

Transistores *Spintrônicos*: viabilidade da injeção de spin e da inserção de um *meio-metal* na base.

Ronaldo Rodrigues Pelá e Lara Kuhl Teles

Departamento de Física, Instituto Tecnológico de Aeronáutica, Comando-Geral de Tecnologia Aeroespacial – São José dos Campos, SP, Brasil

Resumo — O transistor bipolar magnético é estudado do ponto de vista teórico, abordando-se o efeito da injeção de uma corrente elétrons *spin*-polarizados no emissor. Examina-se também a proposta de inserção de um material *meio-metálico* na base de um transistor *spintrônico*. Nesse sentido, foram realizadas simulações das curvas características dos transistores e de alguns parâmetros relacionados com seu desempenho: fator de amplificação de corrente, ganho em malha aberta, parâmetros híbridos e frequência de corte. Foi constatado, de maneira geral, que a injeção de spin melhora o desempenho do transistor. Por outro lado, nas simulações feitas, observou-se que a inserção de um meio-metal na base, apesar de prejudicar algumas características do dispositivo, em especial o ganho de corrente, permite a obtenção de uma corrente *spin*-polarizada e a operação do dispositivo mesmo na ausência de campo magnético.

Palavras-chaves — *Spintrônica*, Transistor, *Spin*, Ebers-Moll, Transistor Bipolar Magnético, *Half-Metal*.

I. INTRODUÇÃO

Em 1959, numa palestra proferida em *California Institute of Technology – Caltech* por ocasião do encontro anual da *American Physical Society*, Feynman lançou alguns desafios tecnológicos para o público que o ouvia. Dentre suas propostas, Feynman estimulou o público de físicos e engenheiros a: produzir computadores com fios de largura menor que 100 átomos, construir uma máquina que pudesse manipular átomos um a um, fazer um microscópio capaz de visualizar átomos individualmente e inventar circuitos que utilizassem níveis quantizados de energia ou a interação de *spins*. Sua frase – “*There's plenty of room at the bottom*” – consagrou-se com sua intrigante proposta de armazenar a Enciclopédia Britânica numa cabeça de alfinete [1]-[2].

Neste meio século que se passou desde a data de 1959, o mundo presenciou uma verdadeira revolução da eletrônica, alcançada, principalmente, graças aos avanços na Física do Estado Sólido e na Engenharia de dispositivos. Ao longo deste meio século, assistimos, entre outros, ao surgimento dos dispositivos transistorizados, à crescente integração dos componentes em escalas cada vez menores, ao surgimento/aperfeiçoamento/miniatrização dos microprocessadores, à disseminação dos computadores pessoais.

Não obstante os tremendos avanços tecnológicos já ocorridos, ainda persiste a tendência de se aperfeiçoar tanto mais os dispositivos existentes. Para constatar isso, basta

observarmos a lei de *Moore* que, à época em que foi anunciada, previa que a cada 24 meses dobraria a quantidade de transistores nos processadores, mas ultimamente o período de duplicação parece estar diminuindo para algo em torno de 18 meses [3].

Entretanto, a cada avanço da tecnologia atual, novos desafios vão aparecendo. Quando os dispositivos ficam menores, precisam ter um meio mais eficiente de troca de calor ou, em contrapartida, diminuir a energia dissipada. Além disso, algumas aplicações da Eletrônica embarcada têm requerido dispositivos mais econômicos do ponto de vista da energia consumida, para que o tempo de vida útil das baterias possa ser alongado. Uma outra exigência é a diminuição do tempo de resposta dos dispositivos, para que o processamento de dados seja feito de maneira mais veloz. Nesse ponto, aparece uma nova Eletrônica – a *spin*-Eletrônica ou *Spintrônica* – que tem se proposto a responder a esses desafios de consumo de energia e tempo de processamento.

A *Spintrônica* poderia ser qualificada como uma Eletrônica baseada no *spin* do elétron, sendo uma área extremamente nova que surgiu na fronteira entre a Física e a Engenharia como um caminho promissor para a tão desejada computação quântica [4]. A *Spintrônica* lida com o controle de *spin* em metais ou em semicondutores magnéticos (i.e., semicondutores dopados com íons magnéticos, e.g., metais de transição) [5]. No entanto, comparativamente à *Spintrônica* baseada em metais, o uso de semicondutores se mostra mais próximo à Eletrônica moderna (que é solidamente baseada nesta classe de materiais) e mais versátil, pois permite ajustar densidade de portadores através da dopagem e alterar algumas propriedades através de voltagens de controle [6]. Espera-se que o controle de *spin* em semicondutores conduza avanços tecnológicos significativos, principalmente nas seguintes áreas: armazenamento e processamento de informações digitais, gravação e leitura magnéticas, e computação quântica [4]. Portanto, as potenciais aplicações incluem desde memórias não-voláteis até a computação quântica baseada no *spin* [7].

Enfatizamos, outrossim, a estreita ligação da *Spintrônica* e o setor de Defesa. Os dispositivos *spintrônicos* são promissores no aumento da velocidade de processamento e na diminuição da potência consumida, características bastante desejáveis para aplicações militares. Para corroborar tal assertiva, mencionamos, ainda, o notório interesse de organismos de defesa norte-americanos, como o *Department of Defense* (DOD), *Defense Advanced Research Projects Agency* (DARPA), em financiar e apoiar pesquisas na área de *Spintrônica* [8]-[10].

Recentemente, uma vasta classe de dispositivos spintrônicos têm sido propostos [11]-[19]. Entretanto as reais vantagens desses novos dispositivos, em comparação aos tradicionais, ainda não estão claramente estabelecidas. Portanto, é de fundamental importância um estudo deste tipo. Neste trabalho, dando seqüência à abordagem feita em [20], reestudamos o transistor bipolar magnético (MBT – *Magnetic Bipolar Transistor*) considerando a injeção de *spin* no emissor e no coletor. Estudamos também as vantagens e desvantagens da inserção de um *meio-metal* (HM – *half metal*) na base de um transistor transistor spintrônico.

II. MODELO DO MBT

O MBT admite um modelo equivalente ao de Ebers-Moll do transistor bipolar (BJT – *Bipolar Junction Transistor*) [21]. Neste modelo, as expressões das correntes de emissor e coletor precisam ser corrigidas como em (1)-(2). Estas equações abordam o caso em que apenas a base é dopada magneticamente e que apenas os elétrons da banda de condução são *spin*-polarizados.

$$I_E = I_F - \alpha_R I_R + I_{MF} - \alpha_T I_{MR}, \quad (1)$$

$$I_C = \alpha_F I_F - I_R + \alpha_T I_{MF} - I_{MR}, \quad (2)$$

em que, I_{MF} , I_{MR} representam, respectivamente, as correntes dos diodos base-emissor e base-coletor. As correntes I_{MF} e I_{MR} são correntes direta e reversa (nesta ordem), devido ao acoplamento *spin* carga.

$$I_F = I_{ES} (e^{V_{BE}/V_T} - 1), \quad (3)$$

$$I_R = I_{CS} (e^{V_{BC}/V_T} - 1). \quad (4)$$

$$I_{MF} = I_{MS} (\delta\alpha_{EB}) \alpha_{oB} e^{V_{BE}/V_T}, \quad (5)$$

$$I_{MR} = I_{MS} (\delta\alpha_{CB}) \alpha_{oB} e^{V_{BC}/V_T}. \quad (6)$$

Em (3)-(6), o subscrito S (qualificativo de uma corrente) designa que se trata de uma corrente de saturação, e $V_T = k_B T / e$ é a chamada “tensão térmica”. O modelo de Ebers-Moll generalizado aparece esquematizado na Fig. 1. Neste modelo do MBT, um campo magnético B , aplicado externamente, é que permite o aparecimento das características spintrônicas, através do efeito *Zeeman*.

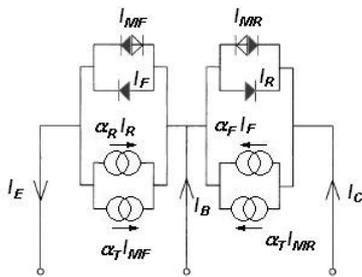


Fig. 1: Circuito Ebers-Moll equivalente para o MBT (transistor npn).

A. Injeção de *spin*

A injeção de elétrons *spin*-polarizados pode ser quantificada através do parâmetro de polarização α [22]-[23], dado por $\alpha = (n_\uparrow - n_\downarrow) / (n_\uparrow + n_\downarrow)$, sendo n_λ a concentração de

elétrons com *spin* do tipo λ . No caso transistor simulado, em que nem o emissor nem o coletor são dopados magneticamente, pode-se demonstrar que a quantidade de *spins* injetados $\delta s_{inj} = n_\uparrow - n_\downarrow$ no emissor e coletor será, nesta ordem, igual a $N_{dE} \delta\alpha_E$ e $N_{dC} \delta\alpha_C$, onde $\delta\alpha_E$ e $\delta\alpha_C$ representam a polarização de *spin* em excesso do equilíbrio para o caso do emissor e do coletor, respectivamente, e N_{dR} é a concentração de impurezas doadoras na região R . Porém, como $\delta\alpha$ é um parâmetro em módulo menor ou igual a 1, podemos concluir que a quantidade de *spins* possível de ser injetada no emissor é muito maior do que no coletor, pois $N_{dE} \gg N_{dC}$. Por isso, em nossas simulações consideramos apenas *spins* injetados no emissor.

B. Inserção de um meio-metal na base

A classe de materiais *meio-metais* (HM) é abordada na referência [24]. Em geral, um HM é um material que se comporta como um condutor para elétrons de determinado *spin*, mas como um semiconductor para elétrons de *spin* contrário.

A inserção de um *meio-metal* na base do transistor impede-nos de continuar utilizar o conjunto de equações já deduzidas para o MBT. A junção obtida passa a ser uma heteroestrutura, que denominaremos *Half-Metal Base Transistor* (HMBT) (Fig. 2a).

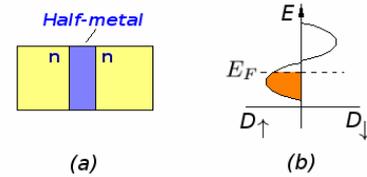


Fig. 2: (a) Transistor HMBT e (b) tipo de HM considerado em nossa análise.

Antes, porém, de procedermos ao modelo do HMBT, analisamos uma heterojunção do tipo Semiconductor (SM)/ (HM). Salientamos que não encontramos na literatura nenhum trabalho que aborde teoricamente uma junção SM/HM, o que qualifica nosso trabalho como inovador. Existe em [25] uma proposta de transistor feito exclusivamente com HM, mas não é esse o nosso caso.

Para tratar da junção SM/HM, separamos a corrente em duas componentes: uma devido a elétrons \uparrow e outra devido a elétrons \downarrow . Por convenção, os elétrons de *spin* \uparrow são aqueles com maior densidade de estados no HM para energias menores que o nível de Fermi (E_F). Supomos um HM com densidade de estados dada pela Fig.2b, já que esta é uma possibilidade válida dentro da classe dos materiais HM [24]. Notamos que o HM, para *spin* \uparrow tem características metálicas, enquanto para *spin* \downarrow , apresenta características de semiconductor.

Assim sendo, na junção SM/HM proposta, assumimos que elétrons \uparrow “enxergam” uma heterojunção SM/Metal e, os elétrons \downarrow “enxergam” uma heterojunção SM/SM. Por isso, a corrente I_\uparrow devida a elétrons \uparrow é dada pela expressão de uma barreira Schottky [26]:

$$I_\uparrow = \frac{1}{2} AA^* T^2 e^{-\phi/V_T} (e^{V/V_T} - 1), \quad (7)$$

seguindo a mesma convenção dada em [26]. O fator de 1/2 que aparece acima se justifica por estarmos considerando apenas a contribuição dos elétrons \uparrow , enquanto na dedução de [26], considera-se igual contribuição de elétrons \uparrow e \downarrow . No caso da corrente I_{\uparrow} , a expressão é dada em [27]:

$$I_{\uparrow} = A \frac{J_{s1} J_{s2} \sinh(V/2V_T)}{J_{s1} e^{V/2V_T} + J_{s2} e^{-V/2V_T}}, \quad (8)$$

seguindo também a mesma convenção de [27]. A partir de (7)-(8), deduzidas para uma junção SM/HM, podemos compreender como funciona um HMBT. A corrente de emissor é dada exatamente por (7)-(8), substituindo ϕ por ϕ_{BE} , V por V_{BE} , J_{s1} por J_{sB} e J_{s2} por J_{sE} . Já as equações para a corrente de coletor são mais complicadas e precisam incorporar alguns termos ainda não mencionados [28]: $I_{C\uparrow} = \alpha_{T\uparrow} I_{E\uparrow}$ e $I_{C\downarrow} = \alpha_{T\downarrow} I_{E\downarrow}$, sendo $\alpha_{T\downarrow}$ um fator que mede o acoplamento da corrente de coletor com a corrente de emissor (para o *spin* λ).

III. SIMULAÇÕES E RESULTADOS

As simulações foram feitas no *software* MATLAB v.6.5. Desenvolvemos o código e utilizamos o *software* para gerar as curvas desejadas.

A. MBT com injeção de spin

Simulamos um MBT tipo *npn* e respeitamos as considerações já assumidas anteriormente: apenas a base (região *p*) é dopada magneticamente e somente os elétrons da banda de condução são *spin*-polarizados. Consideramos também que não são injetados *spins* nem no emissor, nem no coletor. Buscamos realizar as simulações usando parâmetros característicos com valores próximos dos do Silício [26],[29]-[30]: concentração intrínseca $n_i = 1,45 \times 10^{16} m^{-3}$; permissividade relativa $\epsilon_r = 11,9$; temperatura absoluta $T = 300K$; área da junção $A = 10^{-7} m^2$; densidade de impurezas aceitadoras na base $N_{AB} = 10^{22} m^{-3}$, doadoras no emissor $N_{dE} = 10^{23} m^{-3}$ e no coletor, $N_{dC} = 10^{21} m^{-3}$.

A concentração de impurezas magnéticas é considerada no fator de Landé g acarretado por estas. Preferimos, então, realizar as simulações com $g = 2000$ para diferenciar, da forma mais clara possível, o comportamento de dispositivos magnéticos frente aos comuns, mesmo que para isso, tenhamos que fazer uso de um g ainda não constatado na prática.

B. HMBT

Estudamos um HMBT formado pela junção dos seguintes materiais AlN/AlMnN/GaN.

O emissor é feito de AlN, dopado com impurezas doadoras (*n*-AlN); a base de AlMnN; e o coletor de GaN também dopado com impurezas doadoras.

Na Fig. 3, apresentamos o Diagrama de energia para o AlN e o GaN. Os dados foram obtidos de [31]-[32]. Admitimos uma dopagem de $N_{dE} = N_{dC} = 10^{23} m^{-3}$, cujo efeito é obrigar o nível de Fermi distar de $0,2eV$ e $0,1eV$ do mínimo da Banda de Condução.

No caso do AlMnN, não obtivemos dados tão precisos na literatura. O que fizemos foi adaptar alguns dados de [33]-[35] para completar o cenário que faltava à simulação do dispositivo.

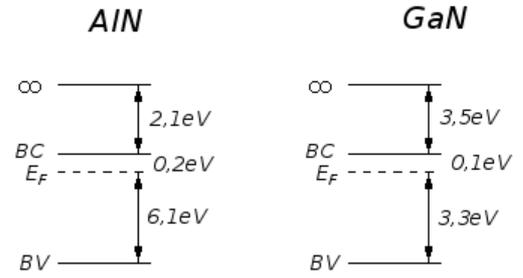


Fig. 3: Diagrama de energia para os materiais AlN e GaN.

IV. CURVAS CARACTERÍSTICAS

A. MBT com injeção de spin

Fizemos algumas simulações iniciais nas quais o MBT se mostrou indiferente à injeção de *spins*. Verificamos que isso havia ocorrido por estarmos admitindo um comprimento do emissor muito maior que o comprimento de difusão de *spin*. Tivemos, então, a idéia de diminuir o comprimento do emissor de modo a ser bem menor que o comprimento L_E de difusão de *spins*. Porém, o efeito colateral de se reduzir L_E é diminuir o ganho de corrente β . Para compensar este problema, reduzimos L_B . Escolhemos: $L_E = 4 \mu m$ e $L_B = 1 \mu m$.

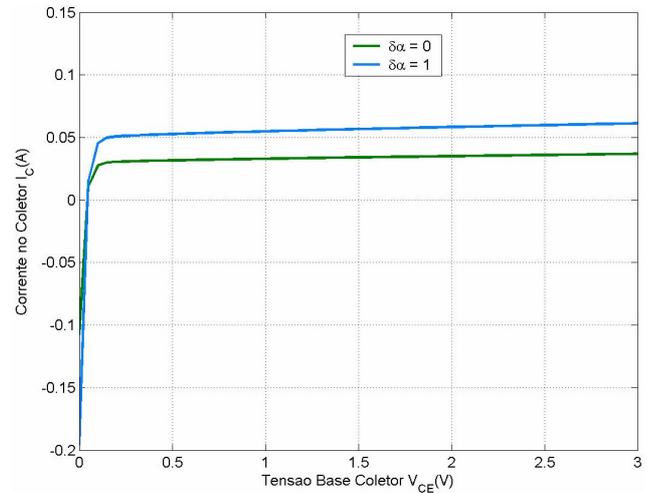


Fig. 4: Curva característica da Corrente no Coletor ($V_{BE} = 0,60V$ e $B = 0,5T$).

Observamos que a curva de I_B vs V_{BE} é praticamente indiferente às variações de campo magnético e de injeção de *spin*, resultado coerente com o obtido mesmo na ausência de injeção de *spin* [20]. Por isso, omitimos esta curva característica. Já a curva de I_C (Fig.4) é bastante sensível à injeção de *spin*: o patamar de I_C praticamente dobrou com a injeção de *spin*, sendo este efeito também verificado na corrente *spin*-voltaica.

B. HMBT

Apresentamos na Fig. 5 a curva da corrente de base. A primeira constatação que fazemos é que é necessário uma tensão V_{BE} maior para levar o transistor à condução do que

um transistor comum de Si , e este resultado se deve ao fato dos semicondutores usados terem estruturas de bandas diferentes. Além disso, como era de se esperar, a dependência de I_B é bastante acentuada em relação a V_{BE} , mas é bem reduzida em relação a V_{CE} .

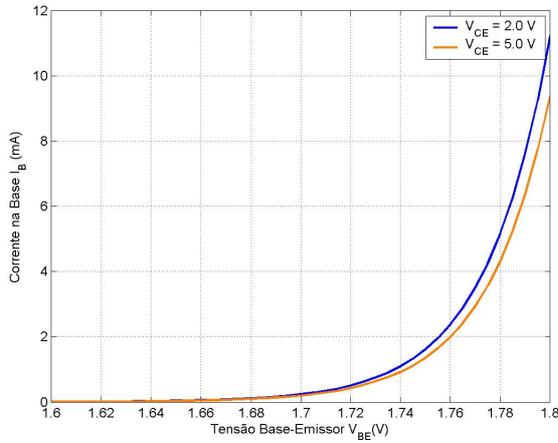


Fig. 5: Curva característica da Corrente na Base do HMBT.

Na Fig. 6, apresentamos a curva de I_C em função de V_{CE} . Notamos que, para V_{CE} maior que um certo limiar, a corrente no coletor é praticamente independente da tensão V_{CE} e é controlada unicamente pela corrente de base, resultado esse que já era esperado. O inconveniente do HMBT é que o ganho de corrente é baixo (cerca de $I_C / I_B \approx 4$).

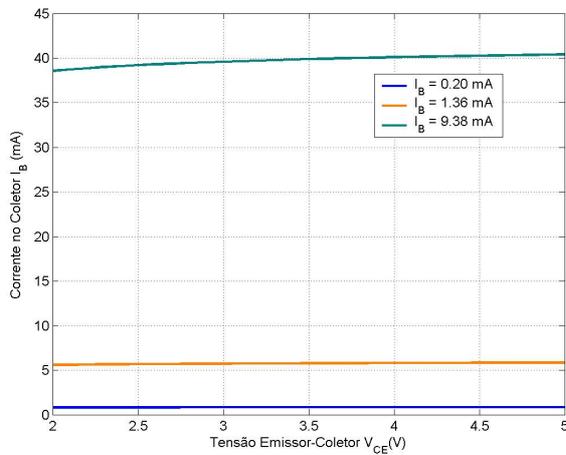


Fig. 6: Curva característica da Corrente no Coletor (HMBT).

Por fim, notamos que I_B é dominada quase que 100% por elétrons \uparrow , com polarização maior que $1-10^{-4}$. Esse fato é bastante vantajoso, pois permite que o dispositivo seja empregado na geração de correntes $spin$ -polarizadas, na amplificação ou na detecção da predominância de $spin$ dos portadores.

V. PARÂMETROS DE DESEMPENHO

A. Fator de amplificação de corrente (FAC)

Apresentamos na Fig. 7 a curva de β em função do campo B . Notamos que a injeção de $spin$ atua no sentido de aumentar o fator β em cerca de 70%, resultado que qualitativamente concorda com a Fig. 4.

No caso do HMBT, apresentamos a dependência de β em relação às tensões de polarização na Fig. 8. Confirmamos, como já havia sido apontado antes, que o FAC do HMBT é baixo ($\beta \approx 4$). Essa seria uma desvantagem considerável do HMBT em relação ao MBT ou ao transistor BJT comum.

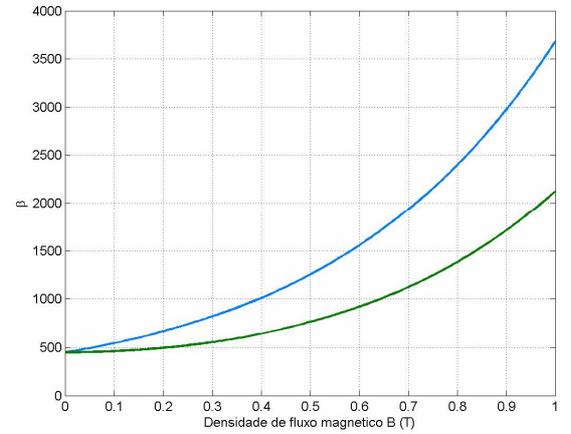


Fig. 7: Dependência de β em relação ao campo magnético, considerando a ausência e a presença de $spins$ injetados.

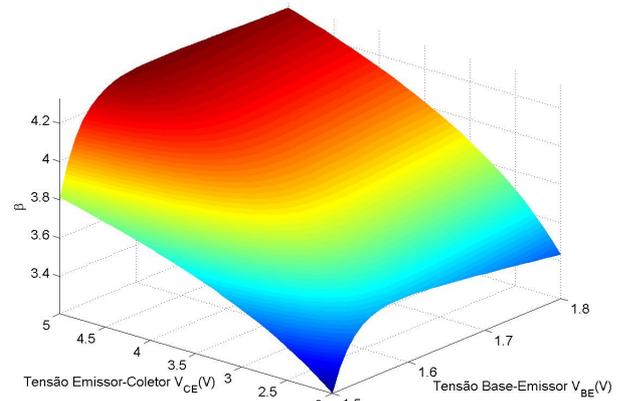


Fig. 8: Dependência de β em relação às tensões de polarização (HMBT).

B. Ganho em Malha Aberta (GMA)

Seguimos o procedimento descrito em [20]. No caso do MBT, obtivemos um ganho de $G = -130$ sem injeção de $spin$, e de $G = -208$ com injeção de $spin$ ($\delta\alpha=1$). Notamos que a injeção de $spin$ enriqueceu em 170% o GMA.

No caso do HMBT, obtivemos um ganho de $G = -224$. Notamos que, apesar de o HMBT possuir um β baixo, o GMA é elevado. Essa aparente contradição pode ser esclarecida através da análise linear: $G = R_C I_B / V_T$. Para o HMBT possuir um ganho tão elevado, ele faz uso de uma corrente I_B elevada, algo que, de todo, não é desejável.

C. Parâmetros Híbridos

Na Tabela I, apresentamos um cenário comparativo para os parâmetros híbridos do MBT e do HMBT. Notamos, no caso do MBT, que a injeção de $spin$ favorece o ganho em detrimento da impedância do coletor. Já o HMBT apresenta um ganho h_{fe} baixo e uma impedância h_{ie} também baixa; porém a impedância do coletor h_{oe} é razoável.

TABELA I COMPARAÇÃO DOS PARÂMETROS HÍBRIDOS.

Parâmetro	MBT ($\delta\alpha=0$)	MBT ($\delta\alpha=1$)	HMBT
h_{ie} (k Ω)	0,59	0,59	0,019
h_{re} (10^{-3})	2	2	1
h_{fe} (10^3)	0,78	1,25	0,004
h_{oe} (k Ω)	0,31	0,20	1,1

D. Frequência de Corte

Na Tabela II, apresentamos o resultado da frequência de corte do MBT e do HMBT. Notamos que os resultados são bastante favoráveis, pois, os valores obtidos são elevados se comparados aos de [20].

TABELA II FREQUÊNCIA DE CORTE PARA O BJT E O MBT.

	MBT ($\delta\alpha=0$)	MBT ($\delta\alpha=1$)	HMBT
f_T (MHz)	514	502	390

VI. CONCLUSÕES

Podemos, sucintamente, levantar as seguintes conclusões:

- A injeção de *spins* é muito mais vantajosa se feita no emissor do que no coletor, justamente porque $N_{dC} \ll N_{dE}$.
- Para que a injeção de *spin* produza algum significado considerável, é necessário que o comprimento do emissor seja pequeno, comparativamente ao comprimento de difusão de *spins*. Nesse caso, pode-se até dobrar a corrente I_C corrente em função da injeção de *spins*. Observação semelhante vale para o FAC. Notamos, também, que o GMA foi melhorado com a injeção de *spin*. A contrapartida é que a impedância de coletor fica drasticamente reduzida, por conta do estreitamento base (feita em consequência da diminuição do comprimento do emissor). Por outro lado, esse mesmo estreitamento acarreta a elevação na frequência de corte.
- A inserção de um HM na base de um MBT é uma proposta ainda inexplorada na literatura.
- O HMBT estudado apresentou uma tensão V_{BE} de condução maior que a dos outros transistores. O FAC no HMBT é significativamente mais baixo que nos outros transistores. Por outro lado, o GMA obtido para o HMBT é semelhante ao do BJT e do MBT. Entretanto, o HMBT drena maior corrente I_B , o que não é inteiramente desejável.
- No caso dos PH, notamos uma piora dos mesmos para o HMBT, com exceção de h_{re} , que se manteve adequado, e de h_{oe} , que se manteve ainda num nível aceitável. Todavia, a frequência de corte obtida para o HMBT foi elevada.
- Por fim, no caso do HMBT, não é necessário aplicar um campo B externamente para obter uma corrente *spin*-polarizada, algo que é necessário no caso do MBT. Além disso, outras tarefas que no MBT exigem a aplicação do campo B (e.g., sensoriamento do *spin* dos portadores), no caso do HMBT não é necessário.

VII. AGRADECIMENTOS

Os autores agradecem à FAPESP pelo apoio concedido.

REFERÊNCIAS

- [1]. Feymann talk. Consultado em 30/04/2007. [Online]. Disponível em:

<http://www.zyvex.com/nanotech/feynman.html>

- [2]. S. A. Wolf and D. Tregger, *Spintronics: A new paradigm for electronics for the new millennium*, IEEE Trans. on Magnetic, vol. 36, no. 5, Sept. 2000.
- [3]. P. Steve, *Silicon-based spintronics*, Nature, vol.3, pp.203-204, Apr.2004.
- [4]. Zutic, I., Fabian, J., Sarma, S., *Theory of spin-polarized bipolar transport in magnetic p-n junctions*. Physical Review B, Vol.66, 165301, Outubro 2002.
- [5]. Ivanov, V. A. et al. *Spintronics and spintronics materials*. Russian Chemical Bulletin, Vol.53, N.11, pp.2357-2405, Novembro 2004.
- [6]. Saikin, S., Pershin, Y.V., Privman, V., *IEE Proc.-Circuits Devices Syst.* 152,366/2005.
- [7]. Zutic, I., Fabian, J., Sarma, S. *Theory of magnetic bipolar transistors*. Cond-mat, Vol.1, 0211639, pp. 1-5, Novembro 2002.
- [8]. *Introduction to Spintronics and Quantum Computation*. Consultado em 08/11/2006. [Online]. Disponível em: <http://www.physics.umd.edu/rgroups/spin/intro.html>.
- [9]. *WTEC Workshop on Spin Electronics*. Consultado em 30/07/2007. [Online]. Disponível em: <http://www.wtec.org/spin/views/index.htm>.
- [10]. *Spintronics: a revolution os data storage*. Consultado em 30/07/2007. [Online]. Disponível em: <http://www.tmcnet.com/usubmit/2007/07/22/2802642.htm>.
- [11]. Flatte et al. *Theory of semiconductor magnetic bipolar transistors*. Applied Physics Letters, Vol.82, pp. 4740-4742, 2003.
- [12]. Datta, S. , Das, B. *Electronic analog of the electro-optic modulator*. Applied Physics Letters, Vol.56, pp. 665-667, 1990.
- [13]. Schliemann, J., Egues, J. C., Loss, D. *Nonballistic spin-field-effect transistor*. Physical Review Letters, Vol.90, pp.146801/1-4, 2003.
- [14]. Egues, J.C., Burkard, G., Loss, D. *Datta-Das transistor with enhanced spin control*. Applied Physics Letters, Vol.82, pp. 2658-2660, 2003.
- [15]. Bandyopadhyay, S., Cahay, M., *Proposal for a spintronic femto-Tesla magnetic field sensor*. Physica E, Vol.27, pp. 98-103,2005.
- [16]. Wang, B. , Wang, J., Guo, H. *Quantum spin field effect transistor*. Physics Review B, Cond. Mat. Mater. Phys., Vol.67, pp.092408/1-4., 2003.
- [17]. Vrijen, R. et al, *Electron-spin resonance transistors for quantum computing in silicon-germanium heterostructures*. Physics Review A, Vol.62, pp. 012306/1-10, 2000.
- [18]. Osipov, V.V., Bratkovsky, A.M. *A class of spin injection-precession ultrafast nanodevices*. Applied Physics Letters, Vol.84, pp. 2118-2120, 200.
- [19]. D'Yakunov, M., *Spintronics?*, in Luruy, S., Xu, J., Zaslavsky, A. (Eds.), *Future trends in microelectronics: the nano, the giga and the ultra*. Wiley - IEEE Press, 2004.
- [20]. 23-R. R. Pelá, L. K. Teles. *Transistor Spintrônico: um dispositivo promissor*. GE-050. VIII SIGE, Novembro 2006.
- [21]. Zutic, I., Fabian, J., Sarma, *The Ebers-Moll model for magnetic bipolar transistors*. Applied Physics Letters, Vol.86, 133506, Ano 2005.
- [22]. Zutic, I., Fabian, J., *Spin-polarized current amplification and spin injection in magnetic bipolar transistors*, Phys.RevB, V69, 115315, Mar 2004.
- [23]. B. T. Jonker, S. C. Erwin, A. Petrou, and A. G. Petukhov, *Electrical spin injection and transport in semiconductor spintronic devices*, Nature *MRS Bull.*, Oct. 2003.
- [24]. J. M. D. Coey and S. Sanvito, *Magnetic semiconductors and half-metals*, J. Phys. D: Appl.Phys., vol. 37, 2004.
- [25]. A. V. Khvalkovskii, A. S. Mischenko, and A. K. Zvezdin, *Volt-ampere characteristics of spin half-metallic transistor*, J. of Magn. and Magn. Materials, vol. 258-259, no. 84-86, 2003.
- [26]. Sze, S.M. (1981), *Physics of Semiconductor Devices - 2nd Edition*. Wiley: Nova York.
- [27]. X.-L. Tang et al, *A novel spin-polarized transport effect based on double-schottky barrier*, Phys. E, vol. 31, 2006.
- [28]. K. K. Ng, *Complete Guide to Semiconductor Devices*. McGraw-Hill.
- [29]. Rezende, S.M. (2004), *Materiais e Dispositivos Eletrônicos-2ª Edição*. Editora Livraria da Física: São Paulo.
- [30]. Zutic, I., Fabian, J., Sarma, S. *Magnetic bipolar transistor*. Applied Physics Letters, Vol.84, N.1, pp. 85-87, Janeiro 2004.
- [31]. C. I. Wu, A. Kahna, E. S. Hellman, and D. N. E. Buchanan, *Electron aninity at aluminum nitride surfaces*, Appl.Phys.Lett., vol.73, no.10, Sept. 1998.
- [32]. C. I. Wu, A. Kahna, N. Taskar, D. Dorman, and D. Gallagher, *GaN (0001)-(1x1) surfaces: Composition and electronic properties*, J. Appl. Phys., vol. 83, no. 8, Apr. 1998.
- [33]. M. R. Pederson, F. Reuse, and S. N. Khanna, *Magnetic transition in Mn (n=2-8) clusters*, Phys. Rev. B, vol. 58, no. 9, Sept. 1998.
- [34]. T. Adam, J. Kolodzey, C. P. Swann, M. W. Tsao, and J. F. Rabolt, *The electrical properties of MIS capacitors with ALN gate dielectrics*, Appl. Sc. Surf., vol. 175-176, 2001.
- [35]. E. F. Schuberta, I. D. Goepfert, W. Grieshaber, and J. M. Redwing, *Optical properties of Si-doped GaN*, Appl.Phys. Lett., vol. 81, no.7, Aug. 1997.