciones Monte Carlo.

El sistema de ecuaciones, ya desarrollado a partir de la aproximación de Stratton, que se utiliza para sus simulaciones del transistor es el siguiente:

$$\vec{J}_n = n\mu_n(\nabla E_c - \omega_n \nabla \ln m_e) + qD_n \nabla n + qnD_n^T \nabla T_n \tag{4.34}$$

$$\nabla \vec{S}_n = \vec{J}_n \frac{\nabla E_c}{q} - \frac{\partial(n\omega_n)}{\partial t} - n \frac{\omega_n - \omega_{n0}}{\tau_e} \tag{4.35}$$

$$\vec{S}_n = -\frac{k_B^2}{q} T_n n \mu_n \Delta \nabla T_n - \frac{\vec{J}_n}{q} \delta k_B T_n \tag{4.36}$$

$$\omega_n = \frac{3}{2} k_B T_n \tag{4.37}$$

Donde D_n es el coeficiente de difusión, E_c representa la banda de conducción, D_n^T es el coeficiente de difusión térmica, T_n es la temperatura del electrón, ω_n es la energía del

electrón expresada según la ecuación 4.37, ω_{n0} es la energía del electrón en equilibrio ($T_n = T_0$), τ_e es el tiempo de relajación, Δ representa el flujo de calor y δ representa el flujo de energía.

NOTA	<p>Se pueden apreciar diferencias en los términos de arrastre-difusión si se comparan las ecuaciones de densidad de corriente según ecuación 4.34 (J.M. Ruiz [2]) con 4.22 (ATLAS).</p> <p>En [33] se encuentra cómo la ecuación 4.34 se define. Sólo teniendo en cuenta los términos referentes a drift-diffusion, la densidad de corriente se puede escribir según la ecuación 4.38:</p> $\vec{J}_n = n\mu_n \nabla E_c + qD_n \nabla n - \mu_n n \nabla \Gamma_n \quad (4.38)$ <p>donde el primer término se refiere a arrastre y los dos siguientes a difusión. Para el caso particular de bandas parabólicas (masa efectiva con $m_{11}=m_{22}=m_{33}$) se tiene que:</p> $\nabla \Gamma_n = \frac{3}{2} k_B T_n \nabla \ln m_e \quad (4.39)$ <p>Por lo tanto el resultado sería el mismo que el visto en la ecuación 4.34.</p>
-------------	-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------

Si se compara el sistema de ecuaciones de ATLAS con [2], existe una diferencia relacionada con los parámetros de transporte de flujo de calor, Δ , y flujo de energía, δ . ATLAS aplica una aproximación recogida en [20] por la que estos parámetros se relacionan según la ecuación 4.40:

$$\Delta = \delta = \frac{5}{2} + \xi \quad (4.40)$$

Por ejemplo si se tienen en cuenta los dos valores principales para ξ , -1 ó 0 , ATLAS simplificaría estos parámetros a $\Delta = \delta = 1.5$, para el caso de *Energy Balance* y $\Delta = \delta = 2.5$ para el caso de *Hydrodynamic*.

En [2], Δ y δ se han extraído de simulaciones Monte Carlo 1D para todas las regiones obteniendo los valores que se encuentran en la Tabla 4.1.

<i>Región</i>	Δ flujo de calor	δ flujo de energía
Emisor	4.0	4.0
Base	3.8	3.6
<i>Grading</i>	0.23	1.8
Colector	0.13	1.8

Tabla 4.1: Valores de los parámetros de transporte Δ y δ (adimensionales) extraídos de simulaciones Monte Carlo [2] para todas las regiones del dispositivo

Como se puede apreciar en la Tabla 4.1, los valores de ambos parámetros son iguales o muy similares para las regiones de emisor y base respectivamente pero son claramente diferentes en la zona del *grading* y del colector. En [2] se comenta que por restricciones del software DESSIS, el flujo de energía se tiene que definir como constante aunque no especifica a qué valor.

En el capítulo 7 se muestra la influencia del valor de ξ en los resultados de las simulaciones.

Adicionalmente, existe otra diferencia en la definición del concepto de coeficiente de difusión térmica que se comenta en el apartado 5.3.

5. Parámetros de transporte

Los modelos de transporte contienen los siguientes parámetros de transporte:

- movilidades μ_n y μ_p
- coeficientes de difusión D_n y D_p
- coeficiente de difusión térmica D_n^T
- tiempo de relajación τ_e

A lo largo de este capítulo se analizan estos parámetros y se comenta la forma en la que se han implementado en el simulador ATLAS.

5.1. Movilidades de portadores μ_n y μ_p

En un material semiconductor sólido cristalino los electrones y huecos se mueven cambiando su posición como consecuencia de interacciones con los componentes de la materia y con las fuerzas externas aplicadas. La movilidad de los electrones o huecos en un semiconductor expresa la capacidad de los portadores de carga para moverse en ese material. De esta manera, para un mismo campo eléctrico los electrones se mueven más rápido (adquieren más velocidad) cuanto mayor es su movilidad en el material. Dependiendo del nivel de dicho campo eléctrico en el que se encuentran los portadores, se pueden diferenciar dos situaciones [7]: *low field mobility* y *high field mobility*.

A lo largo de este apartado se presentan los modelos de movilidad implementados en este estudio. El hecho de trabajar con dos modelos de transporte diferentes, *Drift-Diffusion* y *Hydrodynamic*, implica analizar modelos distintos para el caso de *high field mobility*. No es así para *low field mobility* ya que es independiente del modelo de transporte seleccionado.

El objetivo de este capítulo es definir los modelos, y posteriormente valores, de movilidad para ambos modelos de transporte.

5.1.1. Concepto de movilidad de portadores

El estudio cinético de los electrones en un semiconductor debería hacerse partiendo de las leyes de la mecánica cuántica. Sin embargo, una aproximación semiclásica, la *ecuación de transporte de Boltzmann*, se ha demostrado válida para explicar el movimiento (y los cambios de estado) de los electrones y los huecos en un semiconductor. Para intuir el significado de la ecuación de transporte de Boltzmann, conviene previamente apuntar ciertos conceptos de la mecánica clásica [5]. A partir de ese punto, se explica el por qué de un concepto de movilidad y velocidad de saturación.

5.1.1.1. Movimiento unidimensional de una partícula clásica

El movimiento de una partícula de masa m a lo largo de una recta bajo la acción de una fuerza F , dirigida a lo largo de dicha recta, está regido por la ecuación:

$$F = ma = m \frac{d^2x}{dt^2} = m \frac{dv}{dt} \quad (5.1)$$

Se define el momento lineal p como:

$$p \equiv mv = m \frac{dx}{dt} \quad (5.2)$$

suponiendo la masa constante:

$$\frac{dp}{dt} = F \quad (5.3)$$

La ecuación anterior se llama teorema del momento lineal y es otra manera de escribir la segunda ley de Newton.

La energía cinética en mecánica clásica se define por la siguiente ecuación:

$$T \equiv \frac{1}{2}mv^2 \quad (5.4)$$

Para deducir el teorema de la energía, se tiene que multiplicar la 2ª ley de Newton anteriormente mostrada por la velocidad v :

$$mv \frac{dv}{dt} = Fv \quad (5.5)$$

que se puede escribir

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2}mv^2 \right) = \frac{dT}{dt} = Fv \quad (5.6)$$

Una partícula sometida a una fuerza F en un medio cualquiera es probable que pueda estar sometida a algún tipo de rozamiento que se oponga a esa fuerza F y que tienda a mantener las condiciones de equilibrio. En mecánica clásica este tipo de fuerzas de rozamiento suelen ser proporcionales a la velocidad. Cuando existe una fuerza de este tipo la 2ª ley de Newton se puede escribir:

$$m \frac{dv}{dt} = F - bv \quad (5.7)$$

donde b es una constante que depende de la partícula y del medio dónde se mueve.

5.1.1.2. Movilidades de electrones y huecos

Cuando un electrón se mueve en presencia de un *campo eléctrico pequeño*, la velocidad es proporcional al valor del campo. Al cociente entre la velocidad del portador y el campo eléctrico aplicado se le llama movilidad (*mobility*), para este caso *low field mobility*. Se habla de movilidad de electrones ó huecos dependiendo del portador:

$$\mu \equiv \frac{\vec{v}}{\vec{E}} \quad (5.8)$$

Aunque la velocidad y el campo eléctrico son vectores, habitualmente la movilidad se trata como una constante en todas las direcciones o como una constante en una dirección cristalográfica del semiconductor cristalino.

Se puede hacer una explicación no rigurosa pero simple de esta expresión teniendo en cuenta el concepto de movimiento introducido en el punto anterior. El movimiento del electrón clásicamente estará gobernado por la acción de la fuerza debida al campo eléctrico y de una fuerza de rozamiento o fuerza de retorno al equilibrio; es decir, se cumple:

$$m^* \frac{dv}{dt} = qE - m^* \frac{v}{\tau_m} \quad (5.9)$$

donde m^* es la masa efectiva del electrón y τ_m el tiempo de relajación del momento. Si el campo eléctrico \mathcal{E} es pequeño y se trabaja a frecuencias bajas o cero, la velocidad del electrón es constante, ocurre que:

$$qE \approx m^* \frac{v}{\tau_m} \Rightarrow \mu = q \frac{\tau_m}{m^*} \quad (5.10)$$

Con campos eléctricos pequeños m^* y τ_m son independientes del mismo y por lo tanto la movilidad es constante.

Cuando el electrón percibe un *campo eléctrico grande* la velocidad deja de mantenerse constante con el campo. En esta situación, el estado del electrón se puede describir mediante el teorema de la energía, al cual se le añade un término de relajación:

$$\frac{d\omega}{dt} = qEv - \frac{\omega - \omega_0}{\tau_e} \quad (5.11)$$

donde ω es la energía del electrón, ω_0 es la energía del electrón en equilibrio y τ_e el tiempo de relajación para la energía. En estado estacionario:

$$\omega = \omega_0 + qEv\tau_e \quad (5.12)$$

Si el campo eléctrico es pequeño la energía del electrón es igual al valor en equilibrio. Sin embargo, para campos eléctricos grandes la energía del electrón puede ser mayor que el valor en equilibrio, en este caso a los electrones se les califica de electrones calientes o *hot electrons* (ver apartado 4.3.2.1). Para este caso, el modelo de transporte *Drift-Diffusion* deja de ser válido y es necesario trabajar con transporte *Hydrodynamic*.

5.1.1.3. Velocidad de saturación y transporte balístico

En muchos semiconductores la velocidad de los portadores en presencia de campos eléctricos grandes es aproximadamente constante y recibe el nombre de velocidad de saturación.

En la figura 5.1 se muestra cómo varía la velocidad de los electrones en varios materiales semiconductores [16] en función del campo eléctrico. Tanto en InGaAs como en InP, los electrones alcanzan un máximo en su velocidad (velocidad de pico) antes de la velocidad de saturación. Este fenómeno no ocurre con el silicio.

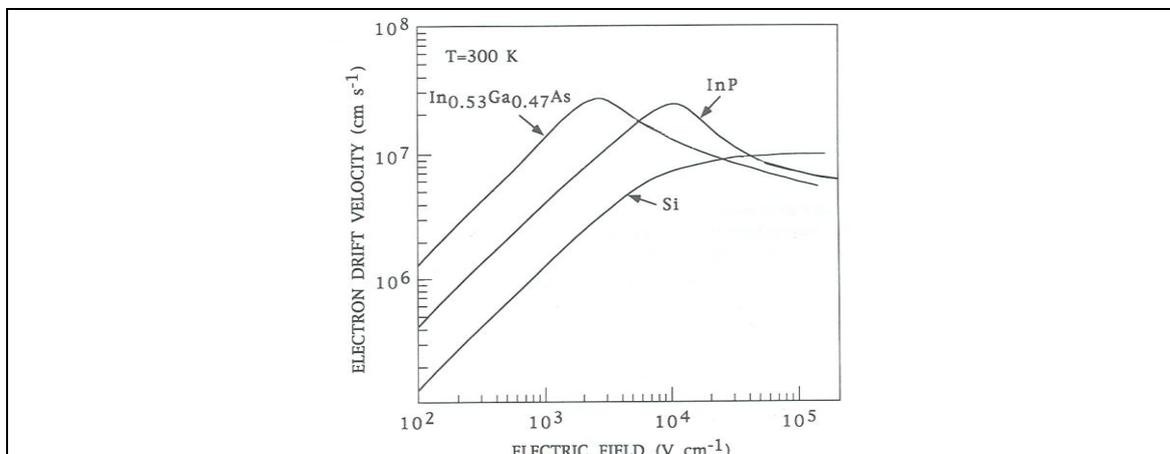


Figura 5.1: Velocidad del electrón a T=300K en función del campo eléctrico para diferentes materiales semiconductores

Para explicar la velocidad de pico de los electrones, es necesario observar la figura 5.2 donde se muestra la forma de la banda de conducción del InGaAs [16] (ídem para InP):

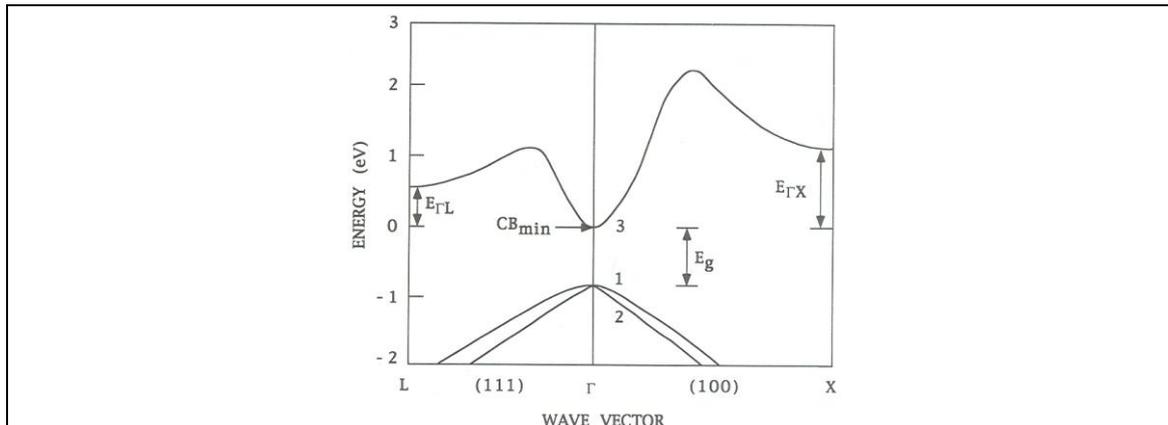


Figura 5.2: Diagrama de bandas para InGaAs indicando el mínimo de la banda de conducción CB_{min} , banda prohibida E_g y las separaciones entre valles $E_{\Gamma L}$ y $E_{\Gamma X}$.

En InGaAs, a temperatura ambiente, existen muchos más electrones en el mínimo CB_{min} que en $E_{\Gamma L}$ y $E_{\Gamma X}$. En cada uno de estos tres mínimos [L Γ X] la masa efectiva del electrón será diferente, siendo menor en Γ y mayor en X.

Por la aplicación de un campo eléctrico, dichos electrones situados en el valle Γ con energía cercana a CB_{min} son acelerados hacia estados con mayor energía cinética. Cuando el campo eléctrico aumenta de manera que la energía cinética de los electrones alcanza el valor de por ejemplo 0.55eV (diferencia entre CB_{min} y $E_{\Gamma L}$), algunos electrones del valle Γ alcanzan el valle L y cambian su masa efectiva (aumenta). Debido al principio de la conservación de la cantidad de movimiento esos electrones deben disminuir su velocidad compensado el aumento de masa efectiva.

En la figura 5.2, se supone que los electrones, en su camino por el semiconductor, sufren varios choques o *scattering*; es decir, que la longitud del semiconductor es mayor que la longitud media entre choques de los electrones. Si la longitud del semiconductor es menor o igual a la longitud media entre choque de los electrones, algunos electrones pueden alcanzar velocidades mayores que la velocidad de pico (pues no han sufrido choques); a estas velocidades se las llama *velocity overshoot* (la figura. 5.3 muestra valores típicos en función de la energía del electrón [16]) y a este tipo de transporte de portadores *transporte balístico*.

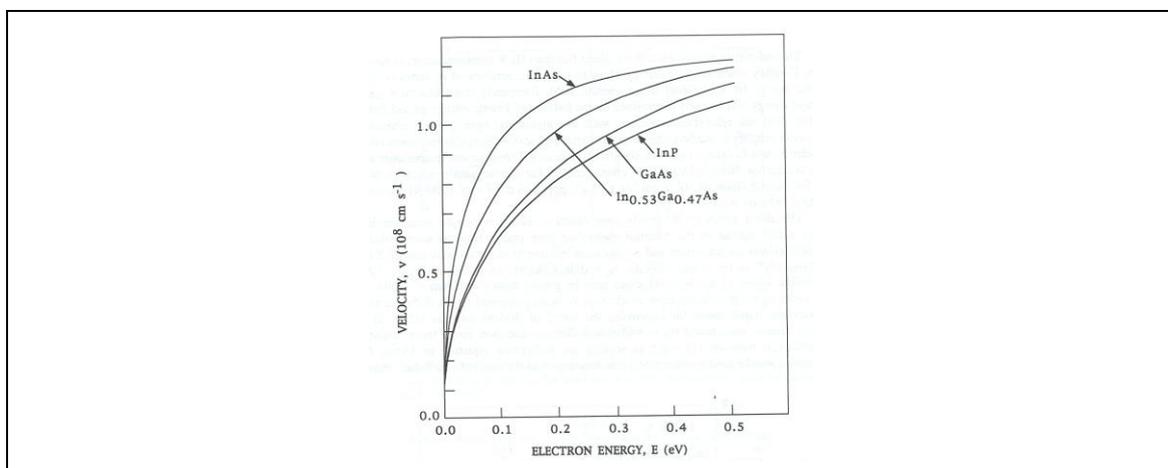


Figura 5.3: Velocidad de conjunto para electrones del valle Γ moviéndose en dirección ΓX como función de la energía para diferentes semiconductores

Las condiciones para que no exista transporte balístico en un dispositivo de longitud L son:

$$L \gg v \times \tau_m \tag{5.13}$$

$$L \gg v_T \times \tau_e \tag{5.14}$$

donde v es la velocidad de arrastre de electrones, τ_m es el tiempo de relajación del momento (habitualmente del orden de 10^{-12} a 10^{-14} s) y v_T es la velocidad térmica de los electrones que se define según la ecuación 5.15:

$$v_T = \frac{A_n^* T_L^2}{q N_c} \tag{5.15}$$

donde:

- A_n^* es el coeficiente de Richardson para electrones definido como [14]:

$$A_n^* = \frac{q m_n^* k_B^2}{2 \pi^2 \hbar^3} \approx 120 \left(\frac{m_e^*}{m_{e0}} \right) \left[\frac{A}{cm^2 K^2} \right] \tag{5.16}$$

- Sabiendo que las masas efectivas son [2]:

$$m_{eT}^* = 0.046 m_{e0} \text{ para InGaAs}$$

$$m_{eT}^* = 0.080 m_{e0} \text{ para InP}$$

- T_L es la temperatura de la red definida a $300K$.
- N_c es la densidad efectiva de estados que toma el valor de [5]:

$$N_c = 2.8 \cdot 10^{17} cm^{-3} \text{ para InGaAs}$$

$$N_c = 5.8 \cdot 10^{17} cm^{-3} \text{ para InP}$$

Finalmente, τ_e es el tiempo de relajación para la energía comentado en el capítulo 4 (habitualmente del orden de 10^{-11} a 10^{-13} s).

La cuestión es ¿existe transporte balístico en el DHBT definido en el capítulo 3? En la Tabla 5.1 se demuestra que sí existe transporte balístico.

Condición	Valores parámetros	¿Existe transporte balístico?
$L \gg v \times \tau_m$	$L = 725nm$	SÍ existe La condición no se cumple en el peor de los casos
	$v \approx 10^7 cm/s$ (ambos materiales)	
	$\tau_m = 10^{-12} \sim 10^{-14} s$	
$L \gg v_T \times \tau_e$	$L = 725nm$	SÍ existe La condición no se cumple en el peor de los casos
	$v_T \approx 10^7 cm/s$ para InGaAs	
	$v_T \approx 9 \cdot 10^6 cm/s$ para InP	
	$\tau_e = 10^{-11} \sim 10^{-13} s$	

Tabla 5.1: Comprobación de la existencia de transporte balístico en el DHBT bajo estudio

El modelo de transporte *Drift-Diffusion* no soporta el transporte balístico, para incluir este fenómeno es necesario trabajar con transporte *Energy Balance* ó *Hydrodynamic*.

5.1.2. Modelos analíticos de movilidad con transporte *Drift-Diffusion*

Una vez visto el concepto de movilidad de portadores, se procede a analizar los modelos analíticos analizados en este estudio si se tiene en cuenta el modelo de transporte *Drift-Diffusion*.

5.1.2.1. Low-field mobility μ_{n0} μ_{p0}

La denotación utilizada para *low field mobility* es μ_{n0} (electrones) y μ_{p0} (huecos). El valor de este parámetro depende principalmente de dos procesos de dispersión ó *scattering*:

- *Lattice scattering*. Los átomos de la red cristalina del material oscilan alrededor de su posición de equilibrio. Esta vibración produce energía térmica (fonones). Este fenómeno produce que el valor de la movilidad dependa de la temperatura de la red en mayor o menor medida en función del material en consideración.
- *Impurity scattering*. En materiales semiconductores, la reducción de la movilidad a causa de *ionized impurity scattering* es un efecto dominante.

Por lo tanto, la influencia de *lattice* y *impurity scattering* se tienen que combinar para la obtención de la movilidad efectiva. Para ello, se estudian diferentes fuentes [2] [7] [8] para μ_{n0} y μ_{p0} , todas ellas basadas en el modelo de movilidad de Caughey & Thomas [10]. Se engloban en las siguientes expresiones:

$$\mu_{n0} = \mu_{n,\min} + \frac{\mu_{n,d}}{1 + \left(\frac{N}{N_{n,0}}\right)^{\alpha_n}} \quad (5.17)$$

$$\mu_{p0} = \mu_{p,\min} + \frac{\mu_{p,d}}{1 + \left(\frac{N}{N_{p,0}}\right)^{\alpha_p}} \quad (5.18)$$

donde N es el nivel de dopado de la región en cuestión. Los valores de los coeficientes dependen del material y la temperatura; en las Tabla 5.2 y Tabla 5.3 se muestran dichos valores para *InP* ó *InGaAs* respectivamente válidos para una temperatura de $300K$. La dependencia con la temperatura está implícita en dichos valores.

Referencia	Coeficientes para μ_{n0}				Coeficientes para μ_{p0}			
	$\mu_{n,\min}$ [$\frac{cm^2}{V \cdot s}$]	$\mu_{n,d}$ [$\frac{cm^2}{V \cdot s}$]	$N_{n,0}$ [cm^{-3}]	α_n [1]	$\mu_{p,\min}$ [$\frac{cm^2}{V \cdot s}$]	$\mu_{p,d}$ [$\frac{cm^2}{V \cdot s}$]	$N_{p,0}$ [cm^{-3}]	α_p [1]
[2]	-266	5.48×10^3	5.0×10^{17}	0.3881	No disponible			
[7]	1120	4.18×10^3	4.0×10^6	0.6	24	176	2.5×10^{17}	1.0
[8]	400	4.80×10^3	3.0×10^{17}	0.47	10	160	4.87×10^{17}	0.62

Tabla 5.2: Valores de los coeficientes de la expresión para *low field mobility* μ_{n0} y μ_{p0} – InP a 300K

Referencia	Coeficientes para μ_{n0}				Coeficientes para μ_{p0}			
	$\mu_{n,\min}$ $\left[\frac{cm^2}{V \cdot s}\right]$	$\mu_{n,d}$ $\left[\frac{cm^2}{V \cdot s}\right]$	$N_{n,0}$ $[cm^{-3}]$	α_n [1]	$\mu_{p,\min}$ $\left[\frac{cm^2}{V \cdot s}\right]$	$\mu_{p,d}$ $\left[\frac{cm^2}{V \cdot s}\right]$	$N_{p,0}$ $[cm^{-3}]$	α_p [1]
[2]	2.94 x 10 ³	8.06 x 10 ³	3.3 x 10 ¹⁷	0.8655	No disponible			
[7]	Ver nota ^(a)							
[8]	300	13.7 x 10 ³	1.3 x 10 ¹⁷	0.48	10	310	4.9 x 10 ¹⁷	0.403

^(a)**NOTA.** Según [7], en el caso de materiales compuestos es necesario analizar los respectivos modelos de los materiales básicos para posteriormente combinarlos en función de la composición de ambos. En el caso del material InGaAs:

Material compuesto	Material A	Material B	$A_{1-x}B_x$
InGaAs	GaAs	InAs	$In_xGa_{1-x}As$

Teniendo en cuenta la distribución anterior, la movilidad del material compuesto se obtiene aplicando la siguiente expresión:

$$\frac{1}{\mu^{AB}} = \frac{1-x}{\mu^A} + \frac{x}{\mu^B} + \frac{(1-x) \cdot x}{C_\mu}$$

donde para este caso C_μ toma el valor de $1 \times 10^6 \left[\frac{cm^2}{V \cdot s}\right]$ y x (composición) toma el valor de 0.53.

Por lo tanto, teniendo en cuenta los valores de los coeficientes de la Tabla 5.5 para los materiales básicos mencionados, se puede calcular la movilidad para el compuesto bajo análisis $In_{0.53}Ga_{0.47}As$.

Coeficiente	Unidad	GaAs	InAs
$\mu_{n,\min}$	$\frac{cm^2}{V \cdot s}$	800	11700
$\mu_{p,\min}$		40	48
$\mu_{n,d}$		7700	20800
$\mu_{p,d}$		430	462
$N_{n,0}$	cm^{-3}	1.0 x 10 ¹⁷	4.4 x 10 ¹⁶
$N_{p,0}$			2.55 x 10 ¹⁷
α_n	1	0.5	0.5
α_p		1.0	1.0

Tabla 5.3: Valores de los coeficientes de la expresión low field mobility μ_{n0} y μ_{p0} para GaAs y InAs

Tabla 5.4: Valores de los coeficientes de la expresión para low field mobility μ_{n0} y μ_{p0} – InGaAs a 300K

Con el objetivo de visualizar las diferencias entre [2][7][8] en el resultado final; se implementan en MATLAB las expresiones y valores anteriores para realizar una comparación del valor de low field mobility μ_{n0} y μ_{p0} para un determinado rango de dopado para InP (figuras 5.4 y 5.5) e InGaAs (figuras 5.6 y 5.7).

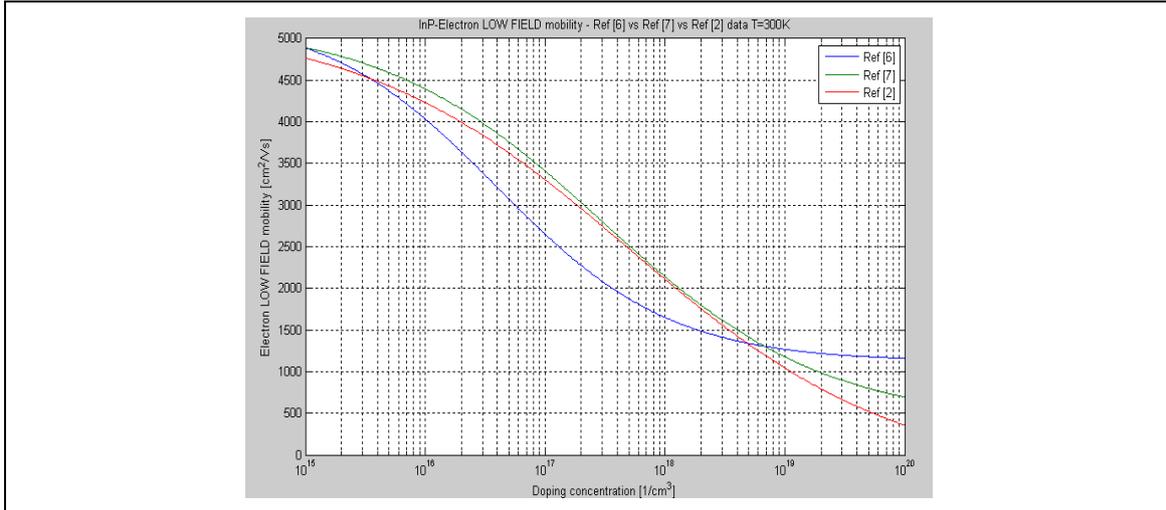


Figura 5.4: Low field mobility μ_{n0} para InP-300K para un rango de dopado $10^{15} \text{ cm}^{-3} \leq N \leq 10^{20} \text{ cm}^{-3}$

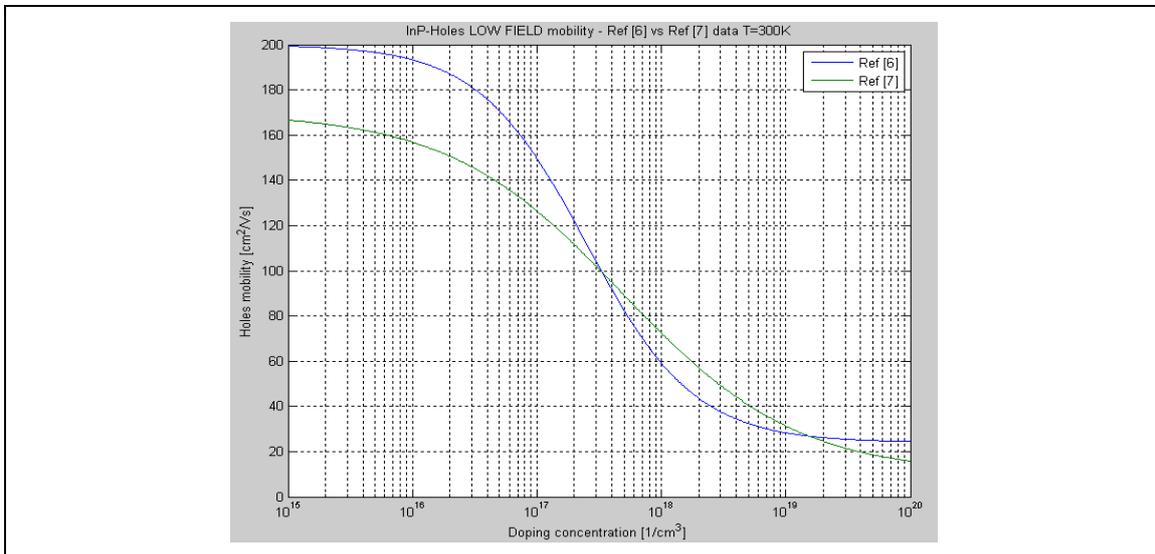


Figura 5.5: Low field mobility μ_{p0} para InP-300K para un rango de dopado $10^{15} \text{ cm}^{-3} \leq N \leq 10^{20} \text{ cm}^{-3}$

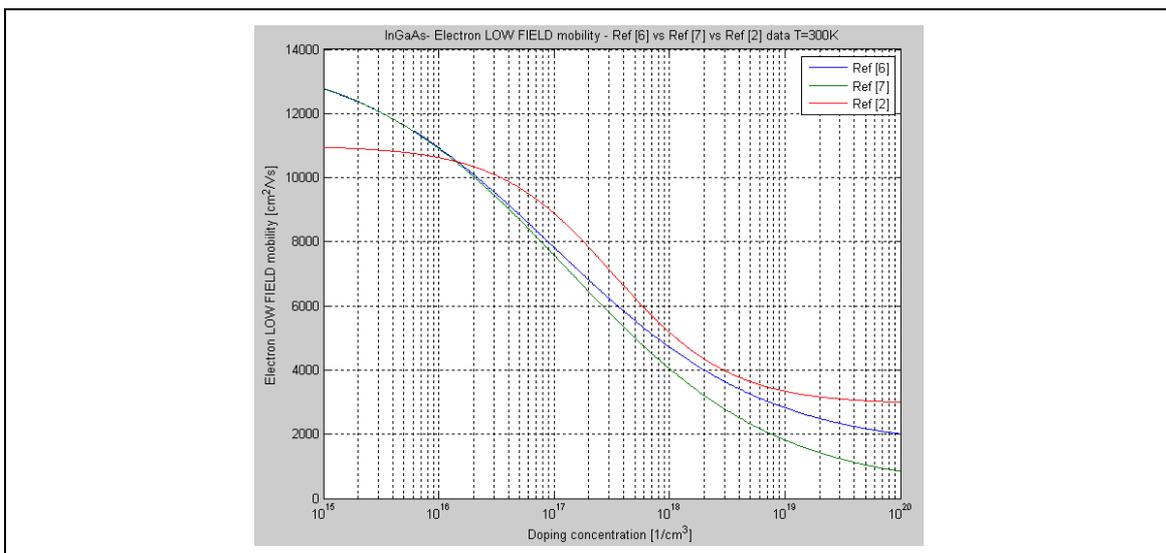


Figura 5.6: Low field mobility μ_{n0} para InGaAs-300K para un rango de dopado $10^{15} \text{ cm}^{-3} \leq N \leq 10^{20} \text{ cm}^{-3}$

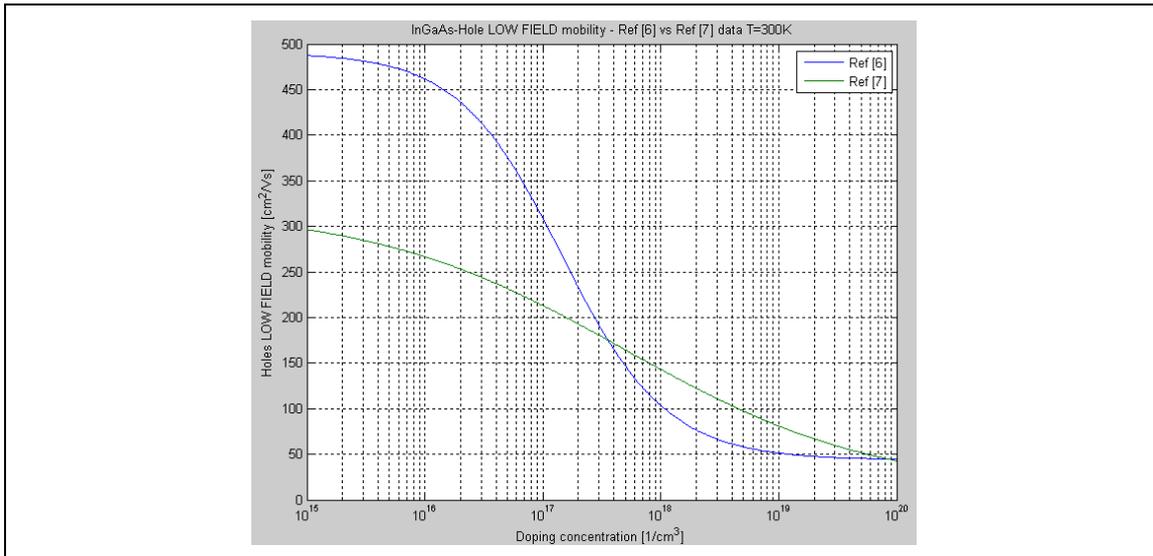


Figura 5.7: Low field mobility μ_{p0} para InGaAs-300K para un rango de dopado $10^{15} \text{ cm}^{-3} \leq N \leq 10^{20} \text{ cm}^{-3}$

En la Tabla 5.4 se resumen los valores de movilidad para los dopados de interés de cada una de las capas del transistor bajo estudio.

Layer	Material	Doping [cm^{-3}]	Low field mobility $\mu_{n0} \left[\frac{\text{cm}^2}{\text{V}\cdot\text{s}} \right]$			Low field mobility $\mu_{p0} \left[\frac{\text{cm}^2}{\text{V}\cdot\text{s}} \right]$		
			Según referencia					
			[7]	[8]	[2]	[7]	[8]	[2]
Emitter-Cap	InP Tipo N	2.5×10^{19}	1206	933	720	26	23	No disponible
Emitter		4×10^{17}	1955	2632	2592	91	95	
Spacer ^(b)	InGaAs Tipo P	2×10^{19}	2494	1425	3165	48 ^(b)	67 ^(b)	
Base ^(b)								
Graded Region	InP Tipo N	1×10^{16}	4029	4391	4229	193	157	
Pulse doping	InP Tipo N	4×10^{17}	1955	2632	2592	91	95	
Collector		1×10^{16}	4029	4391	4229	193	157	
Elevated subcollector		1×10^{19}	1265	1168	1039	28	31	
Subcollector								

^(b)NOTA. Tal como se ha comentado anteriormente, el modelo de transporte utilizado para huecos es Drift-Diffusion por simplificación de las simulaciones. Para la región de base (capas spacer + base) se define un valor de low field mobility μ_{p0} constante de $55 \left[\frac{\text{cm}^2}{\text{V}\cdot\text{s}} \right]$ según [2]. Este es el valor que se aplica en todas las simulaciones que se lleven a cabo.

Tabla 5.5: Valores de μ_{n0} y μ_{p0} , low field mobilities, aplicadas en cada capa del transistor

5.1.2.2. Implementación en ATLAS del Low-field mobility μ_{n0} μ_{p0}

ATLAS ofrece cinco opciones para definir el low field mobility, LFM:

1. Definir valores constantes de LFM para electrones y huecos (MUN y MUP respectivamente). Opcionalmente se puede definir su dependencia con la temperatura.
2. Utilizar una tabla de valores que relacione LFM a 300K con la concentración de impurezas (dopado). Este modelo se denota como CONMOB.
3. Seleccionar uno de los tres modelos analíticos disponibles (ANALYTIC, ARORA ó MASSETTI) que relacionan LFM con la concentración de impurezas y la temperatura.
4. Seleccionar uno de los tres modelos de dispersión de portadores, *carrier scattering*, disponibles (CCSMOB, CONWELL ó BROOKS) que relacionan LFM con las concentraciones de portadores y la temperatura.
5. Seleccionar un modelo unificado (KLAASSEN) que relaciona LFM con diferentes valores tales como: nivel de donadores y aceptores, dispersión de portadores, red e impurezas y finalmente, la temperatura.

Cada una de estas opciones se encuentra definida por un modelo matemático disponible en [6]. Todas ellas se pueden utilizar para materiales compuestos pero los valores de los coeficientes por defecto sólo son aplicables a Silicio. Éste es uno de los grandes inconvenientes que se encuentran al trabajar con ATLAS y materiales semiconductores diferentes de Silicio.

La expresión para LFM presentada en la sección anterior tiene cabida en la tercera opción de modelos analíticos (ANALYTIC, ARORA ó MASSETTI); de hecho es igual el modelo ARORA pero con diferente nomenclatura para cada uno de sus parámetros. Según [6] para poder utilizarlo se tiene que activar simultáneamente el modelo CONMOB (segunda opción) por la dependencia con la concentración de impurezas.

Se opta por definir la LFM siguiendo la primera opción, esto es para electrones y huecos respectivamente:

$$\mu_{n0} = MUN \left(\frac{T_L}{300} \right)^{-TMUN} \quad (5.19)$$

$$\mu_{p0} = MUP \left(\frac{T_L}{300} \right)^{-TMUP} \quad (5.20)$$

donde T_L es la temperatura de red. Los parámetros: MUN , $TMUN$, MUP y $TMUP$ se pueden definir al introducir los parámetros de cada material y/o región. Por lo que:

- Los valores de MUN y MUP se toman de la Tabla 5.4. Es decir, implícitamente se está haciendo uso de un modelo analítico que presenta dependencia con la concentración de impurezas. Para cada región, *layer*, definida para el transistor se implementa el valor correspondiente (ver figura 5.8).
- Se define $TMUN=TMUP=0$ ya que no se pretende hacer uso de su dependencia con la temperatura. Como se trata de un valor genérico, se define al introducir los parámetros de cada material (ver figura 5.8)

La temperatura de red, T_L , se define igual a 300K (valor por defecto) para todas las simulaciones llevadas a cabo en este estudio siguiendo pautas de [2].

```
#MATERIAL MODELS SPECIFICATION_MATERIAL

material material=InP GCB=0 GVB=0 TMUN=0 TMUP=0 NC300=5.8e17 NV300=1e19

#Mobilities definition. Values relative to doping level following JM Ruiz thesis

#EMITTER
material region=3 MUN=2592 MUP=91 EG300=1.33 AFFINITY=4.635 TAUREL_EL=1.4e-12
#BASE
material region=4 MUN=3165 MUP=55 EG300=0.683 AFFINITY=4.635 TAUREL_EL=1.4e-12
```

Definición del LFM para cada región

Figura 5.8: Especificación Material. Primer statement: material. Definición de los valores de low field mobility para las regiones de emisor y base.

5.1.2.3. High field mobility μ_n μ_p

Existen dos opciones para modelar el high field mobility [7]:

1. Un modelo estándar de movilidad que ofrece una transición suave entre el low field y el high field. Está basado en la expresión de Caughey and Thomas [10] que implementa la dependencia de la movilidad con el campo eléctrico. Este modelo describe comportamiento del estilo de los electrones en Silicio (ver figura 5.1). Su expresión analítica es la siguiente:

$$\mu_n(E) = \mu_{n0} \left[\frac{1}{1 + \left(\frac{\mu_{n0} \cdot E}{v_{sat,n}} \right)^{\beta_n}} \right]^{1/\beta_n} \tag{5.21}$$

$$\mu_p(E) = \mu_{p0} \left[\frac{1}{1 + \left(\frac{\mu_{p0} \cdot E}{v_{sat,p}} \right)^{\beta_p}} \right]^{1/\beta_p} \tag{5.22}$$

donde los parámetros μ_{n0} y μ_{p0} toman los valores para low field mobility analizados en el apartado 5.1.2.1, E representa el campo eléctrico. Los parámetros $v_{sat,n}$ y $v_{sat,p}$ corresponden a las velocidades de saturación. Sus valores dependerán del material tal y como se muestra en la Tabla 5.6; en el caso de electrones se toman de [2] y en el caso de huecos se toma de [7]:

Material	$v_{sat,n}$ [cm/s]	$v_{sat,p}$ [cm/s]
InP	$1.3 \cdot 10^7$	$0.7 \cdot 10^7$
InGaAs	$0.8 \cdot 10^7$	$0.6 \cdot 10^7$

Tabla 5.6: Velocidades de saturación para electrones y huecos $v_{sat,n}$ y $v_{sat,p}$ para InGaAs y InP

Los parámetros β_n y β_p con valores 1.25 y 1.0 respectivamente. En este caso se toma el mismo valor independientemente del material.

NOTA	La velocidad de saturación también es un parámetro dependiente de la temperatura [17] como se había visto para el caso de la movilidad. La temperatura de la red se define a 300K para todas las simulaciones, es por ello que no se tiene en cuenta esta dependencia.
-------------	------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------

- Un modelo que permite la existencia de un diferencial negativo de la movilidad. Este modelo describe por ejemplo el comportamiento de los electrones para InGaAs e InP (ver figura 5.1) según la ecuación 5.23:

$$\mu_n(E) = \frac{\mu_{n0} + \frac{v_{sat,n}}{E} \left(\frac{E}{E_0}\right)^{\beta_n}}{1 + \left(\frac{E}{E_0}\right)^{\beta_n}} \quad (5.23)$$

donde E_0 representa el campo eléctrico crítico en el que, aproximadamente, aparece la *velocity overshoot* (ver apartado 5.1.1.3). Los valores se encuentran en Tabla 5.7 [2].

Material	E_0 [V / cm]
<i>InP</i>	$1.8 \cdot 10^4$
<i>InGaAs</i>	$4.45 \cdot 10^3$

Tabla 5.7: Campo eléctrico crítico E_0 [V/cm] para InGaAs y InP

El parámetro β_n en este caso toma el valor de 4.0 [7].

5.1.2.4. Implementación en ATLAS del High-field mobility μ_n μ_p

ATLAS permite implementar los dos modelos comentados en el apartado anterior y customizar cada uno de sus parámetros según se muestra a continuación:

- En el caso del modelo de movilidad estándar:

$$\mu_n(E) = \mu_{n0} \left[\frac{1}{1 + \left(\frac{\mu_{n0} \cdot E}{VSATN}\right)^{BETAN}} \right]^{1/BETAN} \quad (5.24)$$

$$\mu_p(E) = \mu_{p0} \left[\frac{1}{1 + \left(\frac{\mu_{p0} \cdot E}{VSATP}\right)^{BETAP}} \right]^{1/BETAP} \quad (5.25)$$

donde:

- la implementación de μ_{n0} y μ_{p0} (*low field mobility*) sigue las pautas comentadas en el apartado 5.1.2.2.
- los valores de $VSATN$ y $VSATP$ (velocidades de saturación) se toman de la Tabla 5.6.

- los valores de BETAN y BETAP se toman del apartado anterior (1.25 y 1.0 respectivamente para ambos materiales).

Para activar este modelo es necesario activar FLDMOB e igualar EVSATMOD a 0 en la zona del código reservada para la activación de modelos específicos según se muestra en la figura 5.9. Debido a que en la zona de la unión base-colector es donde, considerablemente, el campo eléctrico es más elevado; sólo se activa este modelo para aquellas regiones.

```
#MATERIAL MODELS SPECIFICATION MODELS
#Field mobility model is activated for considering mobility at high field

#Base
MODELS REGION=4 FLDMOB EVSATMOD=0
#Grading
MODELS REGION=5 FLDMOB EVSATMOD=0
MODELS REGION=6 FLDMOB EVSATMOD=0
MODELS REGION=7 FLDMOB EVSATMOD=0
#Pulse doping
MODELS REGION=8 FLDMOB EVSATMOD=0
#Collector
MODELS REGION=9 FLDMOB EVSATMOD=0
```

Activación del *high field mobility* en las regiones de la unión base-colector

Figura 5.9: Especificación Material. Segundo statement: models. Activación del modelo de high field mobility para las regiones unión base-colector.

2. En el caso del modelo de movilidad con diferencial negativo:

$$\mu_n(E) = \frac{\mu_{n0} + \frac{VSATN}{E} \left(\frac{E}{ECRITN} \right)^{GAMMAN}}{1 + \left(\frac{E}{ECRITN} \right)^{GAMMAN}} \tag{5.26}$$

donde además de los parámetros ya conocidos, se tiene que:

- los valores de ECRITN se toman de Tabla 5.7.
- el valor de GAMMAN se toma del apartado anterior y es 4.0.

Para activar este modelo es necesario activar FLDMOB e igualar EVSATMOD a 1 de la misma manera que se muestra en la figura 5.9 para el caso anterior.

5.1.3. Modelos analíticos de movilidad con transporte *Hydrodynamic*

Actualmente, hay poca información disponible sobre este punto para los materiales de interés (InP, InGaAs). Por esta razón sólo se analizan los modelos existentes en [2] y los disponibles por ATLAS.

Se recuerda que el transporte *Hydrodynamic* sólo se activa para electrones y no para huecos (estos utilizan *Drift-Diffusion*). La razón se encuentra en una reducción en la complejidad de las simulaciones llevadas a cabo. Es por ello que este apartado se centra en este tipo de portadores.

5.1.3.1. Modelos implementados por J.M.Ruiz [2]

Se estudian dos modelos diferentes para la movilidad con transporte *energy balance /hydrodynamic*, ambos definidos a partir de los resultados de simulaciones Monte Carlo: *indirectly energy dependent mobility* y *directly energy dependent mobility*.

El modelo para la movilidad *Indirectly energy dependent mobility* μ_n se define en función del campo eléctrico existente en el dispositivo ó *driving force*. Además, el tiempo de relajación depende de la energía. El modelo viene dado por la ecuación 5.27:

$$\mu_n^* = \frac{\mu_{n0}^* \left(1 + C_1 \cdot F + C_2 \cdot F^2\right) + \frac{v_{sat}}{F} \cdot \left(\frac{F}{E_0}\right)^4}{1 + \left(\frac{F}{E_0}\right)^4} \quad (5.27)$$

teniendo en cuenta que,

$$\frac{1}{\mu_n} = \frac{1}{\mu_n^*} + \frac{1}{\mu_{n0}} - \frac{1}{\mu_{n0}^*} \quad (5.28)$$

donde:

- F es el *driving force*. Se trata del campo eléctrico existente en el dispositivo. De las ecuaciones de modelo de transporte *hydrodynamic* se obtiene su relación con *flux energy* \vec{S}_n , *mobility* μ_n y *electron energy* ω_n :

$$F = \sqrt{\frac{\nabla \vec{S}_n + \frac{\partial(n\omega_n)}{\partial t}}{qn\mu_n} + \frac{\omega_n - \omega_{n0}}{q\mu_n\tau_e}} \quad (5.29)$$

En condiciones de estado estacionario y para muy pequeñas variaciones de $\nabla \vec{S}_n$ la relación anterior se puede aproximar a una más sencilla. El término $\frac{\partial(n\omega_n)}{\partial t}$ se puede despreciar (incluso para estados transitorios) ya que es al menos un orden de magnitud menos que el resto de términos de la expresión. Por lo tanto la expresión, ya reducida, a tener en cuenta es la siguiente:

$$F = \sqrt{\frac{\omega_n - \omega_{n0}}{q\mu_n\tau_e}} \quad (5.30)$$

donde se tiene que:

- ω_n es la energía de electrón definida como $\omega_n = \frac{3}{2} k_B T_n$.
- ω_{n0} es la energía de electrón en equilibrio por lo que $\omega_{n0} = 0.039 eV$ teniendo en cuenta una $T_0 = 300K$.
- τ_e es el tiempo de relajación y toma los siguientes valores dependiendo de la región:

Region / Layer	τ_e [ps]
Emitter	0.2
Base	1.4
Grading	0.3
Collector	1.0

Tabla 5.8: Valores del tiempo relajación τ_e para las diferentes regiones del DHBT

NOTA	El término $\nabla \bar{S}_n$ no se puede despreciar en la graded region debido a que el flujo de energía en esta región incrementa fuertemente debido a la aceleración que sufren los electrones en esta región tan corta. Con el fin de no introducir errores considerables en el cálculo de la movilidad, en esta región se define un valor constante igual a $840 \left[\frac{cm^2}{Vs} \right]$.
-------------	---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------

- μ_{n0}^* es el *low field mobility* para dopados bajos entorno a $\sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$.
- μ_{n0} es el *low field mobility*. Los valores se toman de Tabla 5.4 considerando [2].
- μ_n^* es el *field-dependent mobility* para dopados bajos entorno a $\sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$.
- E_0 es el campo eléctrico crítico en el que, aproximadamente, aparece la *velocity overshoot* (igual que en Tabla 5.7).

En la Tabla 5.9 se muestra el valor de todos aquellos coeficientes que se pueden definir como constantes:

Material	$\mu_{n0}^* \left[\frac{cm^2}{Vs} \right]$	$C_1 \left[\frac{cm}{V} \right]$	$C_2 \left[\frac{cm}{V} \right]$	$v_{sat} \left[\frac{cm}{s} \right]$	$E_0 \left[\frac{V}{cm} \right]$
InP	4157	-5.77×10^{-5}	1.54×10^{-9}	7.71×10^6	1.80×10^4
InGaAs	14000	-1.93×10^{-4}	2.16×10^{-8}	4.88×10^6	4.45×10^3

Tabla 5.9: Valores de los coeficientes del modelo de movilidad μ_n indirectly energy dependent

El modelo para la movilidad *Directly energy dependent mobility* μ_n depende directamente de la energía por lo que la movilidad es independiente del tiempo de relajación. Esto hace que este modelo sea más preciso que el primero. El modelo viene dado por la ecuación 5.31:

$$\mu_n(\omega_n) = \frac{\mu_{n,I} \left(1 + f_1 \cdot \omega_n + f_2 \cdot \omega_n^2 \right) + \frac{f_3}{\omega_n} \cdot \left(\frac{\omega_n}{f_0} \right)^4}{1 + \left(\frac{\omega_n}{f_0} \right)^4} + \frac{\mu_{n,II}}{1 + f_4 \cdot \omega_n} \quad (5.31)$$

donde los valores de los coeficientes para InP a $T_L=300K$ se encuentran en la Tabla 5.10.

Los datos para InGaAs no están disponibles en [2] ya que a priori este modelo fue definido para utilizarlo en otro tipo de DHBT.

Doping $\left[cm^{-3} \right]$	$\mu_{n,I} \left[\frac{cm^2}{Vs} \right]$	$\mu_{n,II} \left[\frac{cm^2}{Vs} \right]$	$f_0 \left[eV \right]$	$f_1 \left[eV^{-1} \right]$	$f_2 \left[eV^{-2} \right]$	$f_3 \left[\frac{eVcm^2}{Vs} \right]$	$f_4 \left[eV^{-1} \right]$
2×10^{16}	1580	6780	0.493	1.53	-5.93	363	76.59
3×10^{17}	2240	6060	0.612	-0.0877	-3.48	962	286.6

Tabla 5.10: Valores de los coeficientes del modelo de movilidad μ_n directly energy dependent para InP a $T_L=300K$

5.1.3.2. Aplicación de los modelos implementados por J.M.Ruiz [2]

En [2] se lleva a cabo una comparación entre ambos modelos implementándolos sobre el DHBT con estructura definida en capítulo 3. La conclusión de dicha comparación es que las diferencias encontradas en las simulaciones son despreciables.

Como se puede apreciar, es imprescindible conocer la temperatura de los electrones en cada región del transistor para poder evaluar la movilidad de los mismos. Es por ello que se pretende conocer el valor de la temperatura para las regiones de emisor, base y colector (*pulse doping* + colector) para diferentes tensiones de polarización: $V_{be}=0.5V$ (figura 5.10), $0.75V$ (figura 5.11) y $1.0V$ (figura 5.12). Se recuerda que para la zona de *grading* el valor de movilidad permanece fijado sin aplicar estos modelos.

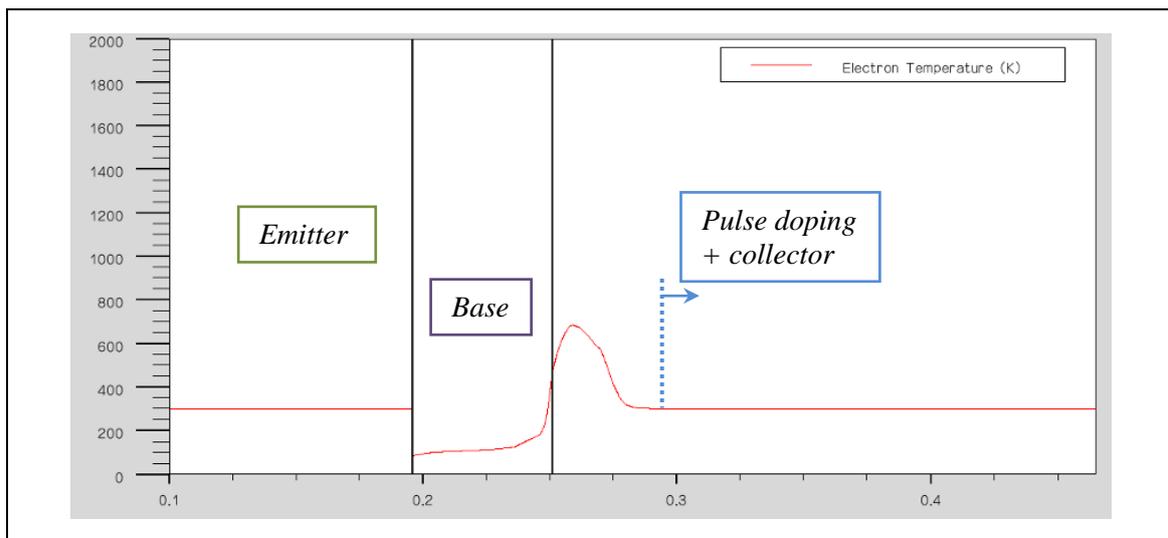


Figura 5.10: Evolución de la temperatura de los electrones a lo largo del dispositivo para una tensión de polarización $V_{be}=0.5V$ ($V_{bc}=0.0V$)

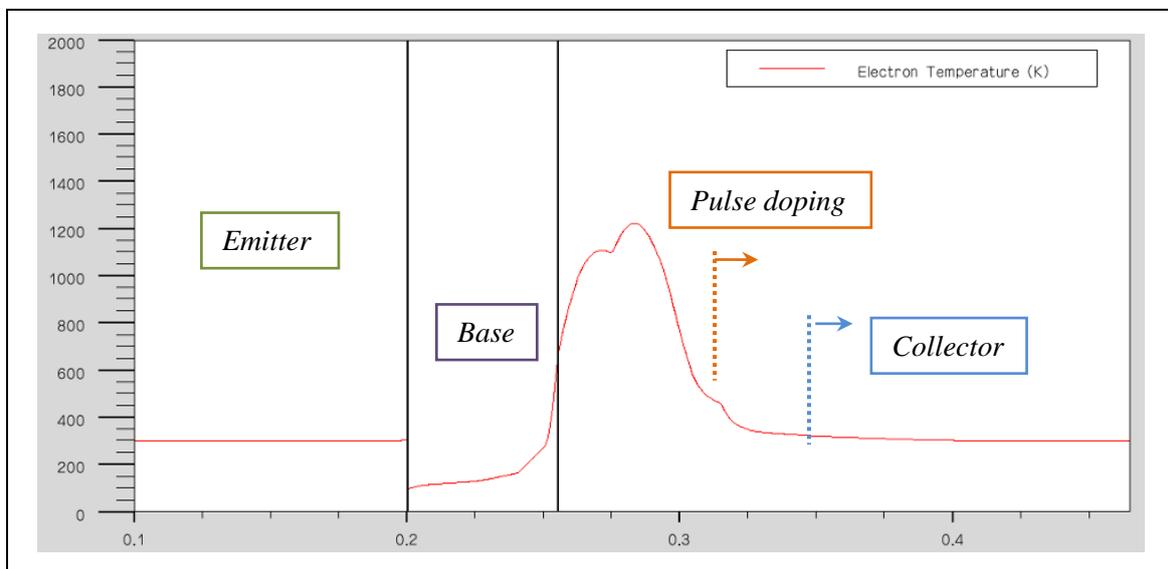


Figura 5.11: Evolución de la temperatura de los electrones a lo largo del dispositivo para una tensión de polarización $V_{be}=0.75V$ ($V_{bc}=0.0V$)

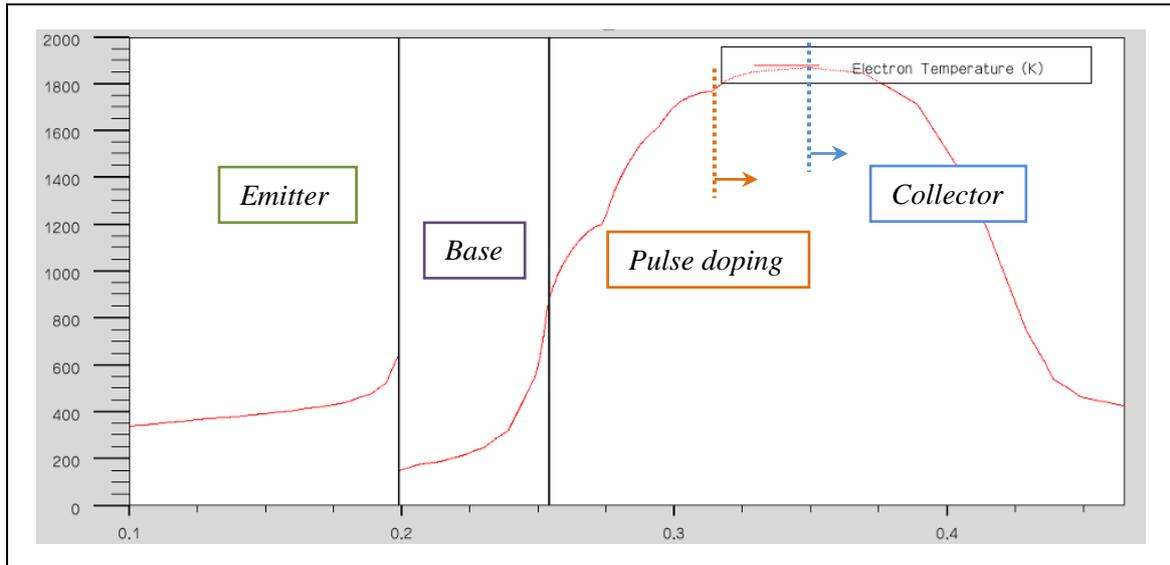


Figura 5.12: Evolución de la temperatura de los electrones a lo largo del dispositivo para una tensión de polarización $V_{be}=1.0V$ ($V_{bc}=0.0V$)

Las conclusiones que se pueden extraer de las gráficas anteriores acerca de la temperatura de los electrones son las siguientes:

- en la región de emisor, permanece constante e igual a la T_L (300K) hasta que se aplican tensiones de polarización elevadas (en los ejemplos $V_{be}=1.0V$). El margen aproximado es $300K \leq T_{e,emisor} \leq 650K$ ó expresado en términos de energía del portador: $0.039eV \leq \omega_{e,emisor} \leq 0.084eV$.
- en la región de base, permanece por debajo de T_L (300K), conocido como *cold electrons*. Para tensiones de polarización elevadas, incrementa considerablemente en su unión con la zona de *grading*. El margen aproximado es $100K \leq T_{e,emisor} \leq 850K$ ó expresado en términos de energía del portador: $0.013eV \leq \omega_{e,emisor} \leq 0.11eV$.
- en la región de colector, sin tener en cuenta la zona del *grading*, esta se trata claramente de la zona (*pulse doping* y colector) donde la temperatura llega a su máximo especialmente para tensiones de polarización elevadas. El margen aproximado es $300K \leq T_{e,emisor} \leq 1900K$ ó expresado en términos de energía del portador: $0.039eV \leq \omega_{e,emisor} \leq 0.25eV$.

Una vez conocida la temperatura de los electrones en cada región, se procede a analizar cómo evoluciona la movilidad si se aplican los modelos presentados en el apartado 5.1.3.1:

- **CASO A: Modelo Indirectly Energy dependent.** Se estudia el caso de aplicarlo en la región de base de InGaAs. En la figura 5.13 se muestra la evolución de la movilidad para la base (InGaAs) teniendo en cuenta el margen de temperaturas de interés. Como se puede apreciar la diferencia entre los valores máximo y mínimo es despreciable

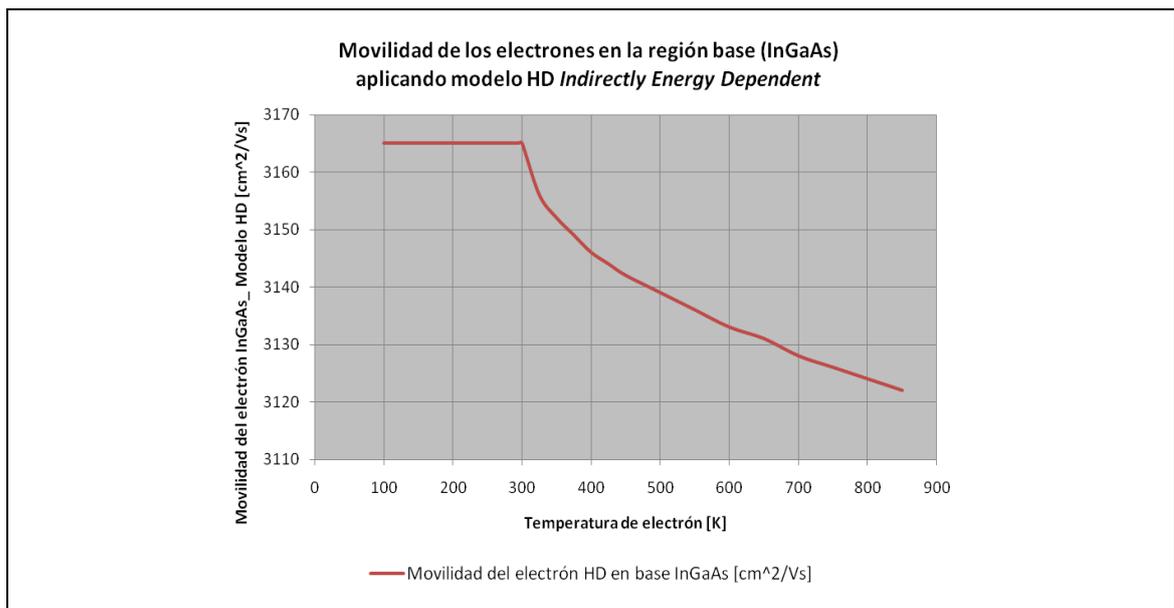


Figura 5.13: Evolución de la movilidad de los electrones μ_n en la base de InGaAs al aplicar modelo específico HD *Indirectly Energy Dependent*

- **CASO B:** Modelo *Directly Energy dependent*. Se estudia el caso de aplicarlo en las regiones de emisor y colector (incluyendo *pulse doping*) de material InP. El resultado del análisis se muestra en la figura 5.14.

El gran inconveniente de este modelo es la falta de información de los dopados reales de la estructura bajo estudio. En la figura 5.14 se muestra la evolución de la movilidad para dos niveles de dopado de InP diferentes: $2 \times 10^{16} [cm^{-3}]$ y $3 \times 10^{17} [cm^{-3}]$ tomando los valores mostrados en la Tabla 5.10. Pero, el dispositivo presentado en el capítulo 3 se define con dopados diferentes: $4 \times 10^{17} [cm^{-3}]$ para el caso del emisor y región *pulse doping* y $1 \times 10^{16} [cm^{-3}]$ para el caso del colector.

Esta diferencia en los niveles de dopado hace que se esté introduciendo un error para el cálculo de movilidad especialmente en la región de colector. Sin embargo, para temperaturas a partir de $1000K$, se puede ver en la figura 5.14 que para dopados con un orden de magnitud de diferencia, la movilidad entre ellos sólo difiere en $100 [cm^2/Vs]$, lo cual representa un $\sim 5\%$ en ese rango. Teniendo en cuenta que el típico funcionamiento del dispositivo es para las tensiones de polarización $V_{be} > 0.75V$, el error podría tener un impacto mínimo en los resultados en DC que se buscan. Resulta interesante ver cómo, a una temperatura de $1000K$ para las tensiones de interés, la movilidad de los electrones en la región de colector se ve reducida en un $\sim 45\%$.

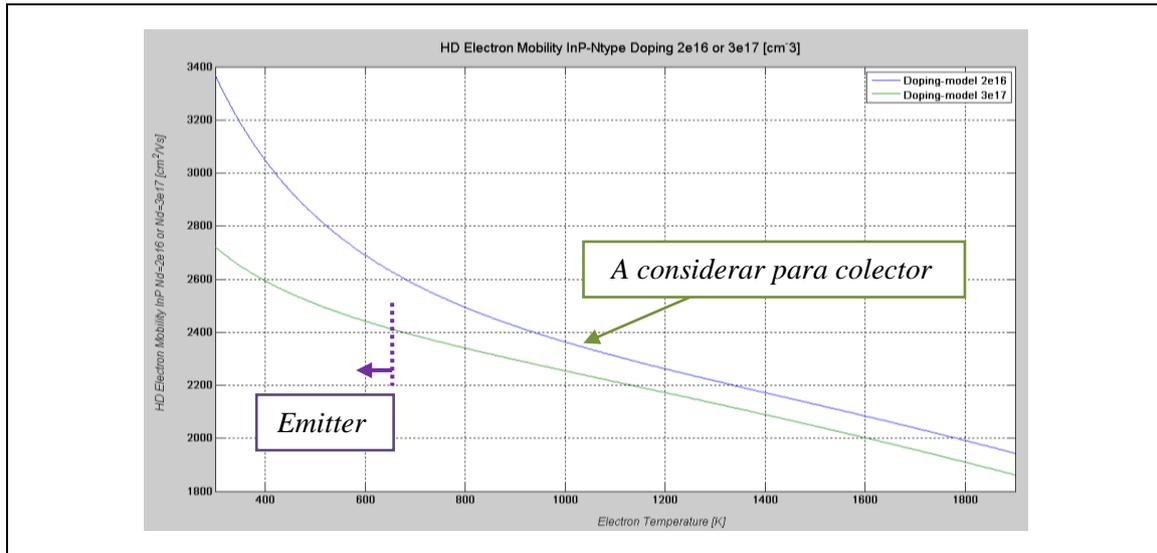


Figura 5.14: Evolución de la movilidad de los electrones μ_n considerando modelo HD *Directly Energy Dependent* en función de la temperatura del electrón para InP

5.1.3.3. Modelos implementados por ATLAS

El hecho de utilizar el modelo de transporte *Energy Balance*, *EB*, ó *Hydrodynamic*, *HD*, requiere relacionar la movilidad de los portadores con su energía, por lo tanto, con su temperatura. ATLAS consigue modelar este hecho mediante el estado estacionario del modelo de transporte *EB* ó *HD* (en el límite de la velocidad de saturación). Esto permite calcular un campo eléctrico efectivo, E_{eff} resolviendo la ecuación 5.32 (se muestra sólo para electrones):

$$E_{eff,n}^2 = \frac{3}{2} \frac{k_B(T_n - T_L)}{q\mu_n TAUMOB.EL} \tag{5.32}$$

Una vez se obtiene el campo eléctrico, éste es introducido en el modelo de movilidad dependiente del campo que se haya seleccionado.

Según [6], la ecuación 5.32 se extrae de las ecuaciones que definen *EB* eliminando todos aquellos términos que sean espacialmente dependientes. El resultado es el mismo que el mostrado a través de J.M. Ruiz [2] tal y como se puede comprobar en la ecuación 5.30. La única diferencia es que ATLAS no utiliza directamente el valor del tiempo de relajación τ_e (TAUREL.EL) sino que permite al usuario customizar un valor distinto mediante TAUMOB.EL. En este estudio, se igualan ambos parámetros.

A partir de aquí, hay cuatro modelos disponibles que pueden ser seleccionados mediante el parámetro *EVSATMOD* en la zona de *MODELS* (el mismo que se utiliza para *high field mobility*, ver figura 5.9):

1. Con *EVSATMOD*=0, este es el modelo por defecto para Silicio basado en el modelo de movilidad ya presentado en la ecuación 5.24 pero considerando ciertas modificaciones que incluyen a la temperatura del portador.

Existe un modelo simplificado del mismo (añadiendo *MOBTEM.SIMPL* en la sentencia) que se implementa de la siguiente manera:

$$\mu_n = \frac{\mu_{n0}}{\sqrt{1 + \alpha^2(T_n - T_L)^2}} \tag{5.33}$$

$$\text{con } \alpha = \frac{3}{2} \frac{k_B \mu_{n0}}{q V S A T N^2 (T A U R E L . E L)} \quad (5.34)$$

2. Con EVSATMOD=1, se utiliza un modelo igual al mostrado en ecuación 5.26 (pero teniendo en cuenta el campo eléctrico efectivo tal y como se muestra en ecuación 5.32).
3. Con EVSATMOD=2, se utiliza un modelo igual al mostrado en ecuación 5.24. La diferencia con el primer caso es que no se incluye la dependencia con la temperatura del portador, por lo tanto, el modelo utilizado es el mismo que para *Drift-Diffusion*.
4. Finalmente se puede activar FLDMOB en MODELS y añadiendo la sentencia N.MEINR a continuación, se utiliza el modelo Meinerzhagen-Engl. Éste define la misma expresión que la ecuación 5.33 pero con la singularidad de poder customizar los exponentes de la expresión relacionándolos con la temperatura del cristal.

5.2. Coeficiente de difusión D_n y D_p

El transporte de portadores por difusión es el efecto dominante sólo en la base. ATLAS utiliza la relación de Einstein tal y como se vio en las ecuaciones 4.20 y 4.21. En [2] se utiliza la misma expresión.

5.3. Coeficiente de difusión térmica D_n^T

La expresión para el coeficiente de difusión térmica, D_n^T , implementada por [2] es la siguiente:

$$D_n^T = \frac{k_B}{q} \mu_n (1 + \xi)^{-1} \quad (5.35)$$

$$\text{con } \xi = -\frac{T_n}{\mu_n} \cdot \frac{\partial \mu_n}{\partial T_n} \quad (5.36)$$

La ecuación 5.35 se presenta como una mejora con respecto la definición original de Stratton [20] mostrada en la ecuación 5.37:

$$D_{n,Stratton}^T = \frac{k_B}{q} \mu_n (1 - \xi) \quad (5.37)$$

La razón de mejora es evitar valores negativos de D_n^T debido a que el parámetro ξ puede ser >1 tal y como se muestra en la Tabla 5.11 [2] para las diferentes regiones del dispositivo:

Region / Layer	$\xi[-]$
Emitter	0.0
Base	0.3
Grading	1.63
Collector	3.0

Tabla 5.11: Valores del parámetro ξ para las diferentes regiones del dispositivo

ATLAS utiliza la definición original de Stratton según las ecuaciones presentadas anteriormente 4.29 y 4.31.

5.4. Tiempo de relajación τ_e

En el apartado 5.1.1.2 se introdujo el parámetro de transporte conocido como tiempo de relajación al hacer una breve explicación teórica de las movi­lidades de electrones y huecos.

Éste parámetro sólo se utiliza para los modelos de transporte *energy balance* y *hydrodynamic*. Los valores disponibles definidos se encuentran en la Tabla 5.8.



6. Propiedades físicas del modelo

Para una simulación precisa es necesario introducir las características propias del dispositivo como son:

- Diagrama de bandas:
 - Modelización de las heterouniones especialmente emisor-base.
 - *Band gap narrowing*.
- *Surface traps*.
- Generación y recombinación de portadores.
- Resistencias de contacto en terminales.

Durante este capítulo se muestra cada uno de estos puntos dando inicio con una breve explicación de la construcción del diagrama de bandas.

6.1. Diagrama de bandas

El diagrama de bandas es una representación imprescindible para determinar el comportamiento del dispositivo. Para entender la forma de las bandas de energía de un dispositivo y cómo afectan a su funcionamiento es interesante conocerlas cuando el dispositivo se encuentra en equilibrio (no se aplica tensión en sus terminales y la temperatura es constante). A posteriori se introducen los efectos de una polarización externa.

6.1.1. Diagrama de bandas en equilibrio

Supónganse dos materiales semiconductores diferentes que formarán parte de un HBT. Para cada uno de estos materiales aislados se tiene que:

$$E_c^0 = E_0^0 - \chi \tag{6.1}$$

$$E_v^0 = E_0^0 - \chi - E_g \tag{6.2}$$

Teniendo en cuenta que las concentraciones de electrones y huecos siguen una distribución de Fermi (o Boltzmann si se introduce esta simplificación) es posible calcular la posición del nivel de Fermi. En la figura 6.1 se muestra el diagrama de bandas de estos materiales aislados.

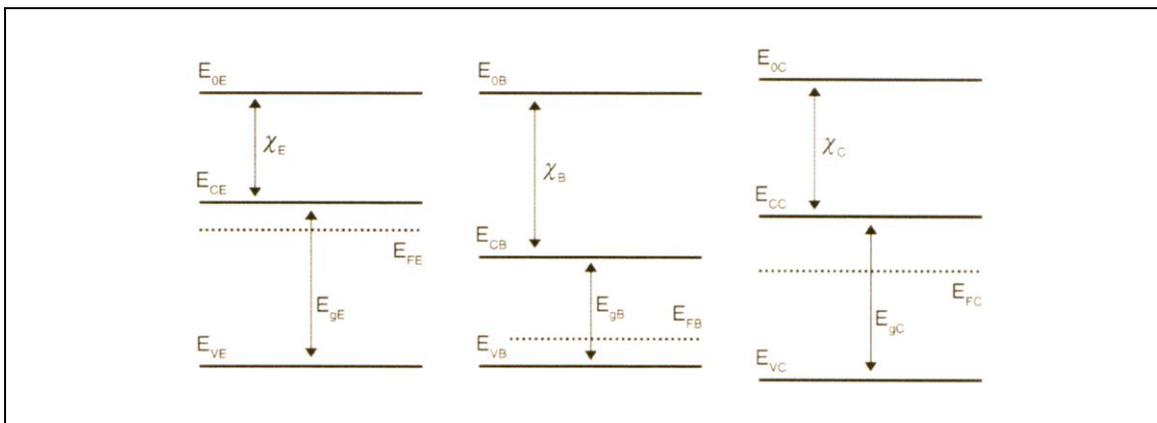


Figura 6.1: Esquema del diagrama de bandas de los semiconductores aislados

Teniendo en cuenta que el nivel de Fermi debe ser constante en todo el dispositivo cuando éste se encuentra en equilibrio termodinámico, es posible calcular las bandas energéticas del dispositivo según figura 6.2:

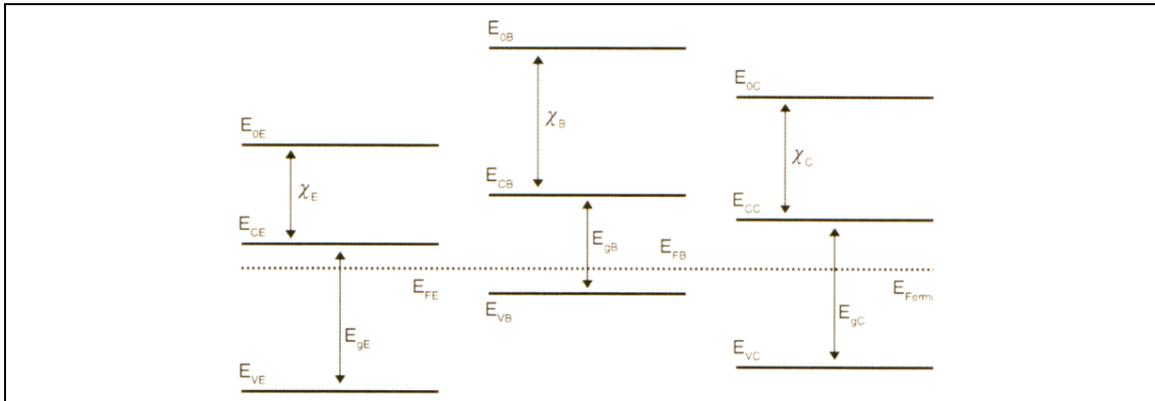


Figura 6.2: Esquema del diagrama de bandas de los semiconductores aislados – Nivel de Fermi constante en todo el dispositivo

Al unir dos materiales de dopados diferentes se genera una zona intermedia, denominada zona de carga espacial (ZCE), en la que se produce transporte de portadores por difusión debido a la diferencia de concentraciones. Las zonas no próximas a la interfaz de la unión no notan el cambio en la concentración de portadores y por lo tanto su diagrama de bandas es el del material aislado.

En la zona de carga espacial, y como consecuencia de la difusión de portadores, aparece un campo eléctrico que se opone a esa difusión y, por lo tanto una diferencia de potencial entre las regiones del dispositivo que tienen diferente dopado. Son los llamados potenciales de formación de la unión.

Suponiendo los siguientes puntos es posible conocer el potencial y el campo eléctrico mediante la Ley de Poisson:

- ✓ Aproximación abrupta, esto es, existe una carga neta uniforme en cada uno de los lados de cada zona de carga espacial.
- ✓ Aproximación de vaciamiento, esto es, en el semiconductor tipo N se cumple que $|p - n| \ll N_D^+$ y en el semiconductor tipo P se cumple que $|p - n| \ll N_A^-$.

Por lo tanto la densidad de carga en la ZCE es (figura 6.3):

- en el semiconductor tipo N: $\rho = q[p - n + N_D^+] \cong qN_D^+$
- en el semiconductor tipo P: $\rho = q[p - n + N_A^-] \cong qN_A^-$

- ✓ Inexistencia de carga en la superficie de la interfaz entre regiones ni lámina de dipolos.

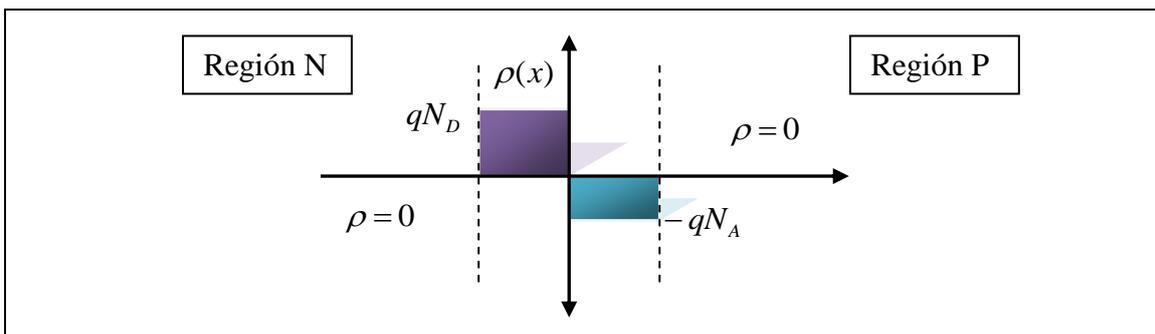


Figura 6.3: Densidad de carga en la zona de carga espacial ZCE

Teniendo en cuenta los comentarios anteriores, se observa que el potencial (y en consecuencia las bandas de energía) tiene forma parabólica en la ZCE como se muestra en la figura 6.4.

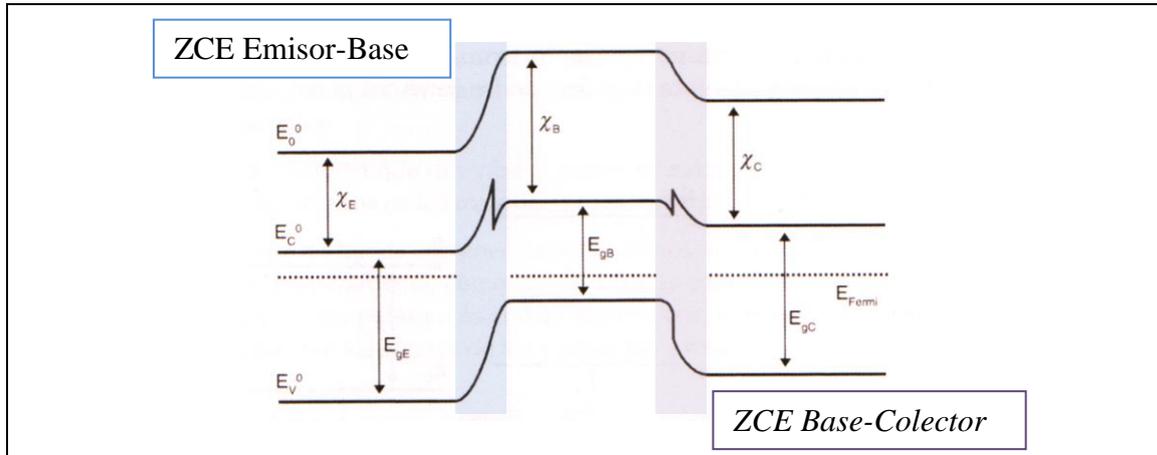


Figura 6.4: Esquema del diagrama de bandas del dispositivo teniendo en cuenta las ZCE

Normalmente aparecen discontinuidades en las bandas de conducción y valencia en las uniones. La magnitud de estas discontinuidades depende de los parámetros de los materiales. En el caso de la heterounión emisor-base se tiene que:

$$\Delta E_C = \chi_B - \chi_E \tag{6.3}$$

$$\Delta E_V = \chi_E + E_{gE} - \chi_B - E_{gB} = \Delta E_g - \Delta E_C \tag{6.4}$$

A partir de los niveles energéticos en cada punto del dispositivo se puede obtener la concentración de electrones y huecos teniendo en cuenta el tipo de distribución utilizado (Fermi ó Boltzmann).

6.1.2. Diagrama de bandas en polarización

Al aplicar unas tensiones a los terminales (emisor, base y colector) de un HBT se modifican las condiciones en su interior. En la figura 6.5 se muestra una comparación del diagrama de bandas del DHBT de interés en equilibrio y polarizado con una tensión $V_{be}=0.85V$ ($V_{bc}=0V$).

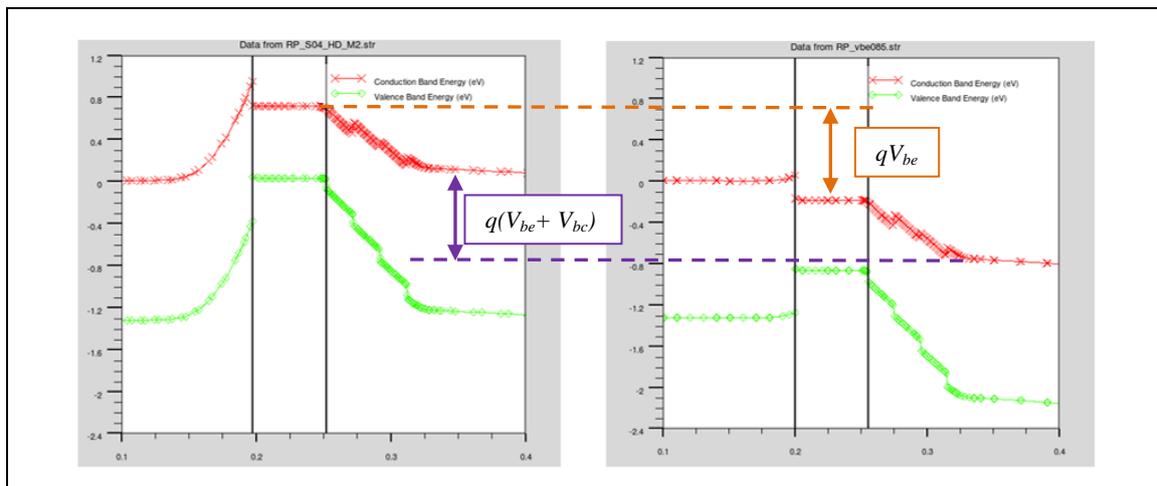


Figura 6.5: Diagrama de bandas del DHBT bajo estudio en equilibrio y aplicando una tensión de polarización de $V_{BE}=0.85V$

Las bandas de energía en la región de base y colector son las mismas ya que $V_{bc}=0V$.

6.1.3. Heterouniones. Corriente de portadores.

La modelización de la heterounión emisor-base tiene un impacto directo sobre la ganancia de corriente. Como se ha visto anteriormente, existen variaciones abruptas en las bandas de potencial haciendo aparición barreras de energía entre ambas regiones. El transporte de electrones del emisor hacia la base se debe principalmente a:

- emisión termoiónica que supone superar la barrera de energía por encima.
- efecto túnel que supone superar la barrera de energía a través de ella.

En la figura 6.6 se muestra esquemáticamente la banda de conducción para una heterounión abrupta [25]:

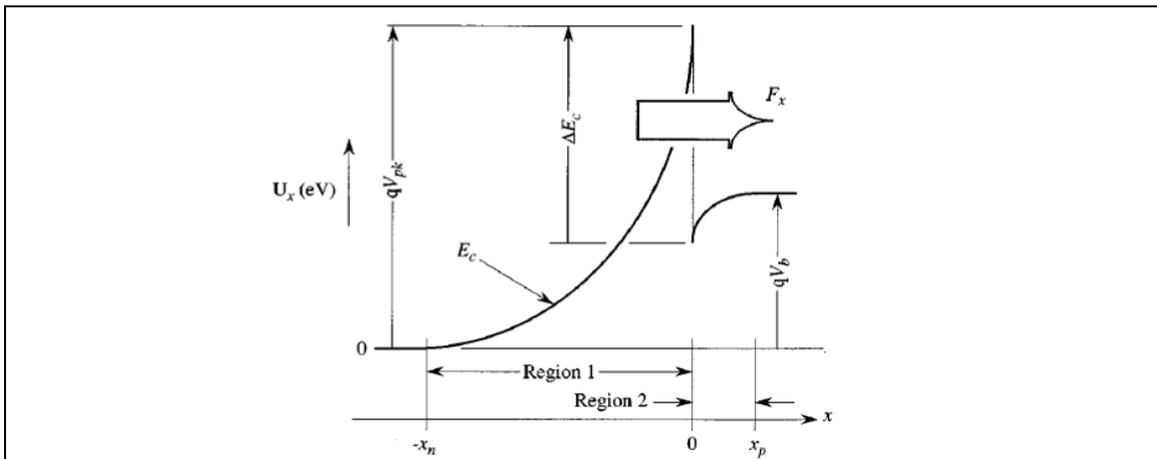


Figura 6.6: Esquema de la banda de conducción para una heterounión abrupta. El flujo de electrones F_x abarca el transporte por emisión termoiónica y efecto túnel

En el caso del transistor que se estudia y para tensiones de polarización mayores que $0.75V$ (típicas para el funcionamiento del dispositivo); la emisión termoiónica es el efecto dominante sobre el efecto túnel en la heterounión emisor-base.

En la figura 6.7 se muestra la banda de conducción para la heterounión emisor-base para una polarización de $V_{BE}=0.85V$ simulado en ATLAS.

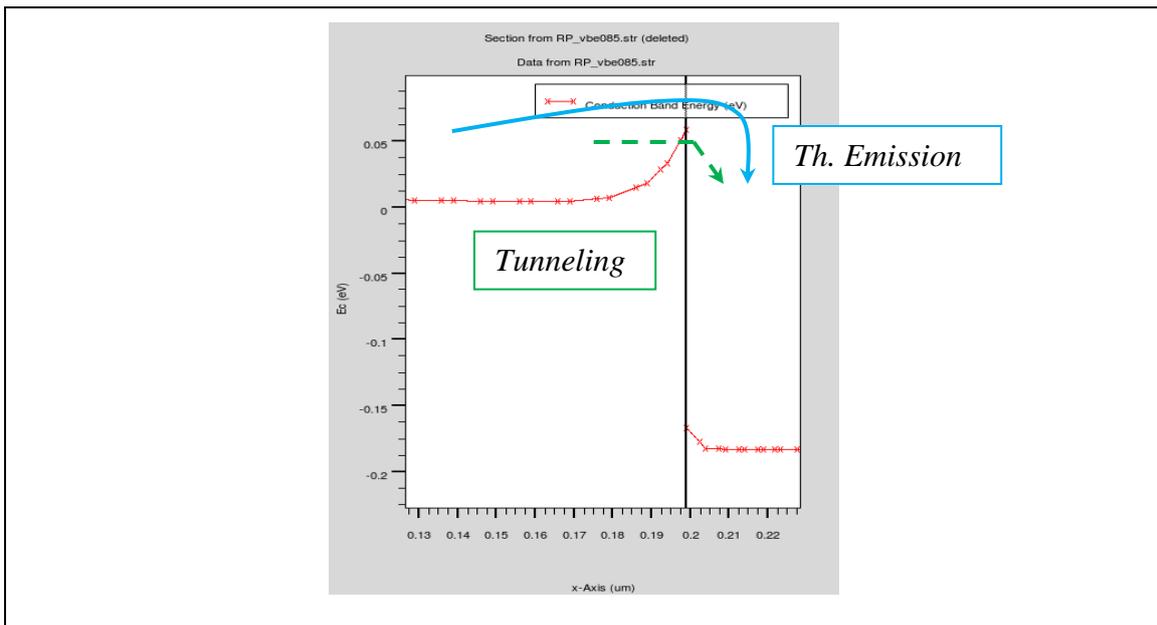


Figura 6.7: Simulación de la banda de conducción en la heterounión emisor-base para una tensión de polarización de $V_{BE}=0.85V$

El sistema de ecuaciones utilizado por [2] en dicha interfaz es el siguiente (teniendo en cuenta transporte hidrodinámico):

$$J_{n,E} = J_{n,B} \quad (6.5)$$

$$J_{n,E} = a \cdot q \left[v_{n,E} \cdot n_E - \frac{m_{e,E}}{m_{e,B}} \cdot v_{n,B} \cdot n_B \cdot f_e \right] \quad (6.6)$$

$$S_{n,E} = S_{n,B} + \frac{c}{q} \cdot J_{n,E} \cdot \Delta E_c \quad (6.7)$$

$$S_{n,E} = -b \cdot k_B \cdot \left[v_{n,E} \cdot n_E \cdot T_{n,E} - \frac{m_{e,E}}{m_{e,B}} \cdot v_{n,B} \cdot n_B \cdot T_{n,B} \cdot f_e \right] \quad (6.8)$$

$$f_e = \exp\left(-\frac{\Delta E_c}{k_B \cdot T_{n,B}}\right) \quad (6.9)$$

donde los subíndices E y B indican las regiones de emisor y base respectivamente. Las velocidades de emisión se definen como:

$$v_{n,i} = \sqrt{\frac{k_B \cdot T_{n,i}}{2 \cdot \pi \cdot m_{e,i}}} \quad (6.10)$$

donde el subíndice i puede ser E ó B . $J_{n,E}$ y $S_{n,E}$ indican densidades que entran en el emisor, mientras que $J_{n,B}$ y $S_{n,B}$ son densidades que salen de la base.

El valor de las velocidades de emisión varía en función de la temperatura de los portadores en cada región, además la temperatura varía en función de la tensión de polarización aplicada. En la figura 6.8 se muestra el perfil de la temperatura del electrón en las regiones emisor y base para tres tensiones de polarización diferentes $V_{BE}=0.75V$, $0.85V$ ó $1V$ obtenido mediante ATLAS (representación en TONYPLOT).

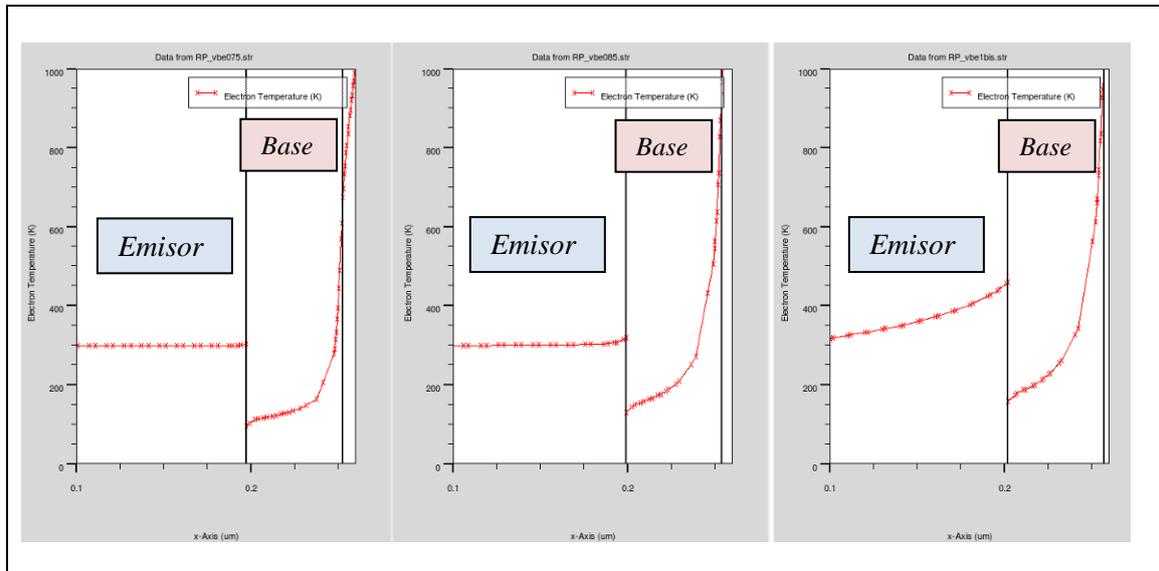


Figura 6.8: Perfil de temperatura del electrón en las regiones emisor y base para tres tensiones de polarización diferentes $V_{BE}=0.75V$, $V_{BE}=0.85V$ y $V_{BE}=1.0V$ respectivamente

En la región de emisor, la temperatura de los electrones se mantiene aproximadamente a $300K (=T_L)$ excepto para la tensión de polarización $V_{BE}=1.0V$, dónde se aprecia un claro

incremento alcanzando un máximo de $\approx 450K$ en el límite con la base. Por lo tanto, se concluye que $300K \leq T_{n,E} \leq 450K$.

En la región de base los valores difieren considerablemente dentro de la misma región. El margen de temperaturas obtenido es $95K \leq T_{n,B} \leq 950K$.

Teniendo en cuenta los valores de temperatura anteriores, en la figura 6.9 se muestra la evolución de la velocidad de emisión de los electrones, en las regiones de emisor y base.

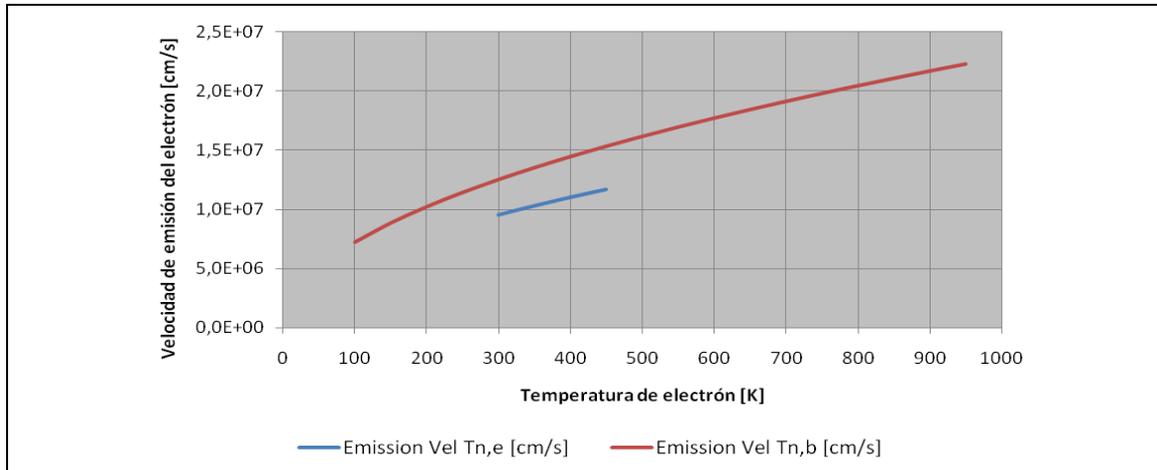


Figura 6.9: Velocidad de emisión de los electrones en las regiones de emisor y base teniendo en cuenta los rangos de temperatura de los mismos

Las diferencias entre la velocidad de emisión en emisor y en base se debe a la diferencia de masa efectiva de los electrones en cada una de estas regiones ($m_{e,InP} \approx 2m_{e,InGaAs}$). Esta diferencia no sólo afecta a este parámetro sino que también es significativo en el transporte de portadores a través de una barrera de energía mediante efecto túnel [25]. En el DHBT bajo estudio se tiene que $m_{e,E} > m_{e,B}$ y, según se refleja en la figura 6.10 hace que inhiba, en cierta proporción, el efecto túnel. El caso opuesto potencia dicho efecto.

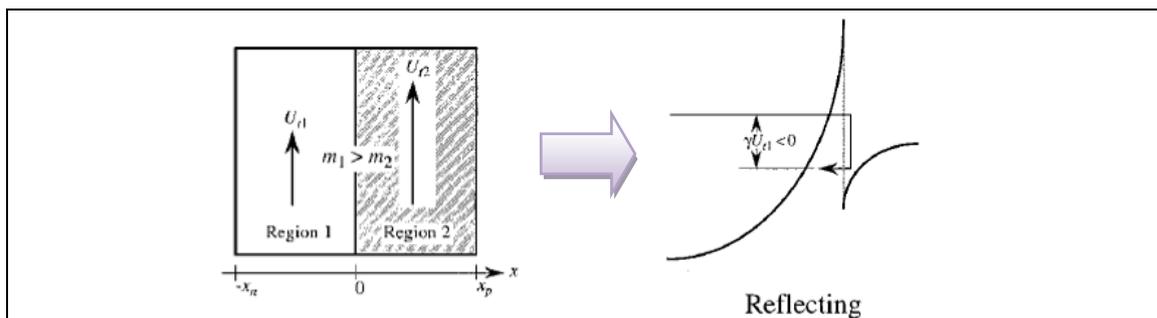


Figura 6.10: Esquema de una unión reflectora, inhibiendo el efecto túnel, debido a la diferencia de masas efectivas $m_{e,E} > m_{e,B}$ en las regiones

Las expresiones mostradas en el sistema de ecuaciones de 6.5 a 6.9 aparecen unos coeficientes a , b y c que toman los siguientes valores $a=1.4$, $b=3.06$ y $c=0.744$ extraídos de simulaciones Monte Carlo [2] y optimizados para el margen de tensiones de polarización de interés ($V_{BE} > 0.75V$). Para tensiones de polarización menores, el valor de estos parámetros se tendría que redefinir y el transporte de portadores por efecto túnel tomaría mayor protagonismo.

6.1.3.1. Heterouniones. Corriente de portadores implementada en ATLAS

ATLAS permite activar aquellas expresiones de densidad de corriente que tienen en cuenta los efectos de emisión termoiónica y túnel que predominan en una heterounión abrupta. La activación se realiza mediante la sentencia que se muestra en la figura 6.11 introducida inmediatamente después de las definiciones de dopado de la estructura.

```
INTERFACE THERMIONIC TUNNEL x.min=-0.6 x.max=0.6 y.min=0.17 y.max=0.25
```

Activación de transporte por emisión termoiónica y efecto túnel en el interfaz entre emisor y base (delimitado por los valores mostrados en la sentencia)

Figura 6.11: Activación de transporte por emisión termoiónica y efecto túnel en el interfaz emisor-base.

Este transporte sólo se aplica a aquellos *nodos virtuales* que se han añadido en el mallado inicial de la estructura en el interfaz tal y como se muestra en la figura 6.12 perteneciente al archivo de salida *runout*.

```
ATLAS> INTERFACE THERMIONIC x.min=-0.6 x.max=0.6 y.min=0.17 y.max=0.25
Added 105 virtual hetero-interface nodes.
New total number of grid points = 18829.
```

Figura 6.12: Nodos añadidos al mallado inicial para analizar el interfaz de la heterounión emisor-base

ATLAS implementa la emisión termoiónica y el efecto túnel según la ecuación 6.11:

$$J_n = q \cdot v_n (1 + \delta) \cdot \left(n^+ - n^- \cdot \exp\left(\frac{-\Delta E_c}{k \cdot T_L}\right) \right) \quad (6.11)$$

donde J_n es la densidad de corriente de los electrones de la región ‘-’ a la región ‘+’, δ es el parámetro que representa la contribución debida al efecto túnel y v_n es la velocidad térmica que se define según ecuación 5.15 (diferente de la velocidad de emisión ecuación 6.10).

ATLAS permite definir la velocidad térmica mediante el coeficiente de Richardson (ARICHN y ARICHP para electrones y huecos respectivamente) ó mediante la masa efectiva de electrón (M.VTHN y M.VTHP para electrones y huecos respectivamente). Su definición se introduce junto con el resto de características del material según muestra la figura 6.13.

```
#MATERIAL MODELS SPECIFICATION_MATERIAL
material material=oxide PERMITTIVITY=3.4
material material=InP GCB=0 GVB=0 TMUN=0 TMUP=0 NC300=5.8e17 NV300=1e19 TAUN0=1.7e-9
TAUP0=1.7e-9 \
AUGN=9e-31 AUGP=9e-31 COPT=1.4e-10 M.VTHN=0.08 M.VTHP=0.5 VSATN=1.3e7 VSATP=1.3e7
```

Definición de las masas efectivas para el cálculo de las velocidades térmicas

Figura 6.13: Especificación de los materiales. Primer *statement*: material. Definición de las masas efectivas para el cálculo de la velocidad térmica.

Como se puede apreciar en la ecuación 6.11, la expresión para la densidad de corriente utilizada en ATLAS es ligeramente diferente a la implementada por [2]; en ésta no se encuentra ni el coeficiente a ni el término $\frac{m_{e,E}}{m_{e,B}}$.

ATLAS no aporta información acerca de la densidad de corriente en las heterouniones en el caso de activar el modelo de transporte *energy balance* ó *hydrodynamic*.

6.1.4. Band Gap Narrowing (BGN)

Los dopados muy elevados provocan un estrechamiento de la banda prohibida, *band gap narrowing (BGN)* como se muestra en la figura 6.14.

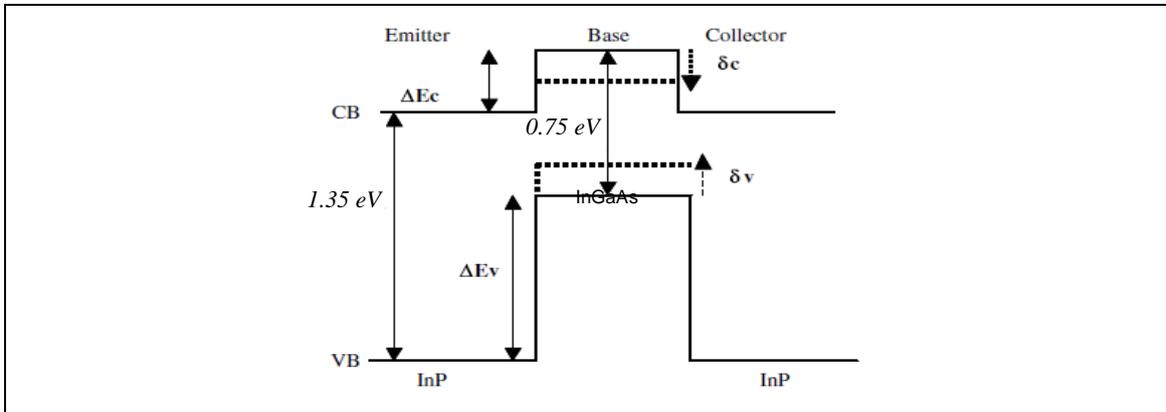


Figura 6.14: Esquema del BGN en la base y su efecto en las bandas de conducción y valencia

La región de base es una de las regiones más afectadas por el BGN debido a su alto dopaje. Además de conocer el valor de dicho estrechamiento, es necesario saber cómo se distribuye entre las bandas de conducción y de valencia. Las aproximaciones más sencillas para definir estas distribuciones se muestran en la figura 5.15 [23]:

- Sólo desplazando la banda de conducción, esto es $\delta_c = \Delta E_g$ y $\delta_v = 0$.
- Sólo desplazando la banda de valencia, esto es $\delta_c = 0$ y $\delta_v = \Delta E_g$.
- 50% de desplazamiento sobre ambas bandas, esto es $\delta_c = \delta_v = \frac{\Delta E_g}{2}$.

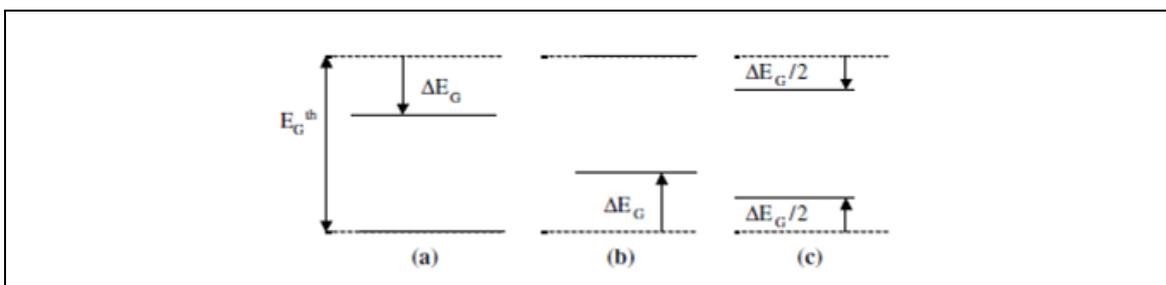


Figura 6.15: Diferentes distribuciones del BGN entre las bandas de conducción y valencia

En [1] se presenta un modelo numérico de BGN, basado en el modelo de Jain-Roulston [26], en el que se analiza su distribución en las bandas con otra perspectiva a la presentada en la figura 6.15. En [1] se analiza el impacto de utilizar una distribución u otra sobre el *Gummel plot* de un SHBT InP/InGaAs comparando los resultados con datos experimentales. El mejor resultado se obtiene con el modelo numérico mostrado en [1]. Por esta razón y teniendo en cuenta que en [2] también se utiliza, es el modelo a implementar en ATLAS para el DHBT bajo estudio.

El modelo de *Band Gap narrowing (BGN)* implementado en la estructura se define según las ecuaciones 6.12 y 6.13 ([1], [2]):

$$\Delta E_c^{bgn} = C_1 \left(\frac{N}{10^{18}} \right)^{1/\alpha} + C_2 \left(\frac{N}{10^{18}} \right)^{1/2} \quad (6.12)$$

$$\Delta E_v^{bgn} = C_3 \left(\frac{N}{10^{18}} \right)^{1/\beta} + C_4 \left(\frac{N}{10^{18}} \right)^{1/2} \quad (6.13)$$

Los parámetros C_1 , C_2 , C_3 , C_4 , α y β se calculan utilizando las expresiones mostradas en la Tabla 6.1 considerando los valores de la Tabla 6.2. Como se puede apreciar, el BGN depende del tipo de dopado (N ó P).

	Material Tipo N	Material Tipo P	Parámetros utilizados
α	3	4	<ul style="list-style-type: none"> ▪ ⁽¹⁾ m_{dev} es la masa efectiva de electrones para la densidad de estados. ▪ m_{dh} es la masa efectiva de huecos para la densidad de estados. ▪ m_{hh} es la masa efectiva de huecos ‘pesados’ (<i>heavy holes</i>). ▪ m_{hl} es la masa efectiva de huecos ‘ligeros’ (<i>light holes</i>). ▪ ϵ es la constante dieléctrica relativa. ▪ N_{bp} y N_{bn} son los factores de degeneración para huecos y electrones. ▪ Λ es el factor de corrección debido a los efectos anisotrópicos de las bandas. <p>⁽¹⁾En la referencia [2] se define la $m_{e,\Gamma}$ (en valle Γ)</p>
β	4	3	
C_1	$\frac{0.2126 \cdot \Lambda_n}{\epsilon \cdot N_{bn}^{1/3}}$	$\frac{0.36307 \cdot m_{dh}^{0.25}}{\epsilon^{1.25}}$	
C_2	$\frac{0.0186}{N_{bn} \cdot (\epsilon \cdot m_{dev})^{0.5}}$	$\frac{0.0186 \cdot m_{dev}}{N_{bp} \cdot \epsilon^{0.5} \cdot m_{dh}^{1.5}}$	
C_3	$\frac{0.36307 \cdot m_{dev}^{0.25}}{\epsilon^{1.25}}$	$\frac{0.2126 \cdot \Lambda_p}{\epsilon \cdot N_{bp}^{1/3}}$	
C_4	$\frac{0.00843 \cdot (m_{hh} + m_{hl})}{N_{bn} \cdot \epsilon^{0.5} \cdot m_{dev}^{1.5}}$	$\frac{0.0186}{N_{bp} \cdot (\epsilon \cdot m_{dh})^{0.5}}$	

Tabla 6.1: Ecuaciones y definición de los parámetros del material necesarios para el cálculo de coeficientes del BGN

Los valores de los parámetros de la Tabla 6.2 difieren dependiendo de la fuente de información. Por este motivo, se ha calculado el BGN y sus correspondientes distribuciones en las bandas de energía para dos casos: [1] y [5] frente [2].

Las figuras 6.16 y 6.17 representan el estrechamiento de $band\ gap$ total, ΔE_g , y sus correspondientes distribuciones en las bandas de conducción y valencia para los materiales InP -Tipo N e $InGaAs$ -Tipo P. Como se puede apreciar en las gráficas, ΔE_v resulta más pronunciado que ΔE_c para ambos materiales. Es por ello que no sólo es necesario implementar el ΔE_g correcto sino que también la precisa distribución.

El efecto de BGN se manifiesta de mayor manera en la base altamente dopada donde el $band\ gap$ se reduce en $\approx 67\text{meV}$, de los cuales un $\approx 37\%$ (teniendo en cuenta [2], si [1] resulta en un $\approx 40\%$) de variación corresponde a la banda de conducción.

Finalmente, con respecto las diferencias entre ambas referencias, se puede concluir que:

- Con respecto a material InP , éstas son considerables teniendo mayores valores con [1]. Por ejemplo, para un dopado de emisor de $4 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$, la diferencia en ΔE_g es de 25meV que representa un incremento del 37% con respecto el resultado de [2]. Esta diferencia es debida a los valores de las masas efectivas para huecos (tres parámetros relacionados: densidad de estados, “pesados” y “ligeros”; ver Tabla 6.2). Esto explica por qué ΔE_c es prácticamente igual para ambas referencias y la fuente de discordancia recae en ΔE_v .
- Con respecto a material $InGaAs$, éstas son despreciables. Al dopado de interés, $2 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$, la diferencia en ΔE_g es de 0.2meV que representa un 0.3% sobre el total ($\approx 67\text{meV}$)

	Referencia	Tipo P In _{0.53} Ga _{0.47} As	Tipo N InP
m_{dev}	Refs [1] [5]	0.041	0.08
	Ref [2]	0.0463	
m_{dh}	Ref [1] [5]	0.61	0.869
	Ref [2]	0.432	0.5
m_{hh}	Ref [1] [5]	0.6	0.85
	Ref [2]	0.42	0.460
m_{hl}	Ref [1] [5]	0.05	0.089
	Ref [2]	0.0510	0.120
ϵ	Ref [1] [5]	13.5	12.4
	Ref [2]	13.85	12.5
N_{bn}	Ref [1] [5]	No aplicable	No disponible ⁽²⁾
	Ref [2]		1
N_{bp}	Ref [1] [5]	2	NA
	Ref [2]		NA
Λ_n	Ref [1] [5]	No aplicable	No disponible ⁽²⁾
	Ref [2]		1
Λ_p	Ref [1] [5]	0.75	NA
	Ref [2]		NA

⁽²⁾Al no estar disponibles estos datos en las citadas referencias, se toma el mismo valor que en [2]

Tabla 6.2: Valores de los parámetros necesarios para el cálculo de coeficientes del BGN

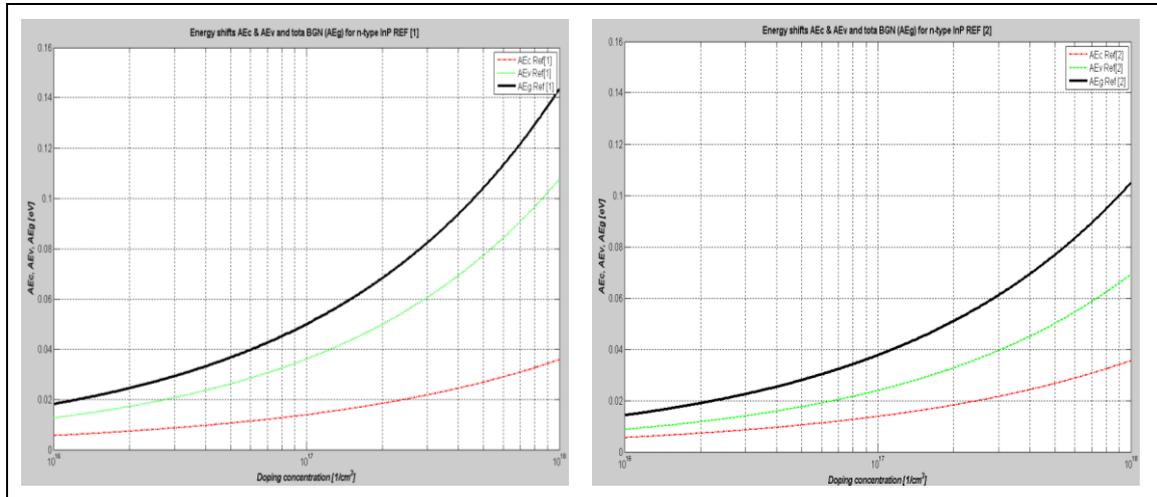


Figura 6.16: BGN (ΔE_g) en negro y sus distribuciones en las bandas de conducción y valencia (ΔE_c , en rojo, y ΔE_v , en verde) para material InP tipo N en función del dopado ($N_D < 10^{18} \text{ cm}^{-3}$). Gráficas basadas en [1] ó [2] respectivamente

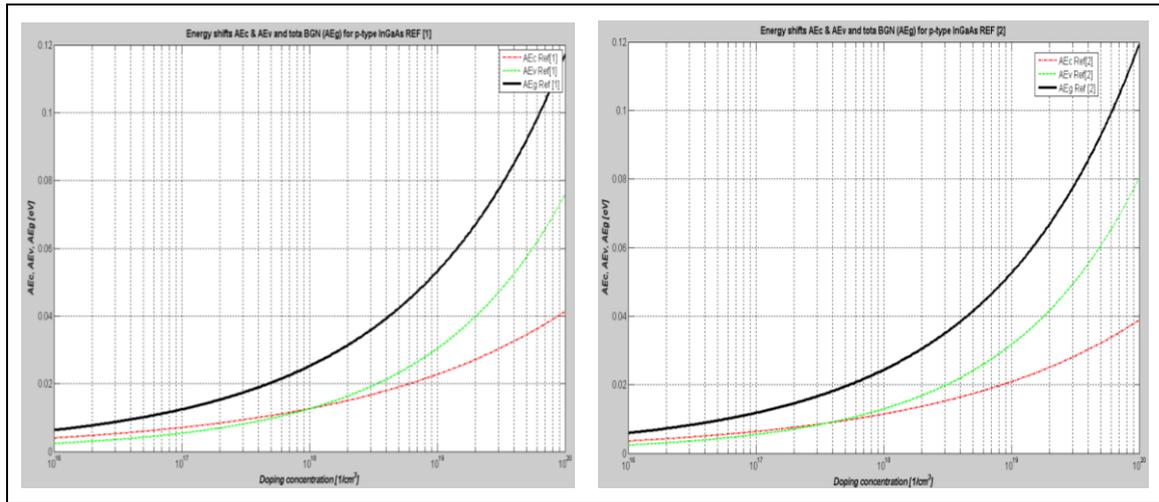


Figura 6.17: BGN (ΔE_g) en negro y sus distribuciones en las bandas de conducción y valencia (ΔE_c , en rojo, y ΔE_v , en verde) para material InGaAs tipo P en función del dopado ($N_A < 10^{20} \text{ cm}^{-3}$). Gráficas basadas en [1] ó [2] respectivamente

Teniendo en cuenta las gráficas anteriores y con el fin de implementar dicho efecto en el modelo del DHBT, en la Tabla 6.3 se resumen los valores de ΔE_g , ΔE_c , ΔE_v y χ^{bgn} para los dopados correspondientes a cada capa. Cabe decir que el efecto de *band gap narrowing* se aplica para todas aquellas capas comprendidas entre el emisor y el colector (ambas incluidas) con la excepción de la *graded region*. En ésta se implementa un perfil de *band gap* gradual entre la base y el colector dividiendo la zona en tres capas.

Layer	Material	Doping [cm^{-3}]	Ref	ΔE_c^{bgn}	ΔE_v^{bgn}	E_{g0}	E_g^{bgn}	χ	χ^{bgn}
				[eV]					
Emitter	InP Tipo N	4×10^{17}	[1][5]	0.0243	0.0696	1.35	1.2561	4.38	4.4043
			[2]		0.0453		1.2804		
Spacer	$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ Tipo P	2×10^{19}	[1][5]	0.0272	0.0398	0.75	0.6830	4.61	4.6372
Base			[2]	0.0251	0.0417		0.6832		
Pulse doping	InP Tipo N	4×10^{17}	[1][5]	0.0243	0.0696	1.35	1.2561	4.38	4.4043
Collector			1×10^{16}		[2]		0.0453		
	[1][5]	0.00552		0.0126	1.3322	4.3855			
[2]	0.00871		1.3361						

Tabla 6.3: Valores de BGN (ΔE_g , ΔE_c , ΔE_v y χ^{bgn}) para cada una de las capas del DHBT con su dopado correspondiente.

6.1.4.1. Implementación del Band Gap Narrowing (BGN) en ATLAS

ATLAS permite habilitar el efecto de *Band Gap Narrowing* en el modelo de simulación. La expresión que implementa ATLAS sobre este efecto está basada en el estudio realizado por Slotboom y De Graf [27] en el año 1976 sobre transistores de silicio:

$$\Delta E_g = BGN.E \left\{ \ln \frac{N}{BGN.N} + \left[\left(\ln \frac{N}{BGN.N} \right)^2 + BGN.C \right]^{1/2} \right\} \quad (6.14)$$

donde N es el dopado existente en cada región (previamente definido) y los parámetros $BGN.E$, $BGN.N$ y $BGN.C$ se pueden definir ó tomar valores por defecto teniendo como fuente [27] o un estudio de Klaasen [28] también basado en silicio. En la práctica, debido a que esta expresión fue definida en base a valores empíricos de transistores de silicio, no resulta válida para los materiales del DHBT en cuestión, InP e InGaAs. Por lo tanto, resulta necesario trabajar con el modelo presentado en el apartado anterior e introducirlo en la definición del DHBT. A continuación se explica cómo.

NOTA	<p>En el caso de utilizar el modelo para BGN implementado por ATLAS; éste por defecto distribuye el estrechamiento de band gap a partes iguales entre la banda de conducción y de valencia. Es posible cambiar esta distribución mediante el parámetro <i>ASYMMETRY</i> especificándolo junto con el resto de características del material. Éste especifica el grado relativo de BGN que se aplica a la banda de conducción respecto la de valencia; por ejemplo si toma el valor 1.0, todo el BGN se aplica a la banda de conducción. Por defecto toma el valor 0.5. Este parámetro cambia automáticamente la afinidad electrónica del material siguiendo la expresión:</p> $\chi_{\text{eff}} = \chi + \Delta E_g \times \text{ASYMMETRY}$
-------------	----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------

El procedimiento implementado para considerar el fenómeno de BGN en el modelo de simulación se muestra en la figura 6.18.

<pre>#MATERIAL MODELS SPECIFICATION_MATERIAL material material=InP GCB= TAUP0=1.7e-9 \ AUGN=9e-31 AUGP=9e-31 COP #Band Gap Narrowing due to doping levels is already considered #CAP EMITTER material region=2 MUN=720 MUP=26 EG300=1.35 AFFINITY=4.38 #BASE material region=4 MUN=3165 MUP=55 EG300=0.683 AFFINITY=4.635 TAUREL.EL=1.4e-12</pre>	<p>Definición del valor de <i>Band Gap</i> y <i>Afinidad electrónica</i> para cada región (ejemplo mostrado: cap emitter y base)</p>
-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------	---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------

Figura 6.18: Especificación de los materiales. Primer *statement*: material. Definición de los valores de *band gap* y *afinidad electrónica* en cada región teniendo en cuenta el efecto BGN.

Partiendo de los valores de la Tabla 6.3 se especifica para cada región del DHBT los valores que se quieran implementar de *band gap* y *afinidad electrónica*; tanto si se aplica el efecto BGN (como por ejemplo en la base) como si no se aplica para una región determinada (por ejemplo en el *cap emitter*). En [2] también se utiliza esta opción de implementación directa.

ATLAS ofrece otras dos opciones para implementar el efecto del BGN:

- ✓ *Opción A.* Activar el modelo de BGN de ATLAS y definir los valores de los parámetros $BGN.E$, $BGN.N$ y $BGN.C$ de tal manera que se obtenga el valor de ΔE_g que se quiera. Además es necesario definir también la variable *ASYMMETRY* para una correcta distribución en las bandas. Una posible definición se muestra en la figura 6.19.

```
#MATERIAL MODELS SPECIFICATION_MATERIAL

material material=InGaAs GCB=0 GVB=
TAUP0=1.7e-9 \
AUGN=9e-31 AUGP=9e-31 COPT=1.4e-10
EG300=0.75 AFFINITY=4.61

#BASE
material region=4 MUN=3165 MUP=55 BGN.E=0.067 BGN.N=2e19 BGN.C=1
ASYMMETRY=0.37 TAUREL.EL=1.4e-12
...
...
#MATERIAL MODELS SPECIFICATION_MODELS

#Band Gap Narrowing
MODELS BGN
```

Definición de E_g y χ intrínseco del material + definición de parámetros expresión Slotboom (ejemplo base) + activación de modelo BGN

Figura 6.19: Especificación de los materiales. Primer *statement*: material. Definición de los valores de *band gap* y *afinidad electrónica* en cada región teniendo en cuenta el efecto BGN.

- ✓ *Opción B*. Utilizar un modelo propio (de usuario) utilizando un programa en C siguiendo una plantilla facilitada por ATLAS (mediante *C-interpreter*). El programa en C tiene que ser definido por el usuario mediante la plantilla mostrada en la figura 6.20:

```
/*
 * Composition, temperature and doping dependent band gap narrowing
 * Statement: MATERIAL
 * Parameter: F.BGN
 * Note: The asymmetry factor is specified using the ASYMMETRY parameter.
 * Arguments:
 * xcomp      composition fraction x
 * ycomp      composition fraction y
 * temp       temperature (K)
 * na         acceptor concentration (per cc)
 * nd         donor concentration (per cc)
 * *deg       delta Eg (eV)
 * *ddegdt    derivative of deg with respect to T
 */
int bgn(double xcomp,double ycomp,double temp,double na,double nd,double *deg,double
*ddegdt)
{
    return(0);          /* 0 - ok */
}
```

Parámetros de entrada

Parámetros de salida (obligatorios)

Figura 6.20: Plantilla de *C-interpreter* para la definición a través del usuario de cualquier modelo para BGN. Parámetros de entrada y salida (obligatorios) especificados.

La plantilla facilita los parámetros de entrada que se pueden utilizar y los de salida que obligatoriamente se tienen que calcular.

Una vez completada esta función en C, sólo se tiene que activar en el apartado de modelos como se muestra en la figura 6.21. En la descripción del material se definirían, al igual que en la opción A, los valores de *band gap* y *afinidad electrónica* intrínsecos del material en cuestión y el factor de asimetría en las bandas.

```
#MATERIAL MODELS SPECIFICATION_MATERIAL
```

```
material material=InGaAs GCB=0 GVB=
TAUP0=1.7e-9 \
AUGN=9e-31 AUGP=9e-31 COPT=1.4e-10
EG300=0.75 AFFINITY=4.61
```

Definición de E_g y χ intrínseco del material +
definición de ASYMMETRY+ activación de
modelo F.BGN

```
#BASE
```

```
material region=4 MUN=3165 MUP=55 ASYMMETRY=0.37 TAUREL.EL=1.4e-12
```

```
...
```

```
#MATERIAL MODELS SPECIFICATION_MODELS
```

```
#Band Gap Narrowing
```

```
MODELS F.BGN
```

Figura 6.21: Especificación de los materiales. Primer *statement*: material. Definición de los valores de *band gap* y *afinidad electrónica* en cada región teniendo en cuenta el efecto BGN.

6.1.4.2. Ajuste del diagrama de bandas. Comparación con J.M.Ruiz[2]

Hasta ahora, se ha comentado la importancia de tener en cuenta el efecto de *band gap narrowing* en la simulación del transistor de interés y la manera de llevarlo a cabo con ATLAS. En este punto se compara el diagrama de bandas obtenido mediante el *software* y el que se presenta en [2]. A partir de una primera comparación se pretende maximizar la correlación entre ambos mediante el ajuste de los valores de E_g y χ que sean necesarios.

Para comenzar, en figura 6.22 se muestra el diagrama de bandas en equilibrio del DHBT de interés que se encuentra en [2].

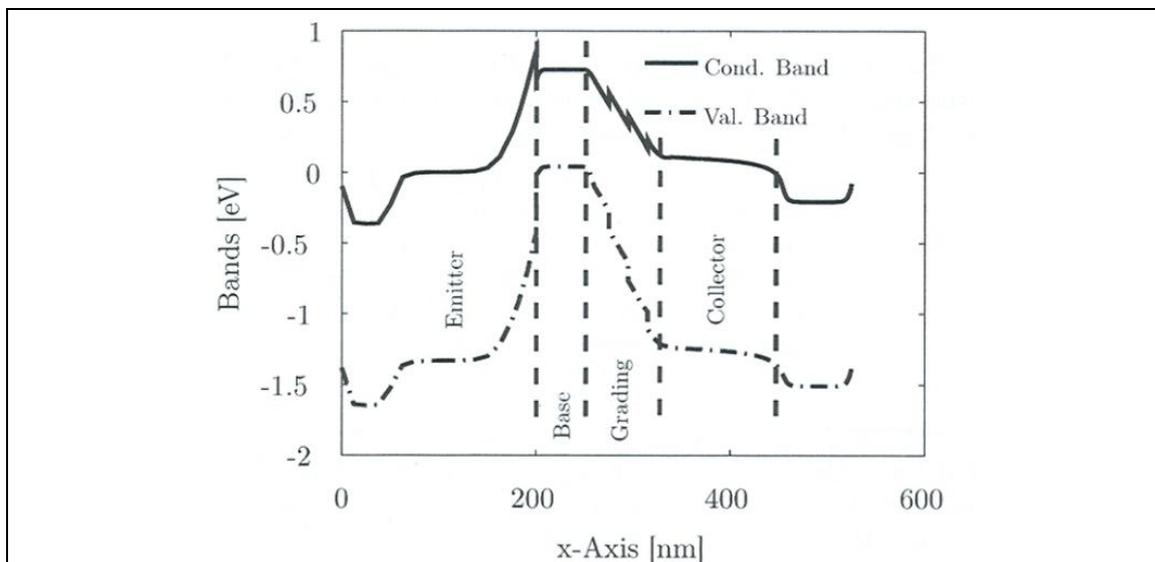


Figura 6.22: Diagrama de bandas en equilibrio presentado en [2] del DHBT bajo estudio.

Con el fin de visualizar las diferencias en el diagrama de bandas dependiendo de los valores que se definan, a continuación se muestran las siguientes comparaciones:

- ✓ Sin aplicar BGN ni emisión termoiónica en la heterounión emisor-base (ver la figura 6.23)
- ✓ Sin aplicar BGN pero activando emisión termoiónica (ver la figura 6.24)
- ✓ Aplicando BGN con los resultados obtenidos basados en [1] [5] mostrados en la Tabla 6.3 (ver la figura 6.25)

- ✓ Aplicando BGN con los resultados obtenidos basados en [2] mostrados en la Tabla 6.3 (ver la figura 6.26)

Para cada caso, se superponen el diagrama de bandas original [2] con los resultados obtenidos en las simulaciones con ATLAS.

En la zona de *graded region* se aplica un *band gap* gradual entre la base y el colector dividiendo la zona en tres capas con un total de 60nm de espesor (20nm cada capa). En la Tabla 6.4 se muestran los valores aplicados para los diferentes casos analizados.

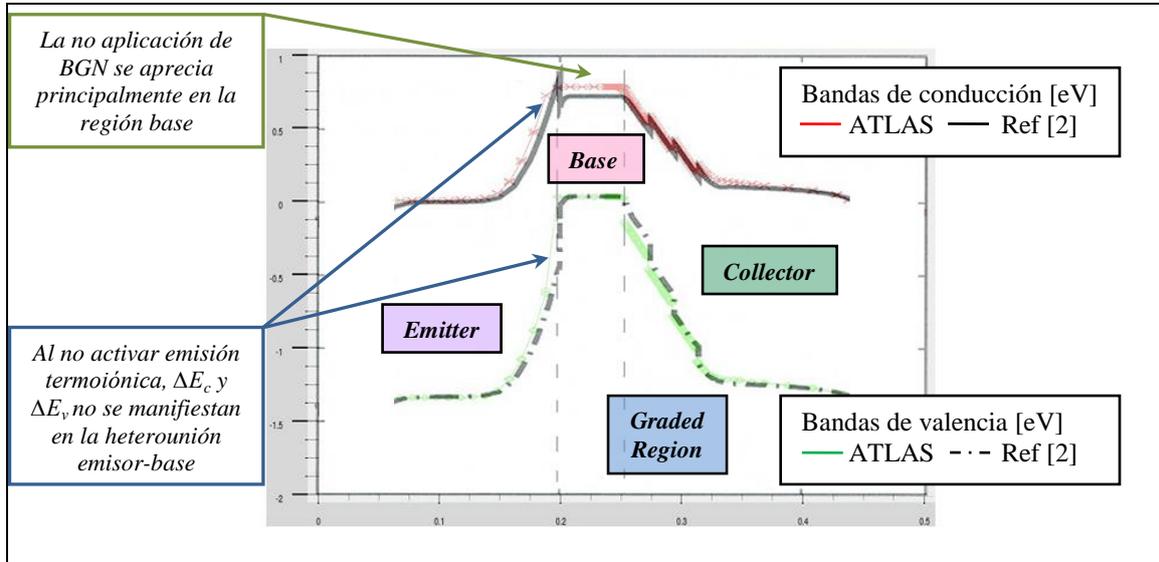


Figura 6.23: Comparación (1) Diagrama de bandas en equilibrio sin tener en cuenta ni BGN ni emisión termoiónica en la heterounión emisor-base

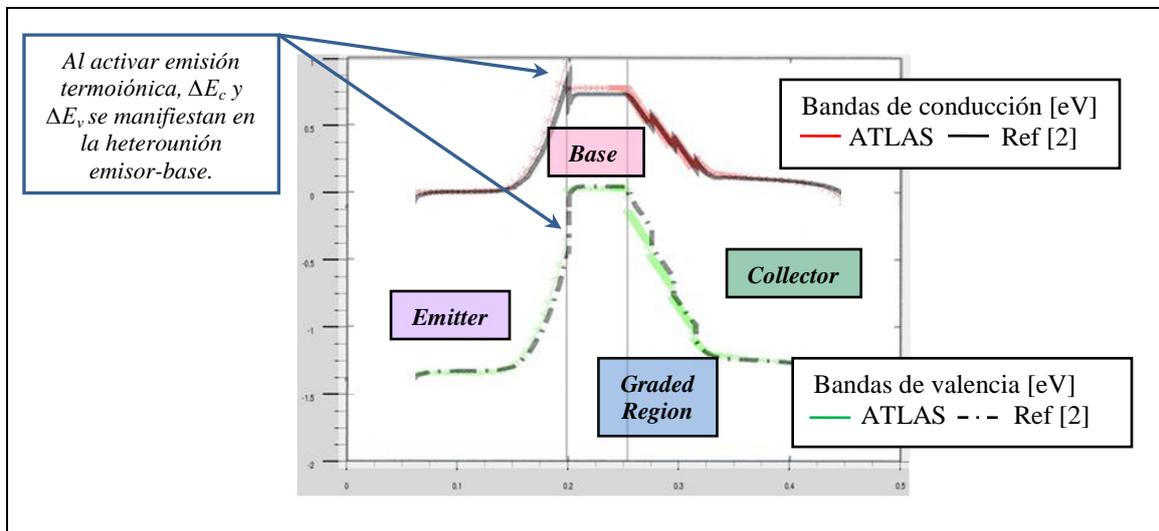


Figura 6.24: Comparación (2) Diagrama de bandas en equilibrio sin tener en cuenta BGN pero activando emisión termoiónica en la heterounión emisor-base

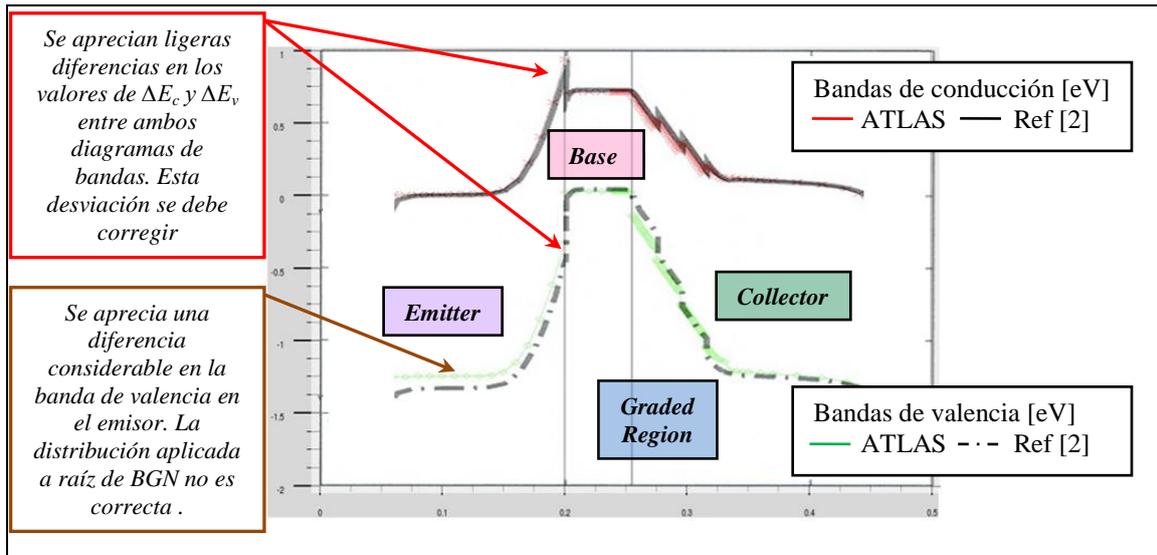


Figura 6.25: Comparación (3) Diagrama de bandas en equilibrio activando BGN, con valores basados en [1], y emisión termoiónica en la heterounión emisor-base

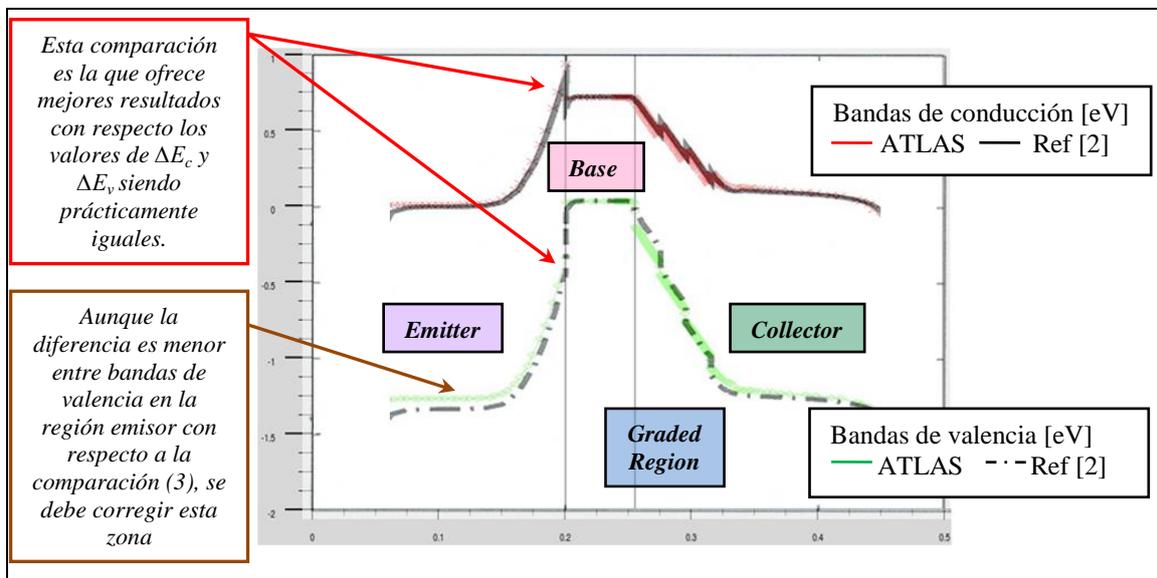


Figura 6.26: Comparación (4) Diagrama de bandas en equilibrio activando BGN, con valores basados en [2], y emisión termoiónica en la heterounión emisor-base.

	Capa Graded region	Sin BGN (Comparación 1)	Con BGN [1] (Comparación 2)	Con BGN [2] (Comparación 3)
Band Gap E_g	E_{g1} [eV]	0.9	0.8263	0.8325
	E_{g2} [eV]	1.05	0.9696	0.9818
	E_{g3} [eV]	1.20	1.1128	1.1311
Afinidad electrónica χ	χ_1 [eV]	4.61	4.6372	4.6351
	χ_2 [eV]	4.533	4.560	4.558
	χ_3 [eV]	4.457	4.482	4.481

Tabla 6.4: Valores de E_g y χ para cada una de las tres capas que conforman el *graded region* dependiendo de la comparación llevada a cabo.

A la vista de los resultados, y con el objetivo de optimizar la correlación entre diagramas de bandas, se redefine el *band gap* y afinidad electrónica para las regiones de emisor y *graded region*. Además no se aplica *BGN* en las capas de *pulse doping* y colector.

Una vez llevado a cabo estos pasos, el resultado se muestra en la figura 6.27:

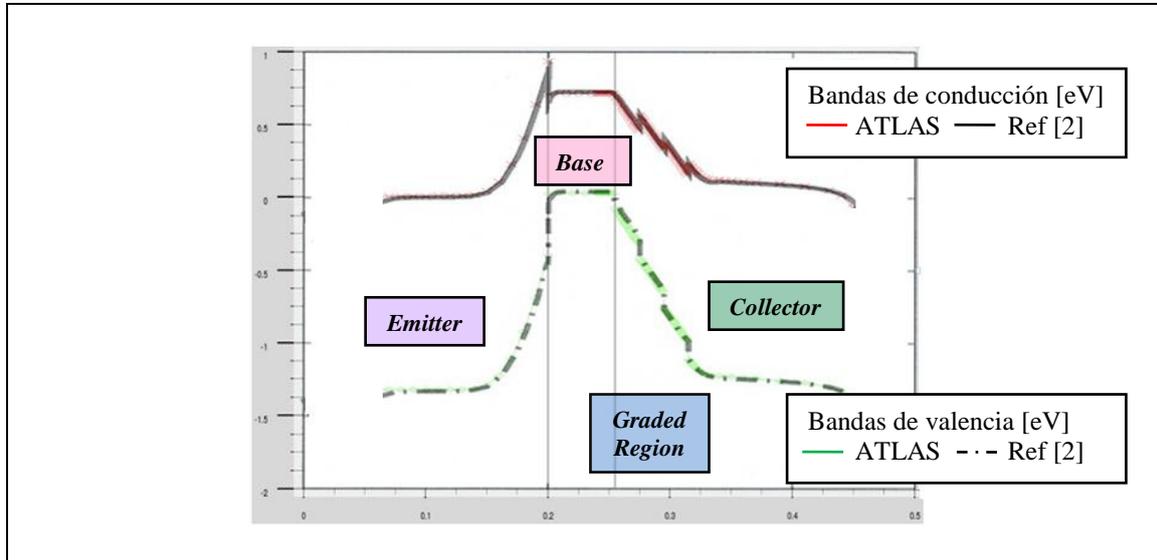


Figura 6.27: Resultado final del diagrama de bandas una vez realizado el ajuste.

Para obtener los diagramas de bandas representados en la figura 6.27, se han definido los valores *band gap* y afinidad electrónica en las zonas de emisor y *graded region* mostrados en la Tabla 6.5.

		Valores finales	
Graded Region	Band Gap E_g	E_{g1} [eV]	0.77
		E_{g2} [eV]	0.982
		E_{g3} [eV]	1.14
	Afinidad electrónica χ	χ_1 [eV]	4.635
		χ_2 [eV]	4.52
		χ_3 [eV]	4.465
Emisor	Band Gap E_g	E_{gE} [eV]	1.33
	Afinidad electrónica χ	χ_E [eV]	4.41

Tabla 6.5: Valores de E_g y χ para la región de emisor y para cada una de las tres capas que conforman el *graded region* para máxima correlación entre diagramas de bandas.

Por lo tanto, la discontinuidad que se produce en la heterounión emisor-base se caracteriza por los siguientes valores (en equilibrio):

$$\Delta E_C = \chi_B - \chi_E = 4.635eV - 4.41eV = 225meV$$

$$\Delta E_V = \chi_E + E_{gE} - \chi_B - E_{gB} = 4.41eV + 1.33eV - 4.635eV - 0.683eV = 0.422eV$$

6.2. Surface effects

La incorporación de efectos de superficie en las simulaciones para DHBTs es imprescindible para optimizar la correlación de los resultados en DC del dispositivo (*Gummel plot*) con respecto medidas experimentales del mismo.

En este apartado se presenta el modelo de superficie empleado introduciendo los *surface traps* (trampas) y la corriente de recombinación de superficie. A continuación se muestra cómo ATLAS implementa estos efectos.

6.2.1. Surface traps y surface recombination current. Introducción

Los materiales semiconductores presentan errores como materiales cristalinos: la presencia de impurezas en el sustrato ó la falta de átomos en la superficie son ejemplo de ello. El hecho que aparezcan estos defectos en la superficie, *surface traps* (*ST*), puede influir en las características eléctricas del dispositivo. Los *traps* están situados en la zona de banda prohibida e intercambian carga con las bandas de conducción y valencia mediante la emisión y captura de electrones. La densidad de carga espacial del semiconductor y las estadísticas de recombinación se ven influenciados por los *trap centers*.

Existen dos tipos de *ST*:

- ✓ *donor-type* (donadores) situándose cerca de la banda de valencia. Éstos:
 - Puede encontrarse ionizado positivamente cuando está vacío. En este caso puede capturar un electrón o emitir un hueco.
 - Puede encontrarse con carga neutral cuando se rellena con un electrón. En este caso puede emitir un electrón o capturar un hueco.
- ✓ *acceptor-type* (aceptores) situándose cerca de la banda de conducción. Éstos:
 - Puede encontrarse ionizado negativamente cuando se rellena con un electrón. En este caso puede emitir un electrón o capturar un hueco.
 - Puede encontrarse con carga neutral cuando está vacío. En este caso puede capturar un electrón o emitir un hueco.

En la Tabla 6.6 se muestran los niveles de energía [2] en los que se encuentran los *surface traps* para el DHBT bajo estudio junto con las densidades de los mismos. Estos valores se han obtenido de los modelos definidos por *Spicer et al.* [32].

Material	Átomo que falta	Trap	$E_t - E_v$ [eV]	ST density [cm^{-2}]
InP	In	Donor	1.2	N_t
	P	Acceptor	1.0	N_t
InGaAs	In	Donor	0.61	$0.53 \times N_t$
	Ga	Donor	0.24	$0.47 \times N_t$
	As	Acceptor	0.36	N_t
NOTA	N_t toma el valor de $3 \times 10^{12} cm^{-2}$ [2]			

Tabla 6.6: Valores de energía E_t con referencia sobre la banda de valencia para todos los *surface traps* (BGN incluido) y sus respectivas densidades

Se asume que los *surface traps* actúan como centros de recombinación [29]. En estado estacionario la probabilidad que un electrón se encuentre en un *trap level* es:

$$f_n = \frac{\gamma_n n_s + \gamma_p p_t(E_t)}{\gamma_n(n_s + n_t(E_t)) + \gamma_p(p_s + p_t(E_t))} \quad (6.15)$$

donde,

- n_s y p_s son las densidades de electrones y huecos en la superficie.
- $n_t(E_t)$ y $p_t(E_t)$ son las densidades de electrones y huecos si su nivel de Fermi respectivo estuviera en el nivel de energía del *trap* E_t .
- $\gamma_n = v_{th,n} \sigma_n$ y $\gamma_p = v_{th,p} \sigma_p$ son el producto de la velocidad térmica del portador y las secciones de captura de los mismos.

La tasa de recombinación para un *trap level* se toma según la ecuación 6.16 [29]:

$$R_t = N_t \frac{\gamma_n \gamma_p (np - n_i^2)}{\gamma_n(n_s + n_t(E_t)) + \gamma_p(p_s + p_t(E_t))} \quad (6.16)$$

Se define la velocidad de recombinación de superficie según la ecuación 6.17:

$$S = N_t \cdot \gamma \quad (6.17)$$

Típicamente, los valores de velocidad de recombinación de superficie se encuentran en el margen de $5 \times 10^3 [cm/s] \leq S \leq 1 \times 10^6 [cm/s]$, tanto para InP como para InGaAs. El valor dentro de este margen depende del nivel de dopado de la región, así el mínimo corresponde a dopados reducidos en torno a $3 \times 10^{15} cm^{-3}$ y el máximo a dopados elevados del orden de $3 \times 10^{18} cm^{-3}$.

En [2] se realiza un estudio del impacto de la introducción de los *surface traps* en los modelos de simulación por partes con el objetivo de averiguar cuál es la superficie con mayor influencia: emisor, base ó colector. El resultado de este análisis es que son despreciables los efectos en emisor y colector..

La carga de superficie completa Q_s para todos los *traps* donadores N_{Dt} y todos los aceptores N_{At} con niveles de energía discretos E_t se puede expresar según la ecuación 6.18:

$$\frac{Q_s}{q} = \sum_{E_t} N_{Dt} (1 - f_n) - \sum_{E_t} N_{At} f_n \quad (6.18)$$

La carga de superficie, Q_s , tiene que ser compensada por su carga inversa, Q_d , cerca de la superficie.

En el caso de la base, al estar altamente dopada, f_n es muy pequeño y los *donor trap levels* dominan la carga de superficie tomando un valor aproximado de $\frac{Q_s}{q} \approx N_t$.

Como la carga es positiva y la zona es tipo P, en la superficie se crea una zona de carga espacial, ZCE. La longitud de esta ZCE permanece casi constante para diferentes tensiones de polarización. Esta carga positiva actúa de forma que la banda de conducción E_c se ve reducida tanto en la superficie de la base como en la región de emisor cercana a ella (ver figura 6.28, [31]).

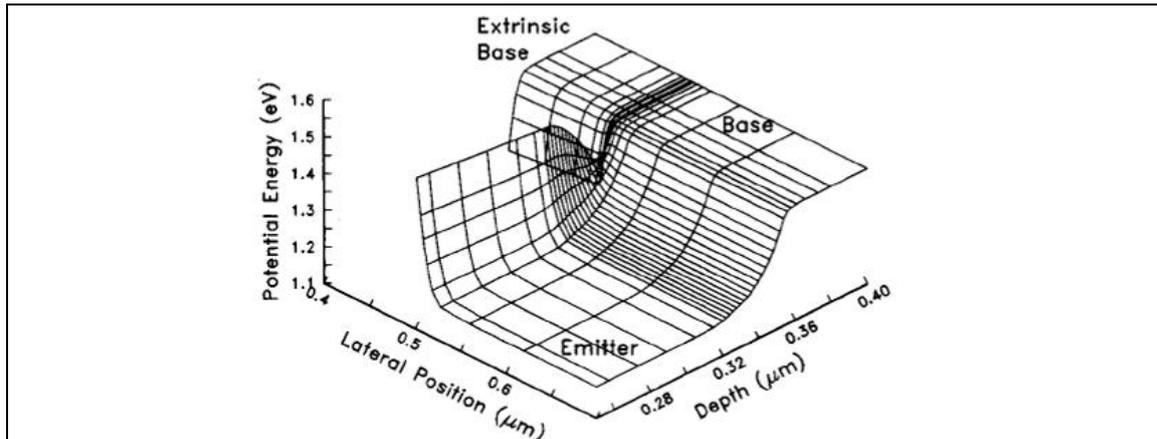


Figura 6.28: Reducción de la banda de conducción E_c en la intersección de la unión emisor-base con la superficie de la base permitiendo un flujo de electrones hacia la ZCE de superficie

La consecuencia de esto es que un canal de electrones es inducido desde la superficie del emisor hasta la superficie de la base (extrínseca). Esta inyección de electrones no contribuye a la ganancia del dispositivo, estos se recombinan por un mecanismo de SRH o en el contacto de la base (ver figura 6.29, [29]).

El factor de no-idealidad de la corriente de base se ve incrementado por este hecho.

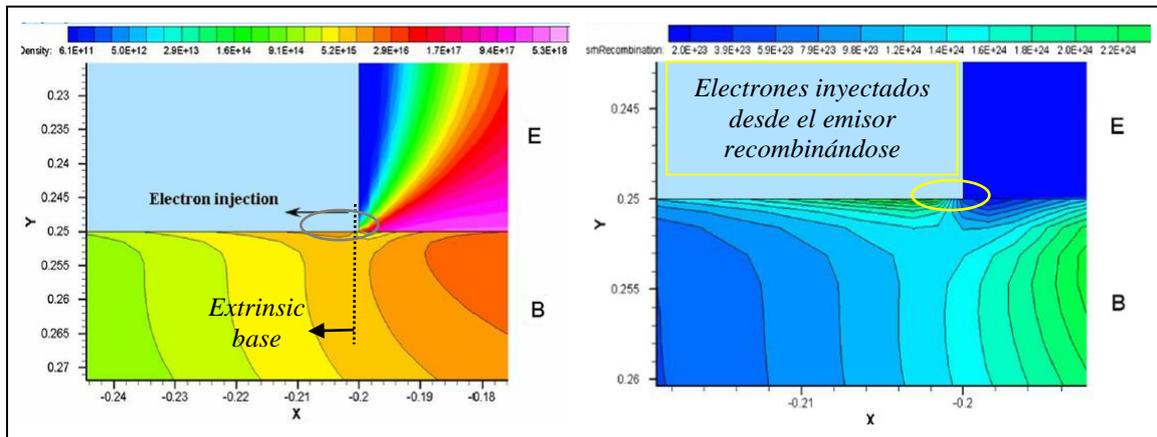


Figura 6.29: Densidad de electrones y recombinación SRH en la intersección de la unión emisor-base con la *extrinsic base surface*

6.2.2. Implementación en ATLAS

ATLAS permite incluir *surface traps* en sus simulaciones mediante la sentencia INTTRAP que automáticamente activa el modelado de este parámetro. Los parámetros que se pueden definir son los siguientes:

- Tipo de *trap* mediante DONOR ó ACCEPTOR.
- Nivel de energía mediante el parámetro E.LEVEL en [eV]. Para esta característica es importante tener en cuenta cómo ATLAS interpreta este valor tomando banda de conducción o valencia como referencia según se indica en la figura 6.30.
- Densidad de los *trap centers* mediante DENSITY.
- Secciones de captura de los portadores mediante SIGN y SIGP.

Además, se tiene que incluir la sentencia S.I. para considerar sólo los *surface traps* en la interfaz semiconductor-aislante, es decir, en la superficie.

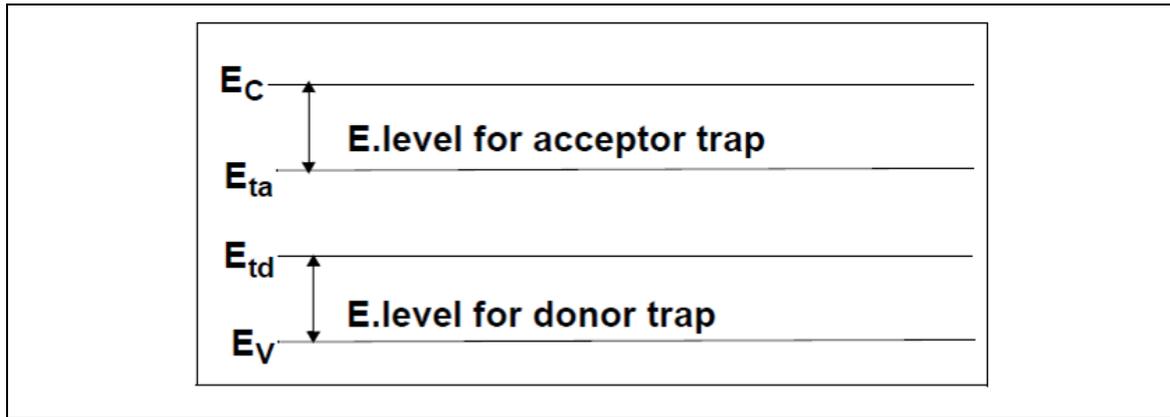


Figura 6.30: Interpretación de ATLAS de los niveles de energía aceptores y donadores para modelar los traps

De esta manera, en la figura 6.31 se muestra cómo se ha implementado en ATLAS.

```
#MATERIAL MODELS SPECIFICATION_CONTACT
#Surface recombination velocities and interface charge

TRAP MATERIAL=InGaAs e.level=0.61 donor density=1.59e12 degen.fac=1 sign=1.6e-12
sigp=3.55e-14
TRAP MATERIAL= InGaAs e.level=0.24 donor density=1.41e12 degen.fac=1 sign=1.31e-14
sigp=4.01e-14
TRAP MATERIAL=InGaAs e.level=0.325 acceptor density=3e12 degen.fac=1 sign=6.1e-15
sigp=1.86e-14
TRAP MATERIAL=InP e.level=1.2 donor density=3e12 degen.fac=1 sign=1e-14 sigp=1e-13
TRAP MATERIAL=InP e.level=0.13 acceptor density=3e12 degen.fac=1 sign=1e-14 sigp=1e-13

INTERFACE S.I S.N=1e6 x.min=-0.8 x.max=-0.6 y.min=0.20 y.max=0.19
INTERFACE S.I S.N=1e6 x.min=0.8 x.max=0.6 y.min=0.20 y.max=0.19
```

Definición de los surface traps en la superficie de la base

Definición de surface recombination velocity en la superficie de la base

Figura 6.31: Definición en ATLAS de los surface traps, surface recombination velocity y surface charge.

6.3. Generación y recombinación de portadores

En las ecuaciones de continuidad (ecuaciones 4.5 y 4.6) de un semiconductor aparece el concepto de generación y recombinación de portadores, incluyendo sus respectivas tasas G_n , G_p , R_n y R_p . En este apartado se presentan los mecanismos de generación y recombinación así como su implementación en ATLAS.

6.3.1. Introducción a los mecanismos existentes

En un dispositivo semiconductor real los electrones y huecos pueden ‘aparecer’ y ‘desaparecer’. Se dice que aparece un electrón, cuando se genera un electrón en la banda de conducción y se dice que desaparece un electrón, cuando se recombina un electrón en la banda de conducción (análogo para huecos y banda de valencia).

En un dispositivo semiconductor, mediante fuerzas internas y externas o a través de radiaciones electromagnéticas, se pueden cambiar las concentraciones de portadores. El incremento de dicha concentración desde el equilibrio, en un punto del semiconductor y en un instante t , se puede describir de la siguiente manera:

$$\Delta n(r,t) = n(r,t) - n_o(r,t) \tag{6.19}$$

$$\Delta p(r,t) = p(r,t) - p_0(r,t) \quad (6.20)$$

Los portadores adicionales, Δn y Δp reciben el nombre de exceso de portadores. Tanto en equilibrio como en estado estacionario, el número de electrones por unidad de volumen de material generados en cada unidad de tiempo, $g(r,t)$, tiene que ser igual al número de electrones recombinados por unidad de volumen cada unidad de tiempo, $r(r,t)$. Esto es así porque si no fuera de esta manera, la concentración de electrones variaría con el tiempo y por tanto no sería una situación de estado estacionario. Se llama *tasa de recombinación ó recombinación neta*, $R(r,t)$, a la diferencia entre $r(r,t)$ y $g(r,t)$.

Los portadores se recombinan (sin considerar la recombinación que se da en la superficie) mediante tres mecanismos [5]. La diferencia entre ellos radica en el proceso en sí ya que el resultado es un denominador común para todos ellos (un electrón recombina con un hueco), ver la figura 6.32 [34]:

- a) *Recombinación Shockley-Read-Hall (SRH)*, R_{SRH} . El electrón que se recombine hace una primera transición desde la banda de conducción a un *centro de recombinación*, y posteriormente una segunda transición desde dicho centro a la banda de valencia en la que está el hueco. El centro de recombinación es un nivel de energía permitido en la banda prohibida, similar a los niveles de donador y aceptor pero situado hacia la mitad de la banda. Es el mecanismo dominante en semiconductores de *gap* indirecto como el silicio. Este es un proceso no radiativo. La recombinación neta debida a este mecanismo, R_{SRH} es:

$$R_{SRH} = \frac{np - n_0 p_0}{\tau_{p0}(n + n_T) + \tau_{n0}(p + p_T)} \quad (6.21)$$

donde (y análogo para huecos),

$$n_T = n_i \exp \frac{E_T - E_i}{k_B T L} \quad (6.22)$$

sabiendo que n_i es la concentración intrínseca, E_T es el nivel de energía asociado al centro de recombinación y E_i es el nivel de Fermi intrínseco.

En condiciones de baja inyección, esto es, cuando los excesos de portadores son muy inferiores al dopaje (p. e., en un semiconductor tipo N, $\Delta n, \Delta p \ll n_0$); la ecuación 6.21 se puede simplificar a (para el caso de un semiconductor tipo N):

$$R_{SRH} \cong \frac{n_0 \Delta p}{\tau_{p0} n_0} = \frac{\Delta p}{\tau_p} \quad (6.23)$$

- b) *Recombinación banda-banda*, R_{bb} . Un electrón recombina con un hueco ‘cayendo’ de la banda de conducción y ocupando un hueco de la banda de valencia. Con la energía que se obtiene de la destrucción del par electrón-hueco se emite en un fotón de energía (la del *gap*). Debido a la emisión del fotón este mecanismo de recombinación es *radiativo* (a veces se menciona con este nombre). Este proceso es importante en semiconductores de *gap* directo como el InP. La recombinación neta debida a este mecanismo, R_{bb} ó R_{rad} es (incluyendo simplificación por baja inyección para un semiconductor tipo N al igual que en ecuación 6.23)

$$R_{rad} = C_{rad}(np - n_0 p_0) \cong C_{rad}(n_0(p_0 + \Delta p) - n_0 p_0) = C_{rad} n_0 \Delta p = \frac{\Delta p}{\tau_p} \quad (6.24)$$

c) *Recombinación Auger, R_{Auger}* . Un electron recombina con un hueco y la energía que se genera en la destrucción del par-electrón se emplea en aumentar la energía de un electrón en la banda de conducción o en aumentar la energía de un hueco en la banda de valencia. El aumento de la energía del portador se pierde después emitiendo fonones (vibraciones de la red). La recombinación neta debida a este mecanismo, R_{Auger} es (incluyendo baja inyección):

$$R_{Auger} = C_{An} (n^2 p - n_0^2 p_0) + C_{Ap} (np^2 - n_0 p_0^2) \cong C_{An} n_0^2 \Delta p = \frac{\Delta p}{\tau_p} \quad (6.25)$$

Cuando coexisten diversos mecanismos de recombinación, la recombinación neta total es la suma de las diferentes recombinaciones netas:

$$R = R_{SRH} + R_{rad} + R_{Auger} \quad (6.26)$$

Por lo tanto, la inversa del tiempo de vida resultante es:

$$\frac{1}{\tau_n} = \frac{R_{SRH}}{\Delta n} + \frac{R_{rad}}{\Delta n} + \frac{R_{Auger}}{\Delta n} = \frac{1}{\tau_{srh,n}} + \frac{1}{\tau_{rad}} + \frac{1}{\tau_{Auger,n}} \quad (6.27)$$

$$\frac{1}{\tau_p} = \frac{R_{SRH}}{\Delta p} + \frac{R_{rad}}{\Delta p} + \frac{R_{Auger}}{\Delta p} = \frac{1}{\tau_{srh,n}} + \frac{1}{\tau_{rad}} + \frac{1}{\tau_{Auger,n}} \quad (6.28)$$

En muchos casos se cumple el principio de neutralidad de carga a nivel local, es decir $\Delta n = \Delta p$ y entonces también $\tau_n = \tau_p$ por lo que se suele sólo el tiempo de vida de los minoritarios en cada zona semiconductor,

$$R = \frac{\Delta \text{min oritarios}}{\tau_{\text{min oritarios}}} \quad (6.29)$$

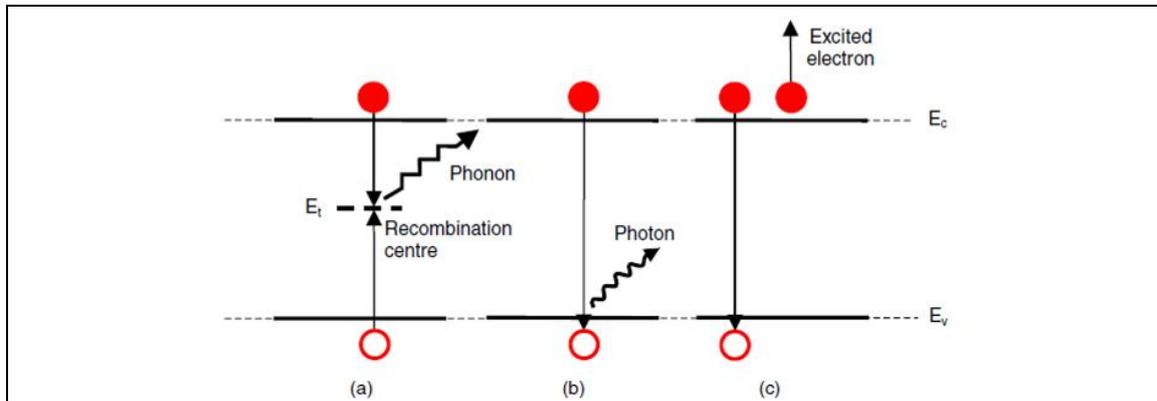


Figura 6.32: Esquema de los diferentes mecanismos de recombinación: a) SRH, b) Radiativo y c) Auger respectivamente

Los diferentes mecanismos de generación se pueden encontrar en la literatura existente (por ejemplo [34]). Generalmente se engloban en tres tipos: por absorción de luz (fotón), ionización por haz de elevada energía y por impacto (multiplicación por avalancha).

6.3.2. Valores. Implementación en ATLAS

Los tres mecanismos de recombinación presentados en el apartado anterior se tienen en cuenta en las simulaciones. Los valores característicos de cada uno de ellos se han tomado directamente de [2] y están recogidos en la Tabla 6.7:

Mecanismo de Recombinación	Valor a implementar
SRH	$\tau_{srh} = 1.7ns$
Radiative	$C_{rad} = 1.4 \times 10^{-10} \text{ cm}^3/s$
Auger	$C_{Auger} = 9.0 \times 10^{-31} \text{ cm}^6/s$

Tabla 6.7: Valores implementados para los mecanismos de recombinación

Aunque el coeficiente de Auger inicialmente se define con el valor mostrado en Tabla 6.7, éste se utiliza como un parámetro para calibrar [2] el DHBT y conseguir la máxima correlación en la curva de ganancia del dispositivo. En la literatura existente este coeficiente puede variar en dos órdenes de magnitud llegando a valores tales como $C_{Auger} = 10^{-29} \text{ cm}^6/s$ [13]. Este mecanismo es el dominante para la región de base altamente dopada.

Llegados a este punto cabe decir que [23] en material InP-tipo N:

- La recombinación por Auger sólo domina para dopados superiores a 10^{19} cm^{-3} por lo que para el dispositivo bajo estudio este mecanismo se puede obviar para aquellas regiones con dicho material.
- Al igual que ocurre con el coeficiente de Auger, también existe disparidad en los valores de C_{rad} y τ_{srh} :
 - Para el primer caso, se han reportado valores entorno a $C_{rad} = 6.6 \times 10^{-11} \text{ cm}^3/s$.
 - Para el segundo caso, se han reportado valores de $\tau_{srh,p} = 5ns$ para dopados comprendidos en el rango de 10^{16} a 10^{17} que también comprende el DHBT de este estudio.
 - El valor del $\tau_{srh,n}$, no tiene influencia en la recombinación por este mecanismo. De este modo, se igualan $\tau_{srh,p} = \tau_{srh,n}$.
 - El centro de recombinación se asume que está situado en la mitad del *band gap*, donde los mecanismos SRH tienen mayor efectividad.

ATLAS modela los mecanismos de recombinación de la misma forma que la presentada en el apartado anterior. En la figura 6.33 se muestra cómo se activan y definen los valores pertinentes.

```
#MATERIAL MODELS SPECIFICATION_MATERIAL

material material=InP GCB=0 GVB=0 TMUN=0 TMUP=0
TAUN0=1.7e-9 TAUP0=1.7e-9 COPT=1.4e-10

material material=InGaAs GCB=0 GVB=0 TMUN=0 TMUP=0 NC300=2.8e17 NV300=6e18
AUGN=9e-31 AUGP=9e-31 COPT=1.4e-10 M.VTHN=0.0463 M.VTHP=0.432
.....
...

#MATERIAL MODELS SPECIFICATION_MODELS

#Recombination models & lattice temperature de
MODELS SRH AUGER OPTR TEMPERATURE=300
```

Definición los parámetros característicos para SRH (TAUN0 y TAUPN), Rad (COPT) y Auger (AUGN y AUGP)

Activación de los tres mecanismos de recombinación

Figura 6.33: Activación y definición de los mecanismos de recombinación en ATLAS

ATLAS permite definir el nivel de energía del centro de recombinación para SRH mediante el parámetro ETRAP (a definir dentro del material statement igual que los otros parámetros). Por defecto éste se encuentra situado al mismo nivel que E_{Fi} , nivel de Fermi intrínseco, es decir, aproximadamente en la mitad de la banda prohibida. Esta localización ya es una buena aproximación.

6.4. Resistencia de contacto

Los valores de resistencia de contacto (valores experimentales [2]) para el emisor, base y colector se resumen en la Tabla 6.8.

Contacto	Resistencia de contacto a implementar $[\Omega \cdot cm^2]$
Emisor	2.0×10^{-7}
Base	3.0×10^{-7}
Colector	1.0×10^{-7}

Tabla 6.8: Valores implementados respecto las resistencias de contacto

6.4.1. Implementación en ATLAS

Existe una parte del código específica para implementar características relativas a los contactos del dispositivo tal y como se muestra en la figura 6.34.

```
#MATERIAL MODELS SPECIFICATION_CONTACT

#Specific contact resistances
CONTACT name=emitter CON.RESIST=2e-7
CONTACT name=collector CON.RESIST=1e-7
CONTACT name=base CON.RESIST=3e-7
```

Definición de las resistencias de contacto

Figura 6.34: Definición de los valores de resistencia de contacto en ATLAS para el DHBT bajo estudio



7. Resultados DC obtenidos mediante las simulaciones

A continuación se muestran los resultados DC obtenidos mediante las simulaciones llevadas a cabo con ATLAS sobre la estructura mostrada en el capítulo 3. A lo largo de este capítulo se presentan tres objetivos, todos ellos basados en el comportamiento en continua del dispositivo:

- Calibración del modelo. Este es el objetivo principal y punto de origen de cualquier análisis posterior del dispositivo. Se busca la máxima correlación entre resultados experimentales y aquellos obtenidos mediante simulación. Se hace uso de la información disponible en [2]: valores experimentales de la estructura conocida y resultados de simulación con DESSIS.
- Estudio de la influencia de los diferentes parámetros/modelos presentados en los capítulos anteriores. En concreto se analizan los siguientes puntos: modelo de transporte, *electron mobility*, tiempo de relajación, transporte en la heterounión emisor-base, fenómeno de *band gap narrowing*, *surface traps*, procesos de recombinación y resistencias de contacto.
- Estudio de la influencia del *base thickness* y *emitter width* de la estructura.

7.1. Calibración del modelo

7.1.1. Resultados de la calibración

Los resultados finales del proceso de calibración del modelo se presentan en las figuras 7.1 y 7.2 donde se muestran las curvas I_C , $I_B(V_{BE})$ e $I_C(V_{CE})$ respectivamente; éstas últimas para diferentes valores de I_B que oscilan entre los $46.2\mu A$ y $123\mu A$ según [2].

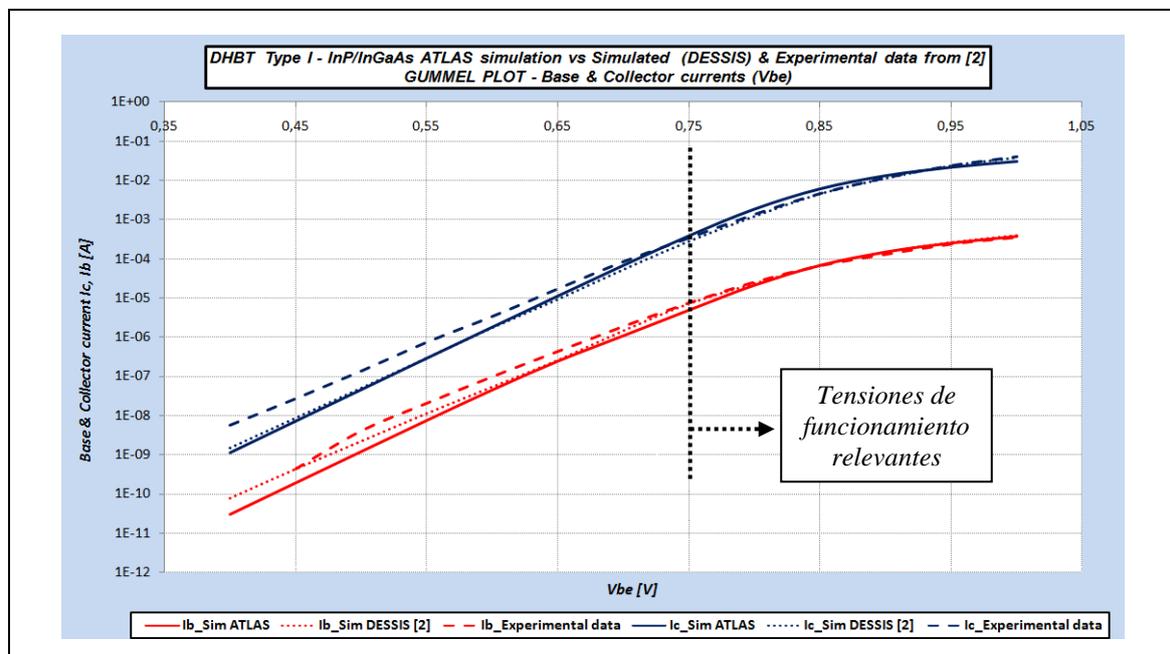


Figura 7.1: Gummel Plot con los resultados obtenidos de ATLAS (línea sólida) comparados con [2] (resultados de DESSIS, línea punteada y resultados experimentales, línea rayada)

Como se indica en la figura 7.1, el típico margen de funcionamiento del dispositivo es para tensiones de polarización $V_{BE} > 0.75V$.

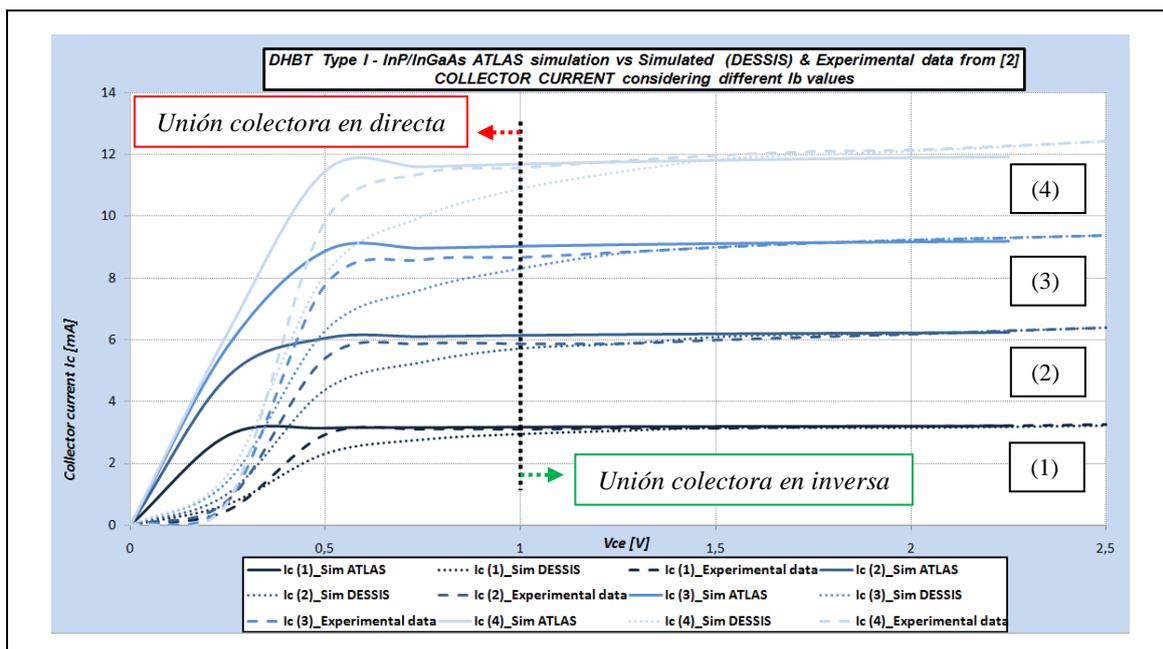


Figura 7.2: Curvas $I_C(V_{CE})$ con los resultados obtenidos de ATLAS (línea sólida) comparados con [2] (resultados de DESSIS, línea punteada y resultados experimentales, línea rayada)

Al igual que ocurría con el *Gummel plot*, también existe el típico margen de tensiones de funcionamiento en las curvas $I_C(V_{CE})$ siendo para $V_{CE} > IV$ (unión colector en inversa). Para obtener estas curvas se ha realizado un barrido de I_B entre $46.2\mu A$ y $123\mu A$ (esto implica $0.82V < V_{BE} < 0.89V$). Existen dos grandes inconvenientes respecto esta información con el objetivo de realizar una buena comparación:

- Se desconocen los valores intermedios de I_B utilizados para obtener las curvas.
- Aún sabiendo que en el rango de V_{BE} implicado se obtiene una buena correlación entre ATLAS y [2] (ver figura 7.1); existen diferencias en los valores de I_B que a la hora de confeccionar el gráfico $I_C(V_{CE})$ pueden inducir a errores.

Partiendo de esto, se opta por buscar aquellos valores de I_B , mediante simulaciones en ATLAS, que hacen que se obtengan unas curvas $I_C(V_{CE})$ muy similares a los valores mostrados en [2] especialmente en la zona de interés. En la Tabla 7.1 se muestran, para cada una de las cuatro curvas de la figura 7.2, el valor de I_B utilizado en ATLAS comparado con [2] y cuál es la diferencia estimada entre ambos para la tensión V_{BE} aplicada durante las simulaciones.

Curva $I_C(V_{CE})$	I_B [μA] en [2]	I_B [μA] en ATLAS	V_{BE} [V] en ATLAS	Diferencia estimada [μA] para V_{BE} dada ($I_{B_ATLAS} - I_{B_ [2]}$)
Curva (1)	46.2	36.1	0.82	-5
Curva (2)	-	69.1	0.85	No aplicable
Curva (3)	-	102	0.87	No aplicable
Curva (4)	123	133	0.89	10

Tabla 7.1: Valores de I_B utilizados para la obtención de las curvas $I_C(V_{CE})$

La diferencia estimada reflejada en la Tabla 7.1 viene a justificar el hecho de buscar aquella I_B que hace alcanzar mejores resultados en las curvas $I_C(V_{CE})$ en vez de realizar las simulaciones con los valores de I_B indicados en [2]. Esa diferencia no se puede despreciar ya que llevaría a resultados erróneos. En base a los valores obtenidos, se

puede decir que a mayor I_C (por lo tanto mayor I_B y V_{BE}) la concordancia entre ATLAS y [2] mejora.

7.1.2. Parámetros considerados para la calibración

Para la obtención de los resultados mostrados en las figuras 7.1 y 7.2 se han tenido en cuenta los valores de los parámetros mostrados en la Tabla 7.2.

Parámetro	Unidades	DHBT Layers								
		Emitter-Cap	Emitter	Spacer & Base	Graded Region			Pulse doping	Collector	Elevated subcollector & Subcollector
					G1	G2	G3			
$E_g^{(1)}$	[eV]	1.35	1.28	0.680	0.770	0.982	1.14	1.35		
$\chi^{(1)}$		4.38	4.42	4.61	4.61	4.53	4.45	4.38		
$N_c^{(2)}$	[cm ⁻³]	5.8e17		2.8e17	5.8e17					
$N_v^{(2)}$		1e19		6e19	1e19					
$A_n^{*(3)}$	[$\frac{A}{cm^2 K^2}$]	18.2		5.56	18.2					
$A_p^{*(3)}$		60.0		51.8	60.0					
$\mu_{n0}^{(4)}$	[$\frac{cm^2}{Vs}$]	720	2592	3165	840		2592	4229	1039	
$\mu_{p0}^{(5)}$		26	91	55	193		91	193	28	
$\tau_e^{(6)}$	[ps]	0.40	0.20	1.4	0.30		1.0	1.0	0.40	
$\tau_{SRHn}^{(7)}$	[ns]	1.7		1	1.7					
$\tau_{SRHp}^{(7)}$				20						
$C_{rad}^{(8)}$	[$\frac{cm^3}{s}$]	1.4e-10								
$C_{Augn}^{(9)}$		0		5e-30	0					
$C_{Augp}^{(9)}$				3e-29						

⁽¹⁾ Los valores finales de E_g y χ se han aplicado directamente en el modelo tal como se comenta en 6.1.4.1. Se han tenido que reajustar (E_{ge} , χ_e , χ_b y χ_{gr}) obteniendo ligeras diferencias con el ajuste inicial mostrado en 6.1.4.2.

⁽²⁾ Las densidad efectiva de estados para las bandas de conducción y valencia, N_c y N_v respectivamente, reflejadas en las tabla corresponden a los valores para $T=300K$.

⁽³⁾ Los valores de los coeficientes de Richardson (especialmente para A_n en el caso de InP) se han calculado para minimizar las diferencias existentes entre ATLAS y [2] acerca de la densidad de corriente que fluye a través de la heterounión emisor-base (ec. 6.6 versus ec. 6.11). Las aproximaciones asumidas se explican con mayor detalle en 7.2.4 donde se analiza la influencia del modelado de dicha heterounión

⁽⁴⁾ Los valores de μ_{n0} se toman de la tabla 5.4 ref. [2] excepto para graded region tal como se comenta en 5.1.3.1.

⁽⁵⁾ Los valores de μ_{p0} se toman de la tabla 5.4 ref. [7].

⁽⁶⁾ Los valores del tiempo relajación para las capas: emitter-cap, elevated subcolector y subcolector se definen por defecto por ATLAS, esto es 0.4ps. El resto se toman de la tabla 5.8.

⁽⁷⁾ Los valores de τ_{SRH} se toman de la Tabla 6.7 con la excepción de las capas spacer & base(InGaAs) que son los designados por defecto en ATLAS. ⁽⁸⁾ El valor de C_{rad} se ha tomado de la Tabla 6.7.

⁽⁹⁾ Los valores de C_{aug} se han ajustado para obtener una mayor correlación tal como se comenta en 6.3.2 en el caso de las capas spacer & base (InGaAs). Para aquellas capas que consideran InP, el valor es nulo (por defecto en ATLAS).

Tabla 7.2: Valores de los parámetros implementados en ATLAS para la calibración del modelo

Además de la información incluida en la tabla 7.2, se han realizado las siguientes consideraciones:

- ❖ Acerca del modelo de transporte:
 - El modelo de transporte por defecto en ATLAS es *drift-diffusion* y es el que se aplica para los huecos según se comentó en 4.3.1.
 - Para los electrones se aplica el modelo de transporte hidrodinámico (ver apartado 4.3.2.3) y en su definición se ha tomado $KSN=1.5$. Se recuerda que KSN (ξ en [2]) indica la variación de la movilidad en función de la temperatura y ATLAS lo relaciona con el flujo de calor (Δ) y energía (δ) a través de la ec. 4.40. Por otro lado, la información de [2] revierte a una serie de valores de Δ y δ según tabla 4.1. Por lo tanto, debido a que en ATLAS no se pueden definir estos parámetros sino que sólo son accesibles a través de KSN ; se ha tomado aquel valor que para el *emitter* iguala valores y para *base* son muy similares a [2]. Finalmente, en 7.2.1 se analiza la influencia del modelo de transporte sobre los resultados finales.
- ❖ Acerca del modelo implementado para *high field mobility*:
 - Se ha considerado el modelo de movilidad con diferencial negativo (ver ecuación 5.26) que caracteriza a materiales como InGaAs e InP (ver figura 5.1). Para ello, se iguala $EVSATMOD=1$ y se aplica en todas aquellas capas comprendidas entre el *emitter-cap* y el *collector*, ambas incluidas. Para más detalle sobre los parámetros a tener en cuenta relacionados con el modelo ver el apartado 5.1.2.4 *Caso 2*. Como se comenta en el apartado 5.1.3.2, al aplicar transporte hidrodinámico se puede utilizar el mismo modelo pero con la salvedad del campo eléctrico que se define según la ecuación 5.32 (campo eléctrico efectivo). Finalmente, en 7.2.2 se analiza la influencia de utilizar otros modelos sobre los resultados finales.
- ❖ Acerca del modelado de la heterounión emisor-base:
 - Se activa emisión termoiónica y efecto túnel en esta zona del transistor. Aunque, como se comenta en el apartado 6.1.3, el efecto túnel se puede obviar para tensiones de polarización $V_{BE}>0.75V$, se decide activar dicho efecto ya que fuera de ese margen de tensiones el efecto túnel no se puede obviar. Finalmente, en 7.2.4 se analiza el impacto del modelado de esta zona sobre los resultados finales dónde se hace también hincapié en la modificación de los coeficientes de Richardson.
- ❖ Acerca de los *surface traps* y *recombination velocity*.
 - Se tienen en cuenta el modelado de *surface traps* para ambos materiales, InGaAs e InP, tomando los valores que se muestran en la tabla 6.6. En la figura 6.31 se muestra cómo se pueden implementar en ATLAS. Aunque se hayan definido de tal forma, en el apartado 7.2.6 se muestra cómo tienen una influencia nula sobre los resultados finales bajo estudio. No es el caso para la *surface recombination velocity* (toma el valor de $S=1 \times 10^7 [cm/s]$) que sí es un factor influyente. Ésta se optimiza para una mayor correlación.

❖ Acerca de las resistencias de contacto:

- Se aplican para todos los electrodos y toman los valores mostrados en la tabla 6.8.

7.2. Influencia de los diferentes parámetros en el modelo

En este apartado se analiz cómo varían el *Gummel plot* al cambiar ciertos parámetros de los presentados en el apartado 7.1.2. Se estudian los siguientes puntos: modelo de transporte, *electron mobility*, tiempo de relajación, transporte en la heterounión emisor-base, fenómeno de *band gap narrowing*, *surface traps*, procesos de recombinación y resistencias de contacto.

Todas las comparaciones se realizan en base a los resultados de las simulaciones de ATLAS presentados en la figura 7.1. Éstos se tomarán como el valor exacto (denominados como *Sim00*) por lo que el error relativo se calcula en base éste.

7.2.1. Impacto del modelo de transporte

Dentro de este apartado, se han estudiado los siguientes casos:

		<i>Identificador de simulación</i>							
		Sim00	Sim01	Sim02	Sim03	Sim04	Sim05	Sim06	Sim07
<i>Modelo de transporte</i>		HD KSN=1.5	DD	EB KSN=-1	HD KSN=-0.5	HD KSN=0	HD KSN=0.5	HD KSN=1	HD KSN=2
Modelos de transporte DD (<i>Drift-Diffusion</i> , ver 4.3.1) HD (<i>Hydrodynamic</i> , ver 4.3.2.2) EB (<i>Energy Balance</i> , ver 4.3.2.2)									

Tabla 7.3: Simulaciones consideradas para analizar la influencia del modelo de transporte

En base a la tabla 7.3 los resultados del *Gummel plot* se presentan en la figuras 7.3 y 7.4, corriente de base y de colector respectivamente.

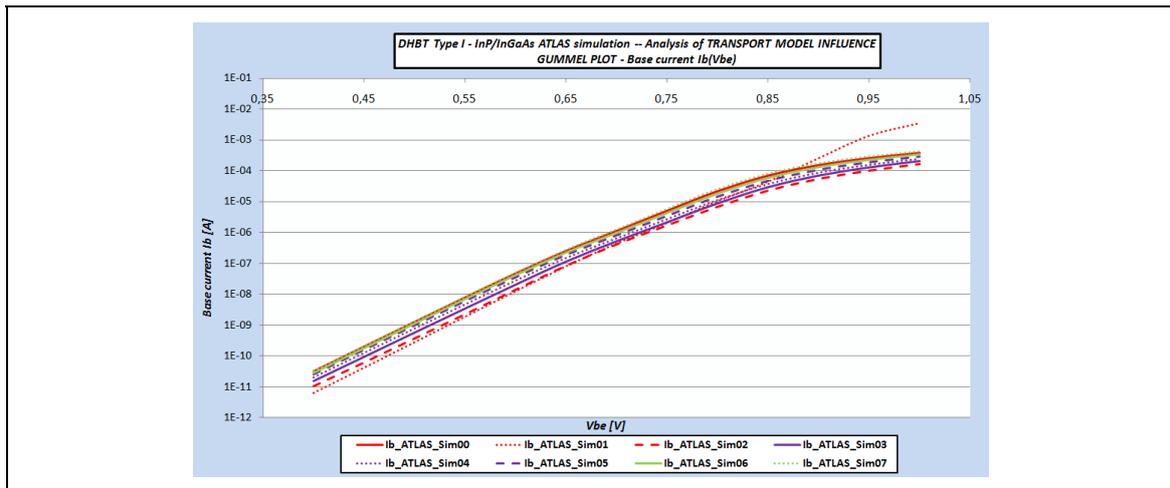


Figura 7.3: Gummel plot. Impacto del modelo de transporte sobre la corriente de base $I_B(V_{BE})$

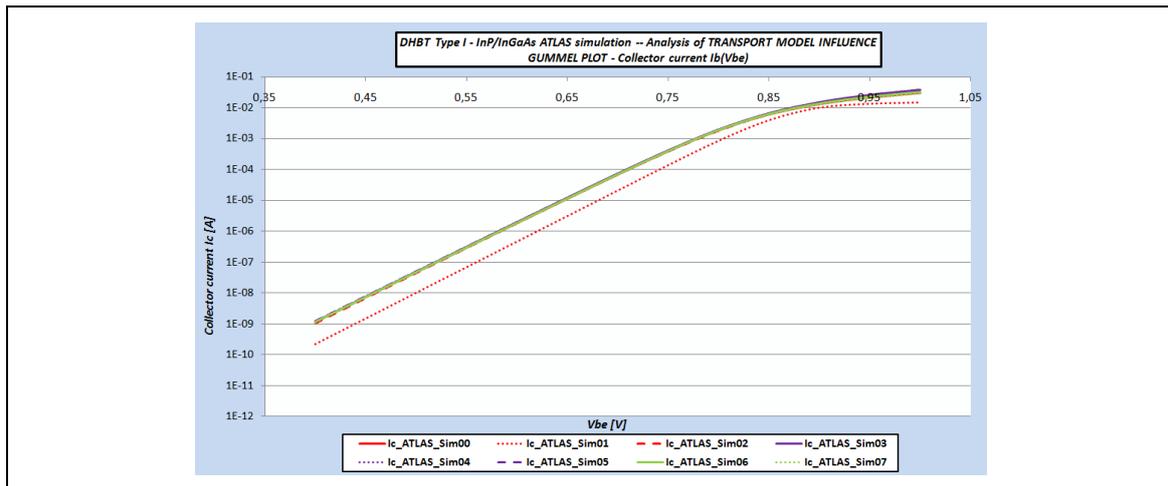


Figura 7.4: Gummel plot. Impacto del modelo de transporte sobre la corriente de colector $I_C(V_{BE})$

Para una mejor visualización de los cambios obtenidos; en las figuras 7.5 y 7.6 (corriente de base y colector respectivamente) se muestra, para cada una de las simulaciones, el error relativo en % de las mismas como $\left[\frac{I' - I}{I}\right]$ siendo I' el valor obtenido en la simulación $SimXX$ frente a I como valor de $Sim00$ (calibración).

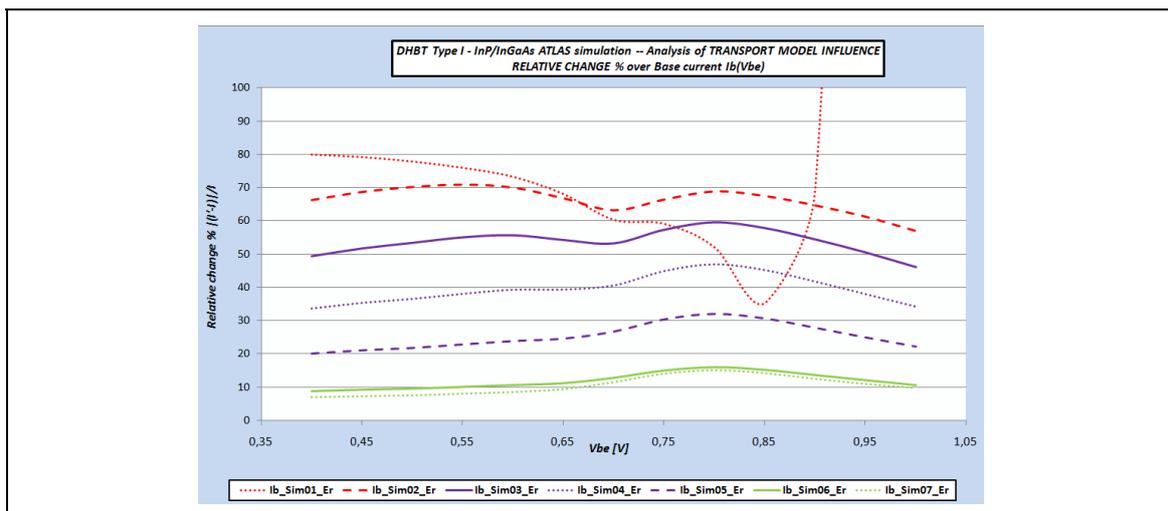


Figura 7.5: Impacto del modelo de transporte. Error relativo en la corriente de base $I_B(V_{BE})$

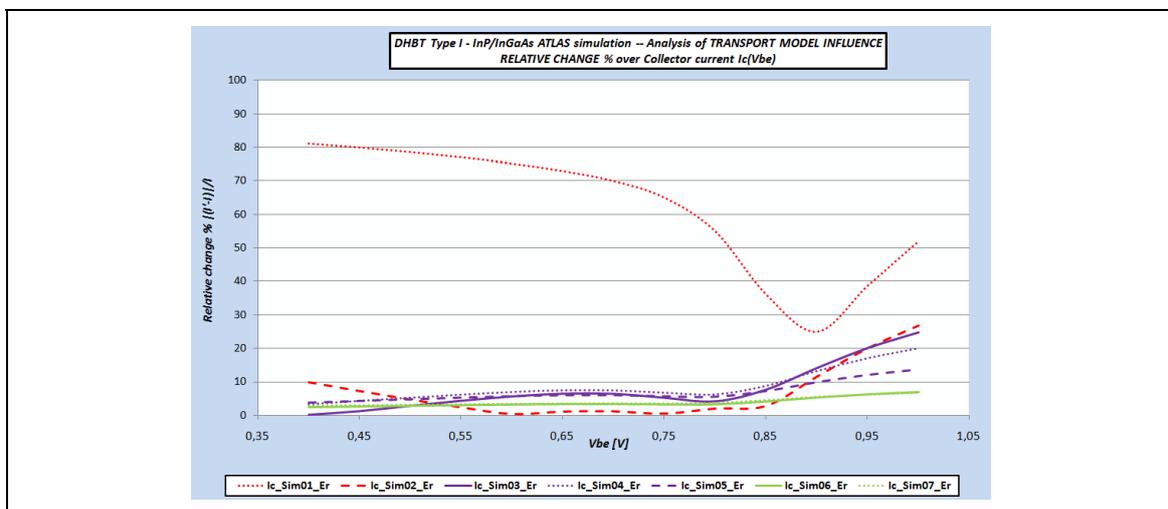


Figura 7.6: Impacto del modelo de transporte. Error relativo en la corriente de colector $I_C(V_{BE})$

En base a los resultados obtenidos, se puede concluir que:

- ✓ El cambio en el modelo de transporte influye en mucho mayor grado sobre la corriente de base que sobre la de colector.
- ✓ Con respecto a la corriente de base:
 - Sin tener en cuenta la *Sim01* (transporte *Drift-Diffusion*); a medida que el valor de *KSN* se ha ido incrementando (partiendo de -1, finalizando en 2), y por lo tanto acercándose a la simulación original, el cambio disminuye significativamente. El margen de error se encuentra entre el 60% y el 15% para los valores extremos.
 - Solamente las simulaciones *Sim06* y *Sim07* permanecen por debajo del 15% de variación. Se trata de las que tienen valores de *KSN* más parecidos a la línea de base (*Sim00*)
- ✓ Con respecto la corriente de colector:
 - Para valores de $V_{BE} < 0.85V$ todos los resultados se mantienen por debajo del 10%. A partir de dicha tensión de polarización, todas las simulaciones muestran un claro incremento (mayor desviación) hasta llegar a un valor máximo del 27% en el peor caso.
 - Como ocurría con la corriente de base, son las *Sim06* y *Sim07* las que ofrecen mejor correlación con un máximo cambio del 7%.

La conclusión principal de este ejercicio es que no solamente es importante el modelo de transporte considerado (*DD* ó *HD*); se ha mostrado que el valor de *KSN* es de vital importancia y no se puede limitar sólo a -1 (*Energy Balance* como simplificación de *HD*) ó 0 (*HD*). En este caso, ha sido de ayuda conocer los valores el flujo de calor (Δ) y energía (δ), a través de [2], para poder optimizar *KSN*.

En las figuras anteriores se ha mostrado como la *Sim01*, donde se ha utilizado *DD*, marcaba una tendencia totalmente diferente al resto especialmente para I_B y tensiones de polarización elevadas. Una explicación a este comportamiento se encuentra en la figura 7.7 donde se muestran los diagramas de bandas de *Sim00* y *Sim01* para $V_{BE} = 1V$.

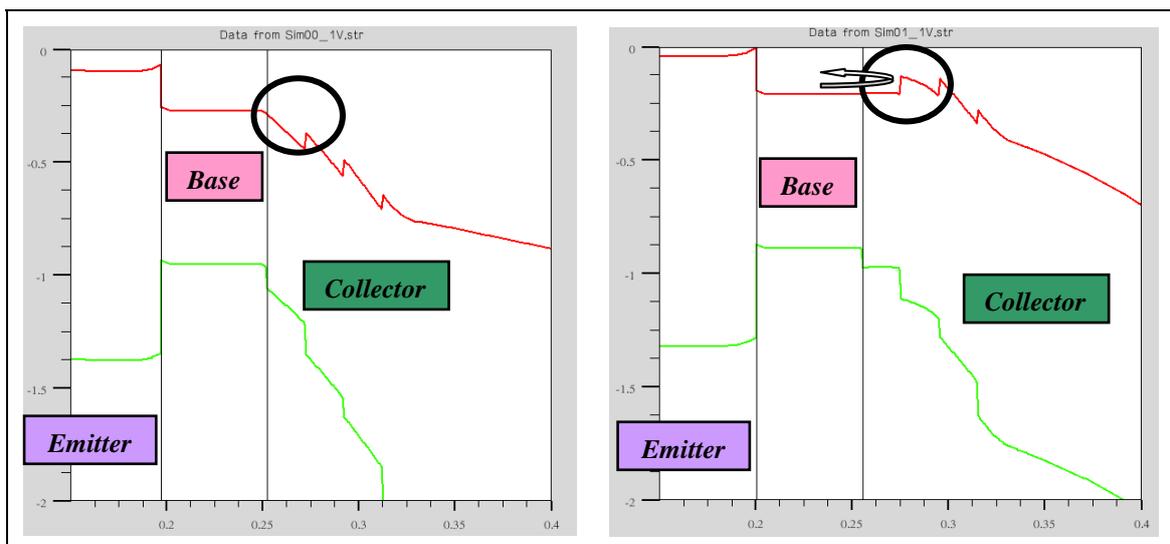


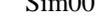
Figura 7.7: Impacto del modelo de transporte. Diagrama de bandas obtenido en *Sim00* y *Sim01* respectivamente para $V_{BE} = 1V$

Como se puede apreciar, la banda de conducción en la *graded region* está bloqueando el paso de electrones de la base al colector. La consecuencia de esto es que:

- ✓ la corriente de base aumenta considerablemente debido a la mayor cantidad de electrones con posibilidad de recombinarse con los huecos de la base.
- ✓ la corriente de colector disminuye ya que son menos los electrones que acceden a esta región.

7.2.2. Impacto de *electron mobility* μ_n

Dentro de este apartado, se han estudiado los siguientes casos:

		<i>Identificador de simulación</i>						
		Sim00 	Sim08 	Sim09 	Sim10 	Sim11 	Sim12 	Sim13 
<i>Electron Mobility</i> μ_n	<i>Low field</i>	Tabla 4.4 Ref [2] ⁽¹⁾	Tabla 4.4 Ref [7] ⁽¹⁾	Tabla 4.4 Ref [8] ⁽¹⁾	Tabla 4.4 Ref [2]	Tabla 4.4 Ref [2] ⁽²⁾	Tabla 4.4 Ref [2] ⁽¹⁾	
	<i>High field</i>	EVSATMOD = 1 ⁽³⁾					EVSATMOD = 0 ⁽³⁾⁽⁴⁾	EVSATMOD = 2 ⁽³⁾

⁽¹⁾Todos los valores se toman de dicha tabla y referencia a excepción de *grading region* para la que se toma un valor de $840[\text{cm}^2/\text{Vs}]$ tal como se comenta en 5.1.3.1.

⁽²⁾En este caso, μ_n del colector se ha reducido en un 45% según se muestra en la fig. 5.14. Esto se traduce en un valor final de $2326[\text{cm}^2/\text{Vs}]$.

⁽³⁾Cada modelo de *high field mobility* considera diferentes parámetros (ver 5.1.3.2). Se han implementado debidamente en el código de la simulación.

⁽⁴⁾En este caso se ha considerado el modelo simplificado activando *MOBTEM.SIMPL*.

Tabla 7.4: Simulaciones consideradas para analizar la influencia de *electron mobility* μ_n

Como se puede ver en la tabla anterior, el análisis se ha dividido en dos partes:

- Influencia del *Low field mobility*, en concreto:
 - Como se comenta en el apartado 5.1.2.1, se pueden encontrar diferentes fuentes de información al respecto. Esto conlleva a diferencias en los valores finales aún basándose en un mismo modelo de movilidad. Estas diferencias son especialmente significativas para el caso de la base. Es por ello que en este punto, se cuantifica el impacto de utilizar una fuente u otra (diferentes valores de *low field mobility*).
 - Adicionalmente, se estudia la influencia de este parámetro en la *grading region*. En el apartado 5.1.3.1. se define el valor para esta zona muy por debajo de su valor calculado, en concreto la reducción aplicada es del 80%. Se pretende analizar el impacto de dicha reducción.
 - Por último, en base a las conclusiones del apartado 5.1.3.2 se reduce en un 45% la movilidad en la región de colector. Esto es resultado de implementar (de una forma indirecta) el modelo de movilidad para transporte hidrodinámico del tipo *Directly Energy Dependent* [2] presentado en el

apartado 5.1.3.1. En él se vio que la movilidad (en InP) disminuye considerablemente a medida que la temperatura de electrón aumenta.

- Influencia del *High field mobility*, en concreto:
 - Como se comenta en 7.1.2, el modelo más apropiado para este caso es aquel que considera la movilidad con un diferencial negativo. En este apartado se estudia la influencia de definir otros disponibles pero no tan adecuados, como veremos, para el transistor en cuestión.
 - Se estudia cuál es el impacto de utilizar el modelo de movilidad estándar basado en *silicio*. Éste es por defecto. Además, se analiza otra versión de este modelo pero que no considera la dependencia de la temperatura del portador (aún definiendo transporte hidrodinámico).

En base a la tabla 6.4 los resultados del *Gummel plot* se presentan en la figuras 7.8 y 7.9, corriente de base y de colector respectivamente.

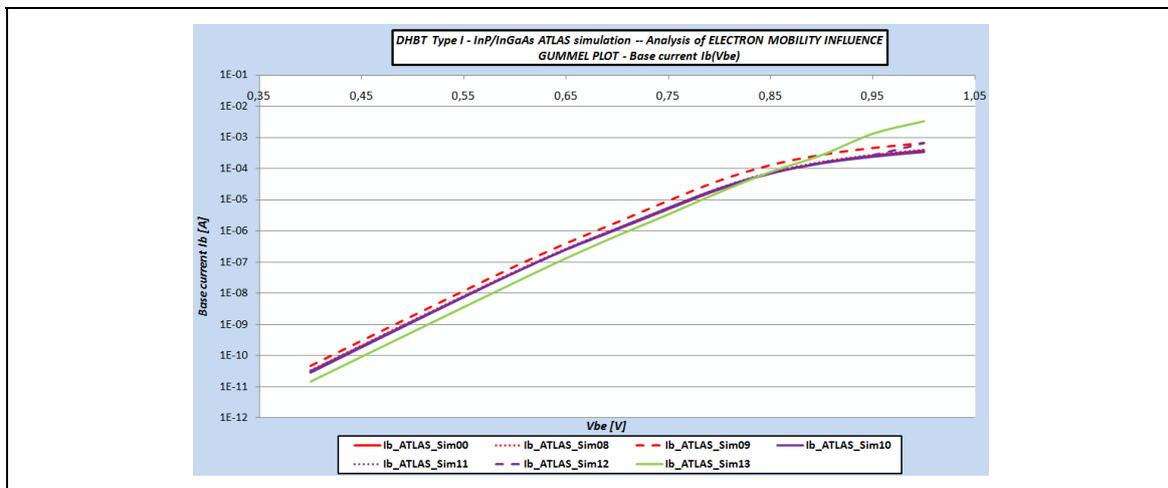


Figura 7.8: Gummel plot. Impacto de *electron mobility* μ_n sobre la corriente de base $I_B(V_{BE})$

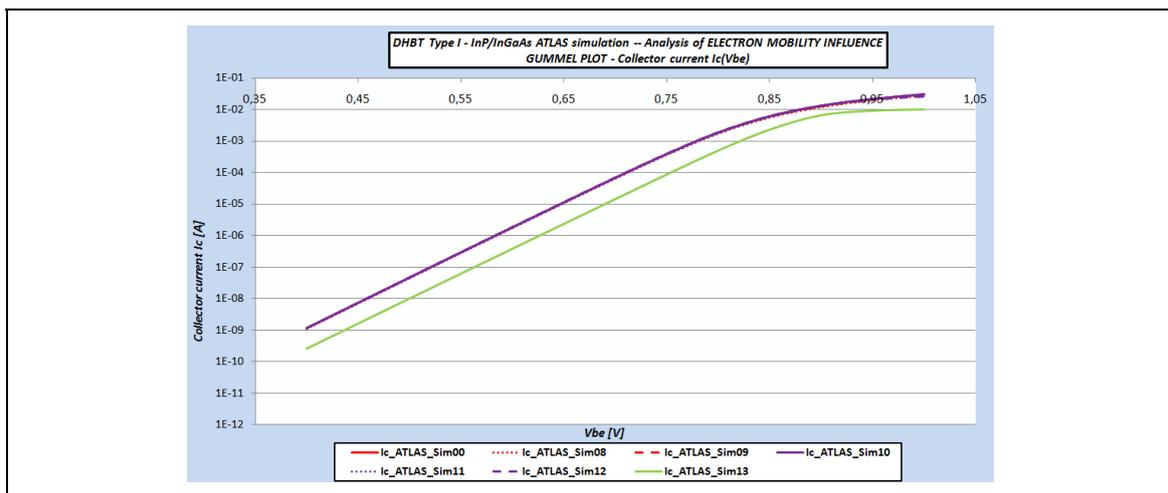


Figura 7.9: Gummel plot. Impacto de *electron mobility* μ_n sobre la corriente de colector $I_C(V_{BE})$

En las figuras 7.10 y 7.11 (I_B e I_C respectivamente) se muestra, para cada una de las simulaciones, el error relativo en % de las mismas:

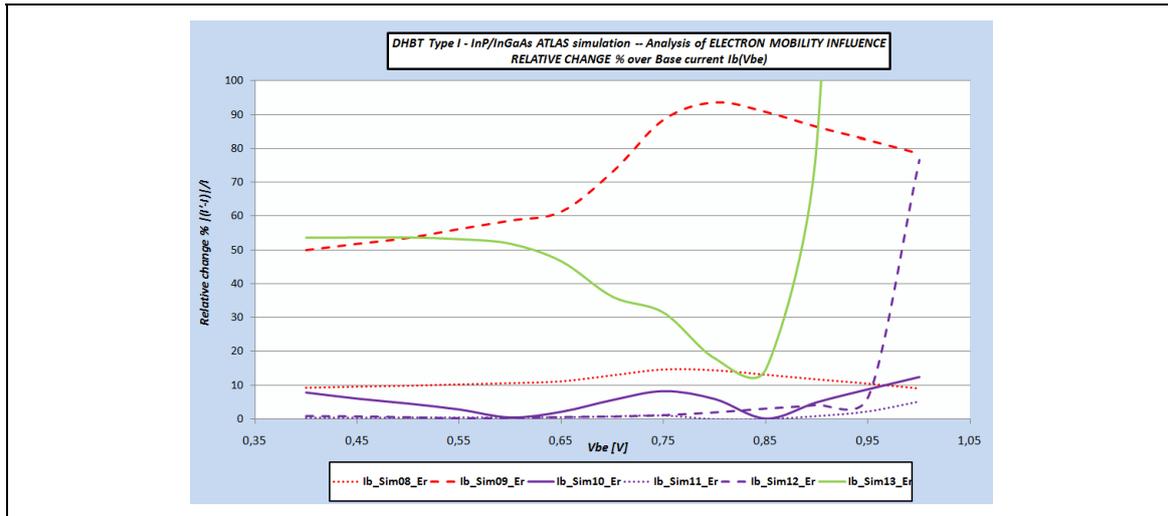


Figura 7.10: Impacto $electron\ mobility\ \mu_n$. Error relativo en la corriente de base $I_B(V_{BE})$

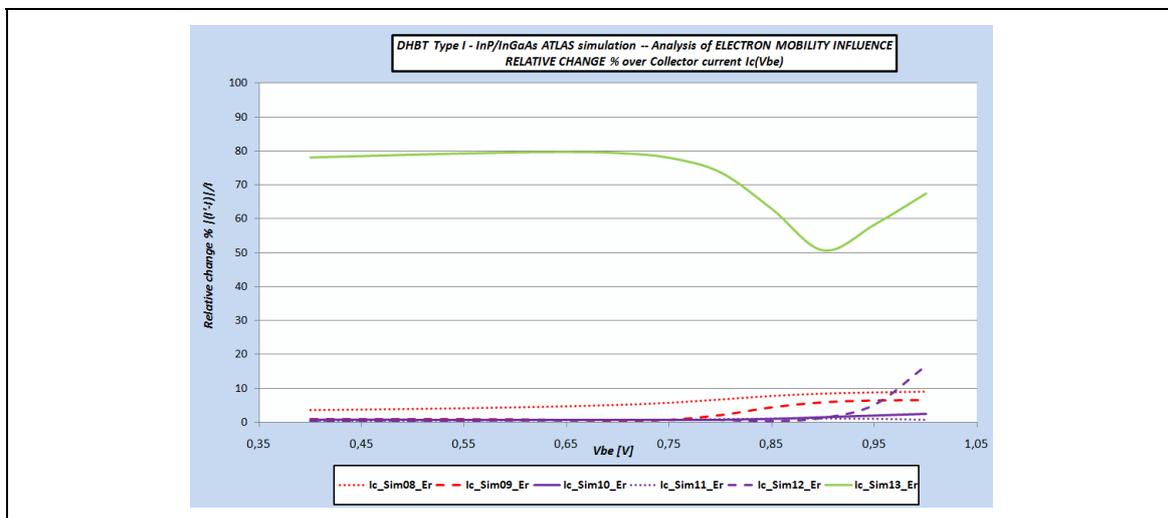


Figura 7.11: Impacto $electron\ mobility\ \mu_n$. Error relativo en la corriente de colector $I_c(V_{BE})$

En base a los resultados obtenidos, se puede concluir que:

- ✓ La influencia de la movilidad, tanto en *low field* como en *high field*, es mayor en la corriente de base que en la corriente de colector.
- ✓ Con respecto la corriente de base:
 - Se aprecia un incremento considerable en el caso de la *Sim09* (un 85% más de media para $V_{be} > 0.75V$). En ésta, μ_{n0} es donde adquiere un valor mucho menor ($1425 [cm^2/Vs]$) con respecto las anteriores *Sim00* y *Sim08* ($3165 [cm^2/Vs]$ y $2494 [cm^2/Vs]$ respectivamente). La consecuencia de ello es que los coeficientes de difusión disminuyen en proporción y por lo tanto la longitud de difusión de los electrones a igualdad de tiempo de vida. Esto implica que la distancia media que recorre un electrón antes de desaparecer por recombinación también sea menor provocando de esta manera una mayor corriente de base a través de la contribución por recombinación. Esta diferencia no se aprecia en igual medida en la corriente de colector debido a la diferencia de magnitud.

- Los resultados obtenidos en la *Sim12* muestran un incremento importante para la máxima V_{be} considerada ($1V$). El error es del 80%, mientras que para el resto de tensiones, éste permanece por debajo del 5%.
- El cambio más destacable se puede apreciar con la *Sim13*. Partiendo de una reducción de la corriente del 50% aproximadamente, a partir de $V_{be} \sim 0.75V$ hay un cambio de tendencia a partir del cual, la corriente aumenta considerablemente hasta llegar a un 800% respecto la original para la máxima tensión simulada.

El comportamiento mostrado en *Sim12* y *Sim13* son paralelos según la figura 7.10 con la diferencia de ocurrir a diferentes polarizaciones. Se recuerda que estas dos simulaciones pertenecen al análisis del *high field mobility*. Ambas se definen con el mismo modelo con la salvedad que, mientras la *Sim12* incorpora un término con la temperatura del portador, la *Sim13* no incluye este término.

- ✓ Con respecto la corriente de colector:
 - La mayor diferencia se encuentra en la *Sim13*. En ella hay una disminución de la corriente del 80% para $V_{be} < 0.75V$ y entre 50% y el 80% para $V_{be} < 1V$.
 - El resto de simulaciones presentan variaciones por debajo del 10% para todas las polarizaciones. Sólo la *Sim12* alcanza el 15% para $V_{be} = 1V$.

7.2.3. Impacto del tiempo de relajación τ_e

Dentro de este apartado, se han estudiado los siguientes casos:

		Identificador de simulación					
		Sim00		Sim14		Sim15	
		I_B	I_C	I_B	I_C	I_B	I_C
Tiempo de relajación τ_e		Valores Tabla 4.8		Valores de Tabla 4.8 + 20% tolerancia ⁽²⁾		Valores de Tabla 4.8 - 20% tolerancia ⁽²⁾	
⁽¹⁾ Además de modificar los valores de τ_e (TAUREL.EL), se modifican a igual valor los parámetros TAUMOB.EL según se comenta en el apartado 5.1.3.2. ⁽²⁾ La tolerancia aplicada del $\pm 20\%$ se ha tomado de [2].							

Tabla 7.5: Simulaciones consideradas para analizar la influencia del tiempo de relajación τ_e

En base a la tabla 7.5 los resultados del *Gummel plot* y sus cambios relativos se presentan en la figuras 7.12 y 7.13 para ambas corrientes.

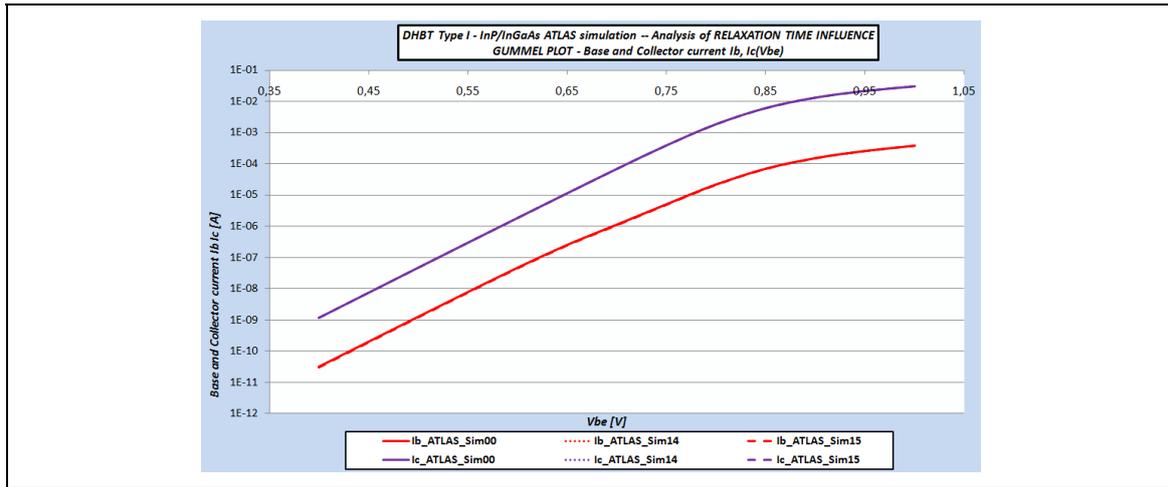


Figura 7.12: Gummel plot. Impacto del tiempo de relajación τ_e sobre la corriente de base y colector $I_B(V_{BE})$ $I_C(V_{BE})$ respectivamente

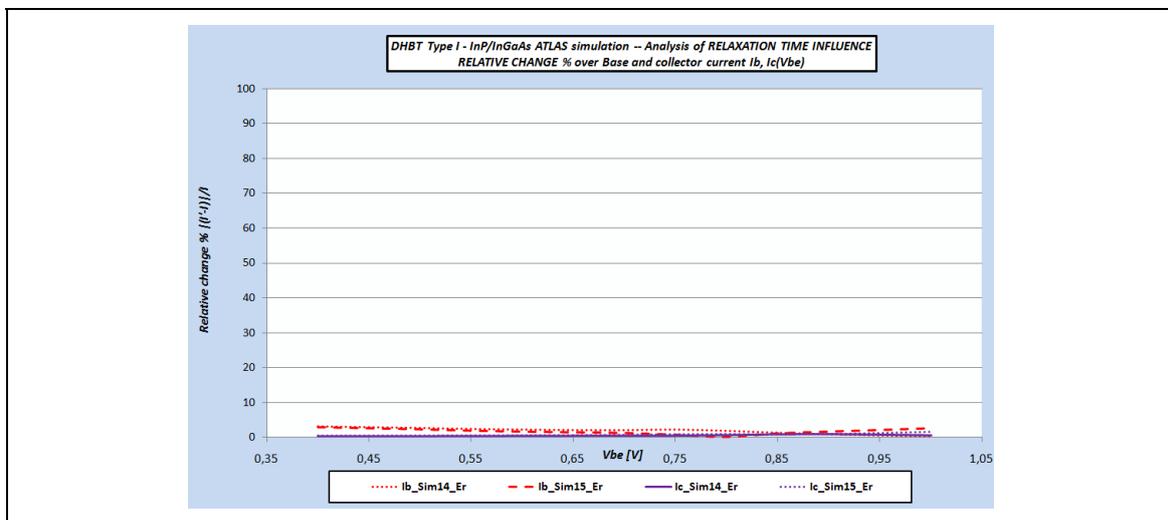


Figura 7.13: Impacto del tiempo de relajación τ_e . Errores relativos en la corrientes de base $I_B(V_{BE})$ y colector $I_C(V_{BE})$ respectivamente

En base a los resultados obtenidos, se puede concluir que el tiempo de relajación tiene un muy bajo impacto sobre el *Gummel plot* del transistor. Respecto la corriente de base el máximo error obtenido es del 3% y en el caso de la corriente de colector éste es del 2%.

7.2.4. Impacto del modelado de la heterounión emisor-base

Dentro de este apartado, se han estudiado los siguientes casos:

		<i>Identificador de simulación</i>			
		<u>Sim00</u>	Sim16	Sim17 -- --	<u>Sim18</u>
<i>Emitter-Base Heterojunction</i>	Emisión termoiónica	Emisión termoiónica	Emisión termoiónica no habilitada	Emisión termoiónica habilitada	Emisión termoiónica
	Efecto túnel	Efecto túnel	Efecto túnel no habilitado	Efecto túnel no habilitado	Efecto túnel
	ARICHN y ARICHP según Tabla 6.2	ARICHN y ARICHP	ARICHN y ARICHP	ARICHN y ARICHP	valores por definición

Tabla 7.6: Simulaciones consideradas para analizar la influencia del modelado de la heterounión emisor-base

Antes de mostrar los resultados obtenidos para cada una de las simulaciones, se hace un pequeño inciso para comentar los cálculos realizados con respecto a los coeficientes de *Richardson*, ARICHN y ARICHP, que en este punto están bajo análisis.

Primero de todo, cabe recordar que su definición se muestra en la ecuación 5.16.

En la siguiente Tabla 7.7 se muestran los diferentes valores de dichos coeficientes que se han analizado durante este proyecto:

	Material	Valores por defecto en ATLAS	Corrección masas efectivas (<i>Sim18</i>)	Valores finales (<i>Sim00</i>)
ARICHN	InP	9.75	9.6	18.2
A_n^*	InGaAs	6	5.6	5.6
ARICHP	InP	65.1	60	60
A_p^*	InGaAs	46.3	51.8	51.8

Todos los valores mostrados están en las siguientes unidades $\left[\frac{A}{cm^2 K^2} \right]$.

Tabla 7.7: Valores de los coeficientes de Richardson analizados.

Como se puede apreciar no existen diferencias significativas entre los valores por defecto aplicados por ATLAS y los resultados por definición cuando se aplican las masas efectivas correctas (apartado 5.1.1.3). Esto es así especialmente para A_n^* que, de hecho, es el coeficiente más importante de los dos para el tipo de heterounión emisor-base bajo estudio (unión N-P). Aunque en este apartado no se muestra como objeto de estudio, sí que se comprobó si estas pequeñas diferencias influían en el resultado y la conclusión fue que no: el resultado (*Gummel plot*) es exactamente el mismo tanto si aplicamos los coeficientes por defecto ó considerando las masas efectivas apropiadas de [2] (para los cálculos posteriores se han tomado siempre éstas).

Por lo tanto, la pregunta es ¿cómo se han calculado los valores finales aplicados en *Sim00* y cómo se relacionan estos con el modelado de la heterounión? Para empezar se toman los electrones como los portadores protagonistas en esta parte y por lo tanto todos los cálculos son en relación a éstos.

Como ya se comentó en 6.1.3.1, la expresión que define la densidad de corriente a través de la interfaz es ligeramente diferente según ATLAS (ver ecuación 6.11) ó según [2] (ecuación 6.6). Las grandes diferencias se encuentran en:

- ATLAS trabaja con la velocidad térmica (ver ecuación 5.15) mientras que en [2] se trabaja con la velocidad de emisión (ver ecuación 6.10).
- En el modelo de [2] (ecuación 6.6) se añade un coeficiente $a=1.4$, que multiplica a toda la expresión de densidad de corriente. Este parámetro no existe para ATLAS.
- Por último un detalle importante a tener en cuenta: en la ec. 6.6 se trabaja con dos velocidades de emisión: una para emisor y otra para base (separadas en dos términos diferentes) mientras que en ec. 6.11 se trabaja con una sola velocidad térmica (la del emisor) que multiplica a toda la densidad de corriente. A priori, esto podría inducir a pensar que es otro punto de variación entre ambos modelos, pero en realidad no es así. Esto es debido a que en ec. 6.11 aparece un término, $\frac{m_{e,E}}{m_{e,B}}$, multiplicando a la velocidad de emisión en base que hace que:

$$v_{nE} \approx \frac{m_{e,E}}{m_{e,B}} \cdot v_{nB} = v_n \approx 12.4 \cdot 10^6 \left[\frac{\text{cm}}{\text{s}} \right]$$

Por otro lado se obtiene que $v_T \approx 9.3 \cdot 10^6 \left[\frac{\text{cm}}{\text{s}} \right]$.

Por lo tanto, para eliminar las anteriores diferencias entre ambos modelos sólo tenemos que modificar A_n^* de tal manera que se obtenga una velocidad térmica v_T con un valor similar a $v_n \cdot a = 1.4v_n$. Esto es multiplicar el actual valor de A_n^* por 1.9. El valor de A_n^* necesario es el que se muestra en la tabla 7.7 y el que se aplica en la *Sim00*. Cabe destacar que sólo se modifica para InP ya que para este caso modificarlo también en InGaAs no tiene influencia en los resultados.

En base a la tabla 7.6 y teniendo en cuenta los comentarios anteriores los resultados del *Gummel plot* se presentan en la figuras 7.14 y 7.15, I_B e I_C respectivamente.

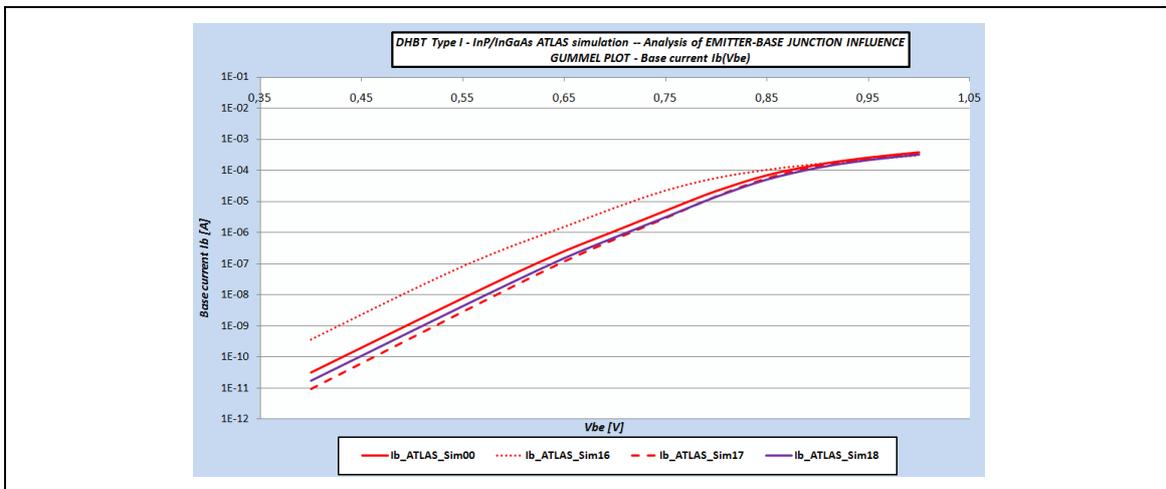


Figura 7.14: Gummel plot. Impacto del modelado de la heterounión emisor-base sobre la corriente de base $I_B(V_{BE})$

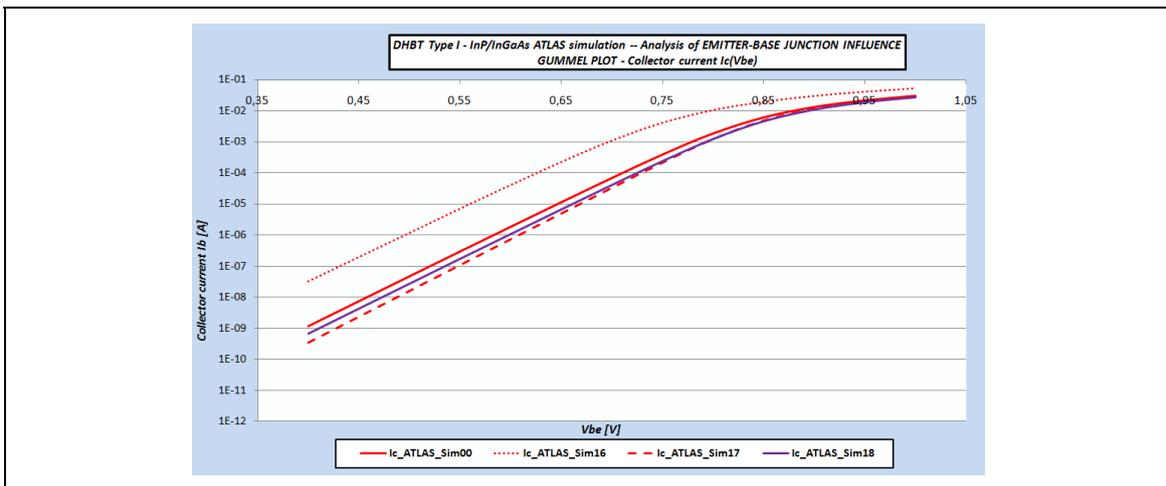


Figura 7.15: Gummel plot. Impacto del modelado de la heterounión emisor-base sobre la corriente de colector $I_C(V_{BE})$

A continuación; en las figuras 7.16 y 7.17 (corriente de base y colector respectivamente) se muestra, para cada una de las simulaciones, el error relativo en % de las mismas:

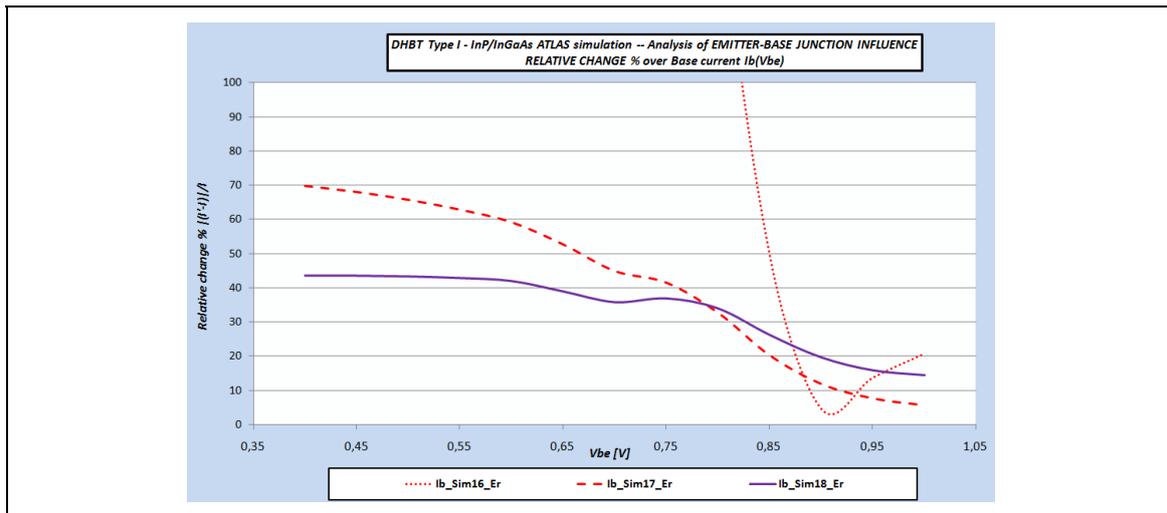


Figura 7.16: Impacto del modelado de la heterounión emisor-base. Error relativo en la corriente de base $I_B(V_{BE})$

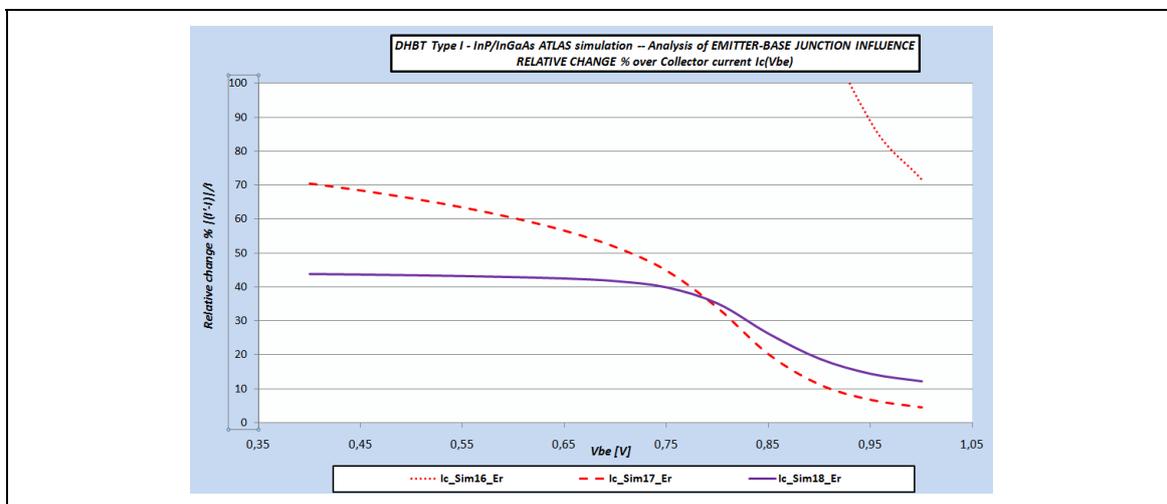


Figura 7.17: Impacto del modelado de la heterounión emisor-base. Error relativo en la corriente de colector $I_C(V_{BE})$

En base a los resultados obtenidos, se puede concluir que:

- ✓ Respecto a la influencia del efecto túnel analizado en la *Sim17*, se corrobora el comentario incluido en el apartado 6.1.3 dónde se define este efecto como no dominante (con menor importancia que) para $V_{be} > 0.75V$. De hecho se recuerda que en [2], este efecto no se aplica por estar las tensiones de interés dentro de este rango. Para polarizaciones menores éste tendría mayor protagonismo.

En este ejercicio se ha mostrado que a partir de $V_{be} > 0.85V$ el cambio entre incorporar dicho efecto ó no está por debajo del 15% llegando al 5% aproximadamente en el caso de $V_{be} = 1V$. Esta conclusión es igual de válida para ambas corrientes. Para el resto de tensiones de polarización, ambas corrientes sufren un decremento del 70% con respecto la original en el peor de los casos ($V_{be} = 0.4V$). A partir de este valor la diferencia va disminuyendo hasta llegar a los resultados comentados. Analizando los diagramas de bandas a $V_{be} = 1V$ y conociendo la expresión del factor que cuantifica el efecto túnel se puede prever de hecho este resultado. Es por ello que en la figura 7.18 se muestra la banda de conducción [eV] en el caso de polarizar con $V_{be} = 0.4V$ y $V_{be} = 1V$ respectivamente.

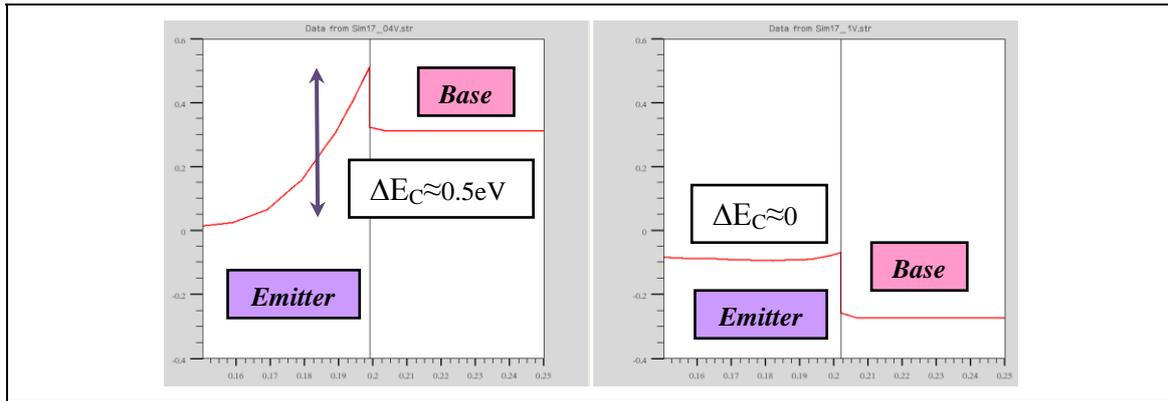


Figura 7.18: Impacto del efecto túnel. Banda de conducción [eV] en la heterounión emisor-base para $V_{BE}=0.4V$ y $V_{BE}=1V$ respectivamente

El efecto túnel, englobado en el factor δ como se muestra en la ecuación 6.11 se define según la ecuación 7.1, extraído de [6]:

$$\delta = \frac{1}{kT} \int_{E_{\min}}^{E_c^+} \exp\left(\frac{E_c^+ - E_x}{kT}\right) \exp\left(\frac{-4\pi}{h} \int_0^{X_E} 2m_n^*(E_c - E_x)^{0.5} dx\right) dE_x \quad (7.1)$$

donde E_x es la componente de energía en la dirección X y $E_{\min} = \max[E(0^-), E(W)]$ según muestra la figura 7.19.

Por lo tanto, en vista a la figura 7.18 y la expresión 7.1, se puede asumir que el factor por efecto túnel es $\delta \approx 0$ ($E_c - E_x \approx 0$) para tensiones elevadas como $V_{be}=1V$.

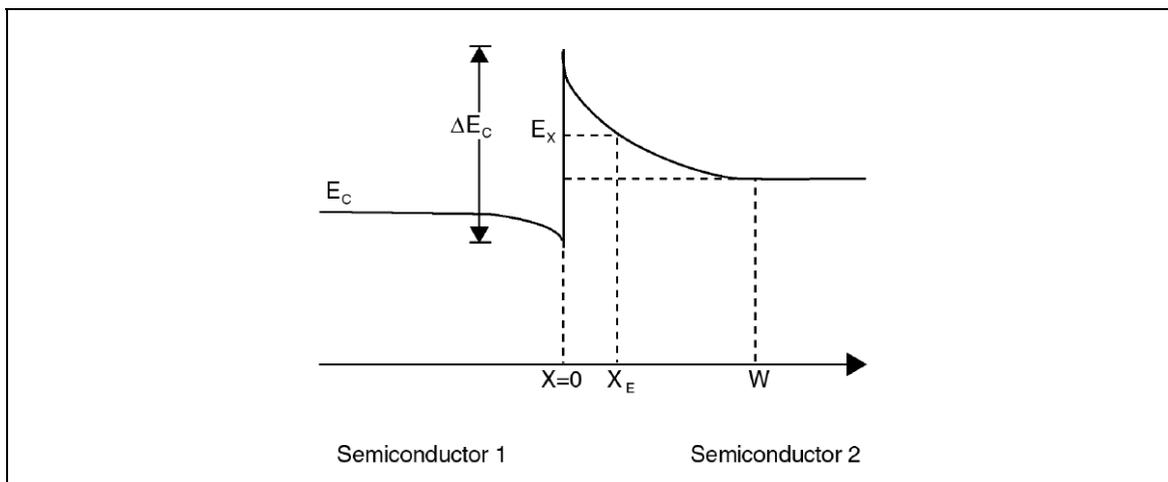


Figura 7.19: Esquema de la banda de conducción para una heterounión PN

- ✓ Los resultados son totalmente diferentes cuando se trata de **no** aplicar ni emisión termiónica (ni efecto túnel) en la heterounión como se ha comprobado en la *Sim16*. Se da un incremento desproporcionado de ambas corrientes por el hecho de no modelar correctamente esta zona del transistor. Las gráficas muestran un aumento del 1000% hasta $V_{be}=0.55V$ para la corriente de base y para la corriente de colector éste es $>2000\%$ para $V_{be}<0.6V$. Este hecho se debe a que ATLAS no modela apropiadamente la heterounión emisor-base como ya se vio en la figura 6.23. Se recuerda que al activar emisión termiónica, ATLAS añade nuevos nodos de simulación en la zona en cuestión, por lo tanto si está inactiva estos nodos no existen aún siendo una región crítica para el estudio del transistor.

En la figura 7.20 se muestran las diferencias en la banda de conducción entre aplicar (*Sim00*) ó no (*Sim16*) emisión termoiónica en el modelo para $V_{be}=0.55V$. Las consecuencias se pueden ver en la misma figura con respecto la concentración de electrones en ambos casos.

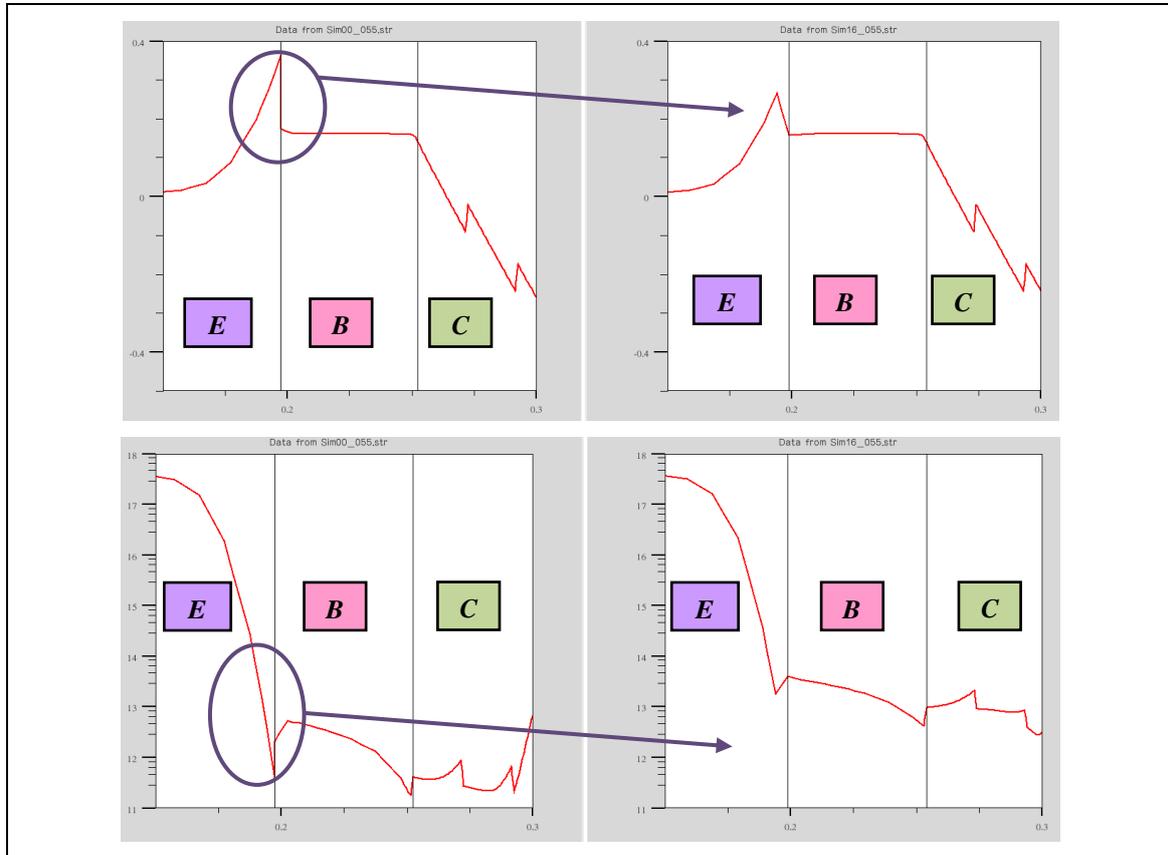


Figura 7.20: E_c [eV] y concentración de e^- [cm⁻³] en la heterounión E-B para $V_{BE}=0.55V$ en el caso de aplicar (*Sim00*) o no emisión termoiónica (*Sim16*) respectivamente.

- ✓ Por último, en la *Sim18* se ha analizado el impacto de ARICHN y en concreto el hecho de aplicar o no la corrección para igualar el modelo de densidad de corriente a través de la heterounión dispuesto por [2] y ATLAS [6]. En los resultados se aprecia un decremento (con cambio de pendiente, factor de idealidad) en ambas corrientes. El error relativo es de un 40% de media para $V_{be}<0.75V$ siendo menor a partir de este punto hasta llegar a un 15% para $V_{be}>0.95V$. Este resultado es lógico ya que para tensiones elevadas el transporte por emisión termoiónica, comparado con otras polarizaciones, se ha reducido considerablemente como se ha visto en el punto anterior. La influencia de ΔE_c en las ecuaciones que definen la densidad de corriente (ecuación 6.6 y ecuación 6.11, según [2] y ATLAS [6] respectivamente) es muchísimo menor.

Como último apunte, cabe comentar que el área que define el rectángulo dónde aplicar emisión termoiónica (y efecto túnel si aplica) en la estructura carece de influencia sobre la simulaciones (ver la figura 6.11 para definición).

7.2.5. Impacto del *band gap narrowing*

Dentro de este apartado, se han estudiado los siguientes casos:

Identificador de simulación				
Sim00				
Sim19				
Sim20				
Sim21				
Band Gap Narrowing	Valores de E_g y χ según Tabla 6.2 ⁽³⁾	No se aplica ningún tipo de <i>Band Gap Narrowing</i> ⁽¹⁾	Valores de E_g y χ según Tabla 5.3 + ajustes aplicados en 5.1.4.2. ⁽²⁾	Valores de <i>Sim00</i> a través de MODELS BGN de ATLAS ⁽³⁾
<p>⁽¹⁾La <i>graded region</i> sí que se mantiene modificando E_g y χ de la manera apropiada. Para el resto de capas no se aplica ningún tipo de <i>band gap narrowing</i>.</p> <p>⁽²⁾En el apartado 6.1.4.2 se ajustaron los valores de E_g y χ para maximizar la correlación entre el diagrama de bandas de [2] y el obtenido por ATLAS. Aquellos valores son anteriores a la calibración del modelo (valores correspondientes a <i>Sim00</i>).</p> <p>⁽³⁾Los valores E_g y χ después de considerar <i>Band Gap Narrowing</i> se aplican directamente tal como se comenta en 6.1.4.1 en el caso de <i>Sim00</i>. Para <i>Sim21</i>, estos valores se introducen a través de MODELS BGN disponible en ATLAS (ver apartado 6.1.4.1)</p>				

Tabla 7.8: Simulaciones consideradas para analizar la influencia del *band gap narrowing*

En la Tabla 7.9 se muestran las diferencias entre las simulaciones previas con respecto a los valores de E_g y χ para una mejor referencia.

Parámetro	Unidades	Sim Id	DHBT Layers						
			Emitter-Cap	Emitter	Spacer & Base	Graded Region			Pulse doping, Collector Elevated subcollector & Subcollector
						G1	G2	G3	
E_g	[eV]	Sim00	1.35	1.28	0.680	0.770	0.982	1.14	1.35
		Sim19		1.35	0.75				
		Sim20		1.33	0.680				
χ		Sim00	4.38	4.42	4.61	4.61	4.53	4.45	4.38
		Sim19		4.38	4.61				
		Sim20		4.41	4.635				

Tabla 7.9: Valores de E_g y χ analizados en las *Sim00*, *Sim19* y *Sim20*

Por lo tanto, la discontinuidad que se produce en la heterounión emisor-base se caracteriza por las siguientes expresiones que dan como resultado los valores mostrados en la Tabla 7.10 (en equilibrio):

$$\Delta E_C = \chi_B - \chi_E$$

$$\Delta E_V = \chi_E + E_{gE} - \chi_B - E_{gB}$$

Identificador de simulación			
Sim00			
Sim19			
Sim20			
ΔE_C	<i>190meV</i>	<i>230meV</i>	<i>225meV</i>
ΔE_V	<i>410meV</i>	<i>830meV</i>	<i>875meV</i>

Tabla 7.10: Discontinuidades ΔE_C y ΔE_V existentes en *Sim00*, *Sim19* y *Sim20*

En base a la tablas 7.8 y 7.9, los resultados del *Gummel plot* se presentan en la figuras 7.21 y 7.22, I_B e I_C respectivamente.

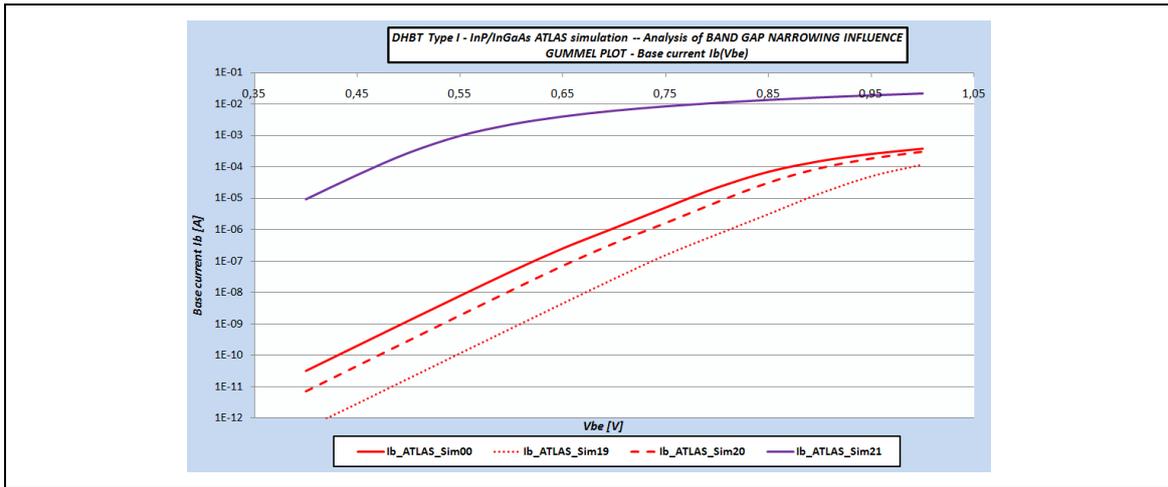


Figura 7.21: Gummel plot. Impacto del modelado del *band gap narrowing* sobre la corriente de base $I_B(V_{BE})$

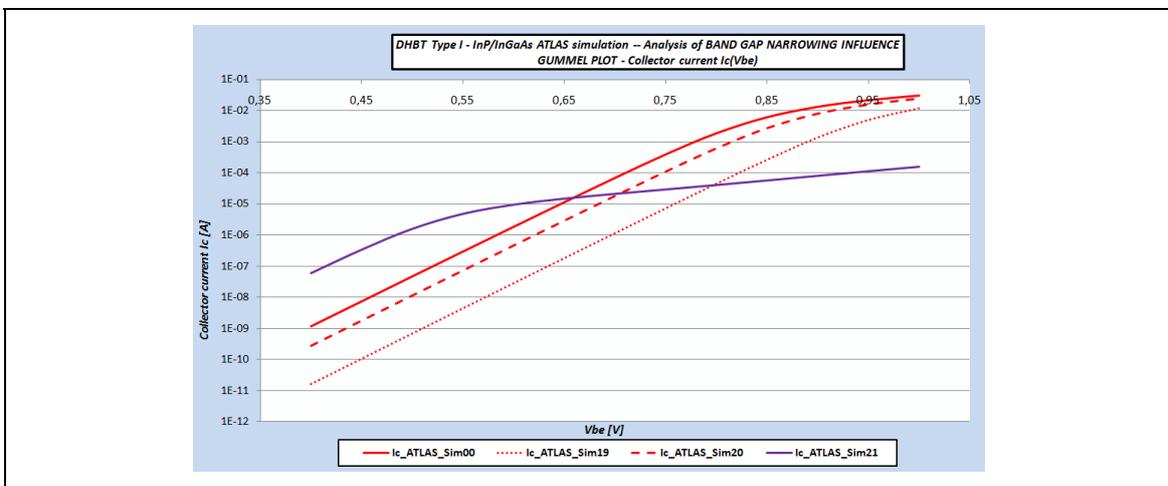


Figura 7.22: Gummel plot. Impacto del modelado del *band gap narrowing* sobre la corriente de colector $I_C(V_{BE})$

A continuación; en las figuras 7.23 y 7.24 (corriente de base y colector respectivamente) se muestra, para cada una de las simulaciones, el error relativo en % de las mismas:

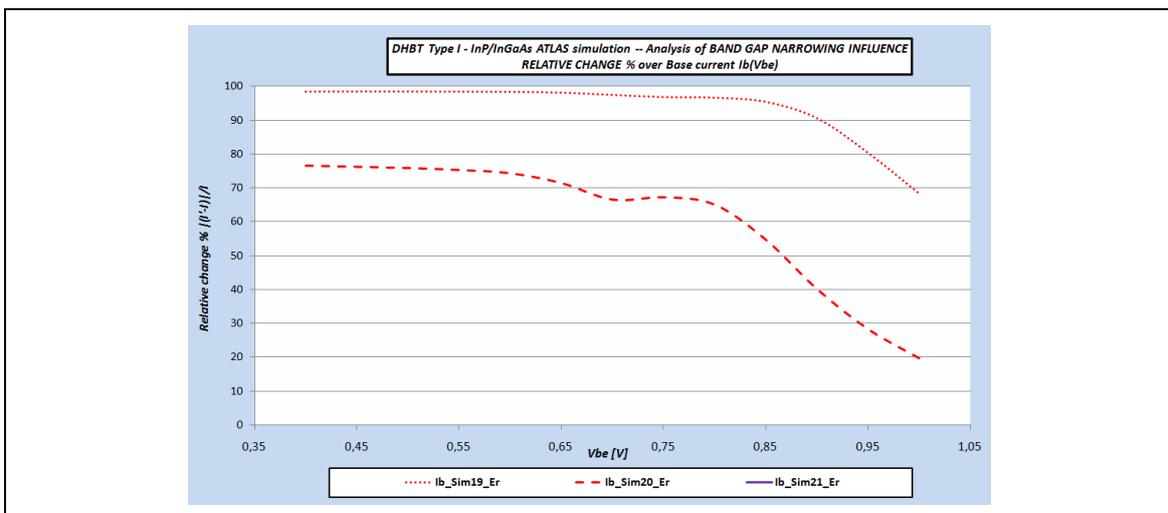


Figura 7.23: Impacto del modelado del *band gap narrowing*. Error relativo en la corriente de base $I_B(V_{BE})$

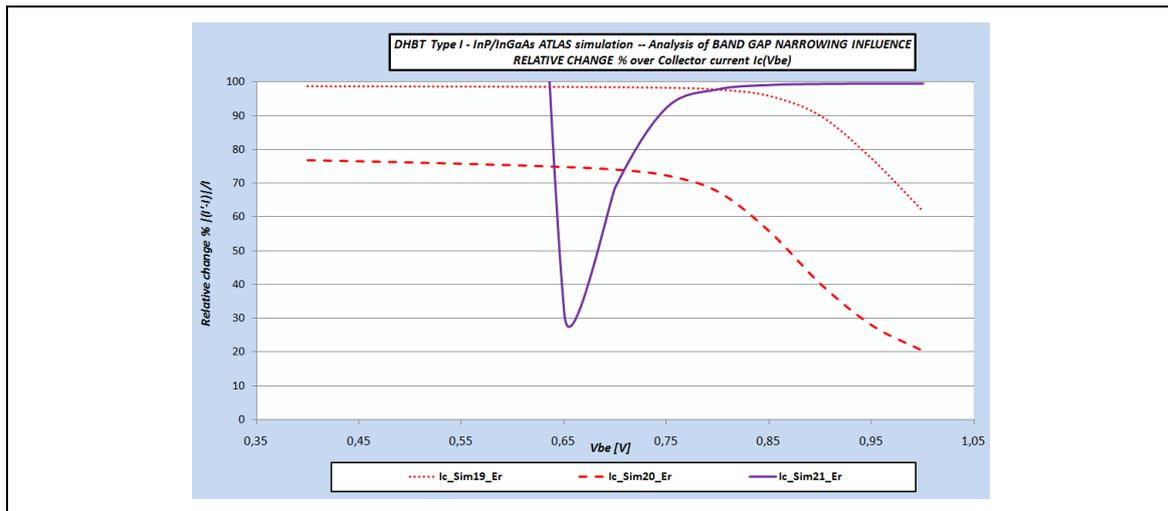


Figura 7.24: Impacto del modelado del *band gap narrowing*. Error relativo en la corriente de colector $I_C(V_{BE})$

En base a los resultados obtenidos, se puede concluir que:

- ✓ La influencia del *band gap narrowing* afecta en igual medida tanto a la corriente de base como a la de colector. El nivel de afectación es relevante.
- ✓ En el caso de la *Sim20* se obtiene la misma reducción de corriente para I_B e I_C . El error es aproximadamente del 75% para $V_{BE} < 0.75V$, disminuyendo hasta el 20% para $V_{BE} = 1V$. La razón de este cambio se debe al incremento de $35meV$ en ΔE_C entre emisor y base para *Sim20* en comparación con *Sim00*.
- ✓ Los resultados de la *Sim19* muestran una mayor reducción de corrientes con respecto al punto anterior. En este caso el cambio es del $\approx 100\%$ para $V_{BE} < 0.8V$, disminuyendo hasta el 70% para $V_{BE} = 1V$. Existen dos razones para explicar este resultado:
 - Al igual que ocurre en la *Sim20*, ΔE_C entre emisor y base es mayor en *Sim19* que en *Sim00*, en concreto $40meV$ más.
 - El efecto de no aplicar ninguna reducción en el *bandgap*, E_g , es más significativo en la región de base debido a su alto dopaje. El estrechamiento aplicado en los otros casos era de $70meV$ sobre $0.75eV$. El hecho de tener un E_g dificulta el paso de electrones de la banda de valencia a conducción proporcionalmente.
- ✓ Por último, los resultados obtenidos en la *Sim21* han resultado totalmente incoherentes. En base a las gráficas, se obtiene que I_B sufre un cambio del 5500% en el mejor de los casos, aumentando con respecto a la corriente de referencia en *Sim00*. La corriente de colector I_C ofrece una tendencia totalmente diferente a lo esperado incluyendo un punto de inflexión en la misma. La explicación a estos resultados se puede encontrar en la Figura 7.25 donde se muestra el diagrama de bandas para las simulaciones *Sim21* y *Sim00*, respectivamente; éstos son totalmente diferentes.

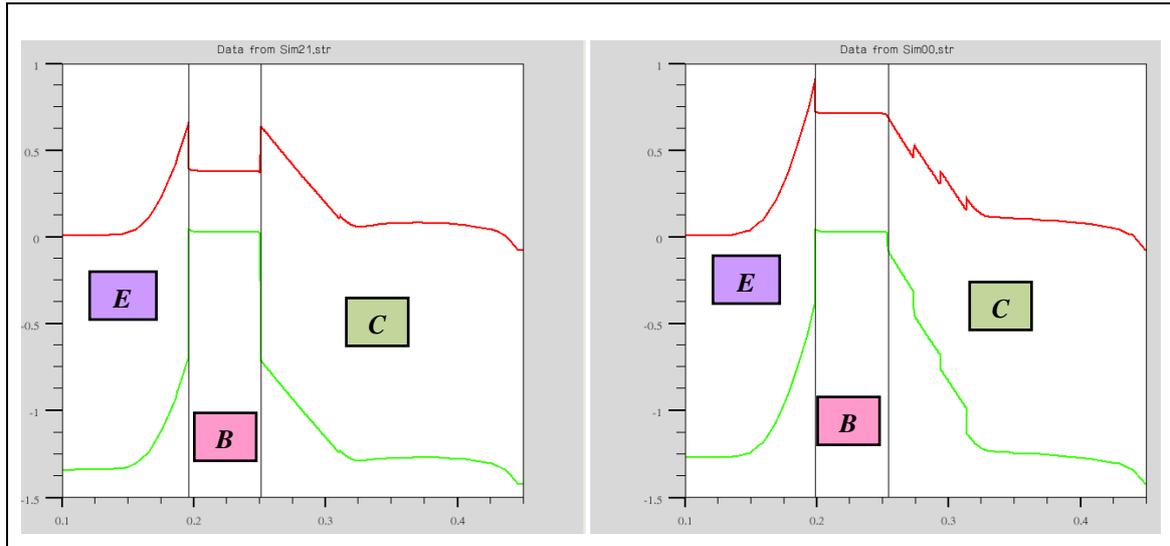


Figura 7.25: Diagrama de bandas en equilibrio para las simulaciones *Sim21* y *Sim00* respectivamente.

ATLAS [6] no aplica directamente los nuevos valores de E_g y χ definidos por el usuario a través de la ecuación 6.14. En vez de tomar ΔE_g y aplicarlo sobre las bandas de conducción y valencia (también teniendo en cuenta la *asimetría* a aplicar en las mismas); realiza un cálculo de la concentración intrínseca efectiva n_{ie} a través de éste según ecuación 4.11. Los campos eléctricos efectivos son calculados según ecuaciones 4.16 y 4.17 considerando el cambio producido. A partir de aquí se obtiene el diagrama de bandas y la densidad de corriente según las ecuaciones 4.18 y 4.19.

7.2.6. Impacto de los *surface traps*

Dentro de este apartado, se han estudiado los siguientes casos:

		Identificador de simulación				
		Sim00 <u> </u>	Sim22	Sim23 - - - -	Sim24 <u> </u>	Sim25
<i>Surface traps</i>	<i>Surface Traps STs</i>	Activados. Ver Tabla 5.6	Desactivados	Activados		
	<i>Surface Recombination Velocity S</i>	Activada $S = 1 \times 10^7 [cm/s]$	Activada $S = 1 \times 10^7 [cm/s]$	Desactivada	Activada $S = 1 \times 10^6 [cm/s]$	Activada $S = 1 \times 10^5 [cm/s]$

Tabla 7.11: Simulaciones consideradas para analizar la influencia de los *surface traps*

En base a la Tabla 7.11, los resultados del *Gummel plot* y sus cambios relativos se presentan en la figuras 7.26 y 7.27 para corrientes de base y colector respectivamente.

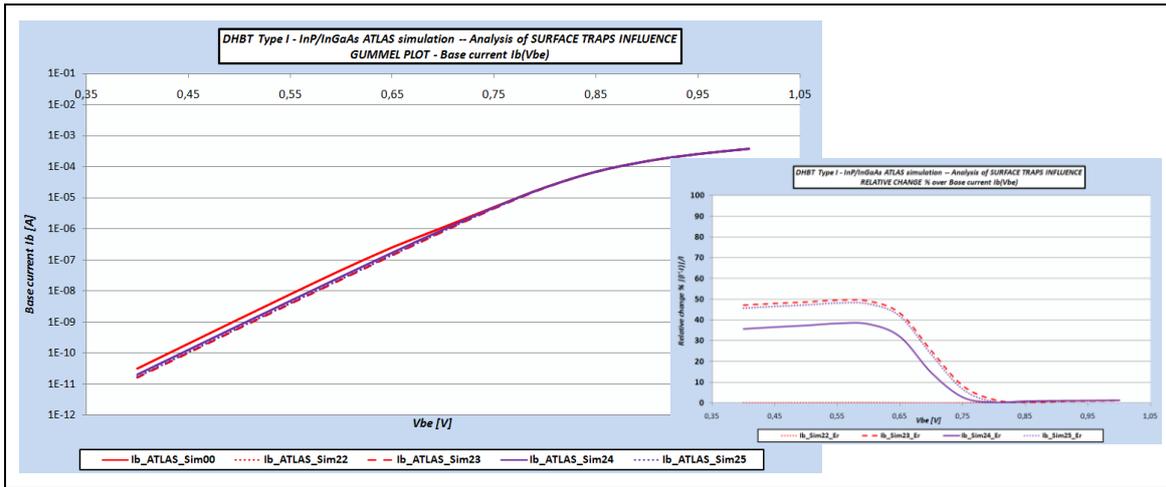


Figura 7.26: Gummel plot y errores relativos referente al impacto de los *surface traps* sobre la corriente de base $I_B(V_{BE})$

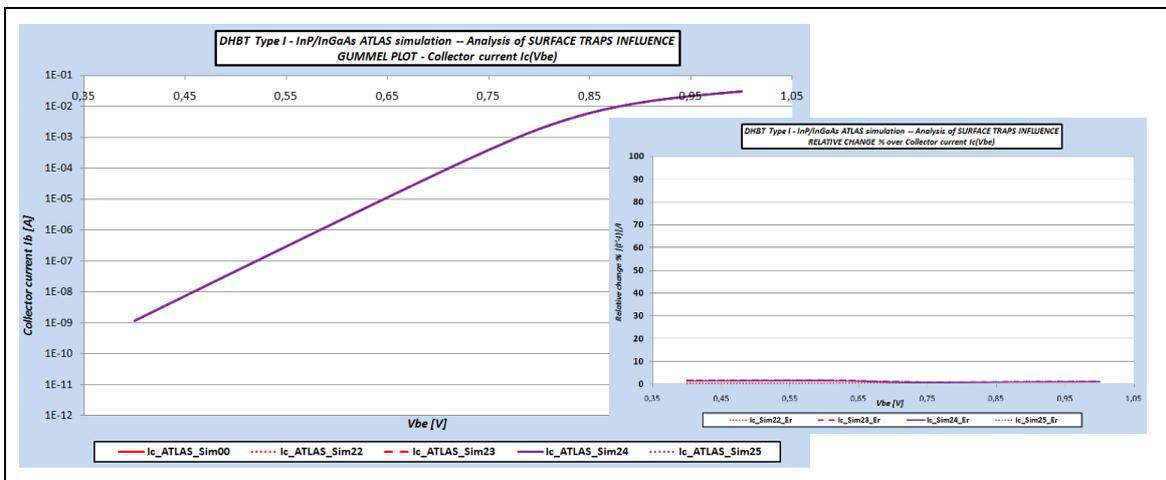


Figura 7.27: Gummel plot y errores relativos referente al impacto de los *surface traps* sobre la corriente de colector $I_C(V_{BE})$

En base a los resultados obtenidos, se puede concluir que:

- ✓ La influencia de los *surface traps* es prácticamente nula para ambas corrientes. El error medio obtenido en los dos casos es del 1% para todo el margen de V_{BE} .
- ✓ La influencia de *surface recombination velocity*, S , es:
 - Descartable en el caso de la corriente de colector dónde se han obtenido diferencias máximas del 2%.
 - No descartable en el caso de la corriente de base para $V_{BE} < 0.75V$. Los resultados muestran comportamientos paralelos para los diferentes análisis realizados, en concreto:
 - Las simulaciones *Sim23* y *Sim25* resultan en valores muy similares con un cambio máximo sostenido del 50% para $V_{BE} < 0.6V$. Mientras que *Sim24*, para el mismo rango, presenta un cambio del 35-40%. En todas ellas, I_B es menor que la línea de base, aumentando de este modo el factor de idealidad.
 - A partir de $V_{BE} = 0.6V$, el cambio relativo disminuye considerablemente para todos los casos hasta llegar al 1% para $V_{BE} > 0.8V$.

7.2.7. Impacto de los parámetros de recombinación de portadores

Dentro de este apartado, se han estudiado los siguientes casos:

		Identificador de simulación							
		Sim00	Sim26	Sim27	Sim28	Sim29	Sim30	Sim32	Sim33
Recombinación de portadores	τ_{SRH} [ns]	1.7	5	1.7					
	$C_{Auger,p}$ [cm^3/s]	3×10^{-29}			9×10^{-31}	9×10^{-30}	9×10^{-29}	3×10^{-29}	No aplicado
	C_{rad} [cm^3/s]	1.4×10^{-10}		6.6×10^{-11}	1.4×10^{-10}			No aplicado	1.4×10^{-10}
<p>⁽¹⁾La Sim31, correspondiente a desactivar el mecanismo de recombinación SRH, también ha sido objeto de estudio. Ésta no se muestra en la Tabla debido a que no se han podido obtener resultados al respecto debido a la imposibilidad de la simulación (la solución no converge).</p> <p>⁽²⁾La Sim34, correspondiente a desactivar todos los mecanismos de recombinación, también ha sido objeto de estudio. Como ocurre en el caso anterior, no se incluye en la Tabla debido a la imposibilidad de obtener una solución convergente.</p>									

Tabla 7.12: Simulaciones consideradas para analizar la influencia de los parámetros de recombinación de portadores

El objetivo de este apartado es analizar las observaciones ya realizadas en el apartado 6.3.2 dónde se pone de manifiesto la disparidad de valores disponibles en la literatura para cada uno de los mecanismos de recombinación. Además, se recuerda que en el caso de recombinación Auger, éste se utiliza como parámetro variable para optimizar la correlación entre simulación y valores experimentales. Como se puede ver en la Tabla 7.12 también se analiza el caso más extremo que corresponde a no activar dichos mecanismos.

En las figuras 7.28 y 7.29 se muestran los resultados del *Gummel plot* y errores relativos para la corriente de base respectivamente. En la figura 7.30 aparecen ambas gráficas conjuntamente para la corriente de colector.

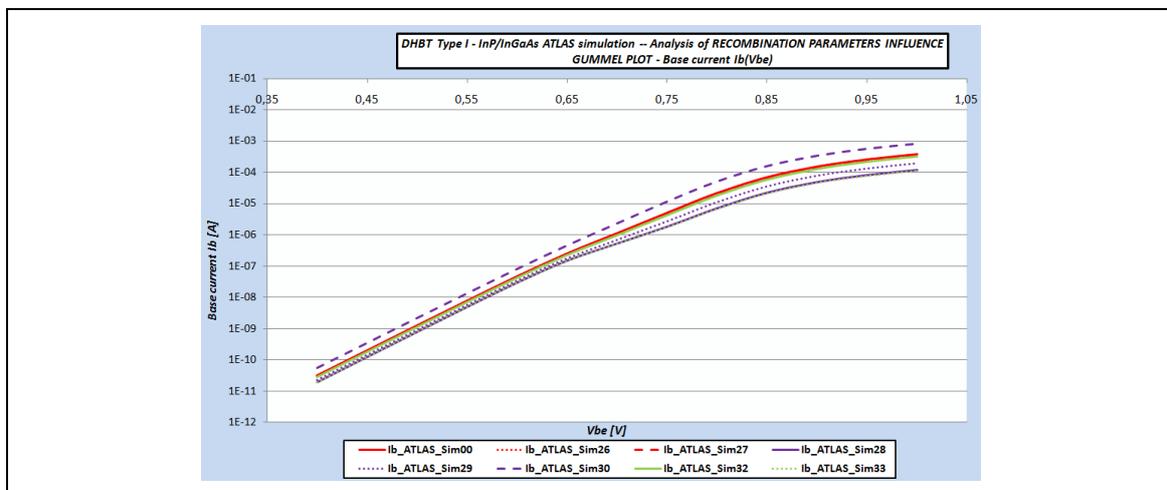


Figura 7.28: Gummel plot. Impacto de los parámetros de recombinación de los portadores sobre la corriente de base $I_B(V_{BE})$

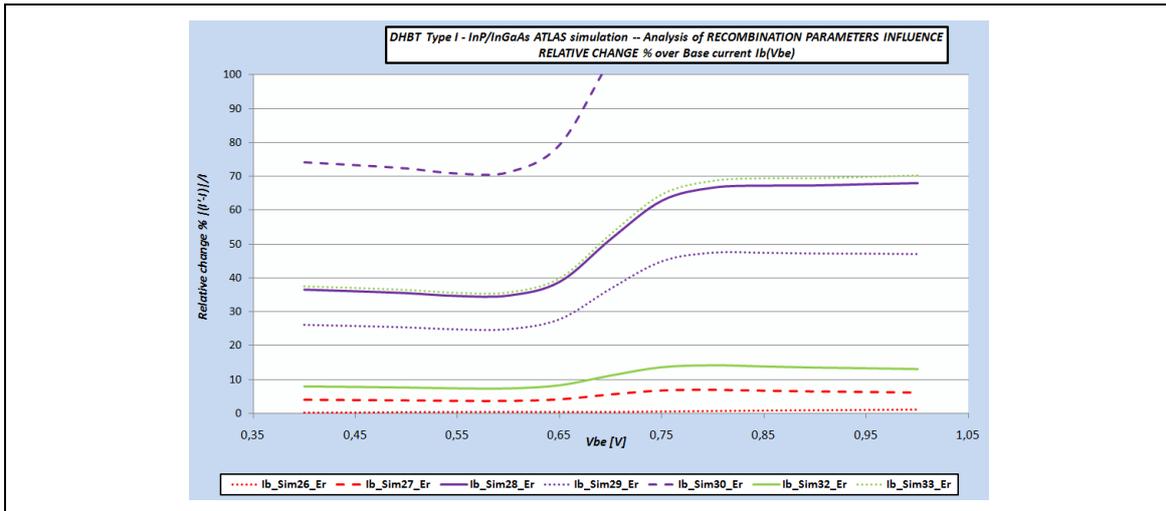


Figura 7.29: Impacto de los parámetros de recombinación de los portadores. Error relativo en la corriente de base $I_B(V_{BE})$

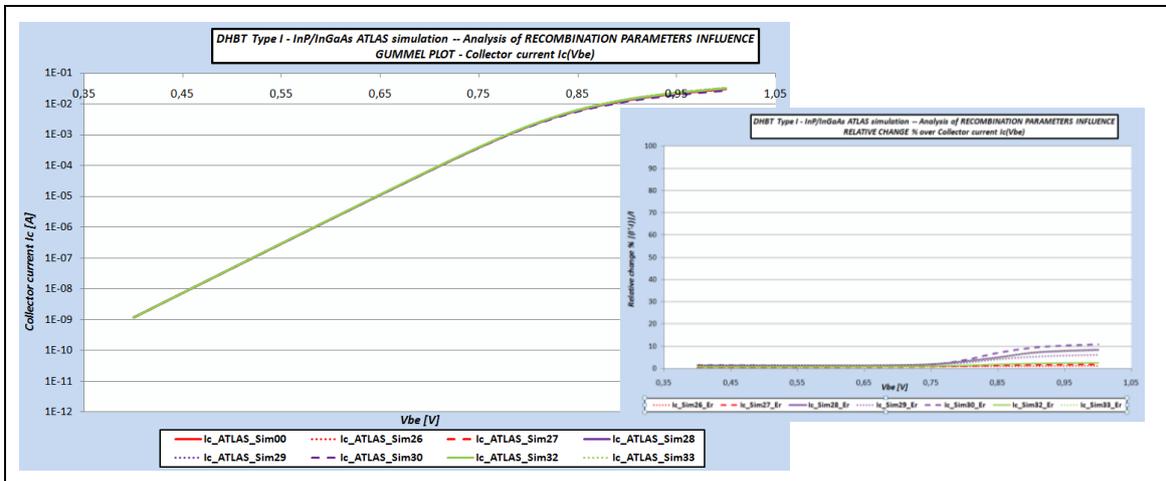


Figura 7.30: Gummel plot y error relativo referente al impacto de los parámetros de recombinación de los portadores sobre la corriente de colector $I_C(V_{BE})$

En base a los resultados obtenidos, se puede concluir que:

- ✓ La influencia de los mecanismos de recombinación afecta de manera desigual a las corrientes de base y colector. Mientras que I_C sufre un error relativo máximo del 10%, en el caso de I_B , éste llega a ser del 130%. El cambio es más acentuado cuanto mayor es V_{BE} , alcanzando el máximo en $V_{BE}=1V$.
- ✓ Si se analizan los resultados por mecanismo de recombinación:
 - Con respecto a la recombinación *SRH* analizada en la simulación *Sim26*; los cambios máximos detectados son del 1% para ambas corrientes por el hecho de triplicar τ_{SRH} . Por el contrario, las simulaciones no se pueden llevar a cabo mediante ATLAS si este mecanismo permanece desactivado.
 - Con respecto a la recombinación *radiative* analizada en las simulaciones *Sim27* (donde el coeficiente C_{rad} se ha reducido a la mitad) y *Sim32* (donde se ha desactivado dicho mecanismo) los cambios no son muy significativos. En el peor de los casos, con dicha recombinación desactivada, se obtiene un cambio máximo del 14% para I_B y de un 3% para I_C .

- Finalmente, la recombinación *Auger* es la más influyente en las simulaciones llevadas a cabo. El coeficiente C_{Aug} se ha variado dentro de un margen de valores que oscila entre dos órdenes de magnitud ($9 \times 10^{-31} \leq C_{Aug} [cm^3/s] \leq 9 \times 10^{-29}$) además de analizar la opción de su desactivación. Los resultados obtenidos en *Sim28* y *Sim33* son muy similares, lo que es bastante lógico ya que *Sim28* representa el valor menor de C_{Aug} y *Sim33* su desactivación. La corriente de base ha disminuido un máximo del 70% para tensiones $V_{BE} > 0.75V$ y de un mínimo del 35% para tensiones fuera de ese margen. Esta misma tendencia se puede observar para *Sim29* pero en menor medida ya que C_{Aug} se encuentra en su término medio; la diferencia máxima encontrada en este caso es del 47%. El mayor cambio se produce para *Sim30* donde C_{Aug} toma su valor máximo llegando a aumentar I_B entre un 70% y 130% en todo el rango de tensiones. Es para este último caso donde I_C registra su mayor cambio mostrando una reducción de corriente máxima del 11% para $V_{BE} > IV$.

Por lo tanto, se ha visto que el mecanismo de recombinación más influyente es *Auger* y que éste afecta principalmente a la corriente de base I_B . Este resultado es de esperar ya que una de las componentes de I_B es la corriente de recombinación de electrones en la base que se puede denominar como $I_{r,B}$ y definido por ec. 7.2:

$$I_{r,B} = \frac{\Delta Q_{n,B}}{\tau_{nB}} \tag{7.2}$$

Como se muestra, $I_{r,B}$ es inversamente proporcional al tiempo de vida de los minoritarios en la región, y éste es a su vez directamente proporcional a C_{Aug} ; por lo que $I_{r,B} \propto C_{Aug,p}$.

Además tal y como se ha comentado anteriormente, la influencia era menos pronunciada para tensiones reducidas de V_{BE} , la reducción de corriente es claramente mayor para V_{BE} elevadas. Esto es debido al efecto de la recombinación de portadores en la ZCE del emisor-base; el aumento de corriente debido a la recombinación en la ZCE de la unión emisora suele ser muy significativo en los huecos que la base inyecta al emisor, por lo que I_B aumenta, pero es poco significativo en la corriente de electrones que es mucho mayor que la de huecos. Por esta razón I_C no varía en este rango de tensiones.

7.2.8. Impacto de las resistencias de contacto

Dentro de este apartado, se han estudiado los siguientes casos:

			Identificador de simulación						
			Sim00	Sim35	Sim36	Sim37	Sim38	Sim39	Sim40
Resistencias de contacto	R_E	[$\mu\Omega cm^2$]	20	0	20	0	20	30	10
	R_B		30		30		0	30	
	R_C		10	0	10				

⁽¹⁾ Los valores de Sim00 se han extraído de la Tabla 6.8.

Tabla 7.13: Simulaciones consideradas para analizar la influencia de las resistencias de contacto

En base a la Tabla 7.13, los resultados del *Gummel plot* y sus cambios relativos se presentan en la figuras 7.31 y 7.32 para corrientes de base y colector respectivamente.

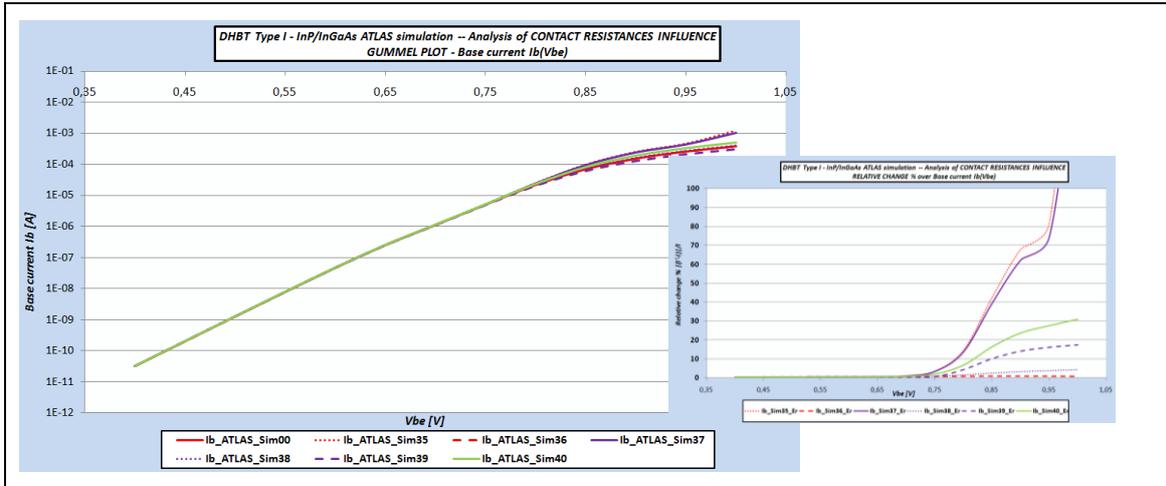


Figura 7.31: Gummel plot y error relativo referente al impacto de las resistencias de contacto sobre la corriente de base $I_B(V_{BE})$

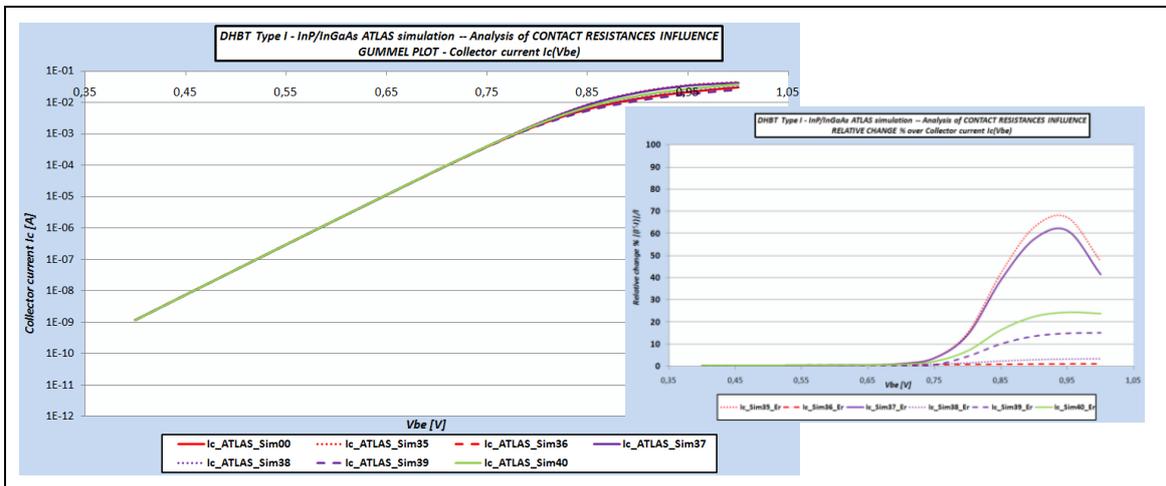


Figura 7.32: Gummel plot y error relativo referente al impacto de las resistencias de contacto sobre la corriente de colector $I_C(V_{BE})$

En base a los resultados obtenidos, se puede concluir que:

- ✓ La influencia de la introducción en el modelo de las resistencias de contacto de cada uno de los electrodos es prácticamente inapreciable para ambas corrientes hasta $V_{BE}=0.75V$. Es para tensiones elevadas que se encuentran los cambios máximos y significativos sobre todo en la corriente de base.
- ✓ Si se analizan los resultados por electrodo y su resistencia de contacto:
 - Respecto los electrodos de la base, el hecho de modelarlo con resistencia nula (*Sim38*) hace que los errores relativos en I_B e I_C sean del 4% y 3% como máximo.
 - Respecto el electrodo del colector, el hecho de modelarlo con resistencia nula (*Sim36*) no hace variar los resultados para ninguna de las corrientes.
 - Respecto el electrodo del emisor, el hecho de modelarlo con resistencia nula (*Sim37*) hace que se obtengan cambios considerables en ambas corrientes. En el caso de I_B , ésta llega a aumentar un 224% para $V_{BE}=1V$

y un 70% de aumento para I_C (en este caso para $V_{BE}=0.95V$). Estos resultados son muy similares para *Sim35* donde todas las resistencias son nulas. En las *Sim39* y *Sim40* se ha visto como aumentando ó disminuyendo en un 50% dicha resistencia, ambas corrientes disminuyen ó aumentan en consecuencia obteniendo valores como:

- En *Sim39* (R mayor), I_B e I_C disminuyen en un ~15%.
- En *Sim40* (R menor), I_B e I_C aumentan en un 25-30%.

Por lo tanto, como cabe esperar, el hecho de introducir en el modelo unos valores de resistencia de contacto hace disminuir la corriente (a igualdad de tensión). Como se ha visto en los resultados, para la estructura de transistor bajo estudio, es el electrodo del emisor el que ofrece una mayor influencia en este sentido.

7.2.9. Resumen de resultados

En los apartados anteriores se ha mostrado cuál es el efecto de ciertos parámetros incluidos en el modelo del simulador. Dicho impacto se ha mostrado en términos de corriente de base y colector.

Llegados a este punto, cabe resumir todos los resultados obtenidos en términos de ganancia de corriente en emisor común definida como $\beta_F = I_C / I_B$. En la Tabla 7.14 se muestran estos valores para cada una de las simulaciones llevadas a cabo agrupadas por temática según se ha contemplado previamente. Se ha calculado la ganancia máxima dentro del margen de tensiones de interés ($0.75V \leq V_{BE} \leq 1V$).

Se incluye el error relativo de β_F respecto la simulación de referencia *Sim00* resaltando aquellos que causan un cambio de más del 50%.

<i>Temática</i>	<i>Identificador Simulación</i>	<i>Ganancia β_F</i>	<i>Cambio relativo respecto Sim00 %</i>
<i>Modelo calibrado</i>	Sim00	89	NA
<i>Modelo de transporte</i> Ver apartado 7.2.1	Sim01	87	1.9
	Sim02	280	214
	Sim03	226	154
	Sim04	176	97
	Sim05	137	54
	Sim06	109	22
	Sim07	74	17

<i>Temática</i>	<i>Identificador Simulación</i>	<i>Ganancia β_F</i>	<i>Cambio relativo respecto Sim00 %</i>
<i>Movilidad de electrones</i> Ver apartado 7.2.2	Sim08	72	19
	Sim09	44	50
	Sim10	94	6
	Sim11	89	0.4
	Sim12	86	3
	Sim13	29	68
<i>Tiempo de relajación</i> Ver apartado 7.2.3	Sim14	88	0.9
	Sim15	88	0.9
<i>Definición heterounión emisor-base</i> Ver apartado 7.2.4	Sim16	188	111
	Sim17	89	0.6
	Sim18	88	0.6
<i>Band Gap narrowing</i> Ver apartado 7.2.5	Sim19	97	9
	Sim20	87	2
	Sim21	0	100
<i>Surface traps</i> Ver apartado 7.2.6	Sim22	89	0.1
	Sim23	89	0.2
	Sim24	89	0.5
	Sim25	89	0.3

<i>Temática</i>	<i>Identificador Simulación</i>	<i>Ganancia β_F</i>	<i>Cambio relativo respecto Sim00 %</i>
<i>Mecanismos de recombinación</i> Ver apartado 7.2.7	Sim26	89	0.5
	Sim27	96	8
	Sim28	285	220
	Sim29	175	97
	Sim30	37	59
	Sim32	105	18
	Sim33	306	244
<i>Resistencias de contacto</i> Ver apartado 7.2.8	Sim35	88	0.7
	Sim36	89	0.5
	Sim37	88	0.8
	Sim38	88	0.6
	Sim39	89	0.6
	Sim40	88	0.6

Tabla 7.14: Resumen de resultados de la influencia de los diferentes parámetros en el modelo. Ganancia de corriente en continua.

Como se puede apreciar en los resultados anteriores, existe una gran disparidad de resultados dependiendo del grupo de parámetros modificados. De esta manera, hay ciertos grupos de valores que tienen un impacto inapreciable sobre la ganancia de corriente en DC como son: el tiempo de relajación τ_e , los *surface traps* y los valores de resistencia de contacto; todos ellos con errores relativos menores al 1%. Por el contrario, existen grupos en los que ciertos casos dentro del mismo impactan de manera muy severa en dicho parámetro (cambios superiores al 100%). Algunos ejemplos de esto son: el modelo de transporte, la definición de la heterounión emisor-base, el *band gap narrowing* ó los mecanismos de recombinación.

7.3. Influencia del escalado del dispositivo

Dentro de este apartado se ha estudiado cuál es el impacto de realizar un escalado del dispositivo considerando dos posibles casos: modificar el *emitter width* y el *base thickness*.

En los próximos apartados se muestran las modificaciones llevadas a cabo y los resultados obtenidos comparándolos de nuevo con *Sim00*.

7.3.1. Impacto del *emitter width*.

Dentro de este apartado, se han estudiado los siguientes casos:

		<i>Identificador de simulación</i>					
		Sim00		Sim41		Sim42	
		 I_B		 I_B		 I_B	
		 I_C		 I_C		 I_C	
<i>Emmitter width</i>		$1.2\mu m$		$1.8\mu m$		$0.6\mu m$	

Tabla 7.15: Análisis de la influencia del *emitter width*. Valores analizados.

Los valores escogidos muestran un incremento ó decremento del 50% con respecto al valor inicial. Esta modificación ha sido tomada de forma arbitraria. La tolerancia estimada para esta dimensión es del $\pm 10\%$ máximo según [2].

En la figura 7.33 se muestra de manera visual cómo es la estructura del dispositivo para cada uno de los casos analizados.

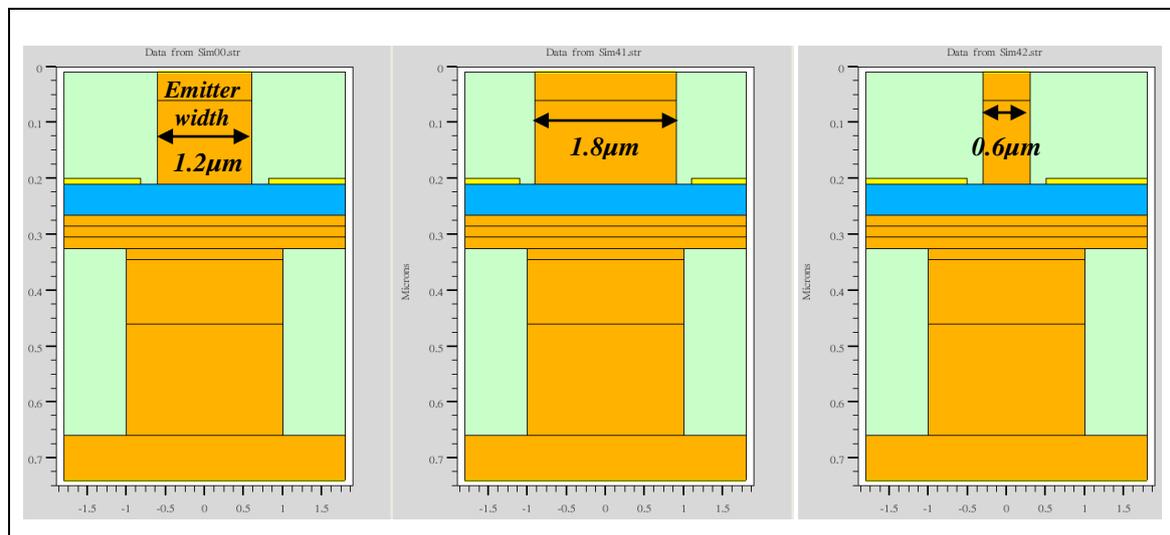


Figura 7.33: Análisis de la influencia del *emitter width*. Sección vertical en 2D del dispositivo para cada uno de los casos analizados.

En los tres casos la dimensión del *emitter undercut* ($0.2\mu m$) es exactamente la misma; por lo tanto el *base contact width* se ha modificado en su justa medida.

En base a la Tabla 7.14, los resultados del *Gummel plot* para I_B e I_C y los errores relativos se presentan en las figuras 7.34 y 7.35 respectivamente.

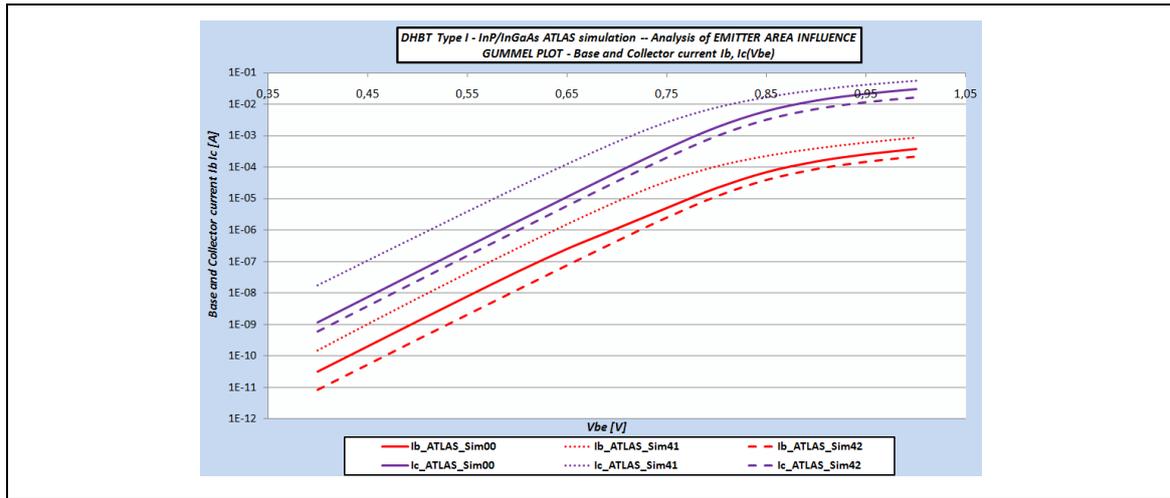


Figura 7.34: Análisis de la influencia del emitter width. Gummel plot de I_B e I_C .

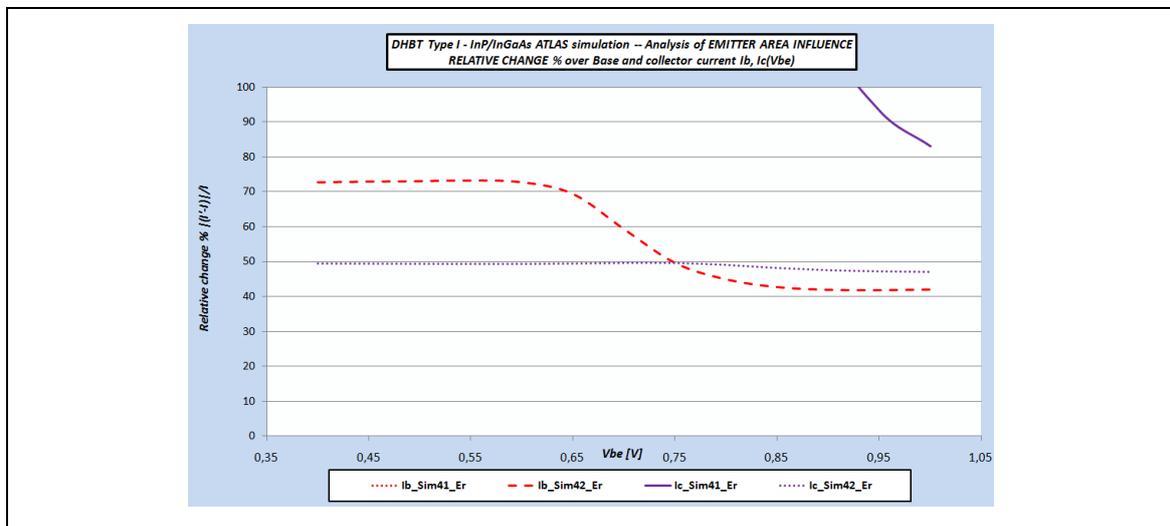


Figura 7.35: Análisis de la influencia del emitter width. Error relativo obtenido en I_B e I_C .

El transporte de carga más importante en el interior del dispositivo es vertical; este hecho hace que tanto I_B como I_C sean proporcionales al área del terminal emisor. Es por ello que en la figura 7.34 se puede apreciar que si:

- Emitter width aumenta (Sim41) ambas corrientes aumentan.
- Emitter width disminuye (Sim42) ambas corrientes disminuyen.

En la figura 7.35 se muestran los cambios relativos para cada uno de los casos, encontrando las mayores diferencias para Sim41 donde A_E es incrementado. Se puede apreciar:

- En Sim41, tanto I_B como I_C aumentan considerablemente siendo éstas un 600% mayores que en Sim00 para $V_{BE}=0.75V$. A partir de aquí, la diferencia decrece exponencialmente hasta llegar a un 83% y 125% para I_C e I_B respectivamente para $V_{BE}=1V$.
- En Sim42, tanto I_B como I_C disminuyen pero no en la misma proporción que en el caso contrario. En este caso se puede ver como I_C ha disminuido un 50% para todo el rango de tensiones e I_B un 40% aprox para las tensiones de interés.

Debido a que la influencia no es exactamente por igual para I_B e I_C , llegados a este punto resulta interesante mostrar los mismos resultados pero representando la ganancia de corriente en emisor común $\beta_F = I_C/I_B$. Se puede ver en la figura 7.36.

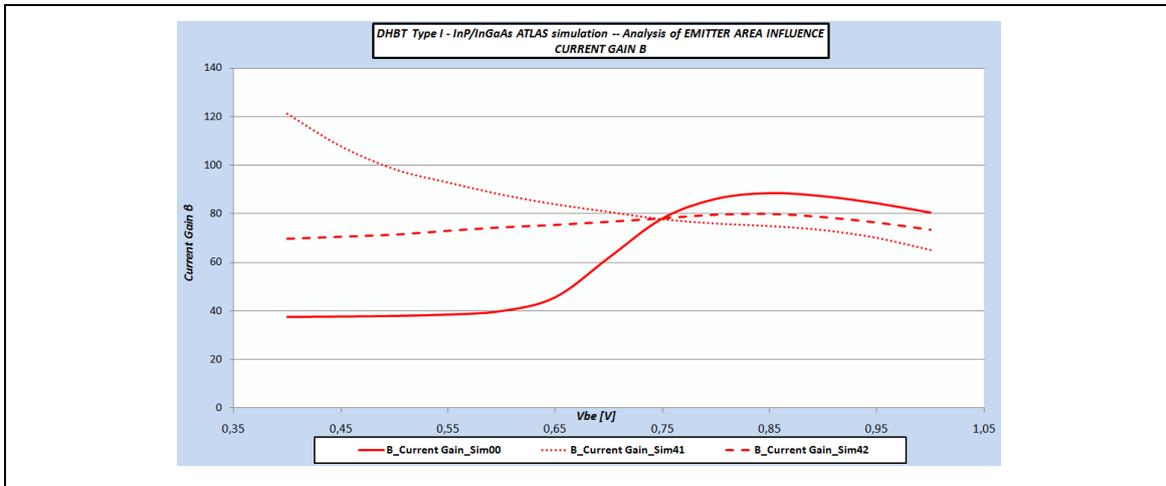


Figura 7.36: Análisis de la influencia del *emitter width*. Ganancia de corriente β_F .

En la figura 7.36 se puede apreciar como la ganancia de corriente es peor en cualquier caso que la que se obtenía con los valores iniciales para las tensiones de interés. Así, en el caso de *Sim00* se llega a tener una ganancia de 89 aprox mientras que para *Sim41* y *Sim42*, dicha ganancia disminuye hasta 78 y 80 respectivamente. Es decir, en base a la ganancia de corriente y los resultados obtenidos se puede concluir que no existe ventaja por el hecho de aumentar o disminuir el *emitter width*.

7.3.2. Impacto del *base thickness*.

Dentro de este apartado, se han estudiado los siguientes casos:

		Identificador de simulación					
		Sim00		Sim43		Sim44	
		I_B	I_C	I_B	I_C	I_B	I_C
Base thickness		50nm		80nm		30nm	

Tabla 7.16: Análisis de la influencia del *base thickness*. Valores analizados.

Los valores escogidos muestran un incremento ó decremento del 60% y 40% comparado con el valor inicial respectivamente. Esta modificación ha sido tomada de forma arbitraria. La tolerancia estimada para esta dimensión es del $\pm 3\%$ máximo según [2].

En la figura 7.37 se muestra de manera visual cómo es la estructura del dispositivo para cada uno de los casos analizados.

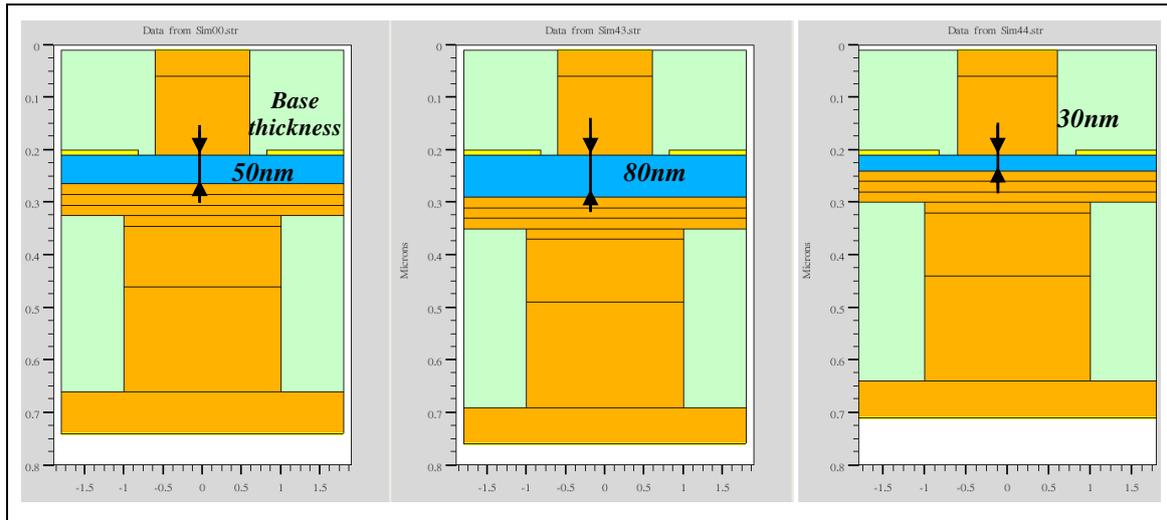


Figura 7.37: Análisis de la influencia del *base thickness*. Sección vertical en 2D del dispositivo para cada uno de los casos analizados.

En base a la Tabla 7.15, los resultados del *Gummel plot* para I_B e I_C y el error relativo se presentan en las figuras 7.38 y 7.39 respectivamente.

Como se puede apreciar en dichas gráficas, la influencia de modificar el *base thickness* afecta claramente de manera desigual a ambas corrientes. Mientras que para I_C el cambio máximo que se obtiene es del 6% en el caso de *Sim44* (aumento de corriente); la corriente de base se ve considerablemente influenciada de la siguiente manera:

- En el caso de *Sim43*, donde se ha incrementado el espesor, I_B incrementa en un 65% aprox hasta $V_{BE}=0.6V$, a partir de ahí continua incrementando hasta llegar a un cambio del 100% de media para las tensiones de interés.
- En el caso de *Sim44*, donde se ha decrementado el espesor, I_B disminuye entre un 60% para $V_{BE}<0.65V$ y 70% para las tensiones de interés.

Estos cambios son debidos a uno de los componentes de I_B como es la corriente de recombinación. Ésta es proporcional al *base thickness*, por lo que cualquier cambio en esta dimensión incide directamente sobre dicha componente.

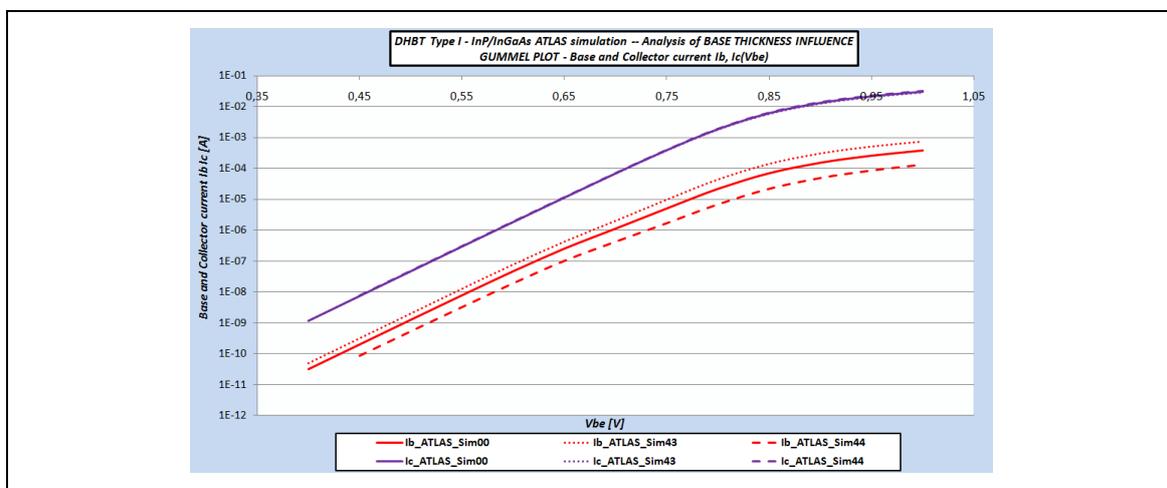


Figura 7.38: Análisis de la influencia del *base thickness*. *Gummel plot* de I_B e I_C .

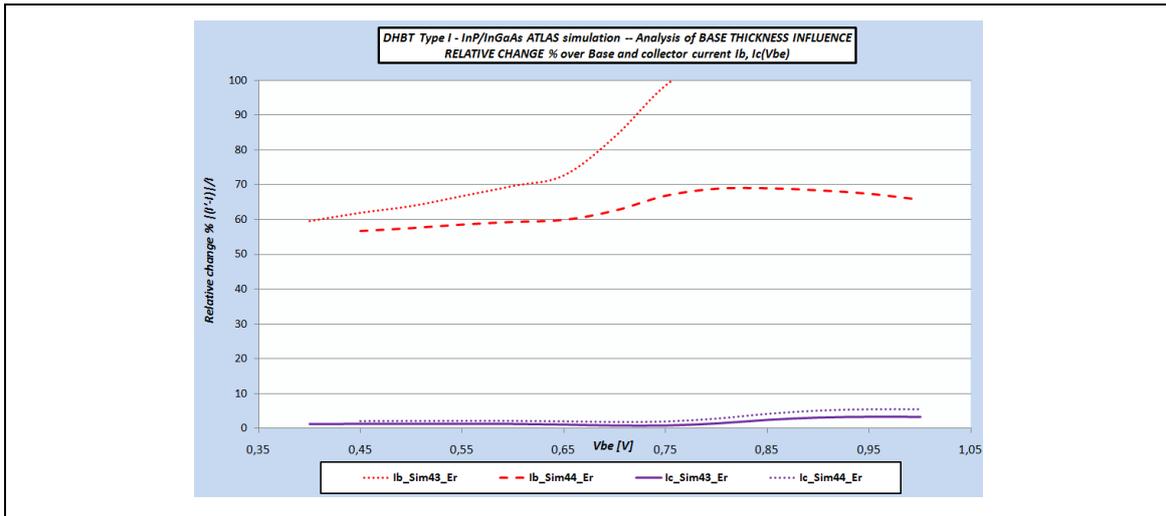


Figura 7.39: Análisis de la influencia del *base thickness*. Error relativo obtenido en I_B e I_C .

Por último, en la figura 7.40 se muestra la variación obtenida con respecto la ganancia de corriente. Para las tensiones de interés: en el caso de *Sim00* se llega a tener una ganancia de 89 aprox mientras que para *Sim43* y *Sim44*, dicha ganancia disminuye hasta 42 y aumenta hasta 298 respectivamente. Es decir, en base a la ganancia de corriente y los resultados obtenidos se puede concluir que existe una gran ventaja por el hecho de disminuir el *base thickness*.

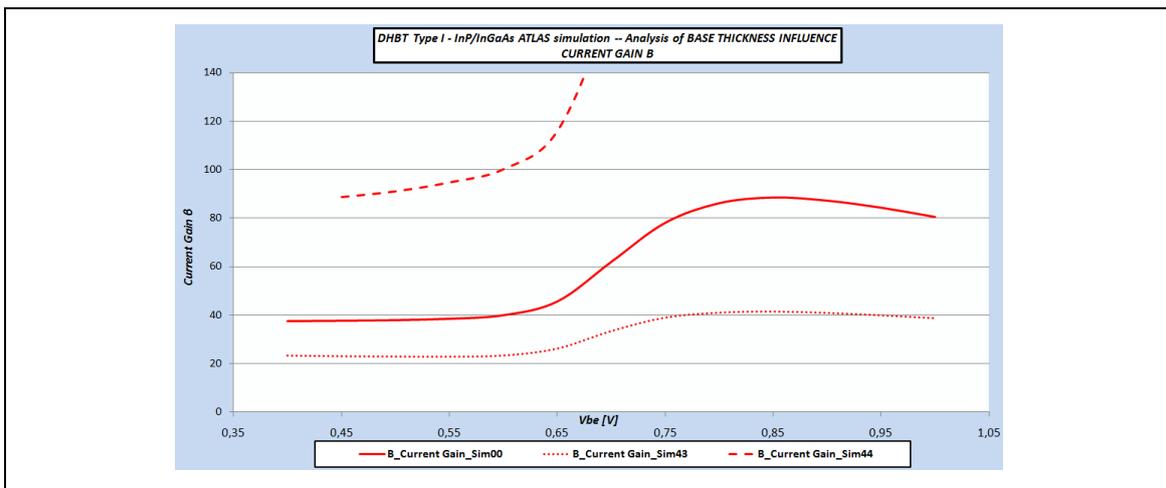


Figura 7.40: Análisis de la influencia del *base thickness*. Ganancia de corriente β_F .

Conclusiones

Se ha realizado la modelización de un transistor bipolar de doble heterounión, DHBT, de tipo-I InP/InGaAs mediante el simulador numérico ATLAS. La estructura del transistor real estudiado por J.M. Ruiz [2] se ha implementado en el simulador mediante la especificación de las diferentes capas, el perfil de dopado y los electrodos.

Los resultados de la simulación del comportamiento en continua del DHBT se han comparado con los valores experimentales y con los resultados de simulaciones realizadas con la herramienta TCAD DESSIS.

Se han analizado los modelos y parámetros de transporte y las propiedades físicas del dispositivo. Se han estudiado y discutido los modelos disponibles en la literatura y las maneras de implementarlos en el simulador.

Para el margen típico de funcionamiento del dispositivo, $V_{BE} > 0.75V$, el error relativo medio de la corriente de base y de la corriente de colector respecto a las medidas experimentales son de un 14% y un 20% respectivamente. La diferencia entre los resultados obtenidos para la corriente de base y la corriente de colector utilizando ATLAS con los que se obtienen con el simulador DESSIS son de un 8% y un 28% respectivamente.

Las conclusiones más importantes a las que se han llegado como consecuencia del análisis del efecto de los modelos y parámetros de transporte y propiedades físicas del dispositivo en la curva *Gummel* son las siguientes:

- ✓ Es necesario utilizar el modelo de transporte *Energy Balance/Hydrodynamic* para este tipo de transistor. Además el valor del parámetro ξ que define cómo varía la movilidad de los portadores con la temperatura no puede ser escogido arbitrariamente ya que puede llegar a influir en un 70% sobre la corriente de base.
- ✓ Aún en base a un mismo modelo, el valor de la movilidad de electrones es diferente según las referencias consultadas. La región de base con material InGaAs es la más sensible a estas diferencias comparada con el resto de regiones del dispositivo.
- ✓ La definición de la heterounión emisor-base tiene que incorporar emisión termiónica para el flujo de portadores entre ambas regiones. El hecho de no habilitarla induce a errores relativos máximos de más del 2000% para la corriente de colector y de 1000% para la corriente de base.
- ✓ Es necesario considerar el efecto del *band gap narrowing* especialmente para la región de base debido a su alto dopaje. El error relativo obtenido si no se tiene en cuenta ese fenómeno es del 100% para ambas corrientes. Además, la distribución en las bandas de energía influye en el resultado final.
- ✓ La definición de *surface traps* sólo tiene efecto en la corriente de base y tensiones de polarización fuera del margen típico de funcionamiento del dispositivo, $V_{BE} < 0.75V$.
- ✓ El mecanismo de recombinación *SRH* tiene que estar activo para poder llevar a cabo la simulación. Aún así, el mecanismo más influyente en la corriente de base (y en la de colector pero en menor medida) es la recombinación *Auger*. En

la literatura existente el coeficiente *Auger* puede variar en dos órdenes de magnitud provocando un error relativo de hasta 130% en la corriente de base.

Finalmente, como continuación de este trabajo se propone realizar el análisis AC del dispositivo utilizando los datos de la simulación basada en el comportamiento en continua.

Una alternativa al DHBT analizado en este trabajo sería estudiar un DHBT tipo-II, también basado en InP pero con material GaAsSb en la región de base en vez de InGaAs. Este tipo de dispositivos suponen una mejora respecto el tipo-I debido a la eliminación de la zona de *graded region*.

Además, sería interesante contactar con algún grupo de investigación que tenga acceso a la tecnología de InP para intentar aplicar la simulación numérica a un dispositivo HBT que se esté desarrollando o analizando su comportamiento eléctrico.

Anexo A: Archivo .in resultado de la calibración del modelo

En este anexo se adjunta el archivo *Sim00.in* resultado de la calibración del modelo cuyos resultados se presentan en el apartado 7.1 de este trabajo.

Con el objetivo de relacionar el código con la estructura de entrada de datos mostrada en la figura 2.2, se ha identificado cada grupo de comando en ATLAS (por orden requerido) con colores de la siguiente forma:

- *Especificación de la estructura.*
- *Especificación de modelos del material.*
- *Selección de método numérico.*
- *Especificación de la solución.*
- *Análisis de resultados.*

Adicionalmente, se añaden referencias a aquellos apartados donde se ha tratado cada uno de los puntos para posibles consultas a excepción de los últimos tres bloques que son tratados en el Anexo B.

El código *Sim00.in* es el siguiente:

```
#Marzo 2010 - Maria Maqueda-----Publication from de Ruiz-Palmero Sep'06
#'A physical hydrodynamic 2D model for simulation and scaling of InP/InGaAs DHBTs'
#FINAL SIMULATION RESULTS_Best correlation
```

```
go atlas
```

```
#STRUCTURE SPECIFICATION_MESH
```

```
#Emitter length used by RP is 8um
mesh space.mult=1 width=8
```

```
x.mesh loc=-1.8 spac=0.1
x.mesh loc=-1.6 spac=0.1
x.mesh loc=-1.2 spac=0.05
x.mesh loc=-1.0 spac=0.05
x.mesh loc=-0.6 spac=0.02
x.mesh loc=-0.4 spac=0.02
x.mesh loc=-0.2 spac=0.01
x.mesh loc=0.0 spac=0.005
x.mesh loc=0.2 spac=0.01
x.mesh loc=0.4 spac=0.02
x.mesh loc=0.6 spac=0.02
x.mesh loc=1.0 spac=0.05
x.mesh loc=1.2 spac=0.05
x.mesh loc=1.6 spac=0.1
x.mesh loc=1.8 spac=0.1
```

```
y.mesh loc=0.01 spac=0.01
y.mesh loc=0.03 spac=0.01
y.mesh loc=0.11 spac=0.01
y.mesh loc=0.19 spac=0.01
y.mesh loc=0.20 spac=0.005
y.mesh loc=0.21 spac=0.005
y.mesh loc=0.23 spac=0.005
y.mesh loc=0.25 spac=0.01
y.mesh loc=0.26 spac=0.001
y.mesh loc=0.29 spac=0.001
y.mesh loc=0.32 spac=0.001
y.mesh loc=0.33 spac=0.001
y.mesh loc=0.35 spac=0.005
y.mesh loc=0.36 spac=0.01
y.mesh loc=0.38 spac=0.02
y.mesh loc=0.44 spac=0.02
y.mesh loc=0.45 spac=0.01
y.mesh loc=0.46 spac=0.04
y.mesh loc=0.50 spac=0.08
y.mesh loc=0.63 spac=0.02
y.mesh loc=0.65 spac=0.01
y.mesh loc=0.68 spac=0.02
```

Todas aquellas sentencias que comienzan con # se tratan como sentencias NO consideradas en la simulación como por ejemplo comentarios.

Ver apartado 3.1.1. Definición del mallado

```
y.mesh loc=0.70 spac=0.04
y.mesh loc=0.74 spac=0.02
```

#STRUCTURE SPECIFICATION_REGION

Ver apartado 3.1.2. Regiones de la estructura

```
#INSULATOR Pyralin Er=3.4 is used in the structure, defined below in mat's statement
region num=1 name=insulator material=oxide

#EMITTER CAP from y=0.01um to y=0.06 um: 0.05um thickness & 1.2um width
region num=2 name=emitter_cap material=InP x.min=-0.6 x.max=0.6 y.min=0.01 y.max=0.06

#EMITTER from y=0.06um to y=0.21um: 0.15um thickness & 1.2um width
region num=3 name=emitter material=InP x.min=-0.6 x.max=0.6 y.min=0.06 y.max=0.21

#BASE from y=0.21um to y=0.265um: 0.055um thickness & 3.6 um width
region num=4 name=base material=InGaAs x.min=-1.8 x.max=1.8 y.min=0.21 y.max=0.265

#STEP-GRADED LAYER I from y=0.265um to y=0.285um: 0.020um thickness & 3.6um width
region num=5 name=step_graded material=InP x.min=-1.8 x.max=1.8 y.min=0.265 y.max=0.285

#STEP-GRADED LAYER II from y=0.285um to y=0.305um: 0.020um thickness & 3.6um width
region num=6 name=step_graded material=InP x.min=-1.8 x.max=1.8 y.min=0.285 y.max=0.305

#STEP-GRADED LAYER III from y=0.305um to y=0.325um: 0.020um thickness & 3.6um width
region num=7 name=step_graded material=InP x.min=-1.8 x.max=1.8 y.min=0.305 y.max=0.325

#PULSE DOPING from y=0.325um to y=0.345um: 0.020um thickness & 2.0um width
region num=8 name=pulse_doping material=InP x.min=-1.0 x.max=1.0 y.min=0.325 y.max=0.345

#COLLECTOR from y=0.345um to y=0.465um: 0.120um thickness & 2.0um width
region num=9 name=collector material=InP x.min=-1.0 x.max=1.0 y.min=0.345 y.max=0.465

#ELEVATED SUB-COLLECTOR from y=0.465um to y=0.665um: 0.20um thickness & 2.0um width
region num=10 name=elev_subcollector material=InP x.min=-1.0 x.max=1.0 y.min=0.465
y.max=0.665

#SUBCOLLECTOR from y=0.665um to y=735um: 0.07um thickness & 3.6um width
region num=11 name=subcollector material=InP x.min=-1.8 x.max=1.8 y.min=0.665
y.max=0.735
```

#STRUCTURE SPECIFICATION_ELECTRODES

Ver apartado 3.1.3. Electrodo de la estructura

```
electrode num=1 name=emitter material=Palladium x.min=-0.6 x.max=0.6 y.min=0.0
y.max=0.01

electrode num=2 name=base material=Palladium x.min=-1.8 x.max=-0.8 y.min=0.20 y.max=0.21

electrode num=3 name=base material=Palladium x.min=0.8 x.max=1.8 y.min=0.20 y.max=0.21

electrode num=4 name=collector material=Palladium x.min=-1.8 x.max=1.8 y.min=0.735
y.max=0.745
```

#STRUCTURE SPECIFICATION_DOPING

Ver apartado 3.1.4. Perfil de dopado de la estructura

```
#CAP-EMITTER
doping uniform region=2 n.type conc=2.5e19

#EMITTER
doping uniform region=3 n.type conc=4e17

#BASE
doping uniform region=4 p.type conc=2e19

#STEP-GRADED
doping uniform region=5 n.type conc=1e16
doping uniform region=6 n.type conc=1e16
doping uniform region=7 n.type conc=1e16

#PULSE DOPING
doping uniform region=8 n.type conc=4e17

#COLLECTOR
doping uniform region=9 n.type conc=1e16

#ELEVATED SUB-COLLECTOR
doping uniform region=10 n.type conc=1e19

#SUB-COLLECTOR
doping uniform region=11 n.type conc=1e19
```

#MATERIAL MODELS SPECIFICATION_INTERFACE

Ver apartado 6.1.3.1

INTERFACE S.S THERMIONIC TUNNEL x.min=-0.6 x.max=0.6 y.min=0.19 y.max=0.23

#MATERIAL MODELS SPECIFICATION_MATERIAL

Ver apartados 4.3.2.3; 5.1.2.2; 6.1.3.1; 6.1.4.1 y 6.3.2

material material=oxide PERMITTIVITY=3.4

material material=InP GCB=0 GVB=0 TMUN=0 TMUP=0 NC300=5.8e17 NV300=1e19 TAUN0=1.7e-9 TAUP0=1.7e-9 COPT=1.4e-10 VSATN=1.3e7 VSATP=0.7e7 ARICHN=18.2 ARICHP=60

material material=InGaAs GCB=0 GVB=0 TMUN=0 TMUP=0 NC300=2.8e17 NV300=6e18 AUGN=5e-30 AUGP=3e-29 COPT=1.4e-10 VSATN=0.8e7 VSATP=0.6e7 ARICHN=5.56 ARICHP=51.84

#Mobilities definition. Values relative to doping level following JM Ruiz thesis
#Band Gap Narrowing due to doping levels is already considered in proper layers

#CAP EMITTER

material region=2 MUN=720 MUP=26 EG300=1.35 AFFINITY=4.38

#EMITTER

material region=3 MUN=2500 MUP=91 EG300=1.28 AFFINITY=4.42 TAUREL.EL=0.2e-12 TAUMOB.EL=0.2e-12

#BASE

material region=4 MUN=3165 MUP=55 EG300=0.68 AFFINITY=4.61 TAUREL.EL=1.4e-12 TAUMOB.EL=1.4e-12

#STEP GRADED LAYER

material region=5 MUN=840 MUP=193 EG300=0.77 AFFINITY=4.61 TAUREL.EL=0.3e-12 TAUMOB.EL=0.3e-12

material region=6 MUN=840 MUP=193 EG300=0.982 AFFINITY=4.53 TAUREL.EL=0.3e-12 TAUMOB.EL=0.3e-12

material region=7 MUN=840 MUP=193 EG300=1.14 AFFINITY=4.45 TAUREL.EL=0.3e-12 TAUMOB.EL=0.3e-12

#PULSE DOPING

material region=8 MUN=2592 MUP=91 EG300=1.35 AFFINITY=4.38 TAUREL.EL=1e-12 TAUMOB.EL=1e-12

#COLLECTOR

material region=9 MUN=4200 MUP=193 EG300=1.35 AFFINITY=4.38 TAUREL.EL=1e-12 TAUMOB.EL=1e-12

#ELEVATED SUB-COLLECTOR

material region=10 MUN=1039 MUP=28 EG300=1.35 AFFINITY=4.38

#SUB-COLLECTOR

material region=11 MUN=1039 MUP=28 EG300=1.35 AFFINITY=4.38

#MATERIAL MODELS SPECIFICATION_MODELS

Ver apartado 5.1.2.4
Definición de los parámetros correspondientes al modelo de movilidad con diferencial negativo

MOBILITY REGION=2 VSATN=1.3e7 ECRITN= 1.8e4 GAMMAN=4.0
MOBILITY REGION=3 VSATN=1.3e7 ECRITN= 1.8e4 GAMMAN=4.0
MOBILITY REGION=4 VSATN=0.8e7 ECRITN= 4.45e3 GAMMAN=4.0
MOBILITY REGION=5 VSATN=1.3e7 ECRITN= 1.8e4 GAMMAN=4.0
MOBILITY REGION=6 VSATN=1.3e7 ECRITN= 1.8e4 GAMMAN=4.0
MOBILITY REGION=7 VSATN=1.3e7 ECRITN= 1.8e4 GAMMAN=4.0
MOBILITY REGION=8 VSATN=1.3e7 ECRITN= 1.8e4 GAMMAN=4.0
MOBILITY REGION=9 VSATN=1.3e7 ECRITN= 1.8e4 GAMMAN=4.0

#In case Fermi Dirac considered instead of Boltzmann approximation
#MODELS FERMI DIRAC

#Field mobility model is activated for considering mobility at high field
MODELS FLDMOB EVSATMOD=1

Ver apartado 5.1.2.4
Activación del high field mobility para todas las regiones y qué modelo

#Recombination models & lattice temperature definition
MODELS SRH AUGER OPTR TEMPERATURE=300

#Hydrodynamic transport model considered ONLY for electrons
MODELS HCTE.EL KSN=1.5

Ver apartado 4.3.2.3

models print

Ver apartado 6.3.2

Se activa esta opción para visualizar en el *runout file* (archivo de salida) todos los modelos aplicados en la simulación



#MATERIAL MODELS SPECIFICATION_CONTACT

```
#Specific contact resistances
CONTACT name=emitter CON.RESIST=2e-7
CONTACT name=collector CON.RESIST=1e-7
CONTACT name=base CON.RESIST=3e-7
```

Ver apartado
6.4.1

```
#Surface recombination velocities and interface charge
```

Ver apartado 6.2.2

```
TRAP MATERIAL=InGaAs e.level=0.61 donor density=1.59e12 degen.fac=1 sign=1.6e-12
sigp=3.55e-14
TRAP MATERIAL= InGaAs e.level=0.24 donor density=1.41e12 degen.fac=1 sign=1.31e-14
sigp=4.01e-14
TRAP MATERIAL=InGaAs e.level=0.325 acceptor density=3e12 degen.fac=1 sign=6.1e-15
sigp=1.86e-14
TRAP MATERIAL=InP e.level=1.2 donor density=3e12 degen.fac=1 sign=1e-14 sigp=1e-13
TRAP MATERIAL=InP e.level=0.13 acceptor density=3e12 degen.fac=1 sign=1e-14 sigp=1e-13

INTERFACE S.I S.N=1e7 x.min=-0.8 x.max=-0.6 y.min=0.205 y.max=0.215
INTERFACE S.I S.N=1e7 x.min=0.8 x.max=0.6 y.min=0.205 y.max=0.215
```

#NUMERIC METHOD SPECIFICATION_METHOD

```
method block newton carriers=2
```

#SOLUTION SPECIFICATION

```
output band.param con.band val.band
```

```
solve init
save outfile=Sim00.str
```

```
#CURVAS de GUMMEL DC
log outfile=Sim00.log
```

```
#Initial guess for simulation is prepared
solve vemitter=0.0 vbase=0.0 vcollector=0.0
solve vemitter=0.0 vbase=0.1 vcollector=0.1
solve vemitter=0.0 vbase=0.2 vcollector=0.2
solve vemitter=0.0 vbase=0.3 vcollector=0.3
solve vemitter=0.0 vbase=0.35 vcollector=0.35
```

```
#####SIMULACION DC#####
solve vcollector=0.40 vbase=0.40 vemitter=0
solve vcollector=0.45 vbase=0.45 vemitter=0
solve vcollector=0.50 vbase=0.50 vemitter=0
solve vcollector=0.55 vbase=0.55 vemitter=0
solve vcollector=0.60 vbase=0.60 vemitter=0
solve vcollector=0.65 vbase=0.65 vemitter=0
solve vcollector=0.70 vbase=0.70 vemitter=0
solve vcollector=0.75 vbase=0.75 vemitter=0
solve vcollector=0.80 vbase=0.80 vemitter=0
solve vcollector=0.85 vbase=0.85 vemitter=0
solve vcollector=0.90 vbase=0.90 vemitter=0
solve vcollector=0.95 vbase=0.95 vemitter=0
solve vcollector=1.00 vbase=1.00 vemitter=0
```

DC results extraction#####

```
log off
extract init infile="Sim00.log"
extract name="ib vbe" curve(v."base",i."base") outfile="Sim00_ib.dat"
extract name="ic vbe" curve(v."base",i."collector") outfile="Sim00_ic.dat"
```

```
quit
```

Anexo B: Métodos numéricos, especificación y análisis de la solución

El objetivo de este anexo es comentar brevemente aquellos grupos de comandos de ATLAS necesarios en el código de entrada pero que no han sido comentados a lo largo del trabajo. Estos son:

- *Selección de método numérico.*
- *Especificación de la solución.*
- *Análisis de resultados.*

La selección del método numérico puede afectar seriamente la convergencia de la simulación y el tiempo de CPU requerido para completarla. Para llegar a una solución, ATLAS tiene que resolver hasta seis ecuaciones a lo largo del mallado de la estructura. Estas seis ecuaciones son (ver Capítulo 4 para mayor detalle): la ecuación de Poisson, las ecuaciones de continuidad de ambos portadores, las ecuaciones de *energy balance/hydrodynamic* de ambos portadores y la ecuación de flujo de calor de red (este último no se ha tratado en este trabajo). En general, las ecuaciones se pueden resolver de manera acoplada (todas ellas resueltas simultáneamente) o desacoplada (una se resuelve mientras otras se mantienen constantes). El método por defecto es el llamado *NEWTON* y hace referencia a la manera acoplada de resolver las ecuaciones. Para aquellos casos que sólo impliquen simulaciones con *Drift Diffusion* como modelo de transporte, éste es el recomendado. En cambio, para simulaciones más complejas que incorporen otros modelos de transporte es recomendable aplicar otra técnica conocida como *BLOCK*. Ésta es mixta: poisson y ecuaciones de continuidad se resuelven de manera acoplada mientras que el resto se hace de forma desacoplada. Típicamente, *BLOCK* es el método más robusto y rápido para temperaturas de portadores y red reducidas mientras que *NEWTON* lo es para valores elevados. Es por ello, que para el dispositivo que se ha estudiado lo más recomendable es combinar ambas técnicas de la siguiente manera:

```
method block newton carriers=2
```

La especificación de la solución se realiza de la siguiente forma:

- La siguiente sentencia especifica que todos aquellos parámetros relacionados con el diagrama de bandas (tales como E_g , n_i , N_c , N_v y χ) serán incluidos en el archivo de salida de la simulación.

```
output band.param con.band val.band
```

- Para alcanzar la convergencia, ATLAS necesita unos valores iniciales para aquellas variables que posteriormente serán evaluadas para diferentes tensiones de polarización. La siguiente sentencia fuerza a que ATLAS calcule unos valores iniciales para las concentraciones de portadores y potencial en base al perfil de dopado en equilibrio térmico. Dicha sentencia es necesaria para evitar problemas de convergencia al inicio de la simulación.

```
solve init
```

- Una vez ATLAS ha encontrado una solución inicial, es posible guardar en un archivo, con nombre *Sim00* en este caso, la información referente a la estructura del dispositivo en equilibrio. Esto puede ser útil para visualizar por ejemplo el diagrama de bandas para *zero bias*.

```
save outfile=Sim00.str
```

- A continuación se especifica en qué archivo *.log* se quieren guardar los resultados de la simulación referentes al estudio DC ó AC.

```
log outfile=Sim00.log
```

- Una vez especificado el archivo dónde guardar los datos, se procede a simular la estructura para aquellas tensiones de polarización de interés en el caso DC. Sería también el lugar para realizar el análisis AC. Los nombres de terminales utilizados corresponden a aquellos dados a los electrodos anteriormente.

```
solve vemitter=0.0 vbase=0.0 vcollector=0.0  
...  
solve vcollector=1.00 vbase=1.00 vemitter=0
```

Si la simulación converge, se procede al análisis de resultados que se realiza de la siguiente forma:

- Se especifica que no se guardan más datos en el archivo abierto anteriormente:

```
log off
```

- Se especifica cuál es el archivo de dónde se quieren extraer los datos:

```
extract init infile="Sim00.log"
```

- Se especifican las curvas que se quieren extraer y dónde se quieren guardar (por ejemplo en archivo *.dat*):

```
extract name="ib vbe" curve(v."base",i."base") outfile="Sim00_ib.dat"  
extract name="ic vbe" curve(v."base",i."collector") outfile="Sim00_ic.dat"
```

Bibliografía

- [1] Juan M. López González, Lluís Prat *The importance of bandgap narrowing distribution between the conduction and valence bands in abrupt HBTs* . IEEE Transactions on Electron Devices Vol 44 No 7 July 1997.
- [2] José Miguel Ruiz Palmero *Physical InP-Based HBT Models for Ultimate Digital Circuit Optimization* . Series in Microelectronics Volume 178 (2006)
- [3] Documentación asignatura Máster Ingeniería Electrónica *Conceptos avanzados de Semiconductores*
- [4] José Miguel Ruiz Palmero, Urs Hammer, Heinz Jäckel *A physical hydrodynamic 2D model for simulation and scaling of InP/InGaAs(P) DHBTs and circuits with limited complexity* Solid-State Electronics 50 (2006) 1595-1611
- [5] Juan M. López González *El transistor bipolar de heterounión – Física, electrónica y microondas* Edicions UPC (2002)
- [6] SILVACO *ATLAS User's Manual – Device Simulation Software* June 2008
- [7] Vassil Palankovski, Rüdiger Quay *Analysis and Simulation of Heterostructure Devices* Computational Microelectronics Springer Wien New York (2004)
- [8] M. Sotoodeh, A. H. Khalid, A.A. Rezazadeh *Empirical low-field mobility model for III-V compounds applicable in device simulation codes* Journal of Applied Physics Volume 87, Number 6 March 2000
- [9] Documentación asignatura Máster Ingeniería Electrónica *Conceptos avanzados de Semiconductores*
- [10] D.M. Caughey, R.E. Thomas *Carrier Mobilities in Silicon Empirically related to doping and field* Proceeding of the IEEE 2192-2193, December 1967
- [11] José Miguel Ruiz Palmero, Urs Hammer, Heinz Jäckel *Hydrodynamic 2D Simulation of InP/InGaAs DHBT* IEEE BCTM 7.5 152-155(2004)
- [12] José Miguel Ruiz Palmero, Urs Hammer, Heinz Jäckel, Honggang Liu, C.R. Bolognesi *Comparative technology assessment of future InP HBT ultrahigh-speed digital circuits* Solid-State Electronics 51 (2007) 842-859
- [13] Juan M. López González *Bulk recombination in the neutral base region of abrupt InP/InGaAs HBTs* Solid-State Electronics 43 (1999) 1307-1311.
- [14] Michael Shur *Physics of Semiconductor Devices* Prentice Hall Series in Solid State Physical Electronics 1990.

- [15] Fco. Javier Vílchez Bermúdez *Modelización y simulación de un HBT de InP/InGaAs con un pedestal en el colector implantado* PFC Ing. Electrónica UPC (2007)
- [16] B. Jalali and S.J. Pearton Editors *InP HBTs : Growth, Processing and Applications* Artech House Inc. 1995
- [17] R. Quay, C. Moglestue, V. Palankovski, S. Selberherr *A temperature dependent model for the saturation velocity in semiconductor materials* Materials Science in Semiconductor Processing 3 (2000) 149-155
- [18] Peter A. Sandborn, Arun Rao, Peter A. Blakey *An assessment of Approximate Nonstationary Charge transport models used for GaAs Device Modeling* IEEE Transactions on Electron Devices Vol.36 No. 7 July 1989
- [19] Yuan Tian, Hong Wang *Temperature dependence of DC characteristics of NpN InP/GaAsSb/InP double heterojunction bipolar transistors: an analytical study* Microelectronics Journal 37 (2006) 595-600
- [20] R. Stratton *Diffusion of Hot and Cold Electrons in semiconductor barriers* Physical Review Vol. 126 Number 6 (1962)
- [21] Juan M. López González, Michael Schröter *Study of emitter width effects on β_F , f_T and f_{max} of 200GHz SiGe HBTs by DD, HD and EB Device simulation* (2009)
- [22] Aitor Martínez Molina *Modelización del efecto túnel en nuevos transistores bipolares de heterounión. Aplicación en dispositivos de InGaP* PFC Ing. Electrónica UPC (2005)
- [23] C. Maneaux, M. Belhaj, B. Grandchamp, N. Labat, A. Touboul *Two-dimensional DC simulation methodology for InP/InGaSb/InP heterojunction bipolar transistor* Solid-State Electronics 49 (2005)
- [24] Juan M. López González, Lluís Prat *Numerical modeling of abrupt InP/InGaAs HBTs* Solid-State Electronics 39 (1996)
- [25] S.Searles, D.L. Pulfrey *The influence of a transverse-effective-mass difference on the current at an abrupt heterojunction* Journal of Applied Physics 79 (8) 1996
- [26] S. C. Jain, D.J. Roulston *A simple expression for bandgap narrowing (BGN) in heavily-doped Si, Ge, GaAs and Ge_xSi_{1-x} strained layers* Solid-State Electron 34 (5) 1991
- [27] J.W. Slotboom, H.C. De Graaff *Measurements of Bandgap Narrowing in Silicon Bipolar Transistors* Solid-State Electronics Vol. 19 (1976) 857-862

- [28] D.B.M. Klaassen, J.W. Slotboom, H.C. De Graaff *Unified Apparent Bandgap Narrowing in n- and p- type Silicon* Solid-State Electronics Vol. 35 No. 2 (1992) 125-129
- [29] N.G. Tao, H.G. Liu, C.R. Bolognesi *Impact of surface state modeling on the characteristics of InP/GaAsSb/InP DHBTs* Solid-State Electronics Vol 51 (2007) 995-1001
- [30] N.G. Tao, H.G. Liu, C.R. Bolognesi *Surface Recombination Currents in Type II NpN InP-GaAsSb-InP self-aligned DHBTs* IEEE Transactions on Electron Devices Vol. 52 No. 6 (2005)
- [31] S. Tiwari, D. J. Frank *Analysis of the Operation of GaAlAs/GaAs HBTs* IEEE Transactions on Electron Devices Vol. 36 No. 10 (1989)
- [32] W.E. Spicer, P.W. Chye, P.R. Skeath, C.Y. Su, I. Lindau *New and unified model for schottky barrier and III-V insulator interface states formation* J. Vacuum Science Tech. Vol. 16 pp.1422-1433 (1979)
- [33] A.H. Marshak, C.M. Van Vliet *Electrical current and carrier density in degenerate materials with nonuniform band structure* Proceedings of the IEEE Vol. 72 Issue 2 (1984) 148-164
- [34] Vinod Kumar Khanna *Carrier lifetimes and recombination-generation mechanisms in semiconductor device physics* European Journal of Physics 25 (2004) 221-237.
- [35] Bart Van Zeghbroeck *Principles of Semiconductor Devices* <http://ece-www.colorado.edu/~bart/book/> (2007)
- [36] Pradeep A. Balaraman *Design, simulation and modeling of InP/GaAsSb/InP Double Heterojunction bipolar transistors* Master of Science Thesis. University of Cincinnati September 2003.
- [37] Robert J. Chapuis, Amos E. Joel *100 Years of Telephone Switching (1878-1978): Electronics, computers and telephone switching* IOS Press 2003.

COMENTARIOS: