

# Atomistic simulation of heat assisted linear reversal mode in nano-dots with perpendicular anisotropy

Y. Wang, T. Tanaka and K. Matsuyama

(Graduate School of Information Science and electrical Engineering, Kyushu Univ.)

## 1. Introduction

As a way to achieve ultra-high recording density in a hard disk or MRAM, so-called HAMR (Heat assisted magnetic recording), is promising to reduce or eliminate the energy barrier for magnetization reversal by laser irradiation heating or Joule heating. In particular, the magnetization process in the vicinity of the Curie temperature exhibits a linear reversal mode, in which the averaged magnetization is changing. In the present study, nano-dots with practical perpendicular anisotropy are focused, and atomic level spin dynamics in the linear reversal mode was numerically investigated with atomistic simulations. Dependence of switching properties on thermal pulse intensity and duration were also systematically studied.

## 2. Numerical model

The ferromagnetic nano-dot was numerically modeled by a cubic magnetic moment lattice ( $9 \times 9 \times 9$ ,  $\mu = 3.2\mu_B$ ) with nearest neighbor exchange coupling ( $J_{ij} = 3.5 \times 10^{-15}$  erg/link) and single ion anisotropy ( $K = 3.5 \times 10^{-15}$  erg), where the  $L1_0$  FePt was assumed as a material system. The dot size is expected to be 3.4 nm assuming the lattice constant of 0.38 nm for FePt. The anisotropy energy of the dot is evaluated as  $2.6 \times 10^{-12}$  erg ( $= 62$  k<sub>B</sub>T, @T=300 K). Atomistic simulations were performed by discretizing the Langevin-LLG equation, based on 3-dimensional Heisenberg Hamiltonian, in time increments of  $10^{-16}$  s. Thermal disturbance effect was introduced as a heat equivalent random Langevin fields model. Currie temperature evaluated from simulated Arrott plot was 750 K.

## 3. Results of discussion

As for a preliminary simulation, time transient of the averaged magnetization change caused by a rectangular heat pulse (magnitude  $\Delta T = 500$  K) application is simulated as shown in Fig. 1, which exhibits exponential demagnetization process with relaxation time of 2 ps and tail-less fast ordering time of 2 ps. Heat assisted magnetization reversal process with Gauss thermal pulse with various pulse width  $T_w$  are compared in Fig. 2. The fast magnetization reversal time of several 10ths ps can be associated with the linear reversal mode accompanied with significant averaged magnetization reduction. Heat assisted reversal probability were studied for various heat pulses amplitude  $\Delta T$  and width  $T_w$ , as shown in Fig. 3(a) and 3(b). It shows the thermal pulse width dependence of the magnetization reversal probability when performing the magnetization reversal in Fig. 3.(b). The results reveal that superior heat assisted effect is performed at  $T_w$  longer than the relaxation time of 40 ps, and the elevated temperature should be higher than the Currie temperature  $T_c$ . Fig. 4 compares the magnetization reversal field for with and without the heat assist.

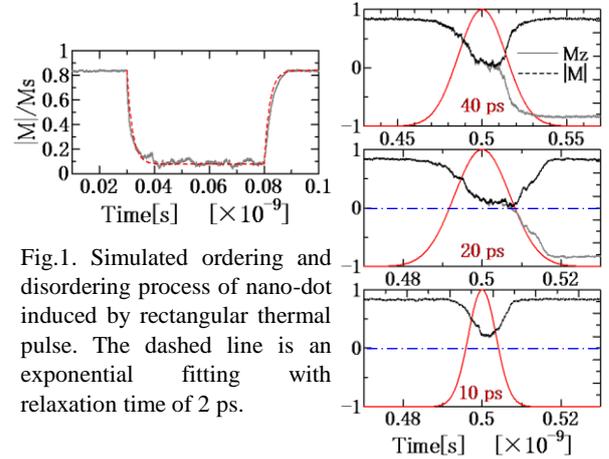


Fig.1. Simulated ordering and disordering process of nano-dot induced by rectangular thermal pulse. The dashed line is an exponential fitting with relaxation time of 2 ps.

Fig.2. Magnetization dynamics for a 10 kOe downward external field and Gauss thermal pulse with  $\Delta T = 500$  K at an ambient temperature of 300K.

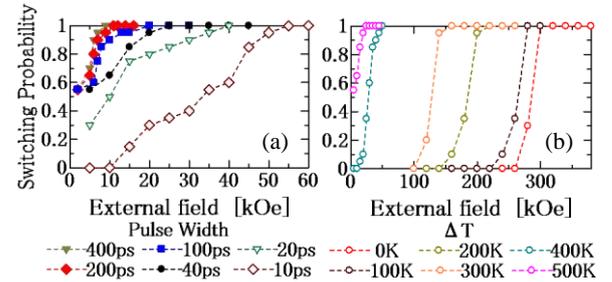


Fig.3. Magnetization reversal probability for various thermal pulse width  $T_w$  (a), and magnitude  $\Delta T$  (b).

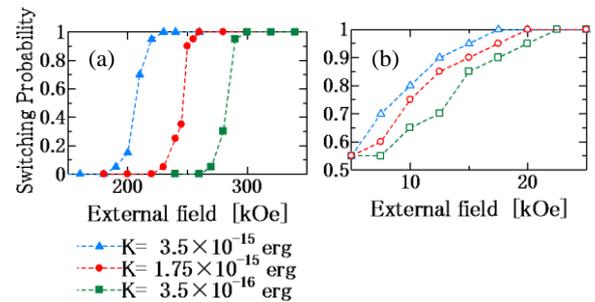


Fig.4. Dependence of magnetization reversal field on single ion anisotropy for with and without the heat assist: (a)  $T_w = 40$ ps,  $\Delta T = 0$  K, (b)  $T_w = 40$ ps,  $\Delta T = 500$  K.

Though the drastic reduction of the reversal field can be achieved with the optimized thermal pulse, the reversal field still depends on the single ion anisotropy even if the averaged magnetization and the resultant energy barrier is disappeared.

## Reference

- 1) R. F. L. Evans, *et al. Appl. Phys. Lett.* **105**, 192405(2014)
- 2) M. O. A. Ellis, *et al. Appl. Phys. Lett.* **106**, 162407(2015)

# 孤立磁化転移の高速応答のための記録条件

廣川祐生、村岡裕明  
(東北大学 電気通信研究所)

Recording conditions for high-speed response of isolated magnetization transition

Y. Hirokawa and H. Muraoka  
(RIEC, Tohoku University)

## はじめに

ハードディスク装置 (HDD) の高密度化のため瓦書き記録等の多くの記録方式が検討されている。同時に、ストレージ装置として大容量の情報を転送するには高速のデータレートが求められており、そのためには高線密度で磁化転移幅を狭くする必要がある。ここでは孤立磁化転移波形から高線速度においても狭い磁化転移幅で実現するための条件を計算により求めた

## 計算方法

本計算では、ヘッド-ディスク相対速度、記録電流立ち上がり時間、ヘッド記録磁界勾配、媒体粒子の反転磁界分布 (SFD) に対して孤立磁化転移と磁化転移幅を計算した。ヘッド磁界はヘッド電流に遅れなく理想的に追従できるとし、SFD をガウス分布と仮定して各記録点での印加磁界の逐次変化に応じた記録残留磁化を計算した。Fig.1 は時刻  $t=t_0$  で記録電流が反転する際のある記録点が受ける印加磁界の経時変化を表しており、それぞれの実線は時刻  $t$  でのヘッド磁界分布を表している。また、メディアは左から右に移動し、図の黒点が時刻  $t$  でのメディアの位置  $x$  を表している。この時受ける印加磁界を上界として反転磁界分布を積分することで記録磁化を計算した。また、初期条件をヘッド-ディスク相対速度; 5400 rpm, 記録電流立ち上がり時間: 1.0 ns, ヘッド記録磁界勾配: 300 Oe/nm, SFD: 10% と設定している。

## 計算結果

種々のパラメータを変化させた時の孤立転移波形を Fig.2 に示す。(a), (c), (e) がそれぞれの孤立転移を表し、(b), (d), (f) に孤立磁化分布から求めた時間で表した磁化転移幅 (ns) を表している。ヘッド記録磁界勾配や SFD を改善することにより記録磁化の転移間隔が減少し、高速に磁化を反転させられることが示された。一方で記録電流立ち上がり時間が転移間隔に与える影響は小さい結果が得られた。記録電流の立ち上がり時間が 5 ns 程度以上と極めて大きくなければ SFD や記録磁界勾配などの分解能要因の方が影響が大きい。

## 参考文献

- 1) R. Wood, M. Williams, A. Kavcic, J. Miles, IEEE Trans. Magn., 45,917~923 (2009)

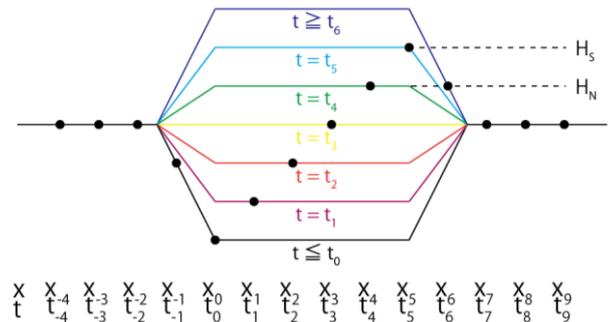


Fig.1 記録点を受ける印加磁界の経時変化

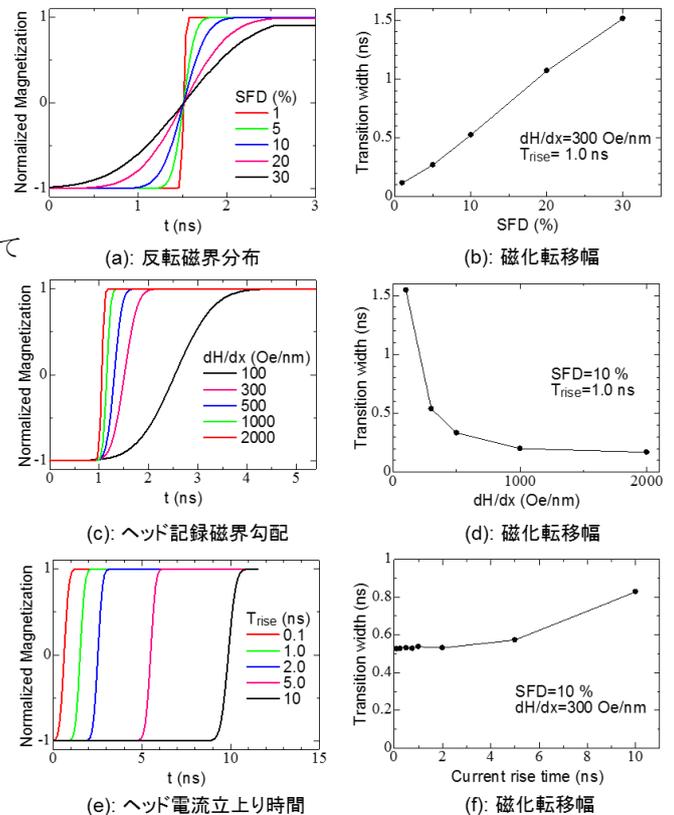


Fig.2 孤立磁化転移のパラメータ依存性  
a,b: SFD, c,d: ヘッド記録磁界勾配  
e,f: 記録電流立ち上がり時間

傾斜異方性記録媒体における磁化反転時間の検討  
Magnetization switching time of graded anisotropy recording media

秋田谷尚紀 Simon Greaves 村岡裕明

東北大学電気通信研究所

Naoki Akitaya Simon Greaves Hiroaki Muraoka

RIEC, Tohoku University

### まえがき

ハードディスクドライブ(HDD)は大容量化とともに転送レートの向上も求められている。記録時の転送レートを向上するには記録媒体の磁化反転時間を短くする必要がある。磁気異方性を徐々に変化させる傾斜磁気異方性を持つ積層記録媒体は熱安定性を維持しながら反転磁界を下げることで知られているが、その磁化反転時間についての検討はまだ少ない。本報告では、マイクロマグネティックシミュレーションにより傾斜磁気異方性の反転時間について検討を行った。

### 計算方法

本検討では LLG 方程式によるシミュレーション[1]により計算を行った。媒体中の自制粒子を直方体の単粒子としてモデリングし、ダンピング定数と異方性磁界定数  $K_u$  を傾斜して変化させて全体としての磁化反転時間を計算した。主な計算条件を表 1 に示す。ヘッドにはシングルポールタイプ(SPT)ヘッドを用い、記録ヘッドをスタート位置を変化させながら 10 m/s の線速度で動かし、磁化反転時間が最短となった位置での値を反転時間とした。ダンピング定数は 0.01 から 0.1 まで変化させた。傾斜磁気異方性モデルでは Fig.1 のように上層から下層にかけて徐々に  $K_u$  を大きくし、モデル 1 では  $3.6 \sim 6.4 \text{ erg/cm}^3$ 、モデル 2 では  $2.2 \sim 7.8 \text{ erg/cm}^3$ 、モデル 3 では  $0.8 \sim 9.2 \text{ erg/cm}^3$  まで線形的に変化させた。単層モデルでは  $K_u$  を一定とした。反転時間は磁界が印加されてから磁化が収束したときの 90% の大きさになるまでの時間とした。

### 結果と考察

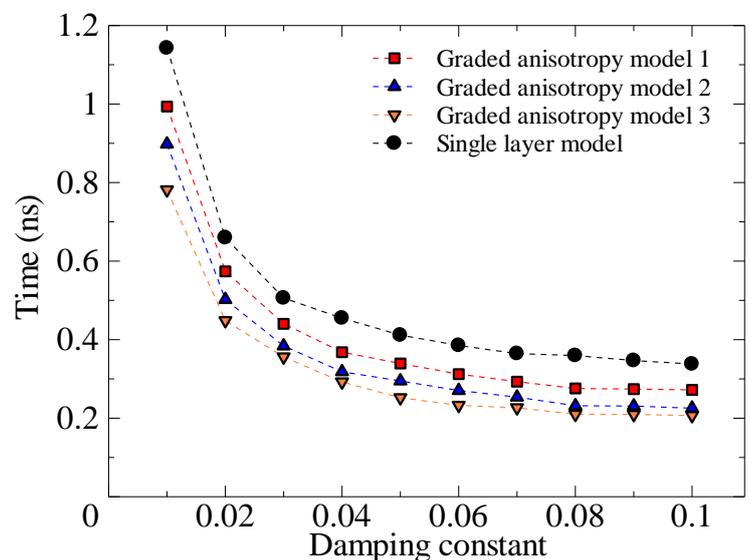
Fig.2 に傾斜磁気異方性モデルと単層モデルの反転時間のダンピング定数依存性を示す。すべての場合において、ダンピング定数が小さくなるほど反転時間が長くなった。特に、単層モデルに比べて傾斜磁気異方性モデルの方が磁化反転時間が短くなり、また異方性傾斜が大きいほど反転時間が短くなった。本検討で傾斜が最も大きいときの反転時間は、単層モデルの約 0.6 倍に高速化された。今回、ダンピング定数を粒子全体で一定としているが、さらにダンピング定数を層ごとに変化させることで磁化反転時間をより短くできる可能性がある。

### 参考文献

- 1) S.Greaves, "Micromagnetic Simulations of Magnetic Recording Media", High Performance Computing on Vector Systems 2007, pp.229-244(2008)

Table.1 Calculation Conditions

モデル	7 nm × 7 nm × 15 nm
平均異方性磁界定数	$5.0 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3$
飽和磁化	$800 \text{ emu/cm}^3$
SPT ヘッドのサイズ	50 × 60 × 500 nm
SPT ヘッドの飽和磁化	$1910 \text{ emu/cm}^3$
SUL の飽和磁化	$1600 \text{ emu/cm}^3$
ヘッドの速度	10 m/s
温度	4.2 K



## 熱アシスト磁気記録の新しいモデル計算 (1)

犬飼 文也, 榎本 好平, 小林 正, 藤原 裕司  
(三重大)

A new model calculation for HAMR (1)

F. Inukai, K. Enomoto, T. Kobayashi, Y. Fujiwara  
(Mie Univ.)

## はじめに

試行周期 $\tau_{AP}$ ごとのグレイン磁化反転確率 $P$ を用いた熱アシスト磁気記録のための新しいモデル計算を提案する。

## 計算方法

キュリー温度 $T_C$ を 700 K, 異方性定数比 $K_u/K_{bulk}$ を 0.4, 温度勾配を 15.1 K/nm, 媒体の温度が $T_C$ になった時の時間 $\tau$ を 0, 最小磁化遷移間隔 $\tau_{min}$ を 0.68 ns とした. 書き込み時において,  $\tau_{AP} = 0.01$  ns ほどの $P_{\pm}$ の時間変化を Fig. 1 に示す. ここで, 書き込み磁界 $H_W$ に対して, 磁化 $M_S$ が反平行から平行に変わる $P$ を $P_-$ , 平行から反平行に変わる $P$ を $P_+$ とした.

Fig. 1 の $P_{\pm}$ から $M_S$ の方向が決まり,  $M_S$ が記録方向を向いているグレイン面積の和からビットエラーレート bER を求めた. bER の時間変化を Fig. 2 に示す. ここで, 面記録密度を 4 Tbps, ビットあたりのグレイン数を 4 個, グレインサイズの標準偏差を 10% とした. また,  $H_W$  は  $0 \leq \tau < \tau_{min}$  で上向き(記録方向), それ以外は下向きとした.

## 計算結果

Fig. 2 において,  $H_W$  が 2.0 kOe と低い時,  $0 \leq \tau < \tau_{min}$  で bER が下がりにくい. すなわち, write-error (WE) となっている. これは Fig. 1 を用いて説明できる.  $H_W = 2.0$  kOe の時,  $\tau = 0$  から  $P_+$  と  $P_-$  はどちらも同じように低下し,  $M_S$  が記録方向に向く確率 $P_-$ は大きくなく, 記録方向から反転する確率 $P_+$ も小さくない. 一方, Fig. 2 において $H_W$  が 15.9 kOe と高い時には,  $0 \leq \tau < \tau_{min}$  で bER は十分低くなっているが,  $\tau_{min} \leq \tau$  で bER が上昇している. すなわち, erasure-after-write (EAW) となっている. Fig. 1 において,  $H_W = 15.9$  kOe のとき,  $0 \leq \tau < \tau_{min}$  では $P_-$ は十分大きく,  $P_+$ は十分小さいので bER は低い. しかし,  $\tau_{min} \leq \tau$  では $H_W$  が反転するが, その時 $P_-$ は十分小さくないので,  $M_S$  が $H_W$  の方向(記録方向と反対方向)に再反転している.

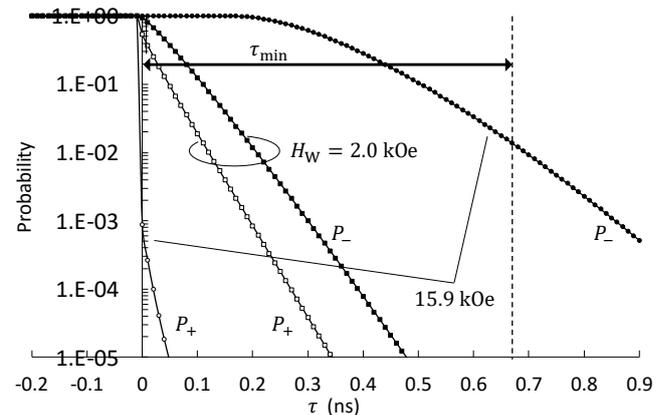


Fig. 1 Dependence of reversal probability of grain magnetization on time for writing fields  $H_W = 2.0$  and 15.9 kOe

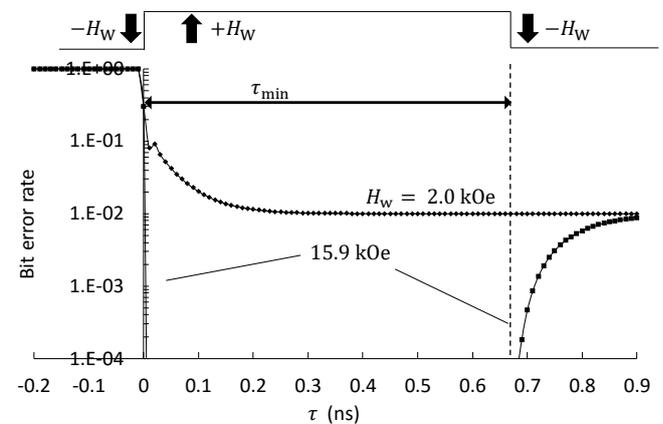


Fig. 2 Dependence of bit error rate on time for writing fields  $H_W = 2.0$  and 15.9 kOe

ここで提案した新しいモデル計算では, Fig. 2 のように WE と EAW を簡単に求めることができる.

本研究の一部は情報ストレージ研究推進機構 (ASRC) の助成のもとに行われました. ここに謝意を表します.

## 参考文献

- 1) T. Kobayashi et. al.: submitted to J. Magn. Soc. Jpn.

# 熱アシスト磁気記録の新しいモデル計算

## - recording time window - (2)

榎本 好平, 犬飼 文也, 小林 正, 藤原 裕司  
(三重大)

A new model calculation for HAMR – recording time window – (2)

K. Enomoto, F. Inukai, T. Kobayashi, Y. Fujiwara  
(Mie Univ.)

### はじめに

熱アシスト磁気記録の記録特性の指針として, recording time window  $\tau_{RW}$  が提案されているが<sup>1)</sup>, ここでは新しいモデル計算を用いて  $\tau_{RW}$  の意味を考える.

### 計算結果

計算方法は以前と同じである.<sup>2)</sup> 書き込み時において, 書き込み磁界  $H_w$  に対して, 磁化が反平行から平行に変わるグレイン磁化反転確率  $P_-$  の時間  $\tau$  に対する変化を Fig. 1 に示す. 媒体の温度が  $T_c = 700$  K になった時の  $\tau$  を 0 とし, 最小磁化遷移間隔を 0.68 ns とした. 媒体の温度が  $T_c$  から  $H_c = H_w$  となる温度まで下がる時間, 言い換えると,  $\tau = 0$  から  $P_-$  が 1 である時間が  $\tau_{RW}$  である. ここで,  $H_c$  は保磁力である.  $\tau_{RW}$  は,  $H_w$ , 異方性定数比  $K_u/K_{bulk}$ , 温度勾配  $\partial T/\partial x$ , 線速度  $v$  の関数である.  $K_u/K_{bulk} = 0.4$ ,  $v = 10$  m/s とすると, (a)  $H_w = 10.6$  kOe,  $\partial T/\partial x = 11.7$  K/nm の組み合わせでは  $\tau_{RW} = 0.1$  ns となるが, (b)  $H_w = 8.7$  kOe,  $\partial T/\partial x = 7.8$  K/nm の組み合わせでも  $\tau_{RW} = 0.1$  ns となる. しかし  $\partial T/\partial x$  が大きい(a)の方が  $\tau_{RW}$  以降の  $P_-$  の減少割合が大きい.

(a)と(b)のビットエラーレート bER の時間変化を Fig. 2 に示す.  $H_w$  は  $0 \leq \tau < \tau_{min}$  で上向き(記録方向), それ以外で下向きとした.(a)と(b)も  $\tau_{RW}$  が同じであるので,  $0 \leq \tau < \tau_{min}$  の write-error (WE) の bER の低下割合はほぼ同じであるが,  $\tau_{min} \leq \tau$  の erasure-after-write (EAW) に関しては,  $P_-$  が小さい(a)の方が bER が低い.

以上より, bER は  $\tau_{RW}$  だけでは決まらない.  $P_- = 1$  ( $\tau = \tau_{RW}$ ) から, EAW の bER が  $10^{-3}$  になる  $P_-$  まで下がるのに必要な冷却時間として, cooling time window  $\tau_{CW}$  という概念を導入する. Fig. 1 の(a)では  $\tau_{CW} = 0.58$  ns となっている.

以前の結果<sup>2)</sup>も考慮して, WE に対して bER を十分に下げるには,

$$\tau_{RW} \geq \tau_{AP} - (1)$$

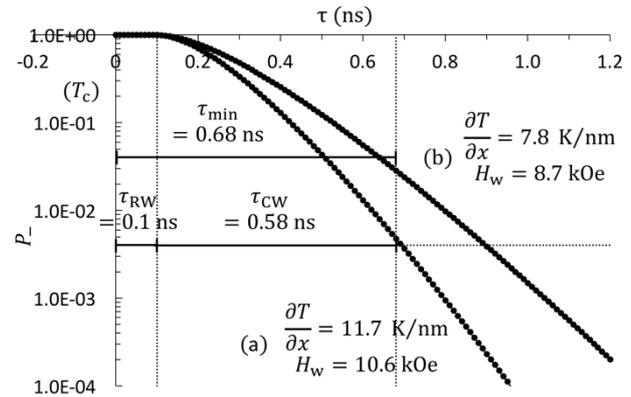


Fig. 1 Dependence of reversal probability of grain magnetization on time for thermal gradients  $\partial T/\partial x = 7.8$  and  $11.7$  K/nm.

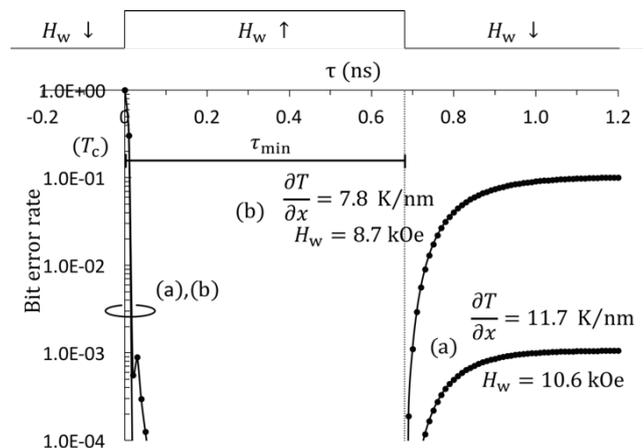


Fig. 2 Dependence of bit error rate on time for thermal gradients  $\partial T/\partial x = 7.8$  and  $11.7$  K/nm.

EAW に対して bER を十分下げるには

$$\tau_{min} \geq \tau_{RW} + \tau_{CW} - (2)$$

という条件が必要である. ここで  $\tau_{AP}$  は試行周期である.

本研究の一部は情報ストレージ研究推進機構 (ASRC) の助成のもとに行われました. ここに謝意を表します.

### 参考文献

- 1) J. Zhu and H. Li : IEEE Trans. Magn., **49**, 765 (2013).
- 2) 熱アシスト磁気記録の新しいモデル計算 (1)

# 熱アシスト磁気記録の新しいモデル計算 - キュリー温度分散 - (3)

榎本 好平, 犬飼 文也, 小林 正, 藤原 裕司  
(三重大)

A new model calculation for HAMR - Curie temperature variation - (3)

K. Enomoto, F. Inukai, T. Kobayashi, Y. Fujiwara  
(Mie Univ.)

## はじめに

熱アシスト磁気記録において、媒体にキュリー温度 ( $T_c$ ) 分散があると、SN 比が急激に悪くなることが報告されている<sup>1)</sup>。ここでは新しいモデル計算を用いて  $T_c$  分散について考える。

## 計算結果

計算方法は以前と同じである<sup>2)</sup>。平均キュリー温度  $T_{cm} = 700$  K, 異方性定数比  $K_u/K_{bulk} = 0.4$ , 温度勾配  $\partial T/\partial x = 15.1$  K/nm, 最小磁化遷移間隔  $\tau_{min} = 0.68$  ns とする。Fig. 1 にビットエラーレート bER の書き込み磁界  $H_w$  に対する依存性を示す。 $T_c$  の標準偏差を  $\sigma_{T_c}$  とすると、 $\sigma_{T_c}/T_{cm}$  が大きくなるに従って急激に bER が悪くなる。この原因を Fig. 2, Fig. 3 を用いて説明する。

Fig. 2, Fig. 3 は  $\sigma_{T_c}/T_{cm} = 4\%$  においてグレインの磁化反転確率  $P_-$  の時間  $\tau$  に対する変化を示したものである。ここで媒体の温度が  $T_{cm}$  になった時の  $\tau$  を  $0$  ns とした。 $H_w$  は  $0 \leq \tau < \tau_{min}$  は上向き(記録方向), それ以外は下向きとした。 $T_c$  が  $T_{cm}$  から  $\sigma_{T_c}$  だけ変化すると、 $\tau_{T_c} = \sigma_{T_c}/((\partial T/\partial x) \cdot v)$  で定義される  $T_c$  variation window だけ記録時間が前後する。ここで  $v$  は線速度である。 $H_w$  が低いと、主に  $T_c$  の高いグレインが write-error (WE) を起こして bER が悪くなる。 $H_w = 6.6$  kOe の Fig. 2 では、 $H_w$  が下向きである  $\tau < 0$  において  $T_c = T_{cm} + \sigma_{T_c}$  のグレインは温度が  $T_c$  より低く、下向き(記録方向と反対方向)に記録される。 $\tau = 0$  において  $H_w$  の方向が上向き(記録方向)に変わる。recording time window  $\tau_{RW}$  が  $0.03$  ns と短いので、 $\tau = 0$  における  $P_-$  はかなり小さく、記録方向に再反転する確率は低く、WE を起こしている。しかし  $T_c = T_{cm} - \sigma_{T_c}$  のグレインの  $P_-$  は  $\tau = \tau_{min}$  においてかなり小さく、erase-after-write (EAW) はあまり起きない。一方、 $H_w$  が高いと、主に  $T_c$  の低いグレインが EAW を起こして bER が悪くなる。 $H_w = 14.3$  kOe の Fig. 3 では、 $H_w$  が高いので  $\tau_{RW}$  が  $0.14$  ns と長くなる。この場合は  $T_c = T_{cm} + \sigma_{T_c}$  の時、 $\tau = 0$  において  $P_-$  は 1 に近く WE はほとんど起こらない。しかし、 $\tau_{T_c}$ ,  $\tau_{RW}$  と cooling time window  $\tau_{CW}$  の和が長くなり、 $T_c = T_{cm} - \sigma_{T_c}$  の時、 $\tau = \tau_{min}$  において  $P_-$  が小さくなく、EAW が生じている。

以上より  $T_c$  分散があると、 $H_w$  を高くして WE を減らしても、EAW が増加するので、bER は低くならない。

本研究の一部は情報ストレージ研究推進機構 (ASRC) の助成のもとに行われました。ここに謝意を表します。

## 参考文献

- 1) H. Li and J. Zhu : J. Appl. Phys., **115**, 17B744 (2014).
- 2) 熱アシスト磁気記録の新しいモデル計算 (1)

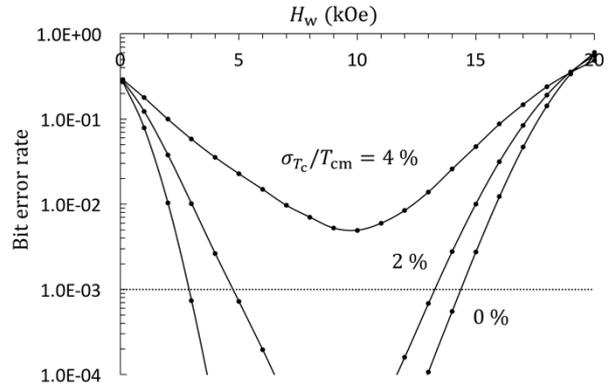


Fig. 1 Dependence of bit error rate on writing field  $H_w$  for  $\sigma_{T_c}/T_{cm} = 0, 2$  and  $4\%$ .

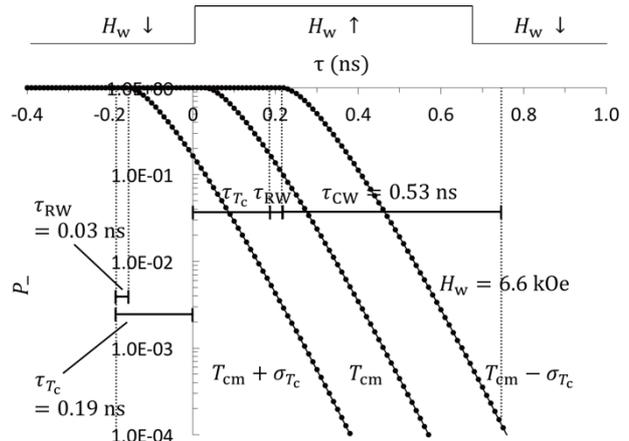


Fig. 2 Dependence of reversal probability of grain magnetization on time for writing field  $H_w = 6.6$  kOe.

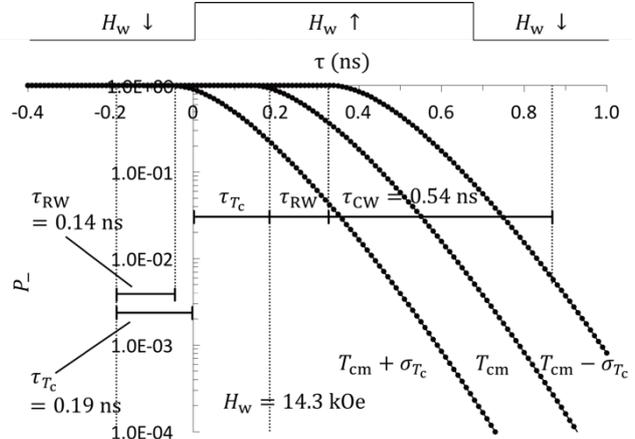


Fig. 3 Dependence of reversal probability of grain magnetization on time for writing field  $H_w = 14.3$  kOe.

# 熱アシスト磁気記録の新しいモデル計算 - キュリー温度分散 - (4)

犬飼 文也, 榎本 好平, 小林 正, 藤原 裕司  
(三重大)

A new model calculation for HAMR – Curie temperature variation – (4)

F. Inukai, K. Enomoto, T. Kobayashi, Y. Fujiwara  
(Mie Univ.)

## はじめに

熱アシスト磁気記録において, 媒体にキュリー温度 ( $T_c$ ) 分散があると, SN 比やビットエラーレート bER が急激に悪くなる<sup>1,2)</sup>. ここでは bER を改善する方法を新しいモデル計算を用いて考える.

## 計算結果

平均キュリー温度  $T_{cm} = 700$  K,  $T_c$  の標準偏差を  $\sigma_{Tc}$  とし,  $\sigma_{Tc} / T_{cm} = 4\%$ , 最小磁化遷移間隔  $\tau_{min} = 0.68$  ns, 書き込み磁界  $H_w$  を 14.3 kOe とする. 近似的に, write-error (WE) に対しては, 以前の(1)式<sup>3)</sup> に  $\tau_{Tc}$  を加えて

$$\tau_{RW} \geq \tau_{Tc} + \tau_{AP} \approx \tau_{Tc} - (1')$$

erasure-after-write (EAW) に対しては, 以前の(2)式<sup>3)</sup> に  $\tau_{Tc}$  を加えて

$$\tau_{min} \geq \tau_{Tc} + \tau_{RW} + \tau_{CW} - (2')$$

の条件が必要となる. ここで  $\tau_{RW}$  は recording time window,  $\tau_{Tc}$  は  $T_c$  variation window,  $\tau_{CW}$  は cooling time window である.  $\tau_{RW}$  は  $\tau_{Tc}$  程度に長く,  $\tau_{CW}$  と  $\tau_{Tc}$  は短くする必要がある.

異方性定数比  $K_u / K_{bulk}$  を 0.4<sup>2)</sup> から 0.8 に増加させたときの, グレインの磁化反転確率  $P_r$  の時間  $\tau$  に対する変化を Fig. 1 に示す.  $K_u / K_{bulk}$  を大きくすると, 時間に対する保磁力の増加割合が大きくなるので,  $\tau_{Tc} + \tau_{RW} + \tau_{CW}$  は短くなるが, 同時に  $\tau_{RW}$  も 0.14 ns<sup>2)</sup> から 0.03 ns に短くなってしまい, bER の改善効果は小さい.

温度勾配  $\partial T / \partial x$  を 15.1 K/nm<sup>2)</sup> から 30.1 K/nm に増加させたときの,  $P_r$  の時間変化を Fig. 2 に示す. この場合も  $\tau_{RW}$  は 0.07 ns に短くなってしまいが, 同時に  $\tau_{Tc}$  も 0.19 ns<sup>2)</sup> から 0.09 ns に短くなるので, bER の改善の効果がある.

$T_{cm}$  を高くして, 書き込み温度を高くすると, 記録ヘッドや表面潤滑剤の耐熱性の問題はあるが, 同時に  $\partial T / \partial x$  を大きくできる. また  $\partial T / \partial x$  の大きな媒体構造の検討も有効と思われる.

また (2') 式から,  $\tau_{min}$  を長くする, すなわちビットピッチを長くすることも考えられる. その場合には, トラックピッチが狭くなるので, adjacent track interference (ATI) が悪化する. したがって同時に ATI

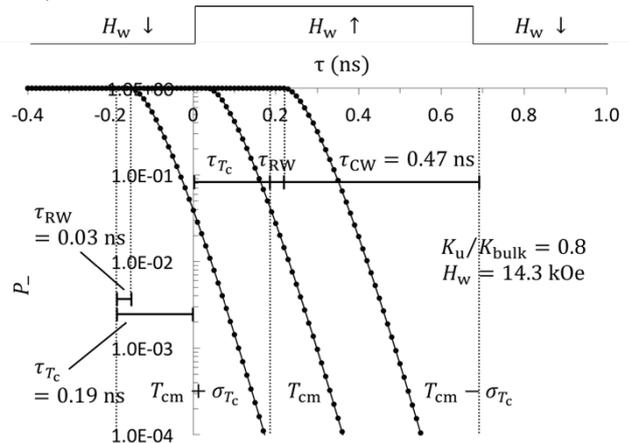


Fig. 1 Dependence of reversal probability of grain magnetization on time for anisotropy constant ratio  $K_u / K_{bulk} = 0.8$ .

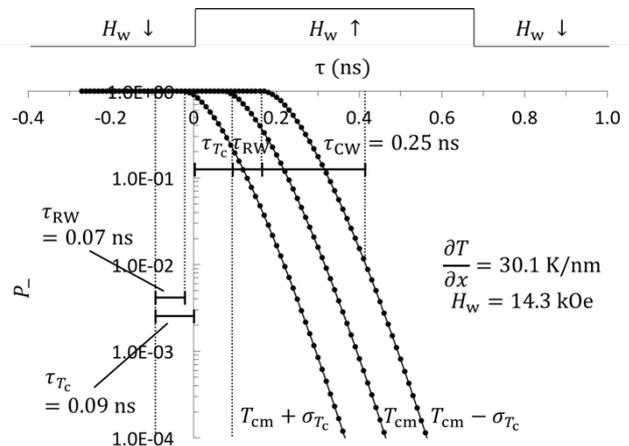


Fig. 2 Dependence of reversal probability of grain magnetization on time for thermal gradient  $\partial T / \partial x = 30.1$  K/nm.

の改善も必要である. ATI の改善方法としては,  $K_u / K_{bulk}$ ,  $\partial T / \partial x$  の増加, あるいは shingled magnetic recording を組み合わせることが考えられる.

本研究の一部は情報ストレージ研究推進機構 (ASRC) の助成のもとに行われました. ここに謝意を表します.

## 参考文献

- 1) H. Li and J. Zhu : J. Appl. Phys., **115**, 17B744 (2014).
- 2) 熱アシスト磁気記録の新しいモデル計算 (3)
- 3) 熱アシスト磁気記録の新しいモデル計算 (2)