

УДК 538.955:621.377.624.6:004.942

КРИТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ СПИН-ВЕНТИЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ ПРОИЗВОЛЬНОГО НАПРАВЛЕНИЯ

© 2025 г. Ю. А. Юсипова*

Общество с ограниченной ответственностью «Альфачип», Москва, Россия

*E-mail: linda_nike@mail.ru

Поступила в редакцию 15.11.2024 г.

После доработки 14.12.2024 г.

Принята к публикации 30.12.2024 г.

Аналитически и численно получены зависимости критического поля переключения спинового вентиля с планарной и перпендикулярной анизотропией слоев от коэффициента анизотропии и направления магнитного поля. Установлено, что наименьшие критические значения поля и времени переключения достигается при отклонении магнитного поля от оси анизотропии на угол 45° .

Ключевые слова: спиновый вентиль, считывающая головка жесткого диска, магниторезистивный датчик, критическое поле переключения

DOI: 10.31857/S0367676525040093, EDN: GTJAQG

ВВЕДЕНИЕ

Магнитные сверхрешетки, например спиновые вентили, активно применяются в микроэлектронике благодаря своей универсальности, возможности масштабирования и совместимости с К-МОП технологиями [1]. Магниторезистивная память с произвольным доступом (MRAM), считывающие головки жестких магнитных дисков (HMDD) и детерминированная спиновая логика используют переключение спинового вентиля между антипараллельным и параллельным состояниями. Жесткие диски HMDD остаются наиболее популярным типом постоянного хранения данных благодаря своей энергонезависимости, простоте производства и высокой надежности [1]. В свою очередь, MRAM обладает всеми преимуществами HMDD, но при этом имеет более высокие быстродействие и степень интеграции, что делает ее потенциальной заменой для других типов памяти [2]. Принцип двух возможных исходов является основой стохастической спиновой логики (PSL). Основные плюсы спиновых логических устройств включают обратимость процессов, возможность выполнения как детерминированных, так и вероятностных вычислений, а также хранение данных в единой интегральной схеме [3]. Прецессионный режим применим в спин-трансферных нано-осцилляторах (STNO). Генераторы STNO предоставляют обширные частотные и амплитудные характеристики, которые можно варьировать с помощью магнитного поля и электри-

ческого тока [4]. Высокая чувствительность спиновых вентиля к магнитному полю и температуре используется в различных магнитных биосенсорах, датчиках магнитного поля и болометрических датчиках. Массивы спин-клапанных биосенсоров имеют большие перспективы в молекулярной диагностике рака, инфекций и сердечно-сосудистых заболеваний [5]. В работе [6] рассмотрен механизм работы магниторезистивного светодиода как датчика магнитного поля и показано, что, несмотря на небольшой коэффициент гигантского магнетосопротивления δ_{GMR} , можно добиться 100% изменения интенсивности излучаемого света, то есть реализовать работу магниторезистивного светодиода в режиме «включен или выключен» соответственно при наличии или отсутствии магнитного поля. Анализ, проведенный в работе [7] показал, что чувствительность спин-вентильной структуры к микроволновому облучению наряду с электрическим вкладом содержит тепловой, что дает возможность использовать магнитные сверхрешетки для обнаружения и микроволновой визуализации объектов на небольших расстояниях.

Все вышеупомянутое подчеркивает актуальность исследований, направленных на повышение энергоэффективности и магнитной чувствительности спин-вентильных структур. Тем не менее, одной из главных проблем их применения остается высокое энергопотребление при переключении с помощью магнитного поля [8–10]. В данной работе рассматривается поведение спинового вентиля в магнитном поле произвольной

ориентации с целью уменьшения энергозатрат и повышения чувствительности без потери быстродействия. Для этого были поставлены следующие задачи: построить макромагнитную модель спинового вентиля, помещенного в поле с произвольным направлением, посредством бифуркационного анализа системы уравнений модели получить уравнения для координат ее особых точек, из этих уравнений вывести формулы зависимости критических полей переключения от направления магнитного поля и провести оценки значений быстродействия и чувствительности спинового вентиля на основе десяти различных материалов.

В классической геометрии ячеек MRAM переключаемых полем и датчиков магнитного поля используется направление поля вдоль оси анизотропии [5]. В качестве метода уменьшения энергозатрат предлагается к магнитному полю, направленному вдоль оси анизотропии, добавить перпендикулярную составляющую. Несмотря на то, что данная модификация приведет к усложнению геометрии структуры, однако для топологии интегральных микросхем это означает добавление лишь одной дополнительной шины питания на всю схему. Это обусловлено тем, что дополнительную составляющую поля можно подавать одновременно на всю матрицу спиновых вентиля, что может служить тактовым сигналом для всех ячеек [1]. При этом величина этой составляющей не будет достаточной для переключения спинового вентиля, а значит не будет приводить к ошибкам в работе устройства.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Объектом исследования является спиновый вентиль с квадратным поперечным сечением со стороной $d_0 = 11$ нм [2], изображенный на рис. 1. Он состоит из двух ферромагнитных слоев FM1 и FM2, разделенных немагнитной прослойкой NM толщиной $d_{NM} = 1.2$ нм [11]. В исследовании были рассмотрены два типа анизотропии ферромагнитных слоев: планарная и перпендикулярная поверхности слоев. Антиферромагнитный слой AF используется для закрепления направления вектора намагниченности $\vec{M}_1$ в более толстом (фиксированном) ферромагнитном слое FM1,

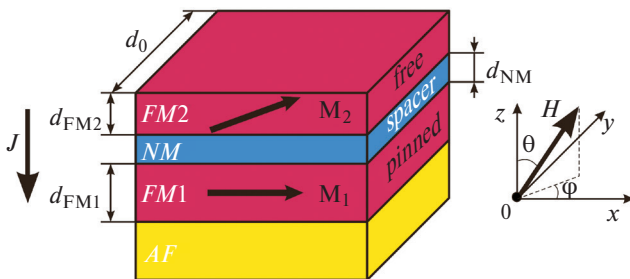


Рис. 1. Геометрия модели спинового вентиля.

толщина которого $d_{FM1} = 5$ нм [2]. Сопротивление сверхрешетки зависит от направления вектора намагниченности $\vec{M}_2$ в тонком (свободном) слое FM2, толщина которого $d_{FM2} = 2$ нм [2]. Структура помещается в магнитное поле $\vec{H}$, направление которого задается азимутальным углом φ и зенитным углом θ . Вектор намагниченности свободного слоя $\vec{M}_2$ может изменять свое направление, M_x, M_y, M_z — его проекции на соответствующие оси Ox, Oy, Oz . Электрический ток плотностью J пропускается перпендикулярно плоскости слоев противоположно оси Oz .

Спиновый вентиль имеет два основных стационарных состояния: параллельное с сопротивлением R_P и антипараллельное с сопротивлением R_{AP} . Их можно выразить через удельные сопротивления ферромагнетика ρ_F и параметр спинового поляризации P [1]. Полное сопротивление магнитной сверхрешетки для любого положения вектора $\vec{M}_2$ описывается выражением $R = 0.5[(R_P + R_{AP}) + (R_P - R_{AP})(M_i/M_s)]$, где M_i — проекция вектора $\vec{M}_2$ на ось анизотропии, а M_s — намагниченность насыщения.

Динамика вектора $\vec{M}_2$ описывается феноменологическим уравнением Ландау—Лифшица—Гильберта

$$\frac{\partial \vec{M}_2}{\partial t} = -|\gamma| \mu_0 [\vec{M}_2 \times \vec{H}_{\text{эфф}}] + \frac{\alpha}{M_s} \left[\vec{M}_2 \times \frac{\partial \vec{M}_2}{\partial t} \right], \quad (1)$$

где α — коэффициент диссипации, $\vec{H}_{\text{эфф}}$ — эффективное магнитное поле, включающее в себя следующие составляющие:

- поле анизотропии типа «легкая ось» равно $2M_x K/(M_s^2 \mu_0)$ для направления вдоль оси Ox (планарная анизотропия) и $2M_z K/(M_s^2 \mu_0)$ для направления вдоль оси Oz (перпендикулярная анизотропия), где K — первая константа анизотропии;
- поле размагничивания, равно M_z ;
- поле, обусловленное вкладом спин-поляризованного тока, согласно [8–10], имеет вид $G J \hbar / (e d_{FM2} \mu_0 M_s^2) [(\vec{M}_1/M_s) \times \vec{M}_2]$, $G = c/(b + M_x/M_s)$ — токовый коэффициент для планарной анизотропии, $G = c/(b + M_z/M_s)$ — токовый коэффициент для перпендикулярной анизотропии, здесь $c = 4P^{3/2}/(1 + P)^3$, $b = 3 - 4c$ [8–10];
- внешнее магнитное поле $\vec{H}$.

Влияние антиферромагнитного слоя AF учитывается в эффективном поле $\vec{H}_{\text{эфф}}$ только для вектора намагниченности закрепленного слоя $\vec{M}_1$ таким образом, что вектор вектора $\vec{M}_1$ имеет фиксированное направление и величину.

В расчетах используются следующие константы: μ_0 — магнитная постоянная, γ — гиромагнитное отношение, $\hbar$ — константа Планка и e — элементарный электрический заряд.

В качестве материалов для слоев FM1 и FM2 были выбраны шесть следующих магнитомягких материалов:

- кобальт и железо, монокристаллические пленки которых легче и дешевле получить;
- $\text{Fe}_{70}\text{Co}_{30}$ (пермендур) и $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{B}_{20}$ с высоким параметром спиновой поляризации $P > 0.5$;
- $\text{Co}_{93}\text{Gd}_7$ и $\text{Co}_{80}\text{Gd}_{20}$, имеющие наилучшие магнитные свойства для уменьшения магнитного поля переключения.

Также использованы следующие магнитотвердые сплавы:

- $\text{Co}_{50}\text{Pt}_{50}$ с небольшой намагниченностью насыщения M_s ;
- $\text{Fe}_{50}\text{Pd}_{50}$ и $\text{Fe}_{50}\text{Ni}_{50}$ (пермаллой) — ферромагнитные сплавы с небольшим коэффициентом диссипации $\alpha = 0.01$;
- $\text{Fe}_{50}\text{Pt}_{50}$ — сплав с самой высокой константой анизотропии.

Материалы классифицированы на магнитомягкие и магнитотвердые с учетом критерия магнитожесткости $k = (K/(M_s^2\mu_0))^{1/2}$. У магнитотвердых материалов критерий $k > 1$ [12]. Параметры данных ферромагнетиков представлены в табл. 1. В качестве материала для немагнитной прослойки выбрана медь. Дефекты микроструктуры и степень структурного порядка материалов в рассматриваемой модели не учтены.

БИФУРКАЦИОННЫЙ АНАЛИЗ

Важнейшей характеристикой динамики любого вектора являются его положения равновесия, или, по-другому, особые точки системы уравнений. В работах [8–10] приведен эффективный

метод нахождения числа и координат положений равновесия вектора намагниченности свободного слоя спинового вентиля $\vec{M}_2$. Уравнения (П1) и (П2) для расчета координат особых точек системы (1) соответственно для планарной и перпендикулярной анизотропии представлены в Приложении.

Тип особых точек определяется с помощью теоремы Коши о существовании или единственности решения системы дифференциальных уравнений, которая в них не выполняется. Для этого рассчитываются собственные числа матрицы Якоби системы (1). В зависимости от знаков их действительных частей определяется устойчивость особой точки. В то время как величина мнимой части собственных чисел матрицы Якоби определяет тип положения равновесия (фокус, узел, седло).

Разделив плоскость управляющих параметров H – J частой сеткой и определяя число, координаты и тип особых точек в каждом узле этой сетки в работах [8–10] были построены бифуркационные диаграммы для уравнения (1) для различных материалов, конфигураций анизотропии и направления магнитного поля.

При рассмотрении бифуркационных диаграмм было замечено, что критическое поле переключения спинового вентиля $H_{\min}$ для планарной анизотропии в сильной степени и нелинейно зависит от направления магнитного поля, то есть от углов φ и θ [9], а для перпендикулярной анизотропии только от угла θ [10], при этом не зависит от коэффициента диссипации α . Это обусловлено тем, что уравнения (П1) и (П2) не зависят от α , а также уравнение (П2) не зависит от угла φ . В работе [9] отмечено, что для планарной анизотропии уменьшение угла θ приводит к монотонному увеличению критического поля переключения, поэтому все дальнейшие расчеты для данного направления анизотропии будем производить для $\theta = \pi/2$.

Таблица 1. Параметры материалов, используемые в расчетах

Материал		$\mu_0 M_s$, Тл	α	K , кДж/м ³	P	ρ_F , нОм·м	R_{AP} , Ом	R_P , Ом	δ_{GMR} , %
Магнитомягкие	Co [13]	1.76	0.020	530	0.35	62.4	4.11	3.70	11
	Fe [13, 14]	2.15	0.008	48	0.40	97.1	6.58	5.71	15
	$\text{Fe}_{70}\text{Co}_{30}$ [14–16]	2.40	0.015	35	0.55	83.3	6.62	4.93	34
	$\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{B}_{20}$ [17–19]	1.96	0.040	210	0.53	195.6	15.01	11.42	31
	$\text{Co}_{93}\text{Gd}_7$ [20]	1.21	0.020	1.88	0.30	78.1	4.96	4.61	8
	$\text{Co}_{80}\text{Gd}_{20}$ [20]	0.10	0.020	1.38	0.10	112.9	6.67	6.62	1
Магнитотвердые	$\text{Co}_{50}\text{Pt}_{50}$ [13, 21]	1.01	0.030	4900	0.30	100.2	6.35	5.88	8
	$\text{Fe}_{50}\text{Pd}_{50}$ [13, 22, 23]	1.37	0.010	1800	0.50	99.0	7.37	5.83	26
	$\text{Fe}_{50}\text{Pt}_{50}$ [13, 24]	1.43	0.050	6600	0.40	106.0	7.17	6.23	15
	$\text{Fe}_{50}\text{Ni}_{50}$ [25, 26]	1.59	0.010	1300	0.20	80.0	4.87	4.71	3

Для того, чтобы численно получить зависимость $H_{\min}(\varphi, \theta)$, построены бифуркационные диаграммы при нулевом токе ($J = 0$) (рис. 2) для спинового вентиля на основе кобальта с планарной анизотропией в плоскости $\varphi-H$ ($\theta = \pi/2$) (рис. 2а) и для $\text{Fe}_{50}\text{Pt}_{50}$ с перпендикулярной анизотропией для $\theta-H$ (рис. 2б). На них выделены области с качественно различной динамикой вектора намагниченности $\vec{M}_2$. В областях *I* и *VI* переключения спинового вентиля быть не может, так как оба основных стационарных состояния являются устойчивыми. В областях *II* и *IV* наблюдается переключение в параллельное состояние, а в областях *III* и *V* — в антипараллельное. Стоит отметить, что в области *I* у системы (1) существует 6 особых точек, в областях *II*, *III* и *VI* — по 4 особые точки, а в областях *IV* и *V* — по 2 особые точки. Число особых точек определяет тип динамики вектора намагниченности свободного слоя спинового вентиля. Чем больше особых точек, тем сложнее траектория конца вектора $\vec{M}_2$, что приводит к большему числу осцилляций на графике переходного процесса переключения спинового вентиля. Осцилляции в переходном процессе могут приводить к ошибкам в работе интегральной схемы, поэтому следует выбирать режимы работы спинового вентиля в областях с меньшим количеством особых точек.

Красным выделены линии бифуркации ограничивающие *I* и *VI* области — это линии устойчивости особых точек системы (1), соответствующих параллельному и антипараллельному состоянию спинового вентиля. Они численно определяют зависимость критического поля переключения $H_{\min}$ от угла φ или θ . Вид этих линий бифуркации позволяет предположить, что функции $H_{\min}(k, \varphi)$ и $H_{\min}(k, \theta)$ имеют единственный ми-

нимум. Эти линии также соответствуют бифуркации исчезновения пары особых точек, то есть пара действительных корней уравнений (П1) и (П2) переходит в область комплексных чисел. Применяя к ним критерии потери устойчивости стационарных состояний спинового вентиля (действительная часть собственных числа матрицы линеаризации для данной точки равна 0), а также критерий $M_x, M_y, M_z \in \mathbb{R}$ в ходе данного исследования, независимо друг от друга для планарной и перпендикулярной анизотропии, с учетом $J = 0$, была аналитически получена формула для расчета критического поля переключения нормированного на намагниченность насыщения (2).

$$H_{\min}/M_s = \pm N((q^2 + sq + s^2 - 1)/q)^{1/2}, \quad (2)$$

где $q = (0.5(s - 1)((4s + 5)^{1/2} + 2s + 2s^2 - 1))^{1/3}$, для планарной анизотропии при $\theta = \pi/2$ множители N и s принимают следующие значения: $N = k$, $s = 9 \cos^4 \varphi - 9 \cos^2 \varphi + 1$. Для перпендикулярной анизотропии при любом φ коэффициенты N и s соответственно равны $k - 1$ и $9 \cos^4 \theta - 9 \cos^2 \theta + 1$. Коэффициент поля анизотропии k рассчитывается с помощью константы анизотропии K и намагниченности насыщения $k = 2K/(M_s^2 \mu_0)$.

На рис. 3 представлены соответствующие графики зависимости $H_{\min}(k, \varphi)$ и $H_{\min}(k, \theta)$ для планарной и перпендикулярной анизотропии. Стоит отметить, что сечения поверхностей $H_{\min}(k, \varphi)$ и $H_{\min}(k, \theta)$ на рис. 3 соответственно плоскостями $(\varphi - H_{\min})$ и $(\theta - H_{\min})$ совпадают с соответствующими численно полученными линиями бифуркации на диаграммах рис. 2.

Продифференцировав уравнение (2) для планарной анизотропии по углу φ , а для перпендикулярной анизотропии по углу θ , и приравняв

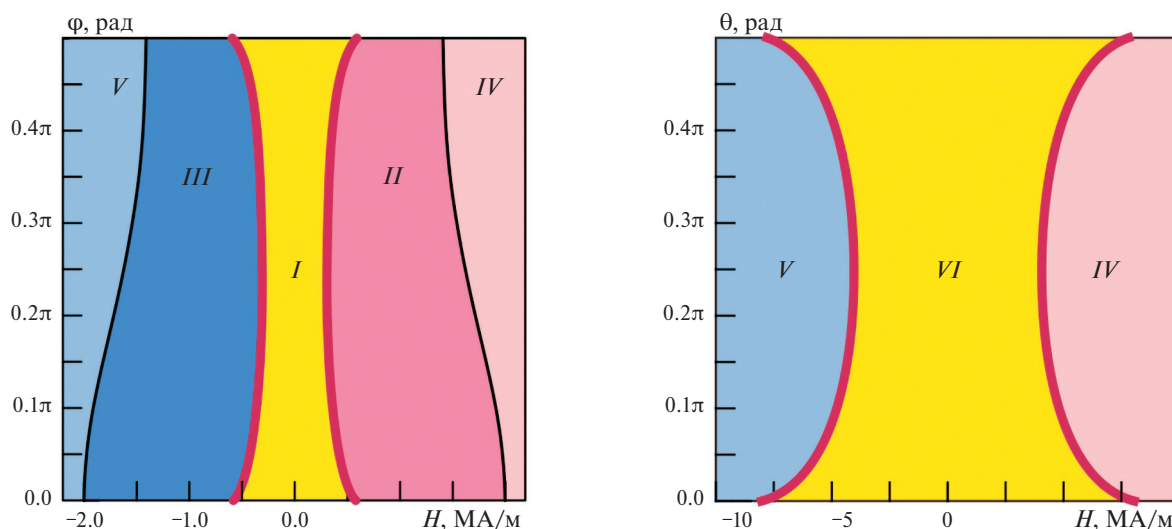


Рис. 2. Бифуркационные диаграммы при нулевом токе в плоскости $H - \varphi$ для кобальта с планарной анизотропией при $\theta = \pi/2$ (а) и в плоскости $H - \theta$ для $\text{Fe}_{50}\text{Pt}_{50}$ с перпендикулярной анизотропией (б).

производную к нулю, получим, что функция (2) в обоих случаях имеет единственный минимум в координате $(N/2, \pi/4)$. Для планарной анизотропии минимальное значение $H_{\min}/M_s$ равно половине k при $\theta = \pi/2$, $\varphi = \pi/4$, а для перпендикулярной анизотропии — $(k-1)/2$ при $\theta = \pi/4$, что в два раза меньше, чем критическое поле переключения при направлении магнитного поля вдоль оси анизотропии. Эти результаты совпадают с численными значениями, полученными при построении бифуркационных диаграмм (рис. 2). Это означает двукратное снижение энергопотребления спинового вентиля как ячейки памяти MRAM, переключаемой магнитным полем [5]. В табл. 2 представлены рассчитанные критические поля переключения спинового вентиля при направлении поля вдоль оси анизотропии и при его отклонении от него на 45° .

ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

При переключении спинового вентиля в поле непараллельном оси анизотропии, устойчивая особая точка, в которую происходит переключение, смещена относительно основного стационарного состояния равновесия. Таким образом, переключение будет происходить в два этапа. Сначала в магнитном поле вектор $\vec{M}_2$ переключится в устойчивую особую точку вблизи одного из стационарных состояний (параллельного или антипараллельного), а затем при выключении магнитного поля конец $\vec{M}_2$ перейдет в стационарное состояние, в бассейне притяжения которого он будет находиться. Таким образом, переключение спинового вентиля в магнитном поле непараллельном оси анизотропии будет двухтактным.

В табл. 2 приведены оценки времени переключения t для первого такта переключения спинового вентиля в магнитном поле близком к критическому, сделанные с помощью моделирования переключения спинового вентиля методом Рунге–Кутты четвертого порядка. Из данных табл. 2 видно, что практически для всех материалов время переключения ниже для поля, отклоненного от оси анизотропии на угол в $\pi/4$. Соответствующие значения выделены жирным шрифтом.

Чувствительность спинового вентиля как датчика магнитного поля S_0 обратно пропорциональна изменению магнитного поля $S_0 = dR/dH$ [5]. Однако смещение устойчивого положения равновесия от стационарного снижает изменение сопротивления dR , что в свою очередь уменьшает чувствительность S_0 . Проведенные численные эксперименты для десяти рассмотренных материалов по моделированию динамики спинового вентиля в магнитном поле, отклоненном от оси анизотропии, показали, что при величине поля близкой к критической отклонение особой точки от стационарного состояния составляет не более 10%. Таким образом, уменьшение S_0 за счет снижения dR , в этом случае, будет не более 10%, однако снижение поля переключения в 2 раза внесет больший вклад в изменение величины S_0 , что видно из данных, представленных в табл. 2.

Из результатов численных расчетов, приведенных в табл. 2 можно сделать вывод, что наименьшее критическое поле переключения имеет $\text{Co}_{93}\text{Gd}_7$ с планарной анизотропией при $\theta = \pi/2$, $\varphi = \pi/4$. Соответственно у сплава $\text{Co}_{93}\text{Gd}_7$ самая высокая чувствительность 89.08 Ом/Тл.

Наименьшее время переключения в 1 нс наблюдается у $\text{Co}_{50}\text{Pt}_{50}$ и $\text{Fe}_{50}\text{Pt}_{50}$, однако крити-

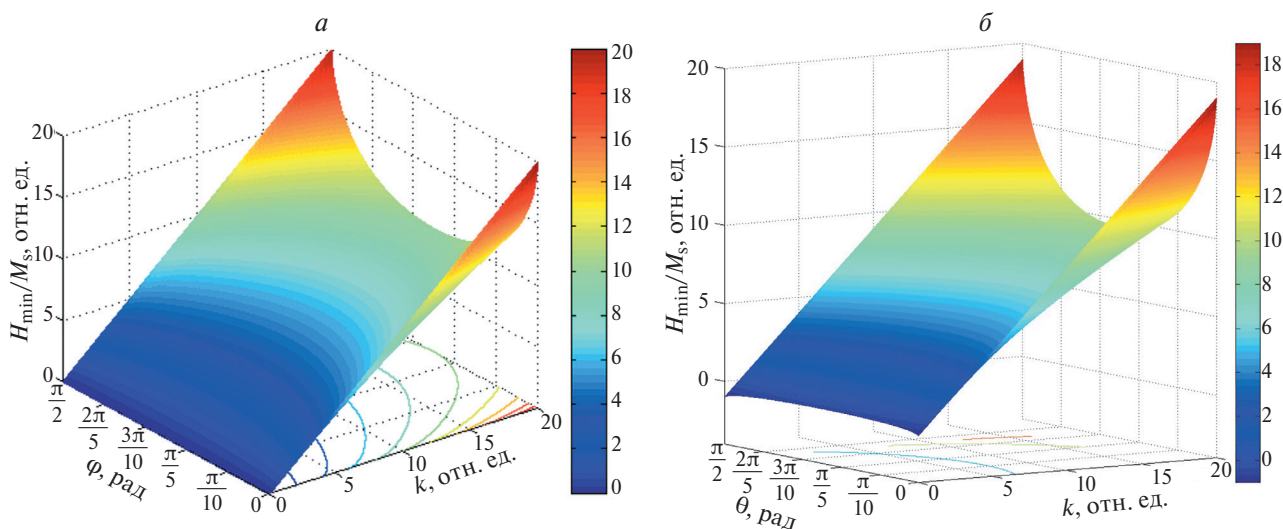


Рис. 3. Зависимость критического поля переключения от его направления для планарной (а) и перпендикулярной анизотропии (б).

Таблица 2. Критические поля переключения, время переключения при этих полях и чувствительность спинного вентиля, рассчитанные для различных материалов и конфигураций направления магнитного поля

Материал	Планарная анизотропия						Перпендикулярная анизотропия					
	$\theta = \pi/2, \varphi = 0$			$\theta = \pi/2, \varphi = \pi/4$			$\theta = 0$			$\theta = \pi/4$		
	$H_{\min},$ МА/м	$t,$ нс	$S_0,$ Ом/Тл	$H_{\min},$ МА/м	$t,$ нс	$S_0,$ Ом/Тл	$H_{\min},$ МА/м	$t,$ нс	$S_0,$ Ом/Тл	$H_{\min},$ МА/м	$t,$ нс	$S_0,$ Ом/Тл
Co	0.605	9	0.27	0.301	7	0.52	0.922	47	0.20	0.461	42	0.39
Fe	0.047	17	7.69	0.022	21	14.91	1.899	55	0.21	0.949	60	0.40
Fe ₇₀ Co ₃₀	0.032	11	23.01	0.015	3	44.64	2.416	18	0.36	1.208	16	0.69
Fe ₆₀ Co ₂₀ B ₂₀	0.218	7	6.66	0.107	4	12.93	1.425	29	1.06	0.712	25	2.06
Co ₉₃ Gd ₇	0.013	12	45.92	0.007	8	89.08	1.003	84	0.15	0.501	73	0.29
Co ₈₀ Gd ₂₀	0.028	442	0.77	0.014	135	1.49	0.069	464	0.41	0.034	126	0.79
Co ₅₀ Pt ₅₀	9.645	5	0.02	4.851	1	0.04	9.347	17	0.02	4.673	10	0.04
Fe ₅₀ Pd ₅₀	2.616	9	0.23	1.314	6	0.45	1.631	254	0.40	0.815	212	0.77
Fe ₅₀ Pt ₅₀	9.126	4	0.04	4.610	1	0.08	8.179	49	0.05	4.089	24	0.09
Fe ₅₀ Ni ₅₀	1.645	7	0.04	0.817	9	0.07	0.427	446	0.17	0.213	382	0.32

ческое поле переключения для этих материалов в ≈ 700 раз выше чем у Co₉₃Gd₇. Оптимальным материалом по этим двум параметрам будет пермендур Fe₇₀Co₃₀ с планарной анизотропией, так как при времени переключения 3 нс он имеет критическое поле переключения 0.015 МА/м ($\theta = \pi/2, \varphi = \pi/4$).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, численно и аналитически получена зависимость критического поля переключения спинного вентиля $H_{\min}$ от его направления. Исследования проведены для десяти различных ферромагнетиков с планарной и перпендикулярной анизотропией. Определено, что отклонение магнитного поля на угол в 45° от оси анизотропии снижает критическое поле переключения $H_{\min}$ в два раза и увеличивает быстродействие спинного вентиля для большинства рассмотренных материалов. Показано, что уменьшение чувствительности за счет отклонения магнитного поля от оси анизотропии полностью нивелируется ее ростом за счет двукратного снижения $H_{\min}$. Численные расчеты чувствительности и времени переключения показали, что наилучшим из рассмотренных ферромагнетиком для изготовления магниторезистивных датчиков и считывающих головок жестких дисков является Co₉₃Gd₇ с планарной анизотропией слоев, в то время как для ячеек магниторезистивной памяти MRAM, переключаемой магнитным полем, оптимальным материалом будет пермендур (Fe₇₀Co₃₀). Для обоих применений наилучшим направлением магнитного поля будет направление под углом в 45 градусов к полю анизотропии.

ПРИЛОЖЕНИЕ. ОПРЕДЕЛЕНИЕ КООРДИНАТ ОСОБЫХ ТОЧЕК ДЛЯ СИСТЕМЫ

ЛАНДАУ–ЛИФШИЦА–ГИЛЬБЕРТА

1. Для случая планарной анизотропии и произвольного направления магнитного поля (θ, φ — любые) запишем систему уравнений (1) в координатной форме.

$$\begin{aligned}
 dm_x/d\tau &= P(m_x, m_y, m_z) = m_y m_z + h(v m_z - w m_y) - \\
 &\quad - G j(m_y^2 + m_z^2) + \alpha(k m_x + m_x m_z^2 - k m_x^3) + \\
 &\quad + \alpha h(u - u m_x^2 - v m_x m_y - w m_x m_z), \\
 dm_y/d\tau &= Q(m_x, m_y, m_z) = -m_x m_z(k + 1) + \\
 &\quad + h(w m_x - u m_z) - G j(\alpha m_z - m_x m_y) + \\
 &\quad + \alpha(m_y m_z^2 - k m_x^2 m_y) + \alpha h(v - v m_y^2 - u m_x m_y - w m_y m_z), \\
 dm_z/d\tau &= S(m_x, m_y, m_z) = k m_x m_y + h(u m_y - v m_x) + \\
 &\quad + G j(\alpha m_y - m_x m_z) + \alpha(m_z^3 - m_z - k m_x^2 m_z) + \\
 &\quad + \alpha h(w - w m_z^2 - u m_x m_z - v m_y m_z).
 \end{aligned}$$

Здесь $\tau = \gamma \mu_0 M_s / (1 + \alpha^2)$, $u = \sin \theta \cdot \cos \varphi$, $v = \sin \theta \cdot \sin \varphi$, $w = \cos \theta$, $h = H/M_s$, $j = J \hbar / e d_{FM2} \mu_0 M_s^2$, $m_x = M_x/M_s$, $m_y = M_y/M_s$, $m_z = M_z/M_s$, $k = 2K/(M_s^2 \mu_0)$.

Чтобы найти положения равновесия системы (1), следует приравнять нулю ее правые части и путем последовательного исключения переменных получить уравнение для расчета компоненты m_x :

$$\sum_{f=0}^{10} A_f m_x^f = 0, \quad (\text{П1})$$

где

$$A_{10} = k^2(k + 1)^2,$$

$$\begin{aligned}
A_9 &= 2(k+1)k(2bk(k+1) + hu(2k+1)), \\
A_8 &= ((k+1)(hu(hu(5k+1) + 8bk(2k+1)) + h^2v^2 + \\
&\quad + 2j^2c^2k) + (k+1)^2(6b^2k^2 - k^2) + h^2k(k+v^2)), \\
A_7 &= 2(2(b^3k^2 - k^2b + h^2b + 6hb^2uk - huk)(k+1)^2 + \\
&\quad + (k+1)(k(hu(10hbu + 1 - 6b^2) + 2j^2c^2b) - 2h^2bw^2 + \\
&\quad + c^2j^2hu + h^3u) + h(-2hk(u^2 + w^2)b + uk(j^2c^2 + \\
&\quad + u^2h^2) - hw(huw + jcv))), \\
A_6 &= ((k+1)^2((b^4 - 6b^2)k^2 + k(16hbu(b^2 - 1)) + \\
&\quad + 6h^2b^2) + (k+1)(2khu(3hu(5b^2 - 1) - 4b(b^2 - 1)) + \\
&\quad + 2kc^2j^2(b^2 - 1) + 8hbu(h^2u^2 + c^2j^2 + h^2) + \\
&\quad + 6h^2b^2(v^2 - w^2 - 1)) + (j^4c^4 + hj^2c^2(h + hu^2 - 4bu) - \\
&\quad - 6h^2bjvwc + h^2(u^2(h^2 - 1) + 2b(v^2 - 1)(4hu - 3b)))), \\
A_5 &= 2(2b^2(k+1)^2(h^2b - bk^2 - 6hku + hb^2ku) + \\
&\quad + (k+1)(kb(2u^2h^2(5b^2 - 6) - buh(b^2 - 6) - 2c^2j^2) + \\
&\quad + (6h^3b^2u)) - (2k+1)h(hu^3 + 2b^3w^2) - \\
&\quad - c^2j^2u(b^2 - 1)) + h^2b(2kbu^2(3hu - b) + \\
&\quad + (2hu(hu - 3bw^2) + c^2j^2(u^2 + 1) - 2u^2 - 3bvcjw))), \\
A_4 &= (-b^3k(bk + 8hu)(k+1)^2 + b(k+1)(h^2b^3(v^2 + k + \\
&\quad + 5ku^2) + 8hub^2(u^2h^2 - k^2) - 2kb(j^2c^2 + 18u^2h^2) - \\
&\quad - 4hu(j^2c^2 + 2u^2h^2)) + h^2b^4(u^2 - w^2k) + \\
&\quad + 2h^2b^3(4khu - vwcj + 4huv^2) + h^2b^2(j^2c^2(u^2 + 1) + \\
&\quad + 6u^2(h^2 - 1)) - 4khub(j^2c^2 + 2u^2h^2) - (j^2c^2 + u^2h^2)^2), \\
A_3 &= 2hbu(((-2k^2 + u^2h^2)b^2 - 12hubk - 5u^2h^2) \times \\
&\quad \times b(k+1) - b^3(k+1)^2 - (j^2c^2 - b^2 + u^2h^2)(2hu + 2bk + \\
&\quad + b) + b((h^2k - k + h^2v^2)b^2 + 2hub(h^2 - 2) - 5u^2h^2k)), \\
A_2 &= -h^2u^2b^2(6b^2k(k+1) + 8hbu(2k+1) + 2j^2c^2 - \\
&\quad - h^2b^2 + b^2 + 6u^2h^2), \\
A_1 &= -2h^3u^3b^3(2hu + 2bk + b), \\
A_0 &= -h^4b^4u^4.
\end{aligned}$$

Остальные координаты вычисляются из уравнений S и P путем подстановки значений, полученных из уравнения (П1).

2. Для случая перпендикулярной анизотропии и произвольного направления магнитного поля (θ , φ — любые) запишем систему уравнений (1) в координатной форме.

$$\begin{aligned}
dm_x/d\tau &= P(m_x, m_y, m_z) = -m_y m_z (k-1) + \\
&\quad + h(vm_z - wm_y) - G j(m_x m_z + \alpha m_y) + \\
&\quad + \alpha(m_x m_z^2 - km_x m_z^2) + \alpha h(u - vm_x m_y - \\
&\quad - wm_x m_z - um_x^2), \\
dm_y/d\tau &= Q(m_x, m_y, m_z) = m_x m_z (k-1) + \\
&\quad + h(wm_x - um_z) - G j(\alpha m_x - m_y m_z) +
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&\quad + \alpha(m_y m_z^2 - km_y m_z^2) + \alpha h(v - um_x m_y - \\
&\quad - vm_y^2 - wm_y m_z), \\
dm_z/d\tau &= S(m_x, m_y, m_z) = km_x m_y + h(um_y - vm_x) - \\
&\quad - G j(m_y^2 + m_x^2) + \alpha(m_z^3 - m_z)(k-1) + \alpha h(w - um_x m_z - \\
&\quad - wm_z^2 - vm_y m_z).
\end{aligned}$$

Чтобы найти положения равновесия системы (1), следует приравнять нулю ее правые части и путем последовательного исключения переменных получить уравнение для расчета компоненты m_z . Тогда, последовательно исключая переменные, получаем выражение (П2) для вычисления координаты m_z особых точек:

$$\sum_{f=0}^6 B_f m_z^f = 0, \quad (\text{П2})$$

где

$$\begin{aligned}
B_6 &= (k-1)^2, \\
B_5 &= 2(hw - b + bk)(k-1), \\
B_4 &= 2k - 4hbw + 4hbwk + h^2 + \\
&\quad + b^2 - k^2 - 2b^2k + b^2k^2 + c^2j^2 - 1, \\
B_3 &= 2(hw - b + 2bk - hkw + h^2b - \\
&\quad - bk^2 - hwb^2 + hkwb^2), \\
B_2 &= 4hbw - 4hbkw - b^2 + 2kb^2 - h^2w^2 - b^2k^2 - \\
&\quad - c^2j^2 + h^2b^2, \\
B_1 &= -2hbw(hw - b + bk), \\
B_0 &= -h^2b^2w^2.
\end{aligned}$$

Следует отметить, что выражение (П2) не зависит от параметров u и v , что означает, что координаты особых точек по оси Oz не зависят от азимутального угла φ . Для ненулевых полей и токов при $w = 1$, уравнение (П2) имеет два значимых корня $m_z = \pm 1$, а для $H = 0$, $J = 0$ — три корня $m_z = \pm 1$ и $m_z = 0$. В случае $w \neq 1$, выражение (П2) имеет два или четыре реальных корня, модуль которых меньше единицы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Iusipova Iu.A., Popov A.I. // Semiconductors. 2021. V. 55. No. 13. P. 1008.
2. Nowak J.J., Robertazzi R.P., Sun J.Z. et al. // IEEE Magn. Lett. 2016. V. 7. Art. No. 3102604.
3. López A., Costa J.D., Grollier J. et al. // Phys. Rev. Appl. 2024. V. 22. Art. No. 014082.
4. You Ch.Y. // J. Magn. 2009. V. 14. No. 4. P. 168.
5. Tsymlal E.Y., Zutic I. Handbook of spin transport and magnetism. Boca Raton: CRC Press Taylor & Francis Group, 2012. 777 p.
6. Ved M., Danilov Y., Demina P. et al. // Appl. Phys. Lett. 2021. V. 118. Art. No. 092402.
7. Demin G.D., Zvezdin K.A., Popkov A.F. // Adv. Cond. Mater. Phys. 2019. No. 1. Art. No. 5109765.

8. *Ostrovskaya N.V., Iusipova Iu.A.* // Phys. Met. Metallogr. 2019. V. 120. No. 13. P. 1291.
9. *Юсипова Ю.А., Скиданов В.А.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 3. С. 359; *Iusipova Iu.A., Skidanov V.A.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 3. P. 310.
10. *Iusipova Iu.A.* // IEEE Magn. Lett. 2022. V. 13. Art. No. 4501605.
11. *Shalygina E.E., Makarov A.V., Kharlamova A.M.* // Proc. of the Nanomeeting-2017: Physics, chemistry and application of nanostructures (Minsk, 2017). P. 89.
12. *Skomski R., Coey J.M.D.* // Scripta Materialia. 2016. V. 112. No. 2. P. 3.
13. *Skomski R.* Simple Models of Magnetism. NY: Oxford university press, 2008. 335 p.
14. *Kawai T., Asai Y., Ohtake M. et al.* // EPJ Web Conf. 2013. V. 40. Art. No. 13001.
15. *Mooodera J.S., Kim T.H., Tanaka C. et al.* // Phil. Mag. B. 2000. V. 80. No. 2. P. 195.
16. *Баби́чев А.П., Бабу́шкина Н.А., Братковский А.М. и др.* Физические величины: Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
17. *Huang S.X., Chen T.Y., Chien C.L.* // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 92. Art. No. 242509.
18. *Nguyen M.H., Pai C.F., Nguyen K.X. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2015. V. 106. Art. No. 222402.
19. *Ikeda S., Miura K., Yamamoto H. et al.* // Nature Mater. 2010. V. 9. P. 721.
20. *Kaiser C., PapWorth Parkin S.S.* // US Patent US007230265B2. 2007.
21. *Papusoi C., Le T., Lo C.C.H. et al.* // J. Physics D. 2018. V. 51. No 32. Art. No. 325002.
22. *Kawai T., Itabashi A., Ohtake M. et al.* // EPJ Web Conf. 2014. V. 75. Art. No. 02002.
23. *Seemann K.M., Hickey M.C., Baltz V. et al.* // New J. Phys. 2010. V. 12. Art. No. 033033.
24. *Seki T., Mitani S., Yakushiji K. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 88. Art. No. 172504.
25. *Ogiwara M., Iihama S., Seki T. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2013. V. 103. Art. No. 242409.
26. *Gusliencko K.Y., Aranda G.R., Gonzalez J. et al.* // J. Phys. Conf. Ser. 2011. V. 292. Art. No. 012006.

Critical switching characteristics of the spin-valve structure in the arbitrary-direction magnetic field

Iu. A. Iusipova*

LLC "Alphachip", Moscow, 124498 Russia

*e-mail: linda_nike@mail.ru

The dependences of the spin-valve critical switching field with planar and perpendicular anisotropy of layers on the anisotropy coefficient and the magnetic-field direction are analytically and numerically obtained. It is established that the smallest critical values of the field and switching time are achieved when the magnetic field deviates from the anisotropy axis by an angle of 45°.

Keywords: spin valve, hard disk read head, magnetoresistive sensor, critical switching field.