

基于磁性隧道结和双组分多铁纳磁体的 超低功耗磁弹模数转换器*

夏永顺 杨晓阔[†] 豆树清 崔焕卿 危波 梁卜嘉 闫旭

(空军工程大学基础部, 西安 710051)

(2024 年 1 月 18 日收到; 2024 年 5 月 16 日收到修改稿)

本文提出了一种由 8 个磁性隧道结 (magnetic tunnel junction, MTJ) 构成的 3 位磁弹模数转换器 (magneto-elastic analog-to-digital converter, MEADC), 该转换器中 MTJ 自由层为双组分多铁纳磁体. 通过对多铁纳磁体实施应变介导的电压调控, 可以实现零场条件下的确定性磁化翻转. 研究发现: 对于给定尺寸, 给定材料的双组分多铁纳磁体, 压电层厚度与双组分多铁纳磁体的临界翻转电压线性相关. 基于该原理, 通过调整压电层的厚度使得 MEADC 具有 8 个不同的电压切换阈值, 将模拟信号转换为 8 个多铁 MTJ 不同磁化状态组合. 同时, 设计了锁存比较器和独立的读取电路来检测 MTJ 的阻态, 以此实现了数字信号的输出. Monte Carlo 功能模拟表明: 该 MEADC 在室温下写入成功率可达 100%; 此外, 读写电路相互分离, 使得压电层厚度与 MTJ 的输出参考电压无关, 因此每个 MTJ 可设置相同的参考电压, 从而具有更高的读取可靠性. 微磁仿真和数值模拟分析发现: 该 MEADC 的工作频率可达 250 MHz, 单次转换能耗仅为 20 aJ; 与基于 Racetrack 技术的磁模数转换器相比, 能耗降低了 1000 倍, 采样速率提高了 10 倍. 本文提出的 MEADC 可为基于自旋电子器件的存算一体电路架构提供重要的技术支撑.

关键词: 磁弹模数转换器, 磁性隧道结, 自旋电子学, 纳磁体

PACS: 75.78.-n, 85.70.Kh, 85.80.Jm

DOI: 10.7498/aps.73.20240129

1 引言

模数转换器 (ADC) 能够将模拟信号转换成用于逻辑计算的数字信号, 被广泛用于信号处理系统中. 然而由于 CMOS 技术的规模不断扩大, 当前的高速 ADC 正面临着静态功耗飙升、电源能力不理想导致采样速率下降等问题^[1]. 与此同时, 随着人工智能和大数据等应用的飞速发展, 存算一体的信号处理方式正在成为 ADC 设计的主流^[2]. 其中, 新兴的自旋电子存储器件具有非易失性和低静态功耗特性, 非常适用于设计低功耗、高带宽的存内 ADC, 所以大量研究人员开始研究磁模数转换器.

文献 [3] 利用基于 MTJ 压控磁各向异性 (voltage-controlled magnetic anisotropy, VCMA) 的电压比较器构建了多阈值磁模数转换器, 然而, 由于 VCMA 效应需要使用电阻梯来产生多个控制电压, 致使器件功率增大、可靠性降低. 为了解决这一问题, 2018 年 Salehi 和 DeMara^[4] 以自旋霍尔效应 (SOT) 驱动磁畴壁, 实现了存算一体的磁模数转换器. 但在以上两种方案中, ADC 的输入电流和输出电流需要流过同一单层重金属片, 受该重金属片电阻影响, MTJ 的有效隧道磁阻率下降, 从而导致读取阶段的感测容限和可靠性降低. 2021 年, 研究人员设计了侧读的 MTJ 阻态读取方法, 只需一个参考电压, 避免了读取电流需要通过长条重金属片的

* 国家自然科学基金 (批准号: 62274183, 62301595) 和陕西省自然科学基金 (批准号: 2022JQ-073) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: yangxk0123@163.com

缺点,从而提高了检测的可靠性;然而,该方法忽略了 MTJ 随机切换的问题,大大降低了检测正确率[5].此外,侧读方法使用了 8 个额外的低电阻触点和晶体管,增大了器件能耗和版图面积.

上述文献中的 MTJ 高低阻态 (即“0”和“1”)的切换都是通过电流驱动的方式,为了进一步降低能耗,本文提出了一种基于应变介导的电压调控多铁 MTJ 的 3 位磁弹模数转换器 (MEADC),不同于以往的 MADC, MEADC 中 MTJ 的自由层为双组分纳磁体[6],只需施加简单的方波电压即可实现对 MTJ 高低阻态的调控,具体的调控机理如第 2 节所述.相比于传统电流模式的互补金属氧化物半导体并联比较型模数转换器 (complementary metal oxide semiconductor flash analog-to-digital converter, CMOS F-ADC), MEADC 采用电压作为输入模拟量,省略了 $2^n - 1$ 个镜像电流源支路[7],减小版图面积的同时,其能耗降低至数十 aJ.其次,与 VCMA-MADC 相比,单个多铁 MTJ 当作一个高速超低功耗电压比较器,仅调控 MEADC 中比较器单元的压电层厚度,就可使模拟电压信号离散为 MTJ 的阻态组合,从而省去了电阻梯减少焦耳损耗.在读取阶段, SOT-MADC 中的每个 MTJ 的读取的高低电平都不相同,需要设计多个参考电压实现阻态检测,而 MEADC 中各 MTJ 及其读取电路结构相同,只需要设置同一参考电压即可检测各自的阻态,进一步简化了外设电路,减小了版图面积.根据文献[6]可知,电压调控双组分纳磁体磁化翻转的概率已经接近 100%,所以使用双组分纳磁体作为 MTJ 的自由层可以有效克

服 MTJ 阻态随机切换的问题.除此之外, MTJ 具有非易失性且能够兼容纳米磁逻辑,本文提出的 MEADC 在未来有望通过阵列级的优化设计运用到更多的存算一体架构中.

2 应变介导的电压调控双组分多铁 MTJ 电压比较器机理研究

在 MEADC 中,单个双组分多铁 MTJ 可作为一个高速超低功耗电压比较器,由读取电路和控制电路两部分构成,具体结构如图 1 所示.读取电路包括 MTJ 和一个电流大小为 I_R 的恒流源,其中 MTJ 从上到下依次是磁矩被钉扎朝向 y 轴正方向的钉扎层、由 MgO 构成的势垒层以及由双组分纳磁体 ($\text{Tb}_{0.7}\text{Dy}_{0.3}\text{Fe}_2$ 和 Ni) 构成的自由层 ($L_{\text{TD}} : L_{\text{Ni}} = 0.8 : 1$),自由层尺寸为 $120 \text{ nm} \times 100 \text{ nm} \times 8 \text{ nm}$;沿双组分纳磁体长轴方向为 y 轴,短轴方向为 x 轴,建立右手直角坐标系, \mathbf{M} 为双组分纳磁体的磁矩矢量, θ 为其极角, φ 为方位角.控制电路从上到下依次为置于压电层上方的两块金属电极板、压电层、压电层下方接地的硅衬底构成.压电层与双组分纳磁体弹性耦合形成异质结构,当向金属电极板施加控制电压时,压电层由于逆压电效应而产生单轴应变,该应变可传递至双组分纳磁体,并通过双组分纳磁体的逆磁致伸缩效应改变其磁化状态,从而实现应变介导的电压调控双组分纳磁体磁化状态.压电层的材料是 PMN-PT ($\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3\text{-PbTiO}_3$),其垂直压电系数 $d_{31} = 3000 \text{ pm/V}$,平行压电系数 $d_{32} = 1000 \text{ pm/V}$ [8],本文模型中,

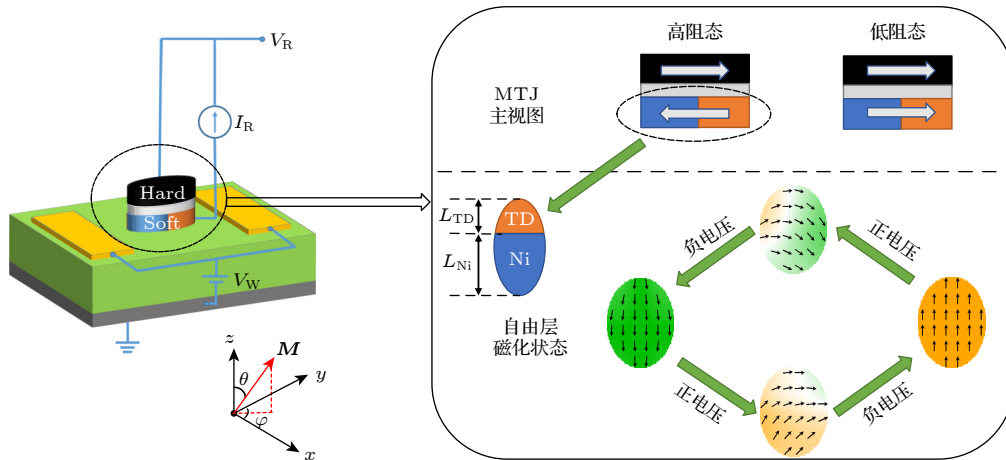


图 1 基于 MTJ 的电压比较器

Fig. 1. Voltage comparator based on MTJ.

认为压电层应变完全传递至双组分纳磁体. 当向金属电极板施加控制电压时, 压电层由于逆压电效应而产生单轴应变, 进而通过逆磁致伸缩效应改变双组分纳磁体的磁化状态, 其中 Terfenol-D ($\text{Tb}_{0.7}\text{Dy}_{0.3}\text{Fe}_2$) 具有正的磁致伸缩系数. 当应变场平行于双组分纳磁体长轴时, 其磁化方向倾向平行于拉伸应变场方向, 垂直于压缩应变场方向; 而 Ni 具有负的磁致伸缩系数. 当受到平行于双组分纳磁体长轴的应变场驱动时, 其磁化方向倾向平行于压缩应变场方向, 垂直于拉伸应变场方向^[9]. 由于隧道磁阻效应, 当 MTJ 的自由层和钉扎层的磁矩方向平行时, MTJ 呈低阻态, 读取电路输出低电平; 当 MTJ 的自由层和钉扎层的磁矩方向反平行时, MTJ 呈高阻态, 读取电路输出高电平^[10].

对于单个双组分纳磁体来说, 其动态磁化满足 Landau-Lifshitz-Gilbert 方程^[11]:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} - \frac{\alpha\gamma}{M_s} [\mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}})], \quad (1)$$

其中 α 为吉尔伯特阻尼系数, γ 是回磁比, M_s 是饱和磁化强度, \mathbf{H}_{eff} 是由多种能量构成的有效场, 其表达式为

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = -\frac{1}{\mu_0 V} \frac{dE}{d\mathbf{M}}, \quad (2)$$

式中, $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ 是真空磁导率, V 是双组分纳磁体的体积, E 是双组分纳磁体的总能量, 包括形状各向异性能、交换作用能、应力各向异性能以及热波动. 一个具有立方晶体结构的软磁多晶薄膜, 磁致伸缩系数为 λ_{111} 和 λ_{100} . 当均匀磁化的立方晶体结构铁磁体受到单轴应力 σ 作用时, 应力各向异性能表示为

$$\begin{aligned} E_\sigma = & -\frac{3}{2}\lambda_{100}\sigma(\alpha_1^2\gamma_1^2 + \alpha_2^2\gamma_2^2 + \alpha_3^2\gamma_3^2) \\ & -3\lambda_{111}\sigma(\alpha_1\alpha_2\gamma_1\gamma_2 + \alpha_2\alpha_3\gamma_2\gamma_3 \\ & + \alpha_1\alpha_3\gamma_1\gamma_3), \end{aligned} \quad (3)$$

其中, $(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$ 和 $(\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3)$ 分别表示磁化方向和应力方向. 由 (2) 式、(3) 式可得, 单轴应力各项异性能场表述为

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \frac{3\lambda_s\sigma}{\mu_0 M_s} (\mathbf{s} \cdot \mathbf{m}) \mathbf{s}, \quad (4)$$

其中, σ 为单轴应力, \mathbf{s} 为单轴应力方向的单位矢量. 本文使用微磁学仿真软件 MuMax3 对双组分纳磁体进行仿真实验, 由于 MuMax3 中未设置应

力各向异性能项, 可令磁晶各向异性常数 $K_{u1} = 3\sigma\lambda_s/2$, λ_s 为磁致伸缩系数, 从而用单轴磁晶各向异性场来等效单轴应力对有效场的贡献. 压电层传递给双组分纳磁体的单轴应力表述为

$$\sigma = \frac{YV_w d_{\text{eff}}}{h_{\text{PMN-PT}}}, \quad (5)$$

$$d_{\text{eff}} = \frac{d_{31} - d_{32}}{1 + \nu}, \quad (6)$$

其中, Y 为材料的杨氏弹性模量, V_w 是给电极施加的电压, $h_{\text{PMN-PT}}$ 为压电层的厚度. 根据 (5) 式、(6) 式, 当泊松比 $\nu = 0.3$ 时^[12], 对于给定尺寸, 给定材料的双组分纳磁体来说临界翻转应力是一个固定值. 双组分纳磁体具体的材料参数见表 1.

表 1 材料参数表^[13]
Table 1. Material parameters^[13].

| 参数 | Tb _{0.7} Dy _{0.3} Fe ₂ | Ni |
|---|---|-------|
| 杨氏模量 $Y/(10^{10} \text{ Pa})$ | 8 | 21.4 |
| 磁致伸缩系数 $\lambda_s/10^{-4}$ | 6.0 | -0.2 |
| 吉尔伯特阻尼系数 α | 0.100 | 0.045 |
| 回磁比 $\gamma/(10^5 \text{ rad}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{T}^{-1})$ | 2.21 | 2.21 |
| 饱和磁化率 $M_s/(10^5 \text{ A}\cdot\text{m}^{-1})$ | 8.00 | 4.85 |
| 交换作用常数 $A/(10^{-11} \text{ J}\cdot\text{m}^{-1})$ | 0.90 | 1.05 |

根据以上参数设置仿真环境, 为了探究器件的临界翻转应力以及稳定性, 仿真实验中温度设置为 300 K. 首先向双组分纳磁体施加压应力, 作用 0.5 ns 后切换为拉应力, 同样作用 0.5 ns 后撤去, 最后使双组分纳磁体自由弛豫 4 ns 进入稳定状态. 仿真结果如图 2 所示, m_y 是双组分纳磁体归一化磁矩矢量 \mathbf{m} 在 y 方向的分量, 可以发现: 当双组分纳磁体的受到的应力大于或等于 22 MPa 时, m_y 在正负电压交替作用下可实现 1 到 -1 范围内的稳定翻转, 这是因为双组分纳磁体而言, 外加正电压产生的压应力能够推动纳磁体中磁致伸缩系数为正的 Terfenol-D 发生翻转. 虽然磁致伸缩系数为负的材料内的磁矩 (Ni) 无法在该应力作用下翻转, 但是磁矩间的相互作用能够驱动其跟随 Terfenol-D 中的磁矩发生一定程度的偏转. 同样地, Ni 材料中的磁矩在负电压下能够发生翻转, 并且会相互作用至 Terfenol-D 内的磁矩, 所以双组分纳磁体能够极性交替变换的电压脉冲作用下实现确定性的磁矩翻转. 而当双组分纳磁体受到的应力小于或等于 21 MPa 时, m_y 最终重新回到

初始态, 不能实现双组分纳磁体磁矩翻转. 因此本文提出的双组分纳磁体磁矩翻转的临界应力确定为 $\sigma_{\min} = 22$ MPa.

由 (5) 式可知只需要改变 $h_{\text{PMN-PT}}$, 双组分纳磁体的临界翻转电压幅值 V_c 会随压电层厚度线性

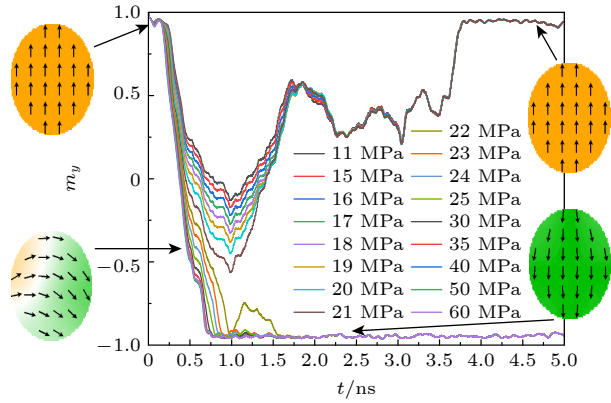


图 2 双组分纳磁体的 y 方向磁化分量随时间的变化
Fig. 2. Variation with time of the y -direction magnetization component of a bicomponent nanomagnet.

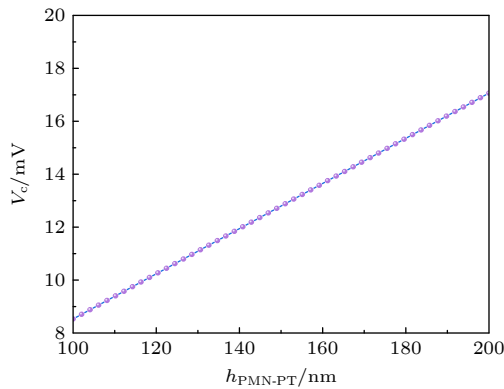


图 3 临界电压随压电层厚度的变化曲线
Fig. 3. Curve of critical voltage as function of piezoelectric layer thickness.

变化, 其函数关系可用下式表示:

$$V_c = \beta \cdot h_{\text{PMN-PT}}, \quad (7)$$

其中, 系数 $\beta = 8.5 \times 10^4$ V/m. V_c 随 $h_{\text{PMN-PT}}$ 的变化曲线如图 3 所示, 利用该线性关系可以方便地设计具有不同开关阈值的 ADC.

3 MEADC 的架构

以 8 个双组分多铁 MTJ 电压比较器作为 ADC 的基本构成单元, 并联构成一种类似于 flash-ADC 的 3 位 MEADC 架构, 其结构如图 4 所示. 8 个双组分多铁 MTJ 电压比较器从左到右依次编码为 N_0, N_1, \dots, N_8 , 压电层厚度分别为 100 nm, 110 nm, 120 nm, 130 nm, 140 nm, 150 nm, 160 nm, 170 nm, 对应双组分多铁纳磁体的阈值电压 V_{cn} ($0 \leq n \leq 7$) 分别为: 8.53 mV, 9.38 mV, 10.24 mV, 11.09 mV, 11.95 mV, 12.80 mV, 13.66 mV, 14.51 mV, 由此就得到了可以用于量化输入电压脉冲幅度的 8 个阈值检测器. MTJ 的读取电路由一个恒流源 I_R 和一个晶体管构成, 当时钟控制信号 CLK_R 为高电平时, 读取的电压信号为 $V_{\text{MTJ}} = I_R R_{\text{AP}}$ 或 $I_R R_{\text{P}}$, 分别对应 MTJ 的钉扎层和自由层的磁矩反平行和平行状态. 转换电路由两个晶体管和电压比较器的控制电路构成, 时钟控制信号 CLK_W 和 CLK_V 分别控制输入信号 V_{write} 和负电压信号 $-V$ 的通断, V_{write} 是输入的模拟电压信号, $-V$ 是幅值大于 V_{c7} 的负电压信号. 复位电路包含一个由时钟控制信号 $\text{CLK}_{\text{reset}}$ 控制的晶体管和 8 个分别由输出数字信号控制且与比较器的控制电路直接相连的晶体管.

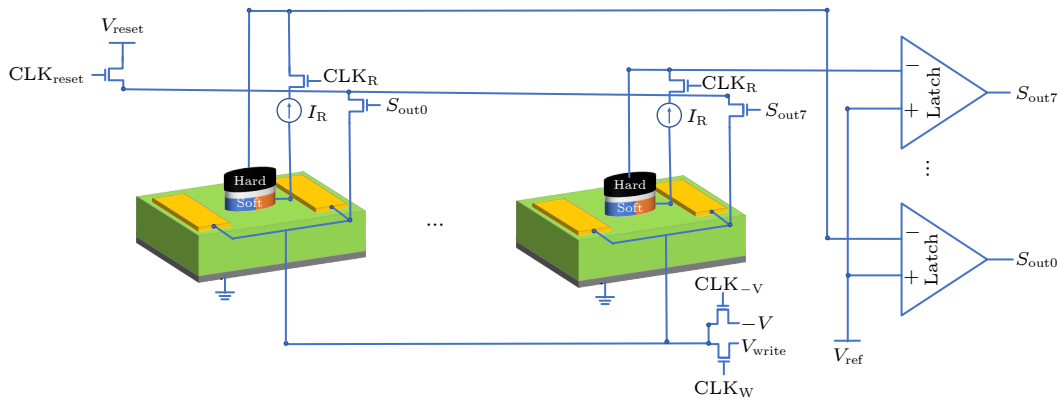


图 4 由 8 个电压比较器构成的 3 位磁弹模数转换器
Fig. 4. 3-bit magneto-elastic analog-to-digital converter consisting of 8 voltage comparators.

图 5 为 MEADC 的控制信号时序图, MEADC 有 3 个工作阶段: 复位阶段、转换阶段、读取阶段. 在复位阶段, 复位电路中的控制时钟 $\text{CLK}_{\text{reset}}$ 保持 1 ns 的高电平, 干路上的晶体管导通, 而每个电压比较器支路上的晶体管是否导通取决于对应的锁存器的输出 $S_{\text{out}n}$ ($n \in (0, 7)$), 而 $S_{\text{out}n}$ 取决于第 n 个锁存器的输入电压 ($V_{\text{MTJ}n}$ 和 V_{ref}) 的大小. 若 MTJ 的磁矩为反平行状态, 则 $V_{\text{MTJ}n}$ 为高电平, 而 $V_{\text{ref}} = I_{\text{R}}(R_{\text{P}}+R_{\text{AP}})/2$ 小于 $V_{\text{MTJ}n}$, 此时锁存器的输出电压 $V_{\text{out}n}$ 为逻辑“1”, 对应支路的晶体管导通, 对应电压比较器的控制电路与 V_{reset} 复位电平相连, 进而相应的 MTJ 的磁矩就会被调控成平行状态; 若 MTJ 的磁矩为平行状态, 则 $V_{\text{MTJ}n}$ 为低电平, $V_{\text{ref}} = I_{\text{R}}(R_{\text{P}}+R_{\text{AP}})/2$ 大于 $V_{\text{MTJ}n}$, 锁存器的输出电压 $S_{\text{out}n}$ 为逻辑“0”, 对应支路的晶体管截至, 相应的 MTJ 的磁矩继续保持平行状态. 通过复位阶段后, 所有电压比较器的 MTJ 的磁矩都保持在平行状态. 在转换阶段的前 0.5 ns, 控制时钟 CLK_{W} 为高电平, V_{write} 同时接入 8 个双组分多铁 MTJ 电压比较器的控制电路, 后 0.5 ns 控制时钟 CLK_{V} 为高电平, 只有阈值电压小于 V_{write} 的双组分多铁 MTJ 电压比较器的自由层磁矩矢量才会完成 180° 磁化翻转, 使多铁 MTJ 从平行状态变成反平行态. 在读取阶段, 每个电压比较器的读取电路中的控制时钟 CLK_{R} 为高电平, 读取电路导通, 得到的 V_{MTJ} 与对应锁存器的反向端口相连, 最终通过 8 个锁存器得到 8 位的温度计码, 再利用

一个 T2B 编码器将温度计码转换为 3 位二进制编码^[14].

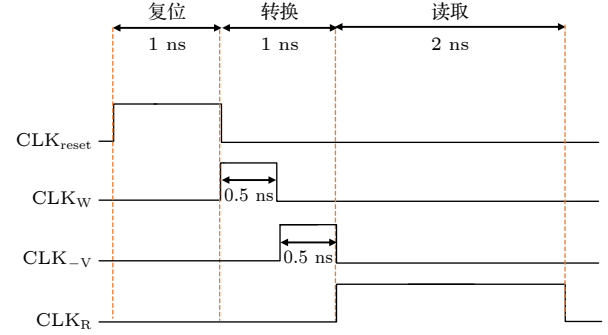


图 5 MEADC 的控制信号时序图

Fig. 5. Control signal time diagram of magneto-elastic analog-to-digital converter.

4 仿真结果分析

4.1 器件功能验证

使用 MuMax3 软件对器件的功能进行验证, 图 6(a) 展示了当输入电压 V_{write} 在 V_{c4} 和 V_{c5} 之间时, MEADC 在转换、读取、复位 3 个阶段输入输出的波形图. 首先在转换阶段电压幅值为 12.4 mV 的模拟电压信号 V_{write} 和幅值为 14.5 mV 的 $-V$ 在时钟信号的控制下交替接入电压比较器的写入电路, 从而驱动 8 个多铁 MTJ 的自由层磁矩偏转, 但由于 $V_{\text{c4}} < V_{\text{write}} < V_{\text{c5}}$, 所以只有 N0—N4 够完成 180° 翻转; 在读取阶段, 因为 $m_{y0-4} < -0.8$, 只有 N0—N4 的 MTJ 的磁矩从平行态变化到反平行

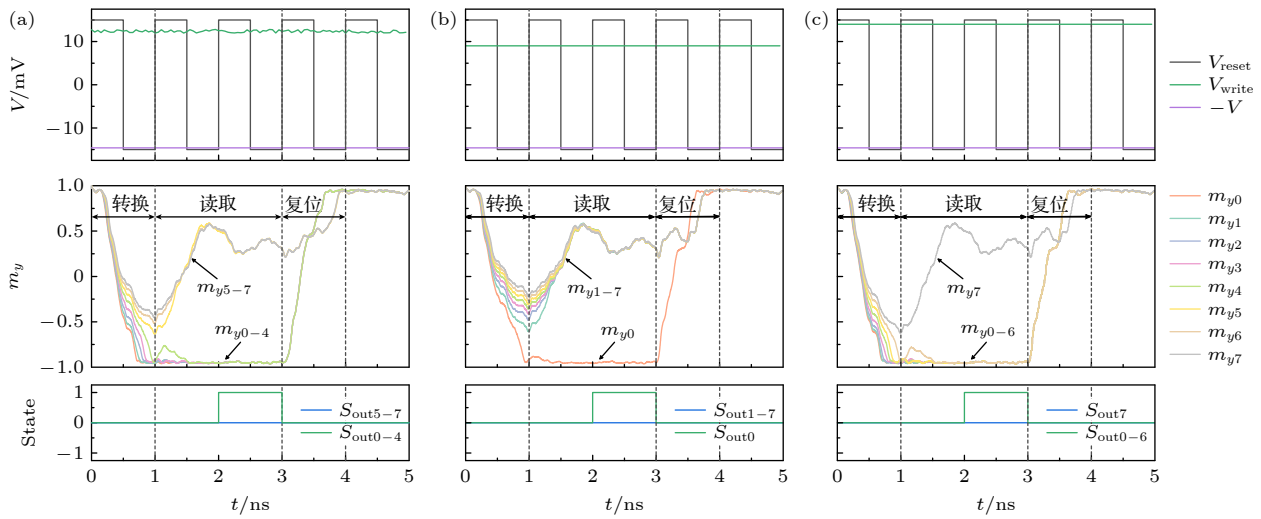


图 6 MEADC 的转换、读取、复位三阶段输入输出仿真波形图 (a) $V_{\text{c4}} < V_{\text{write}} < V_{\text{c5}}$; (b) $V_{\text{c0}} < V_{\text{write}} < V_{\text{c1}}$; (c) $V_{\text{c6}} < V_{\text{write}} < V_{\text{c7}}$

Fig. 6. Simulation waveforms of MEADC including conversion, read, and reset: (a) $V_{\text{c4}} < V_{\text{write}} < V_{\text{c5}}$; (b) $V_{\text{c0}} < V_{\text{write}} < V_{\text{c1}}$; (c) $V_{\text{c6}} < V_{\text{write}} < V_{\text{c7}}$.

态, 所以 $V_{\text{MTJ}0-4} > V_{\text{ref}}$, $S_{\text{out}0-4}$ 输出为逻辑“1”, 而 N5—N7 的 MTJ 的磁矩状态虽然也发生了变化, 但总体上还是接近于平行态, 其 $V_{\text{MTJ}5-7} < V_{\text{ref}}$, 所以 $S_{\text{out}5-7}$ 输出为逻辑“0”; 在复位阶段, 幅值为 15 mV 的方波电压 V_{reset} 会将 m_{y0-4} 重新翻转回 y 轴正方向, 又因为 $S_{\text{out}5-7}$ 为逻辑“0”, 所以 N5—N7 的复位电路并未导通, m_{y5-7} 也不会受到 V_{reset} 的影响, 根据微磁模拟结果也可知 m_{y5-7} 会在读取和复位阶段自然弛豫到 y 轴正方向. 同理, 图 6(b), (c) 分别展示了 V_{write} 在 V_{c1} 和 V_{c2} 之间、 V_{c6} 和 V_{c7} 之间时, MEADC 在转换、读取、复位 3 个阶段输入输出的波形图. 本文同样验证了当输入信号在其他阈值之间时, 表 2 列出了 $S_{\text{out}n}$ 的输出情况, 以上仿真结果及分析证明了本文设计的 MEADC 的功能正确性.

表 2 MEADC 输入输出
Table 2. MEADC input/output.

| $V_{\text{write}}/\text{mV}$ | $S_{\text{out}7-0}$ | Binary |
|------------------------------|---------------------|--------|
| 0—8.53 | 00000000 | 000 |
| 8.53—9.38 | 00000001 | 001 |
| 9.38—10.24 | 00000011 | 010 |
| 10.24—11.09 | 00000111 | 011 |
| 11.09—11.95 | 00001111 | 100 |
| 11.95—12.80 | 00011111 | 101 |
| 12.80—13.66 | 00111111 | 110 |
| 13.66—14.51 | 01111111 | 111 |
| 14.51— | 11111111 | — |

4.2 写入可靠性评估

为了评估本文设计的 MEADC 的写入可靠性, 使用 MuMax3 和 Python 软件对 N0—N7 分别进行 500 个蒙特卡罗样本模拟以探究每个双组分纳磁体翻转阈值的裕量. 初始 MTJ 的磁矩状态为平行状态 ($m_{ym} = 1$), 在模拟中把热波动的影响考虑在内以检测器件的可靠性, 随机热波动用服从高斯分布的热场 $h(t)$ 来描述 [15]:

$$h(t) = \sqrt{\frac{2\alpha k T f}{\gamma \mu_0 M_s V}} G_{(0,1)}(t), \quad (8)$$

其中 $T = 300$ K 是室温, $k = 1.38 \times 10^{-23}$ J/K 是玻尔兹曼常数, f 是热噪声的振荡频率, $G_{(0,1)}(t)$ 表示均值为 0、方差为 1 的高斯分布函数. 模拟结果如图 7 所示, x 轴代表执行蒙特卡罗模拟后双组分纳磁体的磁矩矢量在 y 方向的分量, y 轴代表对双

组分纳磁体施加电压的幅值, m_{ym} 最终小于 -0.8 说明磁矩发生翻转 [16]. 图 6 可以看出针对不同厚度的压电层, 每个双组分纳磁体的临界翻转电压的误差都在 1% (0.01 mV) 以内, 相邻双组分纳磁体的电压阈值相差 0.85 mV, 因此每个双组分纳磁体的翻转阈值的裕量都足够宽, 不会产生重叠, 这也保证了只有达到临界翻转电压的双组分纳磁体才会发生磁矩状态切换. 图 6 结果也展示了不同厚度的双组分纳磁体只有在输入电压大于其阈值电压时才会发生磁矩状态切换, 这表明在室温条件下 MEADC 的写入成功率可以达到 100%.

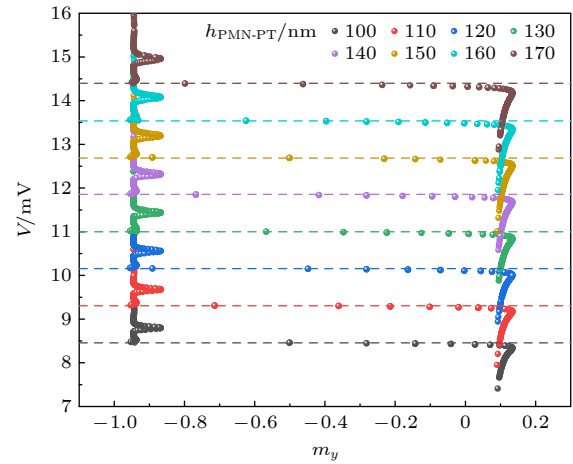


图 7 室温下 N0—N7 进行 500 次蒙特卡罗模拟的结果
Fig. 7. Results of 500 Monte Carlo simulations of N0–N7 at room temperature.

4.3 能耗评估

与其他基于 MTJ 的新型 Flash ADC 相比, 本文设计的 MEADC 最大的不同就是模拟信号的写入方式不同, 我们采用应变调控 MTJ 磁化状态. 因此, 在进行能量损耗计算时, 只考虑模拟信号的采样能耗, 包括 8 个双组分纳磁体内部的吉尔伯特阻尼引起的能耗 E_{internal} 和应变时钟能耗 E_{strain} . E_{internal} 的表达式为 [17]

$$E_{\text{internal}} = \int_0^\tau \frac{\alpha \mu_0 \gamma V}{(1 + \alpha^2) M_s} |\mathbf{H}_{\text{eff}} \times \mathbf{M}|^2 dt, \quad (9)$$

式中, τ 是双组分纳磁体磁矩矢量的进动时间. 经计算 8 个双组分纳磁体的总 $E_{\text{internal}} \approx 16$ aJ.

E_{strain} 主要由压电层的寄生电容引起, 可将电极板和衬底视为两个平行板电容器, 则压电层为插入两者之间的绝缘介质, PMN-PT 的相对介电常数 $\epsilon_r = 1000$, 因此压电层的寄生电容 $C_{\text{PMN-PT}}$ 为 [18]

$$C_{\text{PMN-PT}} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r S}{h_{\text{PMN-PT}}}, \quad (10)$$

其中 $\varepsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12}$ F/m 为真空介电常数, S 为电极板的正对面积^[19]. 在一个周期内电容板充放电两次, 所以其能耗可用下式计算^[20]:

$$E_{\text{strain}} = C_{\text{PMN-PT}} V_{\text{write}}^2 + C_{\text{PMN-PT}} (-V)^2. \quad (11)$$

当施加 $V_{\text{write}} = 15$ mV 的输入电压信号时, 8 个双组分纳磁体都会发生翻转, 所消耗的应变时钟能量为 $E_{\text{strain}} \approx 4$ aJ. 因此每次采样的总耗能为 $E_{\text{total}} = E_{\text{strain}} + E_{\text{internal}} = 20$ aJ. 根据图 6 微磁仿真结果, 本文设计的 MEADC 转换速率为 1 GHz, 读取速率为 500 MHz, 复位速率为 1 GHz, 最终器件的工作速率可以达到 250 MHz, 但是根据文献^[21], MTJ 的读取可以在 1 ns 之内完成, 所以 MEADC 的最小写入延迟为 3 ns, 这表明 MEADC 能够以 333 MHz 的速度将模拟信号转换为数字信号. 表 3 列出了不同类型 Flash ADC 的转换阶段的能耗和频率^[3,4,21-24], 与传统的 CMOS 型 ADC 相比, 本文设计的 MEADC 在功耗和速率方面均具有明显优势; 与其他新型自旋 ADC 相比, 在保持高转换速率的同时, MEADC 能耗降低了 3 个数量级. 虽然与 VCMA 相比转换速率有所降低, 但是 VCMA 设计采用了大量电阻和重金属, 使其面临高能耗问题. 此外, 本文提出的 MEADC 只需要一个参考电压, 这将大大降低外设电路的复杂性, 从而简化了器件的操作, 提高了 MEADC 的可靠性.

表 3 不同类型 Flash ADC
Table 3. Different types of Flash ADCs.

| 类型 | 分辨率位 | 最大转换频率 | 转换能耗 |
|--------------------------------|-------|---------|----------|
| VCMA ^[3] | 3-bit | 9 GHz | 0.35 pJ |
| SHE-MTJ ^[21] | 3-bit | 500 MHz | 0.48 pJ |
| SHE-DWM ^[4] | 2-bit | 1 GHz | 0.079 pJ |
| CMOS ^[22] | 4-bit | 20 MHz | 5 pJ |
| Racetrack ^[23] | 8-bit | 20 MHz | 0.021 pJ |
| Dual-Bit MEADC ^[24] | 3-bit | 667 MHz | 0.17 pJ |
| 本文 MEADC | 3-bit | 1 GHz | 20 aJ |

5 结 论

本文提出了一种应变介导的电压调控的磁弹模数转换器, 通过厚度递增的压电层设计, 实现了多阈值调控双组分纳磁体的磁化状态, 再通过 MTJ 的隧道磁阻效应读出双组分纳磁体的磁化状

态, 并进一步通过锁存比较器输出为数字信号. 微磁仿真和蒙特卡罗模拟也表明: 本文设计的 MEADC 实现了室温条件下超低功耗、高可靠性的模数转换, MEADC 能耗比之前能耗最低的新型 Flash ADC 还低了 1000 倍. 此外, MEADC 还可以通过更加精确的压电层厚度设计实现更高精度的模数转换或并联更多的电压比较器单元实现更高位数的模数转换, 这些都有望进一步应用于基于自旋电子器件的感存算一体电路架构.

参考文献

- [1] Murmann B 2015 *IEEE Solid-State Circuits Mag.* **7** 58
- [2] Zhang S, Huang K, Shen H 2020 *IEEE T. Circuits I* **67** 1867
- [3] Jiang Y F, Lü Y, Jamali M, Wang J P 2015 *IEEE Electron Device Lett.* **36** 511
- [4] Salehi S, DeMara R F 2018 *Microelectron. J.* **81** 137
- [5] Wu B, Wang Z H, Li Y X, Wang Y, Liu D J, Zhao W S, Hu X B S 2021 *IEEE T. Circuits II* **68** 617
- [6] Xia Y S, Yang X K, Dou S Q, Cui H Q, Wei B, Liang B J, Yan X 2024 *AIP Adv.* **14** 045239
- [7] Wang Z 1991 *IEEE T. Circuits Syst.* **38** 660
- [8] Liu J H, Yang X K, Cui H Q, Wei B, Li C, Chen Y, Zhang M, Li C, Dong D N 2019 *J. Magn. Magn. Mater.* **491** 165607
- [9] Biswas A K, Ahmad H, Atulasimha J, Bandyopadhyay S 2017 *Nano Lett.* **17** 3478
- [10] Bandyopadhyay S, Atulasimha J, Barman A 2021 *Appl. Phys. Rev.* **8** 041323
- [11] Fidler J, Schrefl T 2000 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **33** R135
- [12] Salehi-Fashami M, D'Souza N 2017 *J. Magn. Magn. Mater.* **438** 76
- [13] Chen Y B, Wei B, Yang X K, Liu J H, Li J, Cui H Q, Li C, Song M X 2020 *J. Magn. Magn. Mater.* **514** 167216
- [14] Ghanatian H, Farkhani H, Rezaeiyan Y, Bohnert T, Ferreira R, Moradi F 2022 *IEEE Trans. Electron Devices* **69** 1691
- [15] Brown W F 1963 *Phys. Rev* **130** 1677
- [16] Zeng J W, Yi P Y, Chen B Y, Huang C L, Qi X L, Qiu S, Fang L 2021 *Microelectron. J.* **116** 105235
- [17] Fashami M S, Atulasimha J, Bandyopadhyay S J N 2012 *Nanotechnology* **23** 105201
- [18] Peng R C, Hu J M, Momeni K, Wang J J, Chen L Q, Nan C W 2016 *Sci. Rep.* **6** 27561
- [19] Dou S Q, Yang X K, Yuan J H, Xia Y S, Bai X, Cui H Q, Wei B 2023 *IEEE Magn. Lett.* **14** 4500305
- [20] Dou S Q, Yang X K, Xia Y S, Yuan J H, Cui H Q, Wei B, Bai X, Feng C W 2023 *Acta Physica Sinica* **72** 157501 (in Chinese) [豆树清, 杨晓阔, 夏永顺, 袁佳卉, 崔焕卿, 危波, 白馨, 冯朝文 2023 物理学报 **72** 157501]
- [21] He Z, Fan D 2016 *Proceedings of the 2016 International Symposium on Low Power Electronics and Design* San Francisco, August 8–10, 2016 p314
- [22] Park C J, Gedddada H M, Karsilayan A I, Silva-Martinez J, Onabajo M 2013 *Proceedings of the IEEE International Symposium on Circuits and Systems (ISCAS)* Beijing, May 19–23, 2013 p141
- [23] Dong Q, Yang K Y, Fick L, Fick D, Blaauw D, Sylvester D 2017 *IEEE Trans. Very Large Scale Integr. VLSI Syst.* **25** 907
- [24] Qi X L, Yi P Y, Liu J H, Li C, Chen Y B, Qiu S, Xu N, Fang L 2021 *IEEE Magn. Lett.* **12** 4503305

Ultra-low power magneto-elastic analog-to-digital converter based on magnetic tunnel junctions and bicomponent multiferroic nanomagnet^{*}

Xia Yong-Shun Yang Xiao-Kuo[†] Dou Shu-Qing Cui Huan-Qing
Wei Bo Liang Bu-Jia Yan Xu

(Basic Department, Air Force Engineering University, Xi'an 710051, China)

(Received 18 January 2024; revised manuscript received 16 May 2024)

Abstract

In recent years, the utilization of artificial intelligence and big data has led to the rise of compute-in-memory signal processing as the primary method for ADC design. Spintronic memory devices, which have non-volatile and low static power consumption characteristics, are particularly suitable for the design of low-power, high-bandwidth compute-in-memory ADCs.

In this paper, a 3-bit magneto-elastic analog-to-digital converter (MEADC) is proposed, which comprises eight magnetic tunnel junctions (MTJs), where the MTJ free layer is a bicomponent multiferroic nanomagnet. The bicomponent multiferroic nanomagnet can attain deterministic magnetization switching under zero-field condition by regulating the strain-mediated voltage. It has been discovered that there is a linear correlation between the thickness of the piezoelectric layer and the critical flip voltage in a bicomponent multiferroic nanomagnet of a given size and material. Using this principle, the thickness of the piezoelectric layer is adjusted to allow the MEADC to have eight different voltage switching thresholds. This can make the analog signal converted into a combination of different magnetization states of eight multiferroic MTJ. A latch comparator and an independent read circuit are designed to detect the MTJ's resistance state output a digital signal. Monte Carlo simulations indicate that the MEADC can achieve a 100% success rate of writing at room temperature. Additionally, the read circuit and write circuit are separated from each other, thus the same reference voltage can be set for each MTJ and result in higher readability. Micromagnetic simulation and numerical analysis demonstrate that the MEADC can operate at a maximum frequency of 250 MHz, and the energy consumption of a single conversion is only 20 aJ. Compared with the magnetic analog-to-digital converter based on the Racetrack technology, the energy consumption is reduced by 1000 times, and the sampling rate is increased by 10 times. The MEADC proposed in this paper offers an essential technical support for the spintronics-based compute-in-memory integrated circuit architecture.

Keywords: magnetoelastic analog-to-digital converters, magnetic tunnel junctions, spintronics, nanomagnets

PACS: 75.78.-n, 85.70.Kh, 85.80.Jm

DOI: [10.7498/aps.73.20240129](https://doi.org/10.7498/aps.73.20240129)

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 62274183, 62301595) and the Natural Science Basic Research Plan in Shaanxi Province of China (Grant No. 2022JQ-073).

[†] Corresponding author. E-mail: yangxk0123@163.com

基于磁性隧道结和双组分多铁纳磁体的超低功耗磁弹模数转换器

夏永顺 杨晓阔 豆树清 崔焕卿 危波 梁卜嘉 闫旭

Ultra-low power magneto-elastic analog-to-digital converter based on magnetic tunnel junctions and bicomponent multiferroic nanomagnet

Xia Yong-Shun Yang Xiao-Kuo Dou Shu-Qing Cui Huan-Qing Wei Bo Liang Bu-Jia Yan Xu

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 137502 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20240129

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240129>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

MgO基磁性隧道结温度-偏压相图的理论研究

Theoretical study on temperature-bias phase diagram of MgO-based magnetic tunnel junctions

物理学报. 2021, 70(10): 107302 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201905>

基于磁性隧道结的群体编码实现无监督聚类

Implementation of unsupervised clustering based on population coding of magnetic tunnel junctions

物理学报. 2022, 71(14): 148506 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220252>

自由层磁性交换偏置效应调控隧穿磁电阻磁传感单元性能

Key performance of tunneling magnetoresistance sensing unit modulated by exchange bias of free layer

物理学报. 2023, 72(19): 197103 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20231003>

磁性二维材料的近期研究进展

Recent research advances in two-dimensional magnetic materials

物理学报. 2022, 71(12): 127504 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220301>

层状手性拓扑磁材料 $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 的磁学特性

Magnetic properties of layered chiral topological magnetic material $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$

物理学报. 2020, 69(11): 117501 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200007>

基于二维磁性材料的自旋轨道力矩研究进展

Research progress of spin orbit torque of two-dimensional magnetic materials

物理学报. 2024, 73(1): 017502 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231244>