

МЕТОДИЧЕСКИЕ ЗАМЕТКИ

О возможности возбуждения колебаний ван-дер-ваальсовых антиферромагнетиков посредством магнитомеханической связи

М.А. Коллюшенков, А.П. Пятаков

Проведён анализ механизмов возбуждения механических колебаний в двумерных ван-дер-ваальсовых антиферромагнетиках, основанных на связи магнитной и механической подсистем в этих материалах. Показано, что несмотря на то, что прямое воздействие магнитного поля в антиферромагнетиках скомпенсировано за счёт наличия двух магнитных подрешёток, обратный флексомагнитный эффект, электроиндуцированный гиромангнитный эффект и магнитострикционное взаимодействие могут за счёт явлений силового или параметрического резонансов вызывать детектируемые механические колебания. Полученные результаты демонстрируют перспективность таких материалов в качестве основы для создания управляемых микро- и наномеханических систем нового поколения, а также интересны в методическом плане как применение классических методов теории колебаний — метода гармонического баланса и медленно меняющихся амплитуд при анализе явлений, обнаруженных в ван-дер-ваальсовых магнетиках в последние несколько лет.

Ключевые слова: ван-дер-ваальсовы магнетики, флексоэлектрический эффект, флексомагнитный эффект, гиромангнитный эффект, магнитоэлектрики, мультиферроики, стрейнтроника

PACS numbers: 75.70. – i, 75.80. + q, 75.85. + t, 77.65. – j

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2025.12.040071>

Содержание

1. Введение (638).
 2. Силовой резонанс в колебательных системах на ван-дер-ваальсовых антиферромагнетиках (640).
 - 2.1. Возбуждение колебаний за счёт флексомагнитного взаимодействия.
 - 2.2. Электроиндуцированный эффект Эйнштейна – де Гааза.
 - 2.3. Вызванные электрическим и магнитным полями спин-переориентационные фазовые переходы в ван-дер-ваальсовых антиферромагнетиках.
 3. Параметрическая генерация колебаний магнитным полем за счёт магнитострикции (646).
 4. Заключение (647).
- Список литературы (648).

1. Введение

Открытие двумерных магнитных материалов — одно из главных событий в магнетизме последнего десятилетия

[1, 2] заставившее по-новому взглянуть на устоявшиеся концепции в теории фазовых переходов и магнитного упорядочения, подобно тому, как открытие графена кардинально расширило представления о зонной теории и механизмах проводимости в физике полупроводников.

Такие магнитные материалы часто называют ван-дер-ваальсовыми магнетиками, поскольку молекулярные слои в последних разделены значительными промежутками, а взаимодействие слоёв силами ван-дер-Ваальса невелико по сравнению с тем, которое возникает за счёт ковалентных или ионных связей. Это позволяет отделять монослои с поверхности объёмного кристалла, а также создавать гетероструктуры, сцепленные теми же силами ван-дер-Ваальса. При этом весьма распространённым случаем магнитного упорядочения в таких структурах является антиферромагнетизм А-типа, при котором мономолекулярные слои, образующие ван-дер-ваальсов магнетик, намагничены противоположно, в то время как магнитное упорядочение ионов внутри каждого слоя остаётся ферромагнитным [3]. Наглядным примером послыдного антиферромагнитного упорядочения служит тридид хрома CrI_3 (рис. 1): при чётном количестве слоёв полная намагничённость материала равна нулю, несмотря на то, что магнитный момент одного иона хрома составляет около 3 магнетонов Бора, и вплоть до поля 0,5 Тл [4], когда происходит метамагнитный переход, материал остаётся невосприимчив к магнитному полю.

В силу самой геометрии ван-дер-ваальсовых антиферромагнетиков их свойства можно модулировать с

М.А. Коллюшенков^(1,а), А.П. Пятаков^(1,2,б)⁽¹⁾ МИРЭА — Российский технологический университет, просп. Вернадского 78, 119454 Москва, Российская Федерация⁽²⁾ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет,

Ленинские горы 1, стр. 2, 119991 Москва, Российская Федерация

E-mail: ^(а) koliushenkov.ma19@physics.msu.ru,^(б) pyatakova@my.msu.ru

Статья поступила 29 октября 2025 г.,

после доработки 8 декабря 2025 г.

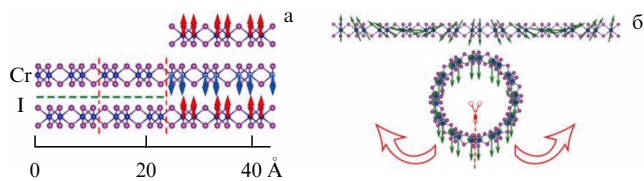


Рис. 1. (а) Антиферромагнитная структура CrI₃. Вертикальными штриховыми линиями показана элементарная ячейка бислоя. Синими кружками показаны ионы хрома, сиревыми — йода. Красными и синими стрелками — спины магнитных подрешёток (магнитный момент одного иона ~ 3μ_B); (б) индуцированное изгибом состояние типа "отвес" (с параллельным расположением спинов) в монослое CrI₃, соответствующее спиновой циклоиде в системе координат, связанной с поверхностью нанотрубки. (Рисунок создан по мотивам публикации [6].)

помощью подачи электрического напряжения на затвор (gating) [5] или с помощью механических деформаций [6], что делает их перспективными материалами для практических приложений в спиновой электронике и стрейнтронике. В фундаментальном отношении такие среды интересны сильной взаимосвязью электронной, механической и магнитной подсистем.

Наиболее известными примерами такой взаимосвязи являются пьезоэлектрический эффект и магнитострикция, возникающие при однородных деформациях. Однако при рассмотрении материалов ван-дер-Ваальса не менее важными являются эффекты, вызванные градиентными деформациями, возникающими при изгибе монослоёв и многослойных гетероструктур [7] — такие деформации появляются естественным образом в виде складок при адгезии ван-дер-ваальсовых материалов на подложке. При радиусе кривизны меньше критического [6] ван-дер-ваальсовы магнетики могут переходить в новые магнитные состояния (рис. 1б), отличающиеся от первоначального с перпендикулярной поверхности слоя ориентацией спинов (рис. 1а). Такие эффекты имеют общую приставку "флексо-" от латинского flexura — изгиб.

Флексоэлектрический эффект, в отличие от пьезоэлектрического эффекта, не налагает ограничений на группу симметрии кристалла [8], поскольку возникающая при нем асимметрия в виде полярного направления, содержится в самом воздействии — изгибе, при котором одни слои растягиваются, а другие сжимаются (рис. 2а). Таким образом, флексоэлектрический эффект присущ всем твёрдым телам, однако его величины в объёмных материалах относительно невелики: при характерных величинах градиентов деформаций, возникающих при эпитаксиальном росте плёнок (10⁵ м⁻¹) полярные смещения ионов в элементарной ячейке кристалла составляют 0,01 пм [9], т.е. величина электрической поляризации в тысячи раз меньше поляризации сегнетоэлектриков.

Магнитным аналогом флексоэлектрического эффекта является вызванная изгибом намагниченность — флексомагнитный эффект [10]. В отличие от флексоэлектрических явлений, флексомагнитные не столь универсальны, поскольку нарушение временной инверсии, сопровождающее возникновение намагниченности, напрямую не следует из нарушения пространственной инверсии, которое порождает изгибная деформация. Флексомагнитный эффект возможен в кристаллах, в которых одновременно нарушена пространственная и временная

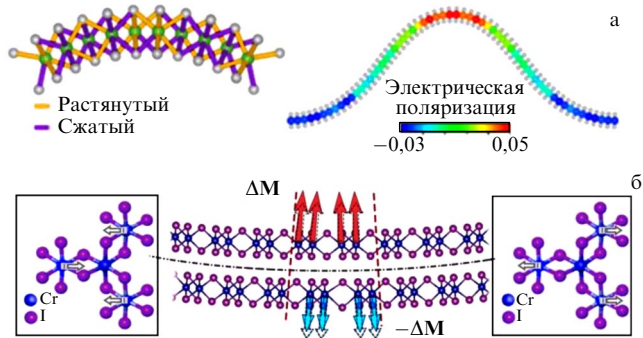


Рис. 2. Флексо-индуцированные эффекты в двумерных материалах: (а) флексоэлектрический эффект в VSe₂: возникновение электрической поляризации, направление которой определяется знаком кривизны. (Рисунок создан по мотивам публикации [7].) (б) Флексомагнитный эффект в CrI₃: пунктирными стрелками показаны исходные величины намагниченности в слоях [12], в левой вставке — вид сверху на верхний сжатый слой, в правой — на растянутый нижний. В иллюстративных целях смещения ионов хрома показаны преувеличено, в виде серых стрелок, также преувеличен масштаб изменения намагниченности: даже при таком заметном изгибе изменение намагниченности в каждом из слоёв не превышает 5 % от первоначальной величины (магнитный момент одного иона хрома согласно [12] в данном соединении составляет около 3μ_B).

инверсия, но сохраняется комбинированная РТ-чётность, т.е. в магнитоэлектрических средах [11]. Наглядной иллюстрацией флексомагнитного эффекта служит возникновение нескомпенсированной намагниченности в антиферромагнитно упорядоченной двуслойной структуре CrI₃ (рис. 2б): в слое, подверженном деформации сжатия расстояние между магнитными ионами сокращается, что приводит к увеличению обменного взаимодействия, в противоположном растянутом слое, напротив, обменное взаимодействие ослабевает — возникает декомпенсация намагниченностей подрешёток в антиферромагнетике и, как следствие, ненулевая общая намагниченность, меняющая направление при изгибе в противоположную сторону [12]. За счёт описанного механизма нарушение пространственной чётности приводит к нарушению и временной чётности, однако комбинированная РТ-чётность сохраняется.

При рассмотрении как флексоэлектрических, так и флексомагнитных эффектов в ван-дер-ваальсовых материалах необходимо учитывать специфику их деформаций, а именно возможность сдвига слоёв относительно друг друга при угле изгиба больше критического (около 30 градусов) — в этом случае энергетически выгодной оказывается локализация участков с большой кривизной в местах излома, в то время как остальные участки практически не изогнуты [13].

Флексомагнитное взаимодействие интересно тем, что оно позволяет осуществлять механическое воздействие магнитным полем на антиферромагнитные материалы, в которых намагниченности подрешёток скомпенсированы: управляемая магнитным полем декомпенсация сопровождается изгибом материала.

Декомпенсация намагниченности в антиферромагнитно-упорядоченных слоях может проявляться и в виде гирромагнитного эффекта (эффект Эйнштейна – де-Гааза) — приобретении макроскопического механического момента количества движения телом как целого. Косвенное проявление магнитомеханического эффекта наблюда-

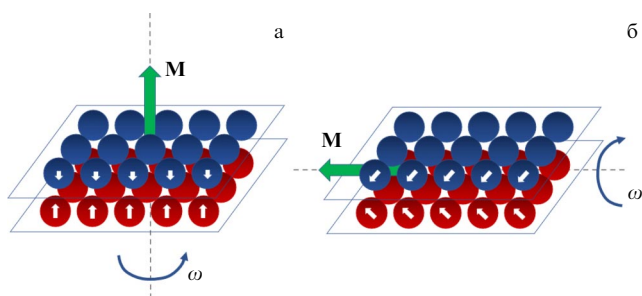


Рис. 3. Влияние геометрии магнитного упорядочения на возможность обнаружения гиромангнитного эффекта. (а) Стандартное направление декомпенсированной намагниченности в двумерных магнитных материалах (магнитное упорядочение типа Изинга). (б) Требуемое направление декомпенсированной намагниченности — в плоскости образца.

лось в ван-дер-ваальсовом антиферромагнетике FePS_3 в виде сдвиговых колебаний, возникающих под действием размагничивающих фемтосекундных лазерных импульсов [14]. Однако полный угловой момент, проинтегрированный по всему объёму такой магнитной плёнки, был равен нулю. Более перспективным в этом отношении может оказаться электроиндуцированный магнитомеханический эффект: электрическое поле понижает симметрию антиферромагнетика и вызывает раскомпенсацию магнитных подрешёток, порождая ненулевую намагниченность и момент количества движения у образца ван-дер-ваальсового материала как целого [15].

Наблюдение, а тем более использование, эффекта Эйнштейна – де-Гааза в ван-дер-ваальсовых материалах связано с некоторыми сложностями, в частности, проблемой является плохая совместимость магнитного упорядочения типа Изинга, характерного для ван-дер-ваальсовых-образцов, с возможностью регистрации их гиромангнитного движения (рис. 3): вращению двумерного материала вокруг нормали к его поверхности будет мешать тангенциальная составляющая всё тех же сил ван-дер-Ваальса. Поэтому для наблюдения гиромангнитных явлений в ван-дер-ваальсовых материалах необходимо наличие магнитного момента в плоскости плёнки.

Целью данной работы является рассмотрение различных механизмов возбуждения колебаний пластин ван-дер-ваальсовых антиферромагнетиков, на которые, в силу компенсации намагниченностей слоёв, прямое воздействие магнитного поля становится невозможным. Оценки параметров колебаний будем производить на основе литературных данных о механических свойствах ван-дер-ваальсовых антиферромагнетиков, которых накопилось уже некоторое количество, достаточное и для небольшого обзора на соответствующую тему.

2. Силовой резонанс в колебательных системах на ван-дер-ваальсовых антиферромагнетиках

2.1. Возбуждение колебаний за счёт флексомагнитного взаимодействия

В основе эффектов с приставкой "флексо-" лежит взаимосвязь градиента деформации с некоторым параметром внутреннего порядка. Обычно рассматривают флексоэлектрический и флексомагнитный эффекты.

Для флексоэлектрического эффекта характерно появление дополнительной поляризации образца в ответ на его неоднородную деформацию [8].

$$P_i = f_{ijkl}^{\text{FE}} \frac{\partial \varepsilon_{jk}}{\partial x_l}, \quad (1)$$

где f_{ijkl}^{FE} — тензор флексоэлектрического эффекта, $\partial \varepsilon_{jk} / \partial x_l$ — градиент деформации.

Флексомагнитный эффект [10] имеет аналогичный вид, но проявляется как появление дополнительной намагниченности при наличии градиента деформации (рис. 4а):

$$M_i = f_{ijkl}^{\text{FM}} \frac{\partial \varepsilon_{jk}}{\partial x_l}. \quad (2)$$

Из общих соображений в ответ на приложенное электрическое или магнитное поле должна возникать механическая деформация образца¹. Флексомагнитным явлениям посвящено относительно небольшое число работ: после введения термина, связывающего неоднородную деформацию и намагниченность в работе [10], были проведены первопринципные расчёты этого эффекта в антиперовскитах Mn_3GaN [16], показавшие относительно малые величины эффекта, порядка $2\mu_B \text{ \AA}$, т.е. магнитный момент в расчёте на формульную ячейку в этом антиферромагнетике достигнул бы величины, сравнимой с намагниченностью ферромагнетика, только при радиусе кривизны в 1 \AA , для реальных же величин градиентов деформаций $\sim 10^{-5} \text{ \AA}^{-1}$ (такие возникают при эпитаксиальном росте плёнок) величины индуцированного изгибом магнитного момента, соответственно, будут в 100 тыс раз меньше. Расчёты [17] показали возможное смещение упругой консоли за счёт обратного флексомагнитного эффекта в диапазоне единиц – десятков нанометров (в зависимости от геометрических параметров балки), что легко может быть зарегистрировано стандартными методами зондовой микроскопии, в схеме с четырёхсекционным фотодиодом [18]. Сравнимые величины были получены с помощью аналитических оценок в [19]. Несколько большие значения $\sim 40\mu_B \text{ \AA}$ давали оценки флексомагнитного эффекта на межфазных границах в антиферромагнетике феррите висмута [20]. Неожиданно большие значения были получены в экспериментальной работе на ферромагнитной плёнке из сплава NiFe [21]: флексомагнитный эффект в виде однонаправленной анизотропии, вызванной изгибом пластины толщиной 70 нм превышал рассмотренные выше на 6–7 порядков. В антиферромагнетиках также предложены различные механизмы усиления флексомагнитного эффекта (рис. 4):

— за счёт зависимости температуры Нееля от деформации [22], в результате чего при градиенте деформации одни слои остаются в магнитоупорядоченном состоянии, а другие переходят в парамагнитное. Величина эффекта в расчёте на формульную ячейку $\sim 100\mu_B \text{ \AA}$ (рис. 4а);

¹ При этом возможно два рода обратных эффектов: собственно обратный флексоэлектрический эффект (converse flexoelectric effect), т.е. вызванная неоднородным электрическим полем однородная деформация [8, 36], а также вызванный однородным электрическим полем изгиб (inverse flexoelectric effect) [37–39]. В литературе часто возникает путаница между этими двумя понятиями.

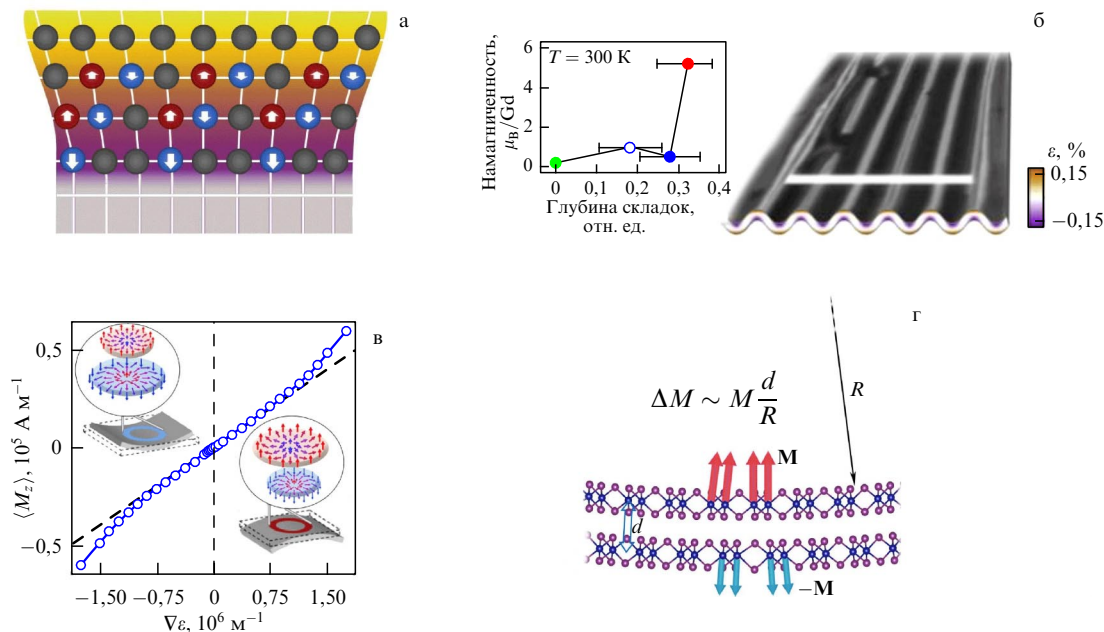


Рис. 4. Различные механизмы усиления флексомагнитного эффекта: (а) зависимость температуры Нееля от деформации: красными и синими цветами показаны ионы магнитных подрешёток, для верхних слоёв T_N меньше и они уже перешли в парамагнитное состояние, показаны серым цветом (рисунок по мотивам публикации [22]); (б) зависимость РККИ-обмена от деформации: на горизонтальной оси графика приведена глубина складок поверхности, отнесённая к периоду складок. Правый рисунок представляет собой комбинацию изображения поверхности в оптическом микроскопе (белый прямоугольник соответствует масштабу 100 мкм) и карты распределения деформаций в разрезе мембраны (в иллюстративных целях масштаб складок и толщины мембраны преувеличены) [23]; (в) использование магнитных неоднородностей [24]: декомпенсация намагниченности изменения взаимных размеров скирмионов в антиферромагнитных слоях; (г) усиление в ван-дер-ваальсовых материалах на примере двойного слоя CrI_3 [12].

— за счёт сильной зависимости (вплоть до смены знака) от расстояния между атомами РККИ-обмена: при возникновении складок в мембранах из сплавов Гейслера GdPtSb возникает переход от антиферромагнитного к ферромагнитному состоянию [23] величина эффекта увеличивается в 100 тыс раз, но ценой потери линейности зависимости намагниченности от градиента деформации (рис. 4б);

— за счёт создания вихревых магнитных неоднородностей (скирмионов): в недеформированном состоянии намагниченности в двух антиферромагнитно упорядоченных слоях компенсируют друг друга, а при изгибе за счёт механического растяжения одного скирмиона относительно другого компенсация нарушается (рис. 4в) [24];

— наконец, важную роль играет толщина образца. Действительно, согласно численным расчётам для пластины CoFe_2O_4 [17], как для прямого флексомагнитного эффекта (намагниченности вызванной изгибом), так и для обратного действия в виде вызванного магнитным полем изгиба, флексомагнитные явления становятся более выраженными с уменьшением толщины пластины. В этой связи рассмотрение флексомагнитных эффектов в ван-дер-ваальсовых антиферромагнетиках особенно интересно. Расчёты флексомагнитного эффекта в двойном слое CrI_3 [12], показывают, что флексомагнитный эффект в нём на два порядка превосходит референтные значения в объёмных материалах [16]. Анализ механизмов усиления эффекта, проведённый в [12], показывает роль двух факторов: относительно большого расстояния между слоями с противоположно намагниченными ионами (расстояние d на рис. 4г), а также высокой чувствительности обменного взаимодействия в каждом из слоёв к деформациям растяжения и сжатия. Поэтому,

при рассмотрении возможности возбуждения колебаний ван-дер-ваальсового образца за счёт обратного флексомагнитного эффекта мы будем основываться на результатах работы [12].

Запишем выражение для энергии бислоя антиферромагнетика CrI_3 с учётом энергии изгиба (F_{bend}) и вклада флексомагнитного эффекта (F_{flexo}):

$$F = F_{\text{bend}} + F_{\text{flexo}} = \frac{D(\nabla \varepsilon)^2}{2} - f^{\text{FM}} \mathbf{H} \nabla \varepsilon, \quad (3)$$

где D — изгибная жёсткость образца на формульную единицу, ε — деформация, f^{FM} — коэффициент флексомагнитного взаимодействия, H — магнитное поле.

Производя минимизацию выражения для энергии:

$$\frac{\partial F}{\partial \nabla \varepsilon} = D \nabla \varepsilon - f^{\text{FM}} \mathbf{H} = 0, \quad (4)$$

получим выражение для величины изгиба, индуцированного за счёт обратного флексомагнитного эффекта:

$$\nabla \varepsilon = \frac{f^{\text{FM}} \mathbf{H}}{D}. \quad (5)$$

Оценивая величину эффекта для ван-дер-ваальсового образца CrI_3 с $f^{\text{FM}} = 200 \mu_B \text{ \AA}$ [12], состоящего из 10 бислоёв (толщина 13,2 нм, упругий модуль $D = 680 \text{ эВ \AA}^2$), получим в магнитном поле $H = 100 \text{ Э}$ значение для кривизны $\nabla \varepsilon = 1,8 \times 10^{-7} \text{ \AA}^{-1}$, что, в случае кантилевера длиной 5 мкм, даёт величину вертикального отклонения $\sim 50 \text{ нм}$. Данные отклонения могут быть легко зарегистрированы с помощью современных методов, использующихся в интерферометрии или зондовой микроскопии.

Почувствительно также сравнить данный эффект с прямым возбуждением магнитным воздействием для случая

ван-дер-ваальсового магнетика CrI_3 с *нечётным* числом слоёв: в этом случае магнитный момент, приходящийся на элемент площади, соответствующей формульной единице, будет некомпенсированным и составит около трёх магнетонов Бора. Как следует из самой размерности флексомагнитного эффекта [$\mu_B \text{ \AA}$], прямой эффект от действия магнитного поля на магнитные моменты некомпенсированного нечётного слоя сравнивается с флексомагнитным эффектом уже при длине колеблющегося отрезка примерно 6,5 нм (около десятка кристаллических ячеек CrI_3 , включающих в себя по две формульные единицы [12]). Увеличение длины кантилевера из ван-дер-ваальсового материала не приводит к росту флексомагнитного эффекта, в то время как обычное магнитное воздействие в случае некомпенсированного ван-дер-ваальсового антиферромагнетика с нечётным числом слоёв будет только расти пропорционально длине кантилевера.

2.2. Электроиндуцированный эффект Эйнштейна – де Гааза

Другим примером магнито-механического взаимодействия являются гиромагнитные эффекты, связывающие спиновую подсистему кристалла с вращением его как целого. В хрестоматийном эксперименте Эйнштейна и де Гааза [25] макроскопический ферромагнитный образец в форме стержня подвешивался на тонкой нити и помещался во внешнее переменное магнитное поле, которое, воздействуя на магнитные моменты атомов, упорядочивало их, в результате чего образец приобретал дополнительную намагниченность. При этом, за счёт закона сохранения полного момента количества движения, возникало вращение стержня вокруг его оси. В переменном магнитном поле наблюдались механические крутильные колебания, что свидетельствовало о связи между механическими и магнитными моментами атомов. Уже в наше время этот эффект был воспроизведен в нанометровом масштабе на кантилеверах [26], позднее масштабирование было доведено до предела одной молекулы [27] и субпикосекундного временного масштаба [28].

Обычно гиромагнитный эффект наблюдают в материалах с ферромагнитным типом упорядочения, а вопрос обнаружения его в материалах другого типа остаётся

актуальным. В работе [15] была теоретически рассмотрена возможность существования эффекта, аналогичного эффекту Эйнштейна – де Гааза в материалах, имеющих антиферромагнитный (АФМ) тип упорядочения. Воздействие магнитным полем в этом случае оказывается неэффективным в силу малой магнитной восприимчивости антиферромагнетиков, поэтому предлагается использовать альтернативные методы воздействия для создания дополнительной намагниченности образца.

Так, недавно в ван-дер-ваальсовом антиферромагнетике были получены косвенные доказательства проявления эффекта Эйнштейна – де Гааза, вызванного оптическим воздействием [14]. В данной работе авторы исследовали динамику свободной АФМ плёнки FePS_3 по временной эволюции интенсивности пиков высших порядков в методе сверхбыстрой электронной дифракции. Это движение соответствует межслойному сдвигу в реальном пространстве (рис. 5а), возникающему за счёт обмена угловым моментом между спинами и решёткой. Как это имеет место в большинстве ван-дер-ваальсовых материалов, основное состояние антиферромагнетика FePS_3 соответствует ориентации спинов, перпендикулярной плоскости слоёв. Однако, для возникновения сдвига, как и в случае вращения вокруг оси, лежащей в плоскости слоя (рис. 3б) необходимо наличие проекции спинов на плоскость образца. Авторы статьи [14] предполагают, что возникновение наклона спинов в плоскость слоёв действительно имеет место и носит фотоиндуцированный характер. При этом эффекты наблюдаются при температурах ниже температуры Нееля и практически исчезают при нагреве выше неё (рис. 5в).

С другой стороны, ненулевой магнитный момент в плоскости может быть индуцирован магнитоэлектрическим эффектом: электрическое поле снижает симметрию кристалла и индуцирует магнитный момент из-за декомпенсации антиферромагнитных подрешёток. Однако для создания электрических полей достаточной величины необходима малая толщина образца, поэтому в качестве объектов исследования логично выбрать ван-дер-ваальсовы материалы. Линейный магнитоэлектрический эффект характерен для многих антиферромагнетиков, в частности, он обнаружен в АФМ бислое CrI_3 . Двумерная геометрия образцов также благоприятствует элект-

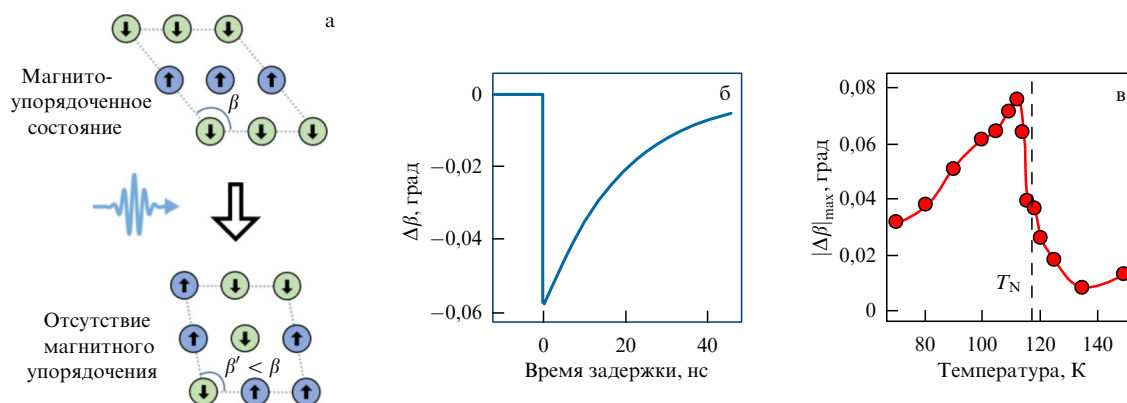


Рис. 5. Магнитомеханические эффекты, приводящие к сдвиговым колебаниям в ван-дер-ваальсовом антиферромагнетике FePS_3 . (а) Иллюстрация изменений кристаллической решётки при переходе от магнитоупорядоченного состояния (вверху) к разупорядоченному (внизу). (б) Изменение моноклинного угла β после возбуждения лазерным импульсом 400 нм, 1,1 мДж см^{-2} при температуре 100 К. (в) Максимальное фотоиндуцированное изменение моноклинного угла $|\Delta\beta|_{\max}$ при различных температурах. (Иллюстрации созданы по мотивам публикации [14].)

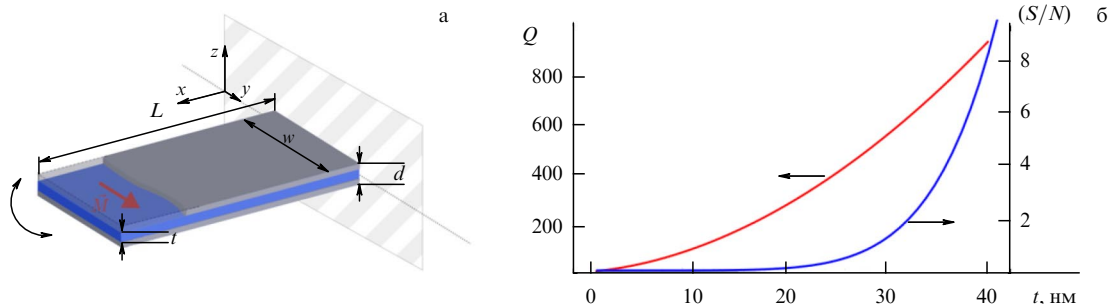


Рис. 6. Рассматриваемая система: (а) консоль толщиной d , изготовленная из тонкой антиферромагнитной плёнки (синяя) толщиной t , зажата между двумя графеновыми электродами (серые); (б) зависимость добротности и отношения сигнал–шум в системе в зависимости от толщины консоли ($L = 5$ мкм, $w = 3$ мкм).

рической модуляции магнитных свойств: электрическое напряжение можно прикладывать к листам графена сверху и снизу ван-дер-ваальсовых материалов и сильное электрическое поле 10^7 В см^{-1} может быть создано без эффектов экранирования и пробоя [4].

Рассмотрим гармонические колебания угла отклонения ϕ упругой консоли (кантилевера, рис. 6а) под действием периодического внешнего воздействия с вращающим моментом N_0 :

$$\ddot{\phi} + 2\delta\dot{\phi} + \omega_0^2\phi = \frac{N_0}{J} \cos(pt), \quad (6)$$

$$N_0 = \frac{MV}{\gamma\tau} \left(\frac{t}{d}\right), \quad (6a)$$

где γ — гиромангнитное отношение ω_0 — резонансная частота, J — момент инерции, M — нескомпенсированная намагничённость, возникающая из-за магнитоэлектрического (МЭ) эффекта, t — толщина ван-дер-ваальсового антиферромагнетика, d — толщина всего кантилевера с учётом графеновых электродов $\tau = 1/\omega_0$ — характерное время, с которым модулируется магнитный момент.

Ищем решение в виде гармонических колебаний $\phi = \phi_{\max} \cos(\omega_0 t + \phi_0)$, для амплитуды при резонансе имеем:

$$\phi_{\max} \approx \frac{3Q}{\gamma} \frac{M}{\rho\omega_0 L^2} \left(\frac{t}{d}\right), \quad (7)$$

где Q — добротность системы, ρ — средняя плотность кантилевера [15].

Оценки [15], произведённые по формуле (7), показывают, что использование ультратонкого одиночного двухслойного образца ($d \approx 1,5$ нм) неблагоприятно для обнаружения данного эффекта, поскольку малая амплитуда и добротность такой системы не позволяют обеспечить соотношение сигнал–шум (S/N) больше единицы. Однако, сильная зависимость (S/N) от толщины АФМ образца (превышающая шестую степень от толщины плёнки) позволяет использовать квазидвумерные образцы, состоящие из нескольких бислоёв, для которых отношение $(S/N) \gg 1$. Так добротность колебательной системы из чешуйки графена микронных размеров и толщиной 15 нм приближается к 100 при давлении 10^{-6} Торр и комнатной температуре [29]. Для образца ван-дер-ваальсового антиферромагнетика из 30 бислоёв

($d \approx 40$ нм) в аналогичных условиях добротность уже приближается к тысяче, отношение $(S/N) \sim 10$, а максимальная амплитуда колебаний при приложении переменного напряжения амплитудой около 10 В составляет $\phi_{\max} \sim 10^{-5}$ радиан, что является достаточной величиной для обнаружения колебаний с помощью современных оптических схем (аналогичной амплитуды колебаний кантилевера в магнитном поле, из-за малости магнитной восприимчивости антиферромагнетика удалось бы достичь, только в переменном поле амплитудой несколько тесла, что является трудно осуществимой задачей на характерных частотах колебаний микроэлектромеханических систем в сотни кГц и выше).

Как уже говорилось во введении, перпендикулярная анизотропия изинговского типа может служить препятствием для наблюдения гиромангнитного эффекта (см. рис. 3). Однако, стоит отметить, что хотя изинговский тип обмена характерен для ван-дер-ваальсовых материалов, недавно были обнаружены 2D магнетики с гейзенберговским типом обмена и непрерывной симметрией, такие как Ti_2NO_2 [30]. Особый интерес представляет магнитоэлектрическая связь в таких мультиферроиках, как NiBr_2 [31] и NiI_2 [32], поскольку плоскостная ориентация спинов в них сохраняется вплоть до предела монослоя. Кроме того, требуемая ориентация магнитного момента в плоскости слоёв может возникать при спин-переориентационных магнитных фазовых переходах в антиферромагнетиках, индуцированных магнитным и электрическими воздействиями. В следующем разделе они будут рассмотрены более подробно.

2.3. Вызванные электрическим и магнитным полями спин-переориентационные фазовые переходы в ван-дер-ваальсовых антиферромагнетиках

В работе [33] был проведён анализ возможности отклонения магнитных моментов от перпендикуляра к плоскости образца на примере двойного слоя антиферромагнетика CrI_3 , для которого характерно АФМ упорядочение А-типа (с противоположной ориентацией намагничённостей в соседних слоях) [2] (рис. 7). Наряду с механоиндуцированными переходами, характерными для двумерных магнитных материалов, в них также наблюдаются и переходы, вызванные приложением магнитных и электрических полей.

Возможность управлять магнитными свойствами бислоя CrI_3 с помощью электрического поля продемонстрирована в работе [4]. На рисунке 7б представлена зависимость нормированной намагничённости от магнит-

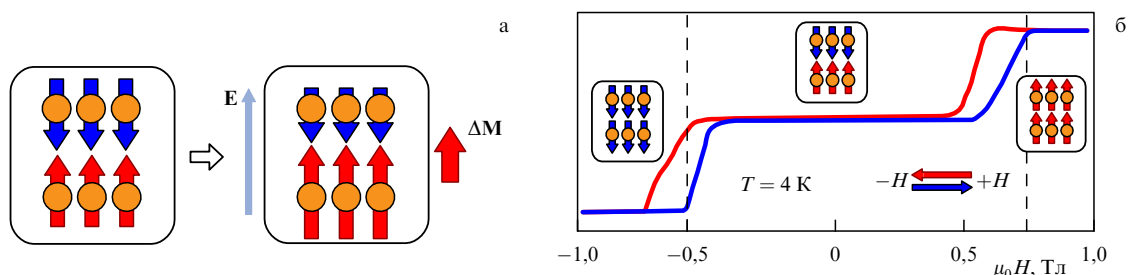


Рис. 7. Кристаллическая структура и магнитные свойства SrI_3 : (а) антиферромагнитное упорядочение, характерное для бислоя SrI_3 и декомпенсация намагниченности за счёт приложения электрического поля; (б) график намагниченности (в относительных единицах) для бислоя SrI_3 как функция приложенного магнитного поля. (Рисунки созданы по мотивам публикации [4].)

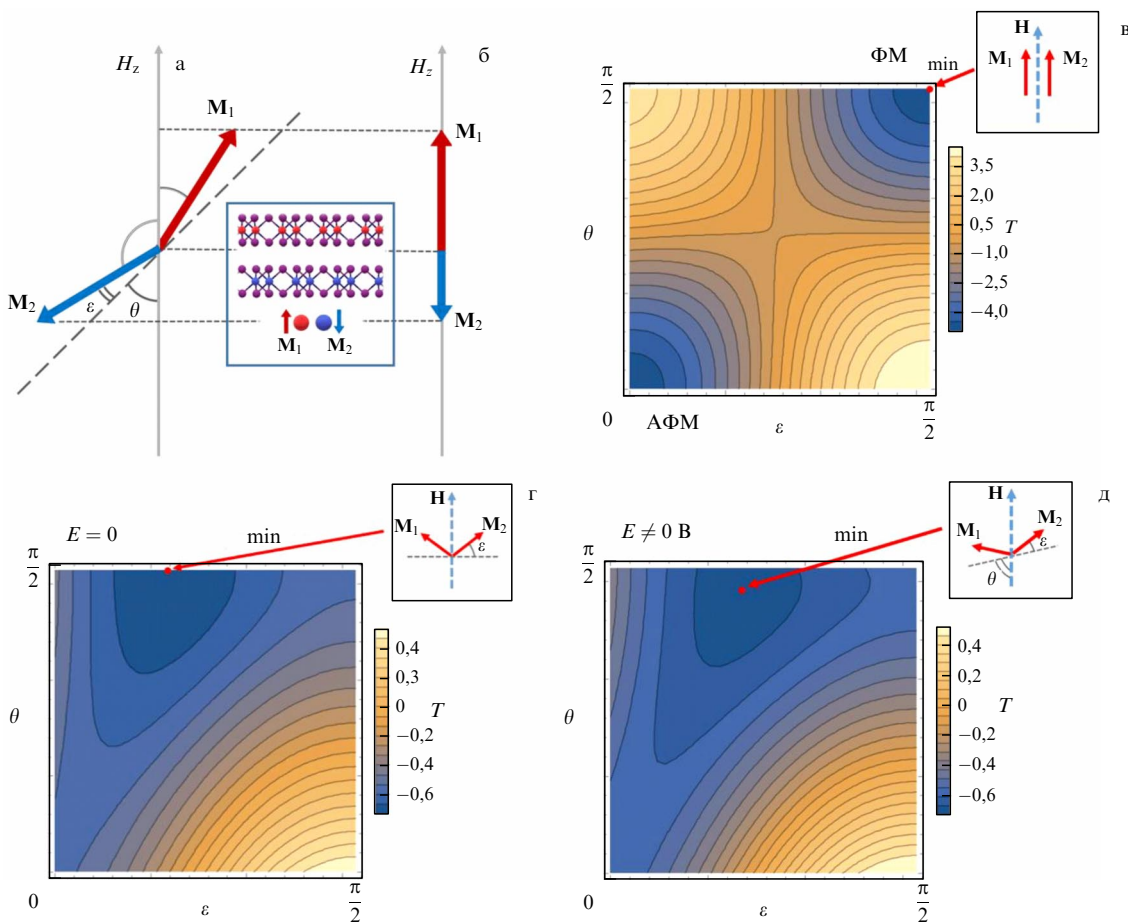


Рис. 8. Спин-переориентационные переходы в SrI_3 : (а) обменное взаимодействие гейзенберговского типа — под действием внешнего магнитного поля H_z векторы намагниченностей обеих подрешёток отклоняются от оси антиферромагнетизма на угол ϵ ; (б) модель Изинга — меняется длина векторов намагниченности; на вставке: схематическое изображение двойного слоя SrI_3 . Контурные графики для энергии в координатах углов скоса подрешёток ϵ и угла поворота оси антиферромагнетизма θ : (в) случай преобладающей анизотропии и слабой обменной связи между слоями; (г) переход по сценарию "спин-флип", поле анизотропии много меньше поля межслойного обмена, внешнее поле равно обменному, электрическое поле отсутствует; (д) то же, но при наличии вклада электрического поля ($0,2 \text{ В нм}^{-1}$) в энергию.

ного поля для образца, представляющего собой два антиферромагнитно упорядоченных молекулярных слоя. Видно, что при малых приложенных магнитных полях образец находится в АФМ состоянии с нулевой общей намагниченностью, однако при приложении поля около $0,5 \text{ Тл}$ происходит фазовый переход 1 рода в ферромагнитное (ФМ) состояние, при котором все магнитные моменты атомов в обоих слоях сонаправлены.

Приложение электрического поля к образцу влияет на вид магнитной фазовой диаграммы (рис. 8). В антиферромагнитной фазе электрическое поле E индуцирует постоянную намагниченность, которая увеличивается с

ростом E и проявляет гистерезис при изменении магнитного поля. Также фазовый переход смещается в область более высоких магнитных полей в присутствии электрического поля. Наблюдаемые изменения могут быть связаны с различными факторами, в том числе с вкладом магнитоэлектрического эффекта: электрическое поле может снижать свободную энергию антиферромагнитной фазы за счёт магнитоэлектрического эффекта и приводить к увеличению критического поля H_C , необходимого для спин-флип перехода. Зависимость критического поля перехода от приложенного электрического поля, согласно работе [4], может быть описана следую-

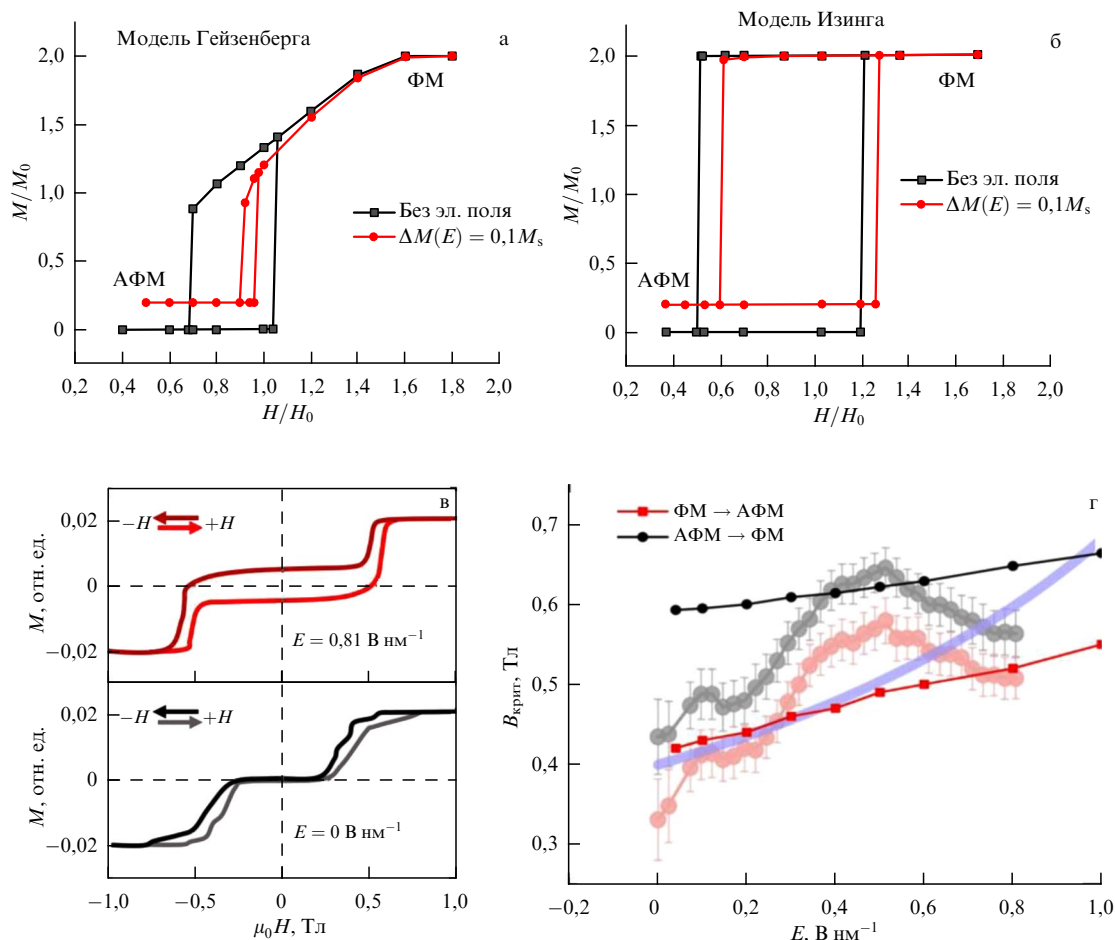


Рис. 9. Влияние электрического поля на переход в бислое CrI₃. Графики намагниченности для бислоя CrI₃ как функции приложенного магнитного поля при отсутствии и наличии электрического поля: (а) в модели обмена Гейзенберга (по данным [33]); (б) в модели обмена Изинга (по данным [33]); (в) экспериментальные зависимости (по данным [4]); (г) зависимость критического поля перехода от напряжённости электрического поля, синяя линия — теоретическая зависимость по формуле (8), тонкие красная и чёрная линии — теоретические зависимости (для прямого и обратного перехода) по формуле (9а), большие красные и чёрные точки — экспериментальные зависимости [4].

щей формулой:

$$\mu_0 H_C = \frac{2J + (\mu_0 M_0^2)/2t}{M_0 - (\alpha_{zz} E)/\mu_0}, \tag{8}$$

где J — плотность энергии обменного взаимодействия, t — межслойное расстояние в CrI₃, α_{zz} — компонента тензора магнитоэлектрического эффекта для электрического и магнитного полей вдоль нормали к плёнке.

В работе [33] фазовый переход между антиферромагнитным и ферромагнитным состоянием ван-дер-ваальсового антиферромагнетика был рассмотрен для двух разных моделей обменного взаимодействия: Гейзенберга и Изинга (рис. 9а, б). Выражение для нормированной свободной энергии бислоя в магнитном поле H_z , с учётом МЭ взаимодействия с электрическим полем E_z , выражается в модели Изинга:

$$U(\theta, \varepsilon) = -2H_z \sin \theta \sin \varepsilon - 0,5H_c (\cos 2\theta + \cos 2\varepsilon) - H_a \cos 2\theta \cos 2\varepsilon - \alpha E_z \sin 2\theta(H_z) \sin \varepsilon(H_z). \tag{9a}$$

В модели Гейзенберга:

$$U(\theta, \varepsilon) = -2H_z \sin \theta \sin \varepsilon - (H_c + H_a \cos 2\theta) \cos 2\varepsilon - \alpha E_z \sin 2\theta(H_z) \sin \varepsilon(H_z), \tag{9б}$$

где H_c и H_a — поле межслойного обмена и поле магнитной анизотропии соответственно, α — коэффициент МЭ эффекта, ε и θ — углы скоса намагниченностей магнитных подрешёток и отклонения оси антиферромагнетизма, соответственно.

Анализ этих выражений показывает, что энергия имеет экстремумы при значениях $(\theta, \varepsilon) = (0, 0)$ — антиферромагнитное состояние с ориентацией спинов по нормали к поверхности плёнки и $(\theta, \varepsilon) = (\pi/2, \pi/2)$ — ферромагнитное состояние также с нормальной ориентацией спинов. Переход между ними осуществляется по сценарию фазового перехода первого рода: при увеличении внешнего магнитного поля до значения, большего H_c , ферромагнитное состояние становится более выгодным, по сравнению с исходным антиферромагнитным $(\theta, \varepsilon) = (0, 0)$ (рис. 8г). При наличии электрического поля положение минимума энергии смещается от верхнего края диаграммы, что соответствует нарушению симметрии в расположении намагниченностей подрешёток (рис. 8д).

Зависимости намагниченности от приложенного магнитного поля для рассмотренных выше зависимостей имеют характерный вид гистерезиса и представлены на рис. 9а, б. А сравнение подходов к теоретическому описанию влияния электрического поля на критическое поле перехода из работ [4] и [33] показано на рис. 9г. Сравнивая

экспериментальные данные с теоретическими моделями, можно сделать вывод, что ни одна из моделей количественно не описывает экспериментальные кривые, тем не менее, формулы (9) позволяют объяснить наличие двух кривых при прямом и обратном переходе, а также воспроизводят общий восходящий тренд.

Как видно из рис. 9а и б в случае изинговского упорядочения образец, минуя промежуточные стадии, переходит из антиферромагнитного в ферромагнитное состояние и обратно, а линейный магнитоэлектрический эффект приводит к смещению критического магнитного поля фазового перехода. В случае же слабой магнитной анизотропии и гейзенберговского характера обмена переход к ферромагнитному состоянию осуществляется через фазу спин-флопа, т.е. материал ещё остаётся в АФМ состоянии, но вектор антиферромагнетизма ложится в плоскость плёнки (рис. 8г), это создаёт возможность наведения намагниченности в плоскости плёнки под действием электрического напряжения между слоями (рис. 8д). Возникновение нескомпенсированной намагниченности в плоскости плёнки за счёт эффекта Эйнштейна – де Гааза порождает параллельный ей механический момент, что можно использовать для возбуждения механических колебаний в микроэлектромеханических системах на ван-дер-ваальсовых антиферромагнетиках.

3. Параметрическая генерация колебаний магнитным полем за счёт магнитострикции

Ранее мы рассматривали случаи силового возбуждения колебаний в антиферромагнетиках за счёт флексомагнитного и гирромагнитного эффектов, пропорциональных приложенному полю, при этом колебания совершались с частотой внешнего воздействия. Самый же известный случай связи магнитной и механической подсистем в кристалле — магнитострикция, отличается от рассмотренных выше эффектов квадратичностью по магнитному параметру порядка, поэтому её влияние на механическое движение антиферромагнетиков может сказываться в виде параметрического воздействия на двойной частоте. Свидетельства такого влияния магнитострикции на механическую жесткость образца можно найти в [34], проявляющегося как сдвиг резонансной частоты ван-дер-ваальсовой АФМ мембраны из CrI_3 при магнитоиндуцированном переходе из антиферромагнитного в фер-

ромагнитное состояние (рис. 10а). В случае приложения магнитного поля в плоскости образца, наблюдается плавный сдвиг частоты (рис. 10б) за счёт наклона спинов, что подтверждает сильную магнитную анизотропию материала (рис. 1а).

В данной работе колебания возбуждались электрическим напряжением на частоте механического резонанса мембраны (около 25,5 МГц).

Оценим пороговые значения и амплитуду колебаний, возникающих при параметрическом резонансе, за счёт периодической модуляции жесткости мембраны.

Рассмотрим колебания нелинейного осциллятора при наличии гармонической модуляции некоторого параметра:

$$\ddot{\varphi} + 2\delta\dot{\varphi} + \omega_0^2(1 + m \cos 2\omega_0 t)(\varphi - \gamma\varphi^3) = 0, \quad (10)$$

где δ — декремент затухания в системе, m — величина модуляции параметра упругости системы за счёт внешнего магнитного поля, ω_0 — собственная частота системы, γ — коэффициент кубической нелинейности.

Переходя к безразмерному времени $\tau = \omega_0 t$, $\theta = \delta/\omega_0$:

$$\varphi'' + \varphi = -2\theta\varphi' - \varphi m \cos 2\tau + \gamma\varphi^3, \quad (11)$$

где производная по безразмерному времени τ обозначается как φ' .

Ищем решение в виде:

$$\varphi = u(\tau) \cos \tau + v(\tau) \sin \tau, \quad (12)$$

где u и v — медленно меняющиеся амплитуды ($u' \ll u$, $v' \ll v$). Находя стационарное решение, при которых средние за период значения u' , v' равны нулю, получаем значение для амплитуды параметрических колебаний:

$$A_{\text{param}}^2 = \frac{4}{3\gamma} \sqrt{\frac{m^2}{4} - \frac{1}{Q^2}}, \quad (13)$$

где под A понимается полная амплитуда: $A^2 = u^2 + v^2$.

Как видно из рис. 10, приложение магнитного поля позволяет менять резонансную частоту системы благодаря переходу из антиферромагнитного в ферромагнитное состояние. Величина наблюдаемых изменений, согласно [34] составляет $\Delta f_0 \sim 0,01$ МГц, а резонансная частота $f_0 \approx 25$ МГц. По этим данным можно оценить

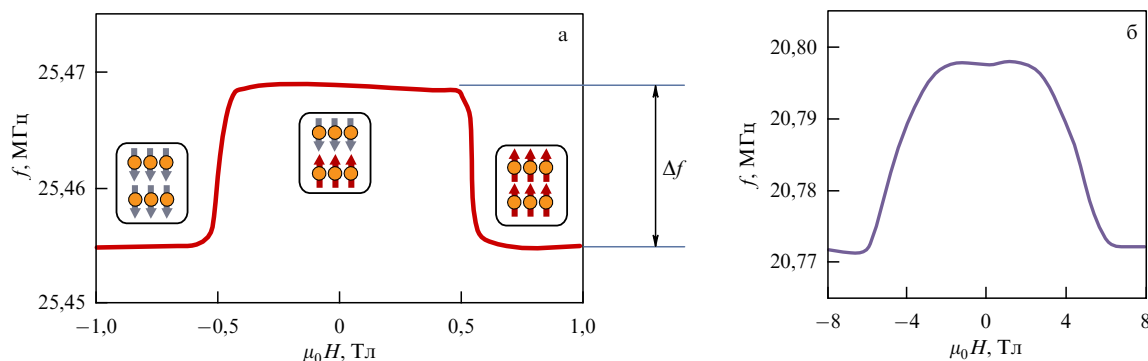


Рис. 10. Зависимость резонансной частоты от приложенного магнитного поля для мембраны из ван-дер-ваальсового антиферромагнетика CrI_3 : изменение на $\sim 0,06\%$ для двухслойного образца CrI_3 (для шестислойного образца наблюдался сдвиг больше $0,2\%$) (а) поле перпендикулярно плоскости образца; (б) поле в плоскости. (Графики приводятся по публикации [34].)

возможную глубину модуляции в такой системе:

$$m = \frac{\Delta(f^2)}{f_0^2} \approx \frac{2\Delta f_0}{f_0} \sim 10^{-3}. \tag{14}$$

По данным той же работы, добротность рассматриваемой системы в вакууме составляла величину $Q \sim 2000$, используя это значение и формулу (14) можно сделать вывод, что глубина модуляции находится вблизи порога возбуждения параметрических колебаний.

Величина амплитуды возникающих параметрических колебаний, согласно (13), будет определяться нелинейностью γ . Для её оценки воспользуемся данными работы [35], в которой механические колебания в мембранах на основе гетероструктур FePS₃ возбуждались термическим воздействием луча лазера. По зависимости от температуры амплитуды колебаний была продемонстрирована связь между магнитным состоянием и механическими характеристиками мембран, как линейных, так и нелинейных.

Авторы [35] объяснили эти экспериментальные наблюдения с помощью аналитической модели магнито-стрикции, в которой при температуре ниже температуры Нееля нелинейная жёсткость (γ^*) и нелинейное демпфирование (η_{nl}^*) начинают зависеть как от механических, так и от магнитных параметров мембраны:

$$\gamma^* = \gamma_0 - \frac{\lambda^2}{12B} \frac{E^2 c_3^2}{r^4} \frac{1}{1 + 4\omega^2 \tau^2}, \tag{15}$$

$$\eta_{nl}^* = \eta_{nl} + \frac{\lambda^2}{2B} \frac{E^2 c_3^2}{r^4} \frac{1}{1 + 4\omega^2 \tau^2}, \tag{16}$$

где γ_0 и η_{nl} — немагнитные части нелинейной жесткости и затухания, соответственно, λ — магнито-стрикционный коэффициент, E — модуль Юнга мембраны, c_3 — геометрический фактор, r — радиус мембраны, B — феноменологическая положительная константа, τ — время магнитной релаксации, ω — частота.

Для оценки величины силового резонанса в таких системах используем известное выражение для зависимости резонансной частоты от амплитуды в нелинейной системе [35]:

$$\omega_{res}^2 = \omega_0^2 \left(1 + \frac{3}{4} \gamma A^2 \right), \tag{17}$$

а также будем использовать амплитудно-частотную характеристику для квазидвумерной мембраны из работы [35], представленную на рис. 11.

Используя выражение (17), можно приближенно оценить амплитуду колебаний при силовом резонансе в такой системе:

$$A_f^2 = \frac{2\Delta\omega}{\omega_0} \frac{4}{3\gamma}. \tag{18}$$

Сравнивая формулы для амплитуд колебаний при силовом резонансе (18) и при параметрическом возбуждении (13), (14), получаем, что при большой добротности, их квадраты относятся как относительный сдвиг частоты нелинейных колебаний $\Delta\omega/\omega_0 \sim 0,025$ (см. рис. 11) к четверти коэффициента модуляции m (14), т.е. амплитуда параметрического резонанса на порядок меньше амплитуды силового, что немногим больше уровня шумов в работе [35].

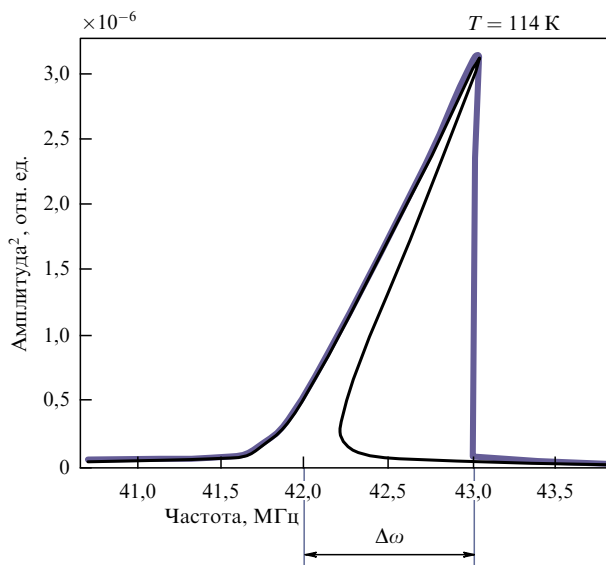


Рис. 11. Нелинейная динамика мембраны MLG/FePS₃. Влияние нелинейности на амплитудные ветви резонансного пика. (График приводится по публикации [35].)

Таким образом, параметрическое воздействие лучше наблюдать при отсутствии силового резонанса, т.е. в том случае, когда вторая гармоника в спектре собственных колебаний мембраны подавлена, в противном же случае параметрический резонанс проявляется как паразитный эффект на фоне силового возбуждения за счёт флексомагнитного взаимодействия.

4. Заключение

В настоящей работе были рассмотрены различные механизмы возбуждения механических колебаний в двумерных ван-дер-ваальсовых антиферромагнетиках, основанные на магнитомеханической связи. В качестве основных каналов взаимодействия между магнитной и механической подсистемами в таких материалах рассмотрены флексомагнитный эффект, электроиндуцированный эффект Эйнштейна–де Гааза и магнито-стрикция. Проведён анализ особенностей ван-дер-ваальсовых антиферромагнетиков, как способствующих генерации и регистрации механических колебаний, так и неблагоприятных факторов:

— Сама геометрия ван-дер-ваальсовых магнетиков способствует их чрезвычайной гибкости и яркому проявлению флексоэлектрического и флексомагнитного взаимодействия, вызывающих изгибные деформации и механические колебания мембран микронных размеров и нанометровой толщины. Проведённые оценки показывают, что обратный флексомагнитный эффект в ван-дер-ваальсовом антиферромагнетике StI₃ может приводить к детектируемым амплитудам изгибных колебаний (~ 10 нм) при умеренных амплитудах переменного магнитного поля (~ 100 Э).

— Кроме того, показано, что электроиндуцированный эффект Эйнштейна–де Гааза и магнитоэлектрическое взаимодействие могут служить альтернативным механизмом возбуждения колебаний в антиферромагнитных системах, особенно в материалах с гейзенберговским типом обмена. Так, электрическое поле вызывает

декомпенсацию магнитных подрешёток и возникновение результирующей намагниченности в антиферромагнитных образцах, что может приводить к механическим колебаниям за счёт эффекта Эйнштейна – де Гааза. Добротность системы, а следовательно, и амплитуда таких колебаний будет сильно зависеть от количества монослоёв в материале и при толщинах больших 10 нм (десятки антиферромагнитных бислоёв) достигает детектируемых величин.

— Анализ показывает, что за счёт магнитострикции возможно параметрическое возбуждение колебаний, при частоте переменного магнитного поля, вдвое превышающем частоту, на которой наблюдается силовой резонанс системы.

Полученные результаты указывают на возможность реализации новых типов микро- и наномеханических устройств, управляемых магнитным или электрическим полем, а также на перспективность ван-дер-ваальсовых антиферромагнетиков как платформ для магнитомеханических и магнитоэлектромеханических систем.

Благодарности. Выражаем признательность профессору А.К. Звездину за сотрудничество и ценные обсуждения и З.А. Пятаковой за помощь в оформлении рисунков.

Финансирование. Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда № 25-79-30019 <https://rscf.ru/project/25-79-30019/>.

Список литературы

- Gong C et al. *Nature* **546** 265 (2017)
- Huang B et al. *Nature* **546** 270 (2017)
- Rahman S et al. *ACS Nano* **15** 17175 (2021)
- Jiang S, Shan J, Mak K F *Nature Mater.* **17** 406 (2018)
- Liang S et al. *Nature Electron.* **6** 199 (2023)
- Edström A et al. *Phys. Rev. Lett.* **128** 177202 (2022)
- Shi W et al. *J. Phys. Chem. C* **123** 24988 (2019)
- Zubko P, Catalan G, Tagantsev A K *Annu. Rev. Mater. Res.* **43** 387 (2013)
- Peng W et al. *Nature Phys.* **20** 450 (2024)
- Eliseev E A et al. *Phys. Rev. B* **79** 165433 (2009)
- Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Электродинамика сплошных сред* (М.: Физматлит, 2005); Пер. на англ. яз.: Landau L D, Lifshitz E M *Electrodynamics of Continuous Media* (Oxford: Pergamon Press, 1984)
- Qiao L et al. *Phys. Rev. B* **109** 014410 (2024)
- He R et al. *Phys. Rev. Lett.* **134** 076101 (2025)
- Zong A et al. *Nature* **620** 988 (2023)
- Koliushenkov M A, Pyatakov A P *Europhys. Lett.* **147** 36002 (2024)
- Lukashev P, Sabirianov R F *Phys. Rev. B* **82** 094417 (2010)
- Sidhardh S, Ray M C J. *Appl. Phys.* **124** 244101 (2018)
- Миронов В Л *Основы сканирующей зондовой микроскопии* (М.: Техносфера, 2004)
- Eliseev E A et al. *Phys. Rev. B* **84** 174112 (2011)
- Zhang J X et al. *Nanoscale* **4** 6196 (2012)
- Belyaev B A et al. *Phys. Status Solidi RRL* **14** 1900467 (2020)
- Makushko P et al. *Nature Commun.* **13** 6745 (2022)
- Du D et al. *Nature Commun.* **12** 2494 (2021)
- Liu L, Chen W, Zheng Y *Phys. Rev. Lett.* **128** 257201 (2022)
- Einstein A, de Haas W J *Deutsche Phys. Gesellschaft, Verhandlungen* **17** 152 (1915)
- Wallis T M, Moreland J, Kabos P *Appl. Phys. Lett.* **89** 122502 (2006)
- Ganzhorn M et al. *Nature Commun.* **7** 11443 (2016)
- Dornes C et al. *Nature* **565** 209 (2019)
- Bunch J S et al. *Science* **315** 490 (2007)
- Frey N C et al. *ACS Nano* **12** 6319 (2018)
- Bikaljević D et al. *ACS Nano* **15** 14985 (2021)
- Song Q et al. *Nature* **602** 601 (2022)
- Звездин А К, Колюшенков М А, Пятаков А П *Письма в ЖЭТФ* **121** 605 (2025); Zvezdin A K, Koliushenkov M A, Pyatakov A P *JETP Lett.* **121** 577 (2025)
- Jiang S et al. *Nature Mater.* **19** 1295 (2020)
- Šiškins M et al. *Nature Commun.* **16** 2177 (2025)
- Shu L et al. *Appl. Phys. Lett.* **104** 232902 (2014)
- Залесский В Г, Румянцева Е Д *ФТТ* **56** 1301 (2014); Zaleskii V G, Romyantseva E D *Phys. Solid State* **56** 1352 (2014)
- Bhaskar U K et al. *Nature Nanotechnol.* **11** 263 (2016)
- Wen X et al. *Phys. Rev. Applied* **15** 014032 (2021)

On the possibility of the excitation of oscillations mediated by magnetomechanical coupling in van-der-Waals antiferromagnets

M.A. Koliushenkov^(1,a), A.P. Pyatakov^(1,2,b)

⁽¹⁾ MIREA — Russian Technological University, prosp. Vernadskogo 78, 119454 Moscow, Russian Federation

⁽²⁾ Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Leninskie gory 1, str. 2, 119991 Moscow, Russian Federation

E-mail: ^(a) koliushenkov.ma19@physics.msu.ru, ^(b) pyatakova@my.msu.ru

In this paper the excitation mechanisms for mechanical oscillations mediated by magnetomechanical coupling in van-der-Waals antiferromagnets are discussed. It is shown that, in spite of the compensation of direct magnetic field effect due to the presence of two magnetic sublattices in antiferromagnets, the inverse flexomagnetic effect, the electric field-induced gyromagnetic effect, and the magnetostrictive interaction can cause detectable mechanical oscillations due to the phenomena of forced or parametric resonance. The results of analysis demonstrate the potential of such materials as a basis for new-generation of controllable micro- and nanomechanical systems, they are also of interest from a methodological point of view as an application of classical methods of oscillation theory, such as the harmonic balance method and slowly varying amplitude approximation, to analyze phenomena discovered in van der Waals magnets in the past few years.

Keywords: van der Waals magnets; flexoelectric effect, flexomagnetic effect, gyromagnetic effect, magnetoelectrics, multiferroics, straintronics

PACS numbers: **75.70.−i**, **75.80. +q**, **75.85. +t**, **77.65. −j**

Bibliography — 39 references

Received 29 October 2025, revised 8 December 2025

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **196** (6) 638 – 648 (2026)

Physics – Uspekhi **69** (6) (2026)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2025.12.040071>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2025.12.040071>