



Influencia del Campo Eléctrico en la Magnetorresistencia por Efecto Túnel para una Pseudo Válvula de Espín

Julián Andrés Zúñiga

UNIVERSIDAD DEL CAUCA
Facultad de Ciencias Naturales, Exactas y de la Educación
Programa de Maestría en Ingeniería Física
Popayán
2023

Influencia del Campo Eléctrico en la Magnetorresistencia por Efecto Túnel para una Pseudo Válvula de Espín

Julián Andrés Zúñiga

Tesis presentada como requisito parcial para optar al título de:
Magister en Ingeniería Física

Director:

Ph.D. Diego F. Coral Coral

Codirector:

Ph.D. Ober L. Hernández Rosero

UNIVERSIDAD DEL CAUCA

Facultad de Ciencias Naturales, Exactas y de la Educación

Programa de Maestría en Ingeniería Física

Popayán

2023

Nota de aceptación

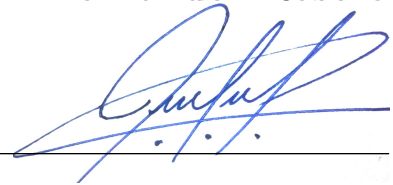
Director _____

Ph.D. Diego F. Coral Coral

Codirector _____

Ph.D. Ober L. Hernández Rosero

Jurado _____



Ph.D. Arles V. Gil Rebaza

Jurado _____

Ph.D Jhon A. Andrade Hoyos

Popayán, 28 de febrero de 2023.

Dedicatoria

La presente tesis la dedico a mi madre Halma y al abuelo Victor que ha sido un pilar fundamental en mi formación profesional, por brindarme la confianza, consejos, oportunidad y recursos para lograrlo. A las personas que me han escuchado y orientado con el ánimo de que logre mis sueños. A esos verdaderos amigos con los que he compartido felicidad y tristeza, éxitos y fracasos.

“Buscar la serenidad me parece una ambición más razonable que buscar la felicidad. Y quizás la serenidad sea una forma de felicidad...”.

~ **Jose Luis Borges** ~

Agradecimientos

En primer lugar deseo expresar mi agradecimiento al director y codirector de esta tesis de maestría, por la dedicación y apoyo que ha brindado a este trabajo, por el respeto a mis ideas y por la dirección y el rigor que ha facilitado a las mismas. Gracias por la confianza ofrecida.

Asi mismo, agradezco a los coordinadores de la Maestría en Ingeniería Física por su apoyo al entender que un trabajo de investigación es siempre fruto de ideas, constancia y esfuerzos previos para lograr un resultado que impacte en este caso, al desarrollo tecnológico de nuestra sociedad.

Resumen

En el presente trabajo de investigación se propone estudiar analíticamente el funcionamiento de pseudo válvula de espín (PSV) constituidas por heteroestructuras semiconductoras del grupo III y V con estructura cristalina tipo zincblenda. Para lo cual las capas ferromagnéticas (FM) son sustituidas por semiconductores magnéticamente diluidos (DMS) o semiconductores ferromagnéticos (FMS) dopados con Mn o Fe, separados por un semiconductor (SC) como aislante magnético. Es decir, un sistema tipo $L_j/SC/L_j$, con $L_j = \text{DMS}$ o FMS .

Se analiza teóricamente una alternativa de control de respuesta de la magnetorresistencia por efecto túnel (TMR) para una PSV, bajo las siguientes condiciones: los vectores directores de magnetización se ubican paralelos al plano de crecimiento y el campo eléctrico perpendicular al plano en mención, el cual se induce mediante la aplicación de una diferencia de potencial electrostático (V_b) al aislante magnético, cuando los vectores directores de magnetización en los electrodos (L_j) son paralelos y cuando estos vectores son antiparalelos, V_b tiende a cero.

El modelo físico-matemático que describe el problema consiste inicialmente en una aproximación parabólica en la banda de conducción o de valencia en el punto Γ del espacio recíproco mediante una barrera pozo de potencial cuántico rectangular, generado por el SC de la heteroestructura que forma la PSV. Por otro lado, se tiene en cuenta las energías debido a el campo eléctrico inducido por V_b al SC y el acoplamiento espín-órbita que se presenta en las junturas (*Rashba*) y en la estructura cristalina del SC (*Dresselhaus*), la cual se relaciona con la relajación del espín, causante de la pérdida de orientación del espín polarizado [1, 2]. Para la capa L_j se considera la dependencia angular de los vectores directores de magnetización con la energía de intercambio interna [3, 4]. Se plantea una solución analítica a las ecuaciones de *Schrödinger-Pauli*, permitiendo obtener una expresión exacta para la probabilidad de transmisión. Además, mediante la fórmula de *Landauer* para un sólo canal se calculó el TMR a 0 K [5].

En consecuencia, se analizó el desempeño en TMR en función del espesor del SC, para las siguientes PSV: $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}/\text{AlAs}$ con $x = 0,04$ [6, 7], $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}/\text{GaAs}$ con $x = 0,05$ [8], $\text{In}_{1-x}\text{Fe}_x\text{As}/\text{InAs}$ con $x = 0,05$ [9, 10] (para estos casos $L_j = \text{DMS}$), $\text{Ga}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Sb}/\text{InAs}$ con $x = 0,25$ [11, 12] (para este caso $L_j = \text{FMS}$) y por último, $\text{Fe}/\text{GaAs}/\text{Fe}$ [13, 14] (para este caso $L_j = \text{FM}$). Obteniendo resultados coherentes a los trabajos de *G. Autès et al.* [13] y *A. Saffarzadeh et al.* [8].

Además, se observó que las PSV, cuyos electrodos se componen por DMS o FMS alcanzaron un TMR superior cuando V_b se aplica al SC sólo cuando los vectores directores de magnetización son paralelos entre si, en comparación al TMR cuando V_b se aplica al SC continuamente siendo los vectores descritos paralelos o antiparalelos.

En general, se observó que las heteroestructuras semiconductoras que en este trabajo se estudian, si los electrodos tienen iones de Mn presentan una mejor respuesta en TMR que los que tienen iones de Fe, pero estos últimos con un futuro promisorio para la fabricación de dispositivos espintrónicos funcionales cercanos a la temperatura ambiente [12, 15].

Palabras claves: Pseudo válvulas de espín, TMR, Vectores de Magnetización, Semiconductores ferromagnéticos.

Índice general

Agradecimientos	I
Resumen	II
Índice general	IV
	Pág.
Índice de figuras	IX
Índice de tablas	1
1. Introducción	2
1.1. Sistemas híbridos espintrónicos	4
1.2. Objetivos	7

1.2.1. Objetivo General	7
1.2.2. Objetivos Específicos	7
2. Marco teórico	8
2.1. Funcionamiento de una PSV	8
2.2. Descripción de Hamiltonianos	11
2.2.1. Energías presentes en el efecto túnel	11
2.2.2. Energía potencial asociada a un campo eléctrico . .	12
2.2.3. Energías por contribución de SOC	13
2.2.4. Energía de intercambio del espín para un ferromagneto	14
3. Metodología	16
3.1. Diagonalización de un Hamiltoniano	16
3.2. Expresiones para calcular la TMR	17
3.2.1. Probabilidad de transmisión de espín y eficiencia de polarización	17
3.2.2. Conductancia y TMR	18
4. Resultados: Influencia del Vector de Magnetización en el Transporte de Espín para la TMR en PSV	19
4.1. Introducción	19

4.2. Modelo Teórico	20
4.2.1. Hamiltonianos	20
4.2.2. Espinores $ \chi_{\sigma}^j\rangle$ y $ \chi_{\sigma}^s\rangle$	21
4.2.3. Diagonalización de los Hamiltonianos $\hat{\mathcal{H}}_j$ y $\hat{\mathcal{H}}_{\sigma}^s$	24
4.2.4. Probabilidad de transmisión del espín	24
4.2.5. TMR sin campo eléctrico	26
4.3. Simulaciones	26
4.3.1. Eficiencia de polarización	27
4.3.2. TMR	29
4.3.2.1. Coherencia con trabajos publicados	30
4.3.2.2. TMR con $L_j = \text{DMS}$	32
4.3.2.3. TMR con $L_j = \text{FMS}$	34
5. Resultados: Influencia del Campo Eléctrico en la TMR para la PSV	36
5.1. Introducción	36
5.2. Modelo Teórico	37
5.2.1. Hamiltonianos	37
5.2.2. Probabilidad de transmisión de espín con efectos de campo eléctrico	38

5.2.3. TMR con campo eléctrico	41
5.3. Simulaciones	41
5.3.1. Eficiencia de polarización con campo eléctrico . . .	42
5.3.2. TMR _N y TMR _P con campo eléctrico	43
5.3.2.1. TMR con $L_j = \text{FM}$	43
5.3.2.2. TMR con $L_j = \text{DMS}$	45
5.3.2.3. TMR con $L_j = \text{FMS}$	48
6. Conclusiones	50
A. Solución a las ecuaciones <i>Schrödinger-Pauli</i>	52
B. Coeficiente de Transmisión	56
C. Coeficiente de Transmisión con Campo Eléctrico	59
C.1. Ecuación Diferencial de Airy	59
C.2. Cálculo del Coeficiente $\mathcal{T}_\sigma^{V_b}$	60
C.3. Análisis Asintótico	62
C.4. $T_{\theta_0}^\sigma(V_b, \theta) \rightarrow T_{\theta_0}^\sigma(\theta)$ cuando $V_b \rightarrow 0$	64
D. Energía de Intercambio Interna Δ_j	66

D.1. Cálculo de Δ_j para el Fe	66
D.2. Cálculo de Δ_j para (Ga,Mn)As	67
E. Parámetros Experimentales	70
Bibliografía	72

Índice de figuras

1.1.	T_c para los SC: GaAs, InAs, GaSb y InSb dopados con Mn y Fe con una concentración del orden de 10^{18} a 10^{20} huecos/cm ³ , para los SC tipo <i>p</i> y del orden de 10^{18} a 10^{19} electrones/cm ³ , para los SC tipo <i>n</i> . Los FMS a tener en cuenta para las PSV de este trabajo son Ga _{0,75} Fe _{0,25} Sb y In _{0,84} Fe _{0,16} Sb. (<i>Fuente:</i> datos de Tu, Hai <i>et al</i> [12, 15])	5
2.1.	Representación esquemática de la topología básica de los sensores magnetorresistentes. Se observa que la diferencia entre la SV y PSV es la no presencia de la capa AFM para las PVS, tanto para las tecnologías GMR y TMR se da esta diferencia, y estas a su vez discrepan en el tipo de separador magnético, conductor para la primera y SC para la siguiente.	9
2.2.	Representación esquemática del funcionamiento de una PSV con heteroestructura L _l /SC/L _r , basada A. Schuhl <i>et al.</i> [16]	10
2.3.	Representación esquemática de una barrera de potencial cuántica rectangular, donde <i>a</i> indica el ancho del SC en la dirección de crecimiento de la heteroestructura [001], n _{<i>j</i>} el vector director de magnetización y S _{<i>σ</i>} [±] el estado del espín. Además, k _{<i>j</i>} = (<i>k</i> _{<i>j</i>} , <i>k</i> _{<i>z j</i>}) son los vectores de onda del electrón cuando incide en la barrera para <i>j</i> = <i>l</i> y cuando se transmite <i>j</i> = <i>r</i>	12

2.4.	Representación esquemática de una barrera de potencial cuántica rectangular afectada por campo eléctrico y representación vectorial del SOC en la barrera, donde a indica el ancho del SC en la dirección de crecimiento de la heteroestructura [001], \mathbf{n}_j el vector director de magnetización y \mathbf{S}_\pm los estado del espín. Además, el vector de onda del electrón en la barrera dado en términos del operador $k_{\epsilon\sigma} = -i\partial/\partial\epsilon_\sigma$ es $\mathbf{k}_\sigma = (k_{\parallel\sigma}, k_{z\sigma})$, donde $\epsilon_\sigma = x, y, z$. <i>Fuente:</i> interpretación del trabajo de <i>V. I. Perel' et al.</i> [17]	13
2.5.	Representación esquemática de la energía de intercambio interna para un modelo de dos bandas para un FM. Se muestra la posición de la energía de <i>Fermi</i> , E_F para una banda E_{F_1} y dos bandas E_{F_2} . Δ_j representa la energía de intercambio, con $j = l, r$. <i>Fuente:</i> representación basada en los trabajos de <i>J. E. Bunder</i> [3] y <i>J. C. Slonczewski</i> [18]	15
4.1.	Representación esquemática de una barrera de potencial cuántica rectangular de altura V_{eff} y espesor a , con la energía de intercambio interna para un modelo de dos bandas. Δ_j representa la energía de intercambio, con $j = l, r$. <i>A. Matos Abiague et al.</i> [4] y <i>J. E. Bunder</i> [3].	21
4.2.	Dirección de los vectores directores de magnetización respecto al plano xy y $x_i y_i$, con $i = 1, 2$ y $\theta'_0 = \theta_0 + \theta$, donde θ representa el ángulo que forman \mathbf{n}_l y \mathbf{n}_r	22
4.3.	Representación de la polarización del espín de acuerdo a cada capa de la heteroestructura. Las direcciones que se indican en (a) y (b) corresponden a los espines \mathbf{S}_σ^\pm , para la capa L_l y $\mathbf{S}_\pm(\mathbf{k}_{\parallel\sigma})$ para el SC, respectivamente. <i>V. I. Perel' et al.</i> [17]	23
4.4.	Eficiencia de polarización para el caso en que los vectores directores de magnetización de las capas L_j son paralelos (\mathcal{P}_P) para $\theta_0 = 0$ y $\theta_0 = \frac{\pi}{4}$. Donde $k_{\parallel} = 0,2 \text{ nm}^{-1}$ y alturas de barrera de 0.75 eV para la figuras (a) y (b), en las figuras (c) y (d) se tiene 0.67 y 0.1 eV para los SCs AlAs y GaAs respectivamente y en las figuras (e) y (f) se tiene 0.3 y -0.57 eV para las capas (In,Fe)As y (Ga,Fe)Sb, respectivamente.	27
4.5.	Linealización de los valores de saturación para \mathcal{P}_P respecto a E_g de la heteroestructura Fe/SC/Fe, donde los SC analizados son InAs, GaSb y GaAs.	29

4.6.	Representación del TMR_{θ_0} para la heteroestructura Fe/SC/Fe, con SC como GaAs, GaSb y InAs. Donde $V_0 = 0,75$ eV, $k_{\parallel j} = k_{\parallel \sigma} = 0,2\text{nm}^{-1}$, $\Delta_j = 3,46$ eV y $E_F = 2,48$ eV. En la figura (a) se muestra resultado publicado por <i>K. Kondo</i> [14] donde se observa un TMR del 140 % y -60 % cuando SC es GaSb y GaAs, respectivamente, para $a = 3$ nm. La figura (b) corresponde al resultados de la simulación de éste trabajo con TMR ≈ 25 % y del 20 % para GaSb y GaAs, respectivamente, con $a = 3$ nm.	30
4.7.	Comparación de la TMR_{θ_0} entre las heteroestructura Fe/GaAs/Fe y GaMnAs/-GaAs/GaMnAs con una concentración de Mn de 5 %. Donde la altura de la barrera es de 0.75 y 0.1 eV, la energía de intercambio interna de 3.46 y 0.166 eV y la energía de <i>Fermi</i> de 2.48 y 0.2 eV, respectivamente.	32
4.8.	Comparación de la TMR_{θ_0} entre las heteroestructura GaMnAs/AlAs/GaMnAs y GaMnAs/GaAs/GaMnAs con una concentración de Mn de 4 % y 5 %, en el orden dado. Donde la altura de la barrera es de 0.67 y 0.1 eV y la energía de intercambio interna de 0.16 y 0.166 eV, respectivamente. Además, tienen la misma energía de <i>Fermi</i> de 0.2 eV.	33
4.9.	Comparación de las heteroestructuras (In,Fe)As/InAs con una concentración de Fe del 5 % y Fe/GaAs. Donde la altura de la barrera es de 0.3 y 0.75 eV, la energía de intercambio interna es de 0.0317 y 3.46 eV y la energía de <i>Fermi</i> de 0.188 y 2.48 eV, correlativamente. Para el FMS la TMR es menor en un factor de 10^{-2} con respecto al FM.	34
4.10.	Comparación de las heteroestructuras (In,Fe)As/InAs y (Ga,Fe)Sb/InAs con una concentración de Fe del 5 % y 25 %, donde la altura de la barrera es de 0.3 y -0.57 eV, la energía de intercambio interna de 0.0317 y 0.055 eV con una energía de <i>Fermi</i> de 0.188 y 0.250 eV, respectivamente.	35
5.1.	Representación esquemática de una barrera de potencial cuántica rectangular afectada por campo eléctrico de altura V_{eff} y ancho a , con la energía de intercambio interna Δ_j para un modelo de dos bandas. En (a) $V_b > 0$ y en (b) $V_b < 0$. <i>A. Matos Abiague et al.</i> [4] y <i>J. E. Bunder</i> [3]	37

5.2.	Eficiencia de polarización con efectos de campo eléctrico para el caso en que los vectores directores de magnetización de las capas L_j son paralelos (\mathcal{P}_P). La dirección del vector director de magnetización \mathbf{n}_l es $\theta_0 = 0$ con $k_{\parallel} = 0,2 \text{ nm}^{-1}$	42
5.3.	Influencia del voltaje aplicado en la TMR para una heteroestructura con electrodos FM tipo Fe/GaAs/Fe con una dirección inicial en \mathbf{n}_l de $\theta_0 = 0$, altura de la barrera de 0.75 eV, $k_{\parallel} = 0,2 \text{ nm}^{-1}$, energía de intercambio interna de 3.46 eV y energía de <i>Fermi</i> de 2.48 eV. En la figura (a) se observa la TMR_N a diferentes voltajes al igual que en figura (b) pero se muestra una comparación de la TMR_N con TMR_P	44
5.4.	Influencia del voltaje aplicado en la TMR para una heteroestructura con electrodos FM tipo Fe/GaSb/Fe con una dirección inicial en \mathbf{n}_l de $\theta_0 = 0$, altura de la barrera de 0.75 eV, energía de intercambio interna de 3.46 eV y energía de <i>Fermi</i> de 2.48 eV. En la figura (a) se observa la TMR_N a diferentes voltajes al igual que en figura (b) pero se muestra una comparación de la TMR_N con TMR_P	45
5.5.	Influencia del voltaje aplicado en la TMR para una heteroestructura con electrodos DMS tipo (Ga, Mn)As/AlAs/(Ga, Mn)As con una dirección inicial en \mathbf{n}_l de $\theta_0 = 0$, altura de la barrera de 0.67 eV, $k_{\parallel} = 0,2 \text{ nm}^{-1}$, energía de intercambio interna de 0.16 eV y energía de <i>Fermi</i> de 0.2 eV. En la figura (a) se observa la TMR_N a diferentes voltajes al igual que en figura (b) pero se muestra una comparación de la TMR_N con TMR_P	46
5.6.	Influencia del voltaje aplicado en la TMR para una heteroestructura con electrodos DMS tipo (Ga, Mn)As/GaAs/(Ga, Mn)As con una dirección inicial en \mathbf{n}_l de $\theta_0 = 0$, altura de la barrera de 0.1 eV, $k_{\parallel} = 0,2 \text{ nm}^{-1}$, energía de intercambio interna de 0.166 eV y energía de <i>Fermi</i> de 0.2 eV. En la figura (a) se observa la TMR_N a diferentes voltajes al igual que en figura (b) pero se muestra una comparación de la TMR_N con TMR_P	47

<p>5.7. Influencia del voltaje aplicado en la TMR para una heteroestructura con electrodos DMS tipo (In, Fe)As/InAs/(In, Fe)As con una dirección inicial en \mathbf{n}_l de $\theta_0 = 0$, altura de la barrera de 0.3 eV, $k_{\parallel} = 0,2 \text{ nm}^{-1}$, energía de intercambio interna de 0.0317 eV y energía de <i>Fermi</i> de 0.188 eV. En la figura (a) se observa la TMR_N a diferentes voltajes al igual que en figura (b) pero se muestra una comparación de la TMR_N con TMR_P.</p>	<p>48</p>
<p>5.8. Influencia del voltaje aplicado en la TMR para una heteroestructura con electrodos DMS tipo (Ga, Fe)Sb/InAs/(Ga, Fe)Sb con una dirección inicial en \mathbf{n}_l de $\theta_0 = 0$, profundidad del pozo de 0.57 eV, $k_{\parallel} = 0,2 \text{ nm}^{-1}$, energía de intercambio interna de 0.055 eV y energía de <i>Fermi</i> de 0.250 eV. En la figura (a) se observa la TMR_N a diferentes voltajes al igual que en figura (b) pero se muestra una comparación de la TMR_N con TMR_P.</p>	<p>49</p>
<p>A.1. Representación esquemática del modelo de dos bandas para una tricapa $L_j/SC/L_j$ con $j = l, r$. Las bandas M' y m' corresponden a las bandas M y m rotadas un ángulo θ. <i>Fuente:</i> representación basada en los trabajos de <i>J. E. Bunder</i> [3] y <i>J. C. Slonczewski</i> [18]</p>	<p>53</p>

Índice de tablas

4.1.	Relación entre la dirección de $\mathbf{k}_{\parallel j}$ y $\mathbf{k}_{\parallel \sigma}$	23
E.1.	Valores de la energía de intercambio interna, Δ_j (eV) y energía de <i>Fermi</i> , E_F (eV) para las capas FM, DMS y FMS	70
E.2.	Parámetros de masa efectiva m^* para las capas $L_j = \text{FM o DMS o FMS}$	70
E.3.	Parámetros de SOC <i>Dresselhaus</i> (γ) y <i>Rashba</i> (α), masa efectiva m^* , masa efectiva de huecos ligeros m_{hl}^* y permitividad relativa ϵ_r para SC (III-IV) tipo zincblenda	71

Capítulo 1

Introducción

El funcionamiento de un dispositivo espintrónico se basa en controlar las superposiciones coherentes de una población de espines en estado de no equilibrio [19], permitiendo así generar espines polarizados localizados. En general, se requiere conocer el grado de polarización de los espines del material, ya sea intrínsecamente como ocurre en un material ferromagnético, o extrínsecamente como ocurre cuando se inyecta un corriente de espines en un semiconductor no-magnético [19, 20]. De ahí que, un requisito imprescindible de estos dispositivos es realizar operaciones lógicas con corrientes de espín puras, si se quiere sustituir la electrónica convencional por la espintrónica [21].

La búsqueda de dispositivos espintrónicos óptimos ha permitido identificar problemas propios de las heteroestructuras que lo conforman, además de los problemas tecnológicos presentes para un diseño funcional.

No obstante la fabricación de las heteroestructuras en sí, es todo un reto. Estas a su vez presentan problemas adicionales tales como:

1. *La diferencia de conductividad*, que se presenta en el caso de la inyección de corriente polarizada de espín desde un metal ferromagnético (FM del inglés ferromagnetic metal) a un semiconductor (SC del inglés semiconductor) a través de la unión

- óhmica, difícilmente se puede lograr una inyección de corriente polarizada de espín de alta eficiencia, [22]. Esto se origina en el hecho de la gran diferencia de conductividad eléctrica entre un FM y un SC [1]. Esto se eliminó mediante la inserción de una capa SC ultrafina (~ 1 nm) polarizada por espín entre las interfaces FM y SC [23]. Tal capa puede ser modelada por una barrera de Schottky intrínseca [24] o una barrera de túnel extrínseca [25].
2. *Temperatura de Curie* (T_c), la temperatura influye en las características magnéticas del material. Es decir, al aumentar la temperatura de un sólido magnetizado, se produce un aumento en la magnitud de las vibraciones térmicas de los átomos desalineando los momentos magnéticos, bajando la respuesta magnética. Por lo tanto, la heteroestructura espintrónicas debe tener una T_c alta [20].
 3. *Relajación del espín*, es un proceso de dispersión o pérdida de memoria de orientación del espín que se relaciona de forma inversamente proporcional al acoplamiento espín-órbita generada por los potenciales de impurezas en muestras altamente dopadas [1]. Esta interacción es fuerte para el caso de los semiconductores con gap estrecho ($E_g < 0.5$ eV) [26]. Cabe indicar, que el tiempo de vida útil del espín es una variable que también se debe considerar en la *relajación del espín*, el cual se estudia en función de la interacción espín-órbita [27].
 4. Tener un *sistema de control y manipulación* efectivos que suministren un funcionamiento adecuado del dispositivo espintrónico [28, 29].
 5. Tener un *sistema eficiente de la detección del espín* para proporcionar una salida que pueda ser interpretada de forma clara [28, 29].

En este trabajo de investigación se estudiará particularmente las pseudo válvulas de espín (PSV del inglés pseudo spin valves) como dispositivo espintrónico, construido básicamente con heteroestructuras semiconductoras. Para los problemas de *conductividad* se propone agregar un aislante magnético SC ultrafino (1-6 nm) entre las capas L_j , que permite que la resistencia de contacto (resistencia de túnel) de tal aislante dependa de la polarización del espín, debido al efecto del electrodo ferromagnético [1]. En cuanto al estudio de una heteroestructura semiconductoras de T_c alta se considera (In,Fe)As/InAs

y (Ga,Fe)Sb/InAs, esta última actualmente se ha venido desarrollando hasta llegar a 230 K, pero como dispositivo espintrónico ha logrado una magnetorresistencia por efecto túnel (TMR del inglés tunneling magnetoresistance) de 1,6 % a 3,7 K [11]. El problema de *relajación del espín* y de *control* de los campos externos se abordará un modelo físico-matemático que incluye hamiltonianos utilizados para explicar el comportamiento de un filtro de espín [30]. Además, el hamiltoniano incluirá acoplamiento espín-órbita (SOC del inglés spin-orbit coupling) *Rashba* y *Dresselhaus* [31]. Este modelo genera ecuaciones de *Schrödinger-Pauli* solubles, que bajo las condiciones de contorno se puede calcular la probabilidad de transmisión del espín polarizado, en función de la dirección de los vectores directores de magnetización dados por el campo magnético que hacen funcionar la PSV; para luego, determinar la TMR de forma aproximada por la fórmula de *Landauer* para un sólo canal [5].

Las simulaciones que se desarrollarán son enfocadas en PSV, puesto que permiten entender las válvulas de espín (SV del inglés spin valves). Esta última se diferencia de las primera por tener una capa FM con magnetización fija normalmente establecida mediante una capa de acoplamiento antiferromagnético (AFM del inglés antiferromagnetic) adicional durante el proceso de deposición [21], mientras que las PSV no tiene esta capa AFM, pero coinciden en tener un aislante magnético entre la otra capa FM donde la dirección de magnetización puede rotar libremente.

1.1. Sistemas híbridos espintrónicos

Este trabajo ha sido motivado por la fabricación de nuevas interfaces híbridas FM/SC que han permitido que las SV tengan un mayor desempeño de la TMR, estos sistemas híbridos espintrónicos o de segunda generación espintrónica [32], han alcanzado una TMR de orden mayor al 400 %. Como por ejemplo las heteroestructuras: Fe/MgO/Fe(001) con TMR de 496 % [33], Co/MgO/Co(001) con TMR de 410 % [34], $\text{Co}_2(\text{FeMn})\text{Si}/\text{MgO}/\text{Co}_2(\text{FeMn})\text{Si}(001)$ con TMR de 429 % [35] y PSV construida con estructuras policristalinas como el prototipo de $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}/\text{MgO}/\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$ con TMR de 604 % [36].

Cabe resaltar que se presentan algunas desventajas, como su compleja estructura (para los dos últimos ejemplos) y su elevada temperatura de síntesis o fabricación [33, 35].

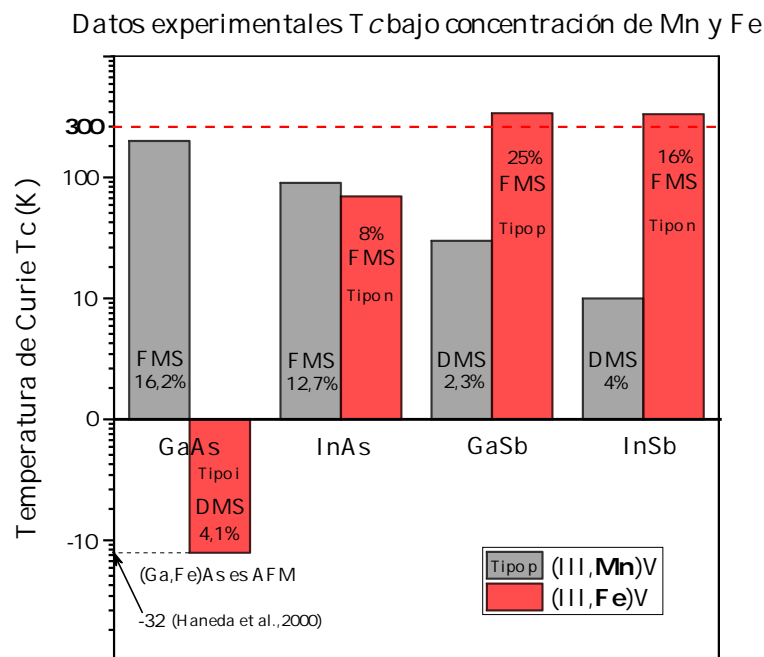


Figura 1.1: T_c para los SC: GaAs, InAs, GaSb y InSb dopados con Mn y Fe con una concentración del orden de 10^{18} a 10^{20} huecos/ cm^3 , para los SC *tipo p* y del orden de 10^{18} a 10^{19} electrones/ cm^3 , para los SC *tipo n*. Los FMS a tener en cuenta para las PSV de este trabajo son $Ga_{0.75}Fe_{0.25}Sb$ y $In_{0.84}Fe_{0.16}Sb$. (Fuente: datos de Tu, Hai *et al* [12, 15])

Actualmente, estudios indican que el cambio de las capa FM por FMS generan buena compatibilidad conductiva y carece de capas magnéticas inactivas en la interfase con los SC [37], permitiendo una inyección de espín con alta eficiencia, puesto que pueden exhibir una polarización de espín alta que es inaccesible para algunos FM (incluso si la polarización de espín no es exactamente del 100 %) [1].

En consecuencia, se estudian FMS (III-V) dopados con Fe con aplicaciones potenciales en futuros dispositivos de espín de bajo consumo de energía a temperatura ambiente. Estos son tanto de *tipo p* [(Ga,Fe)Sb, (Al,Fe)Sb] como de *tipo n* [(In,Fe)As, (In,Fe)Sb], algunos con T_c más alto que la temperatura ambiente y, por lo tanto, superan las limitaciones de los FMS o DMS dopados con Mn [11]. En la figura 1.1 se observa que (Ga,Mn)As, (In,Mn)As, (Ga,Mn)Sb y (In,Mn)Sb son de *tipo p* y la máxima T_c alcanzada sólo llegó a 200 K para (Ga,Mn)As, en 20 años de estudio [12, 37]. La T_c para (Ga,Fe)As es negativa

ya que el material es por si AFM [38].

1.2. Objetivos

1.2.1. Objetivo General

Analizar el efecto que tiene el campo eléctrico aplicado perpendicularmente al plano de crecimiento del aislante magnético de una PSV compuesta por una heteroestructura semiconductor (III-V) tipo zincblenda en la TMR.

1.2.2. Objetivos Específicos

- ↔ Resolver de manera exacta las ecuaciones de *Schrödinger-Pauli* generadas por el modelo de una barrera o pozo de potencial cuántico rectangular en presencia de campo eléctrico y acoplamiento espín-órbita.
- ↔ Estudiar el efecto del campo eléctrico en la probabilidad de transmisión de espín y eficiencia de polarización para una heteroestructura semiconductor (III-V) tipo zincblenda.
- ↔ Analizar computacionalmente la influencia del campo eléctrico en la conductancia para una heteroestructura semiconductor (III-V) tipo zincblenda.

Capítulo 2

Marco teórico

Para hacer una descripción clara de los elementos teóricos necesarios para el desarrollo del presente trabajo, se van a tener en cuenta dos componentes claves como: el funcionamiento de una PSV y una explicación brevemente de los Hamiltonianos que se involucran en el modelo que simula energéticamente el comportamiento de una PSV.

2.1. Funcionamiento de una PSV

Antes de describir su funcionamiento, primero se explicará el caso más general que corresponde a una válvula de espín (SV del inglés spin valve); los primeros autores en emplear este término fueron *B. Dieny, S. Parkin et al.* [39] en 1991. Ellos investigaron capas delgadas de diferentes materiales ferromagnéticos y con diferentes separadores metálicos no magnéticos, llegando a obtener un cambio relativo de resistencia del 5% a temperatura ambiente para la multicapa Ta/NiFe/Cu/NiFe/FeMn (contacto/FM/aislante/FM/AFM/contacto, ver figura 2.1) a un campo magnético entre 0-15 Oe [39].

Las SV son estructuras de multicapa compuestas, por una capa fija (o capa dura) FM acoplada a una antiferromagnética (AFM) que fija el campo coercitivo, mientras que

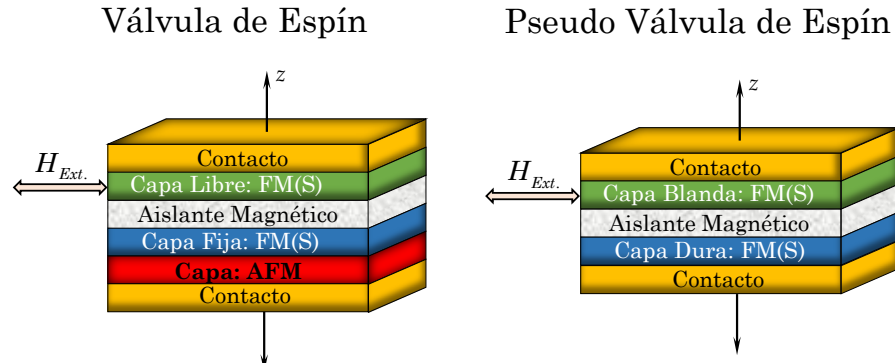


Figura 2.1: Representación esquemática de la topología básica de los sensores magnetorresistentes. Se observa que la diferencia entre la SV y PSV es la no presencia de la capa AFM para las PVS, tanto para las tecnologías GMR y TMR se da esta diferencia, y estas a su vez discrepan en el tipo de separador magnético, conductor para la primera y SC para la siguiente.

la otra capa libre (o capa blanda), FM la dirección de la magnetización puede rotar libremente con la aplicación de un campo magnético externo. Por lo tanto, los materiales FM pueden actuar como polarizadores de espín, de tal forma que si una corriente pasa a través de dos capas FM desacopladas por el aislante magnético, los electrones entrantes al pasar por la primera capa fija se polarizan en la dirección de la magnetización de dicha capa, luego los electrones pasan por la capa no magnética, manteniendo su polarización, por lo que la resistencia total del sistema dependerá de la dirección relativa entre la magnetización de la primera y de la segunda capa [40]. Es decir, que el efecto GMR depende de la dispersión del espín dentro de las capas magnéticas como en las interfaces, y el resultado de la resistencia eléctrica sufrida por los electrones obedece a que si la dirección del espín es paralela o antiparalela en relación con el momento magnético de las capas FM.

Para el caso de una PSV el campo coercitivo no se fija por carecer de una capa AFM; la capa dura se diferencia de la blanda, en que la primera tiene un campo coercitivo mayor al de la segunda (de igual forma ocurre para una SV). El análisis de la dirección del espín se realizará para una PSV con tecnología TMR, el cual es análogo para un dispositivo tipo SV.

Para una PSV la orientación relativa entre los vectores directores de magnetización \mathbf{n}_j

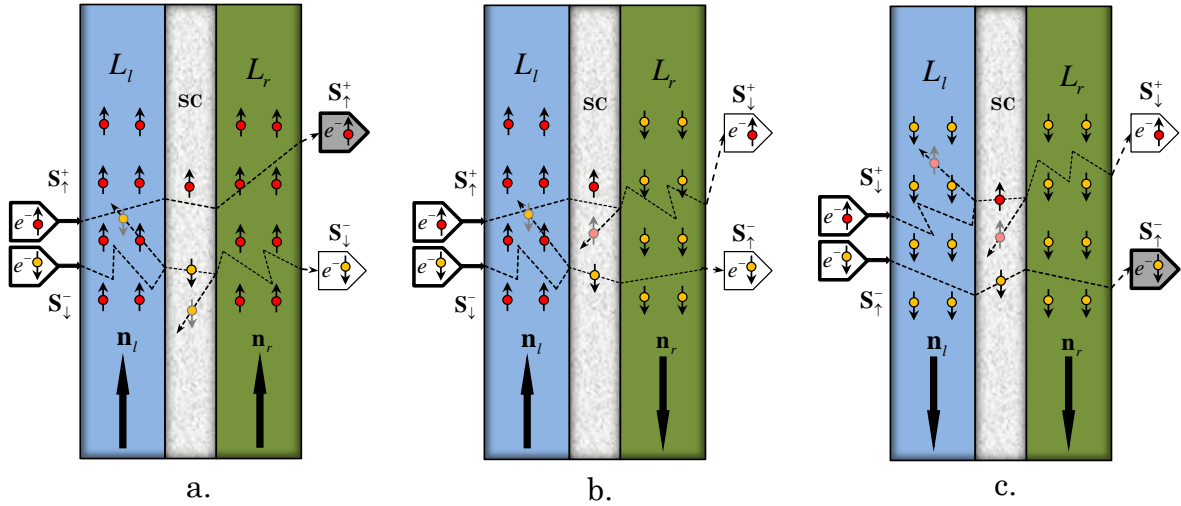


Figura 2.2: Representación esquemática del funcionamiento de una PSV con heteroestructura $L_l/SC/L_r$, basada A. Schuhl et al. [16]

con $j = l$ (izquierda) o r (derecha) de las capas L_j son paralelos, se pueden presentar dos casos que el espín up (\mathbf{S}_σ^+) sea paralelo al vector \mathbf{n}_l , en cuyo caso $\sigma = \uparrow$ o antiparalelo $\sigma = \downarrow$, para el primer caso la mayoría de los electrones con espín up tendrán espín paralelo en ambas capas y podrán moverse fácilmente a través de la heteroestructura, ver figura 2.2 **a.** Mientras que los electrones minoritarios están fuertemente dispersados. De igual forma ocurre con el espín $down$ paralelos a los campos (\mathbf{S}_\uparrow^-) tal como se observa en la figura 2.2 **c.** A diferencia del caso anterior, cuando las dos capas L_j están orientadas de forma antiparalela (figura 2.2 **b.**) la mayoría de electrones al venir polarizados con \mathbf{S}_\uparrow^+ (sin pérdida de generalidad) al pasar por la capa L_l sufrirán una fuerte dispersión con la capa L_r por lo que tendrán una gran dificultad para pasar, de tal forma que el sistema tendrá una resistencia alta.

En resumen, un PSV maneja dos estados según la orientación de los vectores directores de magnetización \mathbf{n}_l y \mathbf{n}_r dados por los campos magnéticos fijo y variable, respectivamente. Si están paralelos hay baja resistencia y cuando son antiparalelos hay mayor resistencia, lo que permite medir el desempeño del dispositivo espintrónico por la TMR.

2.2. Descripción de Hamiltonianos

2.2.1. Energías presentes en el efecto túnel

Retomando la configuración $L_l/SC/L_r$ para construir una PSV, y al modelar el acoplamiento de las bandas de valencia o conducción de esta heteroestructura se forma una barrera de potencial cuántico para los casos:

↔ $L_j = \text{FM}$

Fe/GaAs y Fe/GaSb [13, 14].

↔ $L_j = \text{DMS}$

(Ga, Mn)As/AlAs [6, 7], (Ga, Mn)As/GaAs [8] y (In, Fe)As/InAs [9, 10].

Pozo de potencial cuántico para el caso:

↔ $L_j = \text{FMS}$

(Ga, Fe)Sb/InAs [11, 12].

En el momento en que se inyecta una corriente electrónica por la capa L_l energéticamente los electrones tienen energía cinética, al estar tunelando la barrera o pozo cuántico experimentan energía potencial y los que pasan a la capa L_r se mueven como electrones libre. Una primera aproximación dada para un electrón es descrita por el hamiltoniano \mathcal{H}_0 , tal como se aprecia en la expresión:

$$\hat{\mathcal{H}}_0 = \frac{\hbar^2}{2m_j^*} (k_{zj}^2 + k_{\parallel}^2) + V_{eff}(z), \quad (2.1)$$

donde \hbar es la constante de *Planck* reducida, m_j^* es la masa efectiva del electrón de la capa L_j , $k_{\epsilon j}$ con $\epsilon = x, y, z$ es un operador definido como $k_{\epsilon j} = -i\partial/\partial_{\epsilon j}$ y $k_{\parallel j} = (k_{xj}, k_{yj})$ es la magnitud del vector de onda en el plano de la barrera o del pozo de potencial cuántico

(ver figura 2.3). Por último, $V_{eff}(z)$ es la energía potencial efectiva que genera la barrera o el pozo.

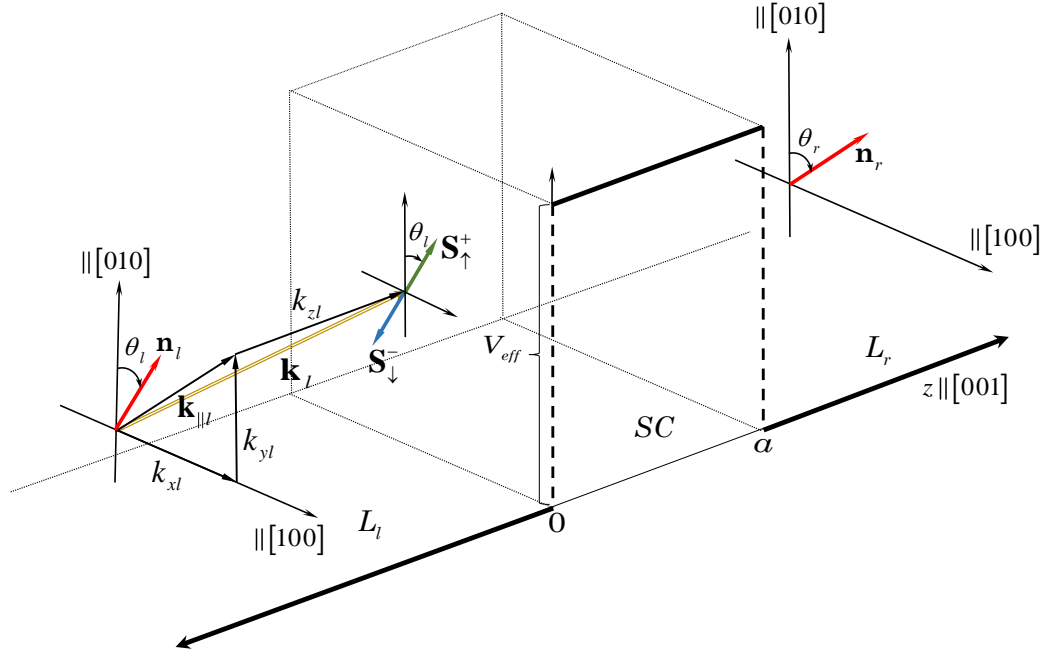


Figura 2.3: Representación esquemática de una barrera de potencial cuántica rectangular, donde a indica el ancho del SC en la dirección de crecimiento de la heteroestructura $[001]$, \mathbf{n}_j el vector director de magnetización y \mathbf{S}_σ^\pm el estado del espín. Además, $\mathbf{k}_j = (k_{\parallel j}, k_{z j})$ son los vectores de onda del electrón cuando incide en la barrera para $j = l$ y cuando se transmite $j = r$.

2.2.2. Energía potencial asociada a un campo eléctrico

El aplicar una diferencia de potencial electrostático (V_b) en el aislante magnético (SC) a lo largo del eje z , induce un campo eléctrico de magnitud $F = V_b/a$ (a es el ancho del SC), generando una energía potencial de orden lineal definida [41, 42] como:

$$\hat{\mathcal{H}}_F = -e \frac{V_b}{a} z. \quad (2.2)$$

donde e es la magnitud de la carga del electrón.

En consecuencia, esta energía potencial deflecta el pozo o la barrera cuántica que simula

la banda de conducción de la heteroestructura [5] (ver figura 2.4).

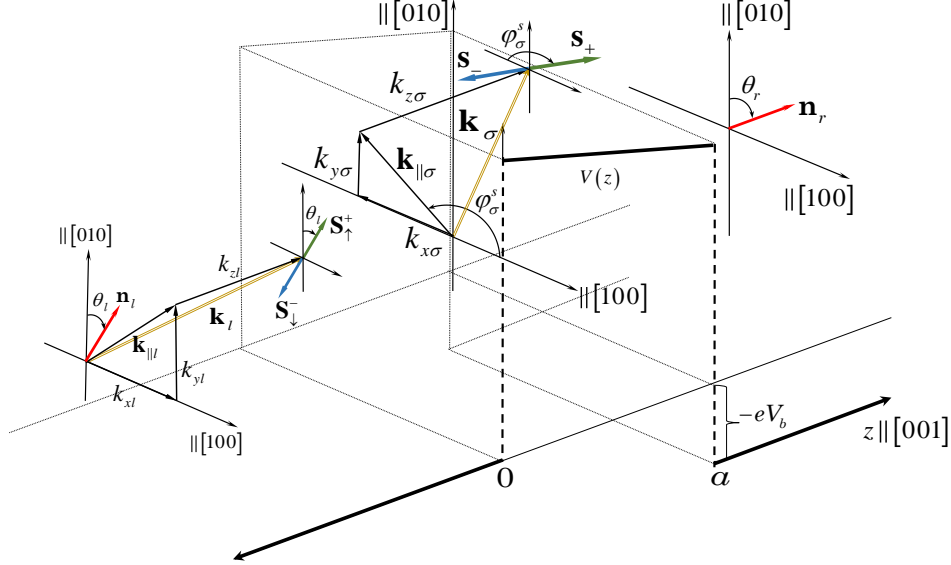


Figura 2.4: Representación esquemática de una barrera de potencial cuántica rectangular afectada por campo eléctrico y representación vectorial del SOC en la barrera, donde a indica el ancho del SC en la dirección de crecimiento de la heteroestructura $[001]$, \mathbf{n}_j el vector director de magnetización y \mathbf{S}_{\pm} los estado del espín. Además, el vector de onda del electrón en la barrera dado en términos del operador $k_{\epsilon\sigma} = -i\partial/\partial\epsilon_{\sigma}$ es $\mathbf{k}_{\sigma} = (k_{\parallel\sigma}, k_{z\sigma})$, donde $\epsilon_{\sigma} = x, y, z$. Fuente: interpretación del trabajo de V. I. Perel' et al.[17]

Por lo tanto, el hamiltoniano (2.2) se redefine como

$$\hat{\mathcal{H}}_F = \left(V_{eff} - e \frac{V_b}{a} z \right) \Theta(z) - eV_b \Theta(z - a), \quad (2.3)$$

donde $\Theta(z)$ es la función paso o función Heaviside [43].

2.2.3. Energías por contribución de SOC

Los hamiltonianos dados por el SOC presente en los semiconductores (III-IV) con estructura cristalina tipo zincblenda, se puede clasificar según su origen en dos tipos:

\hookrightarrow Hamiltoniano Dresselhaus

Se da por la ruptura de simetría de inversión espacial en el bulk del material; para la PSV este efecto se tendría en cuenta en el aislante magnético (por ser un SC con estructura cristalina tipo zincblenda). El hamiltoniano de interacción espín-órbita intrínseca o de *Dresselhaus* ($\hat{\mathcal{H}}_D$) se define [2, 44]

$$\hat{\mathcal{H}}_D = \gamma (\hat{\tau}_x k_{x\sigma} - \hat{\tau}_y k_{y\sigma}) k_{z\sigma}^2, \quad (2.4)$$

donde γ es la constante de *Dresselhaus* propia de cada SC, $k_{\epsilon\sigma}$ con $\epsilon = x, y, z$ es de nuevo el operador $k_{\epsilon\sigma} = -i\partial/\partial_{\epsilon\sigma}$ (ver figura 2.4) y $\hat{\tau}_\epsilon$ representa las matrices de *Pauli*.

↪ *Hamiltoniano Rashba*

Se origina por una ruptura en la simetría estructural debido a la introducción de potenciales adicionales al potencial cristalino, como por ejemplo los generados por impurezas, defectos, campos externos y confinamientos nanoscópicos, que da origen a una interacción espín-órbita extrínseca o de *Rashba* ($\hat{\mathcal{H}}_R$). La expresión que lo define es [2, 45]:

$$\hat{\mathcal{H}}_R = \alpha (\hat{\tau}_x k_{y\sigma} - \hat{\tau}_y k_{x\sigma}), \quad (2.5)$$

donde α es la constante de *Rashba*, la cual también depende del material.

2.2.4. Energía de intercambio del espín para un ferromagneto

Es una estimación energética entre el intercambio de las bandas de espín *up* y espín *down* dado por el desdoblamiento de los niveles de energía atómicos o bien de las líneas espectrales en presencia de un campo magnético externo, se define como

$$\hat{\mathcal{H}}_z = -\frac{\Delta_j}{2} \mathbf{n}_j \cdot \boldsymbol{\tau}, \quad (2.6)$$

donde Δ_j es la energía de intercambio (ver figura 2.5), $\mathbf{n}_j = (\sin \theta_j, \cos \theta_j, 0)$ y $\boldsymbol{\tau} = (\hat{\tau}_x, \hat{\tau}_y, \hat{\tau}_z)$ es el vector de las matrices de *Pauli*.

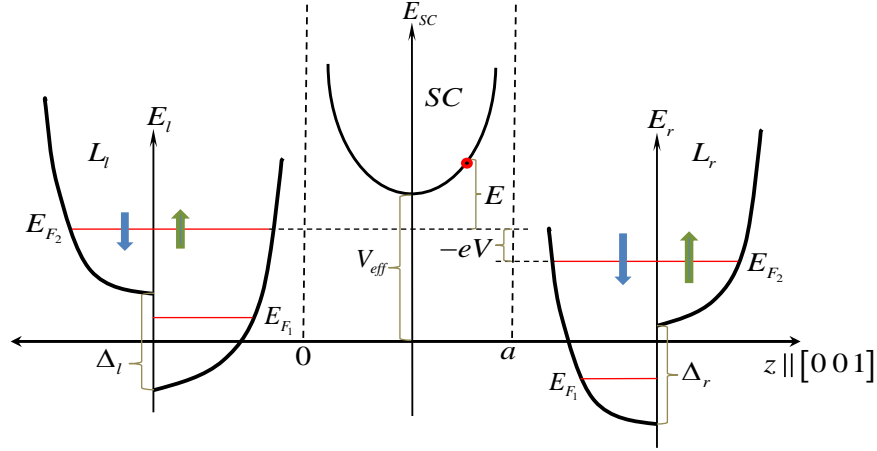


Figura 2.5: Representación esquemática de la energía de intercambio interna para un modelo de dos bandas para un FM. Se muestra la posición de la energía de Fermi, E_F para una banda E_{F_1} y dos bandas E_{F_2} . Δ_j representa la energía de intercambio, con $j = l, r$. Fuente: representación basada en los trabajos de *J. E. Bunder* [3] y *J. C. Slonczewski* [18]

La energía de intercambio Δ_j para FM y DMS se puede definir mediante el modelo de Zener [7, 8] como:

$$\Delta_j = N_\eta J_{pd} \langle S_z \rangle, \quad (2.7)$$

donde N_η representa la densidad de los iones η (siendo $\eta = \text{Mn}$ o Fe), J_{pd} es la constante de acoplamiento de intercambio hueco- η y $\langle S_z \rangle$ es campo medio térmico de los espines de los iones magnéticos a lo largo del campo magnético externo perpendicular al plano de crecimiento [001]. la cual se define en términos de la *función de Brillouin* (\mathcal{B}_j) [46].

$$\langle S_z(x, T, h^\eta) \rangle = S \mathcal{B}_S \left[\frac{g_\eta^* \mu_B S h^\eta}{k_B (T + T_{eff}(x))} \right], \quad (2.8)$$

con x como la concentración de iones η , S corresponde al espín del electrón localizado en $3d^5$ del ion Mn^{+2} o Fe^{+2} , g_η^* representa el factor efectivo de Landè que depende del material, $\mu_B = e \hbar / 2m_j^*$ es el magnetón de Bohr, h^η es la intensidad del campo que actúa sobre la impureza η , k_B es la constante de Boltzmann, T es la temperatura del sistema y $T_{eff}(x)$ la temperatura efectiva de los iones.

Capítulo 3

Metodología

A continuación se describe en general la metodología utilizada para resolver las ecuaciones de *Schrödinger-Pauli* mediante la diagonalización de los Hamiltonianos vinculados en este modelo. Además, se describen las relaciones entre las variables físicas que permiten realizar los cálculos que son objeto de estudio.

3.1. Diagonalización de un Hamiltoniano

En este trabajo el modelo físico-matemático se describe por las ecuaciones de *Schrödinger-Pauli*, desde la mecánica de *Gilbert* como $\hat{\mathcal{H}}|\psi\rangle = E|\psi\rangle$. De ahí que, se debe determinar los auto valores de energía E , encontrando una matriz \mathcal{D} que diagonalice a $\hat{\mathcal{H}}$. Es decir, que se debe buscar un espinor $|\chi\rangle$ talque $\mathcal{D} = \langle\chi|\hat{\mathcal{H}}|\chi\rangle$, donde esta matriz se caracteriza porque sus elementos son los autovalores. Luego, $E = \langle\chi|\hat{\mathcal{H}}|\chi\rangle$.

3.2. Expresiones para calcular la TMR

Identificado los hamiltonianos del sistema que simulan energéticamente una PSV y resueltas las ecuaciones de *Schrödinger-Pauli*; es posible conocer la función de onda $|\psi\rangle$ del sistema cuántico. Aplicando las condiciones de contorno en las interfases L_j/SC , se obtiene la probabilidad de transmisión del espín con dependencia angular del vector director de magnetización $T_{\theta_0}^\sigma(\theta)$, con θ_0 como el ángulo fijo para \mathbf{n}_l y θ como el ángulo variable de \mathbf{n}_r . Con este resultado se determina de forma directa la polarización de espín (\mathcal{P}_ζ) y de forma indirecta la conductancia (G_ζ); ésta a su vez permite calcular la TMR.

3.2.1. Probabilidad de transmisión de espín y eficiencia de polarización

De forma análoga a como se determina la probabilidad de transmisión de un electrón que tunea una barrera o pozo de potencial cuántico, se calcula la probabilidad de transmisión de espín [5],

$$T_{\theta_0}^\sigma(\theta, V_b) = \frac{m_l^*}{m_r^*} k_\sigma^r |\mathcal{T}_\sigma^{V_b}(\theta)|^2, \quad (3.1)$$

donde k_σ^r , es la magnitud del vector de onda de la capa L_r y $\mathcal{T}_\sigma^{V_b}(\theta)$ es el coeficiente de transmisión de espín.

La expresión 3.1 en general, depende de la energía aplicada al electrón en la dirección z , para el modelo de dos bandas se utiliza la energía de *Fermi* E_F (ver la figura 2.5) y el ancho de la barrera o pozo a .

Por otro lado, la eficiencia de polarización se define frecuentemente en términos de los estados del espín [17], pero para el desarrollo de este trabajo se definirá en función de que el espín sea paralelo ($\sigma = \uparrow$) o antiparalelo ($\sigma = \downarrow$) al vector director de magnetización \mathbf{n}_l ; para los casos donde $\mathbf{n}_l \parallel \mathbf{n}_r$, se denotará como $\zeta = P$ ($\theta = 0$) y $\mathbf{n}_l \nparallel \mathbf{n}_r$ de forma

análoga su notación será $\varsigma = \text{AP}$ ($\theta = \pi$):

$$\mathcal{P}_\varsigma = \frac{T_{\theta_0}^\uparrow - T_{\theta_0}^\downarrow}{T_{\theta_0}^\uparrow + T_{\theta_0}^\downarrow} \quad (3.2)$$

En general, si \mathcal{P}_P (\mathcal{P}_{AP}) toma un valor positivo o negativo depende de comparar los términos de probabilidad de transmisión $T_{\theta_0}^\uparrow$ y $T_{\theta_0}^\downarrow$. Sin pérdida de generalidad se interpretará el caso \mathcal{P}_P , donde si $T_{\theta_0}^\uparrow > T_{\theta_0}^\downarrow$ significa que es más probable el tunelamiento del espín *up* de la capa L_l que es paralelo a \mathbf{n}_l que espín *down* de la capa en mención que sería antiparalelo a \mathbf{n}_l , generando una eficiencia de polarización positiva.

3.2.2. Conductancia y TMR

Para la conductancia se considera la fórmula de *Landauer* para un canal simple, modificada debido al espín del electrón [5]:

$$G_\varsigma = G_0 \sum_{\sigma} T_{\theta_0}^{\sigma} (V_b, \theta) \quad \text{ó} \quad G_\varsigma = G_0 \mathbb{T}_\varsigma \quad (3.3)$$

donde $G_0 = e^2/\pi\hbar \approx 77.52 \Omega^{-1}$ y $\mathbb{T}_\varsigma = \sum_{\sigma} T_{\theta_0}^{\sigma} (V_b, \theta)$ se conoce como transmitividad de la partícula entrante de espín σ [4, 18].

Por último, el desempeño para la PSV se define como el cociente entre: el cambio de resistencia cuando los vectores directores de magnetización pasan de estar antiparalelos a paralelos, y la resistencia cuando los vectores directores de magnetización son paralelos [4]. En consecuencia al definir la TMR en términos de la conductancia se obtiene la expresión [14, 47]

$$\text{TMR}(V_b) = \frac{G_P - G_{\text{AP}}}{G_{\text{AP}}}. \quad (3.4)$$

Capítulo 4

Resultados: Influencia del Vector de Magnetización en el Transporte de Espín para la TMR en PSV

4.1. Introducción

En este capítulo se presenta una expresión analítica para el coeficiente de transmisión con SOC, el cual hace parte fundamental para los cálculos de eficiencia de polarización y la TMR. De igual manera se exponen las simulaciones para \mathcal{P}_P y TMR en PVS con electrodos: FM como el Fe, DMS como $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ con una concentración de Mn de $x = 0.04$ y $x = 0.05$ y por último, FMS con temperatura de *Curie* alta como $\text{Ga}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Sb}$ con $x = 0.25$ para Fe; separados por aislantes magnéticos como: GaAs, AlAs, GaSb y InAs.

4.2. Modelo Teórico

En la última década, se han dado a conocer experimentos de sistemas híbridos espintrónicos con TMR superiores al 100 % [32, 33, 35], sin embargo en este trabajo se analizarán estructuras con TMR menores al 100 %, tal como la tricapa FM/SC/FM, que para el caso de Fe/GaAs/Fe se ha reportado un TMR del 30 % [13]. Además, se investiga el fenómeno de transporte polarizado por espín en heteroestructuras con electrodos de DMS, fabricados con impurezas de Mn como (Ga, Mn)As/AlAs y (Ga, Mn)As/GaAs, observando la TMR máxima alcanzada de 75 % y 65 %, respectivamente [7, 8], y heteroestructuras con electrodos de FMS como (Ga, Fe)Sb/InAs con TMR de 1.6 %. [11].

Los resultados anteriormente citados se han logrado gracias a la eliminación experimental del desajuste de conductancia entre una capa FM y una semiconductor permitiendo que la polarización de espín sea más eficiente [22, 23]. Lo cual ha motivado teóricamente a realizar modelos que utilizan barrera de Schottky intrínseca [24] o una barrera de túnel extrínseca [8], permitiendo hacer simulaciones computacionales con resultados cercanos a los obtenidos experimentalmente [7].

En consecuencia, el modelo a desarrollar en este trabajo corresponde a una barrera de potencial cuántica rectangular (ver figura 4.1) con una aproximación parabólica en el punto Γ para la banda de conducción/valencia. Además, se consideran que las interfaces son planas.

4.2.1. Hamiltonianos

El Hamiltoniano para las regiones $z < 0$ o $z > a$, correspondiente a las capas L_l y L_r , respectivamente, se define:

$$\hat{\mathcal{H}}_j = \left(\frac{\hbar^2}{2m_j^*} k_j^2 \right) \hat{\mathbb{I}} - \frac{\Delta_j}{2} \mathbf{n}_j \cdot \boldsymbol{\tau}, \quad (4.1)$$

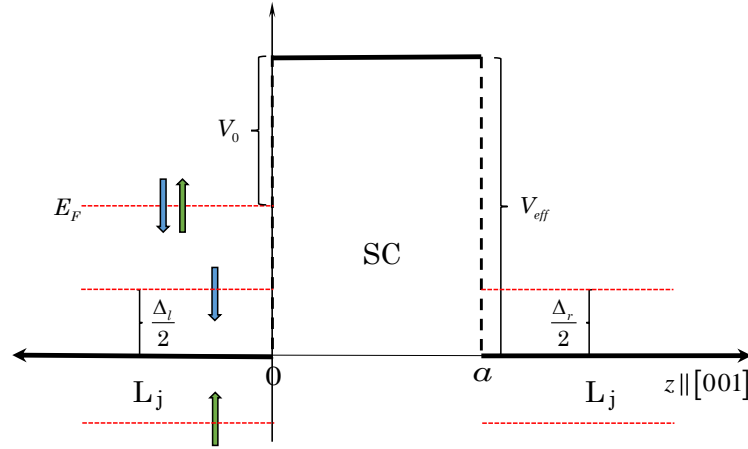


Figura 4.1: Representación esquemática de una barrera de potencial cuántica rectangular de altura V_{eff} y espesor a , con la energía de intercambio interna para un modelo de dos bandas. Δ_j representa la energía de intercambio, con $j = l, r$. *A. Matos Abiaque et al. [4] y J. E. Bunder [3].*

donde $\hat{\mathbb{I}}$ representa la matriz identidad, Δ_j es la energía de intercambio en la capa j y el vector director de magnetización en plano xy es dado por $\mathbf{n}_j = (\sin \theta_j, \cos \theta_j, 0)$.

El Hamiltoniano con SOC para la región $0 < z < a$ se describe como

$$\hat{\mathcal{H}}_{\sigma}^s = \left(\frac{\hbar^2}{2m_b^*} k_{\sigma}^2 + V_{eff} \right) \hat{\mathbb{I}} + \gamma (\hat{\tau}_y k_{y\sigma} - \hat{\tau}_x k_{x\sigma}) k_{z\sigma}^2 + \alpha (\hat{\tau}_x k_{y\sigma} - \hat{\tau}_y k_{x\sigma}), \quad (4.2)$$

donde γ y α son las constantes de acoplamiento *Dresselhaus* y *Rashba*, respectivamente.

Los hamiltonianos descritos en la expresiones (4.1) y (4.2), se diagonalizan con espinores, uno que relaciona el vector director de magnetización con el espín ($|\chi_{\sigma}^j\rangle$) para el caso de $\hat{\mathcal{H}}_j$ y el otro que se asocia al SOC ($|\chi_{\sigma}^s\rangle$) para $\hat{\mathcal{H}}_{\sigma}^s$, los cuales se discutirán en la siguiente sección.

4.2.2. Espinores $|\chi_{\sigma}^j\rangle$ y $|\chi_{\sigma}^s\rangle$

\Leftrightarrow El espinor $|\chi_{\sigma}^j\rangle$ se define de tal manera que la orientación del espín $\mathbf{S}_{\sigma}^{\pm}$ sea dado por el vector $\langle \chi_{\sigma}^j | \boldsymbol{\tau} | \chi_{\sigma}^j \rangle$. Es decir que, $\mathbf{S}_{\sigma}^{\pm} = (\sigma \sin \theta_j, \sigma \cos \theta_j, 0)$, donde $\sigma = 1$ (-1), si \mathbf{n}_l es paralelo (antiparalelo) al espín $\mathbf{S}_{\sigma}^{\pm}$ (ver las capas L_j de la figura 2.3). En

consecuencia, el espino que cumple la condición es:

$$|\chi_\sigma^j\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i\sigma e^{-i\phi_j} \end{pmatrix}. \quad (4.3)$$

En la figura 4.2 se observa las representaciones angulares de \mathbf{n}_l y \mathbf{n}_r en (a) y en (b) respectivamente. Además, se indica el ángulo ϕ_j del espino (4.3) respecto a los planos xy y $x_i y_i$, con $i = 1, 2$.

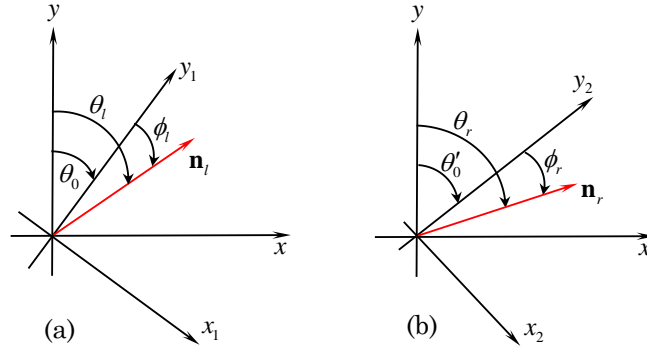


Figura 4.2: Dirección de los vectores directores de magnetización respecto al plano xy y $x_i y_i$, con $i = 1, 2$ y $\theta'_0 = \theta_0 + \theta$, donde θ representa el ángulo que forman \mathbf{n}_l y \mathbf{n}_r .

↔ El espino $|\chi_\sigma^s\rangle$ se determina de tal manera que la orientación del espín $\mathbf{S}_\pm(\mathbf{k}_{\parallel\sigma}) = \langle \chi_\sigma^s | \boldsymbol{\tau} | \chi_\sigma^s \rangle = (\mp \cos(\varphi_\sigma), \pm \sin(\varphi_\sigma), 0)$, donde $\varphi_\sigma = \tan^{-1} \left(\frac{k_{y\sigma}}{k_{x\sigma}} \right)$ [48]. Ver la barrera de la figura 2.3.

$$|\chi_\sigma^s\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -s e^{-i\varphi_\sigma^s} \end{pmatrix}, \quad (4.4)$$

con $s = \pm$, lo cual representa los estado del espín. Para el espín up “+” y el espín down “-” dado el SOC.

↔ Dependencia del espino $|\chi_\sigma^s\rangle$ respecto al espino $|\chi_\sigma^j\rangle$. En este trabajo se propone una relación entre los ángulos φ_σ^s y el asociado a \mathbf{n}_l , θ_l . Como caso particular se considera $\phi_l = 0$ (ver figura 4.2). Para ello es necesario realizar un análisis deductivo entre la orientación de los vectores \mathbf{S}_σ^s y $\mathbf{S}_s(\mathbf{k}_{\parallel\sigma})$ con base en la figura 4.3, teniendo en cuenta que en (a) se representa algunas direcciones del \mathbf{n}_l y en (b) se indica los estados de espín debido al SOC presente en la barrera.

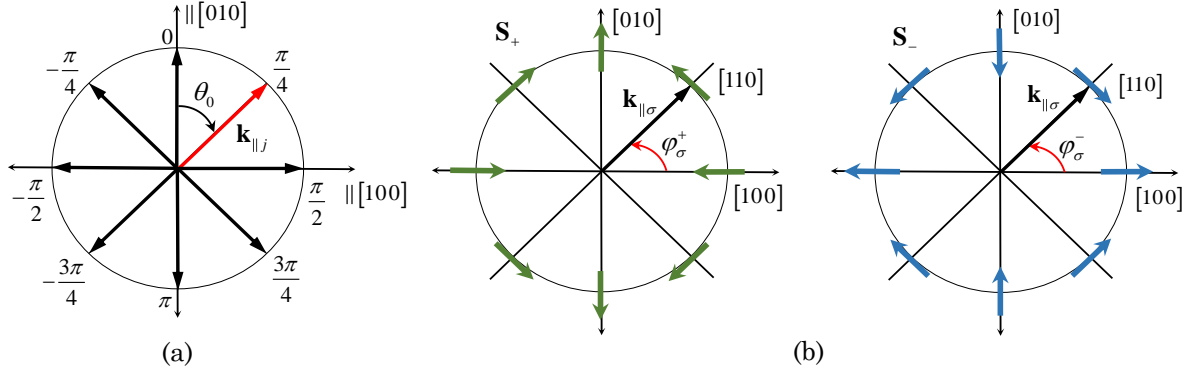


Figura 4.3: Representación de la polarización del espín de acuerdo a cada capa de la heteroestructura. Las direcciones que se indican en (a) y (b) corresponden a los espines $\mathbf{S}_{\sigma}^{\pm}$, para la capa L_l y $\mathbf{S}_{\pm}(\mathbf{k}_{\parallel \sigma})$ para el SC, respectivamente. *V. I. Perel' et al. [17]*

Tabla 4.1: Relación entre la dirección de $\mathbf{k}_{\parallel j}$ y $\mathbf{k}_{\parallel \sigma}$

	\mathbf{S}_+		\mathbf{S}_-	
θ_0	φ_{\uparrow}^+	φ_{\downarrow}^+	φ_{\uparrow}^-	φ_{\downarrow}^-
$-\frac{\pi}{2}$	0	$-\pi$	$-\pi$	0
$-\frac{\pi}{4}$	$\frac{\pi}{4}$	$-\frac{3\pi}{4}$	$-\frac{3\pi}{4}$	$\frac{\pi}{4}$
0	$\frac{\pi}{2}$	$-\frac{\pi}{2}$	$-\frac{\pi}{2}$	$\frac{\pi}{2}$
$\frac{\pi}{4}$	$\frac{3\pi}{4}$	$\frac{\pi}{4}$	$\frac{\pi}{4}$	$\frac{3\pi}{4}$
$\frac{\pi}{2}$	π	0	0	π

La tabla 4.1 permite deducir la relación entre los ángulos φ_{σ}^s y θ_0 . Para el caso \mathbf{S}_+ se tiene que $\varphi_{\sigma}^+ = \theta_0 + \sigma \frac{\pi}{2}$ y para el caso \mathbf{S}_- , $\varphi_{\sigma}^- = \theta_0 - \sigma \frac{\pi}{2}$. Lo anterior permite definir que:

$$\varphi_{\sigma}^s = \theta_0 + s\sigma \frac{\pi}{2}. \quad (4.5)$$

4.2.3. Diagonalización de los Hamiltonianos $\hat{\mathcal{H}}_j$ y $\hat{\mathcal{H}}_\sigma^s$

Los autovalores de energía que satisfacen las ecuaciones de *Schrödinger-Pauli*, $\hat{\mathcal{H}}_j|\psi_\sigma^j\rangle = E_\sigma^j|\psi_\sigma^j\rangle$, si $z < 0$ o $z > a$ y $\hat{\mathcal{H}}_\sigma^s|\psi_\sigma^s\rangle = E_\sigma^s|\psi_\sigma^s\rangle$, si $0 < z < a$; son determinadas por $E_\sigma^j = \langle\chi_\sigma^j|\hat{\mathcal{H}}_\sigma^j|\chi_\sigma^j\rangle$ y $E_\sigma^s = \langle\chi_\sigma^s|\hat{\mathcal{H}}_\sigma^s|\chi_\sigma^s\rangle$, respectivamente.

En consecuencia, para las capas L_j se obtiene,

$$E_\sigma^j = \frac{\hbar^2}{2m_j^*}k_j^2 - \sigma\frac{\Delta_j}{2}\cos\beta_j, \quad (4.6)$$

con $\beta_l = \theta_0$ y $\beta_r = \theta_0 + \theta$, donde θ representa el ángulo que forman \mathbf{n}_l y \mathbf{n}_r . Mientras que para el separador magnético se determina,

$$E_\sigma^s = \frac{\hbar^2}{2m_b^*}k_\sigma^2 + V_{eff} + s\gamma k_{\parallel}k_{z\sigma}^2 + s\alpha k_{\parallel}\sin(2\theta_0), \quad (4.7)$$

donde $k_{\parallel\sigma}$ se sustituye (\rightsquigarrow) por k_{\parallel} y $s = \pm$.

4.2.4. Probabilidad de transmisión del espín

\hookrightarrow Para la solución a las ecuaciones *Schrödinger-Pauli*, $\hat{\mathcal{H}}|\psi\rangle = E|\psi\rangle$ donde $\hat{\mathcal{H}}$ se define como:

$$\hat{\mathcal{H}} = \hat{\mathcal{H}}_l\Theta(-z) + \hat{\mathcal{H}}_\sigma^s\Theta(z)\Theta(a-z) + \hat{\mathcal{H}}_r\Theta(z-a), \quad (4.8)$$

La función de onda $|\psi\rangle$, se puede desacoplar en una onda plana en la dirección \mathbf{k}_{\parallel} modulada por una función de onda $|\phi_\sigma(z)\rangle$; esta última se define como el producto de una función periódica por su respectivo espinor. Es decir, $|\psi\rangle = e^{i\mathbf{k}_{\parallel}\cdot\boldsymbol{\nu}(x,y)}u_\sigma(z)|\chi\rangle$, donde $\boldsymbol{\nu}(x,y)$ es un vector paralelo al plano del potencial

que describe la barrera (o pozo). Luego,

$$|\phi_\sigma(z)\rangle = \begin{cases} \frac{1}{2\sqrt{k_\sigma^l}} e^{ik_\sigma^l z} |\chi_\sigma^l\rangle + \mathcal{R}_\sigma e^{-ik_\sigma^l z} |\chi_\sigma^l\rangle & \text{si } z < 0 \\ \sum_{s=\pm} \{ (\mathcal{C}_\sigma^s e^{i\rho_s z} + \mathcal{D}_\sigma^s e^{-i\rho_s z}) |\chi_\sigma^s\rangle \} & \text{si } 0 < z < a, \\ \mathcal{T}_\sigma e^{ik_\sigma^r z} |\chi_\sigma^r\rangle & \text{si } z > a \end{cases} \quad (4.9)$$

donde k_σ^j y ρ_s , representan la magnitud de los vectores de onda para los espines en las capas L_j y dentro de la barrera, respectivamente (ver apéndice A). Además, el primer vector está en función de la dirección del vector director de magnetización \mathbf{n}_j y el segundo está en términos de la dirección de \mathbf{n}_l y las constantes *Dresselhaus* y *Rashba*. Es decir,

$$k_\sigma^j(\omega_j) = \sqrt{\frac{2m_j^*}{\hbar^2} \left(E_F + \sigma \frac{\Delta_j}{2} \cos \beta_j \right) - k_{\parallel j}^2}, \quad (4.10)$$

y

$$\rho_s(\theta_0) = \sqrt{\frac{\frac{2m_b^*}{\hbar^2} (V_{eff} - E_F) + k_{\parallel}^2 + s \frac{2m_b^* \alpha}{\hbar^2} k_{\parallel} \sin(2\theta_0)}{1 + s \frac{2m_b^* \gamma}{\hbar^2} k_{\parallel}}} \quad (4.11)$$

\Leftrightarrow *Coficiente de Transmisión* \mathcal{T}_σ

Los coeficientes \mathcal{R}_σ , \mathcal{C}_σ^s , \mathcal{D}_σ^s y \mathcal{T}_σ se determinan aplicando las condiciones de contorno en $z = 0$ y $z = a$ (ver apéndice B). De ahí,

$$\mathcal{T}_\sigma(\theta) = \frac{\kappa_l}{\sqrt{k_\sigma^l}} \frac{e^{-i(k_\sigma^r a + \frac{\theta_0}{2})}}{(\kappa_l + \kappa_r)} \cos\left(\frac{\theta_0}{2}\right) \sum_{s=\pm} \left\{ \cosh(\rho_s a) - i \frac{\kappa_l \kappa_r - \rho_s^2}{\rho_s (\kappa_l + \kappa_r)} \sinh(\rho_s a) \right\}^{-1}, \quad (4.12)$$

donde $\kappa_j = \frac{m_b^*}{m_j^*} k_\sigma^j(\beta_j)$.

Utiizando la expresión (3.1) el coeficiente de transmisión tiene la siguiente expresión:

$$\mathbb{T}_{\theta_0}^{\sigma}(\theta) = \frac{\kappa_l \kappa_r}{(\kappa_l + \kappa_r)^2} \cos^2\left(\frac{\theta_0}{2}\right) \left| \sum_{s=\pm} \left\{ \cosh(\rho_s a) - i \frac{\kappa_l \kappa_r - \rho_s^2}{\rho_s (\kappa_l + \kappa_r)} \sinh(\rho_s a) \right\}^{-1} \right|^2, \quad (4.13)$$

donde $\kappa_j = \frac{m_b^*}{m_j^*} k_{\sigma}^j(\omega_j)$.

4.2.5. TMR sin campo eléctrico

La transmitividad \mathbb{T}_{ζ} definida en la expresión (3.3) se la puede expresar como sigue:

$$\begin{aligned} \mathbb{T}_{\text{P}} &= \mathbb{T}_{\theta_0}^{\uparrow}(\theta = 0) + \mathbb{T}_{\theta_0}^{\downarrow}(\theta = 0) \quad \text{si } \mathbf{n}_l \parallel \mathbf{n}_r \\ \mathbb{T}_{\text{AP}} &= \mathbb{T}_{\theta_0}^{\uparrow}(\theta = \pi) + \mathbb{T}_{\theta_0}^{\downarrow}(\theta = \pi) \quad \text{si } \mathbf{n}_l \nparallel \mathbf{n}_r. \end{aligned}$$

Ahora reemplazando la expresión (3.3) en (3.4) se deduce

$$\text{TMR}_{\theta_0} = \frac{\mathbb{T}_{\text{P}}(0) - \mathbb{T}_{\text{AP}}(\pi)}{\mathbb{T}_{\text{AP}}(\pi)}. \quad (4.14)$$

4.3. Simulaciones

Las simulaciones de las expresiones (4.13) y (4.14) se basan en parámetros obtenidos experimentalmente de manera directa o indirecta tal como ocurre para la energía de intercambio interna para DMS como (Ga,Mn)As/AlAs y (Ga,Mn)As/GaAs lo cual se analiza en el apéndice D. Para las capas FMS se utilizan valores reportados en la literatura [11] (ver la tabla E.1).

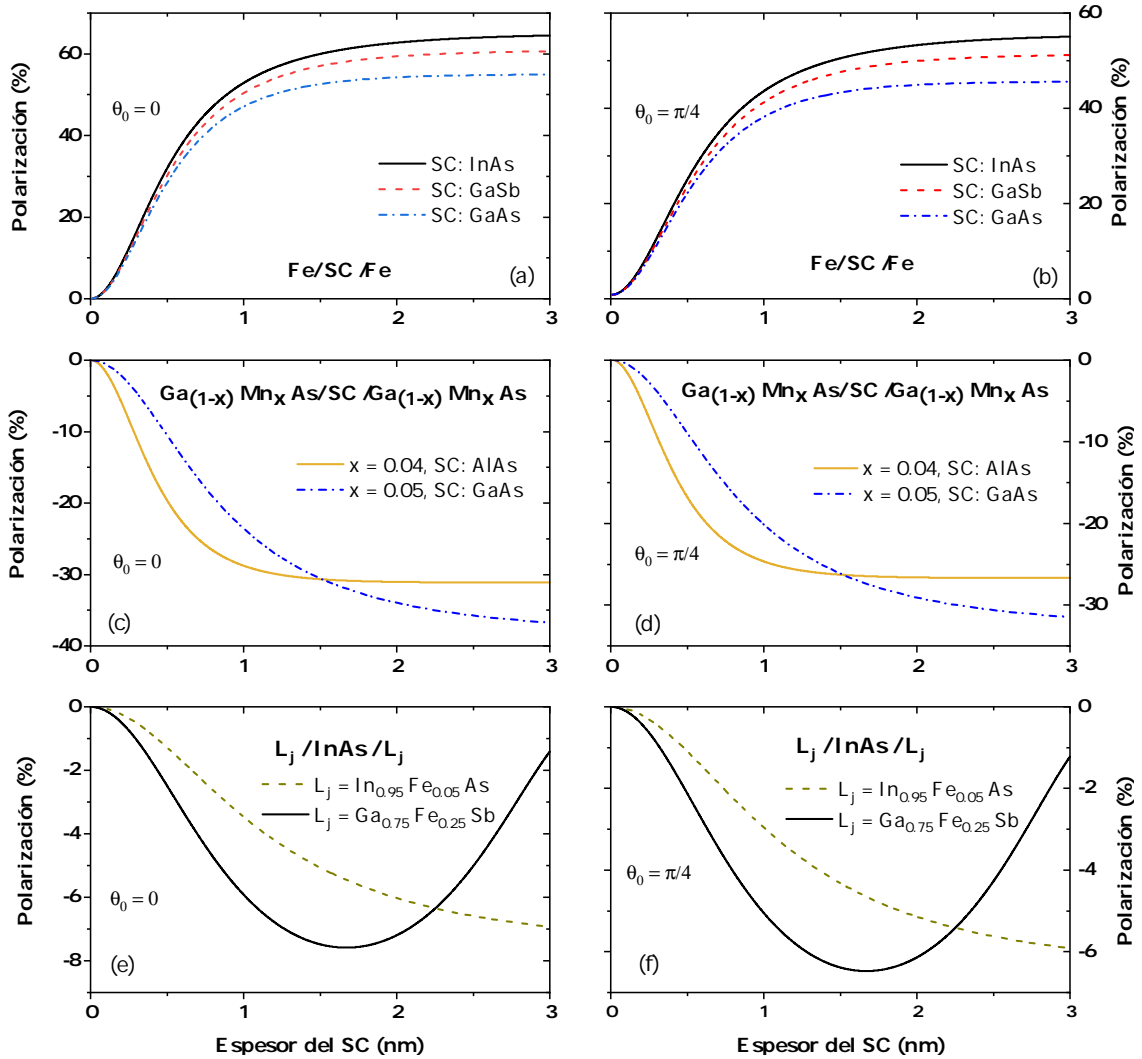


Figura 4.4: Eficiencia de polarización para el caso en que los vectores directores de magnetización de las capas L_j son paralelos (\mathcal{P}_P) para $\theta_0 = 0$ y $\theta_0 = \frac{\pi}{4}$. Donde $k_{\parallel} = 0.2 \text{ nm}^{-1}$ y alturas de barrera de 0.75 eV para la figuras (a) y (b), en las figuras (c) y (d) se tiene 0.67 y 0.1 eV para los SCs AlAs y GaAs respectivamente y en las figuras (e) y (f) se tiene 0.3 y -0.57 eV para las capas (In,Fe)As y (Ga,Fe)Sb, respectivamente.

4.3.1. Eficiencia de polarización

Para el análisis de la eficiencia de polarización se estudió el SOC *Dresselhaus* y *Rashba* presentes en la capa semiconductor (aislante magnético), sin observar ningún cambio con respecto al caso donde $\alpha = \gamma = 0$, puesto que en la figura 4.4 todas las PSV en

estudio fueron simuladas con el SOC y sin SOC coincidiendo un resultado sobre otro (por efectos de aglomeración de colores y tipos de línea sólo se indica una, que para el caso se considera con SOC). Esta situación se debe a que en la expresión (4.13) para el cálculo de la probabilidad de transmisión de espín se suma sobre los estados de espín presentes en la barrera. De ahí, que en la figura referenciada no se aprecia alteración por SOC en la eficiencia de polarización.

El caso que a continuación se describe corresponde a los resultados de eficiencia de polarización para los vectores directores de magnetización de las capas L_j paralelos (\mathcal{P}_P), debido a que su eficiencia de polarización es mayor en comparación con el caso antiparalelo.

En la figura 4.4 se observa que la dirección de \mathbf{n}_l que mayor eficiencia de polarización genera es la que corresponde $\theta_0 = 0$ independiente de la heteroestructura tipo PSV que se estudia en el presente trabajo. Por lo tanto, en las simulaciones se centrará en la dirección del vector director de magnetización en mención.

En la figura 4.4 (a) se observa una eficiencia de polarización positiva que se estabiliza para la PSV según el tipo de SC como aislante magnético. Es decir, para el InAs $\mathcal{P}_P = 64\%$ a partir de $a = 2.44$ nm, para el GaSb $\mathcal{P}_P = 61\%$ a partir de $a = 2.7$ nm y para el GaAs $\mathcal{P}_P = 55\%$ a partir de $a = 2.12$ nm. Para la figura 4.4 (c) se aprecia que hay mayor probabilidad de tunelamiento para el espín *down* de la capa L_l , siendo antiparalelo a \mathbf{n}_l . Para las tricapas (Ga, Mn)As/AlAs se tiene \mathcal{P}_P converge a -31% a partir de $a = 1.39$ nm y para (Ga, Mn)As/GaAs, \mathcal{P}_P se estabiliza en -37% a partir de $a = 2.83$ nm. El comportamiento para la eficiencia de polarización de las tricapas restantes sigue, pero aumenta en porcentaje. Para (In, Fe)As/InAs se tiene que $\mathcal{P}_P = -7\%$ con $a = 2.35$ nm y (Ga, Fe)Sb/InAs aumenta más la eficiencia de polarización a medida que el ancho del SC crece, debido que para $a = 1.83$ nm se alcanza un valor mínimo para \mathcal{P}_P del -8% .

En la figura 4.5 se observa que E_g se relaciona linealmente con \mathcal{P}_P ya que el coeficiente de determinación $R^2 \approx 1$. Por ser una relación decreciente, sugiere que se debe buscar un SC con E_g bajo para obtener \mathcal{P}_P alto, lo que se refleja en un aumento del desempeño de la PSV tipo Fe/SC/Fe.

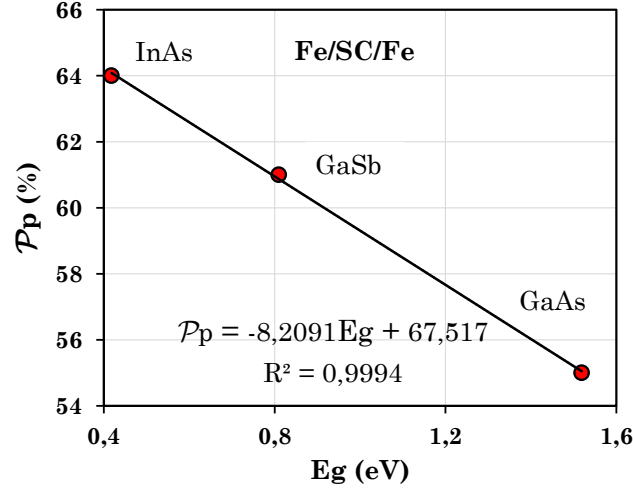


Figura 4.5: Linealización de los valores de saturación para \mathcal{P}_p respecto a E_g de la heteroestructura Fe/SC/Fe, donde los SC analizados son InAs, GaSb y GaAs.

4.3.2. TMR

De manera análoga a la eficiencia de polarización, en las simulaciones se tuvo en cuenta las constantes de SOC dadas en la tabla E.3 dadas para cada SC y al igual que cuando son nulas y no se observó que el SOC *Dresselhaus* y *Rashba* genere aumento o disminución en la TMR_{θ_0} , puesto que se superponen las dos simulaciones. Sin pérdida de generalidad, las figuras de la 4.6 (b) a la 4.10 se representa con SOC, así no genere contribución a la TMR_{θ_0} .

De igual forma el SOC *Rashba* no genera alteración al vector de onda dentro de la barrera de potencial ρ_s (ver la expresión (4.11)), debido a que el término $R_\alpha = 0$, si $\theta_0 = 0$ o $R_\alpha \ll 1$, si $\theta_0 = \frac{\pi}{4}$, donde R_α es dado por la expresión,

$$R_\alpha = \frac{2m_b^* \alpha}{\hbar^2} k_{\parallel} \sin(2\theta_0). \quad (4.15)$$

Además, los valores de la constante $\alpha \leq 1.01$ (ver la tabla E.3).

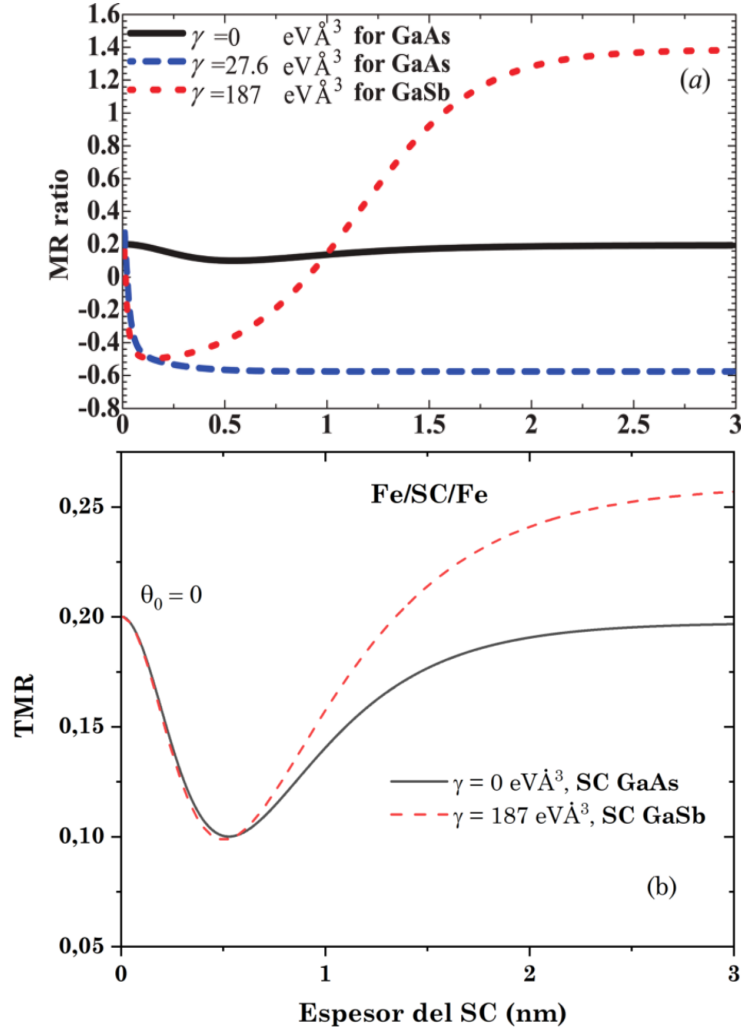


Figura 4.6: Representación del TMR_{θ_0} para la heteroestructura Fe/SC/Fe, con SC como GaAs, GaSb y InAs. Donde $V_0 = 0.75$ eV, $k_{\parallel j} = k_{\parallel \sigma} = 0.2 \text{ nm}^{-1}$, $\Delta_j = 3.46$ eV y $E_F = 2.48$ eV. En la figura (a) se muestra resultado publicado por *K. Kondo* [14] donde se observa un TMR del 140% y -60% cuando SC es GaSb y GaAs, respectivamente, para $a = 3$ nm. La figura (b) corresponde al resultados de la simulación de éste trabajo con TMR $\approx 25\%$ y del 20% para GaSb y GaAs, respectivamente, con $a = 3$ nm.

4.3.2.1. Coherencia con trabajos publicados

El presente trabajo es una generalización del trabajo de *K. Kondo* [14], en consecuencia se espera que para el caso particular de $\theta_0 = 0$ los resultados coincidan, efecto que no se observa en la figura 4.6, para la tricapa Fe/GaSb/Fe (a) en la $TMR_0 \rightsquigarrow TMR$ converge

a 140 % apartir de $a = 2.5$ nm, resultado que no coincide con la simulación de la figura (b) ya que se observa aproximadamente una TMR del 25 %. además, el SOC *Dresselhaus* para este trabajo no generó ningún tipo de cambio. Hasta el momento en la literatura consultada no se ha encontrado resultados experimentales o teóricos que respalde lo publicado por *K. Kondo* [14] o los calculados en este trabajo, para la heteroestructura en análisis.

En la heteroestructura de Fe/GaAs/Fe en la figura 4.6 (a) se observa que la TMR converge a -60 % apartir $a = 0.75$ nm para el SC de GaAs con SOC *Dresselhaus*. *K. Kondo* [14] respalda este resultado respecto al signo negativo, más no el valor numérico, con el trabajo de *M. Zenger et al.* [49] el cual maneja ordenes muy grandes en campo magnético entre -10 T a 10 T y explica que la “*TMR negativa implican la supresión de la dispersión spin-flip o Zeeman-splitting en la barrera de túnel, pero ninguna de estas explicaciones es totalmente consistente con los datos*” [49]. Mientras que los resultados de la simulación de la figura (b) la TMR se satura en un 20 %, con $\gamma = 0$ o $\gamma = 27.6$ eV·Å³. Valor que coincide con el resultado de *K. Kondo* [14] para $\gamma = 0$ (ver la línea negra, figura 4.6 (a)). El resultado de este trabajo es consistente con el trabajo de *G. Autès et al.* [13] el cual indica que “*cuando se incluyen los orbitales d y, en particular, la interacción espín-órbita, la relación TMR se satura rápidamente con el espesor de GaAs a un valor bastante modesto de alrededor del 30 % cuando el nivel de Fermi E_F se encuentra en el medio de la brecha de GaAs*”. Cabe recordar que el modelo en estudio la E_F se encuentra en el medio de la brecha de GaAs (ver figura 4.1).

Debido a lo anterior, los resultados del presente trabajo no respaldan que el SOC *Dresselhaus* tenga efectos sobre la TMR, generando un discrepancia con el trabajo de *K. Kondo* [14].

Adicionalmente, el trabajo *D. Chiba et al.* [50] para $\theta_0 = 0$ reporta un TMR del 5.5 % a 20 K, resultado coherente con la simulación de la TMR según la figura 4.7 para (Ga, Mn)As/GaAs, que corresponde aproximadamente al 6.1 %, con $T = 0$ K.

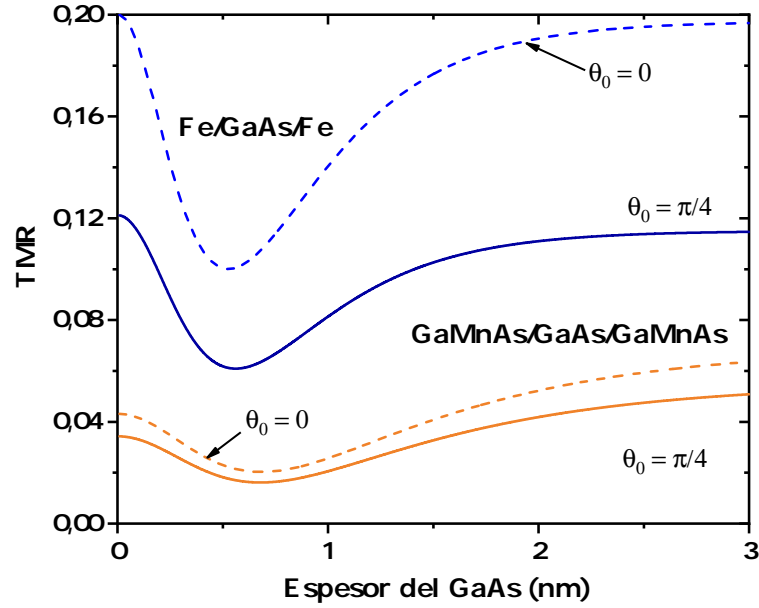


Figura 4.7: Comparación de la TMR_{θ_0} entre las heteroestructura Fe/GaAs/Fe y GaMnAs/GaAs/GaMnAs con una concentración de Mn de 5%. Donde la altura de la barrera es de 0.75 y 0.1 eV, la energía de intercambio interna de 3.46 y 0.166 eV y la energía de Fermi de 2.48 y 0.2 eV, respectivamente.

4.3.2.2. TMR con $L_j = \text{DMS}$

En la figura 4.7 sugiere que usar capas FM en lugar de DMS, para aumentar la TMR; situación que experimentalmente no es cierto según el trabajo de *D. Chiba et al.* [51] donde se reporta una TMR de 290% a 0.34 K para $\text{Ga}_{0.926}\text{Mn}_{0.074}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Ga}_{0.956}\text{Mn}_{0.044}\text{As}$ o el de *M. Tanaka et al.* [6] que reporta una TMR de 70% a 8 K para $\text{Ga}_{0.96}\text{Mn}_{0.04}\text{As}/\text{AlAs}/\text{Ga}_{0.967}\text{Mn}_{0.033}\text{As}$. Estas discrepancias se pueden relacionar con que en este trabajo solo se tiene en cuenta las soluciones de las ecuaciones de *Schrödinger-Pauli* para el caso $k_{\sigma}^l \parallel \mathbf{n}_l$ (ver expresión (4.9)) donde solo se supone que los espines se combinan en dos posiciones $\{|\uparrow\rangle, |\uparrow\rangle\}$ tal como lo sugiere el trabajo de *K. Kondo* [14] y *A. Saffarzadeh et al.* [8]. Mientras que en el modelo teórico de *Y. C. Tao et al.* [7] y *A. A. Shokri* [52] consideran todas las posibles combinaciones $\{|\uparrow\rangle, |\uparrow\rangle, |\downarrow\rangle, |\downarrow\rangle\}$. Los cuales si muestran coherencia con los resultados experimentales del trabajo de *M. Tanaka et al.* [6], logrando calcular teóricamente un TMR del 70% aproximadamente para 8 K con $a = 1.47$ nm.

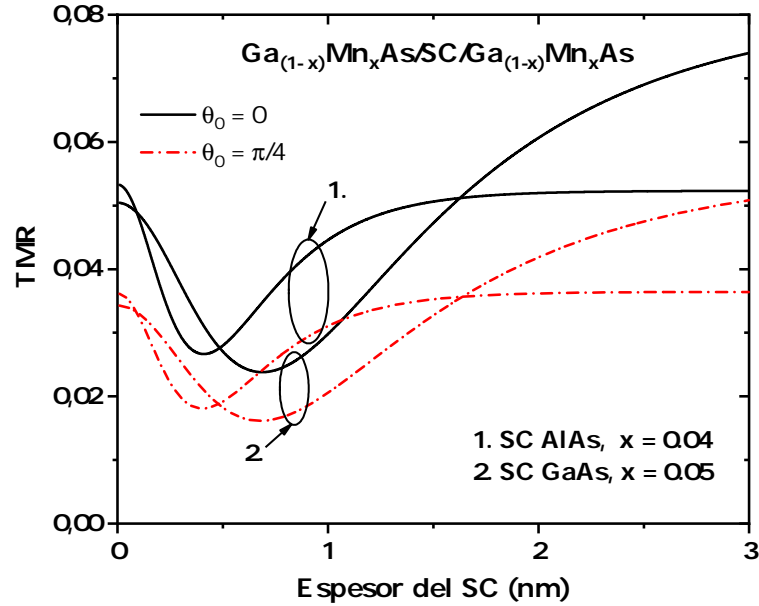


Figura 4.8: Comparación de la TMR_{θ_0} entre las heteroestructuras $\text{GaMnAs}/\text{AlAs}/\text{GaMnAs}$ y $\text{GaMnAs}/\text{GaAs}/\text{GaMnAs}$ con una concentración de Mn de 4% y 5%, en el orden dado. Donde la altura de la barrera es de 0.67 y 0.1 eV y la energía de intercambio interna de 0.16 y 0.166 eV, respectivamente. Además, tienen la misma energía de *Fermi* de 0.2 eV.

Por otra parte, para el compuesto de la muestra 2 de la figura 4.8 con separador magnético GaAs y ancho cercano a los 1.5 nm se tiene que la TMR es menor al de la muestra 1 con separador magnético de AlAs (para $\theta_0 = 0$), lo cual es consecuente con la parte experimental, pero de forma cualitativa, puesto que la muestra 2, para un $a < 6$ nm tiene un $\text{TMR} < 60\%$ según *D. Chiba et al.* [53] entre tanto, la muestra 1 para $a > 2$ nm la $\text{TMR} < 11\%$, de acuerdo al trabajo de *M. Tanaka et al.* [6].

Debido a que los nuevos FMS (III-V) dopados con Fe han atraído mucho la atención recientemente, porque pueden funcionar como portadores de tipo n o p , y exhiben ferromagnetismo con alta temperatura de *Curie* [10] (ver la figura 1.1). De ahí, que se analiza la TMR para la heteroestructura $(\text{In,Fe})\text{As}/\text{InAs}$ con una concentración de Fe al 5% y se compara con el resultado obtenido para heteroestructuras conformada por capas FM como Fe/GaAs, tal como se observa en la figura 4.9. El modelo teórico de éste trabajo indica que para electrodos FMS la TMR es menor en un factor de 10^{-2} con respecto a los electrodos FM. Una posible explicación a la afirmación anterior, se

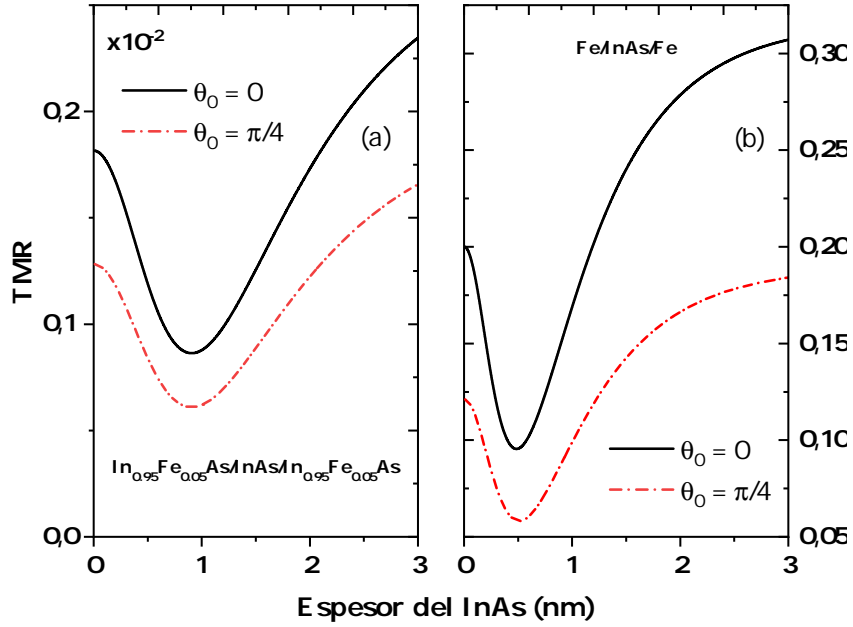


Figura 4.9: Comparación de las heteroestructuras (In,Fe)As/InAs con una concentración de Fe del 5% y Fe/GaAs. Donde la altura de la barrera es de 0.3 y 0.75 eV, la energía de intercambio interna es de 0.0317 y 3.46 eV y la energía de *Fermi* de 0.188 y 2.48 eV, correlativamente. Para el FMS la TMR es menor en un factor de 10^{-2} con respecto al FM.

debe a que la interacción de intercambio *s-d* es muy débil según L. D. Anh et al. [9]. De ahí, que Δ_j reportado para la heteroestructura (In,Fe)/InAs es pequeño respecto a la de (Ga,Mn)/As o Fe (ver tabla E.1).

4.3.2.3. TMR con $L_j = \text{FMS}$

En este caso se analiza la heteroestructura (Ga,Fe)Sb/InAs con una concentración de 25% de Fe, que de acuerdo *K. Takase et al.* [11] se tiene que la TMR es de 1.6% a 3.7 K con campo magnético perpendicular al plano de crecimiento [001] y un ancho de InAs de 3 nm, resultado que no se evidencia en la simulación de la figura 4.10 puesto que, para $\theta_0 = 0$ se aprecia una TMR máxima del 0.32% para un espesor de InAs de 3.3 nm a 0 K, debido a que en el modelo teórico para este trabajo se considera el vector director de magnetización en el plano de crecimiento. Hasta el momento no se ha encontrado reportes experimentales para la tricapa en estudio que considere la condición que el \mathbf{n}_j

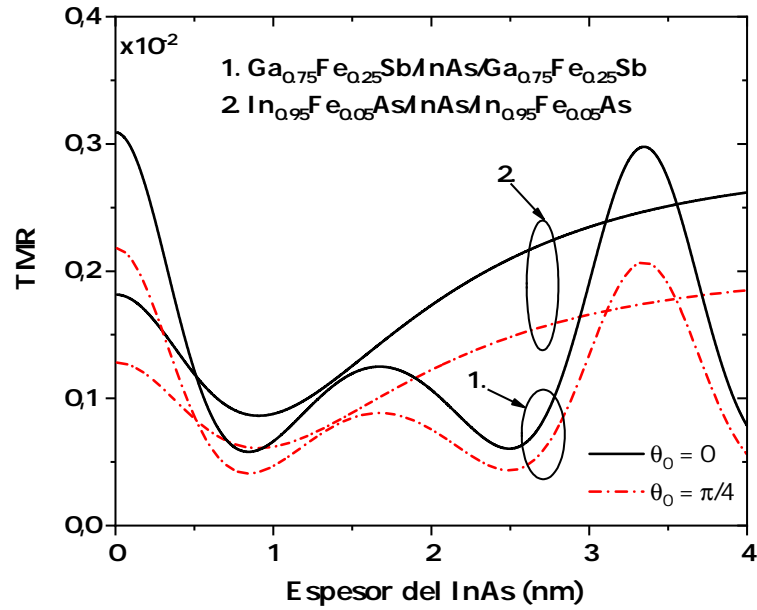


Figura 4.10: Comparación de las heteroestructuras (In,Fe)As/InAs y (Ga,Fe)Sb/InAs con una concentración de Fe del 5% y 25%, donde la altura de la barrera es de 0.3 y -0.57 eV, la energía de intercambio interna de 0.0317 y 0.055 eV con una energía de *Fermi* de 0.188 y 0.250 eV, respectivamente.

rote en el plano xy.

Cabe resaltar que el comportamiento periódico en la TMR_{θ_0} se debe a que en éste trabajo se cambia la barrera por un pozo de potencial tal como se muestra el trabajo de *K. Takase et al.* [11], con un potencial de $V_0 = 0.57$ eV para la banda de valencia. En consecuencia, la heteroestructura de la muestra 1, según la figura 4.10, podría tener un mejor desempeño que la muestra 2, debido al máximo que alcanza la TMR_{θ_0} para un espesor en el SC de InAs de 3.3 nm.

Capítulo 5

Resultados: Influencia del Campo Eléctrico en la TMR para la PSV

5.1. Introducción

En este capítulo se estudia el efecto que se genera al aplicar un diferencial de potencial eléctrico en el SC de una heteroestructura tipo PSV, en la probabilidad de transmisión y en la TMR. Inicialmente se aplica V_b de la capa L_r a la capa L_l (sentido opuesto al tunelamiento) generando una diferencia en las energías de *Fermi* entre las capas, de valor de $-eV_b$ (ver la figura 5.1), lo que genera un cambio en los Hamiltonianos descritos en la sección 4.2.1. Además, la distribución de electrones dada por la función de *Fermi* es distinta en cada capa [54]. De igual forma se estudia cuando el V_b se aplica de la capa L_l a la capa L_r . Es decir, que V_b toma un valor negativo, mostrando resultados opuestos tanto para probabilidad de transmisión como para la TMR, respecto a un V_b positivo.

5.2. Modelo Teórico

El desarrollo teórico para esta sección se hace con las mismas heteroestructuras del capítulo 4, suponiendo que las interfases son planas y los gap de energía de los SC son directos; con la diferencia que se tiene en cuenta un V_b , el cual ocasiona una deformación en la barrera, tal como se aprecia en la figura 5.1. Esto indica que la altura de la barrera ya no es constante y depende de V_b y la dirección de tunelamiento. Además, se debe cumplir que $|eV_b| < E_F^l + \sigma \frac{\Delta_r}{2}$, lo que garantiza que el vector de onda antes y después de la barrera $k_\sigma^j(\beta_j, V_b)$ definido en la expresión (5.5) sea positivo. En consecuencia, para el caso $L_l = L_r$ el V_b se restringe por los valores que toma E_F y Δ .

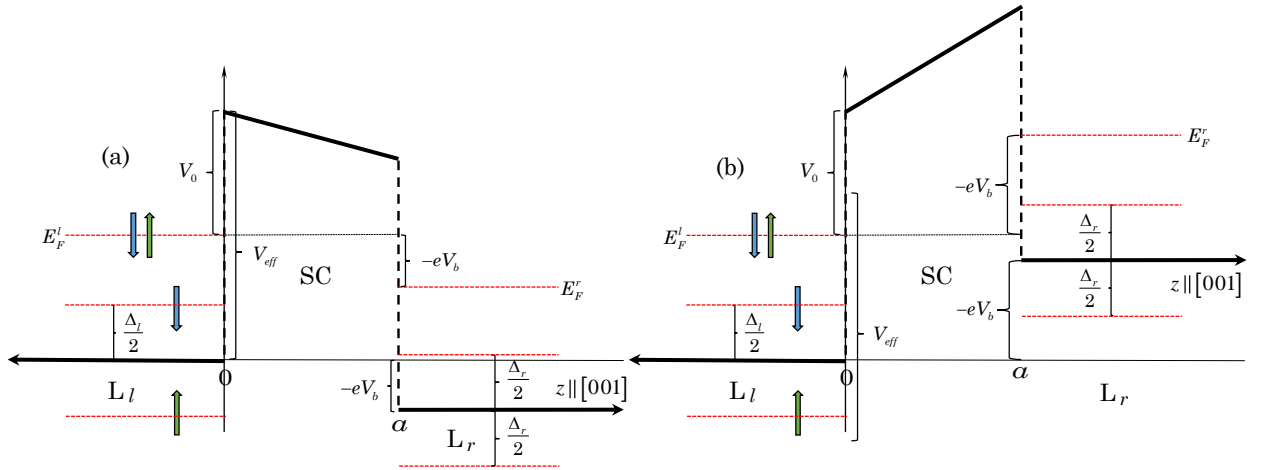


Figura 5.1: Representación esquemática de una barrera de potencial cuántica rectangular afectada por campo eléctrico de altura V_{eff} y ancho a , con la energía de intercambio interna Δ_j para un modelo de dos bandas. En (a) $V_b > 0$ y en (b) $V_b < 0$. A. Matos Abiaque et al. [4] y J. E. Bunder [3]

5.2.1. Hamiltonianos

El Hamiltoniano para la regiones $z < 0$ o $z > a$, es dado por la expresión

$$\hat{\mathcal{H}}_j = \left(\frac{\hbar^2}{2m_j^*} k_j^2 - eV_b \Theta(z - a) \right) \hat{\mathbb{I}} - \frac{\Delta_j}{2} \mathbf{n}_j \cdot \boldsymbol{\tau}, \quad (5.1)$$

donde cada uno de los términos se han definido en los capítulos 2 y 4.

El Hamiltoniano con SOC y efectos de campo eléctrico para la región $0 < z < a$ tiene dos términos $\hat{\mathcal{H}}_\sigma^s$ y \mathcal{H}_F definidos por las expresiones (4.2) y (2.2), respectivamente. Es decir,

$$\hat{\mathcal{H}}_\sigma = \left(\frac{\hbar^2}{2m_b^*} k_\sigma^2 + V_{eff} - e \frac{V_b}{a} z \right) \hat{\mathbb{I}} + \gamma (\hat{\tau}_y k_{y\sigma} - \hat{\tau}_x k_{x\sigma}) + \alpha (\hat{\tau}_x k_{y\sigma} - \hat{\tau}_y k_{x\sigma}) \quad (5.2)$$

Estos Hamiltonianos se diagonalizan con los espinores $|\chi_\sigma^j\rangle$ y $|\chi_\sigma^s\rangle$, descritos por las expresiones (4.3) y (4.4). Con autovalores de energías para las capas L_j , dadas por

$$E_\sigma^j = \frac{\hbar^2}{2m_j^*} k_j^2 - eV_b \Theta(z - a) - \sigma \frac{\Delta_j}{2} \cos \beta_j, \quad (5.3)$$

donde β_j es definido en la ecuación (4.6) para $j = l$ ($z < 0$) y $j = r$ ($z > a$).

Mientras que para $0 < z < a$, los autovalores de energía se describen en función del voltaje aplicado V_b ,

$$E_\sigma^s = \frac{\hbar^2}{2m_b^*} k_\sigma^2 + V_{eff} - e \frac{V_b}{a} z + s\gamma k_\parallel k_{z\sigma}^2 + s\alpha k_\parallel \sin(2\theta_0), \quad (5.4)$$

donde $s = \pm$ representa los estados del espín.

Cabe indicar, que si $|V_b| < 100$ mV ($|eV_b| < 0.1$ eV) el SOC *Rashba* dentro del SC se desprecia [4].

5.2.2. Probabilidad de transmisión de espín con efectos de campo eléctrico

↔ Solución a las ecuaciones *Schrödinger-Pauli*

Para $z < 0$ o $z > a$ las soluciones son análogas a las descritas en la sección 4.2.4, pero con vectores de onda que depende de la dirección de los vectores directores

de magnetización y están en función del voltaje aplicado,

$$k_{\sigma}^j(\beta_j, V_b) = \sqrt{\frac{\hbar^2}{2m_j^*} \left(E_F + e V_b \Theta(z - a) + \sigma \frac{\Delta_j}{2} \cos \beta_j \right) - k_{\parallel j}^2} \quad (5.5)$$

Para la región $0 < z < a$ la solución es una combinación lineal de las funciones de *Airy* de primera y segunda especie, $\text{Ai}[r_{\sigma}^s(z)]$ y $\text{Bi}[r_{\sigma}^s(z)]$ (ver apéndice C.1).

Luego, bajo las apreciaciones explicadas en el apéndice A se obtiene la expresión

$$\phi_{\sigma}(z) = \begin{cases} \frac{1}{2\sqrt{k_{\sigma}^l}} e^{ik_{\sigma}^l z} |\chi_{\sigma}^l\rangle + \mathcal{R}_{\sigma}^{V_b} e^{-ik_{\sigma}^l z} |\chi_{\sigma}^l\rangle & si \quad z < 0 \\ \sum_{s=\pm} \{ (\mathcal{C}_{\sigma, V_b}^s \text{Ai}[r_{\sigma}^s(z)] + \mathcal{D}_{\sigma, V_b}^s \text{Bi}[r_{\sigma}^s(z)]) |\chi_{\sigma}^s\rangle \} & si \quad 0 < z < a, \\ \mathcal{T}_{\sigma}^{V_b} e^{ik_{\sigma}^r(z-a)} |\chi_{\sigma}^r\rangle & si \quad z > a \end{cases} \quad (5.6)$$

donde $r_{\sigma}^s(z) = \frac{z}{\lambda_s} + (\lambda_s \rho_s)^2$ con $\lambda_s = \left(\frac{-\hbar^2 a}{2m_s^* e V_b} \right)^{\frac{1}{3}}$ y ρ_s definida en la expresión (4.11)

↔ *Coficiente de Transmisión*

Aplicando las condiciones de contorno para $z = 0$ y $z = a$ se obtiene el coeficiente de transmisión $\mathcal{T}_{\sigma}^{V_b}$, del cual se sigue la probabilidad de transmisión $T_{\theta_0}^{\sigma}$ descrito por la expresión (ver apéndice C.2):

$$T_{\theta_0}^{\sigma}(V_b, \theta) = \frac{\kappa_{\bar{l}} \kappa_{\bar{r}}}{\pi^2} \cos^2 \left(\frac{\theta_0}{2} \right) \left| \sum_{s=\pm} \left\{ \left(\kappa_{\bar{l}} \kappa_{\bar{r}} \lambda_s \delta_1^s + \frac{1}{\lambda_s} \delta_2^s \right) + (\kappa_{\bar{l}} \delta_3^s - \kappa_{\bar{r}} \delta_4^s) i \right\}^{-1} \right|^2, \quad (5.7)$$

recordando que $\kappa_{\bar{j}} = \frac{m_b^*}{m_j^*} k_{\sigma}^j(\beta_j, V_b)$, donde δ_i^s con $i = \overline{1, 4}$ representa el producto de funciones de *Airy* de primera y segunda especie incluyendo sus primeras derivadas,

evaluadas en los puntos de contorno. Es decir,

$$\delta_1^s = \text{Ai} [r_\sigma^s (0)] \text{Bi} [r_\sigma^s (a)] - \text{Ai} [r_\sigma^s (a)] \text{Bi} [r_\sigma^s (0)], \quad (5.8)$$

$$\delta_2^s = \text{Ai}' [r_\sigma^s (0)] \text{Bi}' [r_\sigma^s (a)] - \text{Ai}' [r_\sigma^s (a)] \text{Bi}' [r_\sigma^s (0)], \quad (5.9)$$

$$\delta_3^s = \text{Ai} [r_\sigma^s (0)] \text{Bi}' [r_\sigma^s (a)] - \text{Ai}' [r_\sigma^s (a)] \text{Bi} [r_\sigma^s (0)], \quad (5.10)$$

$$\delta_4^s = \text{Ai}' [r_\sigma^s (0)] \text{Bi} [r_\sigma^s (a)] - \text{Ai} [r_\sigma^s (a)] \text{Bi}' [r_\sigma^s (0)]. \quad (5.11)$$

Cabe mencionar que el principio de correspondencia se cumple para la probabilidad de transmisión calculada para esta sección. Es decir, que la expresión (5.7) tiende a la expresión (4.13), cuando $V_b \rightarrow 0$ (ver el apéndice (C.3) y (C.4)).

Por otro lado, si no se considera las energías por contribución de SOC, el vector de onda definido por la expresión (4.11) no depende de los estados del espín “ $s = \pm$ ”. De ahí, que $\rho_s(\theta_0) \rightsquigarrow \rho$, donde

$$\rho = \sqrt{\frac{2m_b^*}{\hbar^2} (V_{eff} - E_F) + k_{\parallel}^2}. \quad (5.12)$$

Además, $\lambda_s \rightsquigarrow \lambda = \left(\frac{-\hbar^2 a}{2m_b^* e V_b}\right)^{\frac{1}{3}}$ y $r_\sigma^s(z) \rightsquigarrow r_\sigma(z) = \frac{z}{\lambda} + (\lambda \rho)^2$. En consecuencia, $\delta_i^s \rightsquigarrow \delta_i$ manteniendo sus estructuras algebraicas, definidas en las expresiones de la (5.8) a la (5.11). Ahora, siguiendo el trabajo de *A. Saffarzadeh et al.* [8], se tiene: $\alpha = \delta_1$, $\delta = (\lambda m_b^*)^{-2} \delta_2$, $\beta = (\lambda m_b^*)^{-1} \delta_3$ y $\gamma = (\lambda m_b^*)^{-1} \delta_4$ y sustituyendo la expresión $\kappa_{\bar{j}}$ en (5.7) se obtiene:

$$\text{T}_{\theta_0}^\sigma (V_b, \theta) = \frac{4 m_l^* m_r^*}{(\pi \lambda m_b^*)^2} k_\sigma^l k_\sigma^r \cos^2 \left(\frac{\theta_0}{2} \right) \left\{ (\alpha k_\sigma^l k_\sigma^r + \delta m_l^* m_r^*)^2 + (\beta m_r^* k_\sigma^l - \gamma m_l^* k_\sigma^r)^2 \right\}^{-1}, \quad (5.13)$$

Como caso particular, si $\theta_0 = 0$, se obtiene la misma expresión para la probabilidad de transmisión de espín con efectos de campo eléctrico publicada por *A. Saffarzadeh et al.* [8].

5.2.3. TMR con campo eléctrico

La transmitividad de la partícula entrante con espín σ se puede evaluar a partir del ángulo relativo θ entre las direcciones de los vectores directores de magnetización de las dos capas L_j . Por lo tanto, de forma análoga a la sección 4.2.5 se tiene:

$$\mathbb{T}_{\theta_0}(V_b, \theta) = \mathbb{T}_{\theta_0}^{\uparrow}(V_b, \theta) + \mathbb{T}_{\theta_0}^{\downarrow}(V_b, \theta) \quad (5.14)$$

Similarmente a la expresión (4.14) la TMR para un sólo canal según la fórmula de *Landauer* es dada por:

$$\text{TMR}_N(V_b) = \frac{\mathbb{T}_{\theta_0}(V_b, 0) - \mathbb{T}_{\theta_0}(V_b, \pi)}{\mathbb{T}_{\theta_0}(V_b, \pi)} \quad (5.15)$$

Esta expresión se modifica si se considera que el campo eléctrico sólo se aplica cuando los campos magnéticos de las capas L_j son paralelos y cuando sean antiparalelos se hace tender el campo eléctrico a cero. Es decir,

$$\text{TMR}_P(V_b) = \frac{\mathbb{T}_{\theta_0}(V_b, 0) - \mathbb{T}_{\theta_0}(V_b \rightarrow 0, \pi)}{\mathbb{T}_{\theta_0}(V_b \rightarrow 0, \pi)} \quad (5.16)$$

donde $\mathbb{T}_{\theta_0}(V_b \rightarrow 0, \pi)$ es equivalente a $\mathbb{T}_{AP}(\pi)$ definida en la sección 4.2.5.

5.3. Simulaciones

De manera análoga al capítulo anterior la eficiencia de polarización y la TMR con efectos de campo eléctrico no presentaron cambios cuando se considera el SOC *Dresselhaus* y *Rashba* presentes en los SC, con respecto a cuando no se tiene en cuenta los SOC. Sin embargo, en todas las simulaciones que a continuación se analizan se tiene en cuenta el valor de las constantes de SOC mencionadas para cada SC. Cabe aclarar que si estas constantes de SOC son cero o toman los valores definidos para cada SC, las simulaciones

coinciden. De ahí, que no se observa ninguna contribución del SOC en \mathcal{P}_c .

5.3.1. Eficiencia de polarización con campo eléctrico

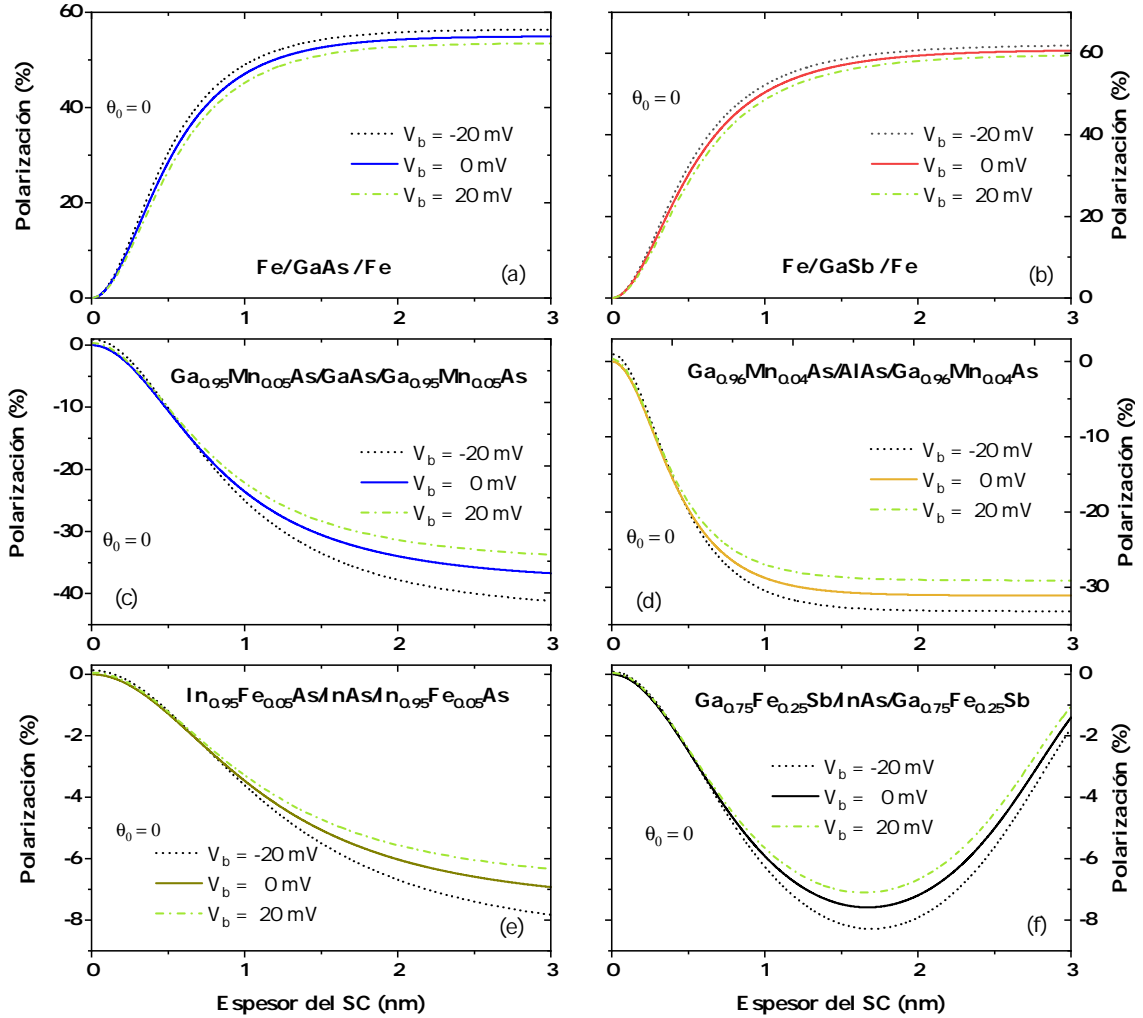


Figura 5.2: Eficiencia de polarización con efectos de campo eléctrico para el caso en que los vectores directores de magnetización de las capas L_j son paralelos (\mathcal{P}_P). La dirección del vector director de magnetización \mathbf{n}_l es $\theta_0 = 0$ con $k_{\parallel} = 0.2 \text{ nm}^{-1}$

La descripción realizada para la eficiencia de polarización sin presencia de campo eléctrico del capítulo anterior, es semejante para cuando hay presencia de campo eléctrico,

pero con algunos cambios en el porcentaje de \mathcal{P}_P más no en su signo. En general, si el diferencial de potencial eléctrico es negativo, \mathcal{P}_P disminuye tal como se observa en la figura 5.2 de la (c) a la (f); entre tanto para las tricapas Fe/SC/Fe el efecto es opuesto.

Una disminución \mathcal{P}_P siendo negativa, implica menor probabilidad de tunelamiento del espín *down*, el cual es antiparalelo a los vectores \mathbf{n}_j , incidiendo en el aumento de la TMR_N , lo cual se observa en las heteroestructuras analizadas en las secciones siguientes (5.3.2.2 y 5.3.2.3).

De igual forma, una aumento \mathcal{P}_P siendo positiva, implica mayor probabilidad de tunelamiento del espín *up* el cual es paralelo a los vectores \mathbf{n}_j , incidiendo en el aumento de la TMR_N , lo cual se observa para heteroestructuras Fe/SC/Fe analizadas en la sección 5.3.2.1.

5.3.2. TMR_N y TMR_P con campo eléctrico

Para el análisis de los resultados de este capítulo solo se considera la dirección inicial de $\theta_0 = 0$ para el vector director de magnetización de la capa L_l , debido que para $\theta_0 = \frac{\pi}{4}$ la TMR disminuye, caso que no se considera, ya que se busca estudiar el mayor desempeño para una PSV¹.

5.3.2.1. TMR con $L_j = FM$

En la figura 5.3 (a) se observa que al aplicar un V_b negativo se genera un incremento en la TMR_N y que decrece cuando el voltaje es positivo. Para este caso el aumento o la disminución de TMR_N es del 0.135 % a partir de $a = 1.52$ nm. Mientras que en la figura 5.3 (b) el porcentaje en mención no se mantiene. Se precia que si el voltaje aplicado es positivo TMR_P aumenta respecto de la TMR_N . Por ejemplo, para $a = 2.5$ nm si $V_b = 2$ mV, la $TMR_N = 19.39$ % y $TMR_P = 21$ %. Es decir, que hay un aumento del 1.62 %.

¹Es importante establecer que las interpretaciones que se realizan estarán acompañadas por datos obtenidos en las simulaciones que no necesariamente se pueden percibir en las gráficas.

Efecto opuesto cuando $V_b = -2$ mV ya que la $TMR_P = 18.06\%$, mostrando disminución del 1.33%. Además, para $2.5 < a < 4.0$ nm la TMR_P sigue creciendo o decreciendo, si V_b es positivo o negativo, respectivamente. En tanto, la TMR_N se estabiliza en un valor cercano del 20%.

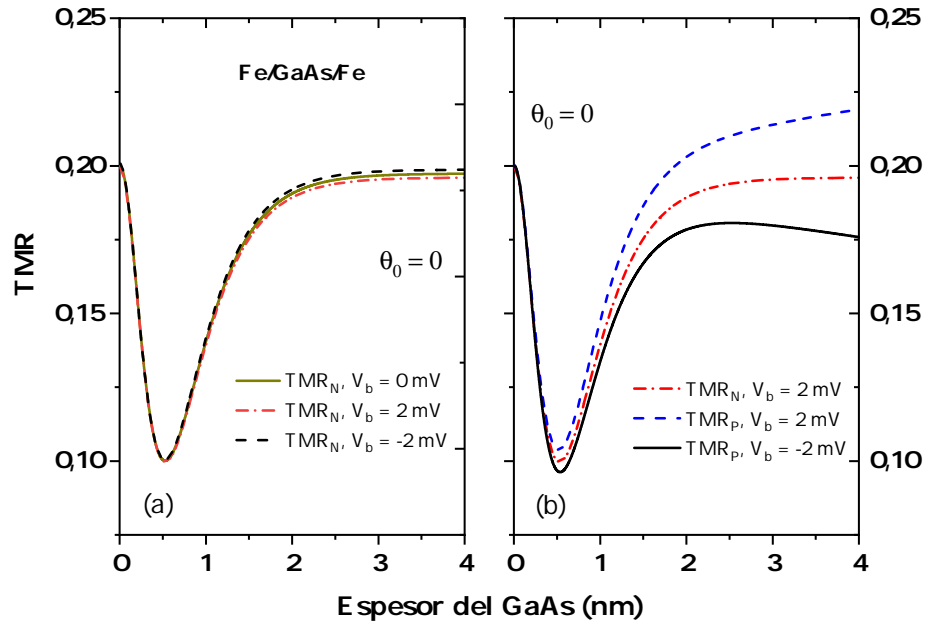


Figura 5.3: Influencia del voltaje aplicado en la TMR para una heteroestructura con electrodos FM tipo Fe/GaAs/Fe con una dirección inicial en \mathbf{n}_l de $\theta_0 = 0$, altura de la barrera de 0.75 eV, $k_{||} = 0.2 \text{ nm}^{-1}$, energía de intercambio interna de 3.46 eV y energía de Fermi de 2.48 eV. En la figura (a) se observa la TMR_N a diferentes voltajes al igual que en figura (b) pero se muestra una comparación de la TMR_N con TMR_P .

La heteroestructura de Fe/GaSb/Fe tiene un comportamiento en la TMR_N análogo a la Fe/GaAs/Fe, la cual se muestra en la figura 5.4 (a), pero exceptuando que en la figura referenciada parte (b), cuando $a = 2.5$ nm, con $V_b = 2$ mV, la $TMR_N = 25.09\%$ y $TMR_P = 26.57\%$. Es decir, que hay un aumento del 1.49%. Efecto opuesto cuando $V_b = -2$ mV ya que la $TMR_P = 23.92\%$, una disminución del 1.17%. Mientras, que $TMR_N \approx 26\%$ ($2.5 < a < 4.0$).

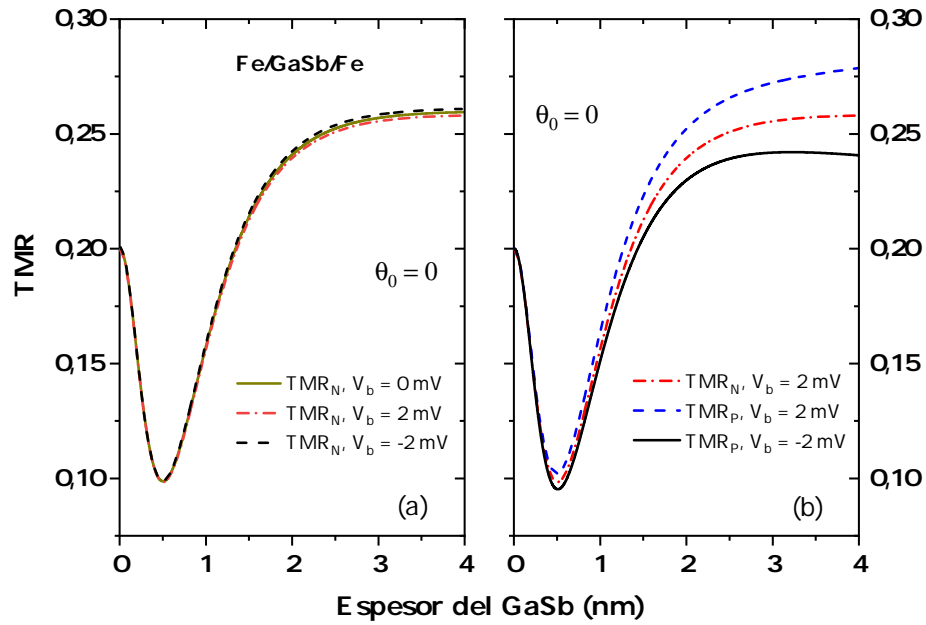


Figura 5.4: Influencia del voltaje aplicado en la TMR para una heteroestructura con electrodos FM tipo Fe/GaSb/Fe con una dirección inicial en \mathbf{n}_i de $\theta_0 = 0$, altura de la barrera de 0.75 eV, energía de intercambio interna de 3.46 eV y energía de *Fermi* de 2.48 eV. En la figura (a) se observa la TMR_N a diferentes voltajes al igual que en figura (b) pero se muestra una comparación de la TMR_N con TMR_P.

5.3.2.2. TMR con $L_j = \text{DMS}$

El desempeño de la PSV formada por la tricapa (Ga, Mn)As/AlAs/(Ga, Mn)As que se muestra en la figura 5.5, se caracteriza porque al aplicar un voltaje -2 mV se genera un aumento en la TMR_N que luego es constante a partir de $a = 2$ nm tal como se observa en la figura 5.5 (a). En la figura 5.5 (b) el comportamiento en mención se mantiene, pero se presenta un máximo en la TMR_P = 5.55 %, para $a = 1.56$ nm.

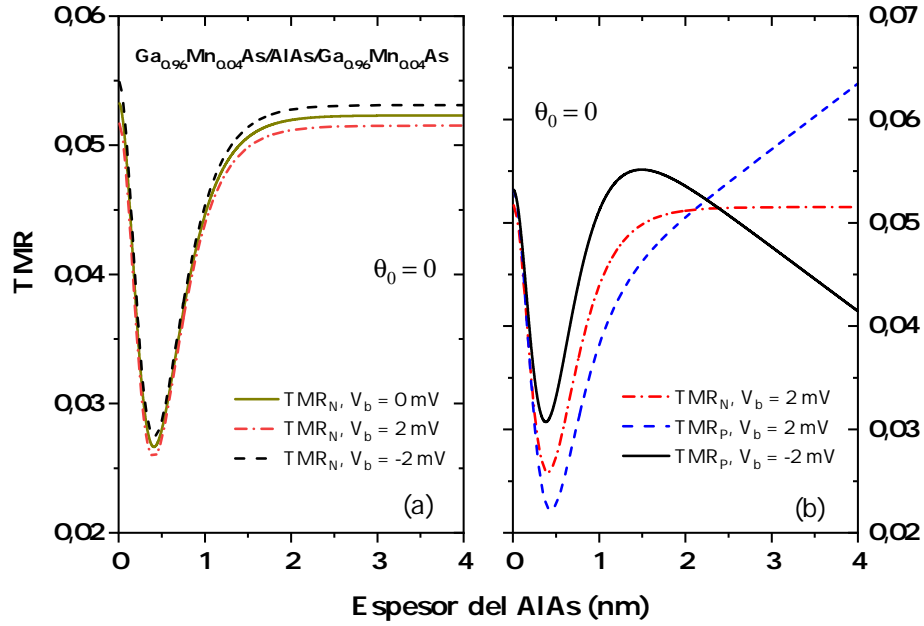


Figura 5.5: Influencia del voltaje aplicado en la TMR para una heteroestructura con electrodos DMS tipo (Ga, Mn)As/AlAs/(Ga, Mn)As con una dirección inicial en \mathbf{n}_l de $\theta_0 = 0$, altura de la barrera de 0.67 eV, $k_{\parallel} = 0.2 \text{ nm}^{-1}$, energía de intercambio interna de 0.16 eV y energía de *Fermi* de 0.2 eV. En la figura (a) se observa la TMR_N a diferentes voltajes al igual que en figura (b) pero se muestra una comparación de la TMR_N con TMR_P.

De igual forma a la heteroestructura antes analizada el desempeño de la PSV formada por la tricapa (Ga, Mn)As/GaAs/(Ga, Mn)As que se muestra en la figura 5.6 (a), se caracteriza porque al aplicar un voltaje -5 mV se genera un continuo aumento en la TMR_N. En la figura (b) se aprecia que para el voltaje en mención se presenta un máximo en la TMR_P = 7.67%, para $a = 2.33 \text{ nm}$ y para $V_b = 5 \text{ mV}$ TMR_P > 7.67% siempre que $a > 3 \text{ nm}$.

Al comparar estos resultados con el trabajo de *A. Saffarzadeh et al.* [8], para $T = 0 \text{ K}$ y $V_b = 5 \text{ mV}$, se muestra la TMR entre 48% para $a = 1 \text{ nm}$ y baja hasta un 8% para $a = 4 \text{ nm}$, mientras que según la simulación de la figura 5.6 (b) solo se aprecia que para $a = 4 \text{ nm}$ la TMR_N = 7.50%; presentando coherencia con el extremo superior. La diferencia respecto al extremo inferior se debe a que para $a < 1 \text{ nm}$ la fórmula de *Landauer* utilizada para éste trabajo presenta un valor mínimo en la TMR_N, entre tanto la fórmula de densidad de corriente de *Tsu-Esaki* [5, 7] para bajas temperaturas que utiliza *A. Saffarzadeh et al.* [8] se caracteriza que a mayor espesor del SC menor TMR_N

[6].

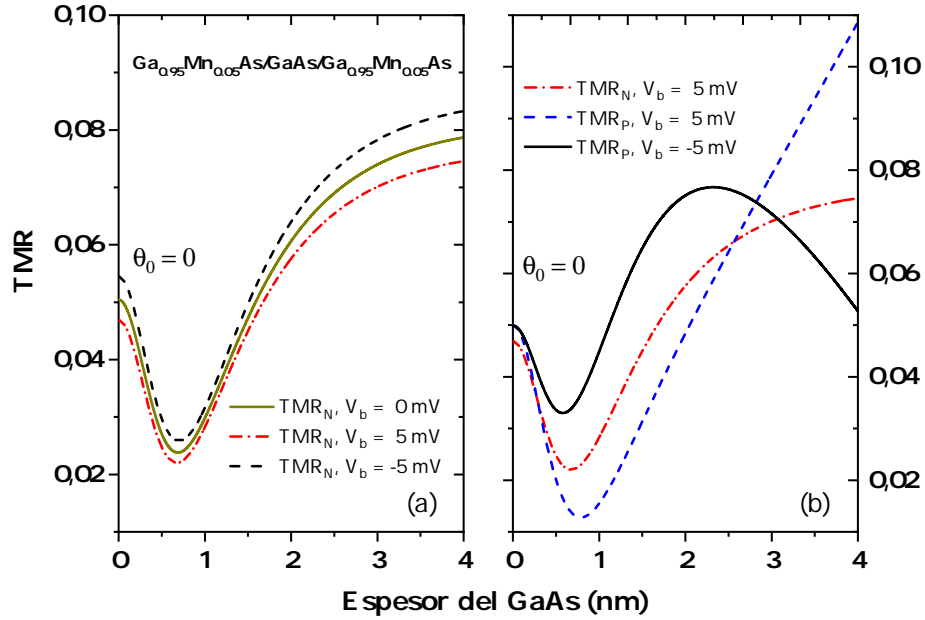


Figura 5.6: Influencia del voltaje aplicado en la TMR para una heteroestructura con electrodos DMS tipo (Ga, Mn)As/GaAs/(Ga, Mn)As con una dirección inicial en \mathbf{n}_l de $\theta_0 = 0$, altura de la barrera de 0.1 eV, $k_{\parallel} = 0.2 \text{ nm}^{-1}$, energía de intercambio interna de 0.166 eV y energía de *Fermi* de 0.2 eV. En la figura (a) se observa la TMR_N a diferentes voltajes al igual que en figura (b) pero se muestra una comparación de la TMR_N con TMR_P .

Por otro lado, para el caso de las heteroestructuras donde los electrodos o las capas L_j son dopadas con Fe, muestran una TMR menor en un orden de 10^{-2} con respecto a los electrodos FM o DMS dopados con Mn. Además, se mantiene que para voltajes negativos la TMR_N aumenta y para positivos, disminuye (ver figuras 5.7 (a) y 5.8 (a)).

En la simulación de la TMR para la tricapa (In, Fe)As/InAs/(In, Fe)As que se observa en la figura 5.7 (b) se tiene que para un voltaje de -2 mV se alcanza un máximo en la $TMR_P = 0.95 \%$, con $a = 2.45 \text{ nm}$, lo que genera un aumento del 0.75 % respecto a la TMR_N , la cual le corresponde un 0.20 % para este mismo ancho de barrera.

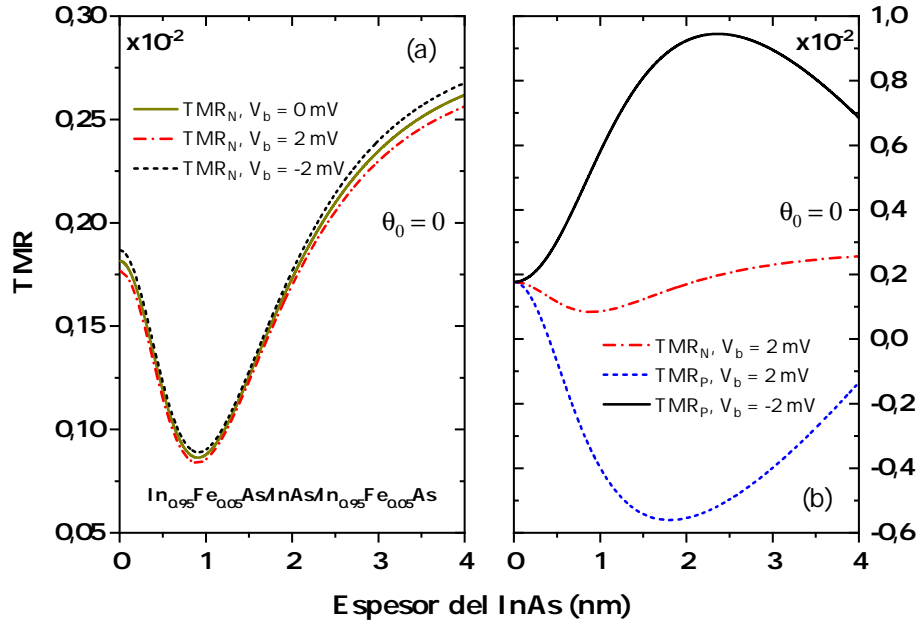


Figura 5.7: Influencia del voltaje aplicado en la TMR para una heteroestructura con electrodos DMS tipo $(In, Fe)As/InAs/(In, Fe)As$ con una dirección inicial en \mathbf{n}_l de $\theta_0 = 0$, altura de la barrera de 0.3 eV, $k_{\parallel} = 0.2 \text{ nm}^{-1}$, energía de intercambio interna de 0.0317 eV y energía de Fermi de 0.188 eV. En la figura (a) se observa la TMR_N a diferentes voltajes al igual que en figura (b) pero se muestra una comparación de la TMR_N con TMR_P .

5.3.2.3. TMR con $L_j = \text{FMS}$

La heteroestructura $(Ga, Fe)Sb/InAs/(Ga, Fe)Sb$ corresponde aun caso que se modela por un pozo de potencial cuántico donde $V_0 = -0.57$ eV. De ahí, que la TMR tiene un comportamiento periódico tal como se observa en la figura 5.8. En la figura referenciada parte (a) se puede notar que para $V_b = 0$, la TMR_N alcanza un máximo del 0.30 % para $a = 3.35$ nm. Además, si se tiene un voltaje de -2 mV en la la figura 5.8 (b) se aprecia un máximo en la $TMR_P = 0.65$ %, con $a = 1.48$ nm y un valor de la $TMR_N = 0.12$ %, para $V_b = 2$ mV con igual ancho de barrera. Es decir, se generó un aumento de 0.53 %.

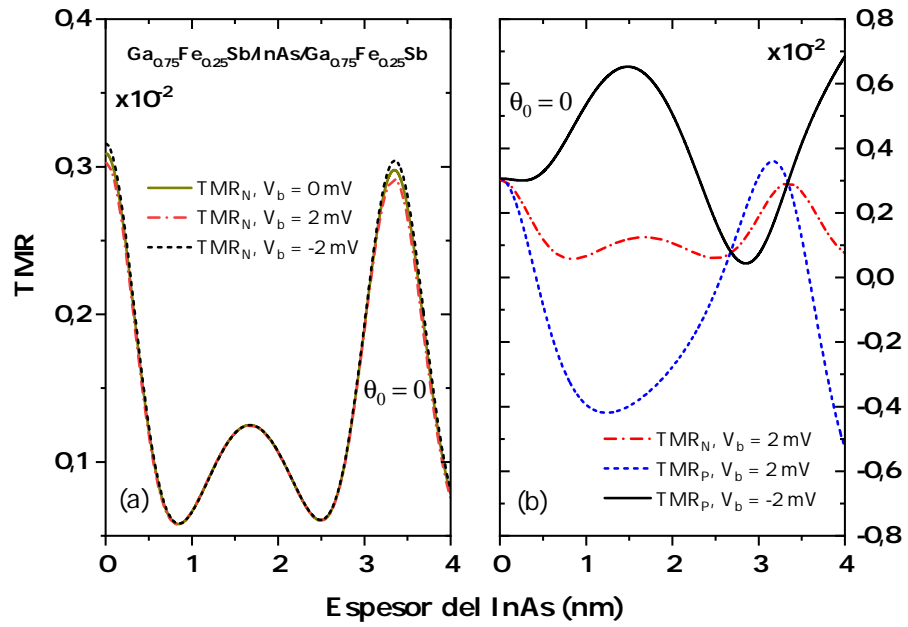


Figura 5.8: Influencia del voltaje aplicado en la TMR para una heteroestructura con electrodos DMS tipo $(\text{Ga}, \text{Fe})\text{Sb}/\text{InAs}/(\text{Ga}, \text{Fe})\text{Sb}$ con una dirección inicial en \mathbf{n}_l de $\theta_0 = 0$, profundidad del pozo de 0.57 eV, $k_{\parallel} = 0.2 \text{ nm}^{-1}$, energía de intercambio interna de 0.055 eV y energía de *Fermi* de 0.250 eV. En la figura (a) se observa la TMR_N a diferentes voltajes al igual que en figura (b) pero se muestra una comparación de la TMR_N con TMR_P .

Capítulo 6

Conclusiones

Tras los cálculos realizados para la tricapa tipo PSV, se obtuvo una expresión analítica para la probabilidad de transmisión sin y con presencia de diferencia de potencial electrostático, expresión (4.13) y (5.7), respectivamente; dependientes de la dirección del vector director de magnetización inicial θ_0 , el espesor de la barrera o pozo de potencial, parametrizados por la energía de intercambio interna y la energía de *Fermi*. En los análisis teóricos se demostró que cuando V_b tiende a cero la probabilidad de transmisión de la expresión (5.7) coincide con la expresión para la probabilidad sin presencia de campo eléctrico expresión (4.13).

Por otro lado, se observó que el SOC no influye en la eficiencia de polarización ni en la TMR_N , pero se puede afirmar que al aplicar un V_b negativo tal que $|eV_b| < E_F^l + \sigma \frac{\Delta}{2}$ se presenta aumento en la TMR_N .

un(a) aumento (disminución) siendo \mathcal{P}_P positiva (negativa) lo que implica un aumento en la TMR_N .

El hecho de mantener V_b en el SC cuando los vectores directores de magnetización son paralelos y hacerlo tender a cero cuando son antiparalelos, genera aumentos en la TMR_P , pero depende del tipo de electrodo o capa L_j y de la polaridad de V_b . Es decir, para la

tricapa Fe/SC/Fe con SC como GaAs o GaSb, si V_b es positivo la TMR_P aumenta respecto TMR_N , cuando el espesor del SC aumenta, pero no converge, al igual que para los casos de las tricapas GaMnAs/SC/GaMnAs con SC como GaAs y AlAs y InFeAs/InAs/InFeAs. Si V_b es negativo se presentan valores máximos en la TMR_P para ciertos espesores de los SC; los cuales maximizan el desempeño de las PSV con electrodos conformados por (Ga,Mn)As, (In,Fe)As y (Ga,Fe)Sb.

En general, las PSV cuyas capas L_j son FM o DMS con dopaje de Mn muestran según las simulaciones dadas por el modelo tienen un mayor porcentaje de TMR que las que poseen capas L_j como DMS o FMS, dopadas con Fe. Eso no significa que se debe descartar el estudio de este tipo de heteroestructuras, puesto que sus electrodos tienen alta temperatura de *Curie*.

Finalmente, se sugiere continuar el estudio de la TMR para PSV considerando todas las combinaciones de espín posibles para un modelo de dos bandas según *Y. C. Tao et. al* o *A. A. Shokri* [7, 52], los cuales han logrado correspondencias experimentales, pero bajo campo eléctrico o/y magnético. Todo esto con el ánimo de modelar resultados experimentales y así poder proponer parámetros que puedan mejorar el desempeño de dispositivos espintrónicos como las PSV.

Apéndice **A**

Solución a las ecuaciones *Schrödinger-Pauli*

Retomando la sección 4.2.4, el sistema de ecuaciones a resolver es $\hat{\mathcal{H}}|\psi\rangle = E|\psi\rangle$, el cual se reduce a un sistema de ecuaciones diferenciales ordinarias, debido a que la función de onda $|\psi\rangle$ se desacopla en una onda plana en la dirección $\mathbf{k}_{\parallel\sigma}$, modulada por una función de onda $|\phi_\sigma(z)\rangle$, la cual se define como el producto de una función periódica u_σ por su respectivo espinor $|\chi\rangle$. De lo que sigue,

$$\left\{ \begin{array}{ll} \frac{d^2 u_\sigma^l}{dz^2} + (k_\sigma^l)^2 u_\sigma^l = 0 & \text{si } z < 0 \\ \frac{d^2 u_\sigma^s}{dz^2} + (\rho_s)^2 u_\sigma^s = 0 & \text{si } 0 < z < a, \\ \frac{d^2 u_\sigma^r}{dz^2} + (k_\sigma^r)^2 u_\sigma^r = 0 & \text{si } z > a \end{array} \right. \quad (\text{A.1})$$

donde $k_\sigma^j = k_\sigma^j(\omega_j)$ y $\rho_s = \rho_s(\theta_0)$, definidas en las expresiones (4.10) y (4.11), respectivamente.

Interpretando los trabajos de *J. C. Slonczewski* [18] y *J. E. Bunder* [3] las soluciones que se proponen, tienen en cuenta todas las posibilidades de apareamiento de espín a dos

banda, la mayoritaria y minoritaria denotadas por M (\uparrow o \downarrow) y m (\downarrow o \uparrow), respectivamente. Es decir, $\{\downarrow\uparrow, \uparrow\uparrow, \downarrow\downarrow, \uparrow\downarrow\}$.

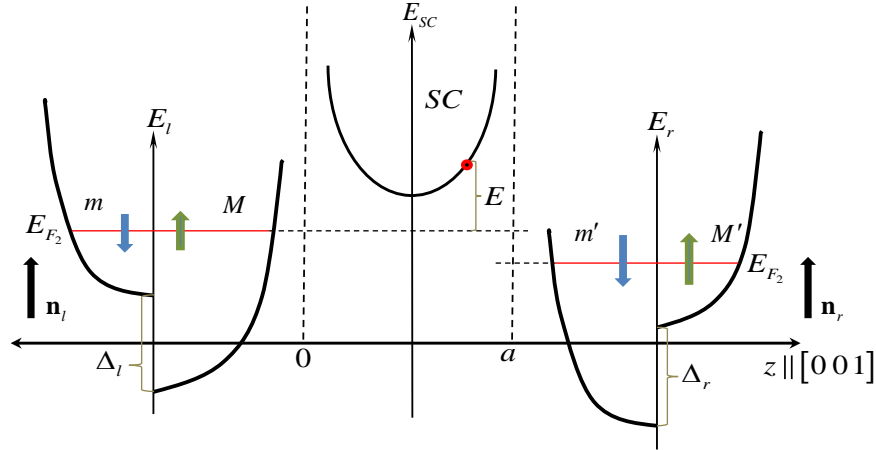


Figura A.1: Representación esquemática del modelo de dos bandas para una tricapa $L_j/SC/L_j$ con $j = l, r$. Las bandas M' y m' corresponden a las bandas M y m rotadas un ángulo θ . Fuente: representación basada en los trabajos de *J. E. Bunder* [3] y *J. C. Slonczewski* [18]

Sin pérdida de generalidad para $\sigma = \uparrow$ en la figura A.1, se observa que el espín de la banda mayoritaria ($M = \uparrow$) es paralelo a la dirección del vector de magnetización \mathbf{n}_l ($\sigma = \uparrow$) y el espín de la banda minoritaria ($m = \downarrow$) es antiparalelo a \mathbf{n}_l , lo que sugiere las siguientes soluciones:

\Leftrightarrow Para $z < 0$

$$u_{\uparrow}^l(z) = C_{\uparrow\uparrow} e^{ik_{\uparrow}^l z} + C_{\uparrow\downarrow} e^{-ik_{\uparrow}^l z} + C_{\downarrow\uparrow} e^{ik_{\downarrow}^l z} + C_{\downarrow\downarrow} e^{-ik_{\downarrow}^l z}, \quad (\text{A.2})$$

donde primer término de la expresión anterior corresponde a la onda plana incidente, modula por la constante $C_{\uparrow\uparrow} \rightsquigarrow C_{mM}$, el segundo es una onda plana que se refleja en la barrera, modulada por la constante $C_{\uparrow\downarrow} \rightsquigarrow C_{MM}$, ambas ondas en la dirección del vector de onda k_{\uparrow}^l . Para los siguientes términos se tiene en cuenta la posibilidad que el vector de onda que direcciona las ondas planas sea antiparalelo (k_{\downarrow}^l) a \mathbf{n}_l . De ahí, que la constante que modula la onda plana incidente, $C_{\downarrow\uparrow} = 0$, debido a que las dos bandas M y m tienen orientación opuesta al vector director de magnetización. El último término, corresponde a una onda plana reflejada, donde $C_{\downarrow\downarrow} \rightsquigarrow C_{Mm}$.

↔ Para $0 < z < a$

$$u_{\uparrow}^s(z) = C_{\uparrow}^+ e^{q+z} + D_{\uparrow}^+ e^{-q+z} + C_{\uparrow}^- e^{q-z} + D_{\uparrow}^- e^{-q-z} \quad (\text{A.3})$$

Se tiene una suma de ondas periódicas que inciden y se reflejan, donde las constantes que las modulan dependen del estado del espín up “+” y down “-”, al igual que el vector onda q_s ; debido al SOC *Dresselhaus* y *Rashba*. Por facilidad en los cálculos se define como $q_s = i\rho_s$, donde ρ_s tiene la expresión (4.11).

↔ Para $z > a$

$$u_{\uparrow}^r(z) = C_{\uparrow\uparrow} e^{ik_{\uparrow}^r z} + C_{\uparrow\downarrow} e^{ik_{\downarrow}^r z}, \quad (\text{A.4})$$

No se observa funciones de onda planas que se reflejen, ya que todas se transmiten. Los constantes que las modulan $C_{\uparrow\uparrow} \rightsquigarrow C_{MM'}$ y $C_{\uparrow\downarrow} \rightsquigarrow C_{Mm'}$ indican que los espines de la banda M se transmiten a la banda M' y m', en el orden dado.

En resumen,

$$u_{\sigma}(z) = \begin{cases} \frac{1}{2\sqrt{k_{\sigma}^l}} e^{ik_{\sigma}^l z} + \mathcal{R}_{\sigma\sigma} e^{-ik_{\sigma}^l z} + \mathcal{R}_{\sigma\bar{\sigma}} e^{-ik_{\bar{\sigma}}^l z} & \text{si } z < 0 \\ \sum_{s=\pm} (C_{\sigma}^s e^{i\rho_s z} + D_{\sigma}^s e^{-i\rho_s z}) & \text{si } 0 < z < a, \\ \mathcal{T}_{\sigma\sigma} e^{ik_{\sigma}^r z} + \mathcal{T}_{\sigma\bar{\sigma}} e^{ik_{\bar{\sigma}}^r z} & \text{si } z > a \end{cases} \quad (\text{A.5})$$

donde $\bar{\sigma}$ se interpreta como el valor ambivalente de σ . Además, $C_{\uparrow\uparrow} = \frac{1}{2\sqrt{k_{\sigma}^l}}$, $C_{\uparrow\uparrow} \equiv \mathcal{R}_{\sigma\sigma}$, $C_{\uparrow\downarrow} \equiv \mathcal{R}_{\sigma\bar{\sigma}}$, $C_{\downarrow\uparrow} = \mathcal{T}_{\sigma\sigma}$ y $C_{\downarrow\downarrow} \equiv \mathcal{T}_{\sigma\bar{\sigma}}$.

Por otro lado, para este trabajo se tiene en cuenta la aproximación planteada por *K. Kondo* [14] a la solución de las ecuaciones de *Schrödinger-Pauli*, el cual sólo considera dos apartamientos de espín a dos bandas, $\{|\downarrow\rangle, |\uparrow\rangle\}$. Es decir, que el espín mayoritario y el

vector de onda k_σ^j sea paralelo a \mathbf{n}_l . Luego,

$$u_\sigma(z) = \begin{cases} \frac{1}{2\sqrt{k_\sigma^l}} e^{ik_\sigma^l z} + \mathcal{R}_\sigma e^{-ik_\sigma^l z} & \text{si } z < 0 \\ \sum_{s=\pm} (\mathcal{C}_\sigma^s e^{i\rho_s z} + \mathcal{D}_\sigma^s e^{-i\rho_s z}) & \text{si } 0 < z < a, \\ \mathcal{T}_\sigma e^{ik_\sigma^r z} & \text{si } z > a \end{cases} \quad (\text{A.6})$$

Coeficiente de Transmisión

Retomando las bases matemáticas en las cuales se desarrolla la mecánica cuántica es necesario que la función de onda ψ pertenezca al espacio de Sóbolev que es un subconjunto del espacio de Hilbert, lo que implica que debe ser una función cuadrado integrable. Además, debe de ser un función continuamente diferenciable y ψ como ψ' , ser finitas.

En consecuencia, los coeficientes \mathcal{R}_σ , \mathcal{C}_σ^s , \mathcal{D}_σ^s y \mathcal{T}_σ se determinan aplicando las condiciones de contorno en $z = 0$ y $z = a$, para que la función de onda cumpla las condiciones antes mencionadas.

$\leftrightarrow z = 0$

$$|\phi_\sigma^l(0)\rangle = |\phi_\sigma^s(0)\rangle$$

$$\frac{1}{m_l^*} \frac{d^2 |\phi_\sigma^l\rangle}{dz^2} \Big|_{z=0} = \frac{1}{m_b^*} \frac{d^2 |\phi_\sigma^s\rangle}{dz^2} \Big|_{z=0}.$$

De lo anterior, surgen las siguientes ecuaciones

$$\left(\frac{1}{2\sqrt{k_\sigma^l}} + \mathcal{R}_\sigma \right) |\chi_\sigma^l\rangle = \sum_{s=\pm} (\mathcal{C}_\sigma^s + \mathcal{D}_\sigma^s) |\chi_\sigma^s\rangle, \quad (\text{B.1})$$

$$\mu_l k_\sigma^l \left(\frac{1}{2\sqrt{k_\sigma^l}} - \mathcal{R}_\sigma \right) |\chi_\sigma^l\rangle = \sum_{s=\pm} [\rho_s (\mathcal{C}_\sigma^s - \mathcal{D}_\sigma^s) |\chi_\sigma^s\rangle], \quad (\text{B.2})$$

donde $\mu_l = \frac{m_b^*}{m_l^*}$
 $\hookrightarrow z = a$, análogamente se expresa

$$|\phi_\sigma^s(a)\rangle = |\phi_\sigma^r(a)\rangle$$

$$\frac{1}{m_b^*} \frac{d^2 |\phi_\sigma^s\rangle}{dz^2} \Big|_{z=a} = \frac{1}{m_r^*} \frac{d^2 |\phi_\sigma^r\rangle}{dz^2} \Big|_{z=a}.$$

Por lo tanto,

$$\sum_{s=\pm} [(\mathcal{C}_\sigma^s e^{i\rho_s a} + \mathcal{D}_\sigma^s e^{-i\rho_s a}) |\chi_\sigma^s\rangle] = \mathcal{T}_\sigma e^{ik_\sigma^r a} |\chi_\sigma^r\rangle, \quad (\text{B.3})$$

$$\sum_{s=\pm} [\rho_s (\mathcal{C}_\sigma^s e^{i\rho_s a} - \mathcal{D}_\sigma^s e^{-i\rho_s a}) |\chi_\sigma^s\rangle] = \mu_r k_\sigma^r \mathcal{T}_\sigma e^{ik_\sigma^r a} |\chi_\sigma^r\rangle, \quad (\text{B.4})$$

donde $\mu_r = \frac{m_b^*}{m_r^*}$

Sea $\kappa_j = \mu_j k_\sigma^j$, entonces el multiplicar por κ_l la expresión (B.1) y sumarla a la expresión (B.2) se obtiene un sistema 2×4 . Siguiendo de esta forma al multiplicar la expresión (B.3) por κ_r y sumarla a la expresión (B.4), generando otro sistema de 2×4 . Luego se puede plantera el sistema 4×4 ,

$$\left\{ \begin{array}{l} \sum_{s=\pm} \{[(\kappa_l + \rho_s) \mathcal{C}_\sigma^s + (\kappa_l - \rho_s) \mathcal{D}_\sigma^s] |\chi_\sigma^s\rangle\} = \frac{\kappa_l}{\sqrt{k_\sigma^l}} |\chi_\sigma^l\rangle \\ \sum_{s=\pm} \{[(\kappa_r - \rho_s) e^{i\rho_s a} \mathcal{C}_\sigma^s + (\kappa_r + \rho_s) e^{-i\rho_s a} \mathcal{D}_\sigma^s] |\chi_\sigma^s\rangle\} = \mathbf{0}_{2 \times 1}, \end{array} \right. \quad (\text{B.5})$$

donde los coeficientes \mathcal{C}_σ^s y \mathcal{D}_σ^s son dados por la expresión:

$$\mathcal{C}_\sigma^s = \frac{\kappa_l}{2\sqrt{k_\sigma^l}} \frac{\rho_\sigma + \kappa_r}{\beta_\sigma} [1 - i s \sigma e^{i(\varphi_\sigma^s - \phi_l)}] e^{-i\rho_s a}, \quad (\text{B.6})$$

$$\mathcal{D}_\sigma^s = \frac{\kappa_l}{2\sqrt{k_\sigma^l}} \frac{\rho_\sigma - \kappa_r}{\beta_\sigma} [1 - i s \sigma e^{i(\varphi_\sigma^s - \phi_l)}] e^{i\rho_s a}, \quad (\text{B.7})$$

con $\beta_\sigma = 2i [(\kappa_l + \kappa_r) \rho_s \cosh(\rho_a a) - i(\kappa_l \kappa_r - \rho_s^2) \sinh(\rho_a a)]$.

Reemplazando los anteriores resultados en la ecuación (B.3) y utilizando la relación (4.5) se llega a la expresión (4.12).

Coeficiente de Transmisión con Campo Eléctrico

C.1. Ecuación Diferencial de Airy

El sistema de ecuaciones diferenciales que surgen con efecto de campo magnético son análogas a las expresadas en (A.1) para los casos $z < 0$ y $z > a$, pero con vectores de onda $k_\sigma^j(\beta_j, V_b)$ definidos en la expresión (5.5).

Para el caso del separador magnético $0 < z < a$ es necesario hacer algunos ajustes algebraicos para obtener una solución exacta. En consecuencia, se debe considerar los autovalores de energía E_σ^s definidos en la expresión (5.4) y la relación $k_\sigma^2 = k_{z\sigma}^2 + k_{\parallel\sigma}^2$ (ver figura 2.4), para describir la diagonalización del Hamiltoniano $\hat{\mathcal{H}}_\sigma^s$ como sigue:

$$\hat{D} = \frac{\hbar^2}{2m_s^*} \frac{d^2}{dz^2} + \left(e \frac{V_b}{a} z - V_{eff} - \frac{\hbar^2}{2m_b^*} k_{\parallel}^2 - s\alpha k_{\parallel} \sin(2\theta_0) \right), \quad (C.1)$$

donde $\frac{1}{m_s^*} = \left(1 + s \frac{2m_b^* \gamma}{\hbar^2} k_{\parallel} \right) \frac{1}{m_b^*}$.

De la ecuación de *Schrödinger-Pauli* $\hat{\mathcal{H}}_\sigma^s |\psi_\sigma^s\rangle = E_\sigma^s |\psi_\sigma^s\rangle$ y el desacople de la función de onda $|\psi\rangle = e^{i\mathbf{k}\cdot\boldsymbol{\nu}(x,y)} f_\sigma^s(z) |\chi\rangle$, donde f_σ^s es una función de onda periódica que sigue la ecuación diferencial ordinaria:

$$\frac{d^2 f_\sigma^s}{dz^2} + \left(\frac{2m_s^* eV_b}{a\hbar^2} - \rho_s^2 \right) f_\sigma^s = 0, \quad (\text{C.2})$$

donde ρ_s se define en la expresión (4.11). Ahora, realizando el cambio de variable $f_\sigma^s(z) = u_\sigma^s(r)$ con $r_\sigma^s(z) = \frac{z}{\lambda_s} + (\lambda_s \rho_s)^2$ y $\lambda_s = \left(\frac{-\hbar^2 a}{2m_s^* eV_b} \right)^{\frac{1}{3}}$, la ecuación (C.2) se lleva a la ecuación diferencial de *Airy*,

$$\frac{d^2 u_\sigma^s}{dr^2} - r u_\sigma^s = 0, \quad (\text{C.3})$$

con $r = r_\sigma^s(z)$.

Cuyas soluciones son una combinación lineal de las funciones de *Airy* de primera y segunda especie. Es decir,

$$u_\sigma^s(z) = \mathcal{C}_{\sigma, V_b}^s \text{Ai}[r_\sigma^s(z)] + \mathcal{D}_{\sigma, V_b}^s \text{Bi}[r_\sigma^s(z)]. \quad (\text{C.4})$$

C.2. Cálculo del Coeficiente $\mathcal{T}_\sigma^{V_b}$

De manera análoga a las condiciones y procedimientos seguidos para el cálculo de coeficiente de transmisión para cuando no hay presencia de voltaje aplicado (ver apéndice B) se pueden determinar los coeficientes $\mathcal{R}_\sigma^{V_b}$, $\mathcal{C}_{\sigma, V_b}^s$, $\mathcal{D}_{\sigma, V_b}^s$ y $\mathcal{T}_\sigma^{V_b}$.

En consecuencia, sea $\kappa_j^* = i \kappa_{\bar{j}}$

↔ Para $z = 0$ se plantean las ecuaciones:

$$\left(\frac{1}{2\sqrt{k_\sigma^l}} + \mathcal{R}_\sigma^{V_b} \right) |\chi_\sigma^l\rangle = \sum_{s=\pm} \{ (\mathcal{C}_{\sigma, V_b}^s \text{Ai}[r_\sigma^s(0)] + \mathcal{D}_{\sigma, V_b}^s \text{Bi}[r_\sigma^s(0)]) |\chi_\sigma^s\rangle \}, \quad (\text{C.5})$$

$$\kappa_l^* \left(\frac{1}{2\sqrt{k_\sigma^l}} - \mathcal{R}_\sigma^{V_b} \right) |\chi_\sigma^l\rangle = \sum_{s=\pm} \{ \lambda_s^{-1} (\mathcal{C}_{\sigma, V_b}^s \text{Ai}' [r_\sigma^s(0)] + \mathcal{D}_{\sigma, V_b}^s \text{Bi}' [r_\sigma^s(0)]) |\chi_\sigma^s\rangle \}, \quad (\text{C.6})$$

\Leftrightarrow Para $z = a$ se expresa

$$\sum_{s=\pm} \{ (\mathcal{C}_{\sigma, V_b}^s \text{Ai} [r_\sigma^s(a)] + \mathcal{D}_{\sigma, V_b}^s \text{Bi} [r_\sigma^s(a)]) |\chi_\sigma^s\rangle \} = \mathcal{T}_\sigma^{V_b} |\chi_\sigma^r\rangle, \quad (\text{C.7})$$

$$\sum_{s=\pm} \{ \lambda_s^{-1} (\mathcal{C}_{\sigma, V_b}^s \text{Ai}' [r_\sigma^s(a)] + \mathcal{D}_{\sigma, V_b}^s \text{Bi}' [r_\sigma^s(a)]) |\chi_\sigma^s\rangle \} = \kappa_r^* \mathcal{T}_\sigma^{V_b} |\chi_\sigma^r\rangle. \quad (\text{C.8})$$

Reduciendo las anteriores ecuaciones a un sistema 4×4 ,

$$\begin{cases} \sum_{s=\pm} \{ (\mathcal{C}_{\sigma, V_b}^s \mathbf{A}_l [r_\sigma^s(0)] + \mathcal{D}_{\sigma, V_b}^s \mathbf{B}_l [r_\sigma^s(0)]) |\chi_\sigma^s\rangle \} = \frac{\kappa_l^*}{\sqrt{k_\sigma^l}} |\chi_\sigma^l\rangle \\ \sum_{s=\pm} \{ (\mathcal{C}_{\sigma, V_b}^s \mathbf{A}_r [r_\sigma^s(a)] + \mathcal{D}_{\sigma, V_b}^s \mathbf{B}_r [r_\sigma^s(a)]) |\chi_\sigma^s\rangle \} = \mathbf{0}_{2 \times 1}, \end{cases} \quad (\text{C.9})$$

donde

$$\mathbf{A}_j [r_\sigma^s(z)] = (-1)^n \lambda_s^{-1} \text{Ai}' [r_\sigma^s(z)] + \kappa_{\bar{j}} \text{Ai} [r_\sigma^s(z)] i, \quad (\text{C.10})$$

$$\mathbf{B}_j [r_\sigma^s(z)] = (-1)^n \lambda_s^{-1} \text{Bi}' [r_\sigma^s(z)] + \kappa_{\bar{j}} \text{Bi} [r_\sigma^s(z)] i, \quad (\text{C.11})$$

con

$$n = \begin{cases} 0 & \text{si } j = l \\ 1 & \text{si } j = r \end{cases} \quad (\text{C.12})$$

Resolviendo el sistema de ecuaciones lineales (C.9) se obtiene los coeficientes $\mathcal{C}_{\sigma, V_b}^s$ y $\mathcal{D}_{\sigma, V_b}^s$, los cuales se expresan algebraicamente como sigue:

$$\mathcal{C}_{\sigma, V_b}^s = \frac{\kappa_{\bar{l}}}{2\beta_\sigma} \mathbf{B}_r [r_\sigma^s(a)] (1 - i s \sigma e^{i(\varphi_\sigma^s - \phi_l)}) i, \quad (\text{C.13})$$

$$\mathcal{D}_{\sigma, V_b}^s = \frac{\kappa_{\bar{l}}}{2\beta_{\sigma}} \mathbf{A}_r [r_{\sigma}^s(a)] (1 - i s \sigma e^{i(\varphi_{\sigma}^s - \phi_l)}) i. \quad (\text{C.14})$$

Reemplazando los anteriores resultados en la ecuación (C.8) y utilizando la relación (4.5) se llega a la expresión:

$$\mathcal{T}_{\sigma}^{V_b} = \frac{\kappa_{\bar{l}}}{\pi} \cos\left(\frac{\theta_0}{2}\right) i e^{i\frac{\theta_0}{2}} \sum_{s=\pm} \left\{ \left(\kappa_{\bar{l}} \kappa_{\bar{r}} \lambda_s \delta_1^s + \frac{1}{\lambda_s} \delta_2^s \right) + (\kappa_{\bar{l}} \delta_3^s - \kappa_{\bar{r}} \delta_4^s) i \right\}^{-1}, \quad (\text{C.15})$$

Por último, utilizando la definición (3.1) se obtiene el resultado (5.7).

C.3. Análisis Asintótico

Para el desarrollo de esta sección se implementará la expansión tipo *Poincaré* cuando $t_z \rightarrow \infty$ y $k = 0$ para las funciones de *Airy* de primera y segunda especie incluyendo su primera derivada, respectivamente [43].

$$\text{Ai}[t_z] \sim \frac{1}{2\sqrt{\pi}} t_z^{-1/4} e^{-\frac{2}{3} t_z^{3/2}}, \quad (\text{C.16})$$

$$\text{Ai}'[t_z] \sim -\frac{1}{2\sqrt{\pi}} t_z^{1/4} e^{-\frac{2}{3} t_z^{3/2}}, \quad (\text{C.17})$$

$$\text{Bi}[t_z] \sim \frac{1}{\sqrt{\pi}} t_z^{-1/4} e^{\frac{2}{3} t_z^{3/2}}, \quad (\text{C.18})$$

$$\text{Bi}'[t_z] \sim \frac{1}{\sqrt{\pi}} t_z^{1/4} e^{\frac{2}{3} t_z^{3/2}}. \quad (\text{C.19})$$

Por otro lado, se tiene que si $V_b \rightarrow 0$ entonces $\lambda_s \rightarrow \infty$. De ahí, que $t_z \rightarrow \infty, \forall z \in \mathbb{R}^+$, siempre que $t_z = r_{\sigma}^s(z)$.

En consecuencia, se presenta los resultados de algunas equivalencias que son útiles para el análisis asintótico de los δ_i^s con $i = \overline{1, 4}$.

Proposición C.1.

$$\frac{2}{3} \left(t_a^{3/2} - t_0^{3/2} \right) \sim \rho_s a \quad \text{si } V_b \rightarrow 0 \quad (\text{C.20})$$

Demostración

Se debe probar, $\lim_{V_b \rightarrow 0} \frac{\frac{2}{3}(t_a^{3/2} - t_0^{3/2})}{\rho_s a} = 1$. En efecto,

$$\begin{aligned} \lim_{V_b \rightarrow 0} \frac{2}{3} \left(t_a^{3/2} - t_0^{3/2} \right) &= \frac{2}{3} \lim_{V_b \rightarrow 0} (\lambda_s \rho_s)^3 \left[\left(1 + \frac{a}{\lambda_s^3 \rho_s^2} \right)^{3/2} - 1 \right] \\ &= \lim_{V_b \rightarrow 0} (\lambda_s \rho_s)^3 \left(\frac{a}{\lambda_s^3 \rho_s^2} \right) = \rho_s a \end{aligned}$$

Luego, se ha demostrado la equivalencia (C.20).

Proposición C.2.

$$t_a \sim t_0 \quad \text{si } V_b \rightarrow 0 \quad (\text{C.21})$$

Demostración

Se debe probar, $\lim_{V_b \rightarrow 0} \frac{t_a}{t_0} = 1$

$$\lim_{V_b \rightarrow 0} \frac{t_a}{t_0} = \lim_{V_b \rightarrow 0} \left(1 + \frac{a}{\lambda_s^3 \rho_s^2} \right) = 1$$

Luego, se ha demostrado la equivalencia (C.21).

A continuación, se describiran equivalencias que no tiene una prueba matemática exhaustiva, pero si un análisis numérico computacional. Por lo tanto,

Proposición C.3.

$$\delta_1^s \sim \frac{1}{\pi} (\lambda_s \rho_s)^{-1} \sinh(\rho_s a) \quad (\text{C.22})$$

Demostración

Al sustituir los resultados asintóticos (C.16) y (C.18) en la expresión (5.8) se obtiene:

$$\begin{aligned} \delta_1^s &\sim \frac{1}{2\pi} (t_0 t_a)^{-1/4} \left[e^{\frac{2}{3}(t_a^{3/2} - t_0^{3/2})} - e^{-\frac{2}{3}(t_a^{3/2} - t_0^{3/2})} \right] \\ &= \frac{1}{\pi} (t_0 t_a)^{-1/4} \sinh \left[\frac{2}{3} \left(t_a^{3/2} - t_0^{3/2} \right) \right], \end{aligned}$$

utilizando las equivalencias (C.21) y (C.20) se obtiene

$$\delta_1^s \sim \frac{1}{\pi} (\lambda_s \rho_s)^{-1} \sinh(\rho_s a).$$

Proposición C.4.

$$\delta_2^s \sim -\frac{1}{\pi} (\lambda_s \rho_s) \sinh(\rho_s a), \quad (\text{C.23})$$

la prueba es análoga a la equivalencia anterior.

Proposición C.5.

$$\delta_3^s \sim \frac{1}{\pi} \cosh(\rho_s a) \quad (\text{C.24})$$

Demostración

Al sustituir los resultados asintóticos del (C.16) al (C.19) en la expresión (5.10) se obtiene:

$$\begin{aligned} \delta_3^s &\sim \frac{1}{2\pi} \left(\frac{t_a}{t_0} \right)^{1/4} \left[e^{\frac{2}{3}(t_a^{3/2} - t_0^{3/2})} + e^{-\frac{2}{3}(t_a^{3/2} - t_0^{3/2})} \right] \\ &= \frac{1}{\pi} \left(\frac{t_a}{t_0} \right)^{1/4} \cosh \left[\frac{2}{3} (t_a^{3/2} - t_0^{3/2}) \right], \end{aligned}$$

utilizando las equivalencias (C.21) y (C.20) se obtiene

$$\delta_3^s \sim \frac{1}{\pi} \cosh(\rho_s a).$$

Proposición C.6.

$$\delta_4^s \sim -\frac{1}{\pi} \cosh(\rho_a a), \quad (\text{C.25})$$

su prueba es semejante a la equivalencia (C.24).

C.4. $T_{\theta_0}^\sigma(V_b, \theta) \rightarrow T_{\theta_0}^\sigma(\theta)$ cuando $V_b \rightarrow 0$

En esta sección se prueba que $T_{\theta_0}^\sigma(V_b, \theta) \rightarrow T_{\theta_0}^\sigma(\theta)$ cuando $V_b \rightarrow 0$

En efecto, retomando la expresión (5.7) para el coeficiente de transmisión con efectos de campo eléctrico y considerando que $\kappa_l = \kappa_{\bar{l}}$ y $\kappa_{\bar{l}} \sim \kappa_l$, cuando $V_b \rightarrow 0$. Además, de las equivalencias para δ_i^s con $i = \overline{1,4}$ expuestas en la sección anterior, se tiene:

$$\begin{aligned}
 \lim_{V_b \rightarrow 0} T_{\theta_0}^\sigma(V_b, \theta) &= \frac{\kappa_l \kappa_r}{\pi^2} \cos^2\left(\frac{\theta_0}{2}\right) \left| \sum_{s=\pm} \lim_{V_b \rightarrow 0} \left\{ \left(\kappa_l \kappa_{\bar{r}} \lambda_s \delta_1^s + \frac{1}{\lambda_s} \delta_2^s \right) + (\kappa_l \delta_3^s - \kappa_{\bar{r}} \delta_4^s) i \right\}^{-1} \right|^2 \\
 &= \frac{\kappa_l \kappa_r}{\pi^2} \cos^2\left(\frac{\theta_0}{2}\right) \left| \pi \sum_{s=\pm} \left\{ \left(\frac{\kappa_l \kappa_r}{\rho_s} - \rho_s \right) \sinh(\rho_s a) + i(\kappa_l + \kappa_r) \cosh(\rho_s a) \right\}^{-1} \right|^2 \\
 &= \frac{\kappa_l \kappa_r}{(\kappa_l + \kappa_r)^2} \cos^2\left(\frac{\theta_0}{2}\right) \left| \sum_{s=\pm} \left\{ \cosh(\rho_s a) - i \frac{\kappa_l \kappa_r - \rho_s^2}{\rho_s (\kappa_l + \kappa_r)} \sinh(\rho_s a) \right\}^{-1} \right|^2 \\
 &= T_{\theta_0}^\sigma(\theta).
 \end{aligned}$$

Luego,

$$\lim_{V_b \rightarrow 0} T_{\theta_0}^\sigma(V_b, \theta) = T_{\theta_0}^\sigma(\theta)$$

Energía de Intercambio Interna Δ_j

D.1. Cálculo de Δ_j para el Fe

Para este cálculo se considera el trabajo experimental realizado por *M. B. Stearns* [55] donde se determina la magnitud de los vectores de onda en el nivel de *Fermi* para el espín up k_{\uparrow}^F y el espín down k_{\downarrow}^F , en particular para el Fe. Es decir, 1.05 \AA^{-1} y 0.44 \AA^{-1} , respectivamente. Aunque el trabajo de *N. N. Beletskii et al* [56], propone $k_{\uparrow}^F = 1.09 \text{ \AA}^{-1}$ y $k_{\downarrow}^F = 0.42 \text{ \AA}^{-1}$.

Teóricamente se conoce que,

$$k_{\sigma}^F = \sqrt{\frac{2m_e^*}{\hbar^2} E_{\sigma}} \Rightarrow E_{\sigma} = \mathcal{R}_y (k_{\sigma}^F)^2 a_0^2,$$

donde \mathcal{R}_y representa la constante de *Rydberg* y a_0 la constante de Radio de *Bohr*. En consecuencia, para Fe se obtiene $E_{\uparrow} = 4.21 \text{ eV}$ y $E_{\downarrow} = 0.74 \text{ eV}$.

Ahora, considerando que la capas $L_j = \text{Fe}$, entonces $m_j^* = m_e$ y $\Delta_j = \Delta$. Además al

reescribir la expresión (4.6) tal que, $E_\sigma^j \rightsquigarrow E_F$ y $E_\sigma = \frac{\hbar^2}{2m_e^*} (k_\sigma^F)^2$, para $\theta_0 = 0$. Se sigue

$$E_F = E_\sigma + \sigma \frac{\Delta}{2}, \quad (\text{D.1})$$

Del anterior sistema de ecuaciones se obtiene $E_F = 2.48$ eV y $\Delta = 3.46$ eV. Mientras que en el trabajo de *N. N. Beletskii et al* [56] se infiere un energía de *Fermi* 2.6 eV y una energía de intercambio interna de 3.86 eV.

D.2. Cálculo de Δ_j para (Ga,Mn)As

La energía de intercambio Δ_j para (Ga,Mn)As se puede definir mediante el modelo de *Zener* [8] según la expresión (2.7). Este modelo involucra definir y manipular algebraicamente varios conceptos tal como se explican a continuación:

↔ Cálculo de la densidad de iones N_η

$$N_\eta = \frac{4x}{a_o^3} \quad (\text{D.2})$$

donde x es la concentración de impureza del ión η , para este caso Mn y a_o es el parámetro de red. Para el caso de una concentración $x = 0.05$ de Mn, se tiene que $a_o = 0.565$ Å. De ahí, $N_{Mn} = 1.109$ nm⁻³.

↔ Temperatura de transición ferromagnética (T_c)

Antes de describir la expresión analítica para para T_c es importante mencionar la siguiente equivalencia para la *función de Brillouin*. Si $\mathcal{B}_j(y) = \frac{2j+1}{2j} \coth\left(\frac{2j+1}{2j}y\right) - \frac{1}{2j} \coth\left(\frac{1}{2j}y\right)$, entonces

$$\mathcal{B}_j(y) \sim \frac{y}{3} \left(\frac{j+1}{j}\right) \quad \text{cuando } y \rightarrow 0 \quad (\text{D.3})$$

Retomando la expresión (2.8) donde se define el campo medio térmico de los espines de los iones magnéticos y teniendo en cuenta h^{Mn} es debil y $T_c = T + T_{eff}(x)$ es

alta, $y = \frac{g_{Mn}^* \mu_B S h^{Mn}}{k_B T_c} \rightarrow 0$. Por lo tanto,

$$\langle S_z \rangle \sim \frac{g_{Mn}^* \mu_B h^{Mn} S (S + 1)}{3 k_B T_c}. \quad (D.4)$$

Por otro lado, la intensidad del campo que actúa sobre la impureza Mn (h^{Mn}) se define en términos de la densidad de estados de los huecos en el nivel de *Fermi* ($D^h(E_F)$) y el campo magnético efectivo que actúa sobre los huecos (h^h). Es decir,

$$h^{Mn} = J_{pd} s^2 D^h(E_F) h^h, \quad (D.5)$$

donde $h^h = \frac{1}{g_h^* \mu_B} J_{pd} N_{Mn} \langle S_z \rangle$. Comparando las expresiones (D.4) y (D.5), se sigue:

$$T_c \sim (J_{pd} s)^2 N_{Mn} \frac{S(S+1)}{3 K_B} D^h(E_F), \quad (D.6)$$

siempre que $g_h^* = g_{Mn}^* \approx 2$, con $D^h(E_F) = (3\pi^2)^{-2/3} \left(\frac{3m^*}{\hbar^2}\right) p^{1/3}$ y p como la concentración de huecos.

↔ Cálculo del campo medio térmico

Reemplazando (D.5) en (2.7) se tiene una ecuación implícita

$$\langle S_z \rangle = S \mathcal{B}_S [\xi S \langle S_z \rangle], \quad (D.7)$$

donde $\xi = \frac{(J_{pd} s)^2 N_{Mn} D^h(E_F)}{K_B T_c}$.

Es claro que los valores que toma el campo medio térmico depende de las condiciones experimentales y técnicas algebraicas directas o indirectas que se encuentran en la literatura disponible.

De acuerdo al trabajo de *A. Saffarzadeh et al.* para $\text{Ga}_{0.95}\text{Mn}_{0.05}\text{As}$ se tiene $J_{pd} = 0.15$ eV-nm³, $p = 0.49$ nm⁻³, $S = \frac{5}{2}$, $s = \frac{1}{2}$ y de (D.6) se calcula que $T_c \approx 110$ K. Luego, $\xi \approx 0.340573$.

Con el cambio de variable, $\omega = \xi S \langle S_z \rangle$, la ecuación (D.7) se reduce a resolver la ecuación:

$$\omega = 2.128581 \mathcal{B}_{\frac{5}{2}}[\omega]. \quad (D.8)$$

De ahí, que $\langle S_z \rangle \approx 0.998$ y según la expresión (2.7) se obtiene $\Delta_j \approx 0.166$ eV.

Apéndice **E**

Parámetros Experimentales

Tabla E.1: Valores de la energía de intercambio interna, Δ_j (eV) y energía de *Fermi*, E_F (eV) para las capas FM, DMS y FMS

	Fe	Ga _{0.96} Mn _{0.04} As	Ga _{0.95} Mn _{0.05} As	In _{0.95} Fe _{0.05} As	Ga _{0.75} Fe _{0.25} Sb
Δ_j	3.46 ^(a)	0.160 ^(c) 0.170 ^(d)	0.166 ^(e)	0.0317 ^(f)	0.055 ^(h)
E_F	2.48 ^(b)	0.200 ^(c)	0.200 ^(e)	0.188 ^(g)	0.250 ^(h)
	^(a) [14]	^(c) Exp. [6]	^(e) [8]	^(g) [9]	
	^(b) [56]	^(d) Teo. [7]	^(f) [10]	^(h) [11]	

Tabla E.2: Parámetros de masa efectiva m^* para las capas $L_j =$ FM o DMS o FMS

	Fe	(Ga, Mn)As	(In, Fe)As	(Ga, Fe)Sb	
$m^* (m_e)$	1 ^(a,b)	0.08 ^(c)	0.03 ^(d)	0.048 ^(e)	
	^(a) [4]	^(b) [14]	^(c) m_{hl}^* [7]	^(d) [9]	^(e) [12]

Tabla E.3: Parámetros de SOC *Dresselhaus* (γ) y *Rashba* (α), masa efectiva m^* , masa efectiva de huecos ligeros m_{hl}^* y permitividad relativa ϵ_r para SC (III-IV) tipo zincblenda

	AlAs	GaAs	InAs	GaSb
γ (eV·Å ³)	18.53 ^(a)	27.58 ^(b,c)	130 ^(d)	187 ^(c,d)
α (eV·Å)	0.43 ^(e)	0.0873 ^(d,f)	1.01 ^(d)	0.3 ^(d)
m^* (m_e)	0.150 ^(g)	0.067 ^(g)	0.023 ^(g)	0.041 ^(g)
m_{hl}^* (m_e)	0.143 ^(a,g)	0.082 ^(a,g)	0.025 ^(a,g)	0.06 ^(a,g)
ϵ_r	10.06 ^(a)	12.74 ^(a)	14.55 ^(a)	15.69 ^(a)
	^(a) [2]	^(b) [45]	^(c) [14]	^(d) [57]
	^(f) [59]	^(g) [60]		^(e) [58]

Bibliografía

- [1] S. Sugahara and J. Nitta, “Spin-transistor electronics: An overview and outlook,” *Proceeding of the IEEE*, vol. **98**, no. 12, pp. 2124–2154, 2010.
- [2] R. Winkler, *Spin-Orbit Coupling in Two-Dimensional Electron and Hole System*, 1st ed. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2003.
- [3] J. E. Bunder, “Spin-polarized transport in dilute magnetic semiconductor tunnel junctions,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. **91**, no. 1, p. 092111, 2007.
- [4] A. Matos-Abiague and J. Fabian, “Anisotropic tunneling magnetoresistance and tunneling anisotropic magnetoresistance: spin-orbit coupling in magnetic tunnel junctions,” *Phys. Rev. B*, vol. **79**, no. 1, p. 155303, 2009.
- [5] D. K. Ferry and S. M. Goodnick, *Transport in Nanoestructuras*, 1st ed. Cambridge University Press, 1997.
- [6] M. Tanaka and Y. Higo, “Large tunneling magnetoresistance in GaMnAs/AlAs/GaMnAs ferromagnetic semiconductor tunnel junctions,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. **87**, no. 2, p. 026602, 2001.
- [7] Y. C. Tao, J. G. Hu, and H. Liu, “Spin-polarized transport in diluted GaMnAs/AlAs/GaMnAs ferromagnetic semiconductor tunnel junctions,” *J. Appl. Phys.*, vol. **96**, no. 1, pp. 498–502, 2004.

- [8] A. Saffarzadeh and A. A. Shokri, “Quantum theory of tunneling magnetoresistance in GaMnAs/GaAs/GaMnAs heterostructures,” *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. **305**, no. 1, pp. 141–146, 2006.
- [9] L. D. Anh, P. N. Hai, and M. Tanaka, “Observation of spontaneous spin-splitting in the band structure of an n-type zinc-blende ferromagnetic semiconductor,” *Nat. Commun.*, vol. **7**, p. 13810, 2016.
- [10] M. Kobayashi, L. D. Anh, J. Minár, W. Khan, S. Borek, P. N. Hai, Y. Harada, T. Schmitt, M. Oshima, A. Fujimori, M. Tanaka, and V. N. Strocov, “Minority-spin impurity band in n-type (In,Fe)As: A materials perspective for ferromagnetic semiconductors,” *Phys. Rev. B*, vol. **103**, p. 11511, 2021.
- [11] K. Takase, L. Duc Anh, K. Takiguichi, and M. Tanaka, “Current-in-plane spin-valve magnetoresistance in ferromagnetic semiconductor (Ga,Fe)Sb heterostructures with high Curie temperature,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. **117**, pp. 092402/1–5, 2020.
- [12] N. T. Tu, P. N. Hai, L. D. Anh, and M. Tanaka, “Magnetic properties and intrinsic ferromagnetism in (Ga,Fe)Sb ferromagnetic semiconductors,” *Phys. Rev. B*, vol. **92**, p. 144403, 2015.
- [13] G. Autès, J. Mathon, and A. Umerski, “Theory of tunneling magnetoresistance of Fe/GaAs/Fe(001) junctions,” *Phys. Rev. B*, vol. **82**, p. 115212, 2010.
- [14] K. Kondo, “Spin transport in ferromagnet/semiconductor/ferromagnet structures with cubic Dresselhaus spin-orbit-interaction,” *J. Appl. Phys.*, vol. **111**, p. 07C713, 2012.
- [15] N. T. Thanh, P. N. Hai, L. D. Anh, and M. Tanaka, “High-temperature ferromagnetism in new n-type Fe-doped ferromagnetic semiconductor (In,Fe)Sb,” *Appl. Phys. Express*, vol. **11**, p. 063005, 2018.
- [16] A. Schuhl and D. Lacour, “Spin dependent transport: GMR & TMR,” *C. R. Physique*, vol. **6**, pp. 945–955, 2005.

- [17] V. I. Perel', T. S. A., I. N. Yassievich, S. D. Ganichev, V. V. Belkov, and W. Prettl, "Spin-dependent tunneling through a symmetric semiconductor barrier," *Phys. Rev. B*, vol. **67**, p. 201304, 2003.
- [18] J. C. Slonczewski, "Conductance and exchange coupling of two ferromagnets separated by a tunneling barrier," *Phys. Rev. B*, vol. **39**, no. 10, pp. 6995–7002, 1989.
- [19] S. Bandyopadhyay and M. Cahay, *Introduction to Spintronics*, 2nd ed. CRC Press Taylor and Francis Group, 2015.
- [20] A. Dussán Cuenca, H. P. Quiroz Gaitán, and J. A. Calderón Cómbita, *Nanomateriales que Revolucionan la Tecnología*, 1st ed. Universidad Nacional de Colombia, 2020.
- [21] E. Villamor Lomas, "Injection, transport, and manipulation of pure spin currents in metallic lateral spin valves," Postdoctoral thesis, 2014. [Online]. Available: <http://hdl.handle.net/10810/22366>
- [22] G. Schmidt, D. Ferrand, L. Ferrand, W. Molenkamp, A. T. Filip, and B. J. van Wees, "Fundamental obstacle for electrical spin injection from a ferromagnetic metal into a diffusive semiconductor," *Phys. Rev. B*, vol. **62**, no. 8, p. R4790–R4793, 2000.
- [23] P. Krstajić and F. M. Peeters, "Spin-dependent tunneling in diluted magnetic semiconductor trilayer structures," *Phys. Rev. B*, vol. **72**, no. 125350, pp. 1–6, 2005.
- [24] P. Kotissek, M. Bailleul, M. Sperl, A. Spitzer, D. Schuh, W. Wegscheider, C. H. Back, and G. Bayreuther, "Cross-sectional imaging of spin injection into a semiconductor," vol. **7**, p. 872–877, 2007.
- [25] A. Fert and H. Jaffrès, "Conditions for efficient spin injection from a ferromagnetic metal into a semiconductor," *Phys. Rev. B*, vol. **64**, p. 184420, 2001.
- [26] J. Chu and A. Sher, *Physics and Properties of Narrow Gap Semiconductor*, 1st ed. Springer-Verlag New York, NY, 2008.
- [27] X. Cartoixà, D. Z.-Y. Ting, and Y.-C. Chang, "A resonant spin lifetime transistor," *Appl. Phys. Lett.*, vol. **83**, no. 7, pp. 1462–1464, 2003.

- [28] S. M. Mohseni Armaki, “Spin valves and spin-torque oscillators with perpendicular magnetic anisotropy,” Doctoral thesis in microelectronics and applied physics, 2012. [Online]. Available: <https://www.diva-portal.org/smash/get/diva2:570422/FULLTEXT01.pdf>
- [29] Y. Fang, “Magnetic thin films with graded or tilted anisotropy for spintronic devices,” Posdoctoral thesis, 2013. [Online]. Available: https://gupea.ub.gu.se/bitstream/2077/32729/3/gupea_2077_32729_3.pdf
- [30] Y. Gou, X.-Y. Chen, F. Zhai, and B.-L. Gu, “Spin-filter diode based on $ZnSe/Zn_{1-x}Mn_xSe/Zn_{1-y}Mn_ySe/ZnSe$ heterostructures,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. **80**, no. 24, pp. 4591–4593, 2002.
- [31] J.-D. Lu and B. Xu, “Spin-dependent electron transport in a nonmagnetic nanostructure with both Dresselhaus and Rashba spin-orbit term,” *Superlattices Microstruct.*, vol. **51**, pp. 1–8, Sep. 2012.
- [32] W. Liu, P. K. Johnny Wong, and Y. Xuv, “Hybrid spintronic materials: Growth, structure and properties,” *Prog. Mater. Sci.*, vol. **99**, pp. 27–105, 2019.
- [33] T. Scheike, Q. Xiang, Z. Wen, H. Sukegawaa, T. Ohkubo, K. Hono, and S. Mitani, “Exceeding 400 % tunnel magnetoresistance at room temperature in epitaxial Fe/MgO/Fe(001) spin-valve-type magnetic tunnel junctions featured,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. **118**, p. 042411, 2021.
- [34] S. Yuasa, A. Fukushima, H. Kubota, Y. Suzuki, and K. Ando, “Giant tunneling magnetoresistance up to 410 % at room temperature in fully epitaxial Co/MgO/Co magnetic tunnel junctions with bcc Co(001) electrodes,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. **89**, p. 042505, 2006.
- [35] H. Liu, T. Kawami, K. Moges, T. Uemura, M. Yamamoto, F. Shi, and P. M. Voyles, “Influence of film composition in quaternary heusler alloy $Co_2(Mn,Fe)Si$ thin films on tunnelling magnetoresistance of $Co_2(Mn,Fe)Si/MgO$ -based magnetic tunnel junctions,” *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. **48**, p. 164001, 2015.
- [36] S. Ikeda, J. Hayakawa, Y. Ashizawa, Y. M. Lee, K. Miura, H. Hasegawa, M. Tsunoda, F. Matsukura, and H. Ohno, “Tunnel magnetoresistance of 604 % at 300K by

- suppression of ta diffusion in CoFeB/MgO/CoFeB pseudo-spin-valves annealed at high temperature,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. **93**, p. 082508, 2008.
- [37] S. Goel, L. Duc Anh, N. Thanh Tu, S. Ohya, and M. Tanaka, “In-plane to perpendicular magnetic anisotropy switching in heavily-Fe-doped ferromagnetic semiconductor (Ga,Fe)Sb with high curie temperature,” *Phys. Rev. Materials*, vol. **3**, p. 084417, 2019.
- [38] S. Haneda, M. Yamaura, Y. Takatani, K. Hara, S.-i. Harigae, and H. Munekata, “Preparation and characterization of Fe-Based III-V diluted magnetic semiconductor (Ga,Fe)As,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. **39**, pp. L9–L12, 2000.
- [39] B. Dieny, V. S. Speriosu, B. A. Gurney, S. S. P. Parkin, D. R. Wilhoit, K. P. Roche, S. Metin, D. T. Peterson, and S. Nadimi, “Spin-valve effect in soft ferromagnetic sandwiches,” *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. **93**, pp. 101–104, 1991.
- [40] T. Shinjo, *Nanomagnetism and Spintronics*, 1st ed. Elsevier, 2009.
- [41] Y. Guo, J.-Q. Lu, B.-L. Gu, and Y. Kawazoe, “Spin-resonant splitting in magnetically modulated semimagnetic semiconductor superlattices,” *Phys. Rev. B*, vol. **64**, p. 155312, 2001.
- [42] S. M. Mirzalian, A. A. Shokri, K. Mikaili Agah, and S. M. Elahi, “Angular dependent study on spin transport in magnetic semiconductor heterostructures with Dresselhaus spin–orbit interaction,” *Phys. E: Low dimens. Syst. and Nanostruct.*, vol. **73**, pp. 220–225, 2015.
- [43] M. Abramowitz and I. A. Stegun, *NIST Handbook of Mathematical Functions*, first of the dlmf ed. NIST and Cambridge University Press, 2010.
- [44] J.-D. Lu and Y.-B. Li, “Effect of in-plane magnetic field on spin polarization in the presence of the Dresselhaus spin–orbit effect,” *Superlattices Microstruct.*, vol. **48**, p. 517–522, 2010.
- [45] L. Jian-Duo, “Electron tunneling in a non-magnetic heterostructure in presence of both Dresselhaus and Rashba spin–orbit terms,” *Phys. E: Low dimens. Syst. and Nanostruct.*, vol. **43**, p. 142–145, 2010.

- [46] A. Slobodskyy, C. Gould, T. Slobodskyy, C. R. Becker, G. Schmidt, and L. W. Molenkamp, “Voltage-controlled spin selection in a magnetic resonant tunneling diode,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. **90**, p. 246601, 2003.
- [47] X. Zhang, B.-Z. Li, G. Sun, and F.-C. Pu, “Spin-polarized resonant tunneling and quantum-size effect in ferromagnetic tunnel junctions with double barriers subjected to an electric field,” *Phys. Lett. A*, vol. **245**, pp. 133–138, 1999.
- [48] C.-Z. Ye, R. Xue, Y.-H. Nie, and J.-Q. Liang, “Dresselhaus spin-orbit coupling induced spin-polarization and resonance-split n-well semiconductor superlattices,” *Phys. Lett. A*, vol. **373**, pp. 1290–1293, 2009.
- [49] M. Zenger, J. Moser, W. Wegscheider, and D. Weiss, “High-field magnetoresistance of Fe/GaAs/Fe tunnel junctions,” *J. Appl. Phys.*, vol. **96**, no. 4, p. 042505, 2004.
- [50] D. Chiba, N. Akiba, F. Matsukura, Y. Ohno, and H. Ohno, “Magnetoresistance effect and interlayer coupling of (Ga,Mn)As trilayer structures,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. **77**, no. 12, pp. 1873–1875, 2000.
- [51] D. Chiba, F. Matsukura, and H. Ohno, “Tunneling magnetoresistance in (Ga,Mn)As-based heterostructures with a GaAs barrier,” *Phys. E: Low dimens. Syst. and Nanostruct.*, vol. **21**, pp. 966–969, 2004.
- [52] A. A. Shokri, “Angular dependence of tunneling magnetoresistance in magnetic semiconductor heterostructures,” *Eur. Phys. J. B*, vol. **50**, pp. 475–481, 2006.
- [53] D. Chiba, Y. Sato, T. Kita, F. Matsukura, and H. Ohno, “Current-driven magnetization reversal in a ferromagnetic semiconductor (Ga,Mn)As/GaAs/(Ga,Mn)As tunnel junction,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 93, no. 21, pp. 216 602/1–4, Nov. 2004.
- [54] J. H. Davies, *The Physics of Low-Dimensional Semiconductors*, 1st ed. Cambridge University Press, 1998.
- [55] M. B. Stearns, “Simple explanation of tunneling spin-polarization of Fe, Co, Ni and its alloys,” *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. **5**, pp. 167–171, 1977.

-
- [56] N. N. Beletskii, G. P. Berman, S. A. Borysenko, S. A. Wolf, and V. M. Yakovenko, “Magnetoresistance of magnetic tunnel junctions with low barrier heights,” *J. Appl. Phys.*, vol. **101**, p. 074305, 2007.
- [57] H. Dakhlaoui, M. Nefzi, N. S. Al-Shameri, A. A. Suwaidan, H. Elmobkey, S. Alman-sour, and I. Alnaim, “Magnetic field effect on spin-polarized transport in asymmetric multibarrier based on InAs/GaAs/GaSb systems,” *Physica B Condens. Matter*, vol. **597**, p. 412403, 2020.
- [58] J. Fabian, A. Matos-Abiague, C. Ertler, P. Stano, and I. Žutić, “Semiconductor Spintronics,” *Acta Phys. Slovaca*, vol. **57**, no. 4, pp. 1–343, 2007.
- [59] A. J. Peter, “Electron-spin polarization in a non-magnetic heterostructure,” *Phys. Lett. A*, vol. **372**, pp. 5239–5242, 2008.
- [60] I. Vurgaftman and J. R. Meyer, “Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys,” *Appl. Phys. Rev.*, vol. **89**, no. 11, pp. 5815–5875, 2001.