

## ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

# Стрейнтроника — новое направление микро- и наноэлектроники и науки о материалах

А.А. Бухараев, А.К. Звездин, А.П. Пятаков, Ю.К. Фетисов

*Стрейнтроникой (straintronics) называют новое направление в физике конденсированного состояния вещества, использующее методы деформационной инженерии и физические эффекты, наведённые механическими деформациями в твёрдых телах, для реализации нового поколения устройств информационных, сенсорных и энергосберегающих технологий. Рассмотрены основные понятия стрейнтроники, физические эффекты, на которых она основана, её преимущества перед традиционной электроникой и стоящие перед ней проблемы и фундаментальные ограничения. Особое внимание уделено стрейнтронике магнитных и магнитоэлектрических материалов, так как с нею связывают надежды на радикальное снижение энергопотребления при проведении компьютерных вычислений. На конкретных примерах рассмотрены практические применения принципов стрейнтроники в области информационных и энергосберегающих технологий, сенсорной и сверхвысокочастотной техники.*

**Ключевые слова:** деформационная инженерия, магнитоупругое взаимодействие, магнитоэлектрические композиты, мультиферройки

PACS numbers: 75.80. + q, 75.85. + t

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.01.038279>

## Содержание

### 1. Стрейнтроника: основные понятия (1288).

1.1. Введение. 1.2. Перекрёстные эффекты с участием упругой подсистемы. 1.3. Деформационная инженерия. 1.4. Композиционные материалы магнитной стрейнтроники. 1.5. Принцип действия магнитных стрейнтронных устройств.

### 2. Физические эффекты в магнитных микро- и наночастицах и структурах, индуцированные механическими напряжениями (1296).

2.1. Переключение намагниченности в частицах. 2.2. Изменения микромагнитной структуры под действием механических напря-

жений. 2.3. Магнитные превращения, наведённые механическими напряжениями. 2.4. Термоиндуцированный магнитоупругий эффект. 2.5. Преобразование полей в композитных структурах.

### 3. Композитные материалы и устройства магнитной стрейнтроники (1315).

3.1. Состав и методы изготовления структур. 3.2. Устройства памяти и логики, переключаемые электрическим полем. 3.3. Датчики, преобразователи энергии, микродвигатели. 3.4. Устройства обработки радиосигналов, перестраиваемые электрическим полем. 3.5. Производные элементы стрейнтроники: гираторы, трансторы и нейроморфные элементы.

### 4. Заключение (1326).

Список литературы (1327).

А.А. Бухараев. Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского, Федеральный исследовательский центр "Казанский научный центр РАН", ул. Сибирский тракт 10/7, 420029 Казань, Российская Федерация  
E-mail: a\_bukharaev@kfti.knc.ru

А.К. Звездин. Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова 38, 119991 Москва, Российская Федерация; Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп. 53, 119991 Москва, Российская Федерация; Московский физико-технический институт (государственный университет), Институтский пер. 9, 141701 Долгопрудный, Московская обл., Российская Федерация  
E-mail: zvezdin@gmail.com

А.П. Пятаков. Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Ленинские горы 1, стр. 2, 119991 Москва, Российская Федерация  
E-mail: pyatakov@physics.msu.ru

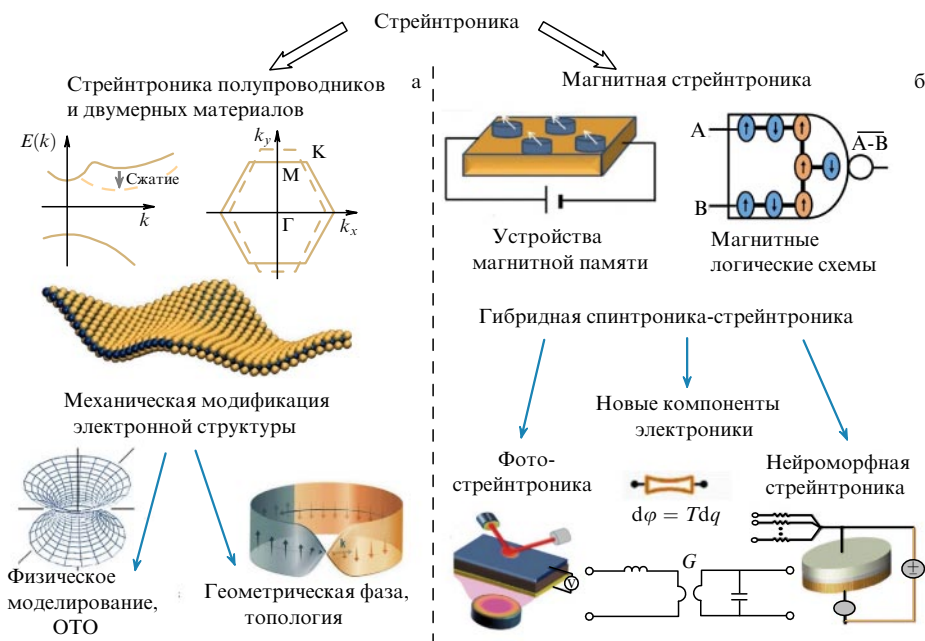
Ю.К. Фетисов. МИРЭА — Российский технологический университет, просп. Вернадского 78, 119454 Москва, Российская Федерация  
E-mail: fetisov@mirea.ru

Статья поступила 17 сентября 2017 г.,  
после доработки 15 января 2018 г.

## 1. Стрейнтроника: основные понятия

### 1.1. Введение

Стремительное и всё ускоряющееся развитие информационных технологий, выразившееся в последнее время в появлении таких новых областей, как Большие данные (Big Data) и цепочки блоков данных (blockchain), предполагают дальнейшее увеличение мощности вычислительных устройств. По оценкам специалистов [1], при сохранении тех же темпов роста информационных технологий и неизменных характеристиках электронных элементов к 2030 г. до половины потребляемой человечеством электроэнергии будет приходиться на вычисления, что в абсолютном выражении превысит отметку годового потребления в 10 ПВт ч. Данная ситуация стимулирует поиск новых энергосберегающих технологий обработки информации, одной из которых призвана стать стрейнтроника.



**Рис. 1.** Две ветви стрейнтроники. (а) Управление электронной структурой с помощью деформаций. Изображены, в частности, механически индуцированный переход от прямозонной структуры к непрямозонной в кремниевых нанотрубках [6] и модификация зоны Бриллюэна в графене [7]. (б) Основные устройства магнитной стрейнтроники, в частности магнитная память и логика.  $E(k)$  — дисперсионная зависимость для электронов,  $T$ ,  $G$  — характеристики новых элементов электроники: транзистора и гиратора (подробнее см. раздел 3). Также показаны нарождающиеся разновидности стрейнтроники: нейроморфная стрейнтроника [8] и фотострейнтроника (light-mediated straintronics) [9].

Стрейнтроникой (от англ. strain — натяжение) называют новое научное направление физики конденсированного состояния, использующее физические эффекты в твёрдых телах, обусловленные деформациями, возникающими в микро- и нанослоях и гетероструктурах под действием внешних управляющих полей, приводящих к изменениям зонной структуры, электрических, магнитных, оптических и других свойств материалов, и позволяющее реализовать новое поколение устройств информационных и сенсорных технологий.

История появления термина "стрейнтроника" является примером того, как решение фундаментальных вопросов физики может дать импульс к развитию её прикладных областей. Так, авторов статьи "Электронные свойства рифлёного графена: принцип Гейзенберга и геометрия кротовых нор в твёрдом теле" [2] интересовала проблема описания безмассовых релятивистских электронов в двумерных средах с учётом принципа неопределённости Гейзенберга, а на более высоком уровне абстракции — сопряжение квантовой механики и общей теории относительности (ОТО). Такое рассмотрение на примере гофрированных листов графена открывало новые возможности: моделирование движения релятивистских частиц в искривлённом пространстве-времени, управление электронной структурой с помощью механического напряжения. Устройства на основе последнего принципа и должны были, по замыслу авторов [2], составить элементную базу новой отрасли электроники — стрейнтроники.

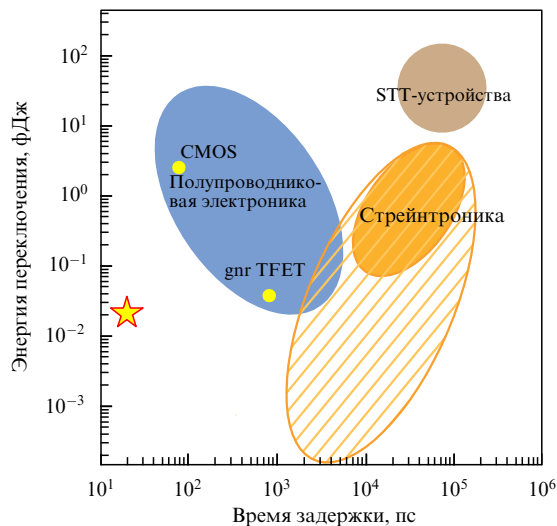
В то же время связь механических напряжений с магнитной и сегнетоэлектрической подсистемами кристалла составляет основную идею физики мультиферроиков [3] и композиционных магнитоэлектрических материалов [4]. Во-первых, изменение кристаллической структуры под влиянием механических деформаций можно рас-

сматривать как параметр порядка, во-вторых, сама деформация служит агентом, посредством которого взаимодействуют магнитная и электрическая фазы. Поэтому неудивительно, что одновременно<sup>1</sup> тот же термин появляется в статье, тематика которой находится на стыке физики магнитоэлектрических композитов и спиновой электроники: "Гибридная спинтроника и стрейнтроника: магнитная технология компьютерных вычислений и обработки сигналов со сверхнизким энергопотреблением" [5].

Так появились две ветви стрейнтроники (рис. 1), развивавшиеся до настоящего времени практически независимо.

1. Идея одной из них в самом общем случае может быть описана как влияние механических напряжений на электронные свойства. Её историю можно отсчитывать от статьи Чарльза Смита [10] 1954 г., посвящённой тензорезистивным свойствам германия и кремния, в которых было обнаружено аномально большое изменение сопротивления вследствие модификации зонной структуры полупроводника под действием механической деформации. Новое в этой области связано прежде всего с двумерными материалами — графеном, гексагональным нитридом бора, ZnO, а также ультратонкими слоями халькогенидов переходных металлов: полупроводниковыми монослоями MoS<sub>2</sub> [11, 12], WSe<sub>2</sub>, PdS<sub>2</sub> [11], WTe<sub>2</sub> [13] и планарными гетероструктурами на них [14]. Механическое напряжение в таких материалах служит "упругим калибровочным полем" (elastic gauge field), взаимодействующим с фермионами подобно электромагнитному полю [15], что порождает глубокие анало-

<sup>1</sup> Даты поступления статей [5] и [2] в печать соответственно 11 и 12 января 2011 г.



**Рис. 2.** (В цвете онлайн.) Диаграмма характеристик электронных устройств в осях *рассеиваемая энергия переключения – время задержки* для устройств традиционной полупроводниковой электроники, спинтроники и стрейнтроники [5] (в некоторых обзорах, например [19, 20], последняя выступает в качестве магнитоэлектрической разновидности спинтроники). Голубая область — характеристики полупроводниковой электроники: CMOS — кремниевые транзисторы на структурах металл–оксид–полупроводник, gnrTFET (graphene nanopillar Tunneling Field Effect Transistor) — туннельные полевые транзисторы на графеновых нанолентах [19]. Область, обозначенная как STT-устройства, — характеристики современных спинтронных устройств на основе эффекта передачи спинового момента (Spin-Torque Transfer, STT) — по данным работы [19]. Области со сплошной заливкой соответствуют характеристикам созданных прототипов стрейнтронных устройств [21–24], заштрихованная область — область теоретических оценок [5, 16–18]. Звездочкой отмечены характеристики фотоиндуцированной спиновой динамики, вызванной фемтосекундными лазерными импульсами, являющейся в настоящее время рекордным по быстрдействию процессом переключения намагниченности [25].

гии между квантовой теорией поля и физикой конденсированного состояния вещества.

2. Другая ветвь стрейнтроники развивается в рамках магнитной электроники. Основным её элементом является гетероструктура из магнитного слоя, анизотропия которого задаётся деформацией подложки (верхняя часть рис. 16). Предполагается, что именно в магнитной стрейнтронике полностью реализуется возможность сверхнизкого энергопотребления, заложенная в самой идее управления спиновой степенью свободы. Согласно оценкам [5, 16] энергия переключения запоминающих стрейнтронных устройств будет меньше 1 аДж, приближаясь к величинам, ограниченными только фундаментальными термодинамическими принципами, в частности *пределом Ландауэра*  $k_B T \ln 2$  — минимальной энергией, выделяемой при стирании одного бита информации [16]. Такими же ультрамалыми потерями энергии могут обладать стрейнтронные логические устройства [17] и аналоговые усилители [18]. Отметим, что к заявленным показателям, основанным на теоретических оценках (рис. 2, заштрихованная область), стоит подходить с осторожностью. Учёт дополнительных потерь<sup>2</sup>

при работе прототипов стрейнтронных устройств, продемонстрированных в [19, 21–24], показывает, что реальные характеристики (область, отмеченная сплошной заливкой на рис. 2) ещё далеки от предельных. Тем не менее стрейнтроника магнитных материалов в целом представляется более близкой к практической реализации, чем её "графеновая" ветвь, превосходя последнюю в полтора-два раза по количеству публикаций. Кроме того, несомненным достоинством магнитных стрейнтронных устройств является энергонезависимость, т.е. сохранение состояния в отсутствие питания, что позволяет в одном устройстве объединить достоинства элементов постоянной и оперативной памяти.

В настоящем обзоре основное внимание уделено именно второй, магнитной, разновидности стрейнтроники, а также её фундаментальным аспектам, которые вследствие своей общности имеют непосредственное отношение к обоим ветвям стрейнтроники, например к разнообразным эффектам в объёмных и двумерных материалах, вызванным понижением симметрии под действием изгиба, электрических полей и неоднородных распределений деформации и температуры. Особое внимание также уделено смежной области наук о материалах — созданию материалов с заданными свойствами посредством механических напряжений и структурных искажений (strain-engineering).

Обзор построен следующим образом. Раздел 1 знакомит читателя с основными понятиями стрейнтроники, в разделе 2 подробнее рассмотрены физические явления, вызываемые механическими напряжениями в магнитных материалах, в разделе 3 основное внимание уделено практическим вопросам, связанным с методами изготовления магнитоэлектрических композиционных материалов, и принципам работы стрейнтронных устройств.

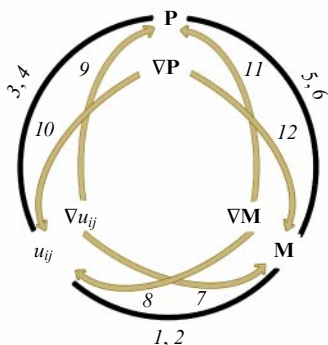
## 1.2. Перекрёстные эффекты с участием упругой подсистемы

Деформация — лишь один из возможных откликов кристалла на механическое напряжение, и для стрейнтроники она играет роль "посредника", с помощью которого становится возможным оказывать воздействие на другие подсистемы кристалла: электронную, магнитную и диэлектрическую. Взаимодействия между подсистемами обуславливают перекрёстные эффекты, такие как пьезорезистивный, магнитоупругий, пьезоэлектрический, электрострикционный, магнитоэлектрический и др. (рис. 3).

*Магнитоупругий эффект (эффект Виллари* (E. Villari), 1865 г.) — изменение намагниченности магнетика при его механической деформации — присущ в той или иной степени всем магнитоупорядоченным кристаллам. Он является обратным эффектом по отношению к *магнитострикции* (Д.П. Джоуль, 1842 г.) — деформации магнетика в магнитном поле.

Оба эффекта представляют собой проявление *магнитоупругого взаимодействия*, осуществляющего взаимосвязь спиновой подсистемы кристалла с кристаллической решёткой. Это взаимодействие обусловлено зависимостью основных взаимодействий магнитных моментов ионов или атомов (обменного, диполь-дипольного, магнитного анизотропного) от расстояния между ними. Намагничивание кристалла меняет характер этого взаимодействия, что приводит к изменению расстояний между частицами, и, наоборот, изменение расстояния след-

<sup>2</sup> Энергетические потери в [22–24] могут быть оценены снизу как 0,1–1,0 фДж по петлям магнитного гистерезиса для нанодисков диаметром 100 нм и толщиной 10 нм из ферромагнитных материалов Co, FeGa и др.



**Рис. 3.** Перекрёстные эффекты, связывающие механическую, магнитную и электрическую системы в кристалле: 1, 2 — пьезомагнитный и магнитострикция; 3, 4 — пьезоэлектрический и электрострикция; 5, 6 — магнитоэлектрические эффекты (линейный и квадратичный по  $\mathbf{M}$ ); 7 — флексомагнитный эффект; 8 — обратный флексомагнитный эффект; 9, 10 — прямой и обратный флексоэлектрические эффекты; 11, 12 — прямой и обратный флексомагнитоэлектрические эффекты соответственно.  $\mathbf{M}$ ,  $\mathbf{P}$ ,  $u_{ij}$  — намагненность, электрическая поляризация и компоненты тензора деформации соответственно.

ствие механической деформации влияет на силу взаимодействия между магнитными ионами, приводя к изменению средних магнитных моментов (намагниченности), температуры Кюри, магнитной анизотропии и др.

В линейном по деформации приближении магнитоупругие и стрикционные явления представлены вкладом в термодинамический потенциал вида

$$F_{\text{M-elast}} = b_{ijkl} u_{ij} n_k n_l, \quad (1)$$

где  $b_{ijkl}$  — компоненты тензора магнитоупругих постоянных,  $u_{ij}$  — тензор деформации,  $n_i$  — составляющие единичного вектора магнитного параметра порядка.

Аналогом магнитострикции в диэлектрической подсистеме является *электрострикция*, в которой в роли параметра порядка  $\mathbf{n}$  в (1) выступает единичный вектор поляризации.

Отметим, что, поскольку компоненты параметра порядка  $\mathbf{n}$  входят в выражение для магнитострикции (1) чётное число раз, это означает инвариантность компонент тензора магнитоупругих постоянных относительно операции обращения времени ( $T$ -чётность). С одной стороны, данное обстоятельство обуславливает универсальный характер магнитострикционных явлений в магнитоупорядоченных веществах, поскольку их наличие не накладывает дополнительных симметричных ограничений. С другой стороны,  $T$ -чётность означает невозможность *180-градусного переключения намагниченности* с помощью чисто механического воздействия, т.е. изменения её направления на противоположное. Действительно, при этом обе компоненты параметра порядка  $\mathbf{n}$ , входящие в формулу (1), меняют знак, делая два состояния с противоположными направлениями  $\mathbf{n}$  энергетически неразличимыми.

Переключение параметра порядка на противоположное с помощью механического воздействия становится возможным при *линейной* связи между параметром порядка и деформацией, как это имеет место в случае прямого и обратного *пьезоэлектрических* эффектов:

$$P_i = d_{ijk} u_{jk}, \quad (2a)$$

$$\sigma_{jk} = d_{ijk} E_i, \quad (2б)$$

где  $d_{ijk}$  — тензор пьезоэлектрических модулей,  $\mathbf{P}$  — электрическая поляризация,  $\sigma_{jk}$  — тензор механических напряжений,  $\mathbf{E}$  — электрическое поле,  $u_{ij}$  — тензор деформации.

Наличие пьезоэлектрического эффекта означает существенное сужение класса рассматриваемых веществ. Действительно, поскольку в уравнениях (2) фигурируют полярные векторы  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{P}$ , которые меняют знак под действием операции пространственной инверсии, а вызывающая электрическую поляризацию деформация инвариантна относительно этой операции, менять знак должны и компоненты пьезоэлектрического тензора  $d_{ijk}$ , т.е. речь идёт о средах, в которых отсутствует центр симметрии.

Аналогичный эффект — пьезомагнитный эффект и линейная магнитострикция — наблюдается в антиферромагнетиках и слабых ферромагнетиках [26, 27]. В этом случае в выражение (1) в качестве двух компонент параметра порядка  $\mathbf{n}$  входят соответственно компоненты вектора антиферромагнетизма  $\mathbf{l}$  и намагниченности  $\mathbf{m}$ . Хотя формально такой смешанный инвариант  $u_{ij} l_k m_l$  линеен по намагниченности  $\mathbf{m}$ , он сохраняет  $T$ -чётность, так как в нём присутствует и второй магнитный параметр порядка —  $l$ , следовательно, проблема 180-градусного переключения в магнитной электронике остаётся. Вследствие  $T$ -чётности механической деформации изменение её знака не влечёт за собой изменение знака намагниченности. Направление последней определяется направлением другого параметра порядка — вектора антиферромагнетизма.

В большинстве случаев механическая деформация в стрейнтронных гетероструктурах наводится электрически, с помощью слоя пьезоэлектрика, механически связанного со слоем магнитного материала. В результате магнитное состояние вещества изменяется под действием электрического поля, т.е. можно говорить об эффективном *магнитоэлектрическом* взаимодействии [4]. Поскольку магнитоэлектрическое взаимодействие в таких композиционных структурах является, по сути, производением пьезоэлектрического (2) и магнитоупругого (1) взаимодействий [28], оно будет линейным по электрическому полю и квадратичным по намагниченности. Последнее означает, что переключение электрической полярности приведёт к повороту намагниченности на  $90^\circ$ , а не на  $180^\circ$ .

Говоря о перекрёстных эффектах, нельзя не упомянуть о группе явлений, которые в своём названии содержат приставку *флексо* (от лат. *flexura* — изгиб).

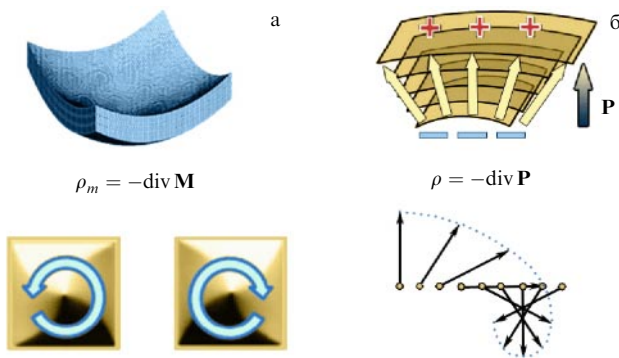
*Флексоэлектрическим* называют эффект возникновения электрической поляризации в веществе при наличии в нём градиента деформации, который, в частности, возникает при изгибе. Обратный эффект предполагает возникновение механической деформации в неоднородном электрическом поле. Флексоэлектрическое взаимодействие описывается вкладом в термодинамический потенциал вида [29]

$$F_{\text{FlexoE}} = \frac{f}{2} \left( P \frac{\partial u}{\partial x} - u \frac{\partial P}{\partial x} \right), \quad (3)$$

где  $f$  — константа флексоэлектрического эффекта,  $P$  — электрическая поляризация,  $u$  — деформация.

Наличие флексоэлектрического эффекта, в отличие от пьезоэлектрического, не накладывает симметричных





**Рис. 4.** Флексомagnetизм и флексомagnetоэлектричество. (а) Изгиб пластины ферромагнетика порождает неоднородность в распределении намагниченности, например, в форме вихревого распределения, киральность которого определяется направлением изгиба (изображено в нижней части рисунка) [33]. (б) Подобно тому как механический изгиб порождает электрическую поляризацию, "изгиб" в распределении намагниченности (при непрерывном продолжении переходящий в спиновую циклоиду, изображённую в нижней части рисунка) электрически поляризует магнитный диэлектрик [35].

ограничений на выбор кристалла, так как сама причина эффекта — градиентная деформация — нарушает пространственную инверсию кристалла. Поэтому флексоэлектрический эффект свойствен в той или иной степени всем диэлектрикам. Благодаря обратному флексоэлектрическому эффекту появляется возможность создавать в стрейнотронной гетероструктуре деформацию с помощью неоднородного электрического поля (например, от зонда сканирующего микроскопа) без использования специального пьезоэлектрического слоя.

Магнитным аналогом флексоэлектричества является *флексомagnetизм* [30–34], связывающий градиентное поле деформаций  $\nabla u$  и неоднородное распределение намагниченности  $\mathbf{M}$ . В случае флексомagnetизма неоднородная деформация порождает изменение в распределении намагниченности (в частности, образование киральных магнитных структур и вихрей (рис. 4а) [33]), а неоднородное распределение намагниченности — механическую деформацию [32]. Magnetизму искривлённых поверхностей посвящён специальный обзор [36].

Третью группу флексоэффектов образуют *флексомagnetоэлектрические* [37–39] связывающие магнитные и электрические параметры порядка и их градиенты (стрелки 11 и 12 на рис. 3). Благодаря флексомagnetоэлектрическому взаимодействию пространственная модуляция намагниченности порождает электрическую поляризацию в мультиферроиках [40], а электрическое поле может воздействовать на доменные границы [41, 42], вихри [35], скирмионы и другие магнитные топологические дефекты [43]. Обратный эффект [44] предполагает изменение магнитного состояния вследствие градиентного распределения электрической поляризации, создаваемого, например, в сильно неоднородном поле точечного электрода или зондового микроскопа [45]. Флексомagnetоэлектрические эффекты, подобно магнетоэлектрическим, могут реализовываться как посредством механической деформации (в этом случае имеет место изгиб кристалла), так и без неё, когда твёрдое тело остаётся недеформированным. Во втором случае "изгиб" наблюдается в магнитной подсистеме в виде спиновых циклоид (рис. 4б). Подобные пространственно модулированные

спиновые структуры являются аналогом молекулярных циклоид, возникающих под действием электрического поля в нематических жидких кристаллах [46]. Образованные осями молекул нематика структуры, которые можно трактовать как "изгиб" в распределении параметра порядка жидкого кристалла (директора), есть не что иное, как проявление флексоэлектрического взаимодействия при данном виде упорядочения, описываемого вкладом в свободную энергию вида

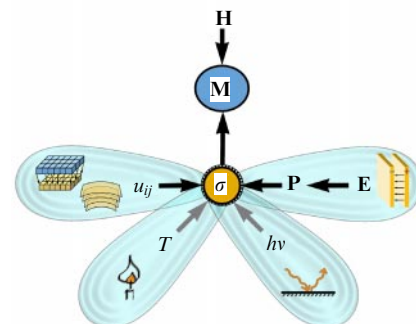
$$F_{\text{FlexoME}} = \gamma \mathbf{P} [\mathbf{n} \text{div } \mathbf{n} - (\mathbf{n} \nabla) \mathbf{n}], \quad (4)$$

где  $\gamma$  — константа взаимодействия,  $\mathbf{P}$  — вектор электрической поляризации,  $\mathbf{n}$  — единичный вектор параметра порядка, в качестве которого в жидких кристаллах выступает директор, а в магнитоупорядоченных средах — намагниченность или вектор антиферромагнетизма [46]. Этот пример ещё раз подчёркивает глубокую аналогию между различными видами явлений, имеющих в названии приставку "флексо".

Микроскопическим механизмом магнетоэлектрических и флексомagnetоэлектрических эффектов является спин-орбитальное взаимодействие, возникающее при нарушении пространственной инверсии в материале, например, в результате полярных искажений структуры идеального перовскита в оксидах-мультиферроиках [47]. Это относится как к объёмным, так и к двумерным кристаллам: например, изгиб двойного слоя халькогенида вольфрама  $\text{WTe}_2$  наводит в нём спин-орбитальное взаимодействие, запрещённое симметрией в недеформированном состоянии [13]. Согласно тем же симметричным соображениям, в двумерных слоях халькогенидов возможно спин-орбитальное взаимодействие, индуцированное электрическим полем [11]. Ещё один пример проявления спин-орбитального взаимодействия в двумерных материалах представляет собой образование спиновых циклоид в монослоях магнитных металлов [48–50], в последнем случае мы имеем "поверхностную" разновидность флексомagnetоэлектрического эффекта, связанную с электрическими полями на интерфейсе плёнка – подложка и свободной поверхности плёнки.

Механическую деформацию в магнитных плёнках можно создавать различными способами (рис. 5):

— непосредственно с помощью изгиба или использования подложки с отличающейся постоянной решётки (*деформационная инженерия* (см. раздел 1.3));



**Рис. 5.** Возможные схемы управления намагниченностью  $\mathbf{M}$ : непосредственным воздействием магнитного поля и посредством деформаций, а именно за счёт механического напряжения, пьезоэлектрического эффекта, термоиндуцированных и фотоиндуцированных эффектов.

— с помощью электрического поля за счёт обратного пьезоэлектрического эффекта (в магнитоэлектрических композитах (см. разделы 1.4 и 3)), а также флексоэлектрического эффекта;

— посредством термоиндуцированных эффектов за счёт различающихся коэффициентов термического расширения магнитной плёнки и подложки или фазовой перестройки кристаллографической структуры подложки при её нагреве (см. раздел 2.4).

— оптическим воздействием за счёт фотоиндуцированной стрикции [9, 51]. Так, для мультиферроика феррита висмута продемонстрирована возможность переключения механических напряжений с гига- и терагерцовой частотой [52].

Возможен и комбинированный подход, сочетающий в себе несколько методов.

Те же приёмы деформационной инженерии, электроиндуцированного и термоиндуцированного воздействия используют в физике двумерных (2D) материалов. Электроиндуцированное воздействие на графен можно осуществлять, помещая его на пьезоэлектрическую подложку (по симметрийным причинам пьезоэлектрический эффект в графене запрещён) [53], или легируя литием, в результате чего графен приобретает пьезоэлектрические свойства [54]. Так, для измерения влияния деформаций на транспортные свойства графена его помещают на гибкую подложку из полимера [55]. Механические напряжения в графене получают также термическим воздействием, используя разницу в коэффициентах теплового расширения графена (или другого 2D-материала) и подложки [56–58].

Вышеприведённые примеры показывают общность изучаемых проблем и применяемых подходов в стрейнтронике графена и двумерных сред, с одной стороны, и в стрейнтронике мультиферроиков и магнитных материалов, с другой. Такие примеры позволяют надеяться, что некоторая изначальная двойственность понятия стрейн-

троники будет преодолена в ходе дальнейшего развития благодаря конвергенции двух её ветвей.

### 1.3. Деформационная инженерия

Конструирование натяжением (strain engineering), или деформационная инженерия, представляет собой совокупность технологий создания материалов с заданными свойствами с помощью механических напряжений. Термин "деформационная инженерия" вошёл в научный обиход значительно раньше родственного термина "стрейнтроника" [59]. Англоязычный термин "strain engineering" следует отличать от похожего распространённого словосочетания — "engineering strain", которое обозначает техническую или, как принято называть её в физике, относительную деформацию.

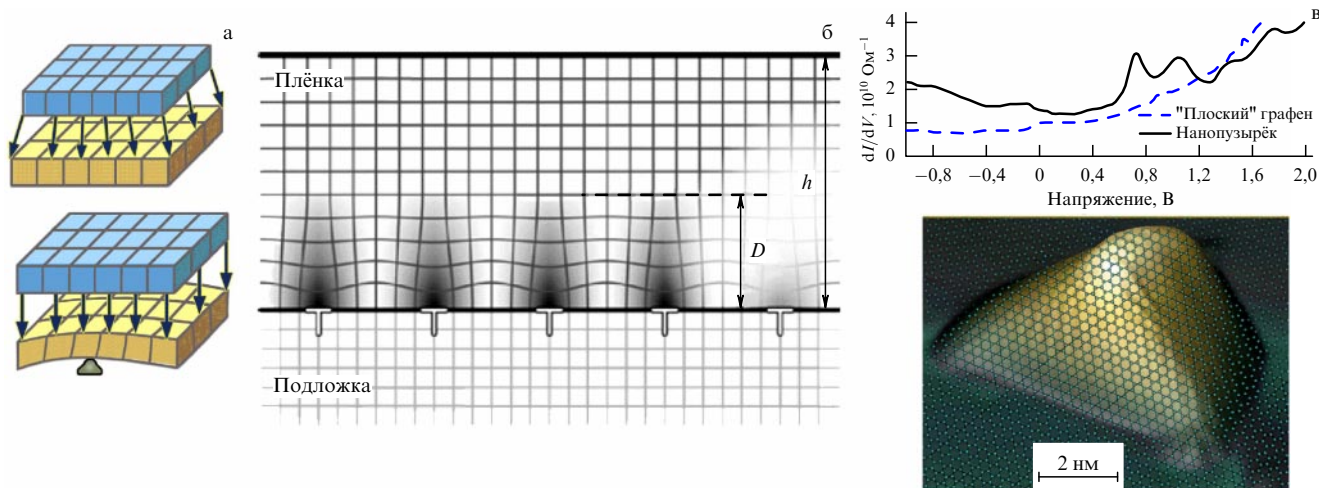
Первоначально применявшаяся в полупроводниковой технологии [59–61] как стратегия управляемого изменения свойств материала деформационная инженерия позднее была распространена на плёнки магнитных [62, 63] и сегнетоэлектрических [64, 65] материалов, а также на графен [66, 67] и другие двумерные материалы.

Механические напряжения и деформации, как однородные, так и неоднородные, возникают в тонких плёнках при их эпитаксиальном росте (рис. 6а) за счёт различия постоянных кристаллической решётки самой плёнки и подложки, которое характеризуется так называемой *рентгеновской деформацией* [68]

$$\varepsilon = \frac{\Delta a}{a} = \frac{a - a_0}{a_0}, \quad (5)$$

где  $a$  — постоянная решётки материала плёнки,  $a_0$  — постоянная решётки подложки.

В то время как объёмные материалы испытывают разрушение уже при величине относительной деформации порядка 0,1 %, в эпитаксиальных плёнках оксидных материалов реализуются относительные деформации порядка нескольких процентов [71].



**Рис. 6.** Деформационная инженерия. (а) Создание материалов с заданной анизотропией: эпитаксиальный рост плёнок на подложках с различающимися постоянными решётки и нанесение плёнки на изогнутую подложку. (б) Неоднородное напряжение вблизи границы раздела в гетероструктуре:  $h$  — толщина плёнки,  $D$  — характерная толщина неоднородно напряжённой области (рисунок заимствован из статьи [69] с любезного разрешения авторов). (в) Схематическое изображение неоднородной деформации решётки графена в месте расположения нанопузырька (высота пузырька  $\sim 1$  нм для наглядности дана в увеличенном масштабе); в верхней части рисунка — зависимость сигнала туннельного микроскопа от напряжения на игле для двух типов участков поверхности: сплошная кривая — в месте расположения пузырьков графена, штриховая кривая — на ровной поверхности графена (воспроизведён график из работы [70] с любезного разрешения одного из её авторов М. Crommie).

Другим способом создания деформаций в исследуемом материале является механическое воздействие на подложку, на которую наносят материал (рис. 6а, нижнее изображение). Например, можно создать изгиб подложки, на которую напыляется магнитная плёнка [72] (подробнее см. раздел 2.2) или осаждается слой графена [73, 74], подложку также можно подвергнуть однородным продольным деформациям [75]. При этом имеет место сильная асимметрия: деформации сжатия в графене не превышают 0,1 % (большие механические напряжения самопроизвольно снимаются благодаря появлению складок и морщин на поверхности графена), в то время как деформации растяжения достигают поистине гигантских величин в несколько десятков процентов. Локальные воздействия можно осуществлять с использованием методов сканирующей зондовой микроскопии: механическим давлением с помощью кантилевера атомно-силового микроскопа (АСМ) или оптомеханическим воздействием зондом ближнепольного микроскопа [76].

Электронные, магнитные и сегнетоэлектрические свойства плёнок существенно отличаются от свойств объёмных материалов. Так, эпитаксиальные напряжения влияют на величину температуры Кюри тонких плёнок сегнетоэлектриков [71]. Характерным примером является титанат стронция  $\text{SrTiO}_3$ : в ненапряжённом состоянии титанат стронция остаётся параэлектриком при сколь угодно малых температурах, однако сравнительно небольшая (по меркам стрейнтроники) деформация ( $\sim 1\%$ ) вызывает его переход в сегнетоэлектрическое состояние при комнатных температурах [64], что представляет значительный интерес для практических приложений. В магнитных материалах эпитаксиальные напряжения могут также сдвигать точку магнитного упорядочения [77]. Другим следствием механических напряжений в магнитных материалах является наведённая вследствие магнитоупругого эффекта (см. уравнение (1)) магнитная анизотропия, что позволяет вызывать индуцированные механическим напряжением магнитные фазовые переходы. Поскольку магнитная анизотропия является одним из основных факторов в микромагнетизме, отсюда следует также возможность управления магнитной доменной структурой с помощью механического воздействия (подробнее см. в разделе 2.2). В мультиферроиках зависимость магнитных и электрических свойств от состояния механической подсистемы материала проявляется особенно сильно [71, 78]. Деформационной инженерии мультиферроиков посвящён раздел 2.3.

При эпитаксиальном росте плёнок возникает проблема создания однородных упругих деформаций при величине рассогласования параметров решётки порядка 1 %: такие деформации реализуются лишь в достаточно тонких плёнках (псевдоморфных). С возрастанием толщины плёнки увеличивается энергия упругих деформаций и, чтобы её понизить, происходит релаксация упругих напряжений вследствие возникновения дислокаций. В результате величина деформаций уменьшается, их распределение становится неоднородным, часто деформации образуют характерную периодическую структуру (рис. 6б) [69, 79]. Очевидно, что всё это затрудняет интерпретацию эксперимента.

В случае графена и других двумерных материалов [7] вместе с одной из размерностей исчезает возможность

образования *пронизывающих дислокаций* в толще плёнки, однако остаётся проблема *латеральных дислокаций*, которые образуются в плоскости плёнки. Неоднородные механические напряжения, возникающие при этом, приводят к эффекту, заслуживающему отдельного рассмотрения в контексте магнитной стрейнтроники, — появлению *эффективного магнитного поля*.

Механические деформации существенно изменяют электронные свойства 2D-материалов, а градиент механического напряжения вызывает поперечный дрейф электронов проводимости при протекании в таких материалах электрического тока [80], что эквивалентно действию магнитного поля, связанного с компонентами тензора деформаций следующим образом:

$$\mathbf{H} = \text{rot } \mathbf{A}, \quad \mathbf{A} = \frac{\beta}{a} \begin{pmatrix} u_{xx} - u_{yy} \\ -2u_{xy} \end{pmatrix}, \quad (6)$$

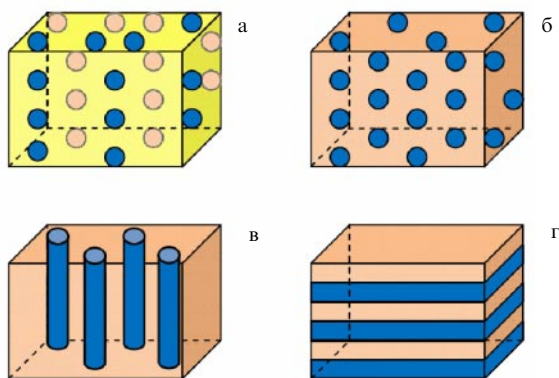
где  $a = 0,14$  нм — постоянная решётки,  $\beta \sim 2$  — параметр, связанный с прыжковой проводимостью через ближайших соседей (nearest neighbor hopping),  $u_{ij}$  — компоненты тензора деформаций.

Непосредственным подтверждением наличия эффективных магнитных полей стали результаты исследования с помощью сканирующего зондового микроскопа нанопузырьков графена (рис. 6в), образующихся при его остывании на подложке из платины. В местах нахождения пузырьков графен испытывает относительные деформации порядка 10 % [70]. Измерение локальной электронной структуры графена методом сканирующей туннельной спектроскопии показывает наличие хорошо различимых пиков в локальной плотности состояний при определённых значениях энергии, расположенных эквидистантно на расстоянии порядка нескольких сотен миллиэлектронвольт, что соответствует уровням Ландау в эффективном поле до 300 Тл (см. график на рис. 6в) [70]. Эффективное магнитное поле локально изменяет транспортные свойства материала, превращая деформированные участки графена в своего рода квантовые точки, а складки на нём — в одномерные квантовые нити [81].

#### 1.4. Композиционные материалы магнитной стрейнтроники

Особый интерес для стрейнтроники представляют композиционные материалы, включающие в себя различные фазы, свойства которых изменяются при деформации. Взаимодействие этих фаз между собой приводит к возникновению совершенно новых, комбинированных, свойств. В качестве распространённого примера можно привести искусственные композитные материалы, содержащие две фазы: магнитную (из ферро- или ферритмагнитных материалов) и сегнетоэлектрическую. В магнитных материалах имеет место магнитострикционная деформация под действием внешнего магнитного поля, а сегнетоэлектрические материалы, как правило, обладают пьезоэффектом. Взаимодействие компонентов композита через деформацию на границах их раздела приводит к возникновению магнитоэлектрического (МЭ) эффекта как комбинации магнитострикции и пьезоэффекта, т.е. к связи магнитных и электрических параметров в материале [28].

При прямом МЭ-эффекте приложенное к материалу магнитное поле  $H$  благодаря магнитострикции создаёт в ферромагнитной фазе деформацию, которая передаётся

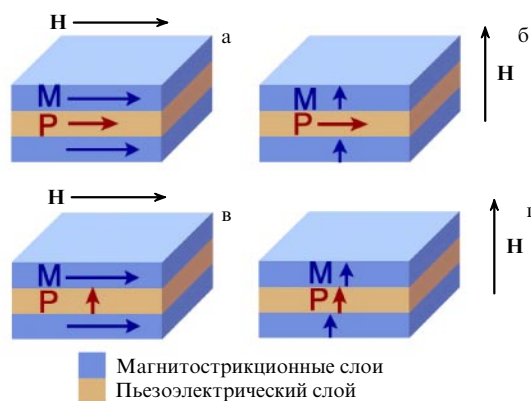


**Рис. 7.** (В цвете онлайн.) Композитные структуры с деформациями различных типов: (а) 0–0; (б) 0–3; (в) 1–3; (г) 2–2. Желтым цветом выделена матрица; бежевым отмечен пьезоэлектрик, а синим — ферромагнетик.

сегнетоэлектрической фазе и приводит к возникновению вследствие пьезоэффекта электрической поляризации  $P$  и электрического поля  $E$ . Прямой МЭ-эффект характеризуют коэффициентом преобразования  $\alpha_d = \delta P / \delta H$ . При обратном МЭ-эффекте приложенное электрическое поле  $E$  благодаря обратному пьезоэффекту создаёт деформацию в сегнетоэлектрической фазе, эта деформация передаётся магнитной фазе, в которой вследствие обратной магнитострикции (эффект Виллари) (см. формулу (1)) изменяются намагниченность  $M$  или поле магнитной анизотропии  $H_a$ . Обратный МЭ-эффект характеризуют коэффициентом преобразования  $\alpha_c = \delta M / \delta E$ .

Величина преобразования магнитных и электрических параметров в композитах определяется размерностью деформаций композитного материала и коэффициентом передачи деформации через границу раздела фаз. На рисунке 7 схематически изображены основные виды двухфазных композитных материалов с деформациями типа 0–0, 0–3, 1–3 и 2–2 [82]. Пары цифр обозначают число пространственных координат, вдоль которых передаётся деформация в каждой из фаз, причём первая цифра относится к магнитной фазе, а вторая — к сегнетоэлектрической. Композит с деформациями типа 0–0 представляет собой магнитные и сегнетоэлектрические частицы, внедрённые в нейтральную матрицу. Композит с деформациями типа 0–3 содержит отдельные магнитные частицы, расположенные в сегнетоэлектрической матрице, а композит с деформациями типа 1–3 представляет собой стержни из магнитного материала, находящиеся в сегнетоэлектрической матрице. При этом частицы и стержни в композитах 0–0, 0–3 и 1–3 могут быть распределены в матрице как хаотически, так и в определённом порядке. Композит с деформациями типа 2–2 выглядит как планарная структура из двух или более чередующихся магнитных и сегнетоэлектрических слоёв. Очевидно, что МЭ-свойства композитов можно изменять в широких пределах, подбирая материалы фаз, соотношение их объёмов и варьируя размеры образцов.

Среди перечисленных композитов наибольший интерес с точки зрения стрейнтроники представляют слоистые структуры с двумерными деформациями типа 2–2, которые относительно просто изготовить в виде прямоугольников, квадратов, дисков или колец разных размеров. В таких структурах магнитные слои с высо-



**Рис. 8.** Направления намагничивания  $M$  и поляризации  $P$  в двухслойных структурах,  $H$  — внешнее постоянное магнитное поле.

кой проводимостью и пьезоэлектрические слои разделены и они сохраняют свои физические свойства, что позволяет эффективно поляризовать пьезоэлектрические слои.

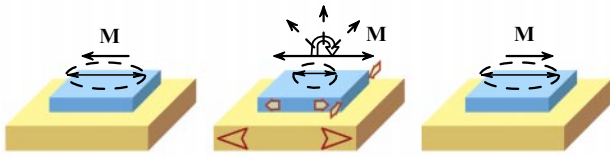
На рисунке 8 показаны возможные направления намагничивания магнитострикционного слоя и поляризации пьезоэлектрического слоя структуры. При касательном намагничивании структуры внешним полем  $H$  (рис. 8а, в) эффекты размагничивания малы, деформация магнитного слоя насыщается в слабых полях, а при нормальном намагничивании — в существенно больших. Сегнетоэлектрический слой структуры легко поляризовать по толщине (рис. 8в, г), прикладывая к электродам малое электрическое напряжение, тогда как для поляризации сегнетоэлектрического слоя в плоскости структуры требуются значительно большие напряжения.

Подробное описание материалов, которые в настоящее время используются для изготовления композитных структур стрейнтроники, методов изготовления структур со слоями различной толщины, характеристик прямого и обратного МЭ-эффектов в таких структурах, а также возможностей их применения для создания различных устройств магнитной памяти, сенсорной и сверхвысокочастотной (СВЧ) техники дано в разделе 3.

### 1.5. Принцип действия магнитных стрейнтронных устройств

Принцип, изложенный в разделе 1.4, позволяет не только создавать материалы с линейным по электрическому полю магнитоэлектрическим взаимодействием, но и осуществлять переключение намагниченности в магнитном слое, прикладывая электрическое напряжение к пьезоэлектрическому слою. Эта возможность представляет интерес прежде всего для индустрии магнитной памяти, поскольку задача переключения намагниченности является одной из составляющих *трилеммы магнитной записи* (*Magnetic Recording Trilemma*). Задачи считывания, записи и хранения, образующие трилемму, предъявляют противоположные требования к магнитной среде — носителю информации [83]. Действительно, успешное решение задачи длительного хранения информации предполагает устойчивость намагниченности к внешним воздействиям, которая достигается посредством увеличения магнитной анизотропии среды, что услож-





**Рис. 9.** Иллюстрация идеи перемагничивания при участии механической деформации (Strain-Assisted Recording). Элемент памяти из магнитного материала механически связан со слоем пьезоэлектрика. Эксцентриситет эллипса отражает величину магнитной анизотропии, обоюдоострая стрелка — направление лёгкой оси намагничивания, полые стрелки показывают механические напряжения в слоях [84]. Вращающий момент, вызывающий поворот намагниченности, обусловлен дополнительным воздействием либо магнитного поля, либо спин-поляризованного тока.

няет задачу записи информации, приводя к возрастанию плотности управляющих токов.

Электрическое поле, вызывая деформацию пьезоэлектрической подложки, может вследствие эффекта Виллари ослаблять магнитную анизотропию в слое записи и облегчать его переход в состояние с противоположной ориентацией намагниченности (рис. 9) [84]. Такой подход к магнитной записи получил название "запись с помощью деформации" (Strain-Assisted Recording) [85–87] по аналогии с "записью с помощью нагрева" (Heat-Assisted Magnetic Recording) — технологией, использующей нагрев материала до температур, близких к точке Кюри, с целью уменьшения его магнитной анизотропии и облегчения процесса перемагничивания.

Само название вышеупомянутого метода магнитной записи предполагает вспомогательную роль механических деформаций. Действительно, по соображениям симметрии (см. раздел 1.2) ни деформации, ни электрическое поле сами по себе не могут привести к повороту намагниченности на  $180^\circ$ . Собственно разворот намагниченности осуществляется с помощью импульсов магнитного поля [87] или спин-поляризованного тока [85], снимающих симметричное вырождение по знаку проекции намагниченности на ось анизотропии (см. рис. 9).

Однако даже наличие таких фундаментальных ограничений не означает, что стрейнтронике навсегда уготована роль "служанки" при спинтронике.

Во-первых, существует несколько способов обхода симметричного запрета на электроиндуцированный  $180^\circ$ -градусный разворот намагниченности, подробно рассмотренных в разделе 2.1. Эти методы позволяют создавать элементы магнитной памяти, логические устройства и системы обработки изображений (см. раздел 3.2), а также открывают новые перспективы развития актуального направления нейроморфной электроники (см. раздел 3.5).

Во-вторых, для функционирования целого ряда устройств вовсе не требуется полного разворота намагниченности: два логических состояния могут задаваться взаимно перпендикулярными ориентациями, о чём также будет рассказано в разделах 2.1 и 3.2.

В-третьих, локальное изменение магнитной анизотропии с помощью точечных электродов приводит к трансформации микромагнитной структуры материала (см. подробнее раздел 2.2), что не только представляет фундаментальный интерес, но и является практически важным для развития трековой памяти (Race Track Memory [88]) с электрически управляемыми магнитными доменными границами [89] и скирмионами [90].

## 2. Физические эффекты в магнитных микро- и наночастицах и структурах, индуцированные механическими напряжениями

### 2.1. Переключение намагниченности в частицах

Один из наиболее перспективных способов сверхплотной магнитной записи информации основан на перемагничивании однодоменных частиц. Стабильность записанного состояния обеспечивается магнитной анизотропией, которую создают искусственно, придавая однодоменным частицам форму эллиптических дисков. Поэтому в магнитной записи оптимальной является конфигурация, при которой двум логическим состояниям соответствуют противоположные направления намагниченности вдоль длинной оси частицы, а процесс перезаписи информации представляет собой поворот намагниченности на угол  $180^\circ$ . Обычно такой поворот осуществляют с помощью внешнего магнитного поля записывающей головки [91]. Как упоминалось в разделе 1, реализация аналогичного переключения намагниченности с помощью электрического поля посредством механической деформации представляет собой непростую проблему как с фундаментальной, так и с технической точек зрения. Эта физическая задача требует более детального рассмотрения, поскольку её решение позволит добиться минимальных энергетических затрат и высокой надёжности при записи и хранении информации.

В полупроводниковой микроэлектронике энергия, рассеиваемая при записи одного бита информации, составляет порядка  $\sim Nk_B T \ln(1/p)$ , где  $N$  — число электронов (носителей информации), перемещаемых в устройство или из него,  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура,  $p$  — вероятность ошибки в двоичном разряде, связанная с неправильным переключением устройства из-за теплового шума [92]. Если 0 и 1 закодированы в двух устойчивых ориентациях намагниченности вдоль лёгкой оси анизотропной однодоменной наночастицы, то энергия, рассеиваемая в течение времени переключения между этими ориентациями для переворачивания бита,  $\sim k_B T \ln(1/p)$  [92, 93]. Это связано с тем, что "носители информации" в однодоменных магнитных наночастицах являются электронными спинами (в отличие от электронных зарядов в транзисторах), взаимное обменное взаимодействие которых обеспечивает их коллективное поведение при перемагничивании. Вместе они ведут себя как атом с гигантским классическим магнитным моментом (макроспином), который служит в качестве элементарного носителя информации [92–94]. Следовательно, магнитная наночастица рассеивает энергию только порядка величины  $k_B T \ln(1/p)$ . При той же вероятности ошибки записи бита  $p$  отношение минимальной энергии, рассеиваемой для переключения наночастицы, к энергии, рассеиваемой при переключении нанотранзистора, будет  $\sim 1/N$  (т.е. значительно меньше единицы, поскольку  $N$  велико). Это делает магнитную наночастицу значительно более эффективным переключателем с точки зрения энергосбережения, чем транзистор. Кроме того, однодоменная наночастица намного более устойчива к шуму при комнатной температуре, чем устройство на одиночном спине [93]. Поэтому вычисления, основанные на применении однодоменной анизотропной наночастицы с двумя стабильными ориентациями намагниченности, имеют двойное преимущество:

чрезвычайно малая рассеиваемая энергия для переключения и устойчивость к тепловым шумам при комнатной температуре.

В работах [93, 95–98] в качестве таких наночастиц предлагается использовать субмикронные ферромагнитные диски эллиптической формы толщиной в несколько десятков нанометров, которые при комнатной температуре обладают однородной намагниченностью, ориентированной вдоль длинной оси эллипса. Если такую частицу поместить на пьезоэлектрическую подложку, то под действием электрического потенциала  $V$ , приложенного к пьезоподложке, можно индуцировать в частице механические напряжения ( $\sigma$ ) и изменять ориентацию намагниченности в ней за счёт магнитоупругого эффекта [99]. Например, при растяжении эллипсоидной наночастицы кобальта с отрицательным коэффициентом магнитострикции её намагниченность поворачивается на  $90^\circ$  [23]. Такое состояние частицы сохраняется только при наличии индуцированного механического напряжения, и после его снятия (при отключении потенциала  $V$ ) суммарный вектор намагниченности  $\mathbf{M}$  с равной вероятностью либо вернётся в прежнее положение, либо повернётся на  $180^\circ$  относительно исходного направления. Это обусловлено симметрией кривой потенциальной энергии частицы в зависимости от ориентации её намагниченности (рис. 10). Однако в реальных системах симметрия может нарушаться: так, в экспериментальной работе [23] только у двух из девяти частиц  $\text{Co}$ , наблюдаемых магнитно-силовым микроскопом (МСМ), после снятия напряжения намагниченность повернулась на  $180^\circ$ .

Проблеме управления намагниченностью частиц с помощью индуцированных в них механических напряжений посвящено большое число теоретических исследований [3, 5, 92, 93, 98, 100–118], а также недавний обзор [119]. Эти исследования опираются на модель Стонера и Вольфарта [94], которая предполагает, что магнитную динамику в небольшой однодоменной частице при внешнем воздействии можно описать движением суммарного магнитного момента (макроспина  $\mathbf{M}$ ) при когерентном вращении магнитных моментов отдельных атомов частицы. Согласно этой модели основными величинами,

которые определяют потенциальную энергию однодоменной частицы  $W$ , являются энергии, обусловленные анизотропией формы ( $W_{\text{shape}}$ ), магнитоупругой анизотропией ( $W_{\text{strain}}$ ) и диполь-дипольным взаимодействием ( $W_{\text{dip}}$ ) (последняя учитывается, когда частицы расположены близко друг к другу). В некоторых случаях необходимо учитывать также зеемановскую и магнитокристаллическую энергии [93]. Энергия магнитоупругой анизотропии зависит кроме объёма частицы  $\Omega$  от магнитострикции насыщения  $\lambda_s$  и ориентации компонент тензора индуцированных напряжений  $\sigma$  относительно осей частицы:

$$W_{\text{strain}}(t) = -\left(\frac{3}{2} \lambda_s \sigma \Omega\right) \sin^2 \theta(t) \sin^2 \varphi(t). \quad (7)$$

где  $\theta, \varphi$  — углы, показывающие ориентацию.

Динамика временной эволюции вектора намагниченности  $\mathbf{M}$  однодоменной ферромагнитной частицы под действием механических напряжений описывается уравнением Ландау–Лифшица–Гильберта (ЛЛГ) [93, 100, 120]

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}) + \frac{\alpha}{M_s} \left( \mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right), \quad (8)$$

где  $\gamma$  — гиромагнитное отношение,  $\alpha$  — параметр диссипации (релаксации) Гильберта. Эффективное магнитное поле, действующее на намагниченность, определяется выражением

$$\mathbf{H}_{\text{eff}}(t) = -\frac{1}{\mu_0 \Omega} \frac{dW(t)}{d\mathbf{M}} + \mathbf{H}_s + \mathbf{H}_{\text{thermal}}(t), \quad (9)$$

$$W(t) = W_{\text{shape}}(t) + W_{\text{strain}}(t) + W_{\text{dip}}(t), \quad (10)$$

где  $\Omega$  — объём частицы,  $M_s$  — намагниченность насыщения,  $\mu_0$  — магнитная проницаемость вакуума,  $\mathbf{H}_s$  — внешнее магнитное поле,  $\mathbf{H}_{\text{thermal}}$  — индуцированное тепловыми колебаниями магнитных атомов решётки магнитное поле, которое описывается гауссовым распределением [121].

При оценке вклада тепловых колебаний в процессы перемагничивания задаётся начальное гауссово распределение ориентации векторов намагниченности с разным весом, соответствующее заданной температуре, и для каждой исходной ориентации  $\mathbf{M}$  решается уравнение (8) [93, 121]. Число решаемых уравнений может достигать  $10^6$ . Это обеспечивает статистику переключения при наличии случайных тепловых возмущений. В результате получают набор траекторий  $\mathbf{M}(x, y, z, t)$ , которые позволяют оценить вклад теплового шума в процесс перемагничивания [103]. Микромагнитное моделирование показывает, что учёт разброса в исходной реальной ориентации магнитных моментов атомов в частицах при температуре 300 К в зависимости от их формы и размеров особенно важен при выборе длительности и скважности импульсов  $V$ , обеспечивающих многократное переключение намагниченности в частицах [122].

Решение уравнения (8) демонстрирует, что под действием механических напряжений вектор намагниченности прецессирует, занимая новое положение в пространстве [93, 97, 101, 102, 105]. Рисунок 11 иллюстрирует этот процесс.

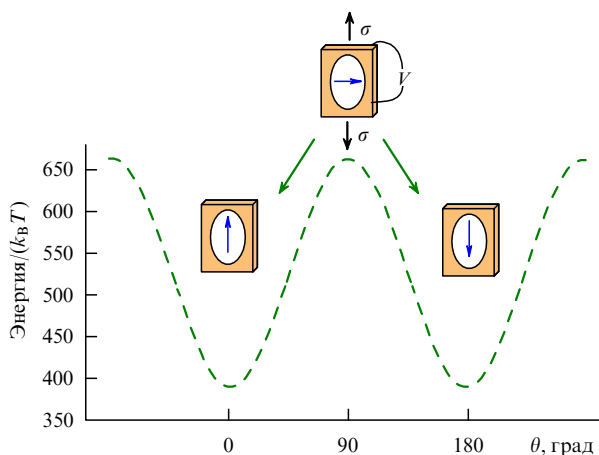
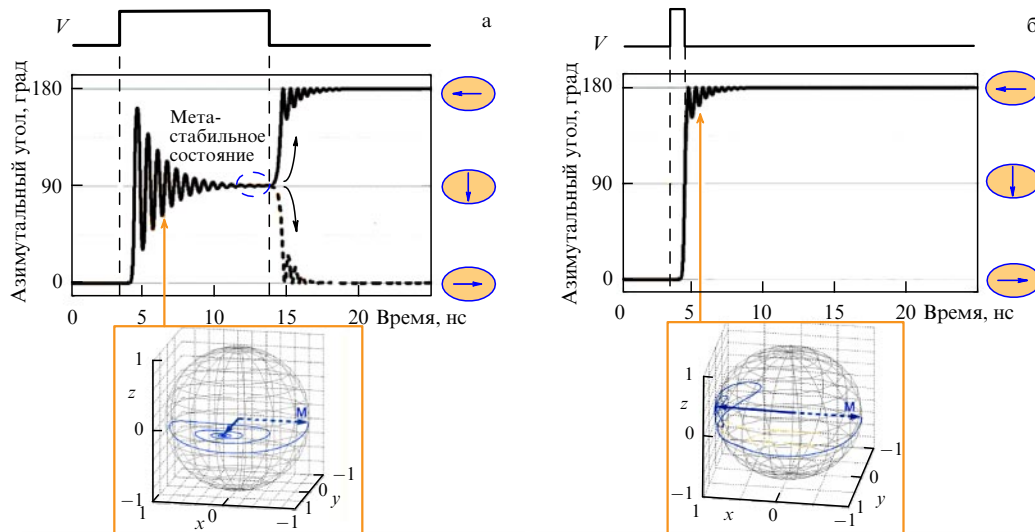


Рис. 10. Зависимость потенциальной энергии однодоменной частицы от ориентации её намагниченности. Схематически показан поворот вектора намагниченности частицы при деформации растяжения, индуцированного со стороны пьезоэлектрической подложки.

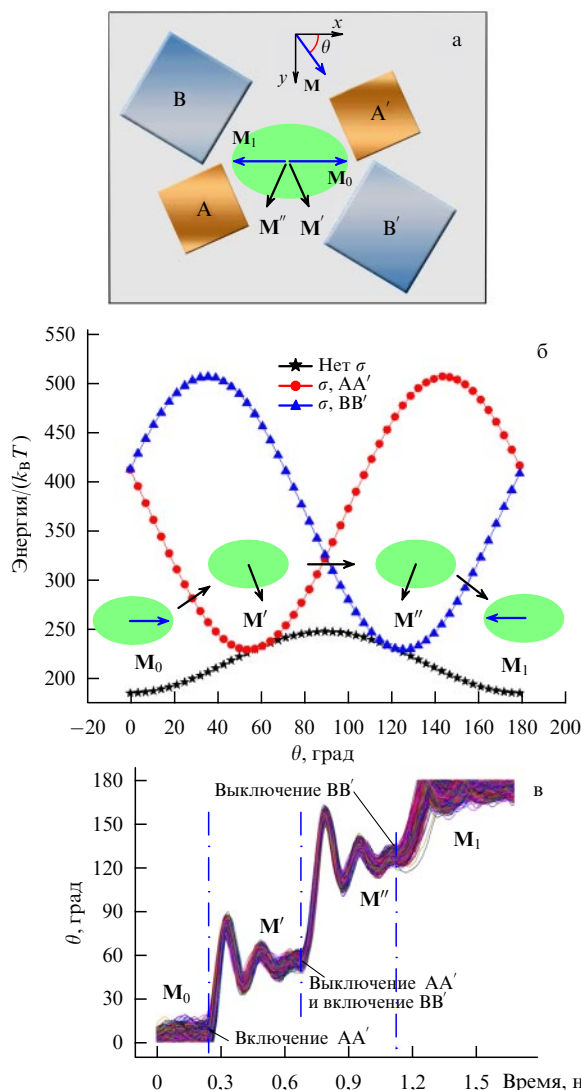


**Рис. 11.** Изменение вектора намагниченности  $\mathbf{M}$  во времени и его прецессия в пространстве после включения и выключения напряжения  $V$ : (а) при равновероятном возвращении из метастабильного состояния в прежнюю и противоположную ориентации; (б) при отключении напряжения в момент, когда  $\mathbf{M}$  находится вне плоскости  $xu$ , а азимутальный угол равен  $90^\circ$ .

Из рисунка 11 видно, что возможны два вида прецессии. В обычном случае (рис. 11а) механическое напряжение приводит к повороту  $\mathbf{M}$  на  $90^\circ$ . После снятия напряжения намагниченность занимает с равной вероятностью положение с азимутальным углом  $\theta = 0$  или  $\theta = 180^\circ$ . Однако, как показали модельные расчёты с использованием уравнения ЛЛГ (8), можно реализовать такой сценарий, в котором с вероятностью 99,99 % произойдёт поворот намагниченности на  $180^\circ$  (рис. 11б) [5, 100–102, 123–125]. Последнее обусловлено тем, что при прецессии вектор намагниченности выходит из плоскости  $xu$ . Если в момент, в который проекция вектора намагниченности на плоскость  $xu$  ориентирована в направлении  $-y$ , отключить напряжение, то за счёт внеплоскостной составляющей вектора намагниченности вращающий момент  $\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}$  заставит намагниченность продолжить перемещаться в направлении  $-x$ , совершить поворот на  $180^\circ$  и занять стабильное положение (рис. 11б). В отсутствие теплового шума моделирование для частиц (Ni, Co или терфенола-Д) размером порядка 100 нм показало, что намагниченность может переключаться за 1–10 нс напряжением  $\approx 20$  мВ, приложенным к нижележащему пьезоэлектрическому слою, что позволит записывать бинарную информацию с частотой 1 ГГц при затрате для записи одного бита энергии всего в  $\sim 1$  аДж [5, 93]. При комнатной температуре тепловые шумы приводят к разбросу времени переключения порядка 0,1 нс, а энергия рассеяния при этом не превышает  $\sim 1,5$  аДж при вероятности переключения, стремящейся к 100 % [103]. Похожие модельные расчёты, обосновывающие возможность 180-градусного переключения в результате снятия напряжения в нужный момент, проведены также в работе [101] для эллиптических наночастиц  $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ . Данный принцип динамического 180-градусного переключения с помощью только электрического напряжения, без использования дополнительных магнитных полей, не ограничивается случаем планарной геометрии: численным моделированием доказана возможность 180-градусного переключения и для состояний с ориентацией, перпендикулярной плоскости плёнки [124, 125].

Ещё один вариант 180-градусного переключения — использование попарного последовательного включения четырёх электродов, размещённых на поверхности пьезоподложки вокруг частицы (рис. 12а) [109, 126]. Расчёты показывают, что при этом возможен поворот намагниченности  $\mathbf{M}$  на  $180^\circ$  в отсутствие дополнительного внешнего магнитного поля. При создании в частице механического напряжения с помощью пары  $AA'$  намагниченности энергетически выгоднее занять положение  $\mathbf{M}'$  ( $\theta = 60^\circ \pm 4^\circ$ ) (рис. 12б). Затем при отключении пары  $AA'$  и одновременном приложении электрического потенциала к электродам  $BB'$  намагниченность занимает положение  $\mathbf{M}''$  ( $\theta = 20^\circ \pm 4^\circ$ ). Отключение пары  $BB'$  приводит к тому, что намагниченность "скатывается" в положение  $\mathbf{M}_1$  (рис. 12б). Динамику процесса переключения намагниченности с учётом прецессии и тепловых шумов иллюстрирует рис. 12в. Разброс значений угла  $\theta$  на кривых, отражающих траекторию движения  $\mathbf{M}$  со временем, обусловлен учётом вклада тепловых шумов. Семейство кривых получено при компьютерном решении до  $10^6$  уравнений ЛЛГ, для каждого из которых начальные значения  $\mathbf{M}_1$  заданы с разбросом, учитывающим тепловые колебания при комнатной температуре [109]. Все траектории отличаются друг от друга из-за случайных тепловых шумов, включённых в симуляцию, используемую для генерации этих траекторий (рис. 12в).

Расчётное время переключения в этом случае составило около 5 нс. Затраты энергии, необходимые для записи одного бита, обусловлены внутренней диссипацией при перемещении  $\mathbf{M}$  (затухание Гильберта [93]) и внешней энергией, необходимой для создания механических напряжений в частице посредством растяжения или сжатия пьезоэлектрической подложки при приложении к нанесённым на неё электродам электрического потенциала  $V$ . С учётом ёмкости  $C$  и размеров такого "сэндвича" необходимая энергия выражается как  $CV^2$ . Для рассматриваемого случая энергетические затраты для записи одного бита в сумме составляют 25 аДж, что как минимум на два порядка меньше, чем в элементах спиновой электроники, например, при переключении на-

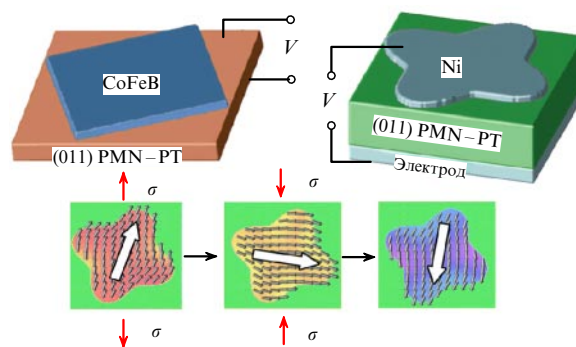


**Рис. 12.** Поворот намагниченности на  $180^\circ$  без дополнительного внешнего магнитного поля при последовательном попарном включении четырёх электродов. (а) Схема подключения электродов и возможные ориентации намагниченности. (б) Потенциальные кривые для эллиптической частицы при приложении потенциала к различным парам электродов и соответствующие им ориентации намагниченности. (в) Семейство кривых, отражающих кинетику изменения ориентации намагниченности с учётом разброса значений  $M$  вследствие тепловых шумов. (Приведён адаптированный рисунок из статьи [109] с любезного разрешения авторов).

магнитности за счёт эффекта переноса спинового момента [127].

Разработаны также теоретические схемы поворота намагниченности на  $180^\circ$  для наночастицы в виде цветка с четырьмя лепестками [110] или в виде квадрата [111] (рис. 13). Указанные частицы, в отличие от эллиптической частицы, имеют две взаимно перпендикулярные оси лёгкого намагничивания и четыре стабильных положения  $M$ . Благодаря этому поэтапное растяжение и сжатие таких частиц позволяют развернуть их намагниченность в противоположную сторону в два приёма с поворотом на  $90^\circ$  в каждом.

Таким образом, можно выделить несколько способов обхода симметричного запрета (см. раздел 1.2) на  $180^\circ$ -градусное переключение намагниченности с помощью электрического поля:



**Рис. 13.** Частицы с четырьмя стабильными состояниями, в которых  $180^\circ$ -градусное переключение намагниченности верхнего магнитного слоя осуществляется в два этапа. (011) PMN-PT — подложка из твёрдого раствора ниобата свинца-титана в титанате свинца с кристаллографической ориентацией (011).

— использование динамического переключения [101, 124, 125], при котором намагниченность при прецессионном движении проходит  $90^\circ$ -градусный минимум энергии, наведённый механическим напряжением, и "сваливается" после снятия напряжения во второй  $180^\circ$ -градусный минимум ненапряжённого состояния (см. рис. 11);

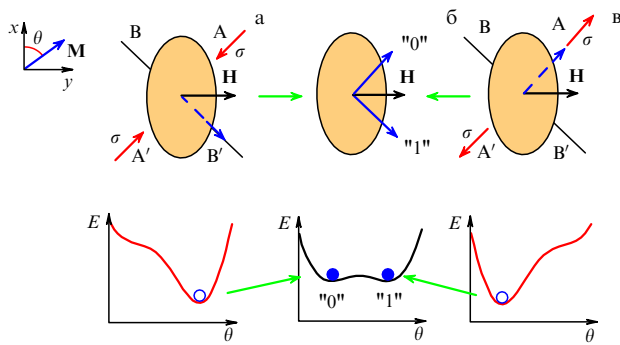
— использование переключения в поле нескольких пар электродов, последовательно переводящих намагниченность через несколько промежуточных состояний [109] (см. рис. 12), при этом намагниченность успевает релаксировать в каждом из данных состояний;

— использование частиц с тетрагональной симметрией [110, 111] (см. рис. 13). В таких частицах  $180^\circ$ -градусное переключение осуществляется в два этапа, каждый из которых соответствует  $90^\circ$ -градусному переключению, последовательным применением сжимающих и растягивающих деформаций.

Заметим, что  $180^\circ$ -градусное переключение имеет важное практическое значение для эффективной работы устройств, в которых информация считывается с помощью эффектов магнетосопротивления. Однако в случае устройств, построенных на других принципах, например магнитоэлектрической ячейки [128], в которой и запись, и считывание основаны на МЭ-эффектах,  $180^\circ$ -градусное переключение уже не имеет такого значения и роль логических нуля и единицы могут играть два любых состояния с разнонаправленной намагниченностью.

Такие способы создания в однодоменных частицах двух стабильных состояний с углами между намагниченностями, отличными от развёрнутого, рассмотрены в работах [104–106, 129]. Энергозатраты и время для записи одного бита в них больше, чем в описанных выше методах, однако предоставляется больше возможностей для их экспериментальной реализации. Одна из таких возможностей состоит в помещении частицы в постоянное дополнительное внешнее магнитное поле  $H$ , направленное вдоль короткой оси эллипсоидной частицы (рис. 14). В этом случае вектор  $M$  может быть ориентирован в одном из двух стабильных направлений, соответствующих минимумам потенциальной энергии, отмеченным как "0" и "1" на зависимости энергии  $E$  от ориентации намагниченности  $\theta$  (рис. 14б). Состояния "0" и "1" разделены достаточно высоким потенциальным барьером, и их можно использовать для энергонезависимого





**Рис. 14.** Переключение ориентации намагниченности в частице с положительной магнитострикцией при комбинированном воздействии внешнего магнитного поля и напряжений сжатия и растяжения. (а) Положение  $\mathbf{M}$  в сжатой частице при наличии магнитного поля  $\mathbf{H}$ . (б) Два возможных стабильных положения векторов  $\mathbf{M}$  после отключения механических напряжений. (в) Положение  $\mathbf{M}$  в растянутой частице при наличии магнитного поля  $\mathbf{H}$ . В нижней части рисунка — вид соответствующих угловых зависимостей потенциальной энергии частиц.

хранения двоичной информации. Для записи одного бита необходимо индуцировать механические сжатие или растяжение частицы вдоль одного из направлений. Например, разместив на пьезоподложке по электроду с каждой стороны частицы вдоль оси  $AA'$ , можно, в зависимости от знака подключаемого к электродам электрического потенциала, сжимать или растягивать частицу вдоль этой оси. При сжатии вдоль  $AA'$  у потенциала частицы будет только один минимум (рис. 14а), соответствующий направлению  $B'$ , а ориентация  $\mathbf{M}$  останется в положении "1" после снятия деформации сжатия (переход от рис. 14а к рис. 14б). При растяжении вдоль  $AA'$  намагниченность вследствие трансформации потенциальной кривой будет направлена вдоль  $A$  и стабильным станет положение намагниченности "0", в котором  $\mathbf{M}$  зафиксируется после отключения потенциала сжатия (переход от рис. 14в к рис. 14б). Таким образом, можно только посредством деформации стирать или записывать отдельные биты. Недостатками данного метода являются необходимость в создании внешнего магнитного поля порядка несколь-

ких десятых тесла и сравнительно небольшой угол ( $90^\circ$ ) между двумя стабильными положениями  $\mathbf{M}$  [104].

Для управления намагниченностью можно использовать две пары электродов, а именно расположить попарно четыре электрода вокруг частицы на осях  $AA'$  и  $BB'$ . Подключение потенциала к одной или другой паре электродов ориентирует  $\mathbf{M}$  в нужном направлении, обеспечивая при этом выигрыш в энергии для записи информации [106].

Модельные расчёты показали, что с уменьшением величины внешнего поля  $H_s$ , направленного вдоль короткой оси наночастицы, увеличивается угол между двумя стабильными ориентациями намагниченности  $\mathbf{M}$ . Возможен даже поворот  $\mathbf{M}$  на  $170^\circ$ , если изолированные от магнитной частицы два электрода, с которыми поочередно подключается электрический потенциал, разместить непосредственно под её краями, для того чтобы локализовать индуцированные в частице напряжения [108]. Для записи одного бита таким способом необходима энергия всего лишь  $\sim 4$  аДж, что на пять порядков ниже, чем при использовании спин-поляризованного тока (метод Spin-Transfer Torque — STT) [107, 127].

Рассмотренные выше способы переключения намагниченности приведены в табл. 1.

В последнее время в стрейнэлектронике развивается направление, связанное с использованием поверхностных акустических волн (ПАВ) [113–115, 130]. Как экспериментально продемонстрировано в [130], возбуждая ПАВ с помощью структуры встречно-штыревых электродов на поверхности ниобата лития, можно управлять намагниченностью относительно больших (субмикронных) эллиптических частиц  $\text{Co}$ . В частности, из состояния с однородной намагниченностью эти частицы переходят в стабильное состояние с вихревой структурой. С помощью комбинированного воздействия спин-поляризованного тока и механических напряжений, обусловленных ПАВ, можно реализовать в магнитных частицах и полный поворот намагниченности на  $180^\circ$ , как теоретически показано в [113–115]. Во время первого полупериода ПАВ напряжение, создаваемое на магнитной частице, является сжимающим, а во время второго — растягивающим. Намагниченность поворачивается по

**Таблица 1.** Энергия и время для переключения намагниченности при различных схемах индуцирования механических напряжений в анизотропных частицах

№	Схема расположения электродов на пьезоподложке вокруг эллиптической наночастицы	Материал и латеральные размеры частицы, нм	Внешнее дополнительное поле $H_s$ , мТл	Угол между двумя стационарными состояниями намагниченности $\mathbf{M}$ , град	Энергия для поворота намагниченности, аДж	Время для поворота намагниченности, нс	Литература
1	Два электрода на одной линии	$\text{TbFe}_2$ $45 \times 25$	190	90	30	$\sim 1$	[101, 102]
2	Четыре электрода в углах квадрата	Ni $150 \times 120$	11,3	90	$8 \times 10^4$	4,5	[103]
3	Два электрода на одной линии	Terfenol-D $110 \times 90$	8,5	89	4,7	1,5	[104]
4	Четыре электрода в углах прямоугольника	Terfenol-D $110 \times 90$	8,5	132	3,5	1,5	[104]
5	Два электрода под частицей	Ni $130 \times 117$	0,6	170	200	10	[105]
6	Четыре электрода в углах прямоугольника	Terfenol-D $110 \times 90$	0	180	25	5,4	[106, 123]

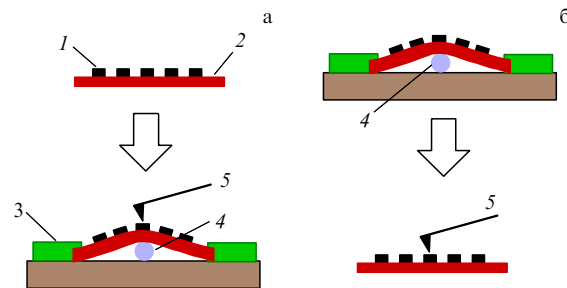
направлению к жёсткой (короткой) оси в течение одного из этих полупериодов, а в другой половине этого полупериода (после того как намагниченность уже существенно повернулась из-за напряжения) происходит окончательный поворот  $\mathbf{M}$  на  $180^\circ$  по отношению к исходному направлению за счёт передачи спинового момента от спин-поляризованных электронов атомам решётки. Одно из достоинств комбинированного метода состоит в том, что для наведения в частицах механических напряжений не требуется создавать около каждой из них систему из электродов, подобную изображённой на рис. 12а, так как на  $180^\circ$  поворачивается намагниченность только тех частиц, через которые течёт спин-поляризованный ток.

## 2.2. Изменения микромагнитной структуры под действием механических напряжений

Помимо проблемы переключения намагниченности в однодоменных частицах, значительное число исследований посвящено изучению перестройки микромагнитной структуры под действием механических напряжений в многодоменных плёнках и микрочастицах. В разделе 2.1 описан принцип управления намагниченностью частиц, расположенных на пьезоподложке, посредством приложения к последней электрического напряжения. Однако механические напряжения можно индуцировать непосредственно в магнитной плёнке или частицах, создавая в них механические деформации, например, с помощью изгиба подложки. При этом возможна комбинация сразу двух способов создания механических напряжений, например, посредством напыления магнитной плёнки на предварительно изогнутую пьезоэлектрическую подложку [131].

Изучение влияния механических напряжений на магнитные свойства плёнок имеют достаточно давнюю историю (см., например, монографию [132]). В настоящее время исследования магнитоупругих свойств плёнок проводятся с использованием современных методов магнитно-силовой микроскопии, ферромагнитного резонанса (ФМР), магнитно-оптического эффекта Керра (МОЭК), рентгеновский фотоэмиссии, сквид-магнитометрии и вибрационной магнитометрии. Взаимосвязь магнитоупругой энергии с тензорами механических деформаций и напряжений (см. формулу (7)) позволяет проводить модельные расчёты тензоров для конкретных подложек и на их основе сравнивать модельные и экспериментальные значения индуцированного поля магнитоупругой анизотропии — одного из основных параметров, характеризующих магнитоупругий эффект [133].

Простейший способ создавать напряжения в плёнках или частицах — изгибать подложку, на которой они сформированы. В первом методе, который состоит в изгибе закреплённой зажимами подложки наружу, частицы будут испытывать деформацию растяжения (рис. 15а), а при изгибе внутрь — деформацию сжатия. Магнитоупругие эффекты в таких структурах можно изучать, например, с помощью МСМ. Наличие зажимов ограничивает возможности экспериментального исследования таких объектов. Поэтому часто используют второй метод — формируют плёнки или частицы на предварительно изогнутых подложках. После извлечения подложки из держателей и её распрямления частицы будут испытывать механическую деформацию. Если при формировании частиц подложка была выгнута (рис. 15б), то



**Рис. 15.** Схемы получения образцов с напряжёнными механической деформацией частицами или плёнками для регистрации методом МСМ. (а) Изгиб подложки с уже сформированными на ней частицами. (б) Формирование частиц на заранее изогнутой подложке с последующим её распрямлением. 1 — частицы, 2 — подложка, 3 — зажимы, 4 — микропроволока, 5 — кантилевер МСМ.

после её распрямления частицы будут сжаты, а если — выгнута, то — растянуты.

Преимущество первого метода состоит в том, что, используя специальные держатели, можно плавно изменять степень изгиба подложки и *in situ* контролировать формирование магнитоупругой анизотропии под действием различных напряжений. Второй вариант приготовления упруго деформированных ферромагнитных объектов позволяет использовать более широкий набор экспериментальных методов, так как в этом случае сняты ограничения на размеры измеряемых образцов.

Вторым методом исследовалась, например, трансформация петель гистерезиса плёнок  $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$  толщиной 50–150 нм при изгибе полимерной подложки из полиэтилентерефталата (ПЭТ) [134, 135]. Вследствие индуцированного магнитоупругого эффекта в плёнке существенно изменялось отношение остаточной намагниченности к намагниченности насыщения  $M_r/M_s$  [134]. Напряжённые плёнки  $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$  демонстрировали значительную одноосную магнитную анизотропию из-за внутренних напряжений, возникающих после распрямления ПЭТ-подложки. Ось лёгкого намагничивания в них формировалась вдоль направления растягивающего напряжения и коэрцитивное поле вдоль лёгкой оси увеличивалось с возрастанием напряжения [135]. Отношение  $M_r/M_s$  изменялось с периодичностью  $180^\circ$  при вращении образца в плоскости относительно вектора внешнего магнитного поля, что подтверждало наличие индуцированной напряжением одноосной магнитной анизотропии. Аналогичные результаты получены на плёнках  $\text{Co}$  толщиной 18 нм, приготовленных методом электронно-лучевого осаждения на предварительно изогнутые подложки  $\text{Si}$  (111) [136].

Наибольшие изменения коэрцитивной силы и  $M_r/M_s$  получены при деформации поликристаллической наноплёнки никеля толщиной 35 нм, напылённой на тонкую пластину кристалла ниобата лития ( $\text{LiNbO}_3$ ). Благодаря изгибу кристалла с плёнкой коэрцитивная сила плёнки возрастала в четыре раза, до 80 Э, а отношение остаточной намагниченности к намагниченности насыщения увеличивалось на порядок, до  $M_r/M_s = 1$  [137]. Такие же большие изменения отношения  $M_r/M_s$  наблюдались при изгибе подложки из полиимиды с нанесённой на неё плёнкой  $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{V}_{20}$  толщиной 20 нм [138].

При формировании напряжений в магнитных плёнках посредством изгиба подложки степень однородности

индуцированных в них напряжений существенно зависит от особенностей изгиба подложки перед напылением. Так, при использовании для изгиба подложки проволоки по схеме, представленной на рис. 15б, сжимающие напряжения распределяются неравномерно, линейно возрастают от краёв к центру, что было экспериментально продемонстрировано с помощью сканирующего спектрометра ФМР для 50-нанометровых плёнок пермаллоя, полученных вакуумным напылением на стеклянные подложки, и подтверждено расчётами компонент тензора деформаций [133].

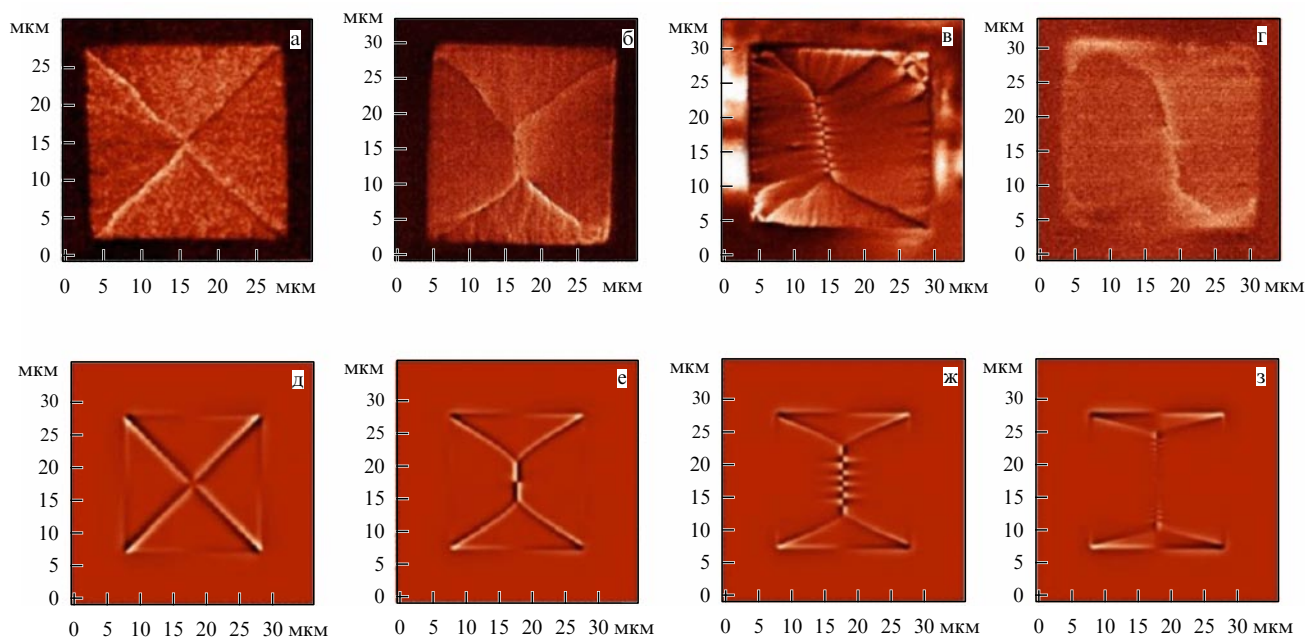
Для решения задач стрейнтроники наибольший интерес представляет изменение магнитных свойств микро- и наночастиц под действием упругих механических деформаций. Таких экспериментальных исследований сравнительно немного [72, 139–142]. Использование опор различного типа для механического изгиба подложки позволяет получать как неравномерное, так и сравнительно равномерное распределение компонент тензора напряжений по поверхности образца.

Влияние однородных и градиентных деформаций образца на микромагнитную структуру расположенных на нём частиц исследовано в работах [72, 139, 141] на микрочастицах пермаллоя ( $\text{Py}$ )  $\text{Ni}_{75}\text{Fe}_{25}$ . Используемые в качестве референтных образцы первого типа, не подвергнутые деформациям, получали на поверхности плоской стеклянной подложки с помощью маски в виде сетки с упорядоченно расположенными квадратными отверстиями  $25 \times 25$  мкм, разделёнными 7-микрометровыми перемычками. Для образцов второго типа такая же металлическая сетка закреплялась на поверхности стеклянной подложки, изогнутой с помощью размещения под ней металлической проволоки по схеме, показанной рис. 15б. В таких подложках образуется градиент упругих напряжений, увеличивающихся от края к центру образца. Величина деформации, оценённая по характерным размерам системы (диаметр проволоки 80 мкм, толщина

подложки 300 мкм, длина подложки  $\sim 1$  см), составляет  $\sim 0,1\%$ . Наконец, для образцов третьего типа, с однородным механическим напряжением, изгиб подложки осуществлялся её закреплением на основании цилиндрической формы с радиусом, на три порядка большим, чем у проволоки, около 80 мм, что обеспечивало тот же порядок относительных деформаций, что и в предыдущем случае, но уже с равномерным их распределением по образцу. Далее на подложки напылялся в сверхвысоком вакууме слой  $\text{Py}$  толщиной 30 нм. После завершения напыления образцы извлекались из держателей, при этом вся поверхность образца была покрыта упорядоченно расположенными квадратными микрочастицами.

На МСМ-изображениях квадратных микрочастиц  $\text{Py}$  хорошо видна известная структура из четырёх 90-градусных доменов, в которой доменные стенки сходятся в одной точке в центре частицы (доменная структура Ландау) [143, 144]. Такая структура, характерная для ненапряжённых частиц, наблюдается практически на всех частицах, расположенных на поверхности образца первого типа. В микрочастицах образца второго типа вследствие их одноосного сжатия наблюдается трансформация доменной структуры, которая увеличивается от края к центру образца (рис. 16а–г). Наконец, в образце третьего типа МСМ-изображения, полученные от микрочастиц на различных участках поверхности, имели практически одинаковый вид, совпадающий с МСМ-изображением на рис. 16в. Такая трансформация доменной структуры квадратных микрочастиц, обусловленная их механическим сжатием, теоретически была описана в монографии [143].

Восстановление распределения намагниченности в частице по полученному МСМ-изображению представляло собой нетривиальную задачу, которая решалась с привлечением дополнительных экспериментальных и численных методов. На первом этапе на основе трёхмерного изображения частицы, полученного на сканирую-



**Рис. 16.** Экспериментальные (а–г) и соответствующие им модельные (д–з) МСМ-изображения микрочастиц  $\text{Py}$  размером  $25 \times 25$  мкм, полученные от образца с градиентом напряжений вдоль поверхности. Значения эффективного магнитного поля анизотропии, при которых получены модельные МСМ: (д)  $H_k = 0,45$  мТл, (е)  $H_k = 1,12$  мТл, (ж)  $H_k = 2,24$  мТл, (з)  $H_k = 4,48$  мТл.



щем зондовом микроскопе в режиме атомно-силовой микроскопии, с помощью программы OOMMF (Object Oriented MicroMagnetic Framework) [145] моделировалось распределение в частице локальных магнитных моментов. При моделировании использовались значения эффективной намагниченности насыщения образца и эффективного поля анизотропии  $H_k$ , полученные из ФМР-измерений [139]. На втором этапе на основе полученного распределения намагниченности в Ру-частице моделировалось её МСМ-изображение. Для расчётов на этой стадии применялась компьютерная программа "Виртуальный МСМ" [146]. Модельное МСМ-изображение сравнивалось с экспериментальным. Совпадение модельных и экспериментальных МСМ-изображений (см. рис. 16) являлось критерием справедливости полученного модельного распределения намагниченности.

Согласно полученному распределению локальных моментов, ненапряжённая частица имеет классическую структуру Ландау, характерную для квадратных планарных частиц. Напряжённая частица также имеет структуру из четырёх доменов, но они различаются по размерам: домены, в которых направление локальной намагниченности перпендикулярно оси сжатия частицы, имеют больший размер, чем домены с направлением намагниченности, параллельным оси сжатия. При этом образуется характерная перемиčka, размер которой возрастает с увеличением степени сжатия микрочастицы (см. рис. 16) [139, 147, 148]. Длина перемиčky может служить параметром, характеризующим степень деформации конкретной частицы. На основании этого параметра, полученного из МСМ-изображений частиц в различных областях образца, можно оценить однородность распределения напряжений по всему образцу с латеральным разрешением порядка 10 мкм.

Аналогичная трансформация доменной структуры с образованием перемиčky между доменами в центре частицы недавно была зарегистрирована методом регистрации магнитного кругового дихроизма рентгеновских лучей (X-ray magnetic circular dichroism, XMCD). Упругие деформации в частицах никеля размером  $2 \times 2$  мкм<sup>2</sup>, расположенных на поверхности ниобата лития, создавались с помощью ПАВ [142].

Получить с помощью обычного ФМР достоверные данные о индуцированных сжатием значениях  $H_k$  можно лишь тогда, когда все частицы напряжены одинаково (т.е. на образце третьего типа, подложка которого изгибалась посредством её прижатия к цилиндрической поверхности). По угловой зависимости резонансного поля можно определить намагниченность насыщения  $M_s$  и эффективное поле анизотропии  $H_k$ . Расчёт основывается на решении системы уравнений ЛЛГ для тонких плёнок [133, 139], в которую входят найденные из эксперимента минимальные и максимальные значения резонансного поля. Азимутальные зависимости спектров ФМР одного из таких образцов представлены на рис. 17. Найденные значения  $H_k$  использовались при МСМ-моделировании, в результате которого получены изображения, совпадающие с МСМ-изображениями на рис. 16.

Образование одноосной магнитной анизотропии в микрочастицах Ру подтверждается также результатами измерения азимутальной зависимости петель гистерезиса, полученных методом МОЭК [72]. Вследствие сжатия микрочастиц наблюдается изменение коэрцитивной силы  $H_c$  и отношения  $M_r/M_s$  с периодичностью 180°.

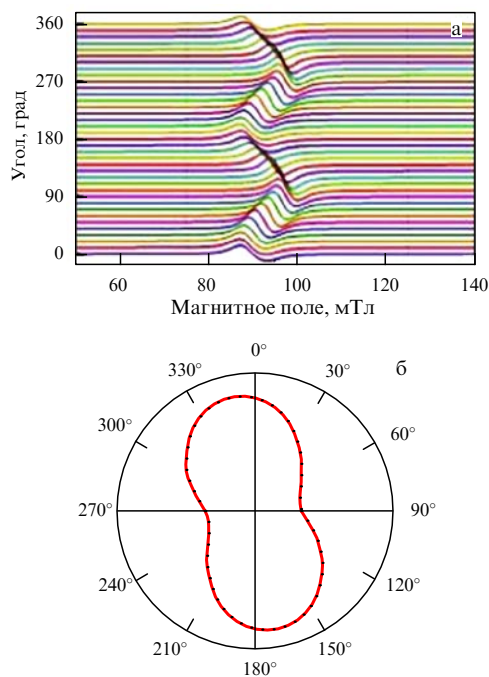
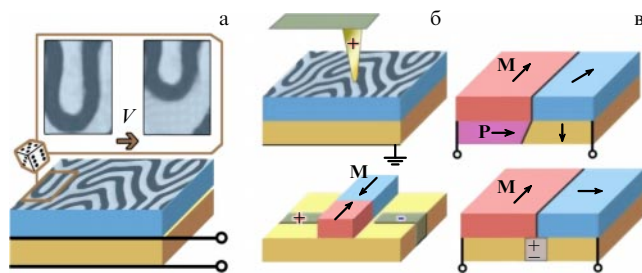


Рис. 17. (а) Угловая зависимость резонансной линии в спектрах ФМР сжатых частиц пермаллоя. (б) Азимутальная зависимость положения линии ФМР в полярных координатах, отражающая образование в них одноосной магнитоупругой анизотропии.

В практических приложениях возникает необходимость *перестройки микромагнитной структуры в реальном времени*. Наиболее естественным подходом в данном случае является использование композитных МЭ-структур и принципа, описанного в разделе 2.1: деформация подложки из пьезоэлектрика вызывает механические напряжения в магнитной плёнке. В ранних работах на эту тему [149–151] была продемонстрирована принципиальная возможность перестройки доменной структуры под действием электрического напряжения, приложенного к пьезоэлектрической подложке. При этом электрическое и, соответственно, механическое воздействия не были локализованными, доменная структура трансформировалась на отдельных участках, расположение которых практически не контролировалось (рис. 18а).

Для *управления движением отдельных доменных границ* в магнитных материалах требуется локализовать электрическое или механическое воздействия, что достигается либо с помощью зонда сканирующего микроскопа, как в случае однофазных МЭ-материалов [152], либо напылением субмикронных электродов [153] (рис. 18б). Электроды, нанесённые на заданную область пьезоэлектрической подложки (рис. 18б), играют роль затвора, управляющего движением доменных границ вдоль магнитной нанопроволоки [153]. Приложение напряжения к затвору приводит к захвату (пиннингу) доменных границ в области между электродами вследствие локального изменения магнитной анизотропии, вызванного механическим напряжением пьезоэлектрической подложки в окрестности расположения электродов. Местоположение доменных границ влияет на электрическое сопротивление нанопроволоки, что позволяет на основе этого принципа реализовывать логические устройства [153].





**Рис. 18.** Управление микромагнитной структурой с помощью механических напряжений: (а) деформация подложки в реальном времени вызывает перестройку магнитной структуры в случайно расположенных местах [149]; (б) управление отдельными доменными границами локальным механическим воздействием: с помощью зонда сканирующего микроскопа [43, 152] или предварительно нанесённого электрода-затвора [153]; (в) электрическое управление магнитными доменными границами посредством их закрепления на сегнетоэлектрических или полярных сегнетоэластических границах [154].

Ещё один способ локализации воздействия, подсказанный самой природой, — использование доменной структуры подложки [154–156]. Механические напряжения, возникающие на границах между сегнетоэлектрическими или сегнетоэластическими доменами подложки, наводят соответствующий рельеф магнитной анизотропии в вышележащем ферромагнитном слое. Управляя с помощью электрического поля сегнетоэлектрическими границами [155, 156], можно передвигать закреплённые на них доменные границы в магнитном слое (рис. 18в).

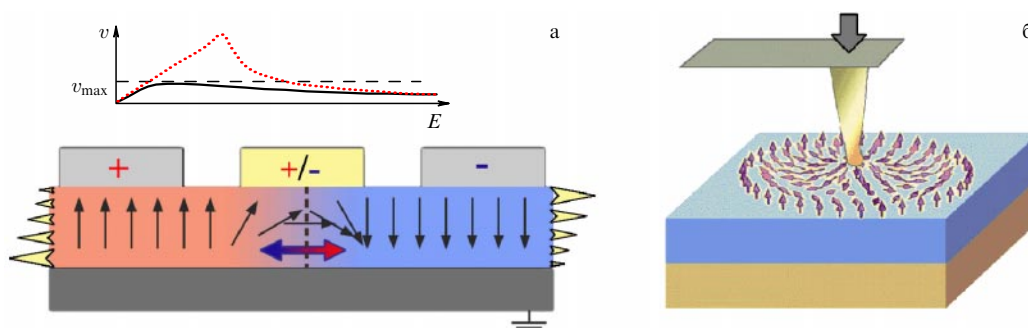
Доменные границы как границы раздела обладают особенностями, не присущими кристаллу в объёме доменов, а именно взаимосвязанными сегнетоэлектрическими, упругими и магнитными свойствами [157], что создаёт дополнительные возможности управления. Например, с помощью электрического поля можно контролировать полярные доменные стенки в сегнетоэластике титанате стронция, которые в свою очередь за счёт наведённых ими локальных деформаций в вышележащем магнитном слое перестраивают магнитную доменную структуру [154] (нижняя часть рис. 18в).

Обсуждение всего объёма работ в области механически индуцированного воздействия на магнитную подси-

стему кристаллов выходит за рамки настоящего обзора, рассмотрим здесь лишь два примера из перспективной области — спинтроники доменных границ и скирмионов:

- в магнитоэлектрическом антиферромагнетике  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  механическое напряжение предложено использовать для стабилизации структуры движущейся доменной границы [158]. Такая необходимость возникает из-за того, что максимальная скорость, до которой разгоняется антиферромагнитная доменная граница, очень невысока ( $\sim 10 \text{ м с}^{-1}$ ). В обычных магнитных материалах — ферромагнетиках — скорость доменной границы в полях, меньших так называемого уокеровского предела (Walker limit) [159], увеличивается линейно с возрастанием поля, что возможно благодаря относительно стабильной структуре границы (по магнитостатическим соображениям наиболее выгоден разворот намагниченности в плоскости границы). Однако этот фактор не работает в антиферромагнетиках, где намагниченности подрешёток полностью компенсируют друг друга. Для того чтобы выделить предпочтительное направление разворота намагниченности в антиферромагнетике, авторы [158] предлагают создать искусственную анизотропию в плоскости слоя МЭ-материала за счёт сдвиговой механической деформации, что позволит на порядок увеличить скорость доменной границы (рис. 19а);

- в киральном магнетике  $\text{MnSi}$  локальное механическое воздействие с помощью зонда кантилевера сканирующего микроскопа предложено использовать для контролируемого зарождения одиночных магнитных топологических солитонов — скирмионов (рис. 19б) [160]. Аналогичная схема уже реализована для электрического зарождения цилиндрических магнитных доменов [161] и скирмионов [162], но в этих случаях на среду воздействует именно электрическое поле, а не механические напряжения. В данном же случае задействованы иные механизмы, либо магнитострикционные, либо взаимодействие Дзялошинского–Мории, модулируемое механическими деформациями [163]. Как показано в [160], механическая деформация порядка  $10^{-4}$  (соответствующее механическое напряжение  $\sim 10 \text{ МПа}$ ) снимает энергетический барьер для образования решётки скирмионов в  $\text{MnSi}$ . Такое же давление может создать острая игла кантилевера (с радиусом кривизны  $\sim 10 \text{ нм}$ ), если к



**Рис. 19.** (В цвете онлайн.) (а) Стабилизация структуры доменной границы с помощью сдвиговой деформации образца магнитоэлектрика. Смещения при сдвиговой деформации показаны на торцах образца жёлтыми стрелками. Доменная граница между МЭ-доменами перемещается под действием электрического напряжения, приложенного к затвору (центральный электрод): при приложении положительного относительно земли потенциала — направо, при приложении отрицательного — налево. В верхней части рисунка показаны зависимости скорости  $v$  доменной границы от электрического поля в случае отсутствия механического воздействия (сплошная кривая) и при наличии анизотропии в плоскости, наведённой сдвиговой деформацией (пунктирная кривая); штриховой прямой показана скорость Уокера  $v_{\text{max}}$  [158]. (б) Предполагаемое зарождение одиночного скирмиона вследствие механического воздействия иглы кантилевера [160].

ней приложить силу 100 нН. Поскольку скирмионы рассматриваются как элементы будущих схем магнитной записи со сверхвысокой плотностью, немаловажной характеристикой являются энергетические потери в процессе записи скирмиона. По оценкам [160] эти потери не превысят 0,1 аДж, что на 3–6 порядков меньше потерь при записи скирмиона с помощью спин-поляризованного тока.

### 2.3. Магнитные превращения, наведённые механическими напряжениями

В магнитоупорядоченных веществах механические напряжения приводят не только к перестройке доменной структуры, но и к более значительным изменениям. Например, температура перехода из парамагнитного состояния в магнитоупорядоченное может смещаться под действием механических напряжений [77]. Парамагнитное поведение может проявляться и при температуре ниже точки Кюри — в магнитных наночастицах, в которых магнитный момент под действием тепловых флуктуаций ведёт себя подобно гигантскому спину атома. Такое *суперпарамагнитное* состояние, как показывает опыт [164], также чрезвычайно чувствительно к механическим деформациям: частицы, находящиеся в суперпарамагнитном состоянии, можно перевести в ферромагнитное состояние, приложив электрическое напряжение к слою пьезоэлектрика, на котором расположены частицы. Деформация частиц около 0,1 % наводит в них дополнительную магнитную анизотропию, благодаря чему температура блокировки частиц, показывающая нижнюю границу суперпарамагнитного состояния, повышается на 40 К, а суперпарамагнитная кривая намагничивания (рис. 20а) превращается в петлю гистерезиса с ненулевой площадью (рис. 20б). Обратное явление, вызванное механическими деформациями, а именно появление сегнетоэлектрического гистерезиса при температуре ниже магнитной точки Кюри, наблюдалось в сверхрешётках из ферромагнитного и сегнетоэлектрического перовскитов при переходе из парамагнитного состояния в ферромагнитное [165].

Плёнки магнитных материалов занимают промежуточное положение между объёмными кристаллами и наночастицами: в плоскости плёнок возможно наличие

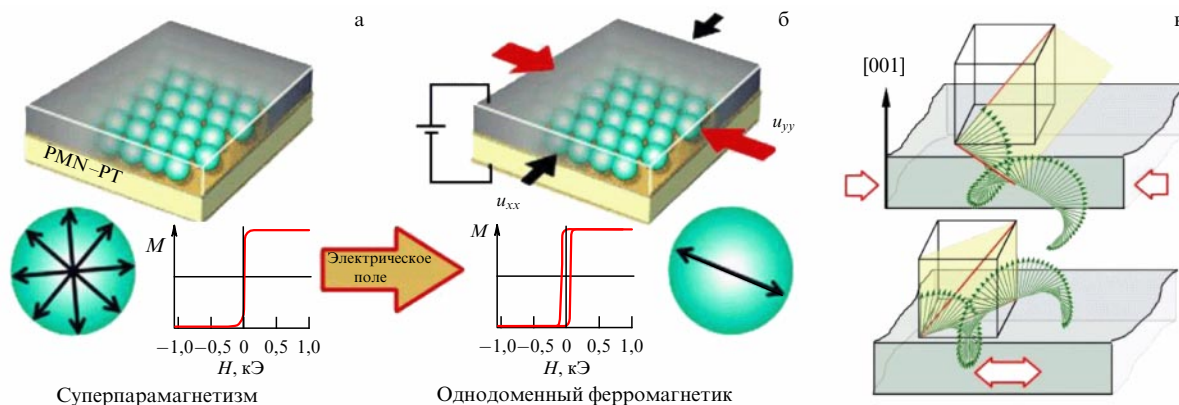
спиновой модуляции, но благодаря пониженной размерности и наличию эпитаксиальных напряжений спиновая модуляция может быть подавлена. Это создаёт предпосылки для особого вида магнитных фазовых превращений, вызванных механическими деформациями, — переходов от пространственно модулированной спиновой структуры к однородному магнитному состоянию. Классическим примером реализации таких фазовых переходов с помощью методов деформационной инженерии являются фазовые переходы в плёнках феррита висмута (рис. 20в).

Феррит висмута  $\text{BiFeO}_3$  благодаря своей относительно простой кристаллической структуре и разнообразию наблюдаемых в нём эффектов на протяжении почти десяти лет остаётся самым популярным объектом исследований, связанных с магнитоэлектрическими явлениями и мультиферроиками [167–169]. Однако проявление МЭ-свойств и намагниченности в феррите висмута возможно лишь при подавлении характерной для этого соединения неоднородной магнитной структуры — спиновой циклоиды, что, в частности, имеет место в сильных магнитных полях [167, 170–172]. В этом случае магнитное поле  $H$ , направленное вдоль тригональной оси кристалла, выступает как источник эффективной магнитной анизотропии легкоплоскостного типа:

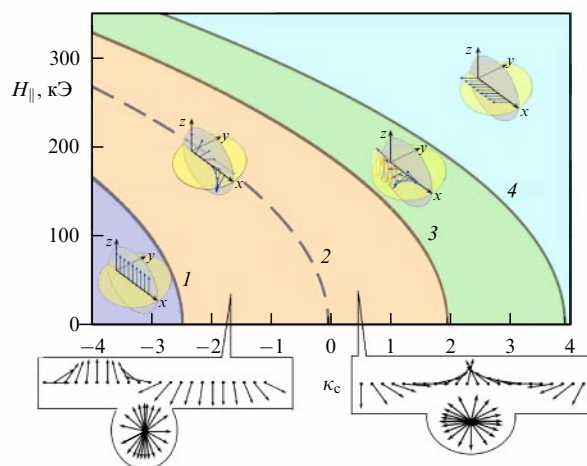
$$K_{u,\text{eff}} = K_u - \chi_{\perp} \frac{H^2}{2}, \quad (11)$$

где  $K_u$  — константа одноосной магнитной анизотропии,  $\chi_{\perp}$  — магнитная восприимчивость в направлении, перпендикулярном намагниченностям подрешёток (используется приближение  $\chi_{\perp} \gg \chi_{\parallel}$ , справедливое при температурах, далёких от точки Нееля  $T_N$ ).

Фазовая диаграмма магнитных состояний в феррите висмута в координатах магнитное поле–магнитная анизотропия приведена на рис. 21. Как видно, существует довольно большое разнообразие магнитных фаз: однородная антиферромагнитная структура легкоосного и легкоплоскостного типа, а также неоднородные состояния, соответствующие несоразмерным пространственно модулированным спиновым структурам циклоидального и конического типов. В свою очередь цик-



**Рис. 20.** Примеры изменения магнитного состояния под действием механического напряжения: переход наночастиц Ni из суперпарамагнитного состояния (а) в ферромагнитное состояние (б) при поляризации в электрическом поле напряжённостью 4 кВ см<sup>-1</sup> [164]. (в) Деформационная инженерия спиновых структур в плёнках феррита висмута: направление спиновой модуляции и её период изменяются в зависимости от знака деформации [166].



**Рис. 21.** Фазовая диаграмма феррита висмута в координатах константа анизотропии – магнитное поле (магнитное поле ориентировано параллельно главной оси кристалла:  $H \parallel c_3$ ). Кривая 1 — переход из однородного антиферромагнитного состояния с магнитными моментами подрешёток, направленными вдоль главной оси кристалла, в циклоидальную фазу. Кривая 2 соответствует переходу от анизотропии типа "лёгкая ось" к анизотропии типа "лёгкая плоскость", кривая 3 соответствует переходу 2-го рода между легкоплоскостной циклоидой и фазой конической циклоиды, кривая 4 — переходу 2-го рода между конической циклоидальной фазой и однородной антиферромагнитной фазой с анизотропией типа "лёгкая плоскость" [173]. Положительные и отрицательные величины анизотропии  $K_c$  наводятся деформациями сжатия и растяжения соответственно. Стрелками обозначены не спины отдельных атомов, а векторы антиферромагнетизма, т.е. разности намагниченностей подрешёток в данном месте. В частности, это означает, что в случае конической фазы 3 намагниченность, усреднённая по периоду циклоиды, остаётся равной нулю, как и в случае фазы 2.

лоиды, претерпевающие ангармонические искажения, в зависимости от знака анизотропии делятся на легкоплоскостные и легкоосные (см. схематические изображения структур на рис. 21). Фазовый переход между циклоидами этих двух типов, который был предсказан в теоретической работе [174], недавно обнаружен с помощью анализа температурных изменений мёссбауэровских спектров [175]. Коническая фаза, разделяющая спин-модулированное состояние в виде легкоплоскостной циклоиды и однородное состояние типа "лёгкая плоскость", была предсказана в [173] и недавно обнаружена в сильных магнитных полях [176].

Всё это богатство магнитных состояний может быть реализовано при больших величинах магнитных полей, 10–20 Тл, лежащих вне диапазона, имеющего практическое значение для электроники. В то же время приложение сильных магнитных полей — не единственный способ создания эффективной магнитной анизотропии, в качестве такового может выступать также деформационная инженерия в тонких плёнках.

Действительно, уже первые синтезированные тонкоплёночные материалы на основе феррита висмута демонстрировали свойства, разительно отличающиеся от свойств ранее изучаемых объёмных кристаллов: необычайно высокие значения электрической поляризации и пьезоэлектрического эффекта, появление намагниченности и линейного МЭ-эффекта [177].

Последние два свойства, которые связаны с подавлением спиновой циклоиды под действием эпитаксиальных напряжений, наиболее ярко демонстрируют идею дефор-

мационной инженерии спиновых структур. Рассмотрим влияние механических напряжений на магнитное состояние плёнок феррита висмута более подробно.

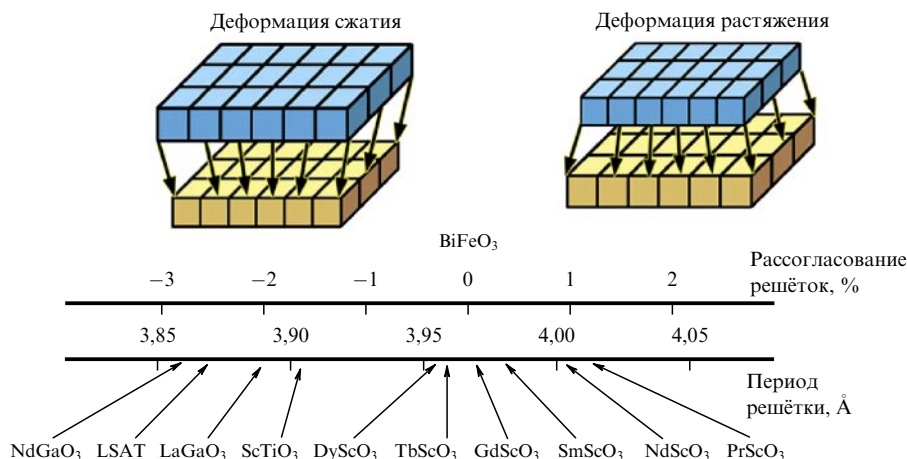
Уже в ранних работах по плёнкам феррита висмута [178] высказывалась мысль о том, что причиной подавления спиновой циклоиды может являться влияние эффективной анизотропии, описываемое формулой (11), включающей в себя дополнительное слагаемое, пропорциональное механическим напряжениям. Однако этот эффект было невозможно отделить от другого фактора — пространственного ограничения, поскольку толщина плёнки была того же порядка, что период спиновой циклоиды. Кроме того, не было свидетельств существования промежуточных состояний между состоянием невозмущённой циклоиды и однородным состоянием с полностью подавленной пространственной модуляцией спина.

Систематическое исследование влияния эпитаксиальных напряжений стало возможным только с созданием "линейки" образцов плёнок строго одинаковой толщины, выращенных на подложках с различными постоянными решётки:  $(\text{LaAlO}_3)_{0.3} - (\text{Sr}_2\text{AlTaO}_6)_{0.7}$  (краткое обозначение — LSAT),  $\text{SrTiO}_3$  (STO),  $\text{DyScO}_3$  (DSO),  $\text{GdScO}_3$  (GSO),  $\text{SmScO}_3$  (SSO),  $\text{NdScO}_3$  (NSO),  $\text{PrScO}_3$  (PSO) [166, 179]. Такой набор подложек позволяет изучать свойства плёнок феррита висмута с механическими напряжениями, изменяющимися как по величине, так и по знаку: от деформаций сжатия –2,6 % для LSAT до относительных удлинений 1 % (рис. 22) для PSO.

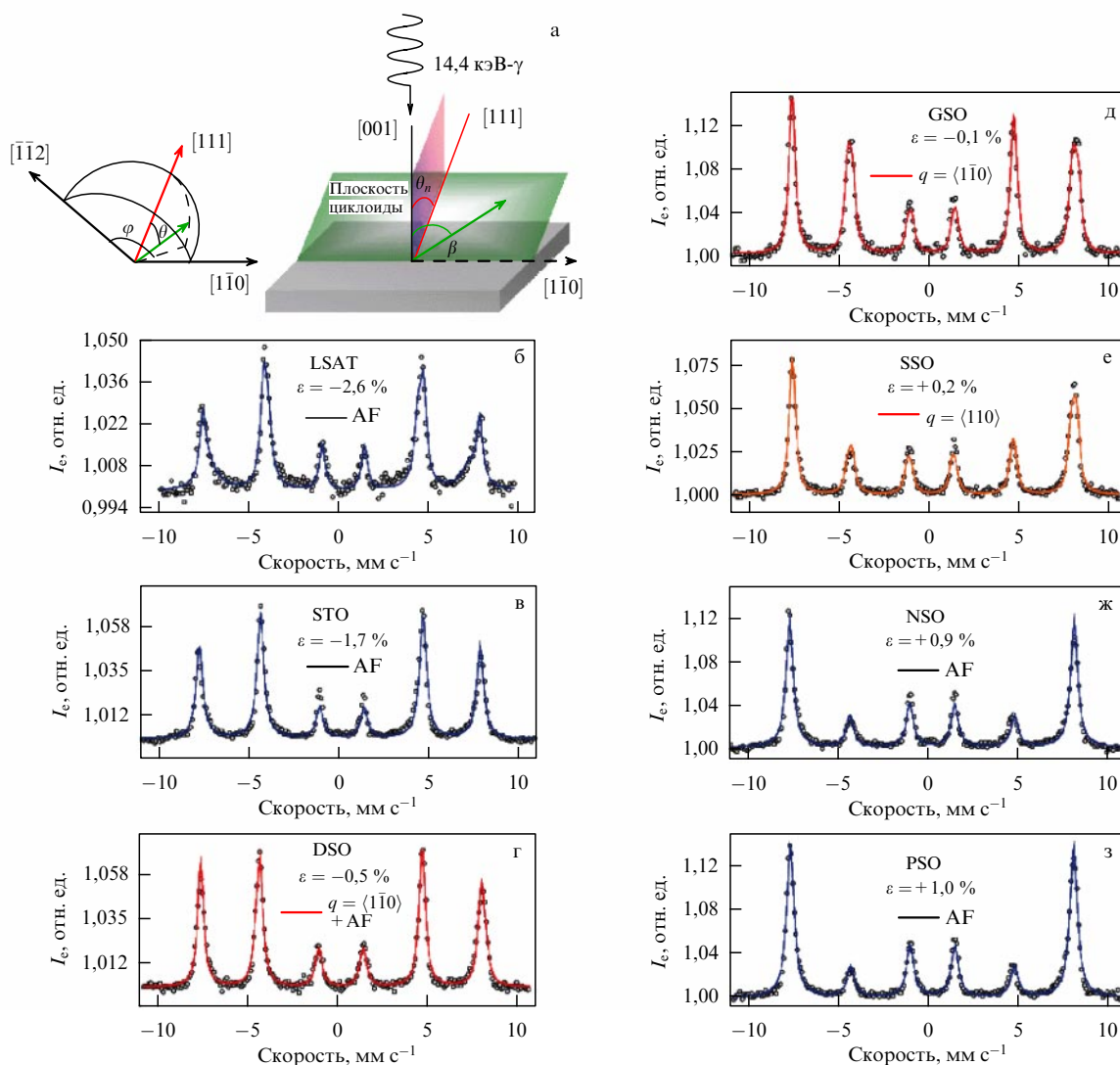
Измерения с применением современных прецизионных экспериментальных методов мёссбауэровской микроскопии, в том числе с использованием синхротронного излучения, рамановской спектроскопии и резонансного нейтронного рассеяния, позволяют получать информацию о магнитном состоянии плёнок феррита висмута: наличии в них спиновой циклоиды, ориентации её плоскости и направления спиновой модуляции относительно кристаллографических плоскостей и даже о наличии ангармонических искажений, вызванных магнитной анизотропией, индуцированной эпитаксиальными напряжениями.

На рисунке 23 представлены мёссбауэровские спектры для серии образцов LSAT–PSO. Хорошо заметная разница между симметричными спектрами плёнок с большой величиной эпитаксиальных напряжений обоих знаков (LSAT, STO, NSO, PSO) и асимметричными спектрами слабонапряжённых плёнок (DSO, GSO, SSO) свидетельствует о качественном различии их магнитных состояний: в плёнках с асимметричным спектром имеет место циклоидальное спиновое упорядочение, в то время как в сильно растянутых или сжатых плёнках спиновая циклоида подавлена. Изменение относительной интенсивности 2-й и 3-й линий в секстете мёссбауэровского спектра (рис. 23г–е) позволяет проводить измерения усреднённой ориентации вектора антиферромагнетизма как в однородном, так и в спин-модулированном состояниях, определяя на основании этих данных ориентацию плоскости и волнового вектора  $\mathbf{q}$  спиновой циклоиды. Оказалось, что в растянутых плёнках наблюдается новый вид спиновой циклоиды, не встречающийся в объёмных кристаллах: её плоскость ориентируется так, чтобы включить в себя нормаль к поверхности плёнки (в случае, рассмотренном в [166], это направление [001]), а направление спиновой модуляции лежит в плоскости плёнки, в то время как в объёмных кристаллах наблю-



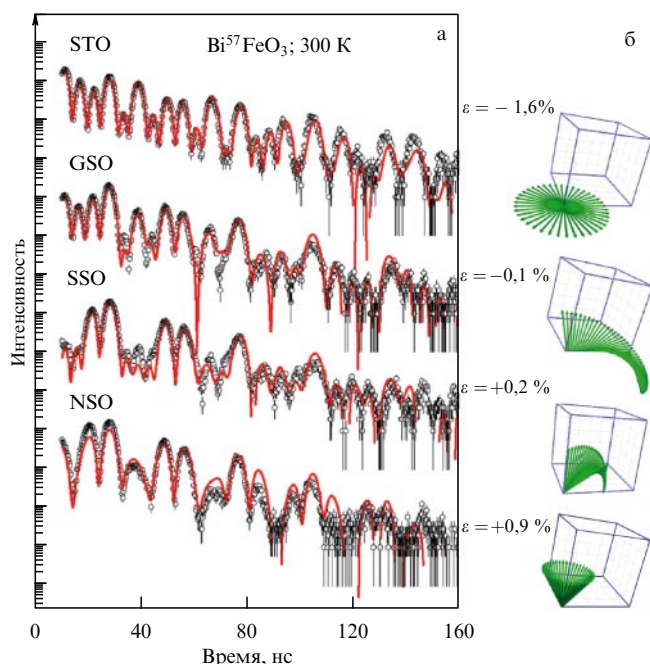


**Рис. 22.** Деформационная инженерия плёнок феррита висмута. Использование подложек из различных перовскитов с общей формулой  $ABO_3$  позволяет варьировать величину относительной деформации в диапазоне от  $-3\%$  до  $1\%$  [166].



**Рис. 23.** (В цвете онлайн.) Мёсбауэровские спектры сверхтонкого взаимодействия ядер  $^{57}\text{Fe}$  и их электронного окружения для плёнок феррита висмута (001) с различными эпитаксиальными напряжениями. (а) Геометрия эксперимента. (б–з) Спектры, измеренные при температуре 295 К.  $I_e$  — интенсивность излучения конверсионных электронов. Точки соответствуют экспериментальным данным, а кривые — аппроксимациям согласно теоретическим моделям магнитного состояния: однородному антиферромагнитному (AF) упорядочению (б, в, ж, з), циклоидальным состояниям, подобным объёмно-кристаллическому (г, д), и, наконец, циклоиде с направлением распространения  $[110]$ , существующей только в растянутых плёнках (е) [166].



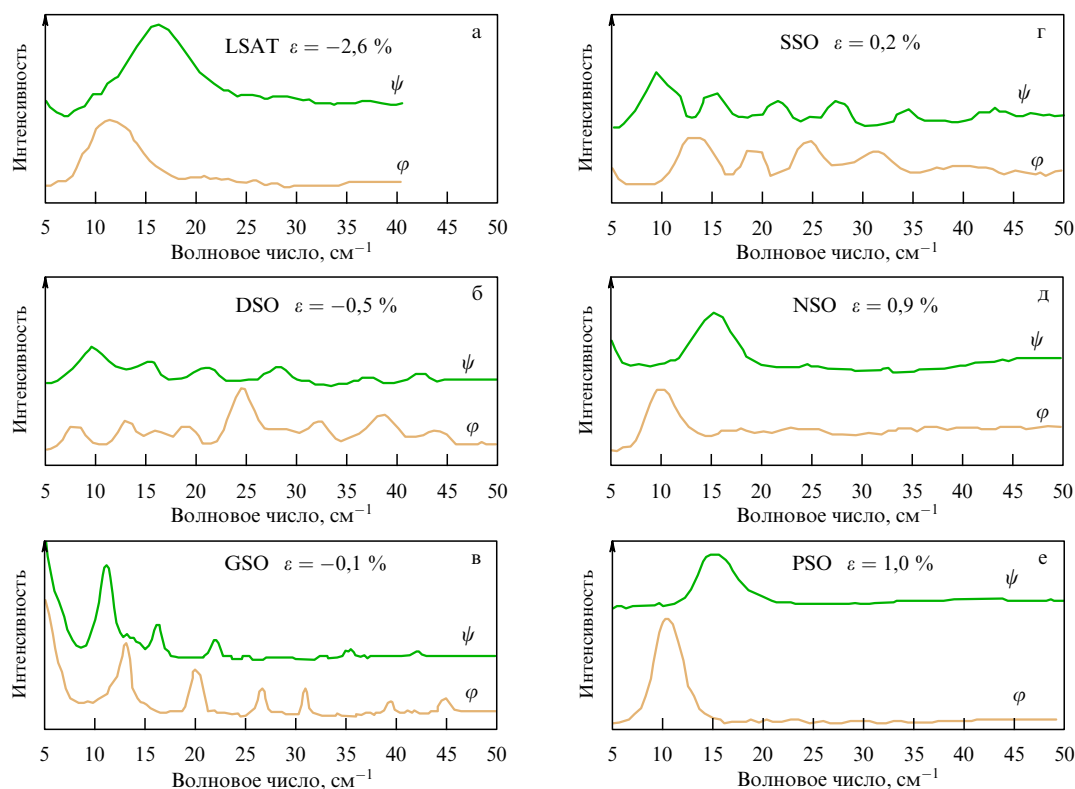


**Рис. 24.** Временные спектры ядерного рассеяния синхротронного излучения для тонких плёнок  $\text{Bi}^{57}\text{FeO}_3$  при комнатных температурах: (а) картина биений для плёнок, выращенных на подложках STO, GSO, SSO и NSO с кристаллографической ориентацией (001); (б) схематические изображения спиновой структуры в плёнках феррита висмута, восстановленных по данным рис. а. *NB:* во избежание недоразумений при толковании рисунков спиновой структуры для плёнок на подложках из STO и NSO следует оговорить, что они не изображают сперомагнитную или коническую структуры, а отражают только тот факт, что реальные образцы являются многодоменными с различным направлением антиферромагнитного вектора в доменах [179].

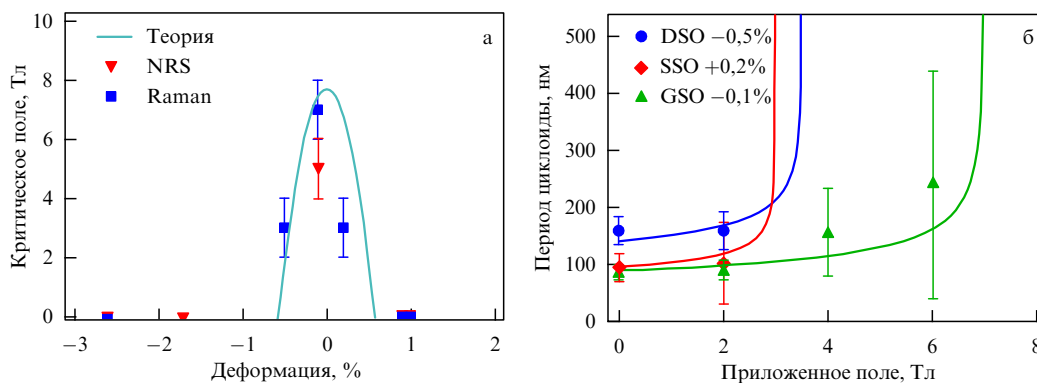
даются только структуры с ориентацией плоскости вращения намагниченности, содержащей тригональную ось кристалла ([111] в квазикубической ориентации) и перпендикулярный ей вектор модуляции.

С помощью ещё одного прецизионного метода измерений — резонансного рассеяния поляризованных нейтронов на образцах, обогащённых изотопом  $^{57}\text{Fe}$ , можно получать дополнительную информацию о магнитной структуре плёнок феррита висмута, которая позволяет восстановить конфигурацию спинов в тонких плёнках (рис. 24). Теоретические модели, использованные для аппроксимации мёссбауэровских спектров, подтверждаются данными резонансного нейтронного рассеяния: циклоида, характерная для объёмных кристаллов, наблюдается в плёнках, подвергнутых сжатию со стороны подложки, в то время как в растянутых плёнках возникает спиновая циклоида нового типа, бегущая в направлении [110]. Сильные деформации сжатия и растяжения приводят к переходу в однородное антиферромагнитное состояние с анизотропией типа лёгкая плоскость и лёгкая ось соответственно.

Пожалуй, самым ярким свидетельством наличия циклоиды в одних плёнках и подавления её в других является картина рамановских спектров. В однородном состоянии, когда циклоида подавлена, наблюдаются всего две моды, соответствующие параллельной и скрещенной ориентациям анализатора и поляризатора (рис. 25а, д, е), в то время как при наличии спиновой модуляции возникает множество пиков (рис. 25б–г). Дело в том, что плёнку со спиновой циклоидой можно рассматривать как магнитный кристалл, зона Бриллюэна которого ограничена величиной  $\pi/\lambda$ , где  $\lambda$  — период циклоиды. Возникает система разрешённых и запрещённых зон и, как след-



**Рис. 25.** Низкоэнергетичные рамановские спектры для плёнок феррита висмута, выращенных на различных подложках. Моды  $\phi$  и  $\psi$ , показанные светлой и тёмной кривыми, соответствуют параллельной и скрещенной ориентациям поляризаторов [166].



**Рис. 26.** Влияние магнитного поля на спиновую циклоиду в плёнках феррита висмута с кристаллографической ориентацией (001). (а) Фазовая диаграмма в осях магнитное поле–относительная деформация. Сплошная кривая соответствует рассчитанной фазовой границе между спиновой циклоидой и коллинеарным упорядочением. Треугольниками и квадратами показаны экспериментальные данные, полученные с помощью методов нейтронного рассеяния (NRS) и рамановской спектроскопии (Raman). (б) Зависимость периода спиновой циклоиды от магнитного поля. Различные символы соответствуют экспериментальным данным для трёх образцов. Сплошными линиями показаны теоретические кривые, проявляющие тенденцию бесконечного возрастания периода в критическом магнитном поле [179].

ствие, серия линий в рамановском спектре, соответствующих переходам между состояниями, разделёнными этими зонами.

Интересно, что структура возникающих зон зависит как от механических напряжений, так и от магнитного поля. Одновременное влияние этих двух факторов на спиновую циклоиду исследовано в работе [179]. Оказалось, что эпитаксиальные напряжения существенно уменьшают критическое магнитное поле, при котором подавляется спиновая циклоида. На рисунке 26а показана фазовая диаграмма магнитной структуры плёнок феррита висмута в координатах магнитное поле–относительная деформация, построенная с учётом данных рамановской спектроскопии, резонансного рассеяния поляризованных нейтронов, а также теоретических расчётов. Даже для слабонапряжённых плёнок на подложке из GSO величина критического поля снижается до 8 Тл (для сравнения, в объёмных кристаллах феррита висмута она составляет 20 Тл).

Это может быть объяснено несколькими факторами: 1) эффектами конечных размеров в тонких плёнках, имеющими место даже в отсутствие рассогласования постоянных решётки подложки и образца; 2) усилением магнитоупругих свойств в тонкоплёночной фазе; 3) отличиями спиновой циклоиды, наблюдающейся в тонких плёнках, от структуры, реализующейся в объёмных кристаллах. Действительно, спиновая циклоида в плёнках отличается большей податливостью к внешним влияниям, она претерпевает ангармонические искажения: изменяются как форма (см. рис. 21), так и период циклоиды, что особенно заметно при напряжениях и магнитных полях, близких к критическим: на рис. 26б представлена зависимость периода спиновой циклоиды от магнитного поля, полученная по данным рамановской спектроскопии, с наложенной теоретической кривой, которая стремится к бесконечности при поле, приближающемся к критическому.

Таким образом, систематические исследования плёнок феррита висмута одинаковой толщины, различающихся только величиной эпитаксиальных напряжений, выявили наличие новых промежуточных фаз, разделяющих невозмущённое циклоидальное и однородное анти-

ферромагнитное состояния. Показана также возможность управления спиновыми структурами с помощью механического напряжения и магнитного поля, что можно использовать в магнонных и спинтронных устройствах:

- спиновая циклоида в плёнке феррита висмута представляет собой магнонный кристалл с периодом, величина которого задаётся эпитаксиальным напряжением в плёнке и дополнительно подстраивается с помощью магнитного поля;
- возможность перестройки спиновой циклоиды с помощью механических напряжений можно реализовать также в спинтронных устройствах: переориентация спинов от направления в плоскости плёнки к направлению вдоль нормали к ней при изменении знака деформаций (см. рис. 24) позволяет перестраивать магнетосопротивление многослойной структуры на основе феррита висмута и ферромагнитных слоёв, обменно-связанных с ним [166];
- состояния с различным направлением плоскости спиновой циклоиды, переключение между которыми осуществляется приложением механического напряжения (рис. 20в), можно рассматривать как логические состояния в устройствах магнитной памяти с электрической записью.

Отдельного исследования заслуживает вопрос о гигантском усилении МЭ-эффекта в плёнках феррита висмута [177, 180]. Одной из гипотез, объясняющих это усиление, является вызванное эпитаксиальными натяжениями увеличение восприимчивости к электрическому полю для особого типа структурного искажения решётки перовскита — антиферродисторсии. Антиферродисторсией называют поворот соседних кислородных октаэдров в противоположные стороны, ответственный за слабый ферромагнетизм. Под действием электрического поля изменяется угол поворота кислородных октаэдров, что приводит к изменению величины намагниченности, обусловленной слабым ферромагнетизмом, тем самым порождая дополнительный вклад в МЭ-эффект [181].

Эпитаксиальные напряжения в плёнках феррита висмута также приводят к сосуществованию двух фаз с искажениями исходной перовскитной структуры различ-

ного типа: ромбоэдрической и тетрагональной [182]. На границах между этими фазами возникает рекордно большой градиент относительной деформации ( $\sim 3 \times 10^7 \text{ м}^{-1}$ ), что порождает необычный механизм МЭ-взаимодействия благодаря совокупному действию флексоэлектрического и флексомагнитного эффектов (см. раздел 1.2): электрическое поле вызывает переориентацию границ перовскитных фаз, которая в свою очередь изменяет направление вектора антиферромагнетизма [34]. Поскольку ромбоэдрическая и тетрагональная фазы различаются со структурной, магнитной и оптической точек зрения, электрическое поле, переключая фазы, приводит к возникновению усиленных пьезоэлектрических [183], магнитоэлектрических [182] и электрооптических [184] эффектов в кристалле.

Методы деформационной инженерии с успехом применяются также для управления свойствами других перовскитных мультиферроиков, в частности систем  $RMnO_3$  (где  $R$  — редкоземельный элемент) [78, 185–188]. Подробное описание исследований, проведённых в материалах этого класса, выходит за рамки настоящего обзора; такое описание можно найти в специальных обзорах на данную тему [71, 78, 185, 188], но особо стоит выделить результат, полученный в плёнках  $LuMnO_3$ , — индуцированный с помощью эпитаксиальных напряжений переход в ферромагнитное состояние [187].

#### 2.4. Термоиндуцированный магнитоупругий эффект

Ещё один способ управления намагниченностью плёнок или частиц основан на различии коэффициентов термического расширения магнитного слоя и подложки или на фазовой перестройке кристаллографической структуры подложки при её нагреве. Исследование механизмов термоиндуцированного магнитоупругого эффекта в гетероструктурах не только позволяет глубже понять природу этого явления, но и открывает пути для сочетания нескольких методов управления намагниченностью в стрейнтронных устройствах.

Одной из структур, в которой можно получить термоиндуцированный магнитоупругий эффект, является пористый анодированный алюминий. Его поверхность, полученная при определённых режимах анодного окисления, представляет собой протяжённые плотно упакованные вертикальные каналы из оксида алюминия [189–193]. Эти каналы с помощью электрохимического осаждения могут быть заполнены ферромагнитными металлами (рис. 27а). Коэффициенты термического расширения алюминиевого основания, никеля и оксида алюминия различаются приблизительно в два раза ( $23,8 \times 10^{-6} \text{ К}^{-1}$  у  $Al$ ,  $13,0 \times 10^{-6} \text{ К}^{-1}$  у  $Ni$ ,  $6 \times 10^{-6} \text{ К}^{-1}$  у  $Al_2O_3$ ). За счёт этой разницы при понижении температуры образца из-за сжатия алюминия и оксида алюминия в нанопроволоках создаются напряжения, эквивалентные осевому растяжению вдоль оси проволоки (рис. 27б) [189]. Это приводит к формированию поля магнитоупругой анизотропии, которое стремится повернуть магнитные моменты в проволоке в направлении, перпендикулярном её оси, т.е. конкурирует с полем анизотропии формы, обеспечивающим ориентацию локальных магнитных моментов вдоль проволоки. В результате на температурной зависимости коэрцитивной силы  $H_c(T)$  наблюдается аномальный пик, соответствующий максимуму эффективного поля анизотропии  $H_a(T)$ , находящемуся в диапазоне температур, близких к

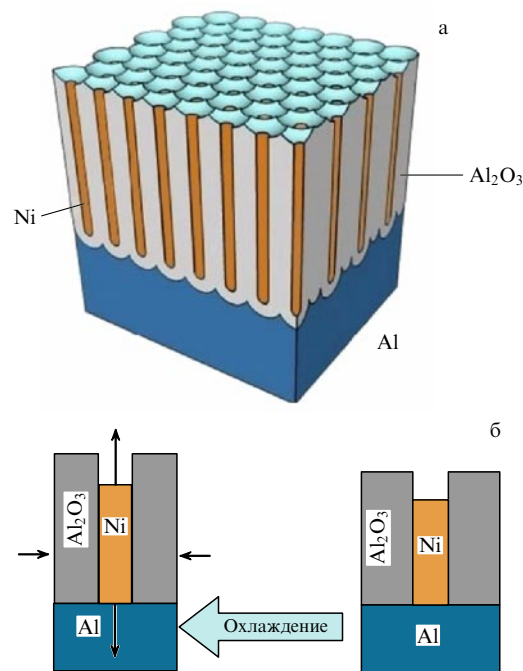


Рис. 27. Формирование напряжений в никелевых нанопроволоках: (а) схематическое изображение нанопроволок в порах анодированного алюминия, (б) деформация нанопроволоки за счёт сжатия подложки из алюминия при охлаждении образца.

комнатной [190]. Аналогичные термоиндуцированные магнитоупругие эффекты зарегистрированы в работах [191, 192].

Другой способ индуцировать в ферромагнитных плёнках или частицах поле магнитоупругой анизотропии состоит в использовании в качестве подложек кристаллов, претерпевающих структурные фазовые переходы при их нагреве или остывании. Одним из таких кристаллов является титанат бария  $BaTiO_3$ , у которого при охлаждении до температуры ниже комнатной кристаллическая решётка перестраивается из тетрагональной в орторомбическую, а затем в ромбоэдрическую [194–196]. При этом изменяется размер кристаллографической ячейки на поверхности ( $BaTiO_3$ ). Перестройка положения атомов в поверхностном слое при фазовых переходах кристалла  $BaTiO_3$  индуцирует упругие напряжения в ферромагнитном металле, нанесённом на поверхность такого кристалла. Например, в изолированных вытянутых микрочастицах  $Fe$  толщиной 30 нм, сформированных на поверхности (001)  $BaTiO_3$ , наблюдается при выше указанных фазовых переходах скачкообразное изменение намагниченности [194, 196]. По данным рентгеновской дифракции относительное изменение размера кристаллографической ячейки частиц железа составляет 0,035 % при уменьшении температуры такого образца от 300 до 150 К. Как показывают данные МСМ, индуцированного при изменении температуры поля магнитоупругой анизотропии достаточно для того, чтобы в частицах на поверхности  $BaTiO_3$  многодоменная структура намагниченности перестроилась в однодоменную с намагниченностью, ориентированной вдоль длинной оси частиц [195]. Аналогичные эксперименты в плёнках железа толщиной 10 нм на поверхности (100)  $BaTiO_3$  демонстрируют изменение коэрцитивности

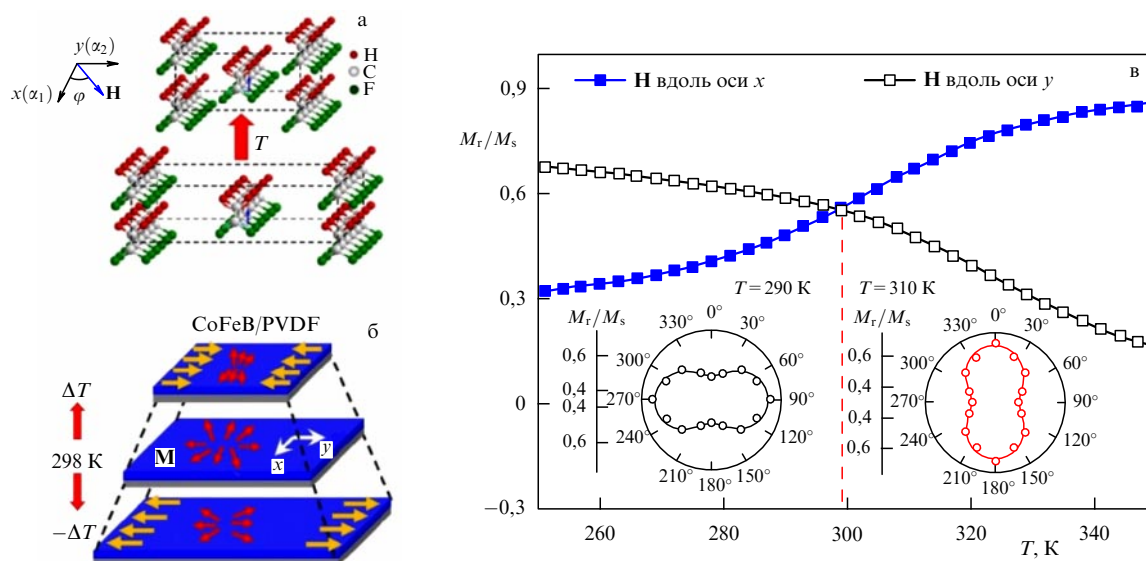
на 120 % за счёт магнитоупругого эффекта, индуцированного фазовой перестройкой кристаллической решётки подложки [195].

Перестройка доменной структуры *in situ* наблюдалась в плёнке  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$  толщиной 80 нм на подложке из  $\text{BaTiO}_3$  с кристаллографической ориентацией (001) в момент фазовой перестройки кристаллической поверхности подложки. Такие эксперименты проводились с помощью низкотемпературного магнитно-силового микроскопа, функционирующего в интервале температур от 150 до 360 К. В процессе нагрева кристалла в момент фазового перехода симметрия его кристаллографических ячеек изменялась от ромбоэдрической до орторомбической, а затем — до тетрагональной и кубической (соответственно при температурах 188, 280 и 398 К). Вследствие рассогласования постоянных решёток  $\text{BaTiO}_3$  и  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$  в последнем возникали магнитоупругие напряжения, приводящие к перемещению доменных стенок и изменению размеров магнитных доменов, изменялась также ориентация намагниченности в этих доменах, которая регистрировалась с помощью МСМ. Существенно, что эти изменения происходили при тех же температурах, при которых наблюдалось скачкообразное изменение макроскопической намагниченности в этих образцах, зарегистрированное сквид-магнитометром [197]. Эти результаты указывают на то, что гетероструктура из ферромагнитного металла на поверхности  $\text{BaTiO}_3$  может рассматриваться как кандидат для управления магнитной доменной структурой с помощью фазовых трансформаций подложки.

Другим примером материалов, в которых структурные фазовые переходы можно использовать для формирования полей магнитоупругой анизотропии, являются оксиды ванадия  $\text{VO}_2$  и  $\text{V}_2\text{O}_3$ . В  $\text{VO}_2$  структурный фазовый переход первого рода от моноклинной симметрии решётки к тетрагональной происходит при нагреве до температур выше 340 К, т.е. немного превышающих комнат-

ную [198, 199]. Относительные размеры элементарной ячейки при этом по одной оси уменьшаются, а по двум другим увеличиваются [200]. Фазовый переход в  $\text{VO}_2$  индуцирует поле магнитоупругой анизотропии в плёнке Ni, под действием которого при нагреве образца величина  $H_c$  уменьшается от 236 Э (при 320 К) до 88 Э (при 350 К) [200]. Столь существенное понижение  $H_c$  при сравнительно небольшом нагреве выше комнатной температуры открывает перспективу использования этого эффекта при разработке методов термоассистируемой записи информации (Heat Assisted Magnetic Recording, HAMR). Аналогичные эффекты наблюдаются в плёнках Ni толщиной 10 нм на подложке из  $\text{V}_2\text{O}_3$ , но только при значительно более низких температурах, 100–250 К [201].

В связи с развитием гибкой электроники (stretchable electronics), позволяющей вшивать микросхемы в одежду, а также использовать их в носимых устройствах, особое внимание уделяется растяжимым материалам. Для стрейнтроники таким материалом может стать поливинилиденфторид (polyvinylidene fluoride — PVDF), представляющий собой сегнетоэлектрический полимер, состоящий из углеродных цепей, содержащих чередующиеся группы  $\text{CH}_2$  и  $\text{CF}_2$ .  $\beta$ -фаза PVDF имеет квазигексагональную упаковку из длинных, параллельно ориентированных углеродных цепей (рис. 28а) [202]. Помимо пьезоэффекта, PVDF с высоким содержанием  $\beta$ -фазы характеризуется большим отрицательным анизотропным коэффициентом термического расширения ( $\alpha_1 = -13 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  и  $\alpha_2 = -145 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ ) [203]. Это означает, что при нагревании подложка из PVDF-плёнки будет сжиматься сильнее вдоль направления  $y$ , перпендикулярного углеродным цепям, чем вдоль параллельного им направления  $x$  (рис. 28а). Благодаря анизотропному коэффициенту термического расширения подложки в гетероструктурах с ферромагнитными наноплёнками ( $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$ ,  $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ , Ni) на подложке из PVDF-плёнки наблюдаются необычные магнитоупругие



**Рис. 28.** (а) Схематическое изображение изменения молекулярной структуры PVDF при увеличении температуры. (б) Схема перестройки структуры намагниченности в плёнке  $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$  при изменении температуры подложки. (в) Изменение величины  $M_r/M_s$  с возрастанием температуры при ориентации поля вдоль оси  $x$  (тёмные квадраты) и оси  $y$  (светлые квадраты). На вставках показаны азимутальные зависимости отношения  $M_r/M_s$ , отражающие формирование при изменении температуры магнитной анизотропии вдоль оси  $x$  (слева) и вдоль оси  $y$  (справа). (Приведён адаптированный рисунок из работы [204] с любезного разрешения её авторов).



свойства [204, 205]. Исследования азимутальной зависимости петель гистерезиса с помощью сквид-магнитометра показали, что при определённой температуре образца отношение остаточной намагниченности к намагниченности насыщения  $M_r/M_s$  практически не зависит от угла вращения  $\phi$  в плоскости образца (рис. 28в). Это означает отсутствие магнитной анизотропии в плёнке. В частности, для  $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$  толщиной 60 нм на плёнке PVDF толщиной 30 мкм эта температура составляет 298 К. С уменьшением температуры ниже 298 К в плёнке формируется ось лёгкого намагничивания вдоль оси  $y$  и азимутальная зависимость  $M_r/M_s$  приобретает вид, близкий к "восьмёрке" (см. вставку в левой части рис. 28в). С возрастанием температуры до значений выше 298 К за счёт преимущественного сжатия подложки вдоль оси  $y$  происходит формирование одноосной анизотропии вдоль оси  $x$  (см. вставку в правой части рис. 28в) и "восьмёрка" поворачивается на  $90^\circ$ . Изменения отношения  $M_r/M_s$  в температурном интервале 250–350 К, представленные на рис. 28в, наглядно отражают индуцированный изменением температуры поворот анизотропии на  $90^\circ$ .

Важно, что в указанных ферромагнитных плёнках при возрастании температуры подложки из PVDF anomalно ведёт себя величина эффективной константы магнитоупругой анизотропии ( $K_{\text{eff}} = M_s H_k / 2$ , где  $H_k$  — эффективное поле анизотропии). Обычно из-за значительного понижения намагниченности насыщения с увеличением температуры константа  $K_{\text{eff}}$  является отрицательной (что, кстати, препятствует надёжному хранению магнитной информации при повышении температуры запоминающей магнитной среды). В рассматриваемом случае  $H_k$  возрастает с увеличением температуры настолько быстро, что  $K_{\text{eff}}$  принимает положительное значение. В работе [204] это продемонстрировано с помощью измерения азимутальной зависимости спектров ФМР в интервале температур от 200 до 300 К. При увеличении температуры положение резонансной линии ФМР смещалось в область больших или меньших полей в зависимости от ориентации внешнего поля спектрометра соответственно вдоль трудной или лёгкой осей намагничивания ферромагнитной плёнки. Для определения величины  $H_k$  при различных температурах использовалась методика расчёта на основе положения резонансной линии в спектре ФМР, аналогичная ранее используемой при изучении трансформации спектров ФМР плёнок пермаллоя, в которых магнитоупругая анизотропия индуцировалась механическим путём [133, 139]. Оказалось, что при нагреве структуры  $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}/\text{PVDF}$   $H_k$  увеличивается от 160 Э при температуре 290 К до 260 Э при 350 К, т.е. сильнее, чем спад намагниченности насыщения в том же интервале температур, поэтому величина  $K_{\text{eff}}$  в такой структуре положительна.

Поскольку PVDF обладает пьезоэлектрическими свойствами, возможно управление анизотропией намагниченности наноплёнок одновременным воздействием на гетероструктуру электрического поля и нагрева [205]. Для этого на PVDF-подложку предварительно с двух сторон наносят алюминиевую плёнку, играющую роль электродов, а затем напыляют ферромагнитный металл. В плёнках  $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$  на PVDF, изменяя температуру подложки от 320 до 280 К и обратно в присутствии небольшого магнитного поля в 20 Э (меньшего, чем коэрцитивное поле самой плёнки), удалось повернуть на-

магниченность плёнки на  $180^\circ$ . После смены магнитного поля противоположным и повторения температурного цикла охлаждение – нагрев намагниченность плёнки возвращалась в прежнее положение [205].

В связи с тепловым воздействием на упругую подсистему следует упомянуть эффекты, вызванные световым излучением. Воздействие света может приводить как к термоиндуцированным, так и к собственно фотоиндуцированным эффектам, связанным не с повышением температуры, а с перемещением фотовозбуждённых электронов и дырок в сегнетоэлектриках [206] и мультиферроиках [9, 51]. Подробнее о исследованиях в этой области можно прочитать в обзоре УФН [206]; в качестве иллюстрации динамических эффектов, возникающих при световом воздействии, отметим оптическую запись периодической структуры механических напряжений в сегнетоэлектрике и её фотоиндуцированное возбуждение с помощью ПАВ [207], а также недавно продемонстрированную возможность переключения механических напряжений в мультиферроике феррите висмута с гига- и терагерцовой частотой [52], что открывает для стрейнтроники новые перспективы в высокочастотной области.

## 2.5. Преобразование полей в композитных структурах

Связь магнитных и электрических параметров композитных структур через деформацию на границе раздела приводит к генерации структурой электрического поля  $E$  во внешнем магнитном поле  $H$  (прямой МЭ-эффект, который характеризуется коэффициентом линейного преобразования  $\alpha_E$ ), или изменением намагниченности структуры  $M$  под действием электрического поля  $E$  (обратный МЭ-эффект, который характеризуется коэффициентом линейного преобразования  $\alpha_M$ ). За последние десятилетия описанные эффекты обнаружены и исследованы в композитных структурах, содержащих различные комбинации ферромагнитных (ФМ) и пьезоэлектрических (ПЭ) материалов (см. табл. 2).

Прямой МЭ-эффект наблюдают, как правило, в динамическом режиме, прикладывая к композитной структуре переменное магнитное поле  $\delta H(t)$  с частотой  $f$  и регистрируя переменное электрическое поле  $\delta E(t)$ , генерируемое ПЭ-слоем структуры. Показано, что эффективность прямого МЭ-преобразования полей  $\alpha_E = \delta E / \delta H$  при частотах, далёких от частот акустических резонансов структуры, может изменяться в зависимости от состава от  $\alpha_E \sim 0,1 \text{ В см}^{-1} \text{ Э}^{-1}$  до  $\sim 50 \text{ В см}^{-1} \text{ Э}^{-1}$ , что на один-два порядка превосходит эффективность МЭ-преобразования в однофазных мультиферроиках. Для достижения максимального значения  $\alpha_E$  следует использовать ФМ-слои с большим пьезомагнитным модулем  $\lambda^{(1)}$ , т.е. с достаточно большой магнитострикцией  $\lambda_s$  и малыми полями насыщения  $H_s$ , например сплавы типа метгласа ( $\text{Metglas}^3$ ), и ПЭ-слои из материалов, обладающих большим отношением пьезомодуля к диэлектрической проницаемости  $d/\epsilon$ , например, таких как волоконные PZT- или PMN–PT-пьезокомпозиты [208], кристаллы лангата [209], нитрида алюминия [210] и кварца [211], пьезополимеры типа PVDF [212, 213]. В условиях акустического резонанса эффективность преобразования

<sup>3</sup> Metglas представляет собой тонкую ленту из аморфного металлического сплава, полученную с использованием процесса быстрого затвердевания со скоростью примерно  $10^6 \text{ К с}^{-1}$ .

возрастает пропорционально акустической добротности структуры. Предпочтительно использовать структуры, содержащие ПЭ-слои из кристаллов с малыми акустическими потерями, и тонкие ФМ-слои, вносящие малое акустическое затухание. Рекордно высокое значение МЭ-коэффициента в условиях резонанса  $\alpha_E = 20 \text{ кВ см}^{-1} \text{ Э}^{-1}$  получено для тонкоплёночной структуры FeCoSiB–AlN на кремниевой подложке, колеблющейся в условиях вакуума [214].

Обратный МЭ-эффект также наблюдают в динамическом режиме, прикладывая к пьезоэлектрическому слою структуры переменное электрическое поле  $\delta E(t)$  малой амплитуды и регистрируя с помощью электромагнитной катушки изменение намагниченности  $\delta M(t)$  ФМ-слоя структуры. Эффективность обратного МЭ-преобразования  $\alpha_M = \delta M / \delta E$  резонансно возрастает при совпадении частоты электрического поля с частотой собственных акустических колебаний структуры. Типичные значения коэффициента обратного МЭ-преобразования для структур различных составов находятся в пределах  $\alpha_M = 0,1\text{--}10 \text{ Гс см В}^{-1}$ . Наибольший обратный МЭ-эффект наблюдали в структуре, содержащей пьезоволоконный преобразователь, расположенный между двумя слоями из Metglas. Величина коэффициента преобразования составила  $\alpha_M = 80 \text{ Гс см В}^{-1}$  на частоте резонанса структуры 30 кГц [215].

Показано, что эффективности прямого и обратного МЭ-преобразований в одной и той же структуре при частотах, далёких от резонансных, связаны между собой соотношением  $\alpha_E = \alpha_M$  (в системе СГС) [216]. В условиях резонанса связь коэффициентов преобразования прямого и обратного МЭ-эффектов сложнее. При одних и тех же полях  $H$  и  $E$  прямой МЭ-эффект наблюдается на частоте антирезонанса  $f_a$ , в то время как обратный эффект — на частоте резонанса  $f_r$ . Эти частоты близки, но не равны друг другу. Эффективности прямого и обратного резонансных МЭ-эффектов также различаются.

Рассмотрим подробнее преобразование полей при прямом МЭ-эффекте с учётом нелинейности магнитострикции. Величину напряжения  $U$ , генерируемого структурой под действием переменного магнитного поля, можно найти, используя принцип комбинации свойств слоёв [28]. Пусть структура из ферромагнетика и пьезоэлектрика помещена в касательное низкочастотное возбуждающее магнитное поле  $H$  и параллельное ему постоянное магнитное поле  $H_0$ :  $H(t) = H_0 + h \cos(2\pi ft)$ . ФМ-слой структуры испытывает магнитострикционную деформацию  $\lambda(H)$  вдоль направления поля, а ПЭ-слой с пьезомодулем  $d_{31}$  преобразует эту деформацию в электрическое напряжение  $U$ . Величина напряжения выражается [217] как

$$U(H) = Bd_{31}\lambda(H), \quad (12)$$

где  $B$  — постоянный коэффициент, зависящий от диэлектрических и механических параметров и размеров слоёв. Разложим нелинейную деформацию  $\lambda(H)$  в ряд Тейлора вблизи  $H_0$  при условии  $h \ll H_0$ :

$$\lambda(H) = \lambda(H_0) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n!} \lambda^{(n)} [h \cos(2\pi ft)]^n, \quad (13)$$

где  $\lambda^{(n)} = \partial^n \lambda / \partial H^n|_{H_0}$  — производная  $n$ -го порядка от магнитострикции по полю при  $H = H_0$ .

Подставив (13) в (12) и ограничившись членами до третьего порядка малости, получим

$$U = U_0 + U_1 \cos(2\pi ft) + U_2 \cos(4\pi ft) + U_3 \cos(6\pi ft) + \dots \quad (14)$$

В (14) величина постоянного напряжения имеет вид

$$U_0 = Bd_{31} \left( \lambda(H) + \frac{\lambda^{(2)} h^2}{4} \right), \quad (15a)$$

а амплитуды гармоник с частотами  $n f$  выражаются как

$$U_1 = Bd_{31} \lambda^{(1)} h, \quad (15b)$$

$$U_2 = Bd_{31} \frac{\lambda^{(2)} h^2}{4}, \quad (15b)$$

$$U_3 = Bd_{31} \frac{\lambda^{(3)} h^3}{24}. \quad (15r)$$

Постоянное напряжение (15a) между электродами быстро убывает из-за конечной проводимости ПЭ-слоя. Как следует из (15b)–(15r), амплитуды гармоник напряжения  $n$ -го порядка пропорциональны производным  $\lambda^{(n)}$   $n$ -го порядка от магнитострикции по полю  $H$  и с увеличением переменного поля накачки  $h$  они возрастают степенным образом.

В качестве примера, подтверждающего теорию, на рис. 29 показаны типичные МЭ-характеристики двухслойной структуры метглас–лангата при малой и большой амплитудах возбуждающего поля  $h$ . На рисунках 29а, в приведены амплитудно-частотные характеристики структуры, т.е. зависимость генерируемого структурой напряжения  $U$  при свипировании частоты  $f$  поля. На рисунках 29б, г показаны спектры частот напряжения, генерируемого структурой при фиксированной частоте возбуждающего поля  $f_1 = 1 \text{ кГц}$ . При малой амплитуде поля,  $h = 0,1 \text{ Э}$ , на рис. 29а виден пик напряжения вблизи частоты  $f_0 = 4,7 \text{ кГц}$ , демонстрирующий "усиление" эффекта из-за резонансного возрастания деформаций на частоте  $f_0$  изгибных колебаний структуры [218, 219]. Вне резонанса МЭ-коэффициент составляет  $\alpha_E = 0,15 \text{ В см}^{-1} \text{ Э}^{-1}$ , а на частоте резонанса он увеличивается в  $Q \sim 800$  раз (где  $Q$  — добротность), достигая значения  $\alpha_E \sim 120 \text{ В см}^{-1} \text{ Э}^{-1}$ . В режиме слабого возбуждения спектр частот напряжения содержит только одну компоненту с частотой  $f_1$  (рис. 29б), равной частоте возбуждающего поля.

При увеличении амплитуды переменного поля до  $h = 4,5 \text{ Э}$  ярко проявляется нелинейность магнитострикционной деформации структуры, которая кардинально меняет картину  $U(f)$  появляются дополнительные пики с частотами  $f_0/n$  (рис. 29в), а в спектре частот — гармоники с кратными частотами  $f_1 n$  (рис. 29г). Амплитуды гармоник степенным образом возрастают с увеличением поля  $h$ . Амплитуды гармоник можно изменять с помощью постоянного поля  $H$ , поскольку их величина определяется видом полевой зависимости соответствующих производных  $\lambda^{(n)}(H)$ . В частности, 1-я гармоника  $U_1$  линейно возрастает с увеличением  $H$ , достигает максимума при некотором поле  $H_m$ , а затем убывает, 2-я гармоника  $U_2$  достигает максимума в отсутствие поля смещения при  $H = 0$  и убывает до нуля примерно при том же поле  $H_m$ .

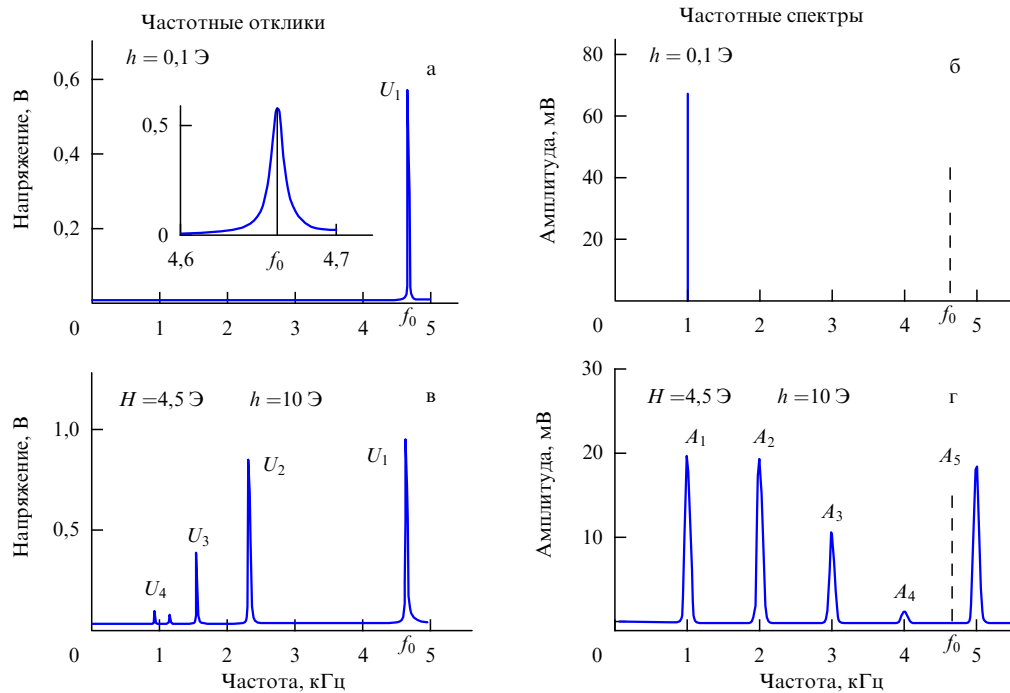


Рис. 29. Амплитудно-частотные характеристики (а, в) и спектры частот (б, г) МЭ напряжения в структуре метглас – лангатат при амплитудах  $h = 0,1$  Т (а, б) и  $h = 10$  Т (в, г) магнитного поля накачки и  $H = 4,5$  Т.

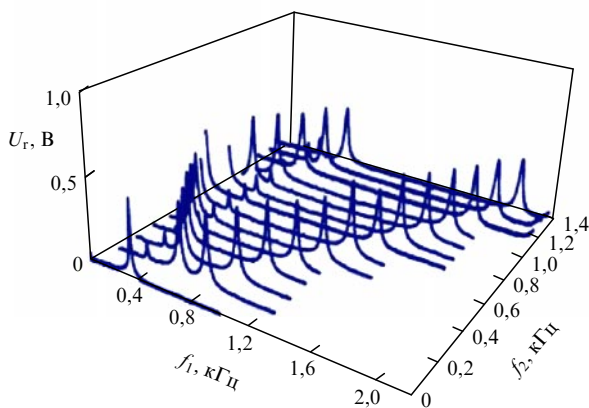


Рис. 30. Нелинейное смещение магнитных полей с частотами  $f_1$  и  $f_2$  в композитной структуре PZT – Metglas при полях  $h_1 = h_2 = 2$  Т и  $H = 0$ . Частота изгибных колебаний структуры  $f_0 = 0,7$  кГц.

При возбуждении структуры двумя полями,  $h_1 \cos(2\pi f_1 t)$  и  $h_2 \cos(2\pi f_2 t)$ , наблюдается эффект резонансного смещения магнитных полей [221] и она генерирует напряжение с разностной и суммарной частотами  $f_1 \pm f_2$ . На рисунке 30 показаны амплитудно-частотные характеристики для структуры PZT – Metglas при изменении частоты  $f_1$  первого поля и разных фиксированных частотах  $f_2$  второго. Пики на кривых отвечают условию резонанса  $|f_1 \pm f_2| = f_0$ , где  $f_0 = 0,7$  кГц — частота изгибных колебаний структуры. Полевая зависимость эффективности смещения полей, как и эффективность генерации второй гармоники, определяется второй производной от магнито-стрикции по полю  $\lambda^{(2)}(H)$  и достигает максимума при  $H = 0$ .

Эффективностью преобразования полей в композитных структурах можно управлять с помощью не только постоянного магнитного поля  $H$ , но и постоянного

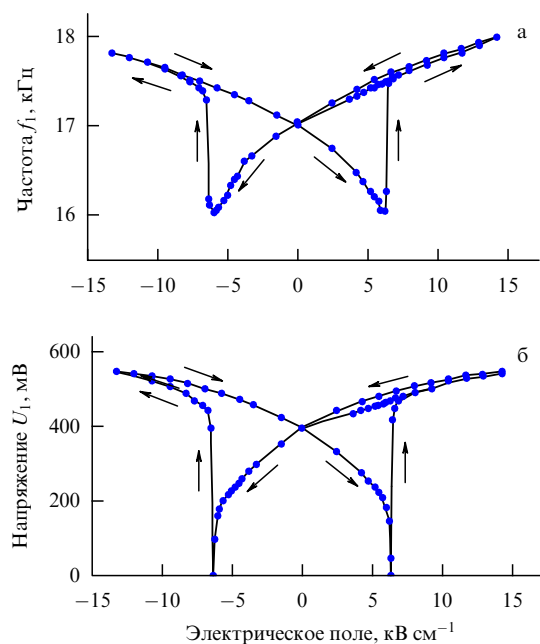
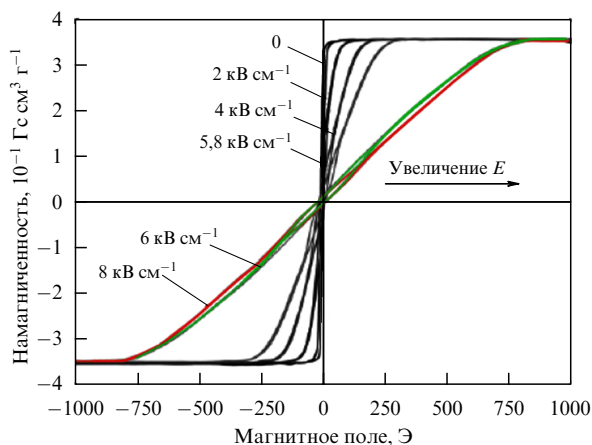


Рис. 31. Зависимость резонансной частоты  $f_1$  и МЭ-напряжения  $U_1$  от электрического поля  $E$ , приложенного к ПЭ-слою композитной структуры Ni – PZT.

электрического поля  $E$ , приложенного к ПЭ-слою [222]. На рисунке 31 приведены зависимости от приложенного электрического поля резонансной частоты изгибных колебаний  $f_1$  и генерируемого на этой частоте напряжения  $U_1$  для Ni – PZT-структуры. Деформации, созданные вследствие обратного пьезоэффекта полем  $E$ , приводят к перенормировке модуля Юнга ПЭ-слоя и структуры в целом, что вызывает сдвиг резонансной частоты изгибных колебаний структуры на  $\sim 12\%$ . Кроме того, поле  $E$  приводит к изменению пьезомодуля  $d_{31}$  и диэлектриче-



**Рис. 32.** Влияние поля  $E$  на форму петли гистерезиса структуры из слоя FeGaV (100 нм) на подложке из PZN–PT (0,5 мм). (Приведён адаптированный рисунок из статьи [224] с любезного разрешения Н. Сана (N. Sun).)

ской проницаемости  $\varepsilon$  PZT-слоя и, как следствие, к изменению амплитуды генерируемого структурой напряжения  $U_1$ . При полях  $E \approx \pm 6,5 \text{ кВ см}^{-1}$  происходит инверсия поляризации PZT-слоя и амплитуда генерируемого напряжения обращается в нуль.

При приложении к ПЭ-слою структуры постоянного электрического поля  $E$  большой напряжённости наблюдается значительный обратный статический МЭ-эффект [223, 224]. Электрическое поле вследствие обратного пьезоэффекта вызывает деформацию подложки ПЭ-слоя, которая передаётся ФМ-слою и приводит к возникновению в нём эффективного поля одноосной магнитной анизотропии

$$H_{\text{eff}} = 3\lambda_s d_{\text{eff}} \frac{EY}{M_s}, \tag{16}$$

где  $Y$ ,  $\lambda_s$  и  $M_s$  — соответственно модуль Юнга, магнитострикция и намагниченность насыщения ФМ-слоя,  $d_{\text{eff}} = (d_{31} - d_{32})/(1 + \gamma)$  — эффективный пьезомодуль,  $\gamma$  — коэффициент Пуассона ПЭ-слоя.

Рисунок 32 демонстрирует обратный статический МЭ-эффект — изменение формы петли гистерезиса при приложении постоянного поля  $E$  для плёнки аморфного FeGaV, изготовленной магнетронным напылением на монокристаллической пьезоэлектрической подложке. Петли получены на вибрационном магнитометре при намагничивании кристалла PZN–PT вдоль оси [100] и различных значениях  $E$ .

### 3. Композитные материалы и устройства магнитной стрейнтроники

При рассмотрении практических аспектов стрейнтроники следует обратиться к тем идеям приложений в электронике, компьютерной памяти, энергосберегающих технологиях, сверхвысокочастотной и сенсорной технике, которые изначально разрабатывались для мультиферроиков и магнитоэлектриков [3, 225–227]. Использование композиционных материалов и стрейнтронных гетероструктур позволило воплотить в жизнь многие из этих идей или по крайней мере приблизиться к их реализации.

**3.1. Состав и методы изготовления структур**  
Наибольший интерес для магнитной стрейнтроники представляют слоистые структуры с двумерными деформациями типа 2–2 (по классификации раздела 1.4) в виде чередующихся магнитострикционных и пьезоэлектрических слоёв, механически связанных друг с другом. В таблице 2 перечислены основные магнитострикционные и пьезоэлектрические материалы, которые используются для изготовления слоёв [228–230].

Среди магнитострикционных материалов перспективными являются: аморфные сплавы на основе железа, которые обладают достаточно большой магнитострикцией насыщения,  $\lambda_s \sim (2–4) \times 10^{-5}$ , в малых полях,  $H_s \sim 10–100 \text{ Э}$ ; сплавы на основе галлия и редкоземельных элементов, обладающие гигантской магнитострикцией,  $\lambda_s \sim 10^{-4}–10^{-2}$ ; различные ферриты с низкой электропроводностью. В качестве пьезоэлектриков широко применяются керамики на основе PZT, кристаллы PMN–PT и PZN–PT с большим пьезомодулем, кристаллы нитрида алюминия, лангата, ниобата лития и другие, отличающиеся высоким отношением пьезомодуля к диэлектрической проницаемости и низкими акустическими потерями. Для изготовления гибких структур используют слои из полимерных пьезоэлектриков полиуретана и PVDF. Наконец, для сопряжения с технологиями микро- и акустоэлектроники перспективны структуры со слоями из пьезополупроводников типа ZnS, GaAs и др.

Композитные структуры изготавливают различными методами, в зависимости от толщины слоёв. Метод склейки позволяет создавать структуры со слоями толщиной от нескольких десятков микрометров до нескольких миллиметров и обеспечивает хорошую передачу деформаций между слоями. Метод тонкоплёночной керамической технологии с последующим спеканием при температурах до  $\sim 1000^\circ\text{C}$  применяется для изготовления структур со слоями толщиной 10–50 мкм. С помощью электролитического осаждения металлов (Ni, Co) можно наносить магнитострикционные слои толщиной от нескольких единиц до нескольких десятков микрометров на поверхность любой формы. Для изготовления тонкоплёночных структур с магнитострикционными и

**Таблица 2.** Материалы, используемые для изготовления композитных структур

Магнитострикционная фаза	Пьезоэлектрическая фаза
Металлы: Ni, Co, Fe	Керамика Pb(ZrTi)O <sub>3</sub> (PZT)
Сплавы: пермендюр (Fe <sub>0,49</sub> Co <sub>0,49</sub> V <sub>0,2</sub> ), галфенол (Ga <sub>0,17</sub> Fe <sub>0,83</sub> ), самфенол (SmFe <sub>2</sub> ), терфенол-Д (Tb <sub>1-x</sub> Dy <sub>x</sub> Fe <sub>2</sub> ), Ni <sub>2</sub> MnGa	Керамики и монокристаллы: Pb(Mg <sub>1/3</sub> Nb <sub>2/3</sub> )O <sub>3</sub> –PbTiO <sub>3</sub> (PMN–PT), Pb(Zn <sub>1/3</sub> Nb <sub>2/3</sub> )O <sub>3</sub> –PbTiO <sub>3</sub> (PZN–PT), Pb(Zn <sub>1/3</sub> Nb <sub>2/3</sub> ) <sub>y</sub> –(Zr <sub>x</sub> Ti <sub>1-x</sub> ) <sub>1-y</sub> O <sub>3</sub> (PMN–PZT)
Аморфные сплавы на основе Fe: FeBSi, FeBSiC, FeCoB, FeCoSi, FeCoSiB	Пьезокристаллы: AlN, BaTiO <sub>3</sub> , LiNbO <sub>3</sub> , кварц, Ba <sub>1-x</sub> Sr <sub>x</sub> TiO <sub>3</sub> , LaGa <sub>5,5</sub> Ta <sub>0,5</sub> O <sub>14</sub> (LGT)
Ферриты: Y <sub>3</sub> Fe <sub>5</sub> O <sub>12</sub> , NiFe <sub>2</sub> O <sub>4</sub> , CoFe <sub>2</sub> O <sub>4</sub> , Li-феррит, Mn-феррит, гексаферрит Ba	Пьезополимеры: polyurethane (PU) и Polyvinilidene difluoride (PVDF)
Керамики: Fe <sub>3</sub> O <sub>4</sub> , Zn <sub>0,1</sub> Fe <sub>2,9</sub> O <sub>4</sub> , La <sub>x</sub> Sr <sub>y</sub> MnO <sub>3</sub> , La <sub>x</sub> Ca <sub>y</sub> MnO <sub>3</sub>	Полупроводники: ZnS, GaAs, GaP



пьезоэлектрическими слоями толщиной от нескольких нанометров до нескольких микрометров применяют отработанные методы лазерного напыления, магнетронного напыления, осаждения из газовой фазы, молекулярно-лучевую эпитаксию, метод центрифугирования (spin coating), метод струйного пиролиза (spray pyrolysis), комбинированные технологии на основе указанных методов и др. При изготовлении тонкоплёночных композитных структур высокотемпературными методами большое значение имеет выбор материала подложки и температурного коэффициента расширения, который должен быть близок к соответствующим характеристикам слоёв, чтобы предотвратить разрушение структур в процессе охлаждения.

### 3.2. Устройства памяти и логики, переключаемые электрическим полем

Значительный интерес к стрейнтронике обусловлен возможностью создания на её основе магнитных запоминающих ячеек и компьютерных элементов логики [3, 5, 23, 93, 96, 97, 109, 110, 118, 126, 231–233]. Достоинством стрейнтронных устройств, наряду с минимальным рассеиванием энергии при процессах записи/считывания и обработке информации, является возможность их использования в технологии на основе комплементарной логики на транзисторах металл–оксид–полупроводник (КМОП) (complementary metal–oxide–semiconductor, CMOS). Рассматриваемые ниже схемы памяти и логики можно охарактеризовать как гибриды стрейнтроники и спинтроники, поскольку приложение механического напряжения приводит к вращению намагниченности (ансамбля спинов) для выполнения вычислительных операций [5, 93].

По аналогии с туннельной магниторезистивной ячейкой памяти (Magnetoresistive Random-Access Memory, MRAM), запоминающая стрейнтронная ячейка магнитоэлектрической памяти произвольного доступа (Magnetoelectric Random-Access Memory — MeRAM) состоит из двух ферромагнитных однородно намагниченных слоёв (с фиксированной и относительно свободной ориентацией намагниченности), разделённых туннельным зазором из оксида и нанесённых на пьезоэлектрическое основание (рис. 33). Свободный слой расположен вблизи пьезоэлектрика, и ориентация его намагниченности изменяется под действием механических напряжений, индуцированных при сжатии или растяжении пьезоподложки в результате приложения к ней электрического

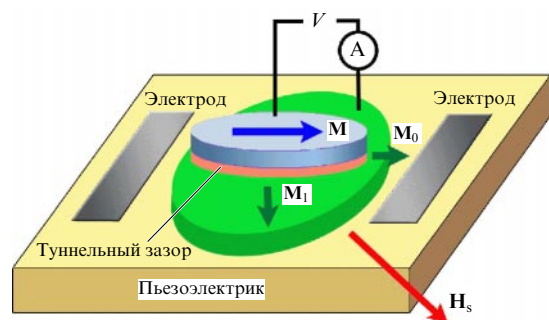


Рис. 33. Схема запоминающей стрейнтронной туннельной магнитоэлектрической ячейки с эллиптическими частицами, имеющими разные аспектные соотношения.

потенциала. Фиксированный слой сохраняет при этом ориентацию своей намагниченности. Ток, протекающий в таком магниторезистивном устройстве, испытывает электрическое сопротивление в зависимости от угла между векторами намагниченности в фиксированном и свободном ферромагнитных слоях. Максимальное изменение тока происходит при повороте намагниченности в свободном слое на  $180^\circ$  относительно намагниченности в фиксированном слое. В ячейке MeRAM это происходит под действием индуцированных со стороны подложки механических напряжений, поэтому проблеме поворота намагниченности в ферромагнитных частицах при их сжатии или растяжении уделяется столько внимания (см. раздел 2.1).

Для создания элементов стрейнтроники в нанометровом масштабе лучше всего подходят однодоменные ферромагнитные частицы эллиптической формы. Форма частиц, точнее их аспектное соотношение (отношение размеров длинной оси к короткой), определяет их чувствительность к деформации. У частиц удлинённой формы с большим аспектным соотношением магнитная анизотропия формы преобладает над магнитоупругой анизотропией и ориентация намагниченности частицы будет фиксированной (другой способ фиксации намагниченности в слое — использование дополнительного антиферромагнитного слоя, обменно с ним связанного [234]). Намагниченность более широкой частицы, в которой магнитоупругая анизотропия преобладает над анизотропией формы, можно считать относительно свободной, и она будет поворачиваться при приложении электрического потенциала к пьезоподложке. На таком принципе основана ячейка MeRAM, схематически изображённая на рис. 33. В ней используются только два электрода, поэтому необходимо ещё небольшое дополнительное внешнее магнитное поле  $H_s$  для создания двух энергетических стабильных состояний с разной ориентацией намагниченности, соответствующих 0 и 1. В ячейке, представленной на рис. 33, максимальный ток будет течь через туннельную структуру тогда, когда векторы  $\mathbf{M}$  и  $\mathbf{M}_0$  направлены в одну сторону (состояние 0), а минимальный — когда намагниченность перейдёт в положение  $\mathbf{M}_1$  при подключении электрического потенциала к пьезоподложке (угол между направлениями намагниченности в двух положениях,  $\mathbf{M}$  и  $\mathbf{M}_1$ , в зависимости от величины  $H_s$  и магнитной анизотропии частицы составляет от  $90$  до  $170^\circ$  (см. табл. 1)).

Недавно была продемонстрирована возможность использования четырёхэлектродной схемы управления сопротивлением ячейки памяти, аналогичной представленной на рис. 33, но без дополнительного внешнего магнитного поля. Отличительной особенностью ячейки является использование в ней эллиптических частиц с фиксированной и свободной намагниченностью, длинные оси которых направлены под углом  $45^\circ$  друг к другу [235]. Моделирование запоминающего стрейнтронного устройства из массива таких ячеек показало, что по минимальным значениям энергозатрат и частотным характеристикам такое устройство на порядок превосходит известные аналогичные запоминающие структуры, созданные по технологии КМОП [235].

В качестве пьезоподложек чаще всего используют цирконат-титанат свинца — PZT ( $\text{PbTiO}_3 - \text{PbZrO}_3$ ) [106, 109, 236] и магнониобат свинца — PMN–PT ( $0,70\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3 - 0,3\text{PbTiO}_3$ ) [23, 129]. В качестве

материалов для ферромагнитных слоёв при модельных расчётах используют Ni [24, 106, 237], Co [23, 96, 109], FeGa [129], TbFe<sub>2</sub> [104], Co<sub>40</sub>Fe<sub>40</sub>B<sub>20</sub> [111]. Благодаря максимальной магнитострикции при комнатной температуре многие расчёты выполнены для сплава Tb<sub>0,7</sub>Dy<sub>0,3</sub>Fe<sub>2</sub> (Terfenol-D — терфенол-Д) [238].

При обычной схеме MeRAM, приведённой на рис. 33, время записи составляет от 2 до 10 нс, энергия, рассеиваемая при записи одного бита информации с вероятностью, близкой к 100 %, составляет около 4 аДж (согласно результатам модельных расчётов) [93, 97, 129]. Такой расход энергии в 10<sup>4</sup> раз меньше такового при записи информации по методу STT – RAM [239] и в 10 раз меньше, чем при использовании метода STT – Hall [240, 241]. В последнем методе выигрыш в энергии связан с передачей магнитного момента атомам свободного слоя от спин-поляризованных электронов (STT-эффект), которые формируются в результате гигантского спинового эффекта Холла.

Материалы с высоким коэффициентом магнитострикции, такие как терфенол-Д, обеспечивающие большой магнитоупругий эффект, не позволяют получить значительного изменения сопротивления в туннельной магниторезистивной ячейке. Поэтому была предложена более эффективная схема стрейнтронной ячейки памяти, в которой выделены два отдельных блока: блок считывания и блок записи (рис. 34) [242]. В ней непосредственно к пьезоэлектрику примыкает магнитострикционный слой терфенола-Д, намагниченность которого поворачивается вследствие индуцированной в нём анизотропии напряжений при приложении электрического потенциала к пьезоподложке в процессе записи информации. При этом намагниченность расположенного рядом свободного слоя также вращается из-за магнитной дипольной связи с магнитострикционным слоем. В блоке считывания слой со свободной намагниченностью формируется из CoFeB, использование которого позволяет в туннельных структурах получать магнетосопротивление величиной до 300 % [243].

Если в магнитострикционном слое инициируется достаточно большое механическое напряжение, то проекции векторов намагниченности обоих слоёв ориентируются вдоль короткой оси частицы, а сами векторы выходят из плоскости. Намагниченности этих слоёв со-

храняют антипараллельную ориентацию, когда они достигают жёсткой оси (так как они остаются антиферромагнитно связанными). Магнитострикционный слой при снятии с него напряжения переключается из-за внеплоскостного отклонения намагниченности в противоположное направление под действием механизма, описанного в разделе 2.1, при повороте намагниченности в частице на 180° без участия дополнительного внешнего магнитного поля (см. рис. 11) [5, 100, 101, 124]. В итоге в режиме записи информации реализуется поворот намагниченности свободного слоя на 180° относительно намагниченности фиксированного слоя, что приводит к существенному изменению сопротивления блока считывания. Модельные расчёты с использованием уравнения ЛЛГ показали, что энергия, рассеиваемая при записи одного бита, менее 1 аДж, а время записи меньше 1 нс [242]. Такая процедура переключения намагничивания на 180° требует считывания состояния намагничивания для определения момента, в который проекция намагниченности занимает положение вдоль короткой оси эллиптической частицы. Если для этого используются обычные транзисторные токовые устройства с высоким тепловыделением от перемещающихся электронов, то рассеяние энергии сведёт на нет преимущества стрейнтронной схемы записи [93]. Решение этой проблемы авторы работы [18] видят в создании и использовании стрейнтронного транзистора, который может заменить аналоговый токовый транзистор в устройствах со сверхнизкими затратами энергии в системах обработки информации.

Большинство работ по созданию запоминающих стрейнтронных ячеек посвящено теоретическим исследованиям и модельным расчётам, позволяющим предсказать величину рассеиваемой энергии и времени записи одного бита информации, оценить вероятность ошибки и вклад тепловых шумов.

В одной из первых экспериментальных работ многослойная ферромагнитная макрочастица осаждалась на коммерческий пьезоэлектрический привод [236]. Осаждение проводилось во внешнем магнитном поле, за счёт которого частица после осаждения приобретала одноосную магнитную анизотропию. В дальнейшем внешнее магнитное поле  $H_s = 0,13$  Тл использовалось для поддержания в частице двух стабильных состояний намагниченности, соответствующих нулю и единице (подход, аналогичный описанному в разделе 2.1 и работах [104, 105, 129]). Подача на пьезоэлемент электрического импульса длительностью 10 мс индуцировала сжатие или растяжение (в зависимости от полярности импульса) и переход намагниченности вследствие магнитоупругого эффекта в одно из стабильных состояний. Это подтверждали измерения намагниченности с помощью вибрационного магнитометра и магнитооптического эффекта Керра.

Дальнейшим развитием этой идеи стал прототип ячейки памяти MeRAM с возможностью магнитоэлектрического считывания (рис. 35) [128, 244]. Макет устройства устойчиво переключался импульсами длительностью 0,25 мс (рис. 35б). Считывать записанную информацию (т.е. положение вектора **М**) можно с помощью магниторезистивного датчика либо с использованием обратимости МЭ-эффекта: изменение магнитного состояния ФМ-слоя сопровождается импульсами "магнитоэлектрического" напряжения  $V_{ME}$ , которое авторы [128] определяют как разницу между сигналами, снимае-

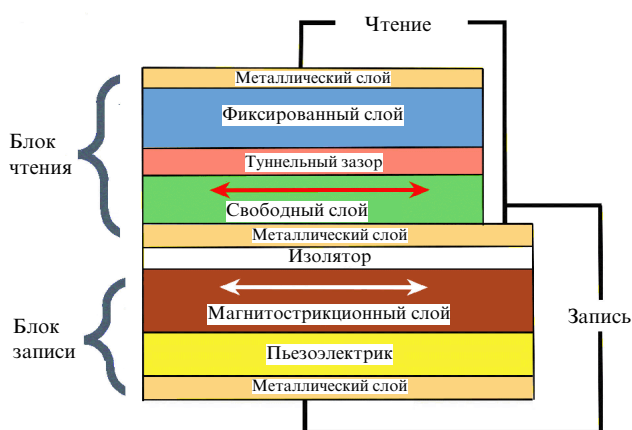


Рис. 34. Схема запоминающей стрейнтронной туннельной МЭ-ячейки с дипольно связанными магнитострикционным и свободным слоями.

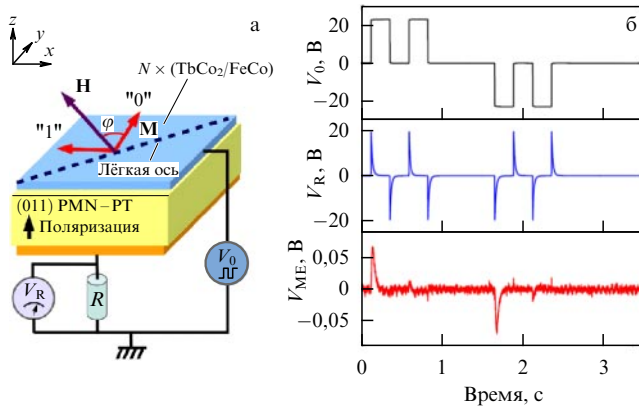


Рис. 35. Энергонезависимая память с переключением электрическим полем  $(\text{TbCo}_2)_{4\text{nm}}/(\text{FeCo})_{4\text{nm}}$ . Магнитоэлектрическая плёнка из 25 обменно-связанных слоёв общей толщиной 100 нм. (Приведён адаптированный рисунок из работы [128] с любезного разрешения авторов.)

мыми с сопротивлением нагрузки в присутствии и в отсутствие магнитного поля,  $V_{ME} = V_R(H) - V_R(0)$ . Это напряжение отлично от нуля только при переключении намагниченности в устройстве, поэтому при повторном импульсе записи той же полярности, не приводящем к изменению состояния элемента, сигнал  $V_{ME}$  отсутствует (нижний график на рис. 35б). Данная процедура относится к схемам считывания с разрушением информации, так как, для того чтобы считать информацию, надо изменить состояние элемента. Начальное состояние, будучи считанным, далее восстанавливается дополнительным импульсом записи. В недавней публикации [245] той же команды авторов предложена новая модификация метода МЭ-считывания на основе разностных измерений с использованием мостовой схемы.

Наличие упорядочения двух видов — магнитного и сегнетоэлектрического — в МЭ-композитах позволяет реализовывать память нового типа с четырьмя устойчивыми состояниями [246]. Устойчивые состояния элемента MeRAM-памяти I–IV отличаются противоположными направлениями намагниченности в магнитном слое Co и поляризации в пьезоэлектрическом слое из PZT (рис. 36). Оба материала имеют достаточно широкие петли гистерезиса и значительные остаточные намагниченность и поляризацию. Для считывания информации можно использовать либо прямой МЭ-эффект [128], либо традиционные методы считывания информации в магнитной памяти, например, с помощью резистивных датчиков. Применение четырёхуровневых элементов памяти потребует использования новых схем построения памяти, но может обеспечить ряд преимуществ над существующими технологиями.

Одно из последних экспериментальных достижений — создание прототипа MeRAM, работающего в режиме туннельного спинового клапана, управляемого электрическим полем через пьезоподложку [247]. Это размещённая на кристаллической пьезоподложке из PMN–PT многослойная структура  $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}(10\text{ нм})/\text{MgO}(1,8\text{ нм})/\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}(4\text{ нм})$  размером  $8 \times 3\text{ мкм}^2$ , имеющая в плоскости эллиптическую форму. Данное устройство обладает рядом отличительных особенностей: близко расположенные магнитные слои дипольно связаны между собой; слой толщиной 10 нм является магнитожёст-

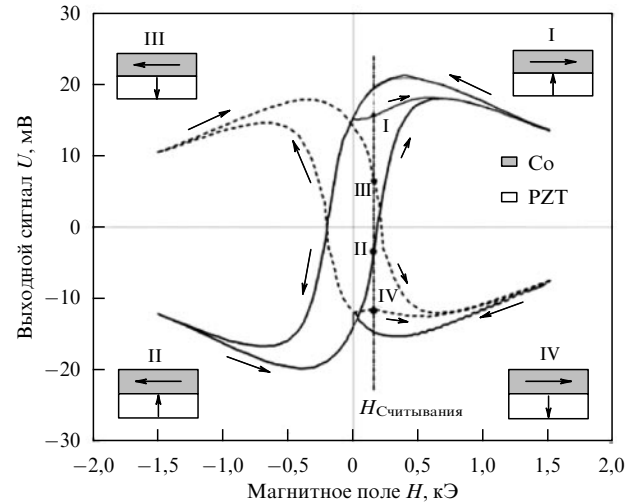
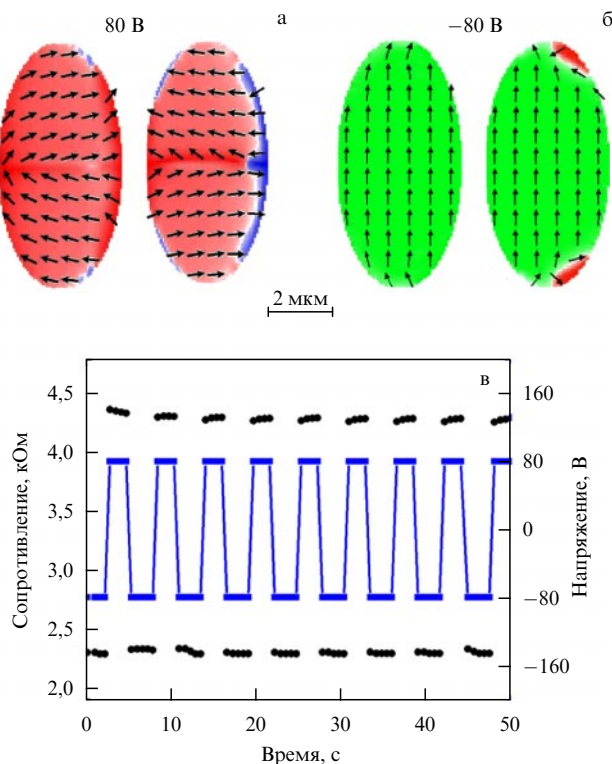


Рис. 36. Четырёхуровневая память на основе композитной структуры Co–PZT. Переключение между состояниями производится путём приложения импульсов внешнего поля  $H > 1,5\text{ кЭ}$  или электрического поля  $E > 2\text{ кВ см}^{-1}$ . (Приведён адаптированный рисунок из работы [246] с любезного разрешения С.В. Нана (C.W. Nan).)

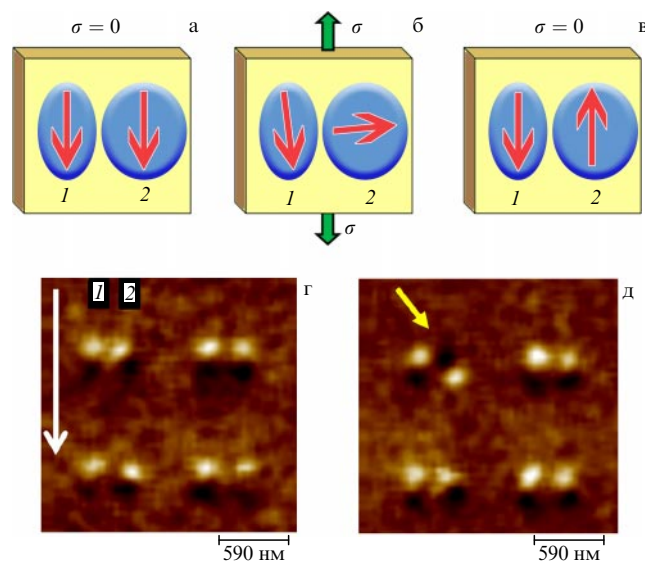
ким и имеет большую коэрцитивную силу, чем магнитомягкий слой толщиной 4 нм; небольшое внешнее магнитное поле (3 мТл), направленное вдоль длинной оси частицы; специальная форма двух электродов, обеспечивающая концентрацию механических напряжений на частице, индуцирует через пьезоподложку локальные напряжения в обоих слоях. При приложении к электроду напряжения 80 В эффективное поле магнитоупругой анизотропии компенсирует действие внешнего поля и векторы намагниченности верхнего и нижнего слоёв частицы ориентируются в противоположных направлениях из-за магнитоэлектрического дипольного взаимодействия между ними. Это подтверждено результатами моделирования намагниченности с помощью известной компьютерной программы OOMMF (рис. 37а) [247]. Поскольку угол между намагниченностями верхнего и нижнего слоёв составляет  $180^\circ$ , сопротивление в этом случае максимально. При приложении к электродам напряжения  $-80\text{ В}$  внешнего магнитного поля достаточно для того, чтобы сформировать сонаправленную ориентацию намагниченности двух слоёв, обеспечивающую минимальное сопротивление протекающему через них току (рис. 37б). Таким образом, с помощью электрического потенциала переменного знака реализовано переключение сопротивления туннельной магниторезистивной гетероструктуры (рис. 37в). В работе [247] предполагается, что использование пьезоподложки толщиной 100 нм снизит энергию диссипации на шесть порядков, до 20 аДж, а использование четырёх электродов вместо двух позволит отказаться от внешнего магнитного поля.

Минимальные затраты энергии при записи и обработке информации стимулируют создание стрейнтронных логических устройств [23, 24, 93, 95, 238, 248–250]. Логические элементы (наноманиты) располагаются в определённых местах на поверхности, так что дипольные взаимодействия между ними определяют желаемые логические операции над битами, закодированными в их ориентациях намагниченности. Логические схемы-пере-





**Рис. 37.** Изменение сопротивления в стрейнтронной туннельной ячейке (спиновом клапане). Ориентация намагниченности в верхнем и нижнем магнитных слоях при максимальном (а) и минимальном (б) сопротивлении. (в) Экспериментальные зависимости изменения сопротивления при последовательном переключении приложенного к пьезоподложке напряжения от  $-80$  до  $80$  В. (Приведён адаптированный рисунок из работы [247] с любезного разрешения авторов.)



**Рис. 38.** (В цвете онлайн.) Перемагничивание дипольно-связанных частиц кобальта 1 и 2 с разным аспектным соотношением (а) в исходном состоянии, (б) при деформации растяжения со стороны пьезоподложки и (в) после снятия деформации. МСМ-изображение четырёх пар частиц до (г) и после (д) воздействия упругой деформации. (Приведён адаптированный рисунок из статьи [23] с любезного разрешения авторов.)

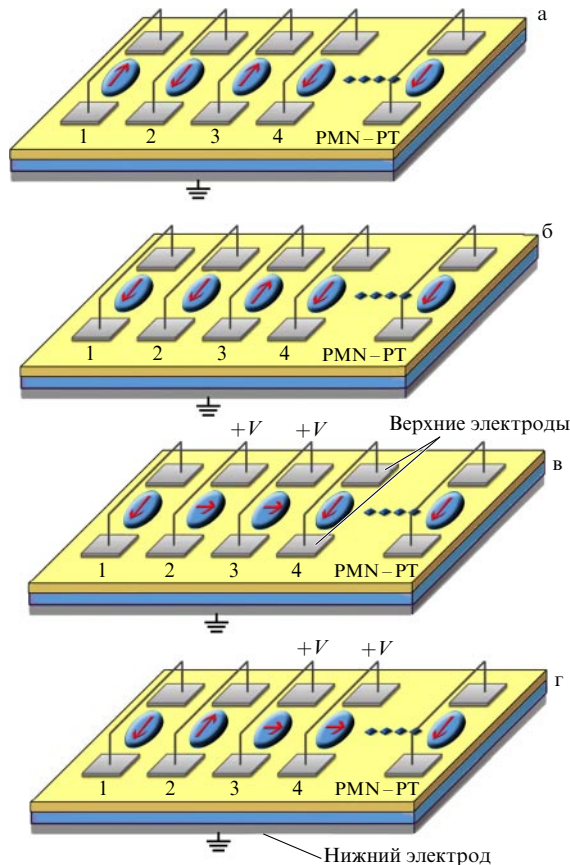
ключатели в этом случае связаны между собой "проводами" в виде цепочки близко расположенных магнит-

ных наночастиц с дипольной связью между соседями. Передача двоичной информации происходит не благодаря переносу электронов, как в обычной электронике, а за счёт последовательного переворота намагниченности в однодоменных наночастицах, расположенных на пьезоподложке, — так называемого переключения Биннета (Bennet clocking) [251].

Примером поворота намагниченности в двух дипольно связанных частицах является перемагничивание двух соседних частиц Со на пьезоподложке PMN-PT [23]. Частицы 1 и 2 толщиной 12 нм имеют разные аспектные соотношения: у первой частицы 1,67, а у второй 1,14 (рис. 38). Расстояние между ними  $\sim 300$  нм. Предварительно частицы были намагничены в одном направлении (направление магнитного поля отмечено белой стрелкой) (рис. 38г). Под действием механического напряжения, индуцированного со стороны пьезоподложки ( $\sim 80$  МПа), намагниченность частицы 2 с более низкой анизотропией формы поворачивается примерно на  $90^\circ$ , в то время как намагниченность частицы 1 поворачивается незначительно из-за доминирования превышения магнитной анизотропии формы над индуцированной магнитоупругой анизотропией (рис. 38б). Такая ориентация намагниченности в частицах 1 и 2 определяется не только наведённой магнитоупругой анизотропией, но и диполь-дипольным взаимодействием между частицами. Когда напряжение снимается, намагниченность частицы 2 вращается вследствие диполь-дипольного взаимодействия с частицей 1 и занимает новое энергетически выгодное положение (рис. 38в). Важно, что для дипольно связанных частиц поворота намагниченности одной из них на угол, близкий к  $90^\circ$ , достаточно для переключения её намагниченности в стабильное состояние с противоположной ориентацией — из состояния 0 в состояние 1. Экспериментально переворот намагниченности во второй частице наблюдается с помощью магнитно-силовой микроскопии. Необходимо отметить, что только у одной пары частиц из четырёх, представленных на МСМ-изображении (отмечена жёлтой стрелкой), происходит такое переключение (рис. 38г, д). Последнее связано с несовершенством литографического процесса при получении частиц нужных размера и формы. Даже при небольших отклонениях в размерах это приводит к разбросу в величине магнитной анизотропии, определяемой формой частиц, и уменьшению вероятности переключения их намагниченности [23].

Важным элементом логической системы является "бинарный нанопровод", который необходим для однонаправленной передачи бита от одного логического элемента другому. "Бинарный нанопровод" может состоять из идентичных однодоменных дипольно-связанных наночастиц, как показано на рис. 39. Требуемая ориентация намагниченности каждой частицы задаётся с помощью деформации, которая генерируется в слое пьезоэлектрика, лежащем под каждой частицей, посредством приложения к ней электростатического потенциала. При этом важную роль играет дипольное магнитное взаимодействие с ближайшими соседями. В исходном состоянии цепочка их четырёх эллиптических наночастиц находится в основном состоянии с антиферромагнитной взаимной ориентацией намагниченности, обозначенной красными стрелками на рис. 39а. Если намагниченность первой частицы переворачивается под внешним воздействием,





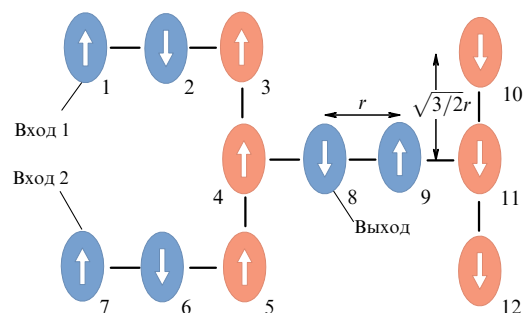
**Рис. 39.** (В цвете онлайн.) Переключение намагниченности в цепочке дипольно-связанных эллиптических частиц на пьезоподложке: (а) исходное состояние; (б) после поворота намагниченности в частице 1, (в) после подключения потенциала к пьезоподложке под частицами 2 и 3; (г) после снятия напряжения с частицы 2 и создания механических напряжений в частицах 3 и 4.

то вторая частица оказывается в нестабильном состоянии, когда дипольные воздействия от соседей слева и справа взаимно компенсируются (рис. 39б). На следующем этапе вторая и третья частицы подвергаются воздействию электрически индуцированных напряжений и в результате намагниченности приобретают направление, близкое к направлению жёсткой оси (рис. 39в). Затем вторая частица освобождается от деформации и переходит к желаемому состоянию с намагниченностью, направленной противоположно намагниченности первой частицы (рис. 39г). Это происходит потому, что дипольное взаимодействие частицы с левым соседом теперь сильнее, чем с правым, так как вращающий момент, индуцированный полем со стороны левой частицы, больше, чем со стороны правой. Таким образом, последовательно включая шаг за шагом напряжение в двух соседних частицах слева направо, можно передать информацию о повороте намагниченности в первой частице к последней частице в цепочке. Этот процесс и лежит в основе переключения Биннета [93, 95, 238]. Численные оценки показывают, что при работе такого стрейнтронного провода с частотой передачи информации 1 ГГц необходима энергия всего 0,8 аДж для перемагничивания в нём одной наночастицы из терфенола-Д размером порядка 100 нм при расстоянии между частицами 200 нм. В проводе из четырёх наномангнетиков

полное рассеяние энергии при передаче одного бита  $\sim 1,6$  аДж [238].

Кроме эллиптических частиц в бинарном нанопроводе можно использовать круглые частицы [24]. Но для этого в каждой из них вместо отсутствующей магнитной анизотропии формы необходимо индуцировать магнитоупругую анизотропию подключением потенциала к пьезоподложке, расположенной под каждой частицей, как и в предыдущем случае. В результате круглые частицы становятся бистабильными и по цепочке из них можно передавать цифровую информацию по механизму Биннета, так же как и в цепочке из эллиптических частиц. В то же время круглые частицы имеют ряд преимуществ: 1) устраняется энергетический барьер анизотропии формы, что уменьшает количество энергии, необходимое для переориентации намагниченности; 2) размер в плоскости может быть уменьшен (до 20 нм), что ранее было невозможно из-за проблем с термической стабильностью. В круглых частицах магнитоупругая анизотропия, индуцированная напряжением, стабилизирует намагниченность даже при размерах частиц в несколько десятков нанометров, устраняя проблему термической нестабильности. Это позволяет строить наномангнитную логику на частицах существенно меньшего размера. Модельные расчёты подтверждены экспериментальными исследованиями с помощью магнитооптического метода Керра для ансамбля круглых частиц никеля диаметром 100 нм на пьезоподложке PMN-PT. Было продемонстрировано, что диполь-дипольное взаимодействие между частицами существенно влияет на формирование в них магнитной анизотропии с помощью электрического потенциала, приложенного к пьезоподложке [24].

На основе описанного выше метода передачи информации между дипольно взаимодействующими частицами в принципе могут быть построены стрейнтронные логические устройства. Примером такого устройства, выполняющего логическую операцию И-НЕ, может быть структура из 12 наночастиц терфенола-Д размером 100 нм с аспектным отношением 1,1 [96]. На рисунке 40 расстояние между частицами в направлении малой оси  $r = 200$  нм, в направлении большой оси —  $\sqrt{3}/2r$ . Моделирование работы такого устройства с помощью уравнений ЛЛГ показало, что последовательное подключение потенциалов к пьезоэлектрикам, размещённым под каждой из частиц, обеспечивает время срабатывания такого устройства 2 нс с рассеиваемой мощностью на каждой операции И-НЕ в 5 аДж на 1 бит [96].

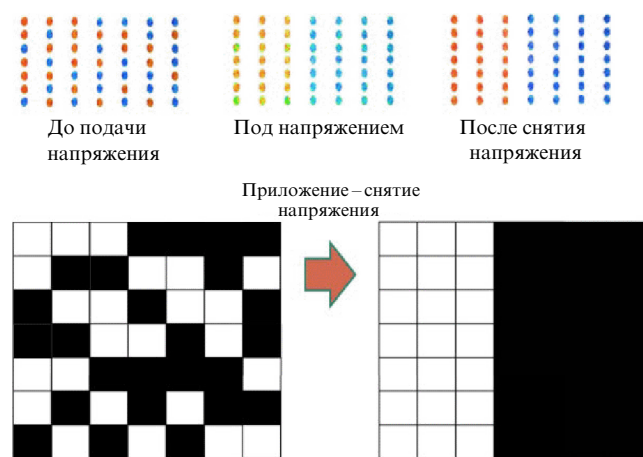


**Рис. 40.** Схема стрейнтронного устройства из 12 эллиптических дипольно-связанных наночастиц, выполняющего логическую операцию И-НЕ.

К сожалению, в дипольных логических структурах вероятность ошибочного переключения намагниченности велика не только из-за несовершенства в изготовлении элементов (частиц), но и из-за вклада тепловых шумов [103, 118, 250]. Уменьшение расстояния между частицами снижает вероятность ошибки до  $10^{-6}$  благодаря увеличению диполь-дипольного взаимодействия между частицами, однако ошибка всё ещё недостаточно мала. Делаются попытки повысить устойчивость работы таких логических устройств, дополнительно управляя процессом переключения намагниченности в частицах, однако проблема снижения вероятности ошибки до приемлемого уровня пока не решена [118].

Более перспективным считается использование в качестве стрейнтронного элемента описанной выше логики туннельной магниторезистивной ячейки [236, 248], представленной на рис. 33. Эта ячейка также может выполнять логическую операцию И – НЕ, если в качестве входных сигналов использовать потенциалы  $V_1$  и  $V_2$ , подключаемые соответственно к левому и правому электродам, расположенным на пьезоэлектрике вблизи ячейки, а в качестве выходного сигнала — падение напряжения на ячейке. Расчётные оценки показывают, что время на выполнение одной операции в такой структуре 1,3 нс, рассеянная энергия 12,4 аДж, а вероятность ошибки менее  $10^{-8}$  [248].

Магнитное диполь-дипольное взаимодействие между стрейнтронными элементами может также использоваться для обработки изображений [252] в задачах подавления шумов (случайных пикселей, отличающихся по цвету от непосредственного окружения) или для подчёркивания края объектов. В этом случае пикселям соответствуют стрейнтронные элементы с двумя логическими состояниями, отвечающими взаимно перпендикулярным направлениям намагниченности (они задаются анизотропией формы частицы и внешним магнитным полем, подобно тому как это изображено на рис. 33). Как показывает компьютерное моделирование [252], приложения механического напряжения к матрице стрейнтронных элементов (посредством приложения электриче-



**Рис. 41.** Обработка изображений средствами стрейнтроники: выделение края тёмной полосы в матрице стрейнтронных элементов после приложения и снятия механического напряжения (тёмные и светлые пиксели соответствуют элементам в двух логических состояниях со взаимно перпендикулярными напряжениями намагниченности). (По мотивам работы [252].)

ского напряжения к общей для всех них сегнетоэлектрической подложке) при наличии диполь-дипольного взаимодействия изменяет намагниченность элемента таким образом, что элемент по "цвету" становится сравнимым с окружающим фоном. После снятия напряжения большая часть пикселей возвращается в исходное состояние, а случайные отклонения в контрасте исправляются. На рисунке 41 показан результат обработки диффузной границы между тёмным и светлым полями — после приложения и снятия напряжения возникает чётко очерченный край между тёмным и светлым полями.

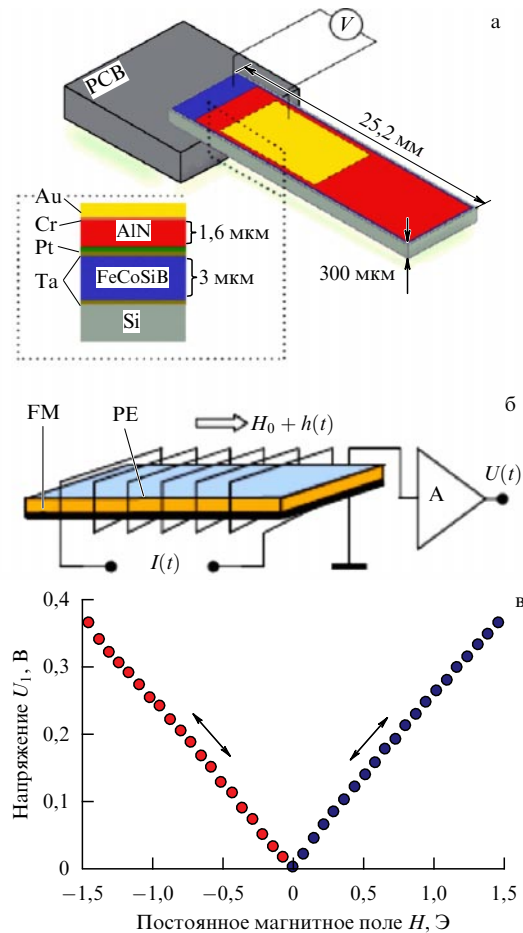
Очевидным преимуществом стрейнтронных элементов в виде запоминающих ячеек и логических устройств является их рекордно низкое энергопотребление как при записи [5], так и при считывании [128] информации. Основной недостаток — сравнительно невысокая плотность размещения таких элементов. Однако существует множество применений в мобильной электронике, космических компьютерах и медицинских имплантированных процессорах, в которых энергоэффективность является определяющей характеристикой, поэтому стрейнтронные устройства будут чрезвычайно привлекательными для подобных приложений.

### 3.3. Датчики, преобразователи энергии, микродвигатели

Обусловленные деформациями преобразование магнитных и электрических полей в композитных структурах можно также использовать для создания высокочувствительных датчиков магнитных полей [253, 254] и автономных источников энергии [255].

Зависимость амплитуды переменного напряжения, генерируемого композитной структурой, от магнитного поля, в котором она находится, можно использовать для измерения амплитуды переменных магнитных полей [256]. Такой датчик содержит слои микрометровой толщины из магнитострикционного и пьезоэлектрического материалов, напылённые на балку из кремния (рис. 42а), которая представляет собой колебательную систему с относительно высокой добротностью, порядка 300. На частоте резонанса ( $\sim 0,9$  кГц) структура характеризуется магнитоэлектрическим коэффициентом  $\alpha_E = 5$  кВ см $^{-1}$  Э $^{-1}$  и уровнем собственных магнитных шумов менее  $4$  нВ Гц $^{-1/2}$ , что позволяет регистрировать переменные поля с минимальной амплитудой до  $\sim 400$  фТл.

Датчик аналогичной конструкции, но работающий в низкочастотном диапазоне, был выполнен на основе гибкой структуры Metglas–PVDF, изготовленной напылением пьезополимера непосредственно на магнитострикционный слой [213]. Датчик позволял регистрировать магнитные поля с минимальной амплитудой до  $\sim 10$  пТл (на частоте резонанса изгибных колебаний  $\sim 30$  Гц структура имела МЭ-коэффициент  $\alpha_E = 850$  В см $^{-1}$  Э $^{-1}$ , что в 40000 раз превышает коэффициент линейного МЭ-эффекта в классическом магнитоэлектрике Cr $_2$ O $_3$ ). Продemonстрировано применение МЭ-датчиков магнитных полей для считывания информации с магнитных дисков [257]. МЭ-датчики на композитных структурах могут также использоваться в качестве антенн, детектирующих магнитную компоненту электромагнитного излучения мега- и гигагерцового диапазонов: достоинством таких датчиков является дополнительная возможность миниатюризации в несколько сотен раз по сравнению с традиционными электромагнитными антеннами,



**Рис. 42.** Сенсоры магнитного поля на основе магнитоэлектрических композитных материалов. (а) Датчик переменных полей на основе структуры FeCoSiB–AlN [256], PCB (Printed Circuit Board) — печатная плата. (б) Конструкция датчика постоянных полей. (в) Зависимость выходного сигнала датчика постоянных полей от измеряемого поля.

поскольку размер МЭ-датчиков определяется длиной волны акустических колебаний в композитной структуре, а не электромагнитного излучения [258].

Для целого ряда применений (например, в магнитокардиографии и магнитоэнцефалографии) требуются широкополосные высокочувствительные датчики, способные регистрировать поля в диапазоне низких частот, 1–100 Гц. Это стимулировало разработку новых принципов создания датчиков магнитных полей на основе композитных структур.

Для измерения низкочастотных полей предложено использовать эффект смещения магнитных полей с переносом частоты в более высокочастотную область [259–261]. К структуре одновременно с измеряемым полем с частотой  $f$  прикладывается модулирующее поле с частотой  $f_1$ , такой что  $f \pm f_1 = f_0$ , где  $f_0$  — резонансная частота структуры. Спектр частот измеряемого поля переносится в более высокочастотную область, где шумы измерительной электроники минимальны. Таким образом удаётся зарегистрировать низкочастотные поля и на порядок снизить величину минимального регистрируемого поля. Аналогичная идея использована в анализаторе спектра низкочастотных магнитных полей [262]. Исследуемое переменное магнитное поле смешивается с

полем, созданным генератором накачки, и сигнал регистрируется на суммарной или разностной частоте, равной частоте акустического резонанса. При сканировании частоты поля накачки  $f_1$  прописывается спектр частот исследуемого магнитного поля.

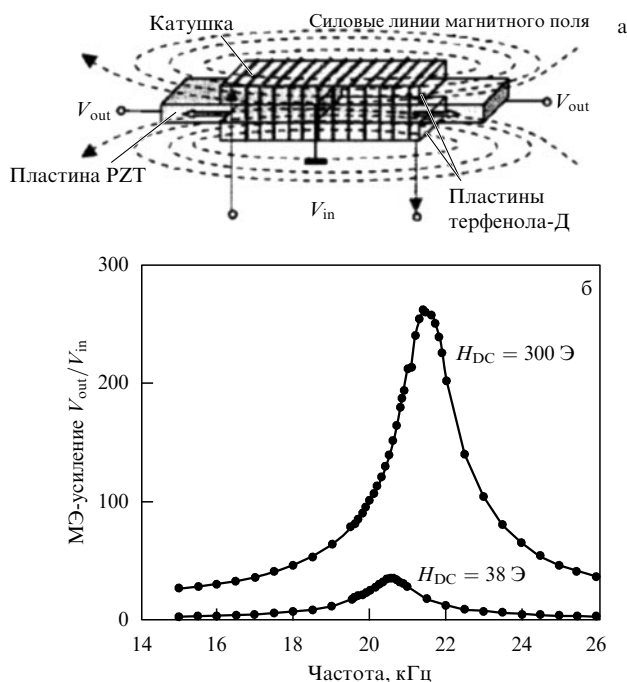
Однако описанные выше датчики не позволяют измерять постоянные магнитные поля, поскольку из-за конечной проводимости ПЭ-слоя структуры выходной сигнал сильно убывает на частотах  $f < 1$  Гц [263]. Для измерения постоянных полей предложен магнитострикционный аналог феррозондового (fluxgate) магнитометра (рис. 42б), который использует нелинейную зависимость магнитострикции ФМ-слоя от магнитного поля [264, 265]. Композитную структуру помещают в гармоническое поле накачки с достаточно большой амплитудой  $h(t)$ , созданное катушкой, и параллельное ему измеряемое поле  $H$ . В результате нелинейного МЭ-эффекта структура генерирует гармоники напряжения (см. раздел 2.5). Как показано в [264, 265], амплитуды первой и третьей гармоник линейно зависят от  $H$ , что и используется для измерения постоянного поля. При достаточно большой амплитуде модулирующего поля, сравнимой с величиной поля насыщения ФМ-слоя,  $h \sim H_s$ , гистерезис подавляется, что обеспечивает высокую точность измерений. Датчик позволяет регистрировать поля величины до 1 мкЭ с частотами от нуля до 200 Гц.

В работах [266, 267] предложен МЭ-датчик постоянных полей, использующий зависимость частоты акустического резонанса МЭ-структуры от постоянного магнитного поля, возникающую из-за зависимости модуля Юнга ФМ-слоя от вызванной магнитным полем магнитострикционной деформации. Датчик на основе структуры Metglas–PZT, имеющий чувствительность  $10$  Гц мЭ $^{-1}$ , позволял регистрировать изменения магнитного поля до 10 нТл.

Заметим, что для детектирования постоянных магнитных полей в стрейнтронике можно также использовать иной принцип — изменение оптических свойств полупроводниковых магнитных материалов, вызванное механическими деформациями. Так, коэффициент отражения в инфракрасном диапазоне в ферритмагнитной шпинели  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$  изменяется под действием магнитного поля благодаря магнитострикционным свойствам материала и зависимости зонной структуры шпинели от механических напряжений [268]. Однако чувствительность оптических стрейнтронных датчиков пока ещё далека от чувствительности композитных гетероструктур: в магнитном поле величиной  $\sim 1$  кЭ коэффициент отражения изменяется на несколько процентов [268].

Композитные структуры благодаря высокой предельной плотности энергии в ФМ-фазе ( $w \sim 10$  Вт см $^{-3}$  для терфенола-Д) и ПЭ-фазе ( $w \sim 10$  Вт см $^{-3}$  для PZT) могут использоваться не только для измерения магнитных полей, но и для создания твердотельных устройств, преобразующих энергию магнитного поля в энергию электрического поля. В работе [269] описан трансформатор с управляемым с помощью постоянного магнитного поля коэффициентом повышения напряжения (рис. 43). Трансформатор содержал композитную структуру, помещённую в низкоомную электромагнитную катушку. Входное напряжение на катушке создавало модулирующее магнитное поле с частотой резонанса, выходное напряжение снималось с пьезоэлектрической пластины. Коэффициент трансформации изменялся от нуля до

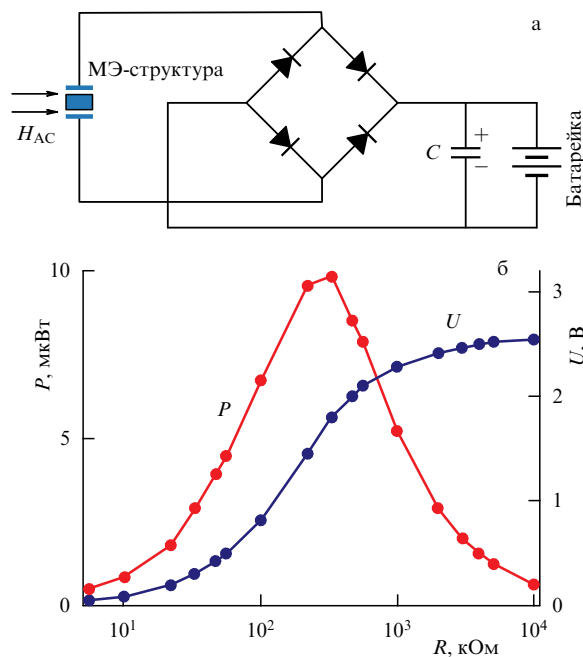




**Рис. 43.** (а) Конструкция трансформатора. (б) Зависимость коэффициента передачи от частоты при полях смещения  $H_{DC} = 38$  и 300 Э. (Приведён адаптированный рисунок из работы [269] с любезного разрешения авторов.)

максимального значения 260 при изменении величины постоянного магнитного поля от нуля до 300 Э; расчётная эффективность передачи энергии достигала 50 %. Трансформаторы на основе композитных структур могут обеспечить более высокий коэффициент трансформации, чем чисто пьезоэлектрические устройства.

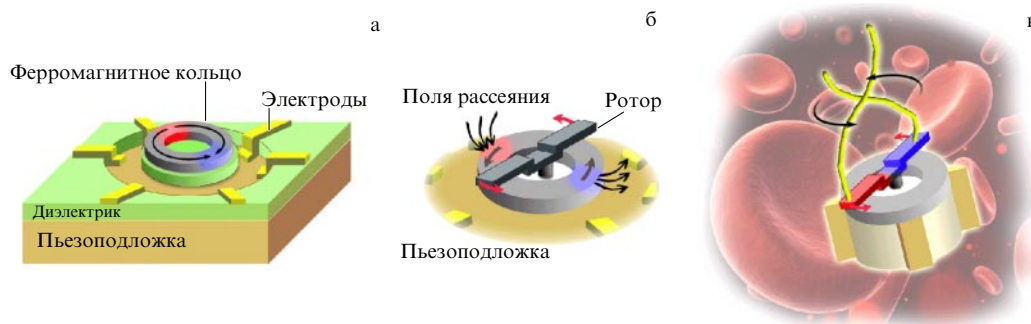
Перспективным направлением стрейнтроники является создание автономных маломощных генераторов электрической энергии на основе композитных структур, осуществляющих преобразование техногенных или природных переменных магнитных полей в постоянное напряжение (energy harvesting) [270–272]. Такой генератор (рис. 44) содержит композитную структуру, полупроводниковый выпрямитель и конденсатор большой ёмкости, нагруженный сопротивлением  $R$ . Под действием переменного магнитного поля вследствие прямого МЭ-эффекта структура генерирует напряжение с амплитудой до нескольких вольт. Выпрямленное напряжение



**Рис. 44.** (а) Схема автономного источника постоянного напряжения. (б) Зависимость напряжения  $U$  и мощности  $P$  от сопротивления  $R$  нагрузки.

возрастает с увеличением сопротивления нагрузки  $R$ , а генерируемая мощность может достигать нескольких десятков или сотен микроватт (рис. 44б). Этого достаточно для зарядки аккумулятора или питания модуля, содержащего какой-либо датчик и радиопередатчик, осуществляющий беспроводную передачу информации. Такой генератор может обеспечить практически неограниченную длительность работы и заменить химический элемент питания. К области применения МЭ-источников энергии относятся различные сенсорные, управляющие и охраняющие беспроводные сети.

Интересные возможности также открываются при использовании стрейнтронных гетероструктур для создания микродвигателей. Стрейнтронные гетероструктуры представляют собой магнитные частицы в форме плоского кольца из Ni диаметром 500 нм, располагающиеся на пьезоэлектрической подложке (рис. 45) [112, 237]. Одному из метастабильных магнитных состояний такого кольца соответствует "луковичная" конфигурация намагниченности с двумя магнитными полю-



**Рис. 45.** Микромоторы на основе кольцевой стрейнтронной гетероструктуры: (а) схематическое изображение структуры, (б) вращение ротора при перемещении магнитных полюсов кольца, (в) наноробот для медицинских приложений [273].



сами в диаметрально противоположных точках кольца (рис. 45а). Поскольку геометрия магнитного кольца не предполагает никакого выделенного направления, положение полюсов "луковицы" можно легко менять посредством наведения магнитоупругой анизотропии в кольце, прикладывая электрическое напряжение к пьезоподложке. Последовательным попарным подключением шести электродов, размещённых вокруг кольца на пьезоподложке, можно поворачивать полюсы кольца на  $360^\circ$  [112]. Если на оси, перпендикулярной плоскости кольца, закрепить постоянный магнит, то магнитные поля рассеяния от полюсов кольца заставят его вращаться, преобразуя электрическую энергию в энергию механического движения (рис. 45б). Такие микромоторы, снабжённые жгутами, могут использоваться для доставки лекарств, управления движением нанороботов и в других приложениях наномедицины (рис. 45в) [273].

Конструкция микромоторов, а также некоторых видов стрейтронных датчиков и устройств сбора энергии предполагает механическое движение деталей устройства, поэтому данное направление стрейтронники смыкается с другой, более развитой, областью индустрии, использующей технологии кремниевой микроэлектроники, — микро- и нанoeлектромеханическими системами (МЭМС и НЭМС).

### 3.4. Устройства обработки радиосигналов, перестраиваемые электрическим полем

Одно из перспективных направлений магнитной стрейтронники — электрически управляемые устройства СВЧ-диапазона [274, 275]. Принцип их действия основан на индуцированном в ФМ-слое эффективном поле магнитной анизотропии с помощью деформаций, созданных ПЭ-слоем. Поле одноосной анизотропии может приводить к существенному изменению ориентации намагниченности магнитного слоя и, как следствие, к управляемому сдвигу частоты ферромагнитного резонанса (ФМР) структуры.

На рисунке 46 изображён СВЧ-резонатор/фильтр, перестраиваемый по частоте магнитным и электрическим полями [275]. Резонатор содержит пластину PZT, к которой приклеена эпитаксиальная плёнка железоиттриевого граната (YIG). Структура помещена в поле  $H$ , направленное перпендикулярно её плоскости. С помощью микрополоскового преобразователя в плёнке YIG возбуждают ФМР на частоте  $f = \gamma(H - 4\pi M)$ , где  $\gamma = 2,8 \text{ МГц } \text{Э}^{-1}$  и  $4\pi M = 1750 \text{ Гс}$  — гиромагнитное отношение и намагниченность YIG. PZT-пластина при приложении электрического напряжения к её электродам деформируется, эта деформация передаётся YIG-плёнке, что приводит к изменению поля анизотропии и сдвигу частоты ФМР. Максимальная ширина полосы, в которой перестраивалась линия поглощения резонатора при приложении поля  $E = \pm 10 \text{ кВ см}^{-1}$ , была значительно больше ширины линии и составляла 47 МГц, т.е. около 1 % от центральной. Одновременно этот резонатор можно перестраивать (но достаточно медленно) в широком диапазоне частот 2–10 ГГц, изменяя внешнее намагничивающее поле  $H$ . Аналогичный эффект электрической перестройки частоты ФМР наблюдали в структурах с плёнками Ni-феррита и гексаферрита Ва. Для структуры FeGaB–PZN–PT достигнута рекордно широкая перестройка частоты ФМР, от 1,8 до 7,5 ГГц, при изменении напряжённости электрического поля  $E$  от

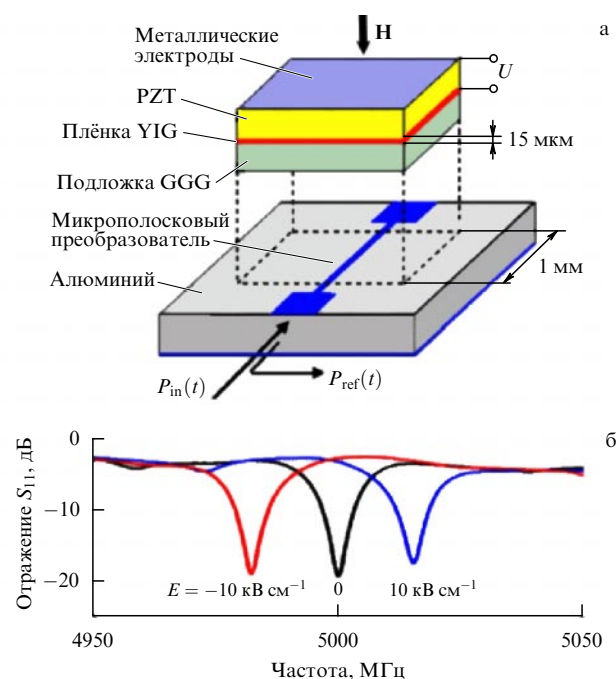


Рис. 46. СВЧ-резонатор на основе YIG–PZT-структуры, перестраиваемый магнитным и электрическим полями. (а) Схема устройства; GGG — гадолиний-галлиевый гранат. (б) Сдвиг линии ферромагнитного резонанса под действием электрических полей различной полярности.

нуля до  $8 \text{ кВ см}^{-1}$  [223]. Однако во всех перечисленных материалах ширина линии поглощения, в отличие от таковой в плёнках YIG, — большая, а само поглощение СВЧ-мощности невелико, что ограничивает их применение.

Аналогичная композитная структура, содержащая плёнку YIG и две микрополосковые линии, между которыми вклеена PZT-пластина с электродами, может выполнять функции управляемой линии задержки [276] или фазовращателя [277]. На входную микрополосковую линию подаётся СВЧ-сигнал, который возбуждает спиновую волну длиной 10–100 мкм, распространяющуюся по плёнке YIG. Микрополосковая линия по другую сторону пьезоэлектрика преобразует спиновую волну в выходной СВЧ-сигнал. Электроды пьезоэлектрической пластины толщиной  $\sim 1 \text{ мкм}$  практически не влияют на распространение волны. Приложение поля  $E$  к пьезоэлектрику вызывает деформацию плёнки YIG, изменение дисперсии СВЧ-волн и модуляцию времени задержки выходного СВЧ-сигнала. В эксперименте с сигналом на частоте 3,6 ГГц увеличение  $E$  от нуля до  $8 \text{ кВ см}^{-1}$  приводило к уменьшению времени задержки СВЧ-сигнала на одну треть: от 180 нс до 120 нс. При использовании той же системы в режиме фазовращателя регистрируемое изменение фазы выходного сигнала под действием того же управляющего поля  $E$  составляло  $100^\circ$ . Описанные СВЧ-фильтры, линии задержки и фазовращатели могут найти также применение в управляемых генераторах, фазированных антенных решётках и других устройствах, в которых требуется быстрая перестройка параметров СВЧ-сигналов.

Миниатюризация стрейтронных устройств обработки СВЧ-сигналов даёт начало новой области — магнитной стрейтронике [278], позволяющей за счёт маг-

нитного диполь-дипольного взаимодействия спиновых волн осуществлять логические операции, электрически переключая СВЧ-излучение между микрополосковыми каналами. Интересно, что даже в отсутствие явно выделенных волноводов в магнитной среде неоднородное механическое напряжение, возникающее в композиционной структуре из пьезоэлектрика и плёнки железоиттриевого граната, приводит к формированию в последней волноводных каналов, вдоль которых распространяются спиновые волны [279], что даёт дополнительные степени свободы при создании электрически перестраиваемых магннных устройств.

### 3.5. Производные элементы стрейнтроники: гираторы, трансторы и нейроморфные элементы

Стрейнтроника позволяет существенно расширить элементную базу традиционной электроники. Так, на основе магнитоэлектрических композиционных структур можно создать *гиратор* (от греч. "гирос" — вращение) — устройство, предложенное в 1948 г. американским инженером Бернардом Теллегеном (B. Tellegen [225]) и получившее такое название благодаря своему свойству обращать импеданс. Преобразование токов и напряжений в четырёхполюснике данного вида происходит по следующему закону:

$$\begin{pmatrix} v_1 \\ v_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & -R_g \\ R_g & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} i_1 \\ i_2 \end{pmatrix}, \quad (17)$$

где  $v_1, v_2$  — соответственно входное и выходное напряжения,  $i_1, i_2$  — токи на входе и выходе,  $R_g$  — недиагональные элементы матрицы сопротивлений гиратора (рис. 47а).

Преобразование (17) эквивалентно условию обращения импедансов на входе и выходе:

$$Z_1 = \frac{R_g^2}{Z_2}, \quad (18)$$

где  $Z_1, Z_2$  — соответственно входной и выходной импедансы.

Как следует из уравнения (18), замкнутые клеммы на входе эквивалентны бесконечному выходному сопротивлению, и, нагрузив выход гиратора малой ёмкостью, можно получить большую эквивалентную индуктивность на входе.

Согласно первоначальной идее Теллегена, основой гиратора должен стать материал с МЭ-свойствами, однако в 1948 г. их существование ещё оставалось гипотетическим. В результате функции гиратора в электронике стала выполнять электрическая цепь на операционном усилителе с обратной связью. Только в XXI столетии удалось реализовать исходную схему Теллегена:

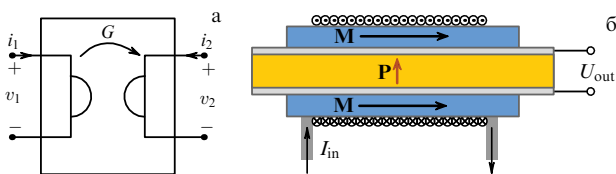


Рис. 47. (а) Условное обозначение гиратора, введённое Теллегеном [225]. (б) Схема технической реализации гиратора на основе композиционного материала [280].

индуктивный и ёмкостный элементы, связанные между собой МЭ-преобразователем [280, 281]. Поддача тока на вход гиратора создаёт магнитное поле, вызывающее деформацию магнитного сердечника, которая благодаря механической связи преобразуется в электрическое напряжение на контактах ёмкостного элемента с пьезоэлектрическим наполнителем (рис. 47б).

При работе на частоте механического резонанса в композиционных структурах из метгласа и цирконата-титаната свинца удаётся осуществлять преобразование с эффективностью 90 % по мощности [282].

Гиратору Теллегена отводят роль дополнительного "пятого элемента" к традиционно рассматриваемым в электронике резистору, конденсатору, индуктивности и трансформатору. Однако и трансформатор в этом ряду выглядит лишним. Более логичным было бы дополнить три основных элемента электрических цепей (резистор, конденсатор и индуктивность) четвёртым элементом с двумя полюсами (элемент  $T$ ) (рис. 48) и линейной характеристикой, дополняющей первые три (рис. 49а–г). Действительно, сопротивление характеризуется вольт-амперной характеристикой, ёмкость связывает электри-

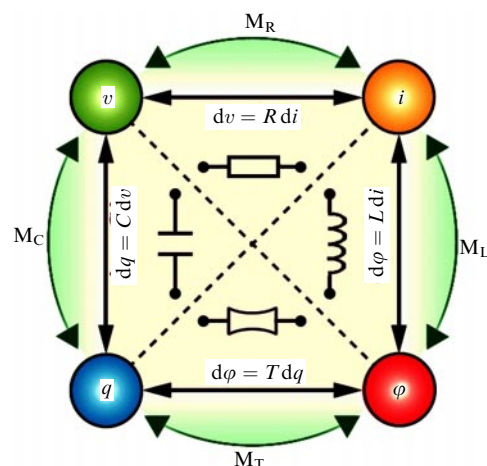


Рис. 48. (В цвете онлайн.) Диаграмма двухполюсных элементов электроники: линейные резистор, конденсатор и ёмкость дополнены четвёртым элементом — *транстором* [287]. Элементы с памятью, соответствующие четырём основным элементам:  $M_R$  — мемристор,  $M_C$  — мемконденсатор,  $M_L$  — меминдуктивность,  $M_T$  — мемтрансформатор.

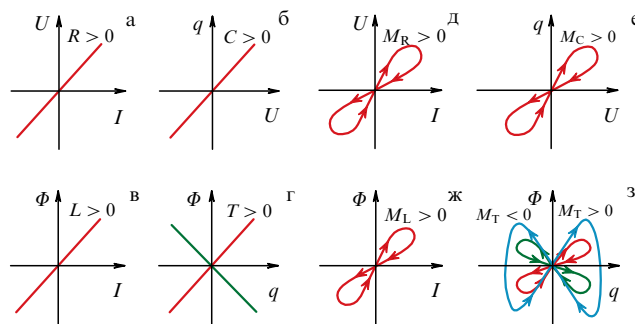


Рис. 49. (В цвете онлайн.) Характеристики четырёх линейных элементов: (а) резистора, (б) конденсатора, (в) индуктивности, (г) трансформатора; а также соответствующих нелинейных элементов с памятью: (д) мемристора, (е) мемконденсатора, (ж) меминдуктивности, (з) мемтрансформатора (траектория в виде бабочки характерна для больших значений заряда и потока) [287].

ческий заряд и напряжение, а индуктивность — магнитный поток и электрический ток. Однако не существует элемента, связывающего магнитный поток с зарядом.

Для решения этой проблемы в начале 1970-х годов было предложено [283] при рассмотрении характеристики магнитный поток/заряд перейти к производным от величин, что эквивалентно вольт-амперной характеристике (при предположении, что магнитный поток преобразуется в напряжение за счёт электромагнитной индукции). В этом случае нетривиальным четвёртым элементом было предложено считать сопротивление с нелинейной, гистерезисной, зависимостью между напряжением и током, т.е. сопротивление с памятью, или *мемристор* (от *memory* — память) [283]. Эффект памяти для сопротивления реализуют посредством перемещения кислородных вакансий, например, в структурах на основе полупроводникового оксида титана [284], либо изменения структуры сегнетоэлектрических доменных границ в случае мультиферроика феррита висмута [285]. Недавно обнаружено, что неоднородное распределение механических деформаций в вертикально ориентированных углеродных нанотрубках, управляемое электрическим напряжением, также создаёт мемристорный эффект [286], открывая новые возможности в стрейнотронике.

Возвращаясь к исходному определению четвёртого элемента, нельзя не заметить, что введение мемристора не решает изначальной задачи — нахождения *линейного* элемента, связывающего магнитный поток и заряд. Такая связь может быть реализована в стрейнотронном устройстве на основе МЭ-композиата, в котором намагниченность возникает под действием постоянного электрического поля. Для того чтобы отличать от мемристора четвёртый линейный элемент, в недавней статье [287] предложено называть последний "транстором".

В этой же статье [287] сделана попытка упорядочить классификацию и нелинейных элементов: нелинейный элемент мемристор остаётся сопротивлением с памятью, и ему должны соответствовать мемконденсатор (*memcapacitor*), меминдуктивность (*meminductance*), а также мемтранстор (обозначены на рис. 48 зелёными стрелками и буквами М с индексами L, R, C, T). Характеристики таких элементов будут иметь гистерезисный вид (рис. 49д–з).

Мемтранстор, так же как и мемристор [288], предполагается использовать в так называемой *нейроморфной электронике*, электрические цепи которой воспроизводят работу нейронных сетей. При этом роль нейронов могут играть обычные полупроводниковые транзисторы, а в качестве синапсов (соединений между нейронами) будут выступать элементы с памятью. Как продемонстрировано на примере мемристора [288], для элементов с памятью характерно свойство, аналогичное *синаптической пластичности*, т.е. наличие механизма, который обеспечивает способность нейронных сетей к обучению, увеличивая силы связи между нейронами при многократном воздействии.

Стрейнотронные элементы могут выступать в роли не только синапса, но и нейрона [8] (рис. 50). Синапсами здесь служит связка из резисторов на входе: токи складываются каждый со своим весом в зависимости от величины резистора. Стрейнотронный элемент на основе магниторезистивной сэндвич-структуры (см. вставку на рис. 50), подобный рассмотренным в разделе 3.2, обеспечивает нелинейный отклик со ступенчатой переходной

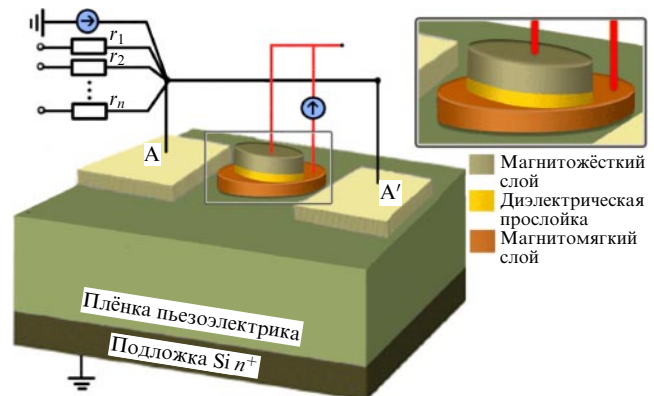


Рис. 50. Стрейнотронный элемент искусственных нейронных сетей: считывающий элемент на основе туннельного магнетосопротивления (показанный в увеличенном виде на вставке) лежит на пьезоэлектрической подложке из сильно легированного донорной примесью слоя кремния [8].

характеристикой: электрическое напряжение между электродами A и A', представляющее собой суперпозицию сигналов от "синапсов", создаёт механическое напряжение пьезоэлектрической подложки, которое переключает намагниченность магнитомягкого слоя в сэндвич-структуре, скачком меняя её сопротивление.

Численное моделирование показывает, что использование такого стрейнотронного элемента позволяет не только радикально снизить расходуемую мощность до конкурентоспособных с полупроводниковой электроникой величин, но и сделать переходную характеристику намного ближе к ступенчатой, ослабив размывающее фронт воздействие тепловых шумов [8].

Таким образом, можно заключить, что очевидным преимуществом стрейнотронных элементов в виде запоминающих ячеек и логических устройств является их рекордно низкое энергопотребление как при записи [5], так и при считывании [128] информации. По времени переключения они соответствуют современному уровню, несколько уступая лучшим из полупроводниковых устройств. Другим недостатком стрейнотронных устройств является сравнительно невысокая плотность размещения таких элементов. Однако существует множество применений, в которых не так важны миниатюрность и быстродействие элементов, но критичны низкое энергопотребление и надёжность их работы при температуре, близкой к комнатной: в мобильной электронике, медицинских имплантированных процессорах и носимых устройствах (wearables), в сенсорных системах с датчиками, удалёнными от энергосетей, и т.п.

## 4. Заключение

Подводя итог, можно заключить, что современные успехи стрейнотроники во многом основываются на достижениях полупроводниковых и магнитных технологий. Так, возможность механоиндуцированного изменения зонной структуры полупроводников стали использовать в тензодатчиках [10] ещё с середины XX в., а сообщения о возможности деформационной инженерии спиновых геликоидальных структур в антиферромагнетиках появлялись задолго до введения термина "стрейнотроника" [62].

Рождение магнитной стрейнтроники на стыке спиновой электроники и физики магнитоэлектрических материалов началось с осознания главного её преимущества перед существующими технологиями — малой энергии переключения между двумя логическими состояниями [5]. С точки зрения энергосбережения стрейнтронные устройства выигрывают не только у спинтронных устройств записи, основанных на передаче спинового момента, но и даже у считывающих головок на туннельном магнетосопротивлении [128].

Не меньшую роль в становлении стрейнтроники играли вызовы фундаментального характера. Так, симметричному запрету на 180-градусное переключение намагниченности и способам его обхода посвящено большое число работ по стрейнтронике (подробно рассмотренных в разделе 2.1), хотя с практической точки зрения этот вопрос не столь важен: схемы с 90-градусным переключением намагниченности также возможны. В то же время мало внимания уделяется очевидному изъяну стрейнтронных технологий — относительно большим временам переключения. Даже в теоретических расчётах, призванных иллюстрировать "быстрое 180-градусное переключение" [101], времена релаксации намагниченности исчисляются несколькими наносекундами, в отсутствие явно сформулированных ограничений на быстродействие. Сравнение с данными работ по сверхбыстрому магнетизму [25, 289, 290] даёт основания говорить о том, что фигурирующие в работах по моделированию стрейнтронных устройств времена переключения  $\sim 1$  нс оставляют резерв в несколько порядков для их уменьшения. Пока наиболее комфортными нишами для стрейнтроники остаются приложения, в которых не требуется сверхвысокого быстродействия: сенсоры магнитного поля, трансформаторы и автономные мало-мощные генераторы (energy harvesting devices) (см. раздел 3.3); интересные перспективы открываются также в области имплантологии [17], наномедицины [273] и других медицинских приложений. Использование технологий создания микро- и наноэлектромеханических систем может дать дополнительный импульс развитию данной области низкочастотной электроники.

Возможный прорыв в область высоких частот переключения сулят технологии на стыке фотоники и стрейнтроники, которые можно обозначить терминами "оптострейнтроника" (light-mediated straintronics [9]) или "фотострейнтроника". Фотоиндуцированная стрикция в сегнетоэлектрических материалах и мультиферроиках выводит скорость переключения стрейнтронных элементов в терагерцовый диапазон [52].

Наконец, несомненный интерес с фундаментальной точки зрения представляют упругие калибровочные поля в неоднородно деформированном графене (см. раздел 1.3), позволяющие физически моделировать поведение электронов в сильных, в несколько сотен тесла, магнитных полях [7]. Научная активность в этой области ещё только разворачивается, и она ждёт своих исследователей.

Работа поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ) по теме 614 "Стрейнтроника как платформа для создания нового поколения устройств обработки информации" 16-29-14037 и 16-29-14017. Работы в Казанском физико-техническом институте им. Е.К. Завойского Федерального исследовательского центра "Казанский научный центр РАН" вы-

полнялись при поддержке грантами РФФИ 15-02-02728 и 18-02-00204; работы в Российском технологическом университете (МИРЭА) поддержаны Министерством образования и науки РФ (проект № 8.1183.2017/ПЧ). Исследования А.П.П. и А.К.З. поддержаны грантом РФФИ 16-02-00494.

Выражаем признательность Д.А. Бизяеву, Н.А. Нургазизову, С.А. Зиганшиной, П.А. Чукланову, Т.Ф. Ханипову за сотрудничество и О.А. Тышовой за интерес к работе и ценные замечания. Авторы особо благодарят З.А. Пятакову за помощь в оформлении иллюстраций.

## Список литературы

1. Ramesh R, in *CMD26, The 26th Conf. of the Condensed Matter Division, 4–9 September, 2016, Geoningen, Netherlands* (Mulhouse: European Physical Society, 2016) p. 19/3A
2. Atanasov V, Saxena A *J. Phys. Condens. Matter* **23** 175301 (2011)
3. Пятаков А П, Звездин А К *УФН* **182** 593 (2012); Pyatakov A P, Zvezdin A K *Phys. Usp.* **52** 557 (2012)
4. Бичурин М И и др. *Магнитоэлектрический эффект в композиционных материалах* (Великий Новгород: Изд-во НовГУ, 2005)
5. Roy K, Bandyopadhyay S, Atulasimha J *Appl. Phys. Lett.* **99** 063108 (2011)
6. Shiri D et al. *Sci. Rep.* **2** 461 (2012)
7. Si C, Sun Z, Liu F *Nanoscale* **8** 3207 (2016)
8. Biswas A K, Atulasimha J, Bandyopadhyay S *Nanotechnology* **26** 285201 (2015)
9. Iurchuk V et al. *Phys. Rev. Lett.* **117** 107403 (2016)
10. Smith C S *Phys. Rev.* **94** 42 (1954)
11. Heine T *Acc. Chem. Res.* **48** 65 (2015)
12. Bhattacharyya S, Pandey T, Singh A K *Nanotechnology* **25** 465701 (2014)
13. Zibouche N et al. *Ann. Physik* **526** 395 (2014)
14. Wei W, Dai Y, Huang B *Phys. Chem. Chem. Phys.* **19** 663 (2017)
15. Cortijo A et al. *2D Mater.* **3** 11002 (2016)
16. Roy K *Proc. SPIE* **9167** 91670U (2014)
17. Yilmaz Y, Mazumder P *IEEE Trans. Very Large Scale Integr. Syst.* **21** 1181 (2013)
18. Roy K *IEEE Trans. Nanotechnol.* **16** 333 (2017)
19. Nikonov D E, Young I A *J. Mater. Res.* **29** 2109 (2014)
20. Ngo D-T, Duc N H, in *Advanced Magnetism and Magnetic Materials Vol. 2 Aspects of Magneto-electrostructive Materials and Applications* Ch. 3 (Hanoi: Vietnam National Univ. Press, 2015) p. 274
21. Iurchuk V, Doudin B, Kundys B *J. Phys. Condens. Matter* **26** 292202 (2014)
22. Ahmad H, Atulasimha J, Bandyopadhyay S *Nanotechnology* **26** 401001 (2015)
23. D'Souza N et al. *Nano Lett.* **16** 1069 (2016)
24. Salehi-Fashami M et al. *Nanotechnology* **27** 43LT01 (2016)
25. Stupakiewicz A et al. *Nature* **542** 71 (2017)
26. Боровик-Романов А С *Лекции по низкотемпературному магнетизму: Магнитная симметрия антиферромагнетиков* (Новосибирск: Новосибирский гос. ун-т, 1976)
27. Звездин А К и др. *ЖЭТФ* **88** 1098 (1985); Zvezdin A K et al. *Sov. Phys. JETP* **61** 645 (1985)
28. van Suchtelen J *Philips Res. Rep.* **27** 28 (1972)
29. Zubko P, Catalan G, Tagantsev A K *Annu. Rev. Mater. Res.* **43** 387 (2013)
30. Eliseev E A et al. *Phys. Rev. B* **79** 165433 (2009)
31. Lukashev P, Sabirianov R F *Phys. Rev. B* **82** 094417 (2010)
32. Eliseev E A et al. *Phys. Rev. B* **84** 174112 (2011)
33. Hertel R *Spin* **03** 1340009 (2013)
34. Lee J H et al. *Phys. Rev. B* **96** 064402 (2017)
35. Pyatakov A P, Meshkov G A, Zvezdin A K *J. Magn. Magn. Mater.* **324** 3551 (2012)
36. Streubel R et al. *J. Phys. D* **49** 363001 (2016)
37. Pyatakov A P, Zvezdin A K *Eur. Phys. J. B* **71** 419 (2009)
38. Tanygin B M *J. Magn. Magn. Mater.* **323** 1899 (2011)



39. Кабыченков А Ф, Лисовский Ф В *ЖЭТФ* **145** 733 (2014); Kabychenkov A F, Lisovskii F V *JETP* **118** 643 (2014)
40. Cheong S-W, Mostovoy M *Nature Mater.* **6** 13 (2007)
41. Барьяхтар В Г, Львов В А, Яблонский Д А *Письма в ЖЭТФ* **37** 565 (1983); Bar'yakhtar V G, L'vov V A, Yablonskii D A *JETP Lett.* **37** 673 (1983)
42. Логгинов А С и др. *Письма в ЖЭТФ* **86** 124 (2007); Logginov A S et al. *JETP Lett.* **86** 115 (2007)
43. Пятаков А П и др. *УФН* **185** 1077 (2015); Pyatakov A P et al. *Phys. Usp.* **58** 981 (2015)
44. Кабыченков А Ф, Лисовский Ф В, Мансветова Е Г *Письма в ЖЭТФ* **97** 304 (2013); Kabychenkov A F, Lisovskii F V, Mansvetova E G *JETP Lett.* **97** 265 (2013)
45. Арзамасцева Г В и др. *ЖЭТФ* **147** 793 (2015); Arzamastseva G V et al. *JETP* **120** 687 (2015)
46. Sparavigna A, Strigazzi A, Zvezdin A *Phys. Rev. B* **50** 2953 (1994)
47. Zvezdin A K, Pyatakov A P *Europhys. Lett.* **99** 57003 (2012)
48. Звездин А К *Краткие сообщения по физике ФИАН* (4) 7 (2002); Zvezdin A K *Bull. Lebedev Phys. Inst.* (4) 5 (2002)
49. Bode M et al. *Nature* **447** 190 (2007)
50. Pyatakov A P, Zvezdin A K *Europhys. Lett.* **107** 67002 (2014)
51. Kundys B et al. *Nature Mater.* **9** 803 (2010)
52. Lejman M et al. *Nature Commun.* **5** 4301 (2014)
53. Ding F et al. *Nano Lett.* **10** 3453 (2010)
54. Ong M T, Reed E J *ACS Nano* **6** 1387 (2012)
55. Guan F, Du X *Nano Lett.* **17** 7009 (2017)
56. Ferralis N, Maboudian R, Carraro C *Phys. Rev. Lett.* **101** 156801 (2008)
57. Yoon D, Son Y-W, Cheong H *Nano Lett.* **11** 3227 (2011)
58. Lee M-S et al. *Nano Res.* **8** 2082 (2015)
59. Singh J *Superlatt. Microstruct.* **8** 225 (1990)
60. Banerjee S K *Proc. SPIE* **3212** 118 (1997)
61. Guffarth F et al. *Phys. Rev. B* **64** 085305 (2001)
62. Giebultowicz T M et al. *Phys. Rev. B* **46** 12076(R) (1992)
63. Collins M, Saslow W M *Phys. Rev. B* **53** 8533 (1996)
64. Haeni J H et al. *Nature* **430** 758 (2004)
65. Posadas A B et al., in *Physics of Ferroelectrics. A Modern Perspective* (Topics in Applied Physics, Vol. 105, Eds K M Rabe, Ch H Ahn, J-M Triscone) (Berlin: Springer, 2007) p. 219; Посадас А Б и др., в сб. *Физика сегнетоэлектриков. Современный взгляд* (Под ред. К М Рабе, Ч Г Ана, Ж-М Трискона) (М.: Бином. Лаборатория знаний, 2015) с. 308
66. Gui G, Li J, Zhong J *Phys. Rev. B* **78** 075435 (2008)
67. Pereira V M, Castro Neto A H *Phys. Rev. Lett.* **103** 046801 (2009)
68. Лошкарев И Д и др. *Изв. РАН Сер. физ.* **77** 264 (2013); Loshkarev I D et al. *Bull. Russ. Acad. Sci.* **77** 233 (2013)
69. Труханов Е М и др. *Изв. РАН Сер. физ.* **78** 472 (2014); Trukhanov E M et al. *Bull. Russ. Acad. Sci.* **78** 307 (2014)
70. Levy N et al. *Science* **329** 544 (2010)
71. Акбашев А Р, Кауль А Р *Успехи химии* **80** 1211 (2011); Akbashahev A R, Kaul A R *Russ. Chem. Rev.* **80** 1159 (2011)
72. Chuklanov A P et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **714** 12006 (2016)
73. Yu T et al. *J. Phys. Chem. C* **112** 12602 (2008)
74. Li X et al. *Sci. Rep.* **2** 870 (2012)
75. Bousige C et al. *Nano Lett.* **17** 21 (2017)
76. Salary M M et al. *Phys. Rev. B* **94** 235403 (2016)
77. Kartavtseva M S et al. *Thin Solid Films* **518** 4750 (2010)
78. Ramesh R, Spaldin N A *Nature Mater.* **6** 21 (2007)
79. Болховитянов Ю Б, Пчеляков О П, Чикичев С И *УФН* **171** 689 (2001); Bolkhovityanov Yu B, Pchelyakov O P, Chikichev S I *Phys. Usp.* **44** 655 (2001)
80. Guinea F, Katsnelson M I, Geim A K *Nature Phys.* **6** 30 (2010)
81. Wu Y et al. *Nano Lett.* **18** 64 (2018)
82. Newnham R E, Skinner D P, Cross L E *Mat. Res. Bull.* **13** 525 (1978)
83. Khvalkovskiy A V et al. *J. Phys. D* **46** 74001 (2013)
84. Wang Z et al. *ACS Nano* **8** 7793 (2014)
85. Khan A et al. *Appl. Phys. Lett.* **104** 262407 (2014)
86. Huang H B et al. *Appl. Phys. Lett.* **105** 122407 (2014)
87. Gopman D B et al. *Sci. Rep.* **6** 27774 (2016)
88. Parkin S S P, Hayashi M, Thomas L *Science* **320** 190 (2008)
89. Bauer U, Emori S, Beach G S D *Nature Nanotechnol.* **8** 411 (2013)
90. Kang W et al. *Sci. Rep.* **6** 23164 (2016)
91. Varvaro G, Casoli F *Ultra-High-Density Magnetic Recording. Storage Materials and Media Designs* (New York: CRC Press, 2016)
92. Salahuddin S, Datta S *Appl. Phys. Lett.* **90** 093503 (2007)
93. Atulasimha J, Bandyopadhyay S *Nanomagnetic and Spintronic Devices for Energy-Efficient Memory and Computing* (New York: J. Wiley, 2016)
94. Tannous C, Gieraltowski J *Eur. J. Phys.* **29** 475 (2008)
95. Atulasimha J, Bandyopadhyay S *Appl. Phys. Lett.* **97** 173105 (2010)
96. Fashami M S, Atulasimha J, Bandyopadhyay S *Nanotechnology* **23** 105201 (2012)
97. Barangi M, Mazumder P *IEEE Nanotechnol. Mag.* **9** 15 (2015)
98. Roy K, Bandyopadhyay S, Atulasimha J *Phys. Rev. B* **83** 224412 (2011)
99. Buzzi M et al. *Phys. Rev. Lett.* **111** 027204 (2013)
100. Roy K, Bandyopadhyay S, Atulasimha S *Sci. Rep.* **3** 3038 (2013)
101. Peng R-C et al. *Sci. Rep.* **6** 27561 (2016)
102. Yi M et al. *Acta Mech.* <https://doi.org/10.1007/s00707-017-2029-7> (2017)
103. Roy K, Bandyopadhyay S, Atulasimha J *J. Appl. Phys.* **112** 023914 (2012)
104. Tiercelin N et al. *J. Appl. Phys.* **109** 07D726 (2011)
105. Giordano S et al. *Phys. Rev. B* **85** 155321 (2012)
106. Liang C-Y et al. *J. Appl. Phys.* **116** 123909 (2014)
107. Biswas A K, Bandyopadhyay S, Atulasimha J *Appl. Phys. Lett.* **104** 232403 (2014)
108. Liang C-Y et al. *J. Appl. Phys.* **119** 113903 (2016)
109. Biswas A K, Bandyopadhyay S, Atulasimha J *Appl. Phys. Lett.* **105** 072408 (2014)
110. Wang J J et al. *Sci. Rep.* **4** 7507 (2014)
111. Peng R-C et al. *Appl. Phys. Lett.* **106** 142901 (2015)
112. Liang C-Y et al. *J. Appl. Phys.* **118** 174101 (2015)
113. Biswas A K, Bandyopadhyay S, Atulasimha J *Appl. Phys. Lett.* **103** 232401 (2013)
114. Kovalenko O, Pezeril T, Temnov V V *Phys. Rev. Lett.* **110** 266602 (2013)
115. Khan A et al. *Appl. Phys. Lett.* **104** 262407 (2014)
116. Fashami M S et al. *Nanotechnology* **22** 155201 (2011)
117. Behin-Aein B, Salahuddin S, Datta S *IEEE Trans. Nanotechnol.* **8** 505 (2009)
118. Barangi M, Mazumder P *J. Appl. Phys.* **118** 173902 (2015)
119. Madami M et al. *J. Phys. D* **50** 453002 (2017)
120. Gilbert T L *IEEE Trans. Magn.* **40** 3443 (2004)
121. Brown W F (Jr.) *Phys. Rev.* **130** 1677 (1963)
122. Cui H et al. *J. Phys. D* **50** 285001 (2017)
123. Roy K, Bandyopadhyay S, Atulasimha J *J. Appl. Phys.* **112** 023914 (2012)
124. Hu J-M et al. *Nano Lett.* **15** 616 (2015)
125. Li X et al. *J. Appl. Phys.* **118** 014101 (2015)
126. Biswas A K et al. *Nano Lett.* **17** 3478 (2017)
127. Wang K L, Alzate J G, Khalili Amirim P *J. Phys. D* **46** 74003 (2013)
128. Klimov A et al. *Appl. Phys. Lett.* **110** 222401 (2017)
129. Ahmad H, Atulasimha J, Bandyopadhyay S *Sci. Rep.* **5** 18264 (2015)
130. Sampath V et al. *Nano Lett.* **16** 5681 (2016)
131. Liu Y et al. *IEEE Trans. Magn.* **51** 2501404 (2015)
132. Буравихин В А *Влияние механических напряжений на магнитные свойства пленок* (Иркутск: Восточно-Сибирское книжное изд-во, 1968)
133. Беляев Б А, Изотов А В *ФТТ* **49** 1651 (2007); Belyaev B A, Izotov A V *Phys. Solid State* **49** 1731 (2007)
134. Dai G et al. *Appl. Phys. Lett.* **100** 122407 (2012)
135. Dai G et al. *J. Appl. Phys.* **114** 173913 (2013)
136. Kumar D et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **418** 99 (2016)
137. Wu T et al. *IEEE Magn. Lett.* **2** 6000104 (2011)
138. Hao Z et al. *Chin. Phys. B* **24** 77501 (2015)
139. Бизяев Д А, Бухараев А А, Кандрашкин Ю Е *Письма в ЖТФ* **42** 24 (2016)
140. Bur A et al. *J. Appl. Phys.* **109** 123903 (2011)
141. Bizyaev D A, Bukharaev A A, Nurgazizov N I, Khanipov T F *J. Phys. Conf. Ser.* **859** 012005 (2017)
142. Foerster M et al., arXiv:1611.02847

143. Cullity B D, Graham C D *Introduction to Magnetic Materials* (New York: John Wiley and Sons, 2008)
144. Zabel H, Farle M (Eds) *Magnetic Nanostructures. Spin Dynamics and Spin Transport* (Berlin: Springer-Verlag, 2013)
145. Donahue M J, Porter D G "Object oriented micromagnetic framework (OOMMF)." <http://math.nist.gov/oommf/>
146. Овчинников Д В, Бухараев А А *ЖТФ* **71** 85 (2001); Ovchinnikov D V, Bukharaev A A *Tech. Phys.* **46** 1014 (2001)
147. Бухараев А А и др., в сб. *Материалы XX Международного симпозиума "Нанозифика и нанозлектроника", Нижний Новгород, 14–18 марта 2016* (Нижний Новгород: Изд-во Нижегородского гос. ун-та) p. 277
148. Finizio S et al. *Phys. Rev. Appl.* **1** 021001 (2014)
149. Chung T-K, Carman G P, Mohanchandra K P *Appl. Phys. Lett.* **92** 112509 (2008)
150. Brintlinger T et al. *Nano Lett.* **10** 1219 (2010)
151. Parkes D E et al. *Appl. Phys. Lett.* **101** 072402 (2012)
152. Арзамасцева Г В и др. *ЖЭТФ* **147** 793 (2015); Arzamastseva G V et al. *JETP* **120** 687 (2015)
153. Lei N et al. *Nature Commun.* **4** 1378 (2013)
154. Fontcuberta J et al. *Sci. Rep.* **5** 13784 (2015)
155. Lahtinen T H E, Franke K J A, van Dijken S *Sci. Rep.* **2** 258 (2012)
156. Franke K J A et al. *Phys. Rev. X* **5** 011010 (2015)
157. Gareeva Z V et al. *Phys. Status Solidi Rapid Res. Lett.* **10** 209 (2016)
158. Belashchenko K D et al. *Appl. Phys. Lett.* **108** 132403 (2016)
159. Malozemoff A P, Slonczewski J C *Magnetic Domain Walls in Bubble Materials* (New York: Academic Press, 1979)
160. Nii Y et al. *Nature Commun.* **6** 8539 (2015)
161. Куликова Д П и др. *Письма в ЖЭТФ* **104** 196 (2016); Kulikova D P et al. *JETP Lett.* **104** 197 (2016)
162. Hsu P et al. *Nature Nanotechnol.* **12** 123 (2016)
163. Koretsune T, Nagaosa N, Arita R *Sci. Rep.* **5** 13302 (2015)
164. Kim H K D et al. *Nano Lett.* **13** 884 (2013)
165. Mishina E D et al. *Ferroelectrics* **500** 37 (2016)
166. Sando D et al. *Nature Mater.* **12** 641 (2013)
167. Попов Ю Ф и др. *Письма в ЖЭТФ* **57** 65 (1993); Popov Yu F et al. *JETP Lett.* **57** 69 (1993)
168. Залесский А В и др. *ЖЭТФ* **122** 116 (2002); Zaleskii A V et al. *JETP* **95** 101 (2002)
169. Wu J et al. *Prog. Mater. Sci.* **84** 335 (2016)
170. Kadomtseva A M et al. *Phase Trans.* **79** 1019 (2006)
171. Tokunaga M, Azuma M, Shimakawa Y *J. Phys. Soc. Jpn.* **79** 64713 (2010)
172. Kadomtseva A M, Popov Y F, Vorob'ev G P, Zvezdin A K *Physica B* **211** 327 (1995)
173. Gareeva Z V, Popkov A F, Soloviov S V, Zvezdin A K *Phys. Rev. B* **87** 214413 (2013)
174. Tehranchi M-M, Kubrakov N F, Zvezdin A K *Ferroelectrics* **204** 181 (1997)
175. Rusakov V S et al., in *Moscow Intern. Symp. on Magnetism, 1–5 July 2017. Book of Abstracts* (Eds N Perov et al.) (Moscow: Faculty of Physics M V Lomonosov MSU, 2017) p. 914
176. Kawachi S et al. *Phys. Rev. Mater.* **1** 024408 (2017)
177. Wang J et al. *Science* **299** 1719 (2003)
178. Bai F et al. *Appl. Phys. Lett.* **86** 32511 (2005)
179. Agbelele A et al. *Adv. Mater.* **112** 1602327 (2016)
180. Lazenka V et al. *Appl. Phys. Lett.* **106** 12 (2015)
181. Popkov A F et al. *Phys. Rev. B* **93** 094435 (2016)
182. He Q et al. *Nature Commun.* **2** 225 (2011)
183. Cheng C-E et al. *Sci. Rep.* **5** 8091 (2015)
184. Sando D et al. *Nature Commun.* **7** 10718 (2016)
185. Prellier W, Singh M P, Murugavel P *J. Phys. Condens. Matter* **17** R803 (2005)
186. Lee J H et al. *Nature* **466** 954 (2010)
187. White J S et al. *Phys. Rev. Lett.* **111** 037201 (2013)
188. Fiebig M et al. *Nature Rev. Mater.* **1** 16046 (2016)
189. López-Ruiz R et al. *J. Appl. Phys.* **112** 073906 (2012)
190. Kumar A et al. *Phys. Rev. B* **73** 064421 (2006)
191. Zeng H et al. *J. Phys. Condens. Matter* **14** 715 (2002)
192. Vazquez M et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **294** 174 (2005)
193. Paulus P M et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **224** 180 (2001)
194. Taniyama T et al. *J. Appl. Phys.* **105** 07D901 (2009)
195. Sahoo S et al. *Phys. Rev. B* **76** 092108 (2007)
196. Venkataiah G et al. *J. Appl. Phys.* **111** 033921 (2012)
197. Pan M et al. *J. Phys. D* **46** 055001 (2013)
198. Ильинский А В, Квашенкина О Е, Шадрин Е Б *ФТП* **46** 439 (2012); Ilinskiy A V, Kvashenkina O E, Shadrin E B *Semiconductors* **46** 422 (2012)
199. Шадрин Е Б, Ильинский А В *ФТТ* **42** 1092 (2000); Shadrin E B, Il'inskii A V *Phys. Solid State* **42** 1126 (2000)
200. de la Venta J et al. *Appl. Phys. Lett.* **102** 122404 (2013)
201. de la Venta J et al. *Appl. Phys. Lett.* **104** 062410 (2014)
202. Блинов Л М и др. *УФН* **170** 247 (2000); Blinov L M et al. *Phys. Usp.* **43** 243 (2000)
203. Chang H H S, Whatmore R W, Huang Z J. *Appl. Phys.* **106** 114110 (2009)
204. Liu Y et al. *Sci. Rep.* **4** 6615 (2014)
205. Liu Y et al. *Sci. Rep.* **4** 6925 (2014)
206. Голенищев-Кутузов А В, Голенищев-Кутузов В А, Калимуллин Р И *УФН* **170** 697 (2000); Golenishchev-Kutuzov A V, Golenishchev-Kutuzov V A, Kalimullin R I *Phys. Usp.* **43** 647 (2000)
207. Деев В Н, Пятаков П А *Письма в ЖТФ* **11** 76 (1985)
208. Wang Y et al. *J. Alloys Comp.* **513** 242 (2012)
209. Sreenivasulu G et al. *Appl. Phys. Lett.* **100** 052901 (2012)
210. Greve H et al. *Appl. Phys. Lett.* **96** 182501 (2010)
211. Sreenivasulu G et al. *Phys. Rev. B* **86** 214405 (2012)
212. Martins P, Martins P, Lanceros-méndez S *Adv. Funct. Mater.* **23** 3371 (2013)
213. Kulkarni A et al. *Appl. Phys. Lett.* **22904** 022904 (2014)
214. Kirchhof C et al. *Appl. Phys. Lett.* **102** 232905 (2013)
215. Li M et al. *Appl. Phys. Lett.* **100** 132904 (2012)
216. Lou J et al. *Appl. Phys. Lett.* **100** 102907 (2012)
217. Burdin D A et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **358–359** 98 (2014)
218. Bichurin M I et al. *Phys. Rev. B* **68** 132408 (2003)
219. Filippov D A, Laletsin U, Srinivasan G *J. Appl. Phys.* **102** 93901 (2007)
220. Kamentsev K E, Fetisov Y K *Appl. Phys. Lett.* **89** 142510 (2006)
221. Burdin D A et al. *J. Appl. Phys.* **113** 33902 (2013)
222. Fetisov Y K, Fetisov L Y, Srinivasan G *Appl. Phys. Lett.* **94** 132507 (2009)
223. Lou J et al. *Adv. Mater.* **21** 4711 (2009)
224. Sun N X, Srinivasan G *Spin* **2** 1240004 (2012)
225. Tellegen B D H *Philips Res. Rep.* **3** 81 (1948)
226. Звездин А К, Логинков А С, Мешков Г А, Пятаков А П *Изв. РАН Сер. физ.* **71** 1604 (2007)
227. Catalan G, Scott J F *Adv. Mater.* **21** 2463 (2009)
228. Vopson M M *Crit. Rev. Solid State Mater. Sci.* **40** 223 (2015)
229. Palneedi H et al. *Actuators* **5** 9 (2016)
230. Srinivasan G, Priya S, Sun N *Composite Magnetoelctrics. Materials, Structures, and Applications* (Boston, MA: Elsevier, 2015)
231. Морозов А И *ФТТ* **56** 833 (2014); Morosov A I *Phys. Solid State* **56** 865 (2014)
232. Amelichev V, Belyakov P, Vasilyev D *Int. J. Environ. Sci. Educ.* **11** 10923 (2016)
233. Chen A T, Zhao Y G *APL Mater.* **4** 032303 (2016)
234. Li P et al. *Adv. Mater.* **26** 4320 (2014)
235. Manasi S D et al. *IEEE Trans. Electron Dev.* **64** 2842 (2017)
236. Tiercelin N et al. *Appl. Phys. Lett.* **99** 192507 (2011)
237. Hockel J L et al. *Appl. Phys. Lett.* **100** 022401 (2012)
238. Fashami M S et al. *Nanotechnology* **22** 155201 (2011)
239. Amiri P K, Wang K L *Spin* **02** 1240002 (2012)
240. Liu L et al. *Science* **336** 555 (2012)
241. Bhowmik D, You L, Salahuddin S *Nature Nanotechnol.* **9** 59 (2014)
242. Roy K *Sci. Rep.* **5** 10822 (2015)
243. Parkin S S P et al. *Nature Mater.* **3** 862 (2004)
244. Dusch Y et al. *J. Appl. Phys.* **113** 17C719 (2013)
245. Preobrazhensky V et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **459** 66 (2018)
246. Shi Z, Wang C, Liu X, Nan C *Chinese Sci. Bull.* **53** 2135 (2008)
247. Zhao Z et al. *Appl. Phys. Lett.* **109** 092403 (2016)

248. Biswas A K, Atulasimha J, Bandyopadhyay S *Sci. Rep.* **4** 7553 (2014)
249. Munira K et al. *Nanotechnology* **26** 245202 (2015)
250. Fashami M S et al. *IEEE Trans. Nanotechnol.* **12** 1206 (2013)
251. Bennet C H *Int. J. Theor. Phys.* **21** 905 (1982)
252. Abeer M A et al. *IEEE Trans. Electron Dev.* **64** 2417 (2017)
253. Scott J F *J. Mater. Chem.* **22** 4567 (2012)
254. Wang Y, Li J, Viehland D *Mater. Today* **17** 269 (2014)
255. Priya S et al. *Sensors* **9** 6362 (2009)
256. Yasar E et al. *Appl. Phys. Lett.* **109** 022901 (2016)
257. Zhang Y et al. *Appl. Phys. Lett.* **92** 152510 (2008)
258. Nan T et al. *Nat. Commun.* **8** 296 (2017)
259. Petrie J et al. *J. Appl. Phys.* **110** 124506 (2011)
260. Gillette S M et al. *IEEE Magn. Lett.* **2** 2500104 (2011)
261. Jahns R et al. *Sensors Actuators A* **183** 16 (2012)
262. Fetisov Y K et al. *IEEE Sens. J.* **14** 2252 (2014)
263. Каменцев К Е, Фетисов Ю К, Srinivasan G *ЖТФ* **77** 50 (2007); Kamentsev K E, Fetisov Y K, Srinivasan G *Tech. Phys.* **52** 727 (2007)
264. Burdin D et al. *J. Phys. D* **49** 375002 (2016)
265. Серов В В и др. *Росс. технологический журн.* **4** (5) 24 (2016)
266. Gojdka B et al. *Appl. Phys. Lett.* **99** 223502 (2011)
267. Nan T et al. *Sci. Rep.* **3** 1985 (2013)
268. Сухоруков Ю П и др. *Письма в ЖЭТФ* **104** 398 (2016); Sukhorukov Yu P et al. *JETP Lett.* **104** 384 (2016)
269. Dong S et al. *Appl. Phys. Lett.* **85** 3534 (2004)
270. Bayrashev A et al. *Sensors Actuators* **114** 244 (2004)
271. Dong S et al. *Appl. Phys. Lett.* **93** 103511 (2008)
272. Ryu J et al. *Energy Environ. Sci.* **8** 2402 (2015)
273. Hockel J L, PhD Thesis (Los Angeles: Univ. of California, 2013)
274. Srinivasan G, Fetisov Y K *Ferroelectrics* **342** 65 (2006)
275. Fetisov Y K, Srinivasan G *Appl. Phys. Lett.* **88** 143503 (2006)
276. Fetisov Y K, Srinivasan G *Appl. Phys. Lett.* **87** 103502 (2005)
277. Fetisov Y K, Srinivasan G *Electron. Lett.* **41** 1066 (2005)
278. Sadovnikov A V et al. *Phys. Rev. Lett.* **120** 257203 (2018)
279. Садовников А В и др. *Письма в ЖЭТФ* **106** 445 (2017); Sadovnikov A V et al. *JETP Lett.* **106** 465 (2017)
280. Zhai J et al. *Eur. Phys. J. B* **71** 383 (2009)
281. Zhai J et al. *J. Appl. Phys.* **100** 124509 (2006)
282. Zhuang X et al. *Appl. Phys. Lett.* **111** 163902 (2017)
283. Chua L *IEEE Trans. Circuit Theory* **18** 507 (1971)
284. Strukov D B et al. *Nature* **453** 80 (2008)
285. Maksymovych P et al. *Nano Lett.* **11** 1906 (2011)
286. Il'ina M V et al. *Carbon* **123** 514 (2017)
287. Shang D-S et al. *Chinese Phys. B* **24** 68402 (2015)
288. Jo S H et al. *Nano Lett.* **10** 1297 (2010)
289. Калашникова А М, Кимель А В, Писарев Р В *УФН* **185** 1064 (2015); Kalashnikova A M, Kimel' A V, Pisarev R V *Phys. Usp.* **58** 969 (2015)
290. Звездин А К, Давыдова М Д, Звездин К А *УФН* **188** 1238 (2018); Zvezdin A K, Davydova M D, Zvezdin K A *Phys. Usp.* **61** (11) (2018) <https://doi.org/10.3367/UFNe.2017.12.038309>

### Straintronics: a new trend in micro- and nanoelectronics and material science

A.A. Bukharaev<sup>(1)</sup>, A.K. Zvezdin<sup>(2,3,4)</sup>, A.P. Pyatakov<sup>(5)</sup>, Y.K. Fetisov<sup>(6)</sup>

<sup>(1)</sup> E.K. Zavoiskii Kazan Physicotechnical Institute, Federal Research Center "Kazan Scientific Centre of the Russian Academy of Sciences", ul. Sibirskii trakt 10/7, 420029 Kazan, Russian Federation

<sup>(2)</sup> Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences, ul. Vavilova 38, 119991 Moscow, Russian Federation

<sup>(3)</sup> Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation

<sup>(4)</sup> Moscow Institute of Physics and Technology (State University), Institutskii per. 9, 141701 Dolgoprudnyi, Moscow region, Russian Federation

<sup>(5)</sup> Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Leninskie gory 1, str. 2, 119991 Moscow, Russian Federation

<sup>(6)</sup> MIREA — Russian Technological University,

prosp. Vernadskogo 78, 119454 Moscow, Russian Federation

E-mail: <sup>(1)</sup>a\_bukharaev@kfti.knc.ru, <sup>(2,3,4)</sup>zvezdin@gmail.com, <sup>(5)</sup>pyatakov@physics.msu.ru, <sup>(6)</sup>fetisov@mirea.ru

The term 'straintronics' refers to a new research direction in condensed matter physics in which strain engineering methods and strain-induced physical effects in solids are used to develop next generation devices for information, sensor and energy-saving technologies. This paper reviews the basic ideas of straintronics, examines its underlying effects, highlights its advantages over conventional electronics and identifies the problems it faces and fundamental constraints it is subject to. Special attention is given to the straintronics of magnetic and magnetoelectric materials as the most promising direction for radically reducing computational energy consumption. Specific examples are presented of how the principles of straintronics are applied practically in information and energy saving technologies as well as in sensor and microwave engineering.

**Keywords:** strain engineering, magnetoelastic interaction, magnetoelectric composites, multiferroics

PACS numbers: **75.80.+q**, **75.85.+t**

Bibliography — 290 references

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **188** (12) 1288–1330 (2018)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.01.038279>

Received 17 September 2017, revised 15 January 2018

*Physics – Uspekhi* **61** (12) (2018)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2018.01.038279>