

SCHEMA DI SINCRONIZZAZIONE DI DISPOSITIVI MTJ A TRE TERMINALI

Mario Carpentieri¹, Riccardo Tomasello², Bruno Azzerboni³, Giovanni Finocchio³

¹Dipartimento di Ingegneria Elettrica ed Informatica, Politecnico di Bari, Via E. Orabona 4, Bari,
e-mail mario.carpentieri@poliba.it

²Dipartimento di Informatica, Modellistica, Elettronica e Sistemistica, Università della Calabria, Via P. Bucci, Rende

³Dipartimento di Ingegneria Elettronica, Chimica ed Ingegneria Industriale, Università di Messina, C.da di Dio, Messina

Parole chiave: *sincronizzazione, effetto spin-Hall, injection locking, rilevatore a microonde*

Recenti studi sperimentali riguardanti l'inversione della magnetizzazione [1] ed il movimento di pareti magnetiche [2] indotti da una corrente in-piano che fluisce in una struttura multistrato (metallo pesante/ferromagnete/ossido/ferromagnete), hanno attirato un interesse crescente sulle interazioni momento di spin-momento orbitale (SOT) derivanti dall'effetto spin-Hall (SHE) [3]. In particolare, nella progettazione delle nuove generazioni di dispositivi spintronici, assieme ai vantaggi di usare lo SOT e lo SHE (iniezione di spin senza la presenza di un polarizzatore ferromagnetico), sarà essenziale includere lo "spin-transfer torque" (STT) derivante da correnti spin-polarizzate, in modo da migliorare l'efficienza e le proprietà dinamiche di tali dispositivi. In questo lavoro viene analizzato un dispositivo a tre terminali che accoppia la spintronica con la spin-orbitronica [4] ed è stato effettuato uno studio micromagnetico e sistematico delle proprietà delle oscillazioni alla frequenza della microonde generate dallo SHE. Il dispositivo a tre terminali è costituito da una giunzione ad effetto Tunnel (MTJ) come in Fig. 1a (spessori in nm) [4]. Il vantaggio principale nell'utilizzare questo sistema è la possibilità di controllare l'iniezione di due correnti: la corrente in-piano J_{Ta} attraverso il Ta e quella perpendicolare J_{MTJ} che fluisce nell'MTJ, ottenendo un ulteriore grado di libertà nel controllo delle dinamiche della magnetizzazione. Il risultato principale di questo lavoro concerne uno schema di sincronizzazione che può essere usato sia per migliorare le proprietà degli oscillatori (linewidth e potenza di uscita), sia per incrementare la sensibilità di rilevatori risonanti a microonde. Per le simulazioni micromagnetiche sono stati usati i parametri magnetici e geometrici come in [5] (parametri che ottimizzano la risposta dinamica dell'oscillatore). Il campo magnetico esterno è $H_{ext}=30$ mT inclinato di $\phi=30^\circ$ rispetto l'asse x mentre la corrente applicata è $J_{Ta}=-2.13 \times 10^8$ A/cm², che serve per generare oscillazioni persistenti della magnetizzazione. Le simulazioni micromagnetiche sono basate sulla soluzione numerica dell'equazione di Landau-Lifshitz-Gilbert-Slonczewski ed è stato utilizzato un codice micromagnetico di simulazione sviluppato dallo stesso gruppo di ricerca [6]. Una delle più importanti proprietà degli oscillatori spin-torque è la possibilità di controllare la frequenza di auto-oscillazione tramite il fenomeno di injection locking [7], facendo scorrere una corrente alla microonde attraverso lo stesso terminale di quella continua [8]. Qui invece l'auto-oscillazione è attivata dalla J_{Ta} , mentre l'injection locking è dovuto a $J_{MTJ,rf} = J_{MAX} \sin(2\pi f_{rf} t)$ applicata al terzo terminale. In altre parole, questo sistema consente di separare elettricamente le due sorgenti di corrente. Le proprietà di locking sono state studiate variando l'ampiezza J_{MAX} della corrente da 1 a 4.2×10^6 A/cm² a $T=0$ K e fino a 8×10^6 A/cm² per $T=300$ K e la frequenza f_{rf} da 3.0 GHz a 8.0 GHz (Fig. 1b). Per densità di correnti fino a 4.2×10^6 A/cm² la risposta è qualitativamente la stessa, la banda di locking Δ aumenta linearmente con J_{MAX} . La presenza della temperatura impone una corrente più alta per avere lo stesso Δ . Nessuna differenza qualitativa è osservata variando le dimensioni dell'MTJ (310×100 nm² e 290×100 nm²). I risultati predicono regioni di locking comparabili o perfino più grandi di quelle sperimentali.

Nella regione di sincronizzazione, dove la resistenza r oscilla alla stessa frequenza ω_S della sorgente a microonde, il segnale può essere scritto come $r = R_{<M>,S} + \Delta R_S \sin(\omega_S + \phi_S)$, essendo ΔR_S e $R_{<M>,S}$ l'ampiezza del segnale magnetoresistivo ed il suo valor medio rispettivamente. ϕ_S è la fase intrinseca dello stato sincronizzato. La tensione v_0 in uscita dall'MTJ è:

$$v_0 = R_{<M>S} I_{MAX} \sin(\omega_S t) + \frac{\Delta R_S I_{MAX}}{2} (\cos(\phi_S) - \cos(2\omega_S t + \phi_S)), \text{ dove } I_{MAX} = S J_{MAX} \text{ (S è la sezione dell'MTJ)}.$$

Assieme ai segnali a microonde a $2\omega_S$ e ω_S che servono per progettare gli oscillatori a microonde, una componente continua $0.5 \Delta R_S I_{MAX} \cos(\phi_S)$ è anche presente (mostrata in Fig. 1c in funzione di f_{rf} per $J_{MAX} = 2 \times 10^6 \text{ A/cm}^2$). Una tensione massima di 80 mV è ottenuta all'interno di Δ . La predizione di una tensione così alta è molto promettente per la realizzazione di una nuova generazione di rilevatori a microonde ad elevata sensibilità. I risultati appena descritti stanno alla base dello schema di sincronizzazione che verrà ora discusso, comprendente tre MTJ aventi differenti dimensioni della sezione (MTJ₁(310x100 nm²), MTJ₂(300x100 nm²) ed MTJ₃(290x100 nm²)). In Fig. 1d è illustrato lo schema, che, data l'elevata scalabilità, può essere facilmente esteso ad N oscillatori. Per un valore fissato di J_{Ta} , il range di locking per i tre MTJ è dello stesso ordine, ma centrato a differenti frequenze. La precessione della magnetizzazione è eccitata tramite lo SHE in tutti gli elementi MTJ. La sincronizzazione è ottenuta mediante una tensione a microonde $V_{rf} = V_M \sin(\omega_S t)$ applicata al terzo terminale. Il segnale di uscita è misurato su R_0 . Per N MTJ sincronizzati alla frequenza ω_S la conduttanza totale è data da: $G_T = \sum_{i=1 \dots N} G_{<M>i} + \sum_{i=1 \dots N} \Delta G_i \sin(\omega_S t + \phi_i)$, dove $G_{<M>i}$ è la conduttanza

media, ΔG_i e ϕ_i sono rispettivamente l'ampiezza e la fase intrinseca dell'oscillazione per l'i-MTJ. Il circuito elettrico include anche due filtri con lo scopo di utilizzare lo schema di sincronizzazione sia per aumentare la potenza in uscita a $2\omega_S$ sia la tensione continua nel funzionamento da rilevatore alle microonde. Nel caso di filtri passa-banda, Z_0 e Z_1 sono costituite da un condensatore ed un induttore connessi in serie, dove $L_0 C_0 = \frac{1}{4\omega_S^2}$, $L_1 C_1 = \frac{1}{\omega_S^2}$. In tal modo la tensione v_0 misurata su R_0 è:

$$v_0 = R_0 i_0 = \frac{R_0 V_M}{2} \sum_{i=1 \dots N} \Delta G_i \cos(2\omega_S t + \phi_i). \text{ Quando i valori di } \phi_i \text{ sono gli stessi (o inferiori a } 10^\circ), v_0 \text{ è approssimativamente la somma dei segnali degli MTJ: } v_0 \approx 0.5 R_0 V_M \cos(2\omega_S t + \phi_S) \sum_{i=1 \dots N} \Delta G_i.$$

Se Z_0 è un filtro passa basso (condensatore) e Z_1 è un filtro passa alto (induttore), la tensione misurata su R_0 è: $v_0 = -\frac{R_0 V_M}{2} \sum_{i=1 \dots N} \Delta G_i \cos(\phi_i)$. L'andamento della tensione di uscita v_0 evidenzia come lo schema di sincronizzazione proposto porta o ad un miglioramento delle proprietà dinamiche (per esempio la potenza) se usato come oscillatore, o ad un incremento della sensibilità (rapporto tra la tensione continua e la potenza del segnale a microonde) quando utilizzato come rilevatore a microonde.

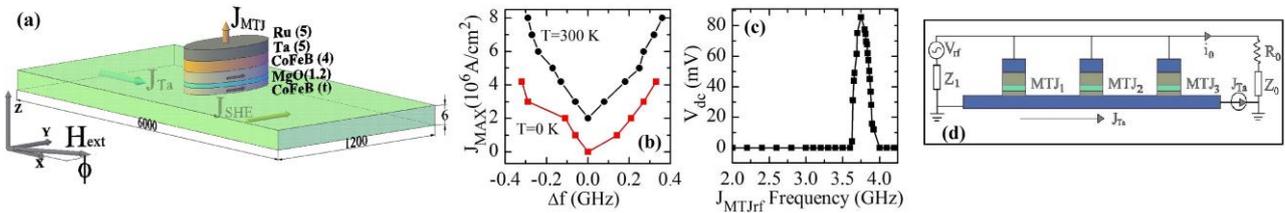


Fig. 1: (a) Dispositivo a tre terminali studiato. (b) Regioni di locking a T=0 K (curva rossa) e T=300 K (curva nera). (c) tensione continua ai capi dell'MTJ quando $J_{MAX} = 2 \times 10^6 \text{ A/cm}^2$. (d) schema di sincronizzazione proposto.

BIBLIOGRAFIA

- [1] I. M. Miron, K. Garello, G. Gaudin, P-J. Zermatten, M. V. Costache, et al., *Nature* 476, 189-193, (2011).
- [2] S. Emori, U. Bauer, S.-M. Ahn, E. Martinez, G. S. D. Beach, *Nat. Mat.* 12, 611-616 (2013)
- [3] K. Garello, I. M. Miron, C. O. Avci, F. Freimuth, Y. Mokrousov et al. *Nat. Nano.* 8, 587-593 (2013).
- [4] L. Liu, C-F. Pai, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman, *Phys. Rev. Lett.* 109, 186602 (2012).
- [5] R. Tomasello, M. Carpentieri, and G. Finocchio, *Appl. Phys. Lett.* 103, p. 252408 (2013).
- [6] L. Lopez-Diaz, D. Aurelio, L. Torres, E. Martinez, M.A. Hernandez Lopez et al. *J. Phys. D* 45, 323001 (2012).
- [7] M. Carpentieri, G. Finocchio, B. Azzarboni, L. Torres, *Phys. Rev. B* 82, 094434 (2010).
- [8] M. Carpentieri, T. Moriyama, B. Azzarboni, and G. Finocchio, *Appl. Phys. Lett.* 102, 102413 (2013).