05,08

Влияние интерфейсного перемешивания на магнитную анизотропию в бислое Co/Pt

© Н.А. Безвиконный[1], А.И. Карцев[1,2], П.А. Жиляев[1], А.М. Буряков[1]

[1] МИРЭА — Российский технологический университет,
Москва, Россия
[2] Российский университет дружбы народов,
Москва, Россия

E-mail: bezvikonnyj@mirea.ru

Методами теории функционала плотности исследовано влияние интерфейсного перемешивания на энергию магнитной анизотропии в бислое Co/Pt. Для атомно резкой и размытой границ раздела рассчитаны угловые зависимости энергии при повороте вектора намагниченности и построены полярные карты распределения анизотропии. Показано, что неперемешанный интерфейс обеспечивает выраженную одноосную перпендикулярную магнитную анизотропию, согласующуюся с экспериментальными данными для структур с резкой границей Co/Pt. Атомное перемешивание приводит к резкому подавлению перпендикулярной анизотропии и сглаживанию угловой зависимости энергии. Рассчитанные транспортные характеристики демонстрируют снижение проводимости при наличии интерфейсного перемешивания. Показано, что в рамках приближения постоянного времени релаксации данное различие обусловлено изменениями электронной структуры системы и их вкладом в транспортные свойства системы.

Ключевые слова: перпендикулярная магнитная анизотропия, Co/Pt, интерфейсное перемешивание, теория функционала плотности, энергия магнитной анизотропии, тонкие пленки, спинтроника.

DOI: 10.61011/FTT.2026.07.63645.1HH

1. Введение

Стремительное развитие терагерцевой (THz) спинтроники стимулировало интенсивные исследования ультратонких гетероструктур типа ферромагнетик/тяжелый металл (ФМ/НМ), в которых преобразование сверхбыстрого спинового тока в зарядовый лежит в основе генерации широкополосного THz-излучения [1,2]. Отличительной особенностью таких систем является доминирующая роль границы раздела: именно в интерфейсной области задаются ключевые параметры сверхбыстрой спиновой динамики и эффективность преобразования спинового тока в зарядовый, определяющие амплитуду и спектр излучаемого THz-сигнала [3].

Физический механизм работы спинтронного THz-эмиттера заключается в следующем. Фемтосекундная оптическая накачка возбуждает в ферромагнитном слое сильно неравновесное распределение электронов и формирует сверхбыстрый спиновый ток. При прохождении через интерфейс ФМ/НМ этот спиновый ток преобразуется в поперечный импульсный зарядовый ток за счет сильного спин-орбитального взаимодействия в тяжелых металлах (Pt, W и др.), а возникающий зарядовый ток излучает электромагнитную волну THz диапазона посредством обратного спинового эффекта Холла [4]. Следовательно, эффективность THz-эмиссии определяется одновременно величиной генерируемого спинового тока в ФМ-слое и коэффициентом его спин-зарядовой конверсии на границе ФМ/НМ [5,6]. В этой связи микроскопические характеристики интерфейса — степень атомного перемешивания, химическая резкость профиля, локальная гибридизация электронных состояний — становятся важными управляющими параметрами, способными качественно изменять динамику переноса спина и форму THz-импульса.

Экспериментальные исследования подтверждают, что модификация интерфейса приводит к смене режима спинового транспорта и существенно влияет на излучательные характеристики. Так, в структурах с медными прослойками показано, что при увеличении толщины Cu до нескольких нанометров перенос спина переходит к диффузионному режиму, что сопровождается заметной перестройкой временной формы и амплитуды THz-сигнала [7]. В синтетических антиферромагнитных гетероструктурах NiFe/Ru/NiFe обнаружено усиление спиновой релаксации и рост ширины линии ФМР, локализованные вблизи интерфейса NiFe/Ru, что указывает на существенный вклад границы раздела в диссипацию и спин-зарядовые процессы [3]. Кроме этого, в формировании суммарного THz-ответа могут проявляться нелинейно-оптические интерфейсные механизмы: например, для Co/Mo показано, что наряду с вкладом обратного спинового эффекта Холла значимую долю (порядка десятков процентов) может давать оптическая ректификация на интерфейсе, приводящая к поляризационно-зависимому анизотропному THz-излучению [8]. Совокупность этих результатов подчеркивает, что корректное описание и целенаправленная оптимизация спинтронных THz-эмиттеров требуют явного учета атомной структуры и электронных свойств интерфейса.

Особое место среди материалов для спинтронной THz-фотоники занимают гетероструктуры на ос-

нове Co/Pt благодаря высокой эффективности спин-орбитальной конверсии в Pt и возможности стабилизации перпендикулярной ориентации намагниченности в ультратонком Co. Перпендикулярная магнитная анизотропия (ПМА) в таких системах носит преимущественно интерфейсный характер и определяется спин-орбитальными эффектами и гибридизацией Co-3d и Pt-5d состояний в области границы раздела. Важно, что ПМА не только задает устойчивость магнитного состояния и воспроизводимость характеристик структуры, но и влияет на условия генерации сверхбыстрого спинового тока и его динамику на фемтосекундных временах, то есть является одним из факторов, косвенно определяющих стабильность и эффективность THz-эмиссии в Co/Pt-подобных системах. При этом результаты первопринципных исследований магнитной анизотропии показывают, что количественно корректное воспроизведение энергии магнитной анизотропии (ЭМА) в Co/Pt критически зависит от того, насколько детально в модели учтена микроструктура интерфейса [9].

В настоящей работе с использованием первопринципных ТФП-расчетов в пакете VASP исследуется влияние интерфейсного перемешивания на энергию магнитной анизотропии и перпендикулярную магнитную анизотропию в бислое Co/Pt. Рассматриваются две модели: с атомно резкой („неперемешанной“) границей раздела и с атомно-разупорядоченной интерфейсной областью („перемешанный“), сформированной в результате *ab initio* молекулярной динамики и размывающей границу раздела на несколько атомных слоев. Для обеих конфигураций анализируется угловая зависимость энергии анизотропии и строятся полярные карты ЭМА (θ, φ), что позволяет выявить изменение симметрии анизотропии и количественно оценить степень подавления ПМА при перемешивании. Такой подход нацелен на установление микроскопической (атомно-электронной) связи между качеством интерфейса Co/Pt и устойчивостью перпендикулярной анизотропии — параметра, критически важного при проектировании и оптимизации спинтронных THz-эмиттеров на основе ФМ/Pt-структур.

2. Первопринципные расчеты

Моделирование бислойной структуры Co/Pt выполнялось методом *ab initio* в рамках теории функционала плотности с использованием программного пакета VASP, метода проективных присоединенных волн и обобщенного градиентного приближения в параметризации PBE для обменно-корреляционного функционала обобщенного градиента (GGA) [10]. Соответствующие валентные конфигурации в выбранных псевдопотенциалах $3s^2 3p^6 3d^9$ для Co и $5s^2 5p^6 5d^{10}$ для Pt.

Исходная модель неперемешанного интерфейса была построена на основе плотноупакованной геометрии с ориентацией слоев вдоль направления ГЦК(111). Модель перемешанного интерфейса получена на основе исходной структуры с использованием молекулярной динамики в пакете VASP. В последующих расчетах использовалась одна репрезентативная атомно-разупорядоченная конфигурация, в которой интерфейсная область была размыта на 2–3 атомных слоя.

Сверхячейки формировались так, чтобы толщина слоев Co и Pt по нормали к интерфейсу обеспечивала наличие слоев с электронной структурой, близкой к объемной, тогда как основные изменения свойств были локализованы вблизи границы раздела. При построении кристаллографических моделей интерфейсов учитывались согласование параметров решеток в плоскости интерфейса и минимизация возникающих упругих напряжений, способных оказывать дополнительное влияние на величину магнитной анизотропии. Для используемой суперячейки полный объем составлял приблизительно 706.86 Å^3, что соответствует удельному объему порядка 14–15 Å^3 на атом ($\approx 14.7\,\text{Å}^3/\text{atom}$). Эти значения согласуются с характерными атомными объемами для плотноупакованных решеток металлических системе.

Для неперемешанного интерфейса использовалась периодическая сверхъячейка интерфейсного типа без вакуумного зазора, что соответствует подходу бесконечного интерфейса. Перемешанный интерфейс строился в той же сверхъячейке, однако атомное разупорядочение в интерфейсной области нарушало симметрию идеальной структуры. Поэтому расчеты для перемешанного случая проводились для одной репрезентативной атомной конфигурации интерфейса.

Расчеты выполнялись в неколлинеарном режиме с учетом спин-орбитального взаимодействия, что необходимо для корректного определения энергии магнитной анизотропии в системах, содержащих тяжелый металл Pt. Энергия отсечения плоских волн составляла 387 eV (максимальная энергия из файла потенциалов). В данной работе для анализа интерфейсного вклада был применен подход бесконечного интерфейса, заключающегося в отсутствии вакуума, отделяющего периодические изображения. Интегрирование по неприводимой части первой зоны Бриллюэна проводилось с использованием k-сетки Монкхорста–Пака с плотностью от $4 \times 4 \times 1$.

Для больших металлических сверхъячеек характерны повышенные требования к устойчивости сходимости цикла самосогласования, связанные с длинноволновыми флуктуациями электронной плотности. В связи с этим контролировалась сходимость процедуры самосогласованного решения и при необходимости подбирались параметры размытия электронной плотности и параметры для алгоритма смешивания плотности, обеспечивающие стабильное схождение цикла в основное состояние. Дополнительно проводился анализ слоеразрешенной электронной структуры, в частности парциальной плотности состояний атомов Co вблизи интерфейса, что позволяло

количественно оценить влияние границы раздела на электронные и магнитные характеристики системы.

Энергия магнитной анизотропии (E_{MA}) определялась как разность полных энергий системы при ориентации намагниченности перпендикулярно плоскости пленки и в ее плоскости. В случае одноосной перпендикулярной анизотропии она вычислялась по следующему выражению:

$$E_{\mathrm{MA}} = E_{\mathrm{tot}}(90^\circ) - E_{\mathrm{tot}}(0^\circ)$$

где $E_{\mathrm{tot}}(0^\circ)$ соответствует полной энергии системы при ориентации намагниченности вдоль легкой оси, перпендикулярной плоскости пленки, а $E_{\mathrm{tot}}(90^\circ)$ — энергии при намагниченности, лежащей в плоскости пленки. Плотность энергии перпендикулярной магнитной анизотропии определялась как $K_\perp = E_{\mathrm{MA}}/V$, где V — объем расчетной суперячейки ($\approx 7 \cdot 10^2$ Å^3), что обеспечивает возможность прямого сопоставления с эффективной константой анизотропии, извлекаемой из экспериментальных магнитных измерений.

3. Результаты и обсуждение

На рис. 1 схематично изображена атомная структура неперемешанного и перемешанного интерфейсов в бислое Co/Pt. В неперемешанной структуре граница раздела очерчена в один атомный слой. В перемешанной структуре граница размыта на 2–3 атомных слоя с беспорядочным распределением Co и Pt атомов в граничной области.

На рис. 2 приведены полярные диаграммы энергии магнитной анизотропии $E_{\mathrm{MA}}(\theta, \varphi)$ для бислоя Co/Pt с неперемешанным и перемешанным интерфейсом. Величина $E_{\mathrm{MA}}(\theta, \varphi)$ определялась как разность полных энергий при фиксированном направлении намагниченности (θ, φ) и опорного состояния с намагниченностью, ориентированной вдоль нормали к пленке (оси z):

$$E_{\mathrm{MA}}(\theta, \varphi) = E(\theta, \varphi) - E(0, 0),$$

где θ — полярный угол относительно нормали к пленке ($\theta = 0^\circ$ — перпендикулярное направление, $\theta = 90^\circ$ — направление в плоскости пленки), φ — азимутальный угол в плоскости (0–360°). Цветовая шкала на диаграммах соответствует величине E_{MA} в μeV для каждой пары (θ, φ).

Для неперемешанного интерфейса (рис. 2, *a*) характер распределение $E_{\mathrm{MA}}(\theta, \varphi)$ носит выраженный одноосный характер: минимальные значения энергии наблюдается при $\theta \approx 0^\circ$ и $\theta \approx 180^\circ$ при всех φ, что соответствует перпендикулярной легкой оси намагничивания. При повороте намагниченности в плоскость ($\theta \to 90^\circ$) энергия возрастает на величину порядка нескольких μeV, формируя характерную для систем с перпендикулярной магнитной анизотропией двухлепестковую структуру. Для

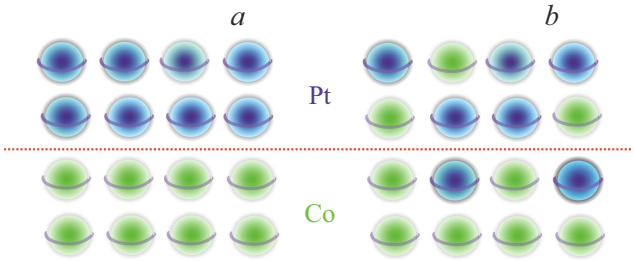


Рис. 1. Схематическое представление атомной структуры неперемешанного (*a*) и перемешанного (*b*) интерфейсов в бислое Co/Pt: зеленые — атомы Co, синие — атомы Pt. В неперемешанной структуре граница раздела очерчена в один атомный слой. В перемешанной структуре граница размыта на 2–3 атомных слоя с беспорядочным распределением Co и Pt атомов в граничной области.

перемешанного интерфейса (рис. 2, *b*) угловая зависимость $E_{\mathrm{MA}}(\theta, \varphi)$ существенно сглаживается и приближается к изотропной, что указывает на резкое ослабление перпендикулярной анизотропии.

Для количественного сопоставления с экспериментальными значениями константы перпендикулярной анизотропии $K_\perp$ далее была проанализирована угловая зависимость энергии $E_{\mathrm{MA}}(\theta, \varphi)$, полученная из первопринципных расчетов в рамках ТФП. В данных расчетах использовался массив значений E_{MA} соответствующий дискретным значениям углов θ и φ для структуры Co/Pt с неперемешанным интерфейсом.

Вблизи легкой оси ($\theta \to 0$) угловая зависимость энергия одноосной анизотропии может быть разложена в ряд:

$$E(\theta) = K_1 \sin^2(\theta) + K_2 \sin^4(\theta) + K_3 \sin^6(\theta) + \ldots,$$

где первый член $K_1 \sin^2(\theta)$ разложения определяет поведение энергии при малых отклонениях намагниченности от легкой оси и соответствует эффективной константе $K_\perp$, измеряемой в экспериментах методами магнитометрии и ФМР. В пределе малых углов $\sin(\theta) \approx \theta$ (в rad), и энергия приобретает квадратичный вид:

$$E(\theta) \approx K_{\mathrm{eff}} \cdot \theta^2.$$

Из расчетных данных для неперемешанного интерфейса минимальные значения энергии по азимутальному направлению $\varphi_{\min} \approx 36^\circ$ составляют для $\theta = 0^\circ$ $E_{\mathrm{MA}} = 746.71\,\mu$eV, а для $\theta = 10^\circ$ и $\varphi = 36^\circ$ $E_{\mathrm{MA}} \approx 100$–$260\,\mu$eV. Глобальный минимум энергии реализуется при $\theta \approx 10^\circ$, что соответствует равновесному направлению намагниченности. Вблизи минимума зависимость энергии от угла отклонения $\Delta\theta = (\theta - \theta - [0])$ описывается гармонической аппроксимацией $E(\theta) \approx K_{\mathrm{eff}} V (\Delta\theta)^2$.

Для $\Delta\theta = 10^\circ$, $K_{\mathrm{eff}} V = E/(\Delta\theta)^2 = 102.5/0.0304 \approx 3.37$ meV. Нормируя на объем расчетной суперячейки $V = 706.86$ Å^3, получаем плотность энергии перпендикулярной магнитной анизотропии: $K_\perp = 3.37/706.86$

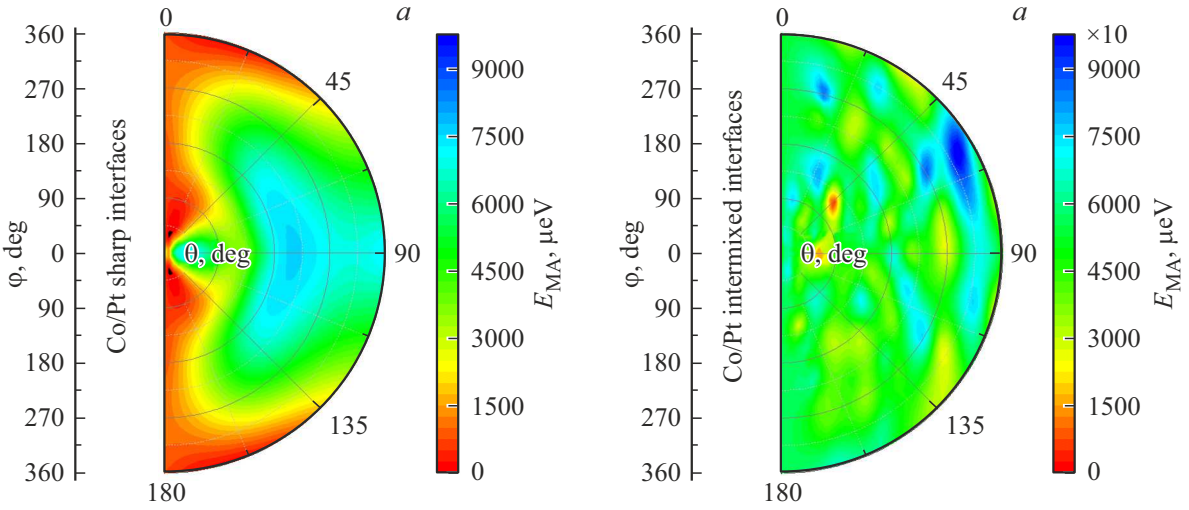


Рис. 2. Полярные карты энергии магнитной анизотропии E_{MA} для бислоя Co/Pt с неперемешанными (a) и перемешанными (b) интерфейсами. Показана угловая зависимость E_{MA} от полярного угла θ и азимутального угла φ (в градусах). Цветовая шкала соответствует значению E_{MA} в μeV. Для наглядного сравнения с картой (a) значения E_{MA} на карте (b) умножены на 10 (отметка „$\times 10$“в правом нижнем углу).

$\approx 4.8\,\mu\text{eV/Å}^3$. С учетом соотношения $1\,\mu\text{eV/Å}^3 = 1.602 \cdot 10^6 \text{erg/cm}^3$, получаем $K_\perp \approx 7.7\,\text{Merg/cm}^3$. Эта величина хорошо согласуется с экспериментальными значениями для Pt/Co с неперемешанным интерфейсом ($6-9\,\text{Merg/cm}^3$) [11].

Для той же структуры разность энергий между состояниями с намагниченностью вдоль легкой и трудной осей (энергетический барьер анизотропии между $\theta = 0°$ и $\theta = 90°$) составляет:

$$\Delta E_{MA} = E(90°, \varphi_{min}) - E(0°, 0°),$$

$$\Delta E_{MA} \approx 4.1 \cdot 10^3 \mu\text{eV} = 4.1\,\text{meV},$$

что соответствует плотности энергии

$$K_{\perp barrier} \approx (4.1/0.7069) \cdot 0.1602 \approx 36\,\text{Merg/cm}^3.$$

Данная величина существенно превышает экспериментальные значения [11] так как отражает полный энергетический барьер и включает вклад высших членов разложения $\sin^4(\theta)$, $\sin^6(\theta)$ и т.д. Напротив, гармоническая аппроксимация по малым θ выделяет именно тот вклад, который определяется в эксперименте как константа $K_\perp$ (см. таблицу).

Для перемешанного интерфейса энергия $E_{MA}(\theta, \varphi)$ изменяется значительно слабее. Даже при $\theta = 90°$ разность энергий между различными направлениями не превышает нескольких десятков meV, что соответствует $K_\perp \lesssim 10^{-2}\,\text{Merg/cm}^3$.

Строка „гармоническая оценка“ соответствует извлечению K_{eff} из зависимости $E_{MA}(\theta) \approx K_{eff} \sin^2(\theta)$ при $\theta \leq 10°$, что непосредственно сопоставимо с экспериментально определяемой константой $K_\perp$. Таким образом, атомное перемешивание на границе Co/Pt приводит к резкому снижению перпендикулярной магнитной анизотропии.

Сопоставление полученных значений перпендикулярной магнитной анизотропии с экспериментальными данными подтверждает корректность выполненных ТФП-расчетов и адекватность выбранных структурных моделей интерфейса. В связи с этим следующим этапом работы стало исследование транспортных свойств перемешанного и неперемешанного интерфейсов Co/Pt с целью качественной оценки возможного влияния атомной структуры границы раздела на эффективность генерации THz-излучения в спинтронном эмиттере.

Транспортные коэффициенты рассчитывались с использованием пакета BoltzTraP2 [12], основанного на решении полуклассического транспортного уравнения Больцмана. Входными данными служили зонные спектры, полученные в VASP. Расчеты проводились в приближении постоянного времени релаксации при фиксированном значении $\tau = 10^{-14}$ s. Для неперемешанного интерфейса такое значение соответствует характерному металлическому диапазону и может рассматриваться как феноменологически разумная оценка порядка величины. В качестве интегральной характеристики рассматривалась полная проводимость, определяемая как сумма диагональных компонент тензора проводимости. Использование одинакового времени релаксации для обеих структурных моделей позволяет сопоставить их транспортные свойства в рамках единого приближения и выделить вклад изменения электронной структуры в проводимость. Температурные зависимости полной проводимости для обоих типов интерфейса представлены на рис. 3.

Из рис. 3 следует, что интерфейсное перемешивание приводит к снижению рассчитанной проводимости во всем исследованном температурном диапазоне. В рамках приближения постоянного времени релаксации данное

Магнитные константы анизотропии $K_\perp$ для Co/Pt (ТФП) и Pt/Co (эксперимент из [11])

Тип структуры	Источник	Min E_{MA}, μeV	Max E_{MA}, μeV	ΔE_{MA}, μeV	V, Å^3	$K_\perp$, Merg/cm^3
Co/Pt, неперемешанный (полный барьер)	ТФП (данная работа)	≈ 0	$\approx 4.1 \cdot 10^3$	$\approx 4.1 \cdot 10^3$	706.9	≈ 36
Co/Pt, неперемешанный (гармоническая оценка, $\theta \leq 10^\circ$)	ТФП (данная работа)	0	746.71	$\approx 700-800$	706.9	≈ 7.7
Pt/Co, Xe-напыленный (неперемешанный интерфейс)	Эксперимент [11]	–	–	–	–	6.4–9.2
CoPt, перемешанный	ТФП (данная работа)	≈ 0	≤ 50	≤ 50	706.9	≤ 0.01
Pt/Co, Ar-напыленный (перемешанный интерфейс)	Эксперимент [11]	–	–	–	–	3.0–4.6

Примечание. Min E_{MA} и Max E_{MA} — минимальное и максимальное значения энергии на полярной карте $E_{MA}(\theta, \varphi)$. ΔE_{MA} — разность энергий между легкой и трудной осями.

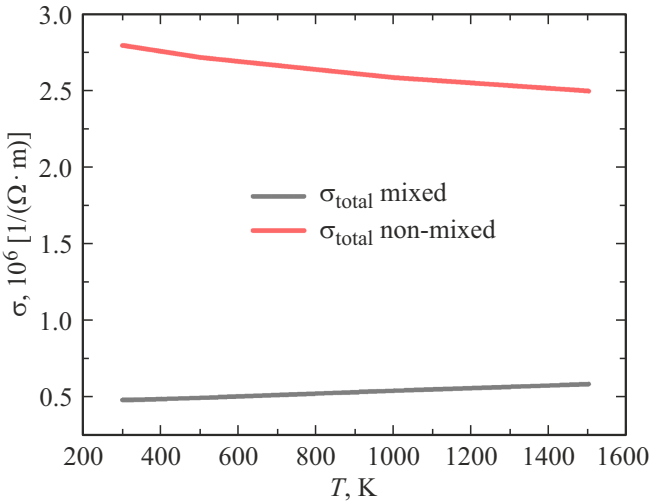


Рис. 3. Полные проводимости в зависимости от температуры для перемешанного и неперемешанного интерфейсов Co/Pt полученные из расчета.

различие отражает прежде всего изменение электронной структуры системы при переходе от неперемешанного к перемешанному интерфейсу. Для перемешанного интерфейса реальное время релаксации, вероятно, должно быть меньше вследствие дополнительного рассеяния на химическом беспорядке, поэтому абсолютные значения проводимости в этом случае не следует рассматривать как строго количественные. Вместе с тем использование одинакового значения τ для обеих моделей позволяет непосредственно выделить вклад модификации зонной структуры и электронных состояний в транспортные свойства Co/Pt-интерфейса. Поэтому, полученные транспортные результаты интерпретируются как качественное сравнение двух структурных моделей в рамках единого приближения, а не как прямое определение всех механизмов рассеяния.

Связь между напряженностью генерируемого THz-поля и электродинамическими параметрами структуры описана в работе [13]. Согласно феноменологической модели, амплитуда THz-излучения определяется совокупностью факторов, включая толщины слоев, показатели преломления сред, длину спиновой диффузии в Pt, параметры поглощения и электрическую проводимость структуры. Проводимость входит в выражение для амплитуды поля совместно с другими характеристиками и не является единственным определяющим параметром.

С учетом полученных результатов можно заключить, что снижение проводимости при интерфейсном перемешивании само по себе не позволяет однозначно предсказать изменение амплитуды THz-сигнала. Более того, перемешивание интерфейса способно одновременно влиять на длину спиновой диффузии, параметры спин-зарядовой конверсии и эффективные электродинамические характеристики структуры. Таким образом, влияние атомной структуры границы Co/Pt на эффективность THz-эмиссии носит комплексный характер и требует совместного анализа магнитных, электронных и транспортных свойств.

4. Заключение

В работе методом теории функционала плотности с учетом спин-орбитального взаимодействия проведено сравнительное исследование двух моделей интерфейса Co/Pt. Рассмотрены две модели границы раздела — атомно-резкая (неперемешанная) и атомно-разупорядоченная (перемешанная), полученная из исходной структуры методом *ab initio* молекулярной динамики.

Для неперемешанного интерфейса построены полярные карты распределения энергии магнитной анизотропии $E_{MA}(\theta, \theta)$, демонстрирующие выраженную одноосную перпендикулярную магнитную анизотропию. Из анализа угловой зависимости энергии в области малых

отклонений от равновесного направления получена гармоническая оценка эффективной константы перпендикулярной анизотропии $K_\perp \approx 7-8\,\mathrm{Merg/cm^3}$, что находится в хорошем согласии с экспериментальными данными для структур Pt/Co с минимальным интерфейсным перемешиванием. Показано, что использование полной разности энергий между легкой и трудной осями приводит к существенно большей величине энергетического барьера.

Установлено, что атомное перемешивание на границе Co/Pt приводит к резкому подавлению перпендикулярной магнитной анизотропии: в модели перемешанного интерфейса разность энергий между различными направлениями намагниченности не превышает нескольких десятков μeV, что соответствует $K_\perp \lesssim 10^{-2}\,\mathrm{Merg/cm^3}$.

Выполнен расчет транспортных характеристик в приближении постоянного времени релаксации. Показано, что в рамках данного приближения интерфейсное перемешивание сопровождается снижением полной проводимости. Использование одинакового времени релаксации для неперемешанного и перемешанного интерфейсов позволило выделить вклад изменения электронной структуры в транспортные свойства системы. При этом для перемешанного интерфейса абсолютные значения проводимости следует рассматривать как качественные оценки, так как реальное время релаксации в химически неупорядоченной области может быть дополнительно уменьшено за счет рассеяния на беспорядке. Анализ феноменологической модели THz-эмиттера указывает на комплексный характер влияния интерфейса на амплитуду излучения.

Полученные результаты устанавливают микроскопическую связь между степенью атомной упорядоченности интерфейса Co/Pt и величиной перпендикулярной магнитной анизотропии, а также демонстрируют, что сохранение атомной резкости границы является необходимым условием стабилизации перпендикулярной намагниченности в спинтронных структурах Co/Pt. Это обстоятельство следует учитывать при проектировании и технологической оптимизации THz-эмиттеров и других устройств на основе гетероструктур ферромагнетик/тяжелый металл.

Финансирование работы

Исследование выполнено при поддержке Министерство науки и высшего образования (Государственное задание № FSFZ-2025-0002).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] W. Wu, C.Y. Ameyaw, M.F. Doty, M.B. Jungfleisch. J. Appl. Phys. **130**, *9*, 091101 (2021).
[2] A. Leitenstorfer, A.S. Moskalenko, T. Kampfrath et al. J. Phys. D: Appl. Phys. **56**, *22*, 223001 (2023).
[3] P. Agarwal, R. Medwal, K. Dongol, J.R. Mohan, Y. Yang, H. Asada, Y. Fukuma, R. Singh. Adv. Opt. Mater. **12**, *22*, 2400077 (2024).
[4] T. Seifert, S. Jaiswal, U. Martens et al. Nat. Photon. **10**, *7*, 483 (2016).
[5] C. Bull, S.M. Hewett, R. Ji, C.-H. Lin, T. Thomson, D.M. Graham, P.W. Nutter. APL Mater. **9**, *9*, 090701 (2021).
[6] A.M. Buryakov, A.V. Gorbatova, P.Yu. Avdeev, E.D. Lebedeva, K.A. Brekhov, A.V. Ovchinnikov, N.S. Gusev, E.A. Karashtin, M.V. Sapozhnikov, E.D. Mishina, N. Tiercelin, V.L. Preobrazhensky. Appl. Phys. Lett. **123**, *8*, 082404 (2023).
[7] J. Jechumtál, R. Rouzegar, O. Gueckstock, C. Denker, W. Hoppe, Q. Remy, T.S. Seifert, P. Kubaščík, G. Woltersdorf, P.W. Brouwer, M. Münzenberg, T. Kampfrath, L. Nádvorník. Phys. Rev. Lett. **132**, *22*, 226703 (2024).
[8] P.Yu. Avdeev, A.V. Gorbatova, E.D. Lebedeva, N.S. Gusev, E.A. Karashtin, M.V. Sapozhnikov, E.D. Mishina, A.M. Buryakov. J. Phys. D: Appl. Phys. **58**, *38*, 385003 (2025).
[9] O. Šipr, S. Bornemann, J. Minár, H. Ebert. Phys. Rev. B **82**, *17*, 174414 (2010).
[10] E.T. Mirzoeva, A.V. Kudryavtsev. Russ. Technol. J. **13**, *4*, 47 (2025).
[11] G.A. Bertero, R. Sinclair, C.-H. Park, Z.X. Shen. J. Appl. Phys. **77**, *8*, 3953 (1995).
[12] G.K.H. Madsen, J. Carrete, M.J. Verstraete. Comput. Phys. Commun. **231**, 140 (2018).
[13] G. Torosyan, S. Keller, L. Scheuer, R. Beigang, E.Th. Papaioannou. Sci. Rep. **8**, *1*, 1311 (2018).

Редактор А.Н. Смирнов