

# 考虑内部偏置场非均匀分布的磁隧道结传感曲线模拟方法\*

陈瑞颖<sup>1)</sup> 毕然<sup>1)</sup> 利雅婷<sup>2)</sup> 李永建<sup>2)</sup> 胡军<sup>1)†</sup> 何金良<sup>1)</sup>

1) (清华大学电机系, 北京 100084)

2) (省部共建电工装备可靠性与智能化国家重点实验室(河北工业大学), 天津 300401)

## 摘要

精确模拟传感曲线对隧穿磁阻传感器设计至关重要。对于高轴比磁隧道结, 受边缘效应及静磁耦合影响, 其内部偏置场呈现显著的非均匀分布特性。作者前期建立的基于均匀有效场假设的各向异性磁阻模型在描述常规器件特性方面已被证实有效, 本文进一步提出一种考虑内部偏置场非均匀分布的传感曲线模拟方法。通过引入离散偏置场分布, 修正了对自由层微磁行为的描述。对  $4\ \mu\text{m}\times 16\ \mu\text{m}$  椭圆形磁隧道结的实验验证表明, 非均匀模型有效引入了自由层磁化反转过程中的非一致性特征, 消除了均匀模型预测磁阻的异常尖峰现象, 精确复现了难轴附近高灵敏度工作区的传感特性。该方法显著提升了模型的物理普适性, 为高灵敏度隧穿磁阻传感器优化设计提供了精准的理论工具。

**关键词:** 磁隧道结, 各向异性磁滞模型, 传感曲线, 内部偏置场

**基金:** 国家自然科学基金(批准号: 52507012)、国家杰出青年科学基金(批准号: 52125703)和中国博士后科学基金资助项目(批准号: 2025M780474)资助的课题。

† 通信作者.E-mail: hjun@tsinghua.edu.cn

第一作者.E-mail: chenry@mail.tsinghua.edu.cn

## 1 引言

以磁隧道结(MTJ)为基本单元的隧道磁阻(TMR)传感器, 凭借其极高的磁电阻比(TMR值)、优异的低频噪声特性及宽频带响应能力, 已成为微弱磁场探测领域的研究热点, 广泛应用于地磁导航、生物磁信号检测及智能电网精密测量等前沿领域<sup>[1-3]</sup>。MTJ的宏观电阻输出主要取决于自由层与参考层磁化矢量的相

对取向。然而，在实际应用中，器件的磁化反转过程并非理想的单畴一致转动，而是受复杂的内部有效磁场（包括各向异性场、杂散场及退磁场）共同主导。传统的实验手段存在成本高、周期长、难以获取最优设计参数等局限性；传统模拟方法往往对这些磁学量进行简化处理，导致难以精确描述非理想条件下的磁阻响应。因此，亟需建立能够关联微观机制与宏观输出的高精度数值模拟方法，为其优化设计提供理论指导。

目前主流表征方法有三种：第一性原理计算、微磁学模拟与宏观磁滞模型。基于密度泛函理论的第一性原理计算可从量子力学层面精确解析原子尺度的电子自旋极化与输运机制，如精确预测特定异质交界面的态密度分布与TMR值理论极限，从而为优化材料选择和结构设计提供理论指导<sup>[4,5]</sup>。但受限于计算量巨大，该方法无法向微米级宏观器件的连续磁化过程跨尺度扩展。微磁学模拟将磁性材料视为连续介质，通过求解Landau-Lifshitz-Gilbert方程，可以有效地研究MTJ中磁畴的形成、磁化反转过程以及自旋波的传播等现象<sup>[6,7]</sup>。然而，微磁学模拟中的有限差分网格必须严格小于材料的交换长度，通常为纳米级，难以满足传感器系统级设计中微米级器件参数快速迭代的工程需求。相比之下，磁滞模型是解决复杂的电磁问题的有效手段，计算效率高，适合系统级应用<sup>[8,9]</sup>。

基于经典Stoner-Wohlfarth (S-W) 模型的磁阻特性模拟研究中，将MTJ中每个铁磁层近似为一致转动的单畴粒子<sup>[10]</sup>，可用于分析MTJ的磁滞回线、矫顽力等磁学性质，且能预测偏置磁场对磁阻特性曲线的影响趋势<sup>[11,12]</sup>。但该模型忽略了量子效应及多畴结构等因素，从而限制了其预测精度。作者前期提出了一种磁隧道结传感曲线表征方法，通过将平均有效场与各向异性磁滞模型相结合，同时考虑了MTJ自由层中磁畴的一致转动与畴壁位移过程<sup>[13]</sup>。模型中还包括了自由层所受的内部偏置场和参考层固定磁化方向的偏差，在描述圆形器件的传感特性方面

已证实具有显著高于S-W模型的计算精度。

对于应用于高灵敏度探测的TMR传感器，为了消除磁滞并获得良好的线性度，通常采用具有高轴比的椭圆形几何结构设计<sup>[1,14]</sup>。这种设计利用强形状各向异性产生的各向异性场，将自由层磁化反转机制从易轴方向的畴壁位移主导转变为难轴方向的一致转动主导。然而，轴比的显著增加影响了器件内部磁场的空间均匀性。受参考层边缘磁荷产生的静磁杂散场及自由层自身退磁场的共同影响，器件中心区域与边缘区域（特别是长轴两端）的局域有效磁场分布存在显著差异<sup>[15-16]</sup>。这种空间非均匀性导致在磁化反转过程中自由层中心区域和边缘区域中磁畴的非一致转动。若忽略这种内部偏置场的非均匀分布特征而沿用均匀场近似模型，将难以准确复现实验观测中磁阻传感曲线的非线性特征及平滑过渡细节。

针对上述挑战，本文在前期建立的模型基础上，进一步提出了一种考虑内部偏置场非均匀分布的传感曲线模拟方法。该方法通过引入确定性的离散偏置场分布，修正了模型对自由层局部微磁行为的描述，从而实现了对复杂反转过程的精确表征。首先，构建考虑内部偏置场空间非均匀性的修正模型理论框架，并阐述基于离散化分布的数值实现方法；其次，以高轴比椭圆形MTJ为例，深入对比改进模型与原均匀模型在不同外场角度下的响应特性，验证新方法在消除电阻异常尖峰及提升高灵敏度工作区预测精度方面的有效性；最后，基于实验与模拟的对比分析，阐明内部偏置场非均匀性对器件宏观磁阻特性的调控机制，并探讨该建模方法在精密磁传感器结构优化与性能预测中的工程应用价值。

## 2 各向异性磁滞模型

MTJ的结构包括自由层（FL）、隧道层和参考层（RL），如图1所示。定义FL的易磁化轴为x轴，RL的磁化方向则在交换偏置场的影响下固定于难磁化轴方向。外加磁场作用下，FL磁化方向变化，MTJ的电阻随自由层磁化强度 $M_F$ 和参考层磁

化强度 $M_R$ 之间的角度而变化。

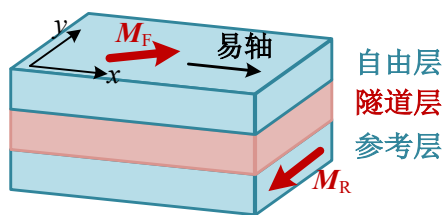


图1 磁隧道结的结构

Fig.1. Structure of the magnetic tunnel junction.

采用各向异性磁滞模型模拟MTJ的磁化状态时，首先，考虑晶体单轴各向异性与MTJ实际特性，将有效场 $H_{\text{eff}}$ 定义为：

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H} + \mathbf{H}_{b0} + F(M_{\text{anh}} / M_S) \mathbf{H}_{\text{an}}, \quad (1)$$

其中， $\mathbf{H}$ 为外加磁场， $\mathbf{H}_{b0}$ 为内部偏置磁场， $\mathbf{H}_{b0}$ 包含由边缘附近的未补偿磁极引起的静磁耦合和由界面粗糙引起的Neel耦合两方面影响。 $\mathbf{H}_{\text{an}}$ 为各向异性场，由晶体单轴各向异性性能推导。同时，考虑到磁畴在低场时倾向于与易轴方向对齐，在高场时倾向与外场方向对齐，故采用关于无磁滞磁化强度 $M_{\text{anh}}$ 的各向异性函数 $F$ 调制 $\mathbf{H}_{\text{an}}$ 。具体的推导过程与实现方法详见之前的工作<sup>[13]</sup>。

基于能量平衡， $\mathbf{H}_{\text{eff}}$ 可分为可逆有效场 $\mathbf{H}_{\text{re-eff}}$ 与不可逆场 $\mathbf{H}_{\text{ir}}$ 两部分以模拟磁滞特性<sup>[13,17]</sup>：

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H}_{\text{re-eff}} + \mathbf{H}_{\text{ir}}. \quad (2)$$

$\mathbf{H}_{\text{ir}}$ 由一系列具有不同钉扎场 $h_{\text{ir}}$ 的椭圆磁滞算子预定义。如图2所示，定义长轴的一半为 $\kappa$ ，短轴的一半为 $L\kappa$ ，所有磁滞算子相对于 $x$ 轴具有相同的旋转角度 $\theta_{\text{hy}}$ 。

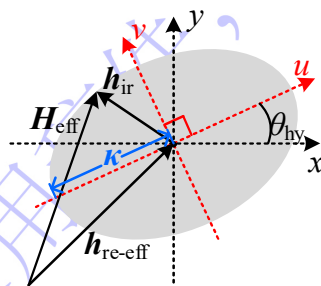


图2 各向异性磁滞模型磁滞算子

Fig.2. Hysteron of the anisotropic hysteresis model.

这种方法同时表征了磁滞各向异性与畴壁位移过程。磁滞算子的边缘处发生巴克豪森跳变过程。每个磁滞算子当前的可逆有效场 $\mathbf{h}_{\text{re-eff}}$ 关于其上一步的 $\mathbf{h}'_{\text{re-eff}}$ 与 $\mathbf{h}_{\text{ir}}$ 的计算式为:

$$\mathbf{h}_{\text{re-eff}} = \begin{cases} \mathbf{h}'_{\text{re-eff}}, & |\mathbf{H}_{\text{eff}} - \mathbf{h}'_{\text{re-eff}}| < h_{\text{ir}} \\ \mathbf{H}_{\text{eff}} - h_{\text{ir}} \frac{\mathbf{H}_{\text{eff}} - \mathbf{h}'_{\text{re-eff}}}{|\mathbf{H}_{\text{eff}} - \mathbf{h}'_{\text{re-eff}}|}, & |\mathbf{H}_{\text{eff}} - \mathbf{h}'_{\text{re-eff}}| \geq h_{\text{ir}} \end{cases} \quad (3)$$

可以看出, 磁滞算子的磁场分量关系遵循式(2)。通过关于 $\kappa$ 的概率密度函数 $p(\kappa)$ 求和所有算子输出, 可得 $\mathbf{H}_{\text{re-eff}}$ :

$$\mathbf{H}_{\text{re-eff}} = \sum_{n=1}^{N_h} \mathbf{h}_{\text{re-eff}}^n \cdot p(\kappa_n) \quad (4)$$

式中,  $N_h$ 为算子数目。 $\mathbf{H}_{\text{re-eff}}$ 的幅值作为关于参数 $a$ 的郎之万方程的输入计算 $\mathbf{M}_F$

$$M_F = M_S \left[ \coth\left(\frac{H_{\text{re-eff}}}{a}\right) - \frac{a}{H_{\text{re-eff}}} \right] \quad (5)$$

式中,  $M_S$ 为自由层饱和磁化强度。为了描述磁畴的一致转动过程,  $\mathbf{M}_F$ 的角度 $\mathbf{e}_{M_F}$ 应在 $\mathbf{H}_{\text{re-eff}}$ 与 $\mathbf{H}_{\text{eff}}$ 的方向之间转动, 即

$$\mathbf{e}_{M_F} = \left[ 1 - F\left(\frac{M_{\text{anh}}}{M_S}\right) \right] \mathbf{e}_{H_{\text{re-eff}}} + F\left(\frac{M_{\text{anh}}}{M_S}\right) \mathbf{e}_{H_{\text{eff}}} \quad (6)$$

### 3 传感曲线模拟

#### 3.1 内部偏置场的离散化

考虑非均匀分布的内部偏置场对自由层的影响, 式(1)中 $\mathbf{H}_{b0}$ 对整个自由层不再为常量。 $\mathbf{H}_{b0}$ 的真实分布情况难以确定, 但可通过离散化方法将磁滞算子分为若干组, 每组算子受到的内部偏置场影响由不变量 $\mathbf{H}_{b0}$ 与变化量 $\Delta\mathbf{H}_b$ 共同构成。其中 $\mathbf{H}_{b0}$ 代表中心区域的主导偏置场, 而 $\Delta\mathbf{H}_b$ 则代表边缘区域的偏差量。本文选取三组(I, II, III)定义方式与概率密度均相同的磁滞算子, 通过三组磁滞算子的权重分配, 能够以极低的计算成本等效捕获自由层磁畴非一致转动特征。三组算

子的内部偏置场分别为:

$$\text{I:} \begin{cases} H_{b1x} = H_{b0x} + \Delta H_{bx} \\ H_{b1y} = H_{b0y} + \Delta H_{by} \end{cases} \quad \text{II:} \begin{cases} H_{b2x} = H_{b0x} \\ H_{b2y} = H_{b0y} \end{cases} \quad \text{III:} \begin{cases} H_{b3x} = H_{b0x} - \Delta H_{bx} \\ H_{b3y} = H_{b0y} - \Delta H_{by} \end{cases} \quad (7)$$

对于每组算子, 除式 (1) 中  $\mathbf{H}_{b0}$  不同, 其他计算过程与模型参数均相同。由各向异性磁滞模型可得三组算子磁化方向分别为  $\mathbf{e}_{MF1}$ 、 $\mathbf{e}_{MF2}$ 、 $\mathbf{e}_{MF3}$ 。

### 3.2 基于自旋极化率的磁阻计算

在不考虑内部偏置场的非均匀分布时, 采用各向异性磁滞模型计算出自由层磁化方向后, 磁阻可直接由以下以自旋极化率  $P$  为参数的表达式计算<sup>[18,19]</sup>:

$$R = R_0 + \frac{R'}{1 + P^2 \mathbf{e}_{MF} \cdot \mathbf{e}_{MR}} \quad (8)$$

式中,  $\mathbf{e}_{MF}$  与  $\mathbf{e}_{MR}$  分别为自由层与参考层的磁化方向。  $R_0$  为隧穿无关电阻,  $R'$  为  $\mathbf{e}_{MF} \cdot \mathbf{e}_{MR} = 0$  时的隧穿相关电阻。该方法是 MTJ 中电子隧穿的完整量子力学描述, 将电阻以自旋相关电子穿过隧道势垒的传输概率表示。同时, 考虑通过交换偏置场固定的参考层理想磁化方向 (难轴方向, 即  $y$  轴) 与实际方向之间的偏差, 设定偏差角度为  $\varphi$ 。

在考虑内部偏置场的非均匀分布时, 则需要将式 (8) 分为两部分处理。首先,  $R_0$  是电路的固有特性, 代表了由金属电极、引线及接触电阻构成的寄生分量, 与磁敏隧穿电阻在宏观上呈现串联关系, 故其对于本文提到的三组磁滞算子均为常量。而式 (8) 中的第二部分为隧穿相关电阻, 三组磁滞算子的磁化状态不同, 产生的隧穿电阻也不同, 需分别计算及并联求和。定义三组算子的隧穿相关电导分别为  $G_1$ 、 $G_2$ 、 $G_3$ ,

$$G_i = \frac{1 + P^2 \mathbf{e}_{MF_i} \cdot \mathbf{e}_{MR}}{R'} \quad (9)$$

三组算子的设定方式完全相同, 即认为每组算子包含的磁畴区域大小是相同的, 故总的隧穿相关电导为  $(G_1 + G_2 + G_3)/3$ , 总电阻为

$$R = R_0 + \frac{3}{G_1 + G_2 + G_3}. \quad (10)$$

#### 4 模型验证

为验证所提出模型，测试了准静态外加磁场沿平面内不同方向时CoFeB/MgO/CoFeB磁隧道结的传感曲线。同时向x轴与y轴施加磁场驱动电流，采用矢量叠加方式控制磁场方向，通过源表仪和探针测量器件两端电压和通过电流，求得对应磁场下的电阻响应，具体的测试方法和薄膜参数见文献<sup>[20]</sup>。本文的研究关注于内部偏置场影响，具有形状各向异性的磁隧道结受边缘效应影响更加显著，相应地，内部偏置场非均匀性更强。因此，本文采用结尺寸为 $4 \mu\text{m} \times 16 \mu\text{m}$ ，串联数为256的实验数据。

如图3所示，测试了外加磁场相对于易轴（ $0^\circ$ ）的角度在 $40^\circ$ - $140^\circ$ 范围变化时及沿易轴时的传感曲线， $\Delta R$ 为测试电阻相对于最小电阻的变化量百分比，定义为

$$\Delta R = \frac{R - R_{\min}}{R_{\min}} \quad (11)$$

其中最小电阻 $R_{\min}$ 为 $3.56 \text{ k}\Omega$ 。在本文的研究中，所有磁场相关变量的单位都基于国际单位制，即A/m。为提升可读性，在论文中展示的均为单位为Oe的结果。

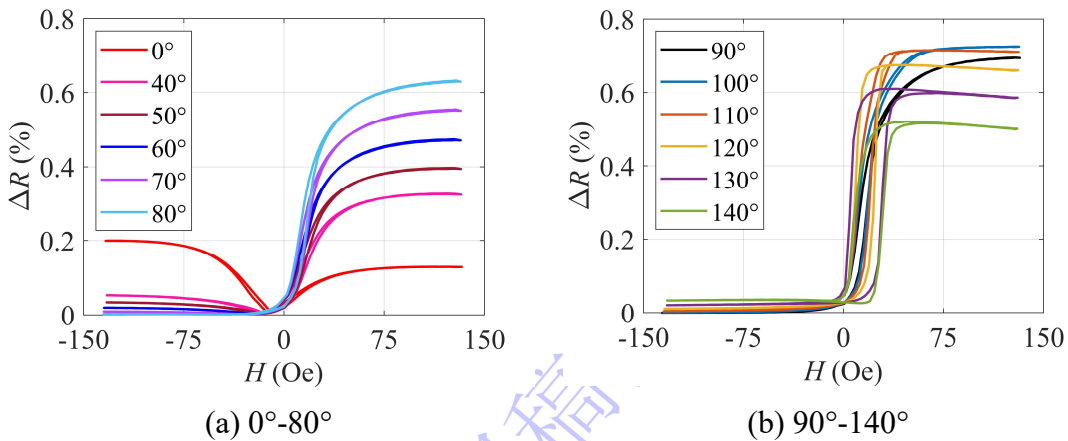


图3 不同方向外部磁场下的测试传感曲线

Fig.3. Measured transfer curves under different applied field angles.

参数辨识采用的算法为序列二次规划算法（SQP）。为证明本文所提传感特性

模拟方法考虑内部偏置场非均匀分布的必要性，将对比分析均匀分布模型与非均匀分布模型的预测效果。

#### 4.1 均匀分布模型参数辨识

在0.1-50 Oe范围内均匀定义400个磁滞算子，对应的分布函数为

$$p(\kappa) = C_0 \left[ 1 - \tanh \left( \frac{\kappa - C_1}{C_2} \right) \right] \quad (12)$$

式中， $C_0$ 、 $C_1$ 、 $C_2$ 为参数。 $C_0$ 直接在计算过程中通过令 $\sum p(\kappa) = 1$ 计算，而 $C_1$ 与 $C_2$ 则为待辨识参数。

电阻计算部分，当自由层与参考层磁化强度方向平行时MTJ电阻最小，即 $\mathbf{e}_{MF} \cdot \mathbf{e}_{MR} = 1$ ，因此式（8）中的 $R'$ 为

$$R' = (R_{\min} - R_0) / (1 + P^2). \quad (13)$$

模型误差 $\varepsilon_R$ 的定义包括传感曲线的面积误差 $\varepsilon_{\text{area}}$ 与形状误差 $\varepsilon_{\text{shape}}$ ，二者分别对应于传感器的线性度与灵敏度特性。通过系数 $\xi$ 加权求和得到 $\varepsilon_R$

$$\varepsilon_R = \xi \varepsilon_{\text{area}} + (1 - \xi) \varepsilon_{\text{shape}}. \quad (14)$$

$\varepsilon_{\text{shape}}$ 反映了MTJ的传感曲线的本征特性，故本文将 $\xi$ 设置为0.2。将 $\varepsilon_{\text{shape}}$ 定义为

$$\varepsilon_{\text{shape}} = \left| \frac{\langle R_m - R_c \rangle}{\langle R_m \rangle} \right| \quad (15)$$

其中， $R_m$ 与 $R_c$ 分别为测试与计算得到的总电阻值。对于均匀模型， $R_c$ 由式（8）计算得到，而对于下节所述的非均匀模型，则通过式（10）计算。

总体上，均匀分布模型的待辨识参数有14个。自由层的磁特性模拟方面，各向异性参数 $K_{20}$ 、 $K_{02}$ 、 $K_{11}$ 和 $\eta$ ，无磁滞曲线参数 $a$ ，磁滞算子钉扎场分布的概率密度参数 $C_1$ 和 $C_2$ ，磁滞算子形状参数 $L$ 与 $\theta$ ；隧穿电阻计算参数 $P$ ， $R_0$ 与 $\varphi$ ；以及均匀内部偏置场参数 $H_{b0x}$ 与 $H_{b0y}$ 。采用图3所示实验数据进行参数辨识，平均误差为

6.0%，结果如表1所示。采用部分实验数据辨识时的模型有效性验证及未在本文中详细介绍的参数的物理意义与定义方式见团队前期工作<sup>[13]</sup>。

#### 4.2 非均匀分布模型参数辨识

非均匀分布模型中，设置三组完全相同的磁滞算子，每组400个磁滞算子，定义方式与对应的分布函数与均匀模型相同。模型误差的定义与辨识采用的实验数据也与均匀模型一致。

总体上，非均匀分布模型的待辨识参数有16个，较均匀模型在内部偏置场部分增加了变化量参数 $\Delta H_{bx}$ 与 $\Delta H_{by}$ 。将均匀模型参数作为非均匀模型待辨识参数的初值进行辨识，模型平均误差为5.3%，得到的参数如表1所示。可以看出，两种模型的共有参数结果基本一致，但 $\Delta H_{bx}$ 与 $\Delta H_{by}$ 相较于 $H_{b0x}$ 与 $H_{b0y}$ 具有相同的量级，不可忽略。

表 1 均匀模型与非均匀模型参数

Table 1. Parameters of the uniform bias field model and the non-uniform bias field model.

参数	单位	均匀模型	非均匀模型
$K_{20}$	$\text{kJ/m}^3$	$-5.9 \times 10^{-1}$	$-6.5 \times 10^{-1}$
$K_{02}$	$\text{kJ/m}^3$	$2.6 \times 10^{-1}$	$2.5 \times 10^{-1}$
$K_{11}$	$\text{kJ/m}^3$	2.2	2.4
$\eta$	-	$4.1 \times 10^{-1}$	$2.7 \times 10^{-1}$
$a$	Oe	97.3	96.4
$H_{b0x}$	Oe	11.5	11.6
$H_{b0y}$	Oe	-10.0	-10.0
$C_1$	Oe	-2.7	-2.9
$C_2$	Oe	3.4	3.4
$L$	-	7.3	7.2
$\theta_{hy}$	deg.	41.0	40.6
$P$	-	$7.2 \times 10^{-1}$	$7.3 \times 10^{-1}$
$R_0$	$\text{k}\Omega$	2.4	2.4
$\varphi$	deg.	-84.1	-83.5
$\Delta H_{bx}$	Oe	-	7.3
$\Delta H_{by}$	Oe	-	3.8

### 4.3 结果对比分析

图4为两种模型的形状误差 $\epsilon_{\text{shape}}$ 对比，图5为测试传感曲线与两种模型的预测结果对比。可以看出，两种模型的误差均呈现出显著的角度依赖性：随着外场方向从易轴（ $0^\circ$ ）向难轴（ $90^\circ$ ）偏转，误差逐渐降低，并在 $90^\circ$ 附近达到极小值。该现象与自由层的磁化翻转机制相关：外场方向在难轴附近时，磁化过程以磁畴的一致转动为主，接近理想单畴行为，因此模拟精度高；而偏离难轴时，畴壁位移成分增加，多畴状态显著，模拟难度上升。

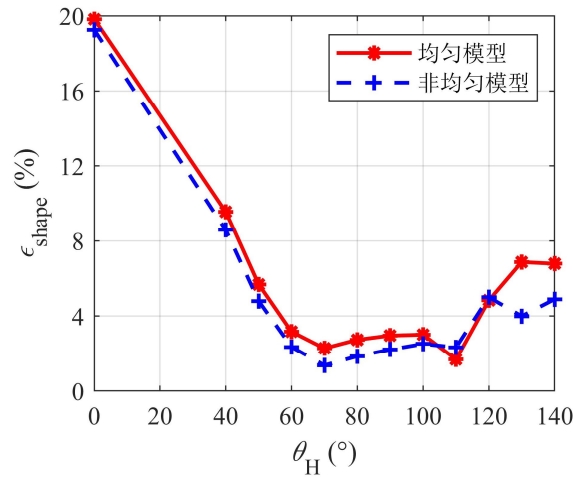


图4 两种模型的形状误差

Fig.4. Shape errors of two models.

此外， $110^\circ$ 附近非均匀模型误差略高于均匀模型，这一现象实际上反映了器件在特定角度下磁化反转物理机制的转变。结合图3所示的实验数据，可以看出器件在 $110^\circ$ 附近展现出了最高的灵敏度（即磁阻曲线线性区最陡峭），这表明MTJ自由层在复杂的内部场影响下，等效难磁化轴存在偏差，并非理想的 $90^\circ$ ，而是接近 $110^\circ$ 。均匀模型中关于自由层各向异性性能的描述方法能够考虑该部分偏差，反应出真实的等效难轴方向。当外加磁场沿此等效难轴方向施加时，自由层磁矩的反转过程高度接近于理想的单畴一致转动。对于均匀模型，磁畴转动过程的描述基于理想的单畴假设，故表现出更高的精度。而对于非均匀模型，为了兼顾全

角度的全局模拟精度，引入了离散的内部偏置场分布以表征不可忽略的边缘非均匀效应，在110°这个特定角度下，反而引入了轻微的参数冗余与模型结构误差，导致其此时的拟合精度略微低于均匀模型。

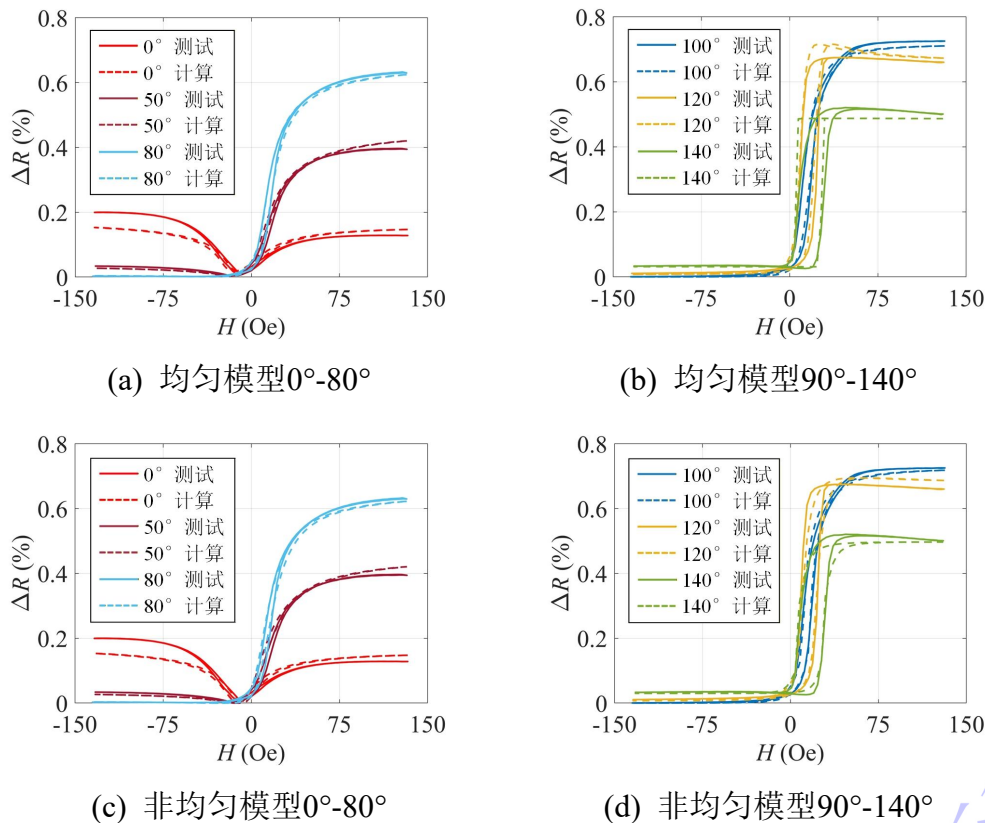


图5 测试与模型预测的传感曲线对比

Fig.5. Comparison between the measured transfer curves and the ones calculated by two models.

值得注意的是，在0°易轴附近，特别是 $H < 0$ 时的区间，两种模型均表现出相对较高的形状误差（约20 %），且模拟计算的电阻幅值显著低于实验测量值，如图5(a)，(c)中的红色曲线。主要原因是 $4 \mu\text{m} \times 16 \mu\text{m}$ 器件高长宽比带来的强形状各向异性及全局拟合的参数权衡。强形状各向异性迫使大部分磁矩整齐地排列在长轴方向，抑制了边缘磁矩的卷曲发散，使得器件在实验上能够表现出该几何配置下所能达到的极限饱和电阻值。然而，当外场偏离易轴时，退磁场导致边缘磁矩出现发散，有效极化率随之衰减。全局优化中的电阻相关参数为平均化结果，导致了外场方向接近0°时饱和电阻幅值的系统性低估。

对比两种模型的预测结果，可以看出非均匀模型的预测精度较均匀模型整体提高，尤其在大角度工作区。如图5(b)所示，均匀模型预测结果在120°处出现了实验中未观测到的电阻尖峰，在140°处则表现为过宽的平台特征。为了揭示这些偏差的物理成因，图6展示了外场沿120°和140°时均匀模型各物理量的矢量关系。基于表1参数，均匀模型中内部偏置场 $H_{b0}$ 沿319°，参考层磁化方向为-84.1°，即对应的理想高阻态（自由层磁化方向与参考层反平行）磁场 $H_{ap}$ 方向约为96°。当外场沿120°时， $H_{ap}$ 位于 $H$ 与 $H_{b0}$ 夹角之间，在外场幅值变化过程中，合成的有效磁场矢量引导自由层磁化强度方向连续穿越反平行态，基于均匀模型的一致转动假设，整体磁矩的同步反转导致电阻曲线上出现瞬态尖峰。当外场沿140°时， $H$ 与 $H_{b0}$ 近似反平行，二者的竞争导致合成磁场在临界区域相互抵消，从而在电阻曲线上形成平台。

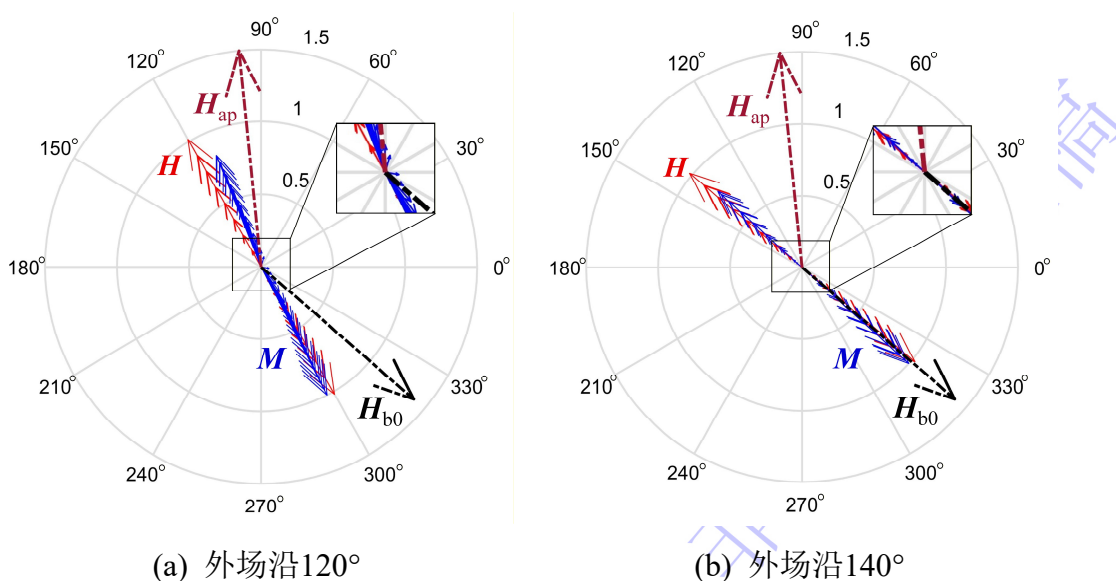


图6 均匀模型预测的矢量关系

Fig.6. Vector relationship of uniform model.

相比之下，非均匀模型通过引入离散偏置场分布，修正了对自由层微磁行为的描述。如图7所示，内部场的空间非均匀性导致不同区域（第1~3组）的磁化反转场出现了显著的离散化。虽然单一子组，如组2，仍表现出局部一致转动带来的尖峰，但各子组在时域上的非同步反转产生了相位抵消效应。这种机制在宏观

上成功抑制了与实验不符的电阻尖峰，并准确复现了平滑过渡的磁阻曲线，与图5(d)中的实验结果高度吻合。

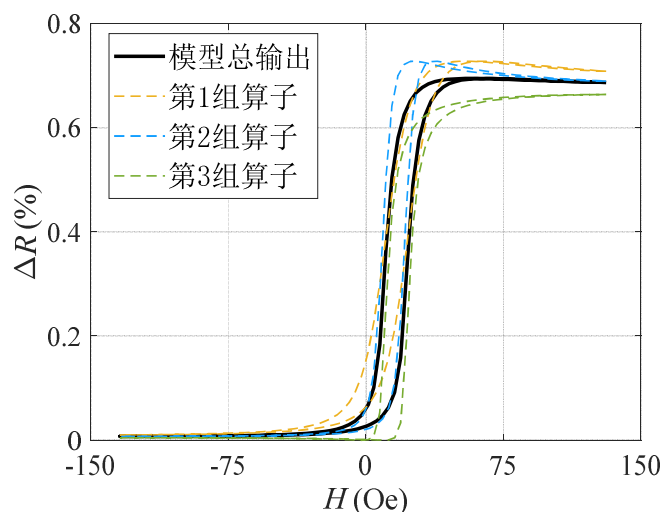


图7 非均匀模型总输出与不同分组算子输出的对比

Fig.7. Comparison of total output of non-uniform model and outputs of different hysteron groups.

#### 4.4 普适性验证

对于相同尺寸，不同串联数的实验， $R_0$ 是参数辨识结果的唯一变化量，其他磁学参数均呈现相同的结果。即， $R_0$ 随串联数增加而增加，而串联数对器件的磁学本征特性无影响。均匀模型与非均匀模型的参数辨识结果也表明， $R_0$ 均为2.4 k $\Omega$ ，不受非均匀模型的区域划分影响。

尺寸变化时，分别验证了长轴为8  $\mu\text{m}$ 和32  $\mu\text{m}$ 时模型对传感曲线的预测能力，平均误差分别为4.6 %及5.5 %，且误差分布规律与本文展示的4  $\mu\text{m}$ ×16  $\mu\text{m}$ 器件结果一致。本文提出的非均匀模型提供了一种评估方法，即通过模型对不同轴比器件进行参数辨识以提取非均匀分布特征信息。下一步工作中将据此展开对器件内偏置场非均匀性与轴比的关联性研究。

## 5 结 论

本文针对磁隧道结传感器，在前期研究的基础上，深入探究了内部偏置场空间非均匀性对器件微观磁行为及宏观传感特性的影响，并提出了一种引入离散偏

置场分布的改进型磁电阻模拟方法。通过与实验数据及均匀模型的对比分析，得出主要结论如下：

(1) 高轴比椭圆几何结构带来的强形状各向异性使得自由层在易轴方向表现出极高的磁矩取向一致性，呈现出接近物理极限的饱和电阻值。然而，受限于边缘磁矩发散引起的有效极化率衰减，全局参数辨识算法在权衡全角度拟合精度时，倾向于采用平均化的有效极化率参数，不可避免地导致了模型在易轴方向对反平行态电阻幅值的系统性低估。

(2) 均匀模型因假设磁矩在单一偏置场下进行一致转动，在大角度反转区会产生不符合实验结果的电阻尖峰。本文提出的改进模型通过引入离散的偏置场分布，有效模拟了微观层面的非一致磁化反转过程，平滑了宏观磁阻响应，消除了上述尖峰，显著提升了模型在高灵敏度区域的预测精度。

(3) 尽管在非工作区（易轴）存在幅值偏差，但改进后的非均匀模型在磁传感器最为关注的难轴及其邻域展现了最优的拟合效果。相比于前期模型，新模型能够更准确地预测传感器的灵敏度特性及磁滞特性，证明了在精密磁传感器建模中考虑内部偏置场非均匀分布对于提升核心性能指标预测精度的必要性。

## 参考文献

- [1] Zhou Z T, Yan S H, Zhao W S, Leng Q W 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 058504 (in Chinese) [周子童, 闫韶华, 赵巍胜, 冷群文 2022 物理学报 **71** 058504]
- [2] Cao J W, Wang R, Wang Y, Bai J M, Wei F L 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 057501 (in Chinese) [曹江伟, 王锐, 王颖, 白建民, 魏福林 2016 物理学报 **65** 057501]
- [3] Han X F, Zhang Y, Feng J F, Chen C, Deng H, Huang H, Guo J H, Liang Y, Si W R, Jiang A F, Wei H X 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 238502 (in Chinese) [韩秀峰, 张雨, 丰家峰, 陈川, 邓辉, 黄辉, 郭经红, 梁云, 司文荣, 江安烽, 魏红祥 2022 物理学报 **71** 238502]
- [4] Akhtar S P A, Prasad S, Islam A 2024 *Eng. Res. Express* **6** 045329
- [5] Zhang L, Zhou J, Li H, Shen L, Feng Y P 2021 *Appl. Phys. Rev.* **8** 021308

- [6] Yang Z, Zhang Y, Zhou Q Q, Wang Y H 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 137501 (in Chinese) [杨芝, 张悦, 周倩倩, 王玉华 2017 物理学报 **66** 137501]
- [7] Feng J F, Chen X, Wei H X, Chen P, Lan G B, Liu Y W, Guo J H, Huang H, Han X F 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 197103 (in Chinese) [丰家峰, 陈星, 魏红祥, 陈鹏, 兰贵彬, 刘要稳, 郭经红, 黄辉, 韩秀峰 2023 物理学报 **72** 197103]
- [8] Yan H B, Huang H T, Wang J X, Huang J, Xie K 2024 *Acta Phys. Sin.* **73** 228501 (in Chinese) [闫洪波, 黄海涛, 汪建新, 黄健, 谢凯 2024 物理学报 **73** 228501]
- [9] Liu Q Y, Luo X, Zhu H Y, Han Y W, Liu J X 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 107501 (in Chinese) [刘清友, 罗旭, 朱海燕, 韩一维, 刘建勋 2017 物理学报 **66** 107501]
- [10] Cuñado J L F, Bollero A, Pérez-Castañeda T, Perna P, Ajejas F, Pedrosa J, Guñin A, Maldonado A, Niño M A, Guerrero R, Cabrera D, Terán F J, Miranda R, Camarero J 2017 *Sci. Rep.* **7** 13474
- [11] Gunnarsson R, Hanson M, Dubourdieu C 2004 *J. Appl. Phys.* **96** 482-485
- [12] Zhang W, Xiao G, Carter M J 2011 *Phys. Rev. B* **83** 144416
- [13] Chen R, Bi R, Li Y, Li Y, Gao J, Zhang Y 2025 *IEEE Trans. Magn.* Early access
- [14] Shah L R, Bhargava N, Kim S, Stearrett R, Kou X, Sun X, Sun S, Kolodzey J, Nowak E R, Xiao J Q 2011 *J. Appl. Phys.* **109** 07C717
- [15] Endo M, Al-Mahdawi M, Oogane M, Ando Y 2022 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **55** 195001
- [16] Jenkins S, Meo A, Elliott L E, Piotrowski S K, Bapna M, Chantrell R W, Majetich S A, Evans R F L 2020 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **53** 044001
- [17] Henrotte F, Nicolet A, Hameyer K 2006 *COMPEL Int. J. Comput. Math. Elect. Electron. Eng.* **25** 71-80
- [18] Inoue J, Maekawa S 1996 *Phys. Rev. B* **53** R11927
- [19] Imamura H, Arai H, Matsumoto R, Yamaji T 2024 *Phys. Rev. Appl.* **22** 014032
- [20] Bi R, Chen R, Wu S, Ma H, Zhang H, Liu X, He J, Hu J 2025 *Sensors* **25** 1730

# Modeling of the Transfer Curves of Magnetic Tunnel Junctions Considering the Non-Uniformity of Internal Bias Field\*

CHEN Ruiying<sup>1)</sup> BI Ran<sup>1)</sup> LI Yating<sup>2)</sup> LI Yongjian<sup>2)</sup> HU Jun<sup>1)†</sup> HE Jinliang<sup>1)</sup>

1) (Department of Electrical Engineering, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

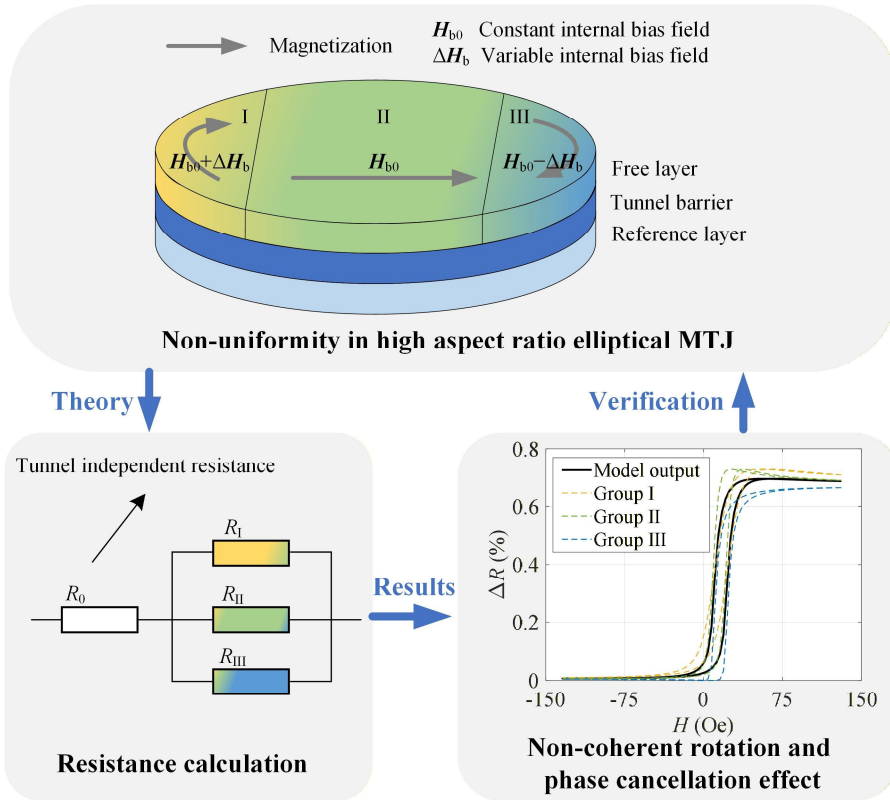
2) (State Key Laboratory of Intelligent Power Distribution Equipment and System, Hebei University of Technology, Tianjin 300130, China)

## Abstract

Accurate modeling of transfer curves is a fundamental requirement for the sophisticated design of Tunneling Magnetoresistance (TMR) sensors, which have emerged as leading candidates for weak magnetic field detection due to their superior sensitivity and wideband response. To eliminate hysteresis and achieve high linearity, TMR sensors frequently utilize magnetic tunnel junctions (MTJs) with high-aspect-ratio elliptical geometries. This design strategy leverages strong longitudinal shape anisotropy to stabilize the magnetization state; however, it inevitably introduces a significant spatial non-uniformity in the internal bias field. This non-uniformity is primarily driven by complex edge demagnetizing effects and magnetostatic coupling between the ferromagnet layers, which are often oversimplified in standard analytical models.

While our previous anisotropic magnetoresistance model based on a uniform effective field hypothesis has proven effective for standard devices, it exhibits significant physical distortion when applied to high-aspect-ratio MTJs, resulting in inaccurate predictions in non-ideal conditions. To overcome these limitations, this paper proposes an enhanced method that incorporates the non-uniform distribution of the internal bias field. The proposed methodology centers on a deterministic discrete bias field distribution. The free layer is discretized into multiple regions represented by three distinct groups of hysterons. Each group is subjected to a unique internal bias field consisting of a static invariant component and a spatially-dependent variable component, thereby capturing the field gradient from the device center to its boundaries. Furthermore, the macroscopic resistance is derived by synthesizing the parallel tunneling conductance of these local regions. A parasitic, tunnel-independent resistance is integrated into the model to represent the non-magnetic contributions from electrodes and leads in the junctions array, ensuring a rigorous match with experimental conditions.

Experimental verification conducted on  $4\ \mu\text{m}\times 16\ \mu\text{m}$  elliptical MTJs demonstrates that the traditional uniform model produces anomalous resistance peak at an external field angle of  $120^\circ$  and broad plateaus at  $140^\circ$ . These discrepancies are fundamentally caused by the abrupt coherent rotation of the entire free layer, which triggered by the synchronized competition between external and uniform internal fields. In contrast, the proposed non-uniform model effectively captures the non-coherent characteristics of the magnetization reversal process. By accounting for spatial non-uniformity, the model accurately predicts the asynchronous reversal across different regions of the free layer. This leads to a phase cancellation effect that suppresses the non-physical resistance peak and reproduces the smooth transfer characteristics observed in high-sensitivity working regions of MTJs. Additionally, the model provides a unique physical insight into the slight increase in modeling error observed near the equivalent hard axis (approximately  $110^\circ$ ), where the system physically approaches an ideal single-domain state. In conclusion, this research establishes a powerful theoretical bridge between microscopic magnetic dynamics and macroscopic sensor outputs, providing a precise theoretical tool for the optimization and performance prediction of high-sensitivity TMR sensors.



**Keywords:** Magnetic tunnel junction, anisotropic hysteresis model, transfer curve, internal bias field

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 52507012), the National Science Fund for Distinguished Young Scholars of China (Grant No. 52125703) and the China Postdoctoral Science Foundation (Grant No. 2025M780474).

† Corresponding author. E-mail: [hjun@tsinghua.edu.cn](mailto:hjun@tsinghua.edu.cn)  
 The first author. E-mail: [chenry@mail.tsinghua.edu.cn](mailto:chenry@mail.tsinghua.edu.cn)