高次の磁気異方性を有する自由層の磁化反転特性

松本利映 *, 荒井礼子 **,*, 湯浅新治 *, 今村裕志 *
(* 産総研, **JST さきがけ)

Magnetization switching property in a free layer having higher-order magnetic anisotropy

R. Matsumoto*, H. Arai**,*, S. Yuasa*, and H. Imamura*
(*AIST, **JST-PRESTO)

1　はじめに

CPU の SRAM や DRAM を置き換えるための STT-MRAM を開発するためには, その熱耐性 (Δ_0) を 60 以上に保持しつつスピントランスファー・トルク磁化反転の閾値電流密度 ($J_{\rm sw}$) を 1 MA/cm^2 以下に低減させることが求められる. 最近我々は, 等しい熱耐性 Δ_0(=60) で比較した場合, コーン磁化の自由層 (c-FL) は従来の垂直磁化の自由層より閾値電流密度は 22% 小さく磁化反転時間は 56% 短くなることなど, c-FL の優位性を理論的に明らかにしてきた [1,2]. コーン磁化とは, 低次の磁気異方性 (その定数を $K_{\rm u1,eff}$ と呼び, 反磁場エネルギーを含めたものとする) と高次の磁気異方性 (その定数を $K_{\rm u2}$ と呼ぶ) の競合で発現する磁化状態で, その磁化は面内方向と面直方向の間の方向を向く. コーン磁化にならずとも $K_{\rm u2}$ は $J_{\rm sw}$ 低減に有利であると考えられる. 本研究では, $K_{\rm u2}$ を有する自由層を利用した STT-MRAM 素子の Δ_0 と $J_{\rm sw}$ を解析的に計算し, その効果を調べた.

2　結果および考察

本研究で考慮する STT-MRAM 素子を図 1(a) に図示した. 参照層は垂直磁化で, 自由層は垂直磁化かコーン磁化である. 極角 (θ) は z 軸から測った角度である. 正の電流のとき電子 (電気素量を e とする) は自由層から参照層へ流れる.

自由層のエネルギー密度 (ϵ) は次のように書き表される : $\epsilon = K_{\rm u1,eff}\sin^2\theta + K_{\rm u2}\sin^4\theta$. 図 1(b) に磁化状態の $K_{\rm u1,eff}$, $K_{\rm u2}$ 依存性を示している. $K_{\rm u1,eff} < 0$ かつ $K_{\rm u2} > -(1/2)K_{\rm u1,eff}$ のときにコーン磁化が安定状態となる. $K_{\rm u1,eff} > 0$ のときに垂直磁化が安定状態か準安定状態となる.

Δ_0 の解析式は ϵ から得られる.　図 1(c) の ① の領域すなわち [$K_{\rm u1,eff} < 0$ かつ $K_{\rm u2} > -(1/2)K_{\rm u1,eff}$] のとき $\Delta_0 = \left(K_{\rm u1,eff} + K_{\rm u2} + \frac{K^2_{\rm u1,eff}}{4K_{\rm u2}}\right)V/(k_{\rm B}T)$, ② の領域すなわち [$K_{\rm u1,eff} > 0$ かつ $K_{\rm u2} \geq -(1/2)K_{\rm u1,eff}$] のとき $\Delta_0 = (K_{\rm u1,eff} + K_{\rm u2})V/(k_{\rm B}T)$, ③ の領域すなわち [$K_{\rm u1,eff} > 0$ かつ $K_{\rm u2} \leq -(1/2)K_{\rm u1,eff}$] のとき $\Delta_0 = \left[-K^2_{\rm u1,eff}/(4K_{\rm u2})\right]V/(k_{\rm B}T)$ である [3]. 解析式から計算した Δ_0 の $K_{\rm u1,eff}$, $K_{\rm u2}$ 依存性を図 1(d) に示す. $K_{\rm u1,eff}$ と $K_{\rm u2}$ は大きいほど Δ_0 は大きい.

$J_{\rm sw}$ の解析式はランダウ-リフシッツ-ギルバート方程式から得られる.　図 1(e) の ① の領域すなわち [$K_{\rm u1,eff} > 0$ かつ $K_{\rm u2} \geq (1/4)K_{\rm u1,eff}$] または [$K_{\rm u1,eff} < 0$ かつ $K_{\rm u2} > -(1/2)K_{\rm u1,eff}$] のとき $J_{\rm sw} = \frac{8}{3\sqrt{6}}\frac{\alpha d|e|}{\hbar P}\sqrt{\frac{(K_{\rm u1,eff}+2K_{\rm u2})^3}{K_{\rm u2}}}$ であり, $K_{\rm u1,eff}$ と $K_{\rm u2}$ は大きいほど $J_{\rm sw}$ も大きい. 一方で ② の領域すなわち [$K_{\rm u1,eff} > 0$ かつ $K_{\rm u2} \leq (1/4)K_{\rm u1,eff}$] のとき $J_{\rm sw} = 4\frac{\alpha d|e|}{\hbar P}K_{\rm u1,eff}$ であり、$J_{\rm sw}$ は $K_{\rm u1,eff}$ のみに比例する. 解析式から計算した $J_{\rm sw}$ の $K_{\rm u1,eff}$, $K_{\rm u2}$ 依存性を図 1(f) に示す. 図 1(e), (f) から [$K_{\rm u1,eff} > 0$ かつ $0 < K_{\rm u2} \leq (1/4)K_{\rm u1,eff}$] のときは、$K_{\rm u2}$ は Δ_0 の上昇に寄与するものの $J_{\rm sw}$ を上昇させないことがわかる. Δ_0 を保持させつつ $J_{\rm sw}$ を低減させる観点からはこの領域が最も有利であると考えられる.

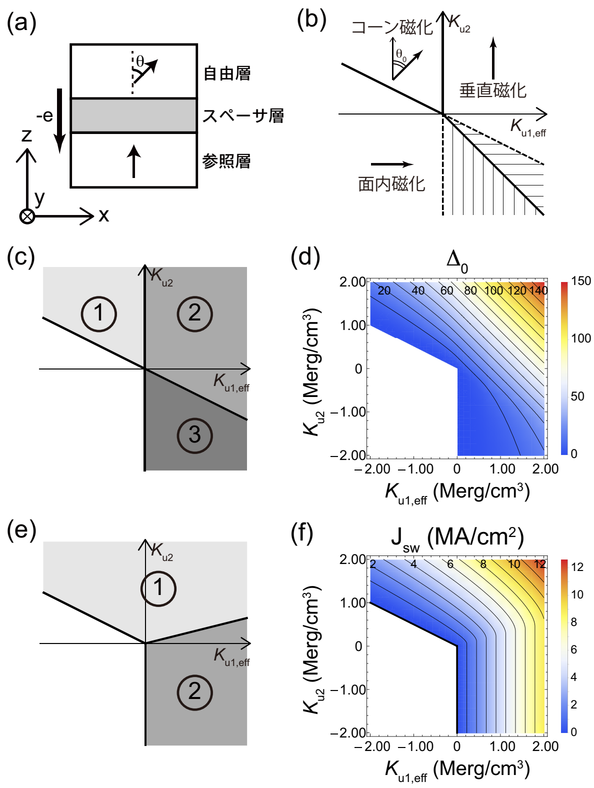

Fig. 1　(a) STT-MRAM 素子の模式図. (b): 磁化状態, (c), (d): Δ_0, (e), (f): $J_{\rm sw}$ の $K_{\rm u1,eff}$, $K_{\rm u2}$ 依存性. (c) と (e) は解析式の区分を表す.

References

1) R. Matsumoto, H. Arai, S. Yuasa, and H. Imamura: *Appl. Phys.Express*, **8**, 063007 (2015).
2) R. Matsumoto, H. Arai, S. Yuasa, and H. Imamura: *Phys. Rev. B*, **92**, 140409(R) (2015).
3) 本文中の数式における記号の意味は次の通りである : V と d は自由層の体積と厚さ, $k_{\rm B}$ はボルツマン定数, T は絶対温度, α はギルバート・ダンピング定数, $\hbar$ はディラック定数, P はスピン分極率.