

СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ И ЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ ТЕЛ

**Председатель подсекции
проф. Кульбачинский Владимир Анатольевич**

ЭВОЛЮЦИЯ ФАЗОВОГО ВАЛЕНТНОГО ПЕРЕХОДА В СИСТЕМЕ $YB_xCe_{1-x}InCu_4$: ЯКР ИССЛЕДОВАНИЯ

Анферова П.А., Морозова Е.Н., Охотников К.С., Гиппиус А.А.
МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Соединение $Yb_xCe_{1-x}InCu_4$ с кубической кристаллической решеткой интересно своим валентным фазовым переходом. Его свойства зависят от степени замещения Yb на Ce . В исходном соединении $YbInCu_4$ при температурах выше T_v валентность Yb равна 3^+ и ионы Yb^{3+} обладают локализованным магнитным моментом $4.54 \mu_B$ [1,2]. При температурах ниже T_v происходит частичная гибридизация $4f$ электронов иттербия с s -электронами проводимости. При этом происходит эффективное Кондовское экранирование локального магнитного момента Yb , валентность Yb уменьшается до 2.9^+ , и данное состояние может быть описано моделью ферми-жидкости.

Ранее исследовались соединения с замещением немагнитных атомов In на другие атомы, например, Ag . В частности, изучалась эволюция смешанной валентности при переходе от изоструктурного валентного перехода в $YbInCu_4$ к системе с умеренно тяжелыми фермионами в $YbAgCu_4$. Эта эволюция может быть интерпретирована в терминах модели объемного коллапса Кондо [3,4].

В последнее время были проведены работы по исследованию соединений с замещением Yb на немагнитные Lu , Y , La и магнитный Ce . В результате было выявлено, что при замещении иттербия на церий и лантан температура перехода сдвигается в область более высоких температур; при замещении на церий параметр решетки растет больше, чем при замещении на лантан, хотя ионный радиус последнего больше; в случае замещения на церий изменяется характер перехода – резкий переход первого рода эволюционирует в постепенный переход, при замещении на немагнитные атомы характер перехода не изменяется, изменяется только температура перехода.

В данной работе исследованы спектры ЯКР ^{63}Cu в твердых растворах замещения $Yb_xCe_{1-x}InCu_4$ при различных температурах в диапазоне 10-100 K и концентрациях церия $x=0, 0.04, 0.08, 0.16$. Измерения проводились на импульсном когерентном ЯКР-спектрометре методом интегрирования спинового эха с пошаговой разверткой частоты. Изменение температуры достигалось с использованием рефрижератора замкнутого цикла Janis CCS-550.

В результате данной работы получена температурная зависимость резонансной частоты для различных значений концентраций церия x . Обнаружено, что в точке валентного фазового перехода происходит скачкообразное изменение частоты ЯКР, обусловленное изменением электронного состояния Yb . При этом при малых концентрациях церия вблизи T_v наблюдаются два значения частоты, но с увеличением концентрации церия область сосуществования двух фаз уменьшается и при $x \approx 0.08$ резкий фазовый переход превращается в постепенный.

e-mail: anferova-polina@yandex.ru

Литература

- [1] Nakamura H. et al., *Journal of the Physical Society of Japan*. Vol. 59, No.1, January, 1990
- [2] SamPATHkumaran E.V. et al., *Physical Review B*. Vol 35, No 4, February 1987
- [3] Sarrao J.L. et al., *Physical Review B*. Vol 54, No 17, November 1996
- [4] Mushnikov N.V. et al., *Journal of Alloys and Compounds* 345 (2002) 20-26

ВЛИЯНИЕ ПАРОВ АММИАКА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ Р-Н ПЕРЕХОДОВ НА ОСНОВЕ INGAN

Блажнова О.А., Птащенко А.А., **Птащенко Ф.А.**

Одесский национальный университет им. И. И. Мечникова, г. Одесса, Украина

Исследовано влияние паров аммиака, воды и этилена в окружающей атмосфере на стационарные вольт-амперные характеристики (ВАХ) прямого и обратного токов в р-п переходах на основе InGaN. Измерения проводились на р-п структурах, оптимизированных для изготовления светоизлучающих диодов (СИД). Ширина запрещенной зоны тройного соединения в р-п структурах составляет 2,46 эВ (для зелено-голубых СИД), 2,64 эВ (для синих СИД) и 3,1 эВ (для фиолетовых СИД). Парциальное давление паров аммиака изменялось изменением концентрации NH_3 в его водном растворе, над которым находился р-п переход. Анализировалась кинетика прямого и обратного токов в р-п переходах при изменении состава окружающей атмосферы.

В области токов 10 нА – 1 мА ВАХ прямого тока р-п переходов, измеренные в сухом воздухе, соответствовали выражению

$$I(V) = I_0 \exp(qV / nkT), \quad (1)$$

где I_0 – постоянная; q – заряд электрона; k – постоянная Больцмана; T – температура; $n \approx 2$ – коэффициент неидеальности. Такие ВАХ связаны с рекомбинацией на глубоких уровнях. Адсорбция молекул NH_3 существенно повышала прямой ток при низких напряжениях смещения (до $V < 2$ В), а также обратный ток. ВАХ дополнительного тока, обусловленного адсорбцией молекул NH_3 , не соответствовали выражению (1). При напряжения $V < 1,5$ В ВАХ прямого, и обратного дополнительных токов имели линейные участки. Поэтому влияние паров аммиака на ВАХ р-п структур на основе InGaN можно объяснить формированием поверхностного проводящего канала, который закорачивает р-п переход. Дополнительный ток линейно зависел от парциального давления паров аммиака.

При напряжениях $V > 1,5$ В ВАХ прямого дополнительного тока имели сверхлинейный участок, который можно связать со стимулированием поверхностной рекомбинации поперечным электрическим полем, обусловленным адсорбированными позитивными ионами аммиака. При дальнейшем повышении прямого смещения дополнительный ток уменьшался, что можно объяснить разрушением поверхностного проводящего канала. Данный эффект наблюдался, когда концентрация носителей заряда, инжектированных в канал, превышала концентрацию электронов, обусловленную действием электрического поля адсорбированных ионов. При повышении ширины запрещенной зоны InGaN (за счет увеличения доли Ga) протяженность линейного участка ВАХ и напряжение, которое соответствует максимуму прямого дополнительного тока, возрастили, что совпадает с выводами модельных расчетов.

Дополнительный обратный ток, обусловленный адсорбцией молекул NH_3 , монотонно увеличивался при повышении напряжения смещения.

Изменения прямого и обратного токов в р-п переходах на основе InGaN под действием паров NH₃ были обратимы, что свидетельствует о физическом (а не химическом) механизме адсорбции молекул аммиака, а также о возможности использовать данные структуры в качестве газовых сенсоров.

Преимуществами р-п переходов на основе InGaN (по сравнению с другими материалами A³B⁵) как сенсоров паров аммиака являются высокая чувствительность, низкий фоновый ток, большая протяженность линейного участка ВАХ.

E-mail: aptash@list.ru

ПРЫЖКОВАЯ ПРОВОДИМОСТЬ НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ СИСТЕМ С ОРИЕНТАЦИОННЫМ БЕСПОРЯДКОМ

Венедиктов В.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Как известно, температурная зависимость проводимости неупорядоченных сред часто хорошо описывается законом Мотта $\sigma \sim \exp\{-T_0/T\}^\gamma$, где T_0 — параметр Мотта, а показатель γ обычно лежит в интервале $1/4 < \gamma < 1/2$. Такая зависимость указывает на то, что проводимость таких систем носит прыжковый характер. Существуют, однако, неупорядоченные материалы, например, композиты сажа-полимер, допированные и молекулярные полимеры, в которых при определенных условиях наблюдается подобная температурная зависимость проводимости с показателями $\gamma > 1/2$ [1,2]. В последнее время интерес к таким материалам возрастает, в частности, в связи с тем, что эти вещества находят практические применения, например, для создания химических сенсоров.

На основе результатов экспериментов по исследованию структурных особенностей композитов полимер-сажа и проводящих полимеров [2,3], построена модель, позволяющая описывать туннельную проводимость систем с анизотропными областями делокализации носителей заряда. Для квазидвумерной системы включений задача о проводимости сведена к модельной задаче о нахождении порога протекания в системе случайно расположенных в плоскости двумерных стержней со случайной ориентацией, определяемой характером ориентационного беспорядка. Для рассматриваемой системы методом Монте-Карло проводился расчет порогового значения расстояния между стержнями R_c , отвечающего ситуации протекания (порог протекания).

Получены зависимости порога протекания от длины стержней и от степени ориентационного беспорядка, характеризуемого параметром θ_μ , определяющим угол разброса направлений стержней. Концентрационная зависимость порога протекания можно описывается $R_c \sim N^{-1/2}$. С уменьшением угла θ_μ порог протекания увеличивается на несколько порядков величины. При уменьшении степени ориентационного беспорядка порог протекания существенно возрастает. При этом поведение критической длины проводящих включений L_c , при которой порог протекания обращается в нуль, можно аппроксимировать зависимостью

$$\frac{L_c(\theta_\mu)}{2r_s} = \frac{L_c(\pi/2)}{2r_s} + \frac{75}{\exp\{7,2(2\theta_\mu/\pi)^{0.4}\}-1}.$$

Таким образом, появление ориентационного беспорядка в распределении направлений включений приводит к снижению порога протекания и, следовательно, возрастанию проводимости системы.

Автор выражает благодарность проф. Звягину И.П., д.ф.-м.н. Миронову А.Г. и к.ф.-м.н Ормонту М.А. за полезные обсуждения.

Доклад основан на материалах исследований, проведенных при поддержке РФФИ (грант № 06-02-16918а).

E-mail: install.vv@gmail.com

Литература

1. D. van der Puten, M. A. J. Michels, Phys. Rev. Lett. 69, 3, 495 (1992)
2. S. Roth, H. Bleier, Adv. Phys. 36, 385 (1987)
3. G. Beaucage, J. of Polym. Sc.: Part B: Polym. Phys. 37, 1105 (1999)

ИЗМЕРЕНИЕ ДРЕЙФОВОЙ ПОДВИЖНОСТИ ЭЛЕКТРОНОВ В ПЛЕНКАХ ПРОИЗВОДНЫХ ФУЛЛЕРНОВ

*Громченко А.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Смеси сопряженных полимеров с производными фуллерена C₆₀ выступают перспективными материалами для создания недорогих преобразователей солнечной энергии. В области органических фотоэлементов на основе сопряженных полимеров лучшие результаты были получены с использованием растворимой производной C₆₀ (PCBM) в качестве электронного акцептора, однако перспективными производными фуллеренов могли бы служить экзоэдральные комплексы фуллеренов с металлами платиновой группы (металлофуллерены). Во-первых, присоединение иона металла к фуллеренному каркасу приводит к уменьшению электронного сродства по сравнению с исходным фуллереном, во-вторых, металлофуллерены могут иметь существенно более высокое поглощение в видимой области спектра, чем исходные фуллерены. Это может обеспечить более высокие значения напряжения холостого хода и тока короткого замыкания фотоэлемента. Для оптимизации характеристик фотоэлементов необходимо знать подвижность носителей заряда в компонентах активного слоя. Целью настоящей работы является определение дрейфовой подвижности зарядов в пленках производных фуллеренов методом тока, ограниченного пространственным зарядом (ТОПЗ).

Толщины пленок (1-(3-метоксикарбонилпропил)-1-фенил[6,6]метано[C₆₀] фуллерена (PCBM) и металлофуллерена (η^2 -C₆₀)IrH(CO)(DIOP) (IrDIOP) составляли 100 и 80 нм соответственно. Образцы для измерений имели трехслойную структуру. Рабочий слой находился между электродами: слоем поли(3,4-этидиокситиофена)/поли(стиролсульфоната) (PEDOT:PSS) и верхним слоем Ca/Al. Предполагается, что такой подбор электродов обеспечивает эффективную инжекцию электронов из Ca/Al в PCBM и IrDIOP, в то время как инжекцией дырок из PEDOT:PSS в PCBM и IrDIOP можно пренебречь. На Рис.1 представлены экспериментально полученные вольтамперные характеристики для обоих материалов и аппроксимационные кривые, построенные с учетом встроенного напряжения и последовательного сопротивления, обусловленного контактами. На основе полученных данных были определены значения дрейфовых подвижностей электронов в исследуемых материалах.

* Доклад отмечен жюри как лучший на подсекции.

Показано, что исследуемые материалы характеризуются достаточно высокими значениями дрейфовой подвижности электронов, а именно $\mu = (1,4 \pm 0,1) \times 10^{-4}$ см²/В·с в PCBM и $\mu = (0,33 \pm 0,07) \times 10^{-4}$ см²/В·с в IrDIOP. В докладе обсуждаются возможные причины различия значений дрейфовых подвижностей электронов в данных материалах.

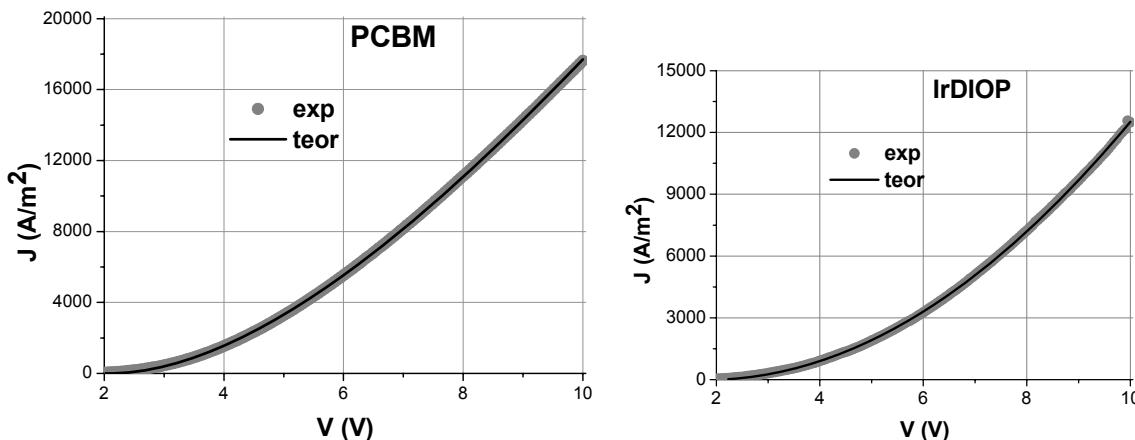


Рис.1. Экспериментальные и теоретические вольтамперные характеристики для пленок PCBM и IrDIOP

Автор выражает благодарность к. ф.-м. н. Паращуку Д.Ю. за помощь в подготовке тезисов

E-mail: anna_gromchenko@bk.ru

МОДИФИКАЦИЯ СВОЙСТВ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ ПЛЕНОК PbTe(In) ПРИ ОТЖИГЕ В КИСЛОРОДЕ

Добровольский А.А.

аспирант

Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия

E-mail: dobrovolskyalex@inbox.ru

PbTe и твердые растворы на его основе представляют собой класс материалов широко использующийся в различных областях опто- и микроэлектроники. Уникальные свойства теллурида свинца связаны со стабилизацией уровня Ферми при легировании различными элементами. PbTe(In) является узкощелевым полупроводником с шириной запрещенной зоны $E_g = 190$ мэВ (при $T = 0$ К) и уровнем Ферми, стабилизированным на 70 мэВ выше дна зоны проводимости. Для наноструктурированных материалов эффект стабилизации уровня Ферми приводит к высокой однородности электрических свойств зерен.

Пленки PbTe(In) осаждались на стеклянную подложку, охлажденную до -120°C . Микроструктура пленок исследована методами AFM и SEM. Толщина пленок составляла ~ 1 мкм. Образцы имели структуру столбиков, перпендикулярных плоскости подложки с диаметром ~ 70 нм. Полученные пленки дополнительно отжигались в атмосфере кислорода в течении 400 минут при температуре 300 и 350°C .

Температурные и частотные зависимости компонент полного импеданса пленок исследовались при температурах от 4.2 К до 300 К в частотном диапазоне электрических полей 20 Гц–1 МГц в темновых условиях и при подсветке. Анализ данных прове-

ден в рамках представлений эквивалентных схем. Показано, что проводимость изученных пленок определяется двумя механизмами: транспортом носителей заряда по инверсионным каналам на поверхности зерен и активацией (или туннелированием) через барьеры на межзеренных границах. Определены параметры, соответствующие каждому из этих механизмов, и проведен их сравнительный анализ при отжиге в кислороде.

Все исследуемые образцы являются фоточувствительными. Установлены оптимальные с точки зрения фоточувствительности условия синтеза, температурные и частотные диапазоны.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ПОЛЯРНОСТЯХ АРСЕНИДГАЛЛИЕВЫХ ТРЕХБАРЬЕРНЫХ СТРУКТУР

Зоирова Л.Х.

Навоийский Государственный Горный Институт, г. Навои, Узбекистан

Исследуемые трехбарьерные Au-pAlGaInAs-nGaAs-Ag-структуры обладают чувствительностью с обеих поверхностей и как фотоприемник работают при обеих полярностях рабочего напряжения, так как на обеих поверхностях сформированы полупрозрачные выпрямляющие контакты, создающие потенциальные барьеры. Подключая данную структуру к схеме для снятия спектральных характеристик при рабочем напряжении 2 вольта исследовали спектральную чувствительность при обеих полярностях освещения со стороны пленки (рис.1). Здесь следует отметить, что в режиме (+) m₁-p-n-m₂ (-) прямого смещения p-n-перехода металлов полупроводниковые m₁-p и n-m₂ переходы находятся в запирающем состоянии. В режиме (-) m₁-p-n-m₂ (+) запирания p-n-перехода металлов полупроводниковые m₁-p и n-m₂ переходы находятся в прямосмещающем состоянии. Механизмы токопереноса в обеих полярностях определяются процессами происходящими в области объемного заряда запираемых переходов. Сравнение характеристик показывает, что спектральный диапазон при возбуждении со стороны гетерослоя Au-pAlGaInAs независимо от полярности рабочего напряжения охватывает один и тот же оптический диапазон от 0.86 до 1.7 мкм. В коротковолновой области спектра до 0.9 мкм фототок отсутствует, а в длинноволновой области 1.4-1.7 мкм в режиме запирания освещаемого гетерослоя фототок незначительно отличается. Такое поведение фототока можно объяснить тем, что в обеих режимах фотоносители возбуждаются из одной и той же области, то есть с nGaAs:O. Наличие кислорода в объеме nGaAs дающего примесные уровни с залеганием 0.8 эВ ответственен за чувствительность в длинноволновой области спектра. Гетерослой pAlGaInAs является прозрачным для излучений с энергией меньшей его ширины запрещенной зоны. Путем смены освещаемой поверхности, то есть со стороны подложки при обеих полярностях рабочего напряжения также были проведены исследования спектральных характеристик. (рис.2). Характерным для случая освещения со стороны подложки является то, что фототок появляется в коротковолновой области 0.5-0.8 мкм, что не наблюдается при освещении со стороны пленки (рис.1).

При исследовании спектральных характеристик снятых в режиме (+) m₁-p-n-m₂ (-) прямого смещения p-n-перехода при смене освещаемых поверхностей обнаружено, что при освещении со стороны подложки nGaAs, наблюдаем уширение спектральной характеристики в сторону коротковолновой области и появление чувствительности в области спектра 0.5-0.8 мкм, а также фототока в области собственного поглощения

0.93 мкм (рис.2, кривая-2). Это можно объяснить тем, что при прямом смещении p-n-перехода в освещаемом запираемом nGaAs-Ag-переходе происходит разделение фотоносителей с области объемного заряда. В другом случае при освещении со стороны пленки фотоносители возбуждаемые коротковолновым излучением рекомбинируют не успевая достичь контакта (m_1 -p перехода).

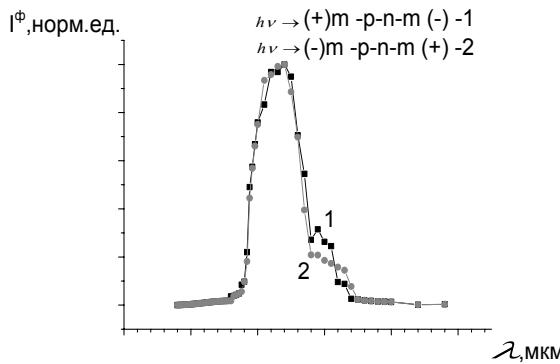


Рис.1. Спектральная характеристика трехбарьерной Au-pAlGaInAs-nGaAs-Ag-структуры при освещении со стороны пленки при различных полярностях.

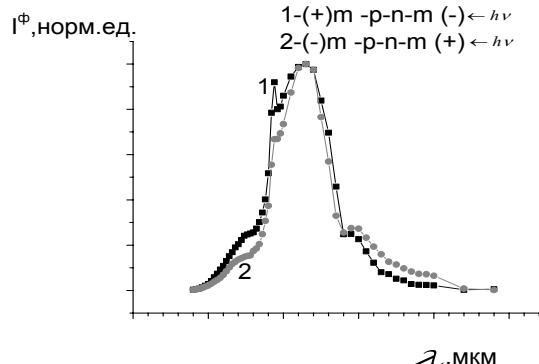


Рис.2. Спектральная характеристика трехбарьерной Au-pAGaInAs-nGaAs-Ag-структуры при освещении со стороны подложки при различных полярностях

При освещении со стороны подложки в режиме $(+){m}_1$ -p- n - m_2 ($-$) $\leftarrow h\nu$ с увеличением напряжения фототок растет линейно до $3.35 \cdot 10^{-8}$ А, что связано с расширением слоя обеднения под барьером nGaAs-Ag от напряжения. В этом случае спектральная чувствительность имеет низкие значения, что обусловлено как бы отключением барьера примыкающих к гетерослою за счет их удаленности от освещаемой поверхности. При этом наличие рекомбинационных центров под барьером nGaAs-Ag (подтверждаемых низкими значениями фототока в коротковолновой области спектра) приводит к низким значениям фототока. Однако, в спектральной области 0.6-0.8 мкм появляется фоточувствительность за счет генерации фотоносителей под барьером (рис.2), то есть подтверждается наличие потенциального барьера.

Таким образом, двухсторонне чувствительные, работающие при обеих полярностях трехбарьерные Au-pAlGaInAs-nGaAs-Ag-структуры обладают фоточувствительностью в спектральном диапазоне от 0.8 до 1.7 мкм.

Научный руководитель: д.ф-м.н.Каримов А.В.
e-mail: lolita_uzb.83@mail.ru

Литература

- 1.Стафеев В.И., Викулин И.М. Физика полупроводниковых приборов. М.: Радио и связь. 1990. С. 52-64.
- 2.Karimov A.V., Karimova D.A. Three-junction Au/AlGaAs(n)-GaAs(p)/Ag photodiode/ Materials Science in Semiconductor Processing. Volume 6, Issues 1-3, February-June 2003, Pages. 137-142. <http://www.sciencedirect.com/science/journal/13698001>.
- 3.Каримов А.В., Ёдгорова Д.М., Болтаева Ш.Ш., Зоирова Л.Х. Оценка перераспределения потенциала в трехбарьерной структуре. Технология и конструирование в электронной аппаратуре, г. Киев. 2006, №4, С. 30-35.
- 4.Ушаков Н.М., Солодкий А.Н., Ведущ В.Э., Петросян В.И. Внутреннее усиление в планарных структурах с барьером Бардина на GaAs. Письма в ЖТФ. 1990. Т.16, вып.1. С.17-21.

КИНЕТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КВАЗИОДНОМЕРНЫХ МАГНЕТИКОВ

Козлитин Р.А.

Хакасский государственный университет им. Н.Ф. Катанова, Абакан, Россия

Проведена математическая обработка экспериментальных данных для квазиодномерных антиферромагнетиков. С добавлением примеси в систему появляется дополнительный максимум теплоемкости, что отсутствует в классических моделях Изинга и Гейзенберга. Экспериментально также наблюдается два максимума теплоемкости у квазиодномерных магнетиков (К.С. Александров и др., Красноярск) [1]. Проводилось моделирование неравновесного фазового перехода ферромагнетик \rightarrow антиферромагнетик. Начальная конфигурация соответствовала ферромагнетику. Считалось, что энергетические параметры стабилизируют антиферромагнитную структуру. Учитывалось взаимодействие первых и вторых соседей. Наиболее удачным примером квазиодномерного антиферромагнетика является $CsNiF_3$ (рис. 1а). Анализ кривых изотерм $z(h)$ показал, что с увеличением внешнего магнитного поля динамический критический индекс z квазиодномерного антиферромагнетика возрастает. В работах Игнатчика О.Л. [2] (МГУ) было доказано, что поведение $NaTiSi_2O_6$ при высоких температурах соответствует поведению квазиодномерного магнетика со спином $S=1/2$. Это новое низкоразмерное соединение со структурой пироксена и исследование кинетических особенностей данных систем представляет значительный интерес. На рис. 1б представлена рассчитанная нами зависимость z от N для $NaTiSi_2O_6$ в отсутствии внешнего магнитного поля ($T\chi_{max}=180K$). Динамический критический индекс z начиная с $N=16$ перестает зависеть от размеров системы; следовательно, полученные в данной модели результаты справедливы и для больших систем. Было обнаружено, что внедрение немагнитной примеси приводит к увеличению значения динамического критического индекса z на 13 % по сравнению с системой без примеси (рис. 1б). Известно, что для макротел (или в теории Ландау - Халатникова) обычно $z=2$.

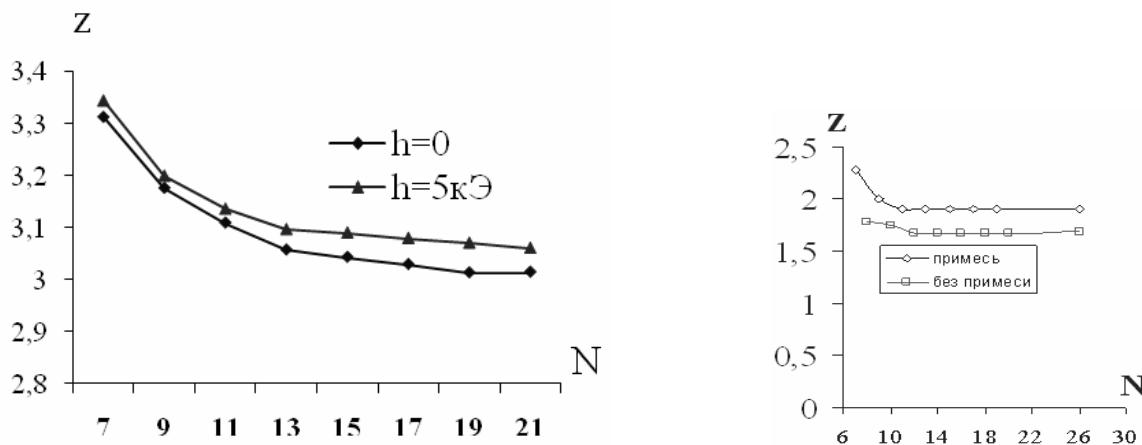


Рис. 1. Зависимость динамического критического индекса z для квазиодномерного антиферромагнетика от N а) $CsNiF_3$ ($T=T_N=2,61K$, $J_1 = -8,3K$); б) $NaTiSi_2O_6$ ($T=T\chi_{max}=180K$, $J_1 = -145K$, $h=0$)

E-mail: udodov@khsu.ru

Литература

1. Александров К.С., Федосеева Н.В., Спевакова И.П. (1983) Магнитные фазовые переходы в галоидных кристаллах. Новосибирск. Наука, 192 с.

2. О.Л. Игнатчик, А.Н. Васильев, М. Исобе, Э. Ниномия, Ю. Уеда. Спин-синглетное основное состояние в $\text{NaTiSi}_2\text{O}_6$ и $\text{LiTiSi}_2\text{O}_6$ // Тезисы докладов секции L: «Низкотемпературная физика твердого тела» 33-го Всероссийского Совещания по физике низких температур, Екатеринбург, 17-20 июня 2003 г., L131, стр. 303.

ВЛИЯНИЕ АТОМОВ СЕРЫ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ Р-Н ПЕРЕХОДОВ НА ОСНОВЕ GAAS

** Шугарова В.В., Птащенко А.А., Птащенко Ф.А., Маслеева Н.В., Богдан
О.В.

Одесский национальный университет им. И. И. Мечникова, г. Одесса, Украина

Исследовано влияние пассивации поверхности GaAs атомами серы на электрические и фотоэлектрические характеристики р-н переходов на основе GaAs. Пассивация осуществлялась нанесением на поверхность GaAs атомов серы из водных растворов $\text{Na}_2\text{S} \cdot 9\text{H}_2\text{O}$. Степень пассивации изменялась ее длительностью. Измерялись стационарные вольт-амперные характеристики (ВАХ) р-н – переходов в сухом воздухе, в атмосфере, содержащей насыщенные пары воды и этилена над соответствующими жидкостями, а также в парах аммиака над его водными растворами разных концентраций. Анализировалась кинетика прямого и обратного токов р-н – переходов при изменении состава окружающей атмосферы, а также измерялись спектры фототока.

В области токов $1\text{ мкA} – 1\text{ мA}$ ВАХ прямого тока р-н – переходов соответствовали выражению

$$I(V) = I_0 \exp(qV/nkT) \quad (1)$$

где I_0 – постоянная; q – заряд электрона; k – постоянная Больцмана; T – температура; $n \approx 2$ – коэффициент неидеальности. Такие ВАХ связаны с рекомбинацией на глубоких уровнях. При меньших смещениях ВАХ имели область избыточных токов с коэффициентом неидеальности $n > 2$, что соответствует туннельной рекомбинации через глубокие уровни с участием фононов. Такая рекомбинация локализована на неоднородностях р-н переходов.

Пассивация в течении короткого времени (до 20 с) не влияла на величину рекомбинационного тока (при $I > 1\text{ мкA}$), но существенно уменьшала избыточный ток, а также обратный ток р-н переходов.

Не обработанные р-н – структуры имели слабую чувствительность к парам аммиака. После нанесения атомов серы в течении 20 с пары аммиака практически не влияли на рекомбинационную компоненту тока (при $I > 1\text{ мкA}$), а значит, на скорость поверхностной рекомбинации. В то же время пассивация увеличивала на несколько порядков чувствительность избыточного тока к аммиаку. При этом ВАХ избыточного тока, измеренная в парах аммиака, становилась линейной, что можно объяснить формированием поверхностного проводящего канала, который закорачивает р-н переход. В результате пассивации также резко возрастала чувствительность обратного тока к парам аммиака.

Фоточувствительность р-н переходов резко спадала при энергиях фотонов $h\nu > E_g$. Это свидетельствует, что время жизни и эффективный коэффициент диффузии носителей заряда вблизи поверхности намного меньше, чем в объеме. Пассивация в течении 20 с не влияла на спектр фототока, а значит, и на скорость поверхностной реком-

** Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

бинации. Более длительная обработка, в течении 60с, значительно увеличивала фототок в коротковолновой области спектра, т. е. резко уменьшала скорость поверхностной рекомбинации. Анализ спектров фототока показал, что отношение поверхностного и объемного значений диффузационной длины электронов L_s / L_b составляет 0,06 до пассивации и 0,5 после пассивации. Это соответствует уменьшению плотности поверхностных рекомбинационных центров в 25 раз за счет пассивации.

Таким образом, нанесение атомов серы на поверхность GaAs резко повышает чувствительность p-n переходов к парам аммиака и их фоточувствительность в коротковолновой области спектра, что связано с уменьшением плотности поверхностных состояний и скорости поверхностной рекомбинации.

E-mail: varyak@ukr.net

ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И ЭФФЕКТ ШУБНИКОВА–ДЕ ГААЗА МОНОКРИСТАЛЛОВ $Sb_{2-x}Cr_xTe_3$

Юзеева Н.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

В данной работе изучалось влияние легирования Cr на термоэлектрические свойства и эффект Шубникова-де Газа монокристаллов Sb_2Te_3 . Исследовались три образца: Sb_2Te_3 , $Sb_{2-x}Cr_xTe_3$ (Cr 0.23at%) и $Sb_{2-x}Cr_xTe_3$ (Cr 0.43at%). Все образцы первоначально имели p-тип проводимости, что связано с наличием заряженных точечных дефектов в кристаллах [1]. Термоэлектрические свойства измерялись в интервале температур 77–300К. Эффект Шубникова – де Газа исследовался при 4.2 К в импульсном магнитном поле до 54 Тл, параллельном оси C_3 , когда экстремальные сечения всех 6 эллипсоидов верхней валентной зоны лёгких дырок совпадают и наблюдается одна частота осциляций.

На рис. 1а приведены температурные зависимости коэффициента Зеебека. Теоретические кривые получены при концентрациях, рассчитанных по частотам осциляций эффекта ШдГ, для рассеяния на акустических фонах. Наблюдается хорошее соответствие теории и эксперимента. Это подтверждает, что основной механизм рассеяния – рассеяние на акустических фонах. На рис. 1б приведены зависимости коэффициента теплопроводности от температуры исследованных образцов.

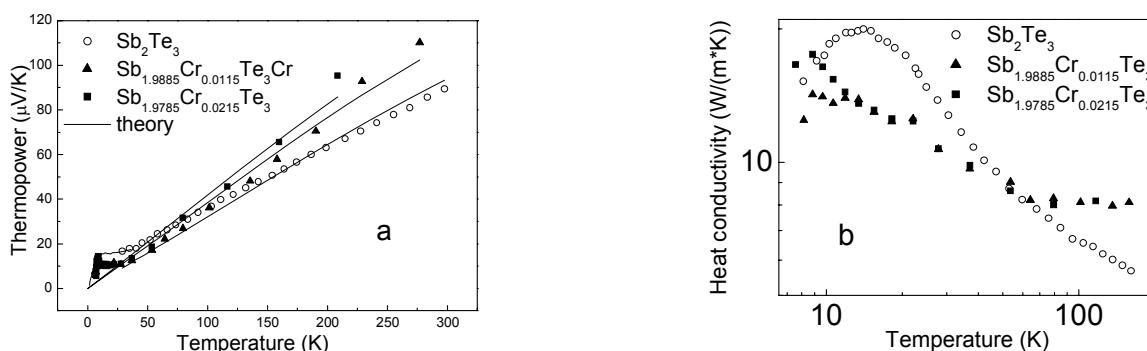


Рис. 1. Температурные зависимости коэффициента Зеебека и коэффициента теплопроводности

С понижением температуры сопротивление всех образцов уменьшалось, что связано с высокой начальной концентрацией дырок и их вырождением. При T=4.2 К наблюдались осцилляции магнетосопротивления (эффект ШдГ). В таблице 1 приведены частоты эффекта ШдГ и рассчитанные по ним энергии Ферми E_F и концентрации легких дырок. Как видно из таб. 1 легирование Cr приводит к уменьшению дырочной концентрации, то есть Cr действует как донор.

Таблица 1. Частота осцилляций ШдГ F , энергия Ферми E_F и концентрация дырок p_{SdH} из расчета по эффекту ШдГ

№	Состав	F (T)	E_F (meV)	$p_{SdH} \cdot 10^{19}$ (cm^{-3})
1	Sb_2Te_3	54.7	103.6	3.4
2	$\text{Sb}_{1.9885}\text{Cr}_{0.0115}\text{Te}_3$	3.4	82.2	2.3
3	$\text{Sb}_{1.9785}\text{Cr}_{0.0215}\text{Te}_3$	46.2	87.5	2.6

Выводы: 1) механизм рассеяния на акустических фононах; 2) хром вызывает донорный эффект.

E-mail: yuzeeva@inbox..ru

Литература

- Кульбачинский В. А., Тарасов П. М., Брюк Э. (2005) Аномальный эффект Холла и ферромагнетизм в новом разбавленном магнитном полупроводнике $\text{Sb}_{2-x}\text{Cr}_x\text{Te}_3$ // ЖЭТФ, Т. 81, № 7, с. 426.

ТВЕРДОТЕЛЬНАЯ НАНОЭЛЕКТРОНИКА

Председатель подсекции
проф. Тимошенко Виктор Юрьевич

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕЗАРЯДКИ МДП - ЭЛЕМЕНТА ПАМЯТИ С КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ ГЕРМАНИЯ В КАЧЕСТВЕ ПЛАВАЮЩЕГО ЗАТВОРА.

Алямкин С.А., Степина Н.П.

Новосибирский Государственный Университет, Новосибирск, Россия

Элементы памяти являются неотъемлемой частью многих устройств, таких как сотовые телефоны, переносные видеокамеры, трэйлеры и др. Элементы памяти в портативных устройствах должны обладать рядом свойств: энергонезависимость, низкое рабочее напряжение, высокая скорость записи/чтения информации, высокая плотность элементарных ячеек памяти (минимизация). Для данных целей наиболее подходящей является flash-память, конструируемая на базе МОП-транзисторов с плавающим затвором.

Для улучшения характеристик работы элемента памяти было предложено в качестве плавающего затвора использовать квантовые точки германия. По сравнению с обычной flash-памятью, при прочих равных условиях, использование квантовых точек позволяет увеличить время хранения заряда с одновременным увеличением скорости записи/чтения информации. Этот эффект достигается за счет блокировки латерального переноса заряда внутри плавающего затвора, что уменьшает утечки через локальные дефекты в диэлектрике, т.к. носители заряда (электроны/дырки) локализованы на состояниях в квантовых точках.

В данной работе изучаются процессы перезарядки в МДП-конденсатора, с квантовыми точками германия, захороненными в диэлектрике. При подготовке структур к измерениям на кремниевой пластине выращивался термический окисел, затем на диэлектрике выращивался массив квантовых точек, при помощи осаждения слоев германия на SiO_2 , размер нанокластеров 7-8нм, плотность массива точек 10^{12} см^{-2} ; затем массив закрывался слоем поликремния посредством МЛЭ. Далее образцы подвергались термическому окислению: согласно предложенной методике селективного окисления, позволяющей получить Ge островки, захороненные в диэлектрике. Окисление проводилось при $T=900^\circ\text{C}$, время окисления варьировалось в пределах 60-120мин. Состав и размер выращенных структур контролировался спектральной элипсометрией.

Задачами данной работы являлись изучение процессов селективного окисления и процессов перезарядки МДП-структур. Основной методикой, используемой в данной работе для изучения процессов перезарядки, является измерение высокочастотных (1МГц) вольт-фарадных характеристик (CV-характеристики). Методика позволяет за-

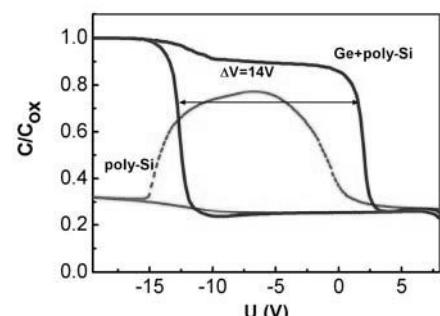


Рис.1. Сравнение экспериментальных CV-характеристик образцов.

регистрировать наличие “эффекта памяти”, изучить электрические свойства структур, провести анализ энергетического спектра носителей захваченных на локализованные состояния в диэлектрике, а так же контролировать свойства выращенных структур. Параллельно экспериментальным измерениям проводилось компьютерное моделирование CV-характеристик МДП-структур. Процессы селективного окисления изучались по данным спектральной элипсометрии и данным вольт-фарадных измерений.

В данной работе проведено сопоставление МДП-конденсаторов с поликремнием и Ge квантовыми точками в качестве плавающего затвора, и продемонстрирован положительный эффект при использовании Ge квантовых точек (**рис 1**). В результате сравнения экспериментальных и теоретических CV-характеристик были вычислены плотности заряда, соответствующие электронной и дырочной зарядке структуры; найдены значения уровней энергии для

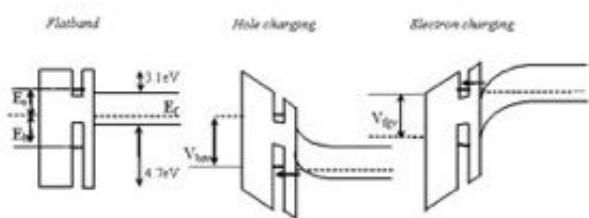


Рис.2. Зонная диаграмма МДП-структуры с учетом энергетических уровней носителей

электронов и дырок в квантовых точках Ge, захороненных в SiO_2 , рассчитана зонная структура МДП-конденсатора для режимов записи, чтения и хранения информации с учетом энергетических уровней для электронов и дырок (**рис 2**).

telaut@mail.ru

УСТАНОВКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ СЕГНТОЭЛЕКТРИКОВ МЕТОДОМ ТЕПЛОВЫХ ШУМОВ

Бедняков П.С.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

На протяжении последнего десятилетия неуклонно растет использование в электронных устройствах наноразмерных сегнетоэлектрических элементов, в основном в форме тонких пленок, толщиной от 10 нм до 1000 нм. Привлекательной чертой таких элементов является возможность управления сегнетоэлектрическими свойствами посредством достаточно малых электрических напряжений. Поскольку для типичных промышленных сегнетоэлектрических материалов величина коэрцитивного поля составляет 50 кВ/см, то пленки толщиной меньшей, чем 1000 нм, уже возможно интегрировать в современные электронные устройства, где они могут играть роль бистабильных элементов.

Такой выигрыш в величине электрического напряжения несет с собой и ряд трудностей. Одна из них связана с тем, что диэлектрическая проницаемость сегнетоэлектрического кристалла зависит от величины приложенного к нему электрического поля. Для контроля качества сегнетоэлектрических образцов необходимо иметь возможность определения, так называемой, начальной диэлектрической проницаемости, которая должна быть измерена в электрических полях, на 2–3 порядка меньших коэрцитивного. В то же время, амплитуды измерительного напряжения современных промышленных LCR-метров ограничены снизу величиной порядка 1 мВ, что позволяет работать с образцами толщиной не менее 1000 нм.

В настоящей работе обсуждаются результаты, полученные посредством созданной на базе платы сбора данных NI-DAQ PCI-6221 оригинальной автоматизированной ус-

тановки, которая позволяет исследовать диэлектрические свойства сегнетоэлектриков в электрических полях порядка 1 мкВ. Блок-схема установки представлена на Рис. 1. Управление измерениями и обработка данных осуществляется посредством программы, созданной в среде программирования LabVIEW.

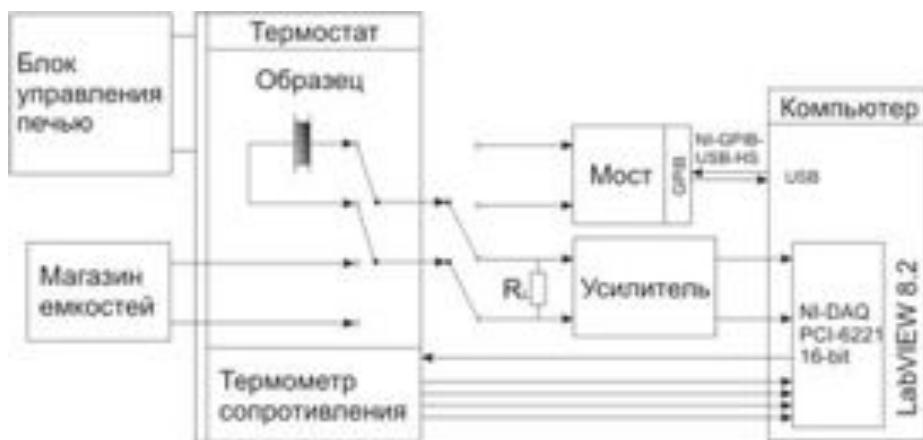


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки

Тезисы доклада основаны на материалах исследований, проведенных в рамках гранта Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант №08-02-01010-а).

Автор выражает признательность старшему преподавателю к.ф.м.н. И.В. Шнайдштейну за помощь в подготовке тезисов

ПЛАЗМОННЫЕ ХИРАЛЬНЫЕ НАНОСТРУКТУРЫ С ЭФФЕКТОМ ГИГАНТСКОГО ОПТИЧЕСКОГО ПРОПУСКАНИЯ

Вабищевич П.П.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В последние годы большое внимание уделяется исследованию оптического отклика различных структур, имеющих субдлинноволновые особенности, например, металлическим пленкам с массивами отверстий нанометровых масштабов. Область оптики, изучающую методы управления светом в металлических наноструктурах на таких масштабах, принято называть наноплазмоникой. Одним из интересных явлений этой области является эффект гигантского оптического пропускания. Вплоть до 1998 года считалось, что свет не может проходить через отверстие в оптически толстом слое металла, имеющее диаметр меньше половины длины волны. Однако недавно было показано [1], что при определенном подборе параметров отверстий возможно наблюдение существенного пропускания света (более 4 %) для определенных длин волн. Это связано с возбуждением поверхностных плазмон-поляритонных мод на поверхностях структур с периодическими особенностями, имеющими размеры порядка длины волны. Впоследствии, данное явление исследовалось в пленках с массивами самых разнообразных форм [2,3].

В данной работе проведено экспериментальное исследование свойств электромагнитного излучения видимого и ближнего ИК диапазонов, распространяющегося через наноструктурированные пленки благородных металлов с массивами наноотверстий различных форм, в том числе и хиральных. Будем называть отверстие хиральным, если

никакими поворотами и перемещениями в плоскости пленки его нельзя совместить со своим зеркальным изображением.

Исследуемые образцы получены методом наноструктурирования с помощью фокусированного ионного пучка. Массив наноотверстий заданной конфигурации был изготовлен в серебряной пленке толщиной 150 нм, напыленной на подложку из плавленого кварца. Поле наноструктуры составляет $\sim 100 \times 100$ мкм.

Измеренные спектры пропускания образцов содержат характерные пики, подтверждающие наличие эффекта гигантского оптического пропускания. Обнаружен значительный поворот плоскости поляризации света и его деполяризация при прохождении через исследуемую структуру с хиральными отверстиями. На основании расчетов предсказано, что для структур с отверстиями прямоугольной формы состояние поляризации отраженного света зависит от взаимного расположения линии поляризации падающего плоскополяризованного излучения и основных направлений массива. В случае хиральных отверстий, также исследуемых в данной работе, поворот плоскости поляризации происходит вследствие чувствительности такого рода структур к направлению падающего циркулярно поляризованного света. Показано, что вращение не зависит от ориентации образца относительно плоскости падения излучения.

E-mail: vabishchevich@nanolab.phys.msu.ru

Литература

- [1] T. W. Ebbesen, H. J. Lezec, H. F. Ghaemi, T. Thio, P. A. Wolff, “Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays”, *Nature* 391, 667 (1998).
- [2] K. L. van der Molen, F. B. Segerink, N. F. van Hulst, L. Kuipers, “Influence of hole size on the extraordinary transmission through subwavelength hole arrays”, *Appl. Phys. Lett.* 85, 4316 (2004).
- [3] K. J. Klein Koerkamp, S. Enoch, F. B. Segerink, N. F. van Hulst, L. Kuipers, “Strong influence of hole shape on extraordinary transmission through periodic arrays of subwavelength holes”, *Phys. Rev. Lett.* 92, 183901 (2004).

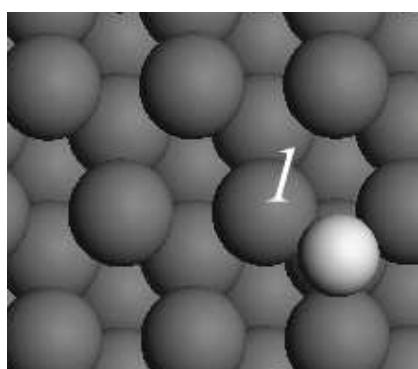
К ВОПРОСУ ОБ УПРАВЛЕНИИ НАМАГНИЧЕННОСТЬЮ В НИЗКОРАЗМЕРНЫХ СИСТЕМАХ

Вагин Д.В., Поляков О.П.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

В настоящее время в связи с бурным развитием микро- и нанотехнологий возможность использования низкоразмерных систем для магнитной записи и передачи данных привлекает к себе особое внимание [1]. Прогресс в развитии сканирующей тунNELьной микроскопии позволил конструировать и исследовать структуры, состоящие буквально из отдельных атомов. Наибольший интерес представляют кластеры на поверхности твёрдых тел, поскольку их магнитные моменты могут быть сильно локализованными и достаточно большими [1, 2]. Если размер кластеров становится очень малым, то их поведение подчиняется квантовомеханическим законам. Это может приводить, например, к тому, что немагнитные в объёме металлы начинают проявлять магнитные свойства в кластерной форме или наоборот [1].

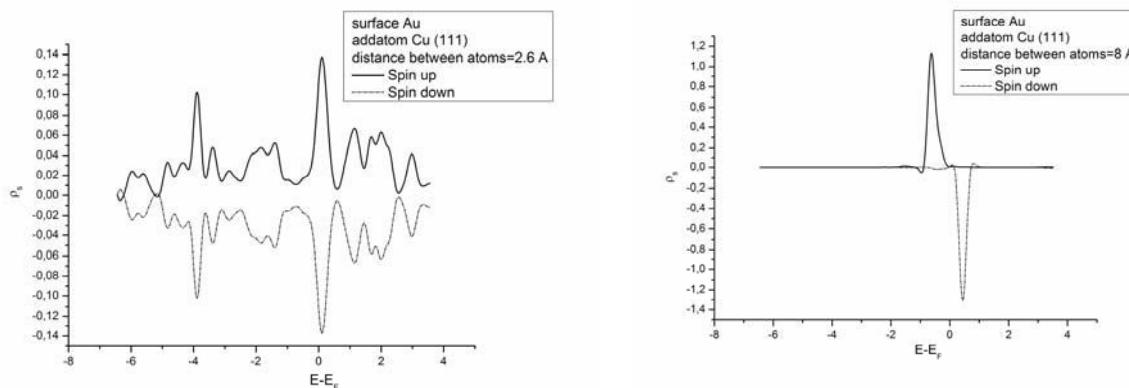
Прогресс в понимании физических свойств таких систем и возможность прогнозирования их характеристик связывается, прежде всего, с развитием новых вычислительных методов, основанных на теории функционала плотности [3]. Экспериментальные и теоретические исследования поведения магнитных атомов встречаются в литературе довольно часто в последние 10 лет [2, 4]. Однако, последние эксперименты по-



казали, что парамагнитные и немагнитные кластеры обнаруживают похожее поведение при взаимодействии с поверхностями благородных металлов [5, 6]. В данной работе для проведения расчётов был использован пакет программ VASP, в основе которого лежат метод PAW потенциалов и процедура расчёта самосогласованной электронной плотности Кона-Шэма [3]. Рассмотрим парамагнитный атом Cu в положении указанном на рисунке (белый шар 1) на подложке Au(111) (тёмные шары). Поверхность золота моделировалась пятью слоями (4×4) по 16 атомов в каждом.

Для интегрирования по зоне Брюэллена использовалась Monkhorst-Pack сетка k-точек $5 \times 5 \times 1$ [4]. В ходе вычислений производилась релаксация трёх верхних слоёв подложки и атома примеси. В качестве постоянной решётки бралось экспериментальное значение 4.08 Å. Силы, действующие на ионы, рассчитывались в соответствии с теоремой Геллмана-Фейнмана, включая поправки Харриса-Фолкса. Исходя из их значений, производилась оптимизация геометрии системы (сдвиг ионов в направлении действия результирующей). Итерационная процедура останавливалась, если изменение энергии системы в ходе последовательных вычислений было менее 0.001 eV, а силы, действующие на атомы, не превышали 0.01 eV/Å.

На рис.1 представлен результат численного расчёта рассматриваемой системы с учётом спин-орбитального взаимодействия электронов - это распределение локальной плотности состояний на 4s уровне атома примеси Cu по энергиям. Начало координат на графике соответствует энергии Ферми. Видно, что атом меди непосредственно на поверхности золота не обладает магнитным моментом (в системе отсутствует различие в энергии для состояний с разными спинами), при удалении от поверхности Au (111) постепенно возникает расщепление спинов на 4s уровне примеси, и величина магнитного момента атома Cu увеличивается, достигая постоянного значения на расстоянии в 8 Å от поверхности. Такое поведение намагниченности можно объяснить, предположив возникновение сильной гибридизации 4S уровня атomsa Cu вблизи поверхности Au [7].



(а)

(б)

Рис 1. Плотность состояний на s уровне атома примеси Cu на расстоянии (а) 2.6 Å от поверхности Au (111) и (б) на расстоянии 8 Å

Таким образом, в представленной работе получено распределение плотности электронных состояний в одномерной парамагнитной системе: адатом Cu на поверхности Au (111). Предложен механизм исчезновения магнитного момента на поверхности золота в такой системе, основанный на виртуальных переходах электронов между

энергетическими уровнями атомов подложки и примеси и образовании виртуальных связанных состояний.

E-mail: vagin@gen5521.phys.msu.ru

Литература

1. Brune H., Bromann K., Kern K. et al. Self-organized growth of nanostructure arrays on strain-relief patterns // Nature. 394. 1998. p. 451.
2. Chen W., Jamneala T., Madhavan V. et al. Disappearance of the Kondo resonance for atomically fabricated cobalt dimmers // Phys. Rev. B V.60. №12. 1999.
3. Dreizler R.M., Gross E.K. Density functional theory. – Springer. 1990.
4. Gotsis H. J., Kioussis N. Evolution of magnetism of Cr nanoclusters on a Au(111) surface // arXiv:cond-mat/0509384 v1. 2005.
5. Crommie F. Manipulating magnetism in single molecule // Science. V.309. 2005. p. 1501.
6. A. Zhao et al., Science V.309. 2005. p. 1542.
7. Frota-Pessoa S. Magnetic behavior of 3d impurities in Cu, Ag and Au: First-principles calculations of orbital moments // Phys. Rev. B V.69. 2004. p. 104401.

ШУМОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И ЗАРЯДОВАЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ОДНОЭЛЕКТРОННОГО ТРАНЗИСТОРА ИЗ ВЫСОКОДОПИРОВАННОГО КРЕМНИЯ НА ИЗОЛЯТОРЕ

Власенко В.С., Амитонов С.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Разработана технология и изготовлен одноэлектронный транзистор на основе высокодопированного кремния на изоляторе (КНИ). Для того чтобы кремниевый одноэлектронный транзистор можно было использовать в качестве сверхчувствительного электрометра, необходимо добиться высоких значений его зарядовой чувствительности и низкого уровня зарядового шума. Представляется интересным сравнить электрические и шумовые характеристики кремниевых и традиционных алюминиевых транзисторов с одинаковыми параметрами.

Преимущества одноэлектронного транзистора из КНИ по сравнению с ранее продемонстрированными устройствами [1-2]: более простая технология изготовления, механическая прочность, устойчивость к электрическим перегрузкам, возможность увеличения рабочей температуры при том же разрешении литографии, возможность изготовления подвешенных структур. Транзистор на основе высокодопированного КНИ может быть использован в качестве высокочувствительного полевого и зарядового сенсора с рабочей температурой от 4.2 К до 300 К.

Экспериментальные структуры были изготовлены из высокодопированного (до концентраций носителей порядка 10^{20} см^{-3}) кремния на изоляторе с толщиной верхнего «рабочего» слоя кремния ~ 50 нм. Толщина оксида SiO_2 между верхним слоем и кремниевой подложкой составляла 150 нм. В данной работе не ставилась цель изготовления предельно малых высокотемпературных устройств. Для корректного сравнения с аналогичными [1] металлическими одноэлектронными транзисторами был изготовлен ряд кремниевых образцов с характерной для классических структур величиной зарядовой энергии порядка 10-20 К. Размер острова транзистора составлял величину порядка 100 нм (рис. 1.), что, разумеется, не является пределом предложенного метода изготовления.

Максимальная зарядовая чувствительность транзистора на основе высокодопированного КНИ достигается при напряжении сток-исток 1 мВ в точке максимального

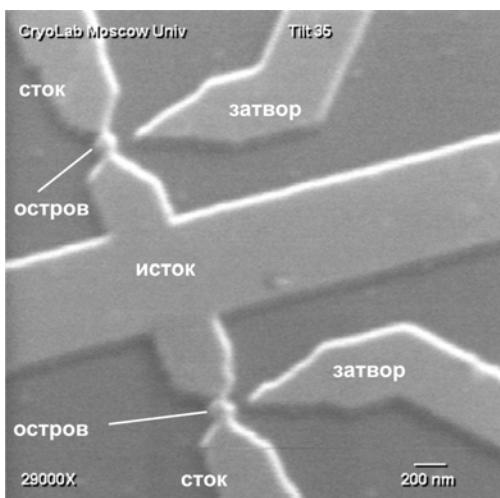


Рис. 1. Сформированные структуры одноэлектронных транзисторов.
(Фотография Р(астрового) ЭМ)

ложкой, что, вероятно, должно понизить уровень этого шума [1].

Предложенная технология наряду со своей относительной простотой дает еще одно неоспоримое преимущество, а именно, изготовление структур меньших размеров, чем рассматриваемые в данной работе, что в свою очередь приведет к повышению рабочих температур подобных устройств. Все это позволяет рассчитывать на одноэлектронный транзистор на основе высокодопированного КНИ как на очень перспективное устройство для будущих микро- и наноэлектронных исследований, в частности, для изготовления сверхчувствительного электрометра для создания нового вида сканирующей микроскопии.

Данный проект поддерживался грантами от РФФИ 06-07-08045-офи и МНТЦ3457.

Авторы выражают свою благодарность профессору М.Ю.Куприянову за плодотворные обсуждения результатов в процессе данной работы.

E-mail: kivals@mail.ru

Литература

1. V.A. Krupenin, D.E. Presnov, M.V. Savvateev, H.Scherer, A.B. Zorin, J. Niemeyer, "Noise in Al single-electron transistor of stacked design", *J. App. Phys.* **84** 6 (1998), 3212-3215.
2. Yukinori Ono, Kenji Yamakazi, Masao Nagase, Seiji Horiguchi, Kenji Shiraishi, Yasuo Takahashi, "Single-electron and quantum SOI devices", *MEE* **59** (2001), 435-442.

РАЗРАБОТКА СПОСОБА НЕКОВАЛЕНТНОЙ ФИКСАЦИИ ДНК НА ПОВЕРХНОСТИ МОНОКРИСТАЛЛА КРЕМНИЯ

* Волков И.Л.

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

В настоящее время большой интерес представляет конструирование микро- и наноструктур с заданными свойствами на основе биополимеров. В частности, для таких це-

* Доклад отмечен жюри как лучший на подсекции.

наклона модуляционной кривой и составляет величину 15 нA/e , что в 3-4 раза лучше, чем типичная чувствительность металлического одноэлектронного транзистора.

Зарядовый шум в транзисторе на основе высокодопированного КНИ на частоте 10 Гц составил величину $2,7 \times 10^{-4} e/G\mu^{1/2}$ при напряжении сток-исток 1 мВ и $2,3 \times 10^{-4} e/G\mu^{1/2}$ при 0.15 мВ и температуре 30 мК. Увеличение тока протекающего через транзистор ведет к увеличению зарядового шума в нем. Такая же зависимость зарядового шума от тока через транзистор наблюдается и в металлическом одноэлектронном транзисторе, где источники зарядового шума расположены в диэлектрической подложке. Технология позволяет изготовить подвешенные структуры, полностью изолированные от контакта с подложкой, что, вероятно, должно понизить уровень этого шума [1].

Предложенная технология наряду со своей относительной простотой дает еще одно неоспоримое преимущество, а именно, изготовление структур меньших размеров, чем рассматриваемые в данной работе, что в свою очередь приведет к повышению рабочих температур подобных устройств. Все это позволяет рассчитывать на одноэлектронный транзистор на основе высокодопированного КНИ как на очень перспективное устройство для будущих микро- и наноэлектронных исследований, в частности, для изготовления сверхчувствительного электрометра для создания нового вида сканирующей микроскопии.

Данный проект поддерживался грантами от РФФИ 06-07-08045-офи и МНТЦ3457.

Авторы выражают свою благодарность профессору М.Ю.Куприянову за плодотворные обсуждения результатов в процессе данной работы.

E-mail: kivals@mail.ru

Литература

1. V.A. Krupenin, D.E. Presnov, M.V. Savvateev, H.Scherer, A.B. Zorin, J. Niemeyer, "Noise in Al single-electron transistor of stacked design", *J. App. Phys.* **84** 6 (1998), 3212-3215.
2. Yukinori Ono, Kenji Yamakazi, Masao Nagase, Seiji Horiguchi, Kenji Shiraishi, Yasuo Takahashi, "Single-electron and quantum SOI devices", *MEE* **59** (2001), 435-442.

РАЗРАБОТКА СПОСОБА НЕКОВАЛЕНТНОЙ ФИКСАЦИИ ДНК НА ПОВЕРХНОСТИ МОНОКРИСТАЛЛА КРЕМНИЯ

* Волков И.Л.

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

В настоящее время большой интерес представляет конструирование микро- и наноструктур с заданными свойствами на основе биополимеров. В частности, для таких це-

* Доклад отмечен жюри как лучший на подсекции.

лей используют нуклеиновые кислоты. Благодаря своим уникальным физико-химическим свойствам (комплементарность цепочек, высокая плотность заряда, большая жесткость) ДНК находит широкое применение при создании биодатчиков, сенсоров, напроповолок и др. Использование кремния в качестве твердой подложки открывает новые перспективы. Кремний – основной материал современной микроэлектроники. Благодаря доступности сырья и отработанной технологии использование кремния в сочетании с ДНК в наноэлектронике представляется весьма перспективным.

В предлагаемой работе рассматривается возможность нековалентной фиксации ДНК на поверхности монокристалла кремния р- и н-типа, с ориентацией (100). Кристаллы изготовлены методом бестигельной зонной плавки (float zone). Проводится сравнение различных способов подготовки поверхности для фиксации ДНК. Проверка фиксации осуществляется при помощи атомной силовой микроскопии (АСМ) на приборе Nano-Scope 4a, Veeco. Традиционно при исследовании методами сканирующей зондовой микроскопии для фиксации нуклеиновых кислот используют поверхность свежесколотой слюды, при этом в раствор добавляют ионы магния для сцепления отрицательно заряженной молекулы ДНК с отрицательной поверхностью подложки. В отличие от слюды, которая является хорошим диэлектриком, кремний – полупроводник, поэтому зарядовыми свойствами поверхности кремния можно управлять с помощью внешних воздействий: приложив электрическое поле или осветив кристалл. При воздействии света на кремний р-типа неосновные носители заряда подходят к поверхности и могут быть захвачены на поверхностные состояния. Такой заряд при комнатной температуре может сохраняться

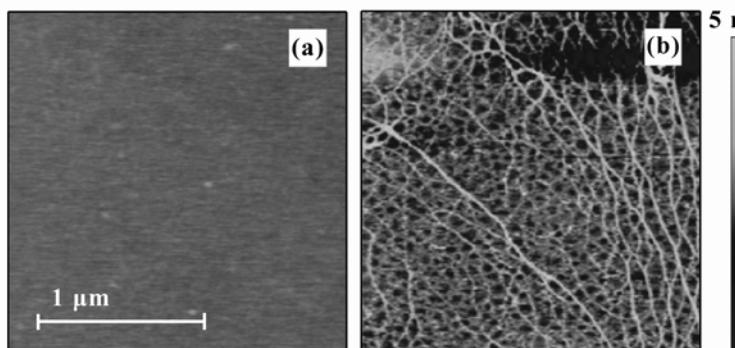


Рис. АСМ-изображения поверхности кремния р-типа.
(а) - необработанная поверхность; (б) - ДНК на поверхности кремния при оптимальных условиях приготовления образца

поверхности монокристалла кремния р- и н-типа. Фиксация ДНК на поверхность кремния р-типа реализуется из раствора, содержащего ионы магния, при освещении образца светом с длиной волны $\lambda = 680$ нм. При этом слой окисла на поверхности кремния должен быть достаточно тонким.

E-mail: volk.ne@gmail.com

десятка минут. Для эффективной перезарядки поверхностных состояний необходимо, чтобы свет проник на глубину, превышающую толщину области пространственного заряда (ОПЗ) на величину порядка длины диффузии неосновных носителей.

Анализ экспериментальных данных позволил сформулировать требования к условиям для нековалентной фиксации ДНК на

РАСЧЕТ ВЗАЙМОЙ ЭФФЕКТИВНОЙ ЕМКОСТИ МОЛЕКУЛ

Герасимов Ярослав Сергеевич
МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Создание одноэлектронных устройств с базовыми элементами на основе отдельных молекул, размер которых не превышает несколько нанометров, а в одноэлектронном

молекулярном транзисторе расстояние между которыми составляет порядка 2 нм, является самой интригующей и перспективной задачей в настоящее время. Один из возможных способов создания таких устройств – комбинирование классических электронных устройств и наноэлектронных элементов (молекул, кластеров, нанотрубок и т.д.). Теоретическое рассмотрение комбинированных устройств осложнено тем, что их различные части описываются физическими параметрами неодинаковой природы. Для описания классических электронных устройств используются макроскопические понятия емкости, сопротивления и индуктивности, тогда как наноэлементы характеризуются вероятностными квантовыми характеристиками.

В этой работе для решения проблемы теоретического описания комбинированных одноэлектронных устройств нанометрового масштаба мы использовали подход “сверху вниз”. Нами было впервые показано, что для отдельных молекул, кластеров, наногранул и т.п. можно ввести понятие электрической собственной и взаимной эффективной емкости. Указанный подход «сверху вниз» дает возможность использовать хорошо известные и надежные методы электронной схемотехники для расчета электрических параметров комбинированных электронных устройств.

Предложен метод определения эффективной емкости наноэлементов, который основывается на предположении, подтвержденном экспериментальными данными и численными расчетами - зависимость полной энергии молекулы в основном состоянии от ее полного заряда является квадратичной функцией.

Результаты настоящей работы подтвердили возможность применения понятия взаимной емкости к наноразмерным объектам. Расчеты произведены для молекулы карборана $C_2B_{10}H_{12}$. Для двух молекул, расположенных на расстоянии заключенном в интервале от 25 до 200 ангстрем, рассчитанные значения взаимной эффективной емкости меняются от $-3,68 \cdot 10^{-21} \Phi$ до $-4,62 \cdot 10^{-22} \Phi$. Точность расчета составляет $3 \cdot 10^{-23} \Phi - 5 \cdot 10^{-24} \Phi$. Диапазон применимости полученных результатов: расстояние между нанообъектами должно лежать от 7 ангстрем [1].

Энергия взаимодействия рассчитана в приближении прямых электростатических взаимодействий при отсутствии обменных эффектов. Численным расчетом показано, что для всех возможных пар выбранных зарядовых состояний молекул значение энергии взаимодействия прямо пропорционально произведению полных зарядов молекул.

Порядок полученных значений и экспоненциальный характер убывания взаимной емкости с расстоянием между молекулами подтверждает хорошее согласие результатов с классическими электростатическими представлениями и корректность предложенного метода.

Литература

1. Каплан И.Г. Введение в теорию межмолекулярных взаимодействий. – М.: Наука, 1982-312с.

ФОРМИРОВАНИЕ МИКРО- И НАНОСТРУКТУР ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ПОВЕРХНОСТИ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

Джунь И.О.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Введение

Одной из немаловажных задач современной микроэлектроники является создание наноструктурированных материалов с узким распределением размеров структурных компонент. Ввиду этого большой практический интерес представляет собой использо-

вание мощных сверхкоротких лазерных импульсов для обработки материалов с большой точностью и развитие простого способа создания наноструктур контролируемой величины за счет изменения параметров излучения и состава окружающей среды. Данная работа посвящена изучению формирования микро- и наноструктур на поверхности пористого кремния под действием фемтосекундных лазерных импульсов. Пористый кремний был выбран для исследования как среда, состоящая из пор и нанокристаллов размером от единиц до сотен нанометров.

Методика эксперимента.

В ходе эксперимента проводилось фемтосекундное облучение поверхности пористого кремния в вакууме при комнатной температуре. Для получения фемтосекундных лазерных импульсов использовалась система производства *ООО “Авеста-Проект”*. На выходе из системы импульсы имели линейную поляризацию, длительность 80 фс и энергию около 250 мДж при частоте повторения $7\text{--}10\text{ Гц}$. Контроль выходной интенсивности осуществлялся с помощью оптического измерителя мощности *Coherent FieldMax-TO*. Образцы пористого кремния были получены путем анодного электрохимического травления пластин $p^{++}\text{-Si:V}$ с кристаллографической ориентацией поверхности (100) в растворе 48% плавиковой кислоты с этанолом в соотношении $1:1$. В зависимости от уровня легирования подложки для $\rho = 3 - 6\text{ мОм}\cdot\text{см}$ и $\rho = 15\text{ Ом}\cdot\text{см}$ были изготовлены пластинки мезо- и микропористого кремния соответственно. Отделения свободных пленок пористого кремния от подложек не производилось. Для исследования осаждения аблировавших частиц использовались покровные стекла толщиной 0.1 мм фирмы *Biovitrum*, устанавливаемые над образцом кристаллического или пористого кремния на расстоянии $1\text{--}2\text{ мм}$ над кремниевой мишенью. Наблюдение получаемых на поверхности пористого кремния структур осуществлялось с помощью оптического микроскопа *Olympus U-5RE-2* спектрометра комбинационного рассеяния *LABRAM* производства *Horiba Jobin Yvon LABRAM*. Для исследования поверхности покровных стекол использовался *C3M Solver PRO* производства компании *HT-МДТ*.

Экспериментальные результаты и их обсуждение.

На облученной фемтосекундными лазерными импульсами поверхности пористого кремния методами оптической микроскопии зарегистрированы упорядоченные микроструктуры с характерным периодом, близким к длине волны формирующего лазерного излучения. При используемых нами энергиях лазерного излучения ориентация полученных структур всегда перпендикулярна направлению поляризации лазерного излучения. Показано, что при облучении в вакууме период возникающих структур не изменяется при увеличении числа лазерных импульсов. Определена пороговая плотность энергии образования периодических структур на поверхности пористого кремния, значение которой составило $0.02\text{ мДж}/\text{см}^2$, что оказалось в 25 раз ниже соответствующего порогового значения для кристаллического кремния [1]. Кроме того, выяснилось, что период структур, получаемых на поверхности пористого кремния меньше периода структур, получаемых на поверхности кристаллического кремния, что объясняется различием их диэлектрической проницаемости [2].

Методом атомно-силовой микроскопии исследовались частицы, вынесенные в процессе аблиции с поверхности микропористого кремния (средний размер пор составляет около 2 нм [3]). Оказалось, что эти частицы имеют большие, по сравнению со случаем кристаллического кремния размеры. Структура осажденных образований также отличается и для различных значений давления. В результате проведенного анализа было обнаружено, что при больших давлениях ($100\text{--}200\text{ мбар}$) аблировавшие частицы образуют комплексы значительных размеров ($400\text{--}500\text{ нм}$), при меньших же давлениях ($0.1\text{--}1\text{ мбар}$) оседающие на покровное стекло структуры в латеральном размере в большинстве не превышают $200\text{--}300\text{ нм}$.

Научный руководитель работы - кандидат физико-математических наук, доцент Головань Л.А.

E-mail: irinkin007@mail.ru

Литература

1. С.В. Заботнов, Л.А. Головань, И.А. Остапенко и др. “Фемтосекундное наноструктурирование кремниевых поверхностей” // Письма в ЖЭТФ, 83 (2), 76 (2006).
2. М.Н. Либенсон “Поверхностные электромагнитные волны оптического диапазона” // Соросовский образовательный журнал, №10, 1996.
3. J. Rouquerol, D. Avnir, C.W. Fairbridge, D.H. Everett, J.H. Haynes, N. Pernicone, J.D.F. Ramsay, K.S.W Sing, K.K. Unger “Recommendations for the characterization of porous solids” // Pure Appl. Chem, 1994. v. 66, pp. 1739-1758.

ТЕХНОЛОГИЯ ВЫРАЩИВАНИЯ ИЗ ПЕНТАГОНАЛЬНЫХ НАНООБЪЕКТОВ КОМПОЗИЦИОННОЙ МИКРОПРОВОЛОКИ, ЕЕ СВОЙСТВА И ОБЛАСТЬ ПРИМЕНЕНИЯ

Дорогов М.В.

Тольяттинский государственный университет, Тольятти, Россия

Нанообъекты – это объекты (пленки, частицы, усы, трубки) для которых хотя бы один из трех размеров не превышает 100 нм. При изготовлении из них методом порошковой металлургической обработки давлением, методом сварки взрывом микро- и макроизделий свойства массивных материалов резко ухудшается по сравнению со свойствами отдельных нанообъектов, зачастую это оказывается экономически не выгодно.

Нами предложен способ выращивания готовых изделий, непосредственно из пентагональных металлических нанообъектов (способ патентуется). Используя этот метод, нами получена композиционная микропроволока, состоящая из пластичной, электропроводной металлической оболочки, в которую заключена твердая и прочная и износостойкая сердцевина, например, из борного или графитового волокна. Сущность технологии получения композиционной микропроволоки, заключается в следующем:

1. На первом этапе, по авторской методике [1], получаем на подложке методом электроосаждения пентагональные микротрубки длиной 20-30 мкм и диаметром 2-4 мкм, являющихся по определению из-за тонкой оболочки (менее 100 нм) нанообъектами (рис. 1 а).
2. Подложку с трубками помещаем под микроскоп и при помощи манипуляторов вставляем в трубки волокна или усы (схема рис. 1 б).
3. Затем подложку с заготовками помещаем в раствор электролита и методом электроосаждения металла производим заращивание волокон или усов металлом.

Благодаря наличию пентагональной симметрии, а значит дисклиниации, рост трубки будет происходить только в длину [1], так формируется композиционная микропроволока

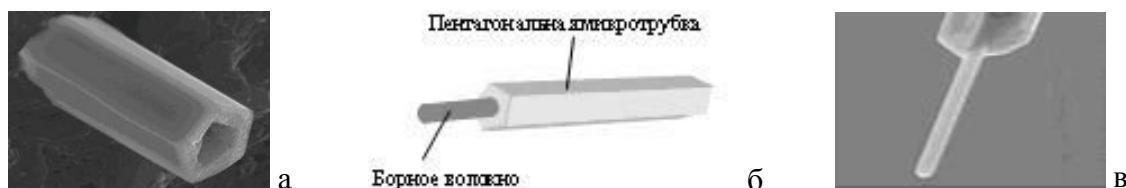


Рис. 1. Пентагональная микротрубка (а), схема изготовления (б) из нее композиционной микропроволоки (в)

Получаемые по предложенному способу пентагональные нити композиционного материала могут иметь диаметр порядка 1...10 мкм и практически неограниченную длину, которая зависит лишь от длины применённого волокна, составляющего сердцевину.

Полученная нами композиционная микропроволока, обладает уникальными характеристиками: одновременно высокой электропроводностью и прочностью, что позволит ей найти широкое применение в технике и медицине.

На основе композиционный микропроволоки можно изготавливать миниатюрные детали типа прочных микропроводов, микроиглок, щупов, зондов и электрических микроконтактов с высокой прочностью и износостойкостью, а также с хорошими электрическими свойствами.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ Р-офи № 08-02-99034, под руководством д.ф-м.н., профессора А.А. Викарчука.

E-mail: maxim@tltsu.ru

Литература

1. Викарчук А.А., Ясников И.С. Структурообразование в наночастицах и микрокристаллах с пентагональной симметрией, формирующихся при электрокристаллизации металлов. – Тольятти: ТГУ, 2006. – 206с.

ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА ИОНОВ ЭРБИЯ В АНСАМБЛЯХ КРЕМНИЕВЫХ НАНОКРИСТАЛЛОВ В МАТИЦЕ ДИОКСИДА КРЕМНИЯ ПРИ ВЫСОКИХ УРОВНЯХ ОПТИЧЕСКОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ

Дьяков С.А., Жигунов Д.М.

МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Электронные устройства как результат бурного развития микроэлектроники являются неотъемлемой частью повседневной жизни. Сейчас информация в них передается главным образом при помощи электрических сигналов. Использование фотонов в качестве носителей информации существенно увеличило бы пропускную способность каналов. Вот почему одной из актуальных задач современной оптоэлектроники является создание светоизлучающих устройств - лазеров и светодиодов, - основанных на кремнии. Их интеграция в планарную технологию даст возможность существенно улучшить ключевые телекоммуникационные параметры: скорость и надежность передачи информации.

Ввиду непрямой запрещенной зоны, кремний характеризуется низкой эффективностью люминесценции. В связи с этим особе внимание привлекают кремниевые нанокластеры. Их свойства сильно отличаются от свойств объемного кремния, что связано с появлением квантово-размерного эффекта при уменьшении характерных размеров до масштабов порядка длины волны де Броиля носителей заряда, т.е. нескольких нанометров.

Другой проблемой передачи данных через оптическое волокно посредством фотонов является минимизация затухания и дисперсии передаваемых волновых пакетов. Для наиболее дешевых в изготовлении кварцевых волокон длина волны, соответствующая минимуму потерь, примерно равна 1,5 мкм. Поэтому очень важным условием для создаваемых лазеров и светодиодов является длина волны излучения. Было обнаружено, что структуры кремниевых нанокластеров с примесью редкоземельного элемента эрбия проявляют эффективную фотолюминесценцию на длине волны 1,5 мкм.

Эффективность фотолюминесценции обуславливается переносом энергии от возбужденных нанокластеров к ионам эрбия [1]. Помимо традиционных измерений спектров ФЛ экситонов и ионов эрбия, на основании анализа временных профилей спада и нарастания ФЛ были вычислены средние времена переноса энергии. Данная величина составила ≈ 5 мкс.

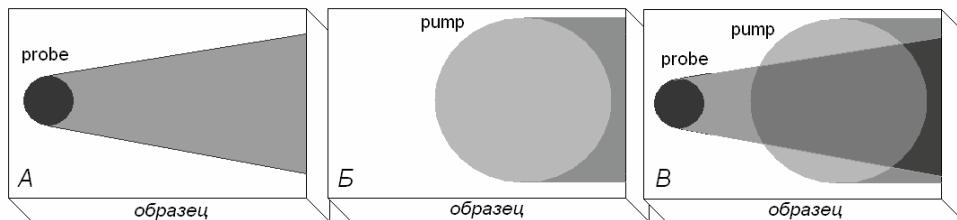


Рис.1. Схема измерения оптического усиления.

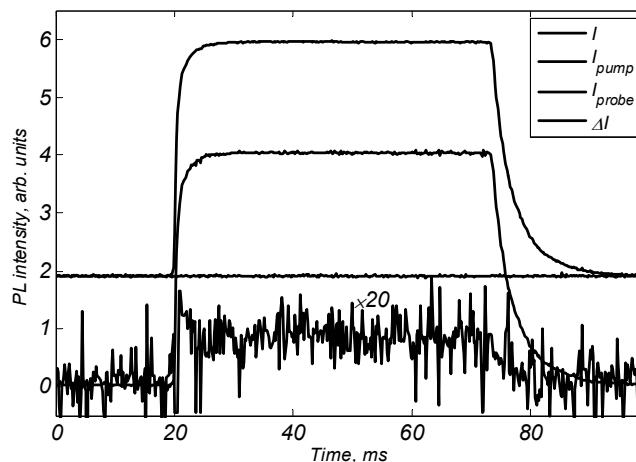


Рис.2. Кинетики ФЛ образца *nc-Si:SiO₂:Er*, измеренные на длине волны 1546 нм, при различных возбуждающих излучениях, а также кинетика величины ΔI

В предыдущих работах [1,2,3] исследовались кристаллические нанокластеры. В настоящей работе было показано, что аморфные нанокластеры также обладают способностью эффективно возбуждать ионы эрбия.

Обнаружено, что при интенсивностях накачки, большей 0,2 Вт/см² в системе ионов эрбия в образце, содержащем кремниевые нанокластеры достигается инверсная населенность. В связи с этим, при мощностях накачки 2 Вт/см² был измерен коэффициент усиления излучения с длиной волны 1546 нм (рис.1,2) при прохождении через образец, находящийся в условиях оптической накачки. Значение указанной величины составило 0.01.

Автор выражает признательность профессору, д. ф.-м. н. Тимошенко В.Ю. за помощь в подготовке тезисов.

E-mail: sergey_dyakov@mail.ru

Литература

1. Polman A. (1997) Erbium implanted thin film photonic material. Journal of Applied Physics, v.82, 1.
2. Imakita K., Fujii M., Hayashi S. (2005) Spectrally resolved energy transfer from exitons in Si nanocrystals to Er ions. Physics Review Letters, v. 71.
3. Lourenco M., Gwilliam M., Homewood K. (2007) Extraordinary optical gain from silicon implanted with erbium. Applied Physics Letters, v.91, 141122.

ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ЭКСИТОННОГО БОЗЕ-КОНДЕНСАТА В КОЛЬЦЕВОЙ ЛОВУШКЕ

Ефимкин Д.К.

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова

Введение

В работе рассматривается бозе-конденсация (БК) квазидвумерной системы экситонов с диполь-дипольным взаимодействием в кольцевой ловушке. Предполагается, что экситоны возбуждены в одиночной квантовой яме, находящейся под затвором Шоттки с вырезанным круговым отверстием, и имеют дипольный момент, индуцированный внешним электрическим полем затвора [1]. При этом около границы кольца возникает неоднородное поле, создающее эффективную потенциальную яму для частиц, обладающих дипольным моментом.

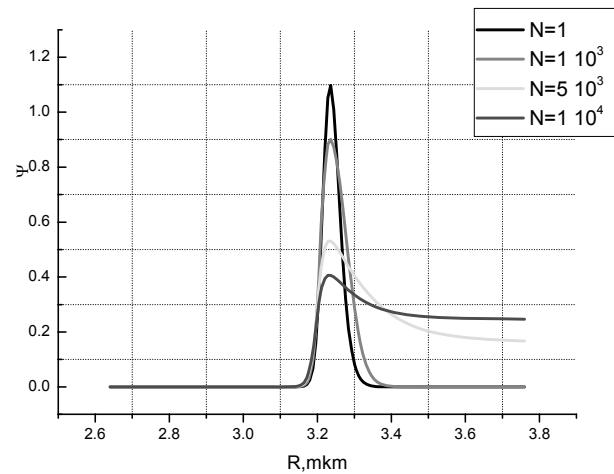
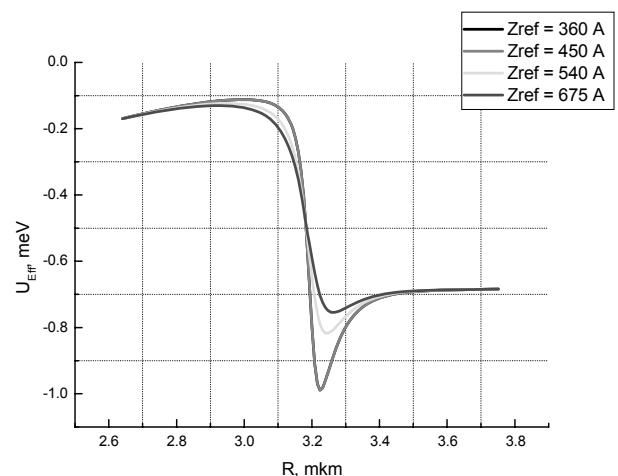
При помощи введение в уравнение Шредингера мнимого времени задача об определении поляризуемости экситона под действием внешнего поля, находящегося в одиночной квантовой яме, сводится к решению двумерного квазилинейного уравнения теплопроводности.

Поставлена и решена численно задача Дирихле о пространственном распределении напряженности и потенциала электрического поля внутри и вне ловушки. Определено расположение асимметричной потенциальной ямы для экситонов, её профиль и глубина (рис.1).

Решена задача о нахождении профиля макроскопической волновой функции БК экситонов в приближении локальной плотности в удерживающем поле ловушки. В этом приближении система экситонов в ловушке описывается уравнением Гросса-Питаевского (ГП) [3]. В двумерном случае длина рассеяния при диполь - дипольном взаимодействии логарифмически расходится. В этом случае, как показано в [2], модельный потенциал корректно ввести:

$$U(r_2 - r_1) = -\frac{4\pi\hbar^2}{m \cdot \ln(n \cdot a_o^2)} \cdot \delta(r_2 - r_1), \quad (1)$$

что вводит дополнительную нелинейность в уравнение. Уравнение ГП с модельным потенциалом (1) решается численно при помощи 2-х методов: а) Вариационным методом ищется минимум функционала ГП; б) методом мнимого времени решается уравнение ГП. Исследуется влияние на макроскопическую функцию БК как внешнего поля ло-



вушки, так и внутреннего взаимодействия. На рис.2 приведены волновые функции ψ БК экситонов в кольцевой ловушке.

Рассмотрен вопрос о связи интерференционных картин люминесценции с распределением экситонов по импульсам. Рассмотрены вихревые возбуждения, существенно меняющие импульсное распределение Найдены положения топологических возбуждений БК, соответствующие наименьшей энергии. Посчитан потенциал взаимодействия вихрей между собой. Построены соответствующие каждому случаю картины люминесценции, качественно совпадающие с [1]. Общим результатом работы является доказательство, что в данной системе действительно осуществлялась бозеконденсация.

Научные руководители: В.А.Кульбачинский д.ф-м.н., Ю.Е.Лозовик д.ф-м.н.

Литература

1. Горбунов А.В. Тимофеев В.Б., Межъямные экситоны в латеральной потенциальной яме в неоднородном электрическом поле, Письма в ЖЭТФ, том 80, вып. 3, с.210-215.
2. Самарский А.А., Андреев В.Б. Разностные методы для эллиптических уравнений - М.: Наука, 1977.
3. Pitaevskii L., Stringari S., Bose Einstein Condensation, Oxford, 2003
4. M.Shick, Phys. Rev.A3, 1067 (1971)
5. Yu.E.Lozovik, O.L.Berman, Phase transitions in the system of spatially separated electrons and holes, JETP 84, N 5, 1027-1035(1997).

ЗАВИСИМОСТЬ СПЕКТРОВ ПРОПУСКАНИЯ И ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ КОЛЛОИДНОГО РАСТВОРА КВАНТОВЫХ ТОЧЕК CdSe/ZnS ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ

** Козлова М.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

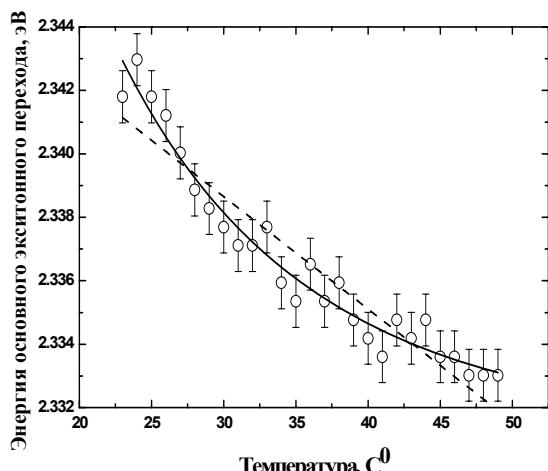


Рис.1. Зависимость энергии основного экситонного перехода в квантовых точках CdSe/ZnS от температуры

В полупроводниковых квантовых точках (КТ) размерное квантование приводит к появлению дискретных энергетических уровней в зоне проводимости и в валентной зоне. Положение основного экситонного состояния в них в грубом приближении выражается формулой [1]:

$$E_n = E_g + \frac{h^2 \pi^2}{2 \mu a^2}$$

где E_g – энергия ширины запрещенной зоны, μ – приведенная масса экситона, a – радиус КТ.

Автору известно лишь ограниченное число работ, посвященных исследованию температурной зависимости положения экситонного уровня в коллоидных КТ. В работе [2] на основании измеренных спектров фотолю-

** Доклад отнесен жюри как один из лучших на подсекции.

минесценции КТ CdSe/ZnS в полимерной матрице в диапазоне температур $45 \div 295$ К сделаны следующие выводы: 1) температурный сдвиг экситонного состояния $1S_{3/2}^h \rightarrow 1S_e$ определяется только зависимостью от температуры энергии ширины запрещенной зоны; 2) энергия квантово-размерой добавки от температуры не зависит.

В данной работе исследовались особенности спектров пропускания и фотолюминесценции коллоидного раствора КТ CdSe/ZnS в гексане, полученного методом металлоорганического синтеза, при температурах $20 \div 50^\circ\text{C}$. Диапазон температур ограничен свойствами гексана. Измеренные энергии экситонного перехода $1S_{3/2}^h \rightarrow 1S_e$ при различных температурах показаны на Рис.1. Представленная зависимость носит явный нелинейный характер. Одновременно на рисунке приведена аппроксимация экспериментальных данных с учетом только линейного изменения ширины запрещенной зоны с температурой (пунктирная линия) и с дополнительным учетом теплового расширения КТ (сплошная линия). В последнем случае для аппроксимации использовалось выражение $E(T) = \alpha T + b/(1+cT)^2 + E_0$. Как видно из рисунка, только учет обоих этих механизмов позволяет достаточно точно описать полученную зависимость.

Тем самым показано, что сдвиг экситонного уровня с температурой определяется не только изменением ширины запрещенной зоны, но и зависимостью от температуры энергии размерного квантования, обусловленной тепловым расширением КТ. При этом измеренный коэффициент линейного расширения КТ $c \approx 4 \cdot 10^{-5} \text{ град}^{-1}$ превосходит аналогичный параметр для объемного полупроводника более чем на порядок.

E-mail: marija-kozlova@yandex.ru

Литература

1. А.Л. Эфрос, А.Л. Эфрос, «Межзонное поглощение света в полупроводниковом шаре», Физика и техника полупроводников, 1982, 16, 7, 1209.
2. D.Valerini, A. Creti, M. Lomascolo, « Temperature dependence of the photoluminescence properties of colloidal CdSe/ZnS core/shell quantum dots», Phys.Rev 71, 235409 (2005).

ЭМИССИОННЫЕ И МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА УГЛЕРОДНЫХ БАМБУКОПОДОБНЫХ НАНОТРУБОК ВО ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Колесникова А.С.

Саратовский государственный университет им. Н.Г.Чернышевского, Саратов, Россия

Применение бамбукоподобных структур в качестве нанэмиттеров наравне с обычными нанотрубками стало возможным: экспериментальные исследования показали, что бамбукоподобные углеродные трубы (БУН) обладают хорошими эмиссионными свойствами, обеспечивая 120 мА/см^2 при напряженности внешнего поля 16 В/мкм [1]. В связи с этим возникает необходимость изучения электронного строения и топологии каркаса БУН в сильных электрических полях.

На модифицированной модели сильной связи для углеродных нанокластеров [2] исследованы однослойные БУН с внутренними перемычками диаметром 0.7 нм и 1.37 нм (рисунок) и аналогичные бездефектные трубы в однородном электростатическом поле 3–10 В/нм (направление силовых линий поля совпадает с осью нанотрубки). Получены следующие результаты: 1) модули Юнга и кручения БУН выше, чем у обычных трубок (модуль Юнга БУН (10,10) равен $2 \div 3 \text{ ТПа}$, в то время как для трубок без перемычек – $\sim 1.3 \text{ ТПа}$), и растут с увеличением числа перемычек на единицу длины; 2) БУН растягиваются по действие пондеромоторной силы на 1–3 %, по сравнению с од-

нослойными углеродными нанотрубками, (ОУН) у которых деформация заметнее: 2–7 %; 3) работы выхода БУН уменьшается на 0.05 эВ по сравнению с аналогичными ОУН; 4) поляризуемость БУН превышает поляризуемость ОУНТ в 1.5 раза; 5) диэлектрическая проницаемость БУН выше по сравнению с ОУНТ в 1.6 раза. В таблице приведены данные для БУН разных диаметров и с разным числом перемычек (двухсекционной – с одной перемычкой, трехсекционной – с двумя перемычками): погонная поляризуемость (на единицу длины), диэлектрическая проницаемость (относительная), погонная электрическая емкость. Все результаты получены для напряженности электростатического поля 3 В/нм. На рисунке показаны направление и величина дипольного момента БУН (5,5) для напряженности 3 В/нм. Полученные результаты позволяют заключить, что БУН могут служить не только источником электронов в автокатодах, но и основой композитного материала с высокой диэлектрической проницаемостью.

Параметры	Трех-секционная БУН (5,5)	Двухсекционная БУН (10,10)
диаметр	0,7 нм	1,37 нм
α_{zz} , нм ²	1,42	1,4
ϵ_r	301	330
ϵ , кмФ/нм	2,67	2,9

Трехсекционная бамбукоподобная нанотрубка (5,5) с указанием дипольного момента

Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН П-03 «Квантовая Макрофизика» (Подпрограмма № 2 «Влияние атомно-кристаллической и электронной структуры на свойства конденсированных сред») и гранта РФФИ (проект № 07-02-00852а).

E-mail: kolesnikova.88@mail.ru

Литература

1. Н.И.Синицын, Г.В.Торгашов, О.А.Терентьев, З.И.Буянова Углеродные нанотрубки с дефектами как элементы электронных устройств / Труды V российско-японского семинара «Оборудование, технологии и аналитические системы для материаловедения, микро- и наноэлектроники». Москва, 2007. Из-во МИСиС. Том 1. С.373-380.

2. Глухова О.Е., Жбанов А.И. Равновесное состояние нанокластеров C₆₀, C₇₀, C₇₂ и локальные дефекты молекулярного остова // Физика твердого тела.–2003.– Т.45. – № 1.–С.180-186.

ИССЛЕДОВАНИЕ СХОДИМОСТИ МАТРИЦЫ РАССЕЯНИЯ ОДНОМЕРНО-ПЕРИОДИЧЕСКИХ ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СЛОЕВ

Н.И.Комаревский¹, Н.А.Гиппиус^{1,2}, С.Г.Тиходеев^{1,2}

¹ МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия;

² Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Москва, Россия

Одним из наиболее эффективных методов расчета оптических спектров фотонно-кристаллических слоев является метод матрицы рассеяния [1,2]. Он позволяет рас-

считывать, в зависимости от угла падения и длины волны света, коэффициенты отражения, пропускания и поглощения, а также распределение электромагнитного поля во всем пространстве. В методе матрицы рассеяния поле в каждом слое представляется в виде разложения по плоским волнам и решаются уравнения Максвелла. На основе полученных собственных значений в каждом слое строится матрица рассеяния всей структуры. Метод матрицы рассеяния был ранее успешно применен для исследования ряда периодических структур [3,4]. Одной из актуальных проблем данного метода остается не слишком хорошая сходимость, особенно в случаях с металлическими слоями.

В настоящей работе была исследована сходимость матрицы рассеяния в диэлектрических и металлических одномерно-периодических фотонно-кристаллических слоях. Используется тот факт, что в случае одномерно-периодического кристалла составляющие фотонно-кристаллический слой структуры (для которых в методе матрицы рассеяния нужно построить интерфейсные и сдвиговые матрицы), допускают точное решение для каждой фотонной моды по-отдельности. Это позволяет проверить сходимость метода матрицы рассеяния, а также предложить метод позволяющий улучшить сходимость.

E-mail: kolyankom@list.ru

Литература

- [1] Whittaker D.M., Culshaw I.S. *PRB* **60**, 2610 (1999).
- [2] S.G. Tikhodeev, A.L. Yablonskii, E.A. Muljarov, N.A. Gippius, and T. Ishihara, *Phys. Rev. B* **66**, 045102 (2002).
- [3] A. Christ, S.G. Tikhodeev, N.A. Gippius, J. Kuhl, H. Giessen, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 183901 (2003).
- [4] Christ A., Zentgraf T., Tikhodeev S.G., Gippius N.A., Kuhl J. *PRB* **74**, 155435 (2006).

УПОРЯДОЧЕННЫЕ ЗОЛОТЫЕ ПЛАЗМОННЫЕ ЧАСТИЦЫ НА КРЕМНИЕВОЙ И ЗОЛОТОЙ ПОДЛОЖКАХ, ПОЛУЧЕННЫЕ МЕТОДОМ НАНОСФЕРНОЙ ЛИТОГРАФИИ

Москаленко В.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Наносферная литография - это простой и относительно быстрый способ получения нано- и микроструктур, упорядоченных на макроскопических масштабах [1]. В данной работе рассматривается метод наносферной литографии для формирования ансамбля упорядоченных золотых наночастиц на кремниевой и золотой подложках.

Первый шаг наносферной литографии - это получение монослоя полистироловых субмикро- или микросфер на кремниевой поверхности. Для этого используется раствор монодисперсных микросфер с добавлением небольшого количества поверхностно-активного вещества. Промежутки между микросферами в монослое имеют треугольную форму, размер которых определяется размером используемых полистироловых микросфер. В данной работе используются микросфера размером от 800 нм до 4мкм. Изучены различные способы получения монослоя микросфер. Контроль качества и оценка упорядоченности монослоёв производится с использованием пространственного Фурье-анализа, оптимизированного для данного случая.

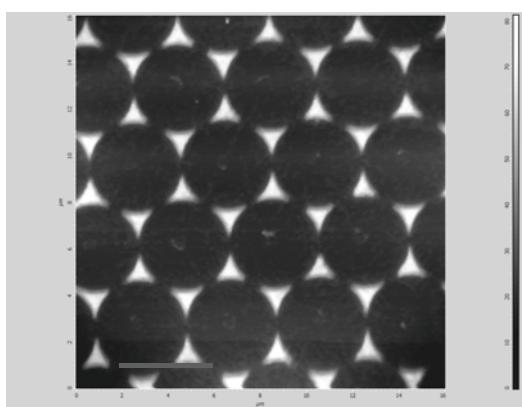


Рис.1. Изображение массива золотых наночастиц в гексагональной упаковке. Высота золотых остовов 55 нм после удаления микросфер. Масштаб 4мкм.

Следующим шагом наносферной литографии является вакуумное напыление золотой пленки толщиной примерно 50 нм на кремниевую подложку. Далее полистироловые микросфера удалаются в спиртовом растворе под действием ультразвука. Была получена структура гексагонально упакованных упорядоченных треугольных золотых остовов. На рис.1 показано изображение массива наночастиц, полученное с помощью атомно-силового микроскопа. Характерный размер треугольника 600 нм, высота 55 нм, и расстояние между соседними треугольниками 300 нм, при использовании сфер размером 4мкм.

Для формирования упорядоченных золотых наночастиц на золотой подложке, на поверхность кремния напыляется золотая плёнка толщиной 150-200 нм. Следующий шаг это создание монослоя полистироловых микросфер на золотой плёнке с использованием метода контролированного испарения в конвективной ячейке [2]. Далее техника формирования плазмонных треугольников аналогична наносферной литографии для формирования структур на кремниевой поверхности. Результатом являются упорядоченные золотые наночастицы на золотой поверхности.

E-mail: moskalenko@nanolab.phys.msu.ru

Литература

- [1]. J. C. Hulteen and R. P. Van Duyne, J. Vac. Sci. Technol. A 13(3), p.1553, 1995.
- [2]. G. S. Lazarov, N. D. Denkov, O. D. Velev , P. A. Kralchevsky and K Nagayama, J. Chem. Soc. Faraday Trans., 90(14), p. 2077, 1994.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТЕЙ АТОМНО – СИЛОВОГО МИКРОСКОПА ПО СОЗДАНИЮ НАНОЭЛЕКТРОДОВ

Паршинцев А.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

В настоящее время одной из глобальных задач электроники является создание электронных схем с большим количеством интегральных элементов. Для этого необходимо дальнейшее уменьшение размеров интегральных элементов. Создание молекулярного одноэлектронного транзистора (МОТ), работающего при комнатной температуре, позволит решить эту задачу. Тепловые шумы накладывают ограничение на размер зазора между электродами МОТ, ширина зазора должна составлять ~ 1 нм. [1] Изготовление такого зазора требует решения многих технических задач. С использованием метода стандартной литографии удается создать зазоры шириной 100-200 нм. Поэтому

для создания электродов с зазором ~ 1 нм. требуется использовать другие методы, такие, как электромиграция, электрохимическое осаждение и пр.

Для проведения процедуры электромиграции требуется создать заготовку, представляющую из себя короткую (порядка 30-40 нм) и тонкую (порядка 10 нм) перемычку между относительно толстыми (порядка 50 нм) электродами [2]. Изготовление такихnanoструктур представляет большую сложность в настоящее время, поэтому для этой задачи чрезвычайно актуален поиск способов создания таких nanoструктур.

В настоящей работе предложен и исследован способ создания таких nanoструктур с помощью атомно-силового микроскопа (ACM) [3]. В ходе работы проведен ряд испытаний для изучения возможности непосредственного силового воздействия зонда на электроды – заготовки. Исследовалась возможность истончения толстого слоя электрода для проведения процедуры электромиграции. Работа проводилась на ACM Solver P47 [3], с использованием зондов NSG10/Pt. Электроды были изготовлены из золота.

В результате удалось создать nanoструктуры, в виде толстых электродов разделенных перемычкой толщины порядка 10 нм и длины порядка 30-40 нм, что по опыту проведения электромиграции достаточно для успешного изготовления зазоров ширины порядка 1-3 нм [2]. Материалы данной работы могут служить основой для создания заготовок для проведения процедуры электромиграции.

E-mail: alexultra@list.ru

Литература

1. Драгунов В.Г., Неизвестный И.Г., Гридчин В.А. (2000) Основы наноэлектроники Новосибирск: Изд – во НГТУ.
2. H. Park, A.K.L. Lim, A.P. Alivisatos. Fabrication of metallic electrodes with nanometer separation with electromigration, App. Phys. Letters, Vol. 35, N. 2, 1999.
3. www.nt-mdt.ru (сайт фирмы – производителя ACM Solver P47).

КРИТИЧЕСКИЙ ИНДЕКС НА МАЛОГО НИЗКОМЕРНОГО НАНОМАГНЕТИКА

Санников Е.В.

Хакасский государственный университет им. Н.Ф. Катанова, Абакан, Россия

Введение

В последнее время внимание многих исследователей привлекают мезоскопические системы с пониженной размерностью, обладающие рядом полезных свойств и имеющие значительные перспективы применения в промышленности. Одной из таких систем являются малые низкомерные наномагнетики, интересные с точки зрения использования их в качестве магнитных носителей информации нового поколения.

Модель и методы

Для исследования низкоразмерных наномагнетиков была выбрана модель Изинга. Использовался метод статистического распределения Гиббса. Критический индекс корреляционной длины v вычислялся по формуле

$$\xi \propto (T - T_c)^{-v},$$

где ξ – средняя по ансамблю длина самого длинного магнитного кластера (область, где сохраняется определенная упорядоченность в расположении спинов, $T_c=0$ для одномерной модели Изинга). В гамильтониане модели учтено взаимодействие первых и вторых соседей.

Результаты

Все результаты получены в компьютерном эксперименте. Для вычисления индекса v была определена температурная критическая область размытия ФП на основе установленной зависимости $\xi(T)$. Из формулы следует, что v явно не зависит от T . Поэтому, рассчитывая данный индекс вблизи критической области, мы ожидаем обнаружить некоторый участок (который и был обнаружен), где в среднем справедливо $v(T)=\text{const}$. Идея методики заключается в том, что именно этот участок целесообразно принять за «истинную» критическую область и на нём вычислять v , при этом нет противоречий, так как в данной области ξ достаточно близко к N . При этом точку перегиба функции $\xi(T)$ можно считать границей критической области и в некотором диапазоне, содержащем такую точку рассчитывать v . Оказалось, что данный участок содержит единственный максимум функции $v(T)$. Таким образом, можно сделать важный вывод, что максимум $v(T)$ определяет границу критической области и с его помощью можно более точно определить границу критической области магнитного фазового перехода, что даёт больше практической информации о том, в каком температурном интервале исследовать характеристики критической динамики в конечных одномерных наномагнитных системах. Расчёты проводились на малых системах с размерами $N=8-10$ при разных значениях напряжённости поля и взаимодействия. Установлено, что среднее значение $v=0,27$. Практическая значение работы заключается в том, что в методе заложена возможность перебора всех возможных конфигураций, позволяющая абсолютно точно в рамках модели описать равновесно-статистическую картину. Для систем малых размеров в быстроте компьютерных расчётов обнаружен существенный выигрыш во времени по сравнению с методом Монте – Карло.

Автор выражает признательность профессору, д.ф.м.н. Удодову В.Н. за помощь в подготовке тезисов.

E-mail: bush99@yandex.ru

Литература

- Камилов И.К, Муртазаев Х.К, Алиев А.К. (1999) Исследование фазовых переходов и критических явлений методами Монте-Карло // УФН.– 1999.– Т. 169.– №7.- с. 773 – 795.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТИПА ПРОВОДИМОСТИ В НАНОСТРУКТУРАХ МЕЗОПОРИСТОГО КРЕМНИЯ ПРИ АДСОРБЦИИ АКТИВНЫХ МОЛЕКУЛ

Силаев А.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

В последние годы интенсивно исследуются физико-химические свойства пористого кремния (ПК), представляющего собой сеть пересекающихся кремниевых нитей нанометрического сечения [1], следствием чего является его развитая удельная поверхность порядка $10^3 \text{ м}^2/\text{г}$ [1]. Эта особенность приводит к высокой адсорбционной активности изучаемого материала, в результате чего внешняя среда активно воздействует на его электронные и оптические свойства. В частности, предполагалось, что адсорбция молекул аммиака (NH_3), обладающих донорными свойствами, может привести к изменению типа проводимости в пористом кремнии с дырочного на электронный [2]. Однако, прямых экспериментальных подтверждений этого факта в литературе нет. Решению данной проблемы посвящается наша работа.

Образцы пористого кремния были приготовлены стандартным методом электрохимического травления пластины кристаллического кремния [1] p -типа с исходным уров-

нем легирования примеси $2 \cdot 10^{19} \cdot \text{см}^{-3}$, ориентацией поверхности (100) и удельным со- противлением 3-6 мОм·см. Электролит состоял из водного раствора плавиковой кислоты с добавлением спирта в следующих пропорциях: HF(48%):C₂H₅OH=1:1. Плотность тока составляла 50 мА/см², время травления 40 минут. После окончания процесса порообразования, мезопористый кремний отслаивался от подложки путем кратковременного увеличения плотности тока до 500 мА/см². Толщина полученных пленок мезопористого кремния составляла 80 мкм (оценивалась с помощью оптического микроскопа Metam PB-22). Выбор в качестве объекта исследования пленок мезопористого кремния обусловлен наличием в них относительно высокой концентрации носителей заряда и, как следствие этого, возможностью регистрировать влияние адсорбированных молекул на поглощение на свободных носителях заряда в таких образцах.

Измерения проводились на ИК спектрометре с обратным Фурье-преобразованием фирмы Bruker 66v/s (диапазон измерений 7500 - 400 см⁻¹, разрешение 2 см⁻¹). Наныление контактов на пленку производилось с помощью вакуумного поста ВУП5. Определение типа проводимости проводилось с помощью метода термоэдс.

Проведенные эксперименты позволяют сделать вывод о типе проводимости в слоях мезопористого кремния при адсорбции активных молекул и уточнить модельные представления о механизме адсорбции.

¹Научный руководитель работы – доцент, кандидат физико-математических наук Павликов А.В.

E-mail: yealis@pisem.net

Литература

1. A.G. Cullis, L.T. Canham, P.D.J. Calcott. J. Appl. Phys., 82, 909 (1997).
2. L. Boarino, C. Baratto, F. Geobaldo, G. Amato, E. Comini, A. M. Rossi, G. Faglia, G. Le'rondel, G. Sberveglieri. Material Sci. and Engin., B69–70, 210 (2000).

ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ МИКРОСФЕРЫ ДЛЯ СОЗДАНИЯ МАГНИТООПТИЧЕСКИХ ПЛАЗМОН-АКТИВНЫХ МИКРОСТРУКТУР

Томова З.М.

МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Интерес к магнитооптическим структурам обусловлен возможностью контролируемо управлять их оптическим откликом при наложении внешних полей. Помещение магнитооптического материала во внешнее поле позволяет наблюдать эффекты Фарадея и Керра, заключающихся в повороте плоскости поляризации падающего линейно-поляризованного излучения. Представляет интерес созданиеnanoструктур, в которых будет присутствовать одновременно плазмонные и магнитооптические свойства. До сих пор является открытым вопрос о влиянии плазмонных резонансов на усиление магнитооптического отклика плазмон-активных nanoструктур. В качестве таких структур может рассматриваться фотонный кристалл искусственного опала, состоящий из функциональных микросфер: частиц оксида кремния с нанесенными на поверхность слоями наносфер оксида железа и золотых наносфер. В настоящей работе предложен метод, позволяющий получить плазмон-активные частицы для создания магнитно-фотонных nanoструктур.

Метод создания функциональных частиц состоит из трех этапов:

1. На начальном этапе была отработана методика получения частиц оксида кремния. Синтез наносфер оксида кремния проводится методом Штобера [1], заклю-

чающимся в гидролизе тетраэтилового эфира кремниевой кислоты в водном растворе этилового спирта в присутствии аммиака. Синтез проводится при комнатной температуре, перемешивание раствора проводится при помощи магнитной мешалки. На начальном этапе синтеза образуются зародыши оксида кремния. В дальнейшем происходит равномерное увеличение слоя оксида кремния за счет быстрых скоростей перемешивания. Суспензии наносфер центрифугировались и промывались водой не менее 5 раз. В результате получены суспензии наносфер диаметром от 100 нм до 800 нм. Размер частиц определялся методом спектроскопии динамического светорассеяния. Исследована времененная зависимость диаметра частиц. Показана слабая зависимость размера частиц от времени синтеза.

2. Для получения суспензии золотых наносфер используется метод, описанный в статье [2]. При воздействии солей лимонной кислоты на золотохлористоводородную кислоту в растворе образуются золотые сферы с диаметром от 10 до 20 нм. Для дальнейшего осаждения на поверхность наносферы диоксида кремния золотые сферы покрываются слоем аминопропилтриметоксисилана и диоксида кремния. При добавлении суспензии золотых сфер в водный раствор SiO_2 частиц при непрерывном перемешивании, происходит их осаждение на поверхность SiO_2 частицы, покрытой слоем полиэлектролита.
3. Для осаждения магнитных частиц, на поверхность SiO_2 частицы предварительно покрывают слоем полиэлектролита. Равномерное осаждение магнитных частиц на поверхность SiO_2 частицы происходит при непрерывном перемешивании за счет высоких скоростей перемешивания.

E-mail: tomova@nanolab.phys.msu.ru

1. W.Stober, A. Fink, E.Bohn. *J.Colloid Interface Sci.*, 1968, **26**,62.
2. B.V. Enustun, J.Turkevich *J.Am.Chem.Soc.* 1963, 85.
3. Yihua Zhu, Hong Da, Xiaoling Yang, Ying Hu. *Colloids and Surfaces A*.

ОБРАЗОВАНИЕ НАНОЧАСТИЦ ЖЕЛЕЗА В УГЛЕРОДНОЙ ОБОЛОЧКЕ ПРИ МЕХАНИЧЕСКОЙ АКТИВАЦИИ И ПОСЛЕДУЮЩЕМ ОТЖИГЕ СМЕСИ ЖЕЛЕЗА С АМОРФНЫМ УГЛЕРОДОМ

**Хенкин Л.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Наночастицы железа обладают высокой намагниченностью насыщения, делающей их удобными для применения в таких областях, как биосенсорика, контрастное вещество для ЯМР и других. Однако окисление наночастиц в условиях окружающей среды делает их применение невозможным. Инкапсулирование частиц железа в графитовом углероде – одно из возможных решений этой проблемы. Цель настоящего исследования - изучить изменения структурных, фазовых и морфологических характеристик смеси железа и аморфного углерода, подвергающейся механической обработке и последующему отжигу, что может привести в результате к инкапсуляции. В нашей работе механический размол проводился в течение 3-5 минут в высокоэнергетической шаровой мельнице AGO-4 планетарного типа. Затем отжиг образца проводился непосредственно в электронном микроскопе с использованием специального нагревающегося держателя.

Исследование структурных превращений проводилось методами электронной микроскопии высокого разрешения на микроскопе Jeol JEM 2000 FX II при ускоряю-

** Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

щем напряжении 200 кВ и мессбауэровской спектроскопии. Мессбауэровские спектры были получены при температурах 300К в традиционной геометрии на пропускание гамма-излучения с использованием $\text{Co}^{57}(\text{Rh})$ источника. Математическая обработка экспериментальных спектров проводилась с использованием программного обеспечения UNIVEM MS (2006), позволяющего моделировать спектры суперпозицией подспектров с лоренцевской формой линии при варьировании мессбауэровских параметров: эффективного магнитного поля, квадрупольного расщепления, ширины и интенсивностей линий, изомерного сдвига. Рентгенодифракционные исследования проводились на θ -2 θ дифрактометре Rigaku-D/MAX-RC на $\text{Cu-K}\alpha$ излучении.

Электронная микроскопия образцов и данные мессбауэровской спектроскопии, полученные на разных этапах синтеза, показали, что взаимодействие в системе железо – аморфный углерод происходит путём формирования наноразмерных частиц железа (10-40 нм), а также карбидных наноразмерных частиц на их поверхности, в матрице аморфного углерода. Отжиг этих образцов приводит к разрушению наноразмерных карбидных фаз. При этом происходит кристаллизация аморфного углерода с образованием графитовой оболочки, а железо диффундирует внутрь оболочки, увеличивая тем самым размер наночастицы инкапсулированного железа (до 40-50 нм).

Таким образом формирование инкапсулированных наночастиц железа идёт по следующей схеме:

1) Смесь железа и аморфного углерода подвергается механической активации. В результате образуется смесь наночастиц железа (10-40 нм) в оболочке Fe_3C и аморфного углерода.

2) После отжига 550-750 °C образуются наночастицы Fe (40-50 нм) в графитовой оболочке.

Автор выражает признательность профессору, д.ф.-м.н. Новаковой А.А. за помощь в подготовке тезисов.

E-mail: Lev_ne@mail.ru

ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРОННОГО ОБМЕНА ПРИ СКОЛЬЗЯЩЕМ РАССЕЯНИИ ИОНОВ ВОДОРОДА H^+ НА ТОНКОМ МЕТАЛ- ЛИЧЕСКОМ ДИСКЕ АЛЮМИНИЯ

Шестаков Д.К., Гайнуллин И.К.

МГУ им. М. В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Введение

Одним из важнейших процессов, происходящих при взаимодействии атомной частицы с поверхностью твердого тела, является процесс электронного обмена.

При скользящих углах рассеяния электронный обмен атомной частицы с поверхностью твердого тела существенно зависит от величины параллельной поверхности составляющей скорости частицы $v_{||}$. Это объясняется тем, что в системе отсчета, связанной с частицей, движущейся параллельно поверхности, электронная структура твердого тела изменяется, что отражается на характере и интенсивности перезарядки. Такое влияние параллельной составляющей скорости частицы на ее электронный обмен с поверхностью твердого тела проявилось в экспериментах по нейтрализации щелочных ионов, а также по формированию ионов H^+ при их скользящем рассеянии на поверхности металла [1-3].

Постановка задачи и методика решения

Задача состоит в расчете зависимости вероятности формирования отрицательных ионов водорода от величины $v_{||}$ при скользящем рассеянии на тонком металлическом

диске. В качестве физической модели рассматривали алюминиевый диск радиусом 50 ат. ед. (1 ат. ед. = $5.292 \cdot 10^{-11}$ м) и толщиной 15 ат. ед. (3 ML - три монослоя).

Расчеты производились с использованием метода Распространения Волновых Пактов (РВП) [4-6]. Его суть состоит в изучении изменения во времени волнового пакета электрона, участвующего в процессе электронного обмена, то есть в прямом решении на пространственно-временной сетке нестационарного уравнения Шредингера для внешнего электрона, находящегося в поле иона и тонкого металлического диска. При решении задачи следует учитывать, что энергия электрона в диске квантуется по двум координатам – нормальной и полярной. В первом приближение можно считать, что квантование энергии по одной из координат не зависит от квантования по другой координате [7].

Результаты

По результатам проведенных расчетов можно сделать следующие выводы:

- С увеличением $v_{||}$ вероятность формирования H^- растет. Это можно объяснить тем, что при смещении “сферы” Ферми диска, вследствие относительного движения, появляются возможности резонансного захвата электрона с уровней, которые не являются резонансными в стационарном состоянии. При больших скоростях $v_{||}$ фракция H^- уменьшается, что связано с уменьшением числа резонансов.
- Максимум рассчитанной зависимости вероятности формирования ионов H^- для алюминиевого диска смещен относительно максимума зависимости для тонкой пленки в сторону больших скоростей $v_{||}$. Это объясняется тем, что максимально разрешенный уровень энергии диска находится ниже значения энергии Ферми в случае пленки.
- При скользящих углах рассеяния интенсивность выхода ионов H^- в случае диска ниже, чем для пленки, т.к. вероятность формирования ионов чувствительна к эффективному “пути” захвата вдоль полярной координаты.

E-mail: dksh@rambler.ru

Литература

1. R. Brako, D. M. Newns, Rep. Prog. Phys. 52 (1989) 655
2. R. Zimny, H. Nienhaus, H. Winter, Rad. Eff. Def. Solids 109 (1989) 9
3. F. Wyputta, P. Zimny, H. Winter, Nucl. Instru. Methods B 58 (1991) 379
4. V. A. Ermoshin and A.K.Kazansky, Phys. Rev. A 218, 99 (1996)
5. A.G. Borisov, A.K. Kazansky and J. P. Gauyacq, Phys. Rev. 59 (1999) 10935
6. E. Yu.Usman, I. F. Urazgildin, A. G. Borisov, J. P. Gauyacq, Phys. Rev. B, 64 (2001) 205405
7. И. К. Гайнуллин, Д. Г. Горюнов, Е. Ю. Усман, И. Ф. Уразгильдин // Известия РАН, Серия Физическая, 2002, том. 66, № 7

НАНОЭТАЛОН ДЛЯ КАЛИБРОВКИ ЗОНДОВЫХ И ОПТИЧЕСКИХ ПРОФИЛОМЕТРОВ

Яминский Д.И., Мезрин В.Е., Мешков Г.Б.
МГУ им М.В. Ломоносова, Россия, Москва

Проблема метрологии сейчас является одной из самой важной тем нанотехнологий и наук о материалах. На данный момент не существует точных эталонов для калибровки приборов с разрешением в 1 нм и менее.

Известны следующие калибровочные модели: эталоны на основе атомных ступеней, дислокаций, дефектов; но из-за сложности их изготовления и нестабильности в реальной метрологии они использоваться не могут.

Материал, поляризованный пьезоэлектрически, используют для изготовления манипуляторов сканирующих зондовых микроскопов [1]. С помощью данного материала становится возможно перемещать объекты с точностью 0.01 нм и выше.

Разрабатываемый калибровочный эталон состоит из пластины, к двум противоположным концам которой подсоединенено по электроду. На пластину подается напряжение постоянной амплитуды и полярности [2]. Пластина изготовлена из поляризованного пьезоэлектрического материала. По сути дела эталон представляет собой пластинку с периодически изменяемой во времени толщиной. Применение источника напряжения постоянной амплитуды, полярности и частоты позволяют сделать такие типичные погрешности пьезокерамических манипуляторов как гистерезис, крипп (ползучесть) и нелинейность детерминированными и неизменными во времени.

Для проведения калибровки измерительного прибора используется следующий метод: калибровочный эталона устанавливается в держатель образца. Прибор фиксируется на образце. Далее к пластине калибровочного эталона прикладывается электрическое напряжение постоянной амплитуды и полярности. Под действием электрического напряжения изменяется толщина эталона, которую регистрирует профилометр. Профилометр записывает положение зонда и перемещение образца. Получаемые измерения обусловлены перемещением поверхности эталона под действием приложенного напряжения на заданную величину.

Основные преимущества данного метода по сравнению с существующими:

1. Низкая погрешность измерений
2. Отсутствие зависимости измерений от величины прикладываемой силы со стороны зонда профилометра,
3. Возможность многоразового использования эталона. Этalon легко поддается очистки от посторонних примесей и загрязнений. При этом механическое стирание поверхности не приводит к увеличению погрешности калибровки.
4. Возможность калибровки профилометра при проведении эксперимента.

Также калибровочный эталон можно использовать для поверки просвечивающих электронных микроскопов, перемещая исследуемый образец на заданное расстояние. Также его можно использовать для калибровки оптических микроскопов сверхвысокого разрешения, работающих за пределами дифракционного уширения.

e-mail: yaminsky@sinno.ru

Литература

1. Alliata D., Cecconi C., Nicolini C., A simple method for preparing calibration standards for the three working axes of scanning probe microscope piezo scanners - Rev. Sci. Instrum., 67 (3), 748-751, (1996)
2. Старение пьезокерамики системы ЦТС под действием электрических и механических напряжений. Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата технических наук. Томск. СГУПС. 2006 – 21 с.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

**Председатель подсекции
проф. Жуковский Владимир Чеславович**

ИЗЛУЧЕНИЕ АТОМА ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С УЛЬТРАКОРОТКИМ ИМПУЛЬСОМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

Абикулова Н.В., Есеев М.К.

Поморский гос. университет им. М. В. Ломоносова, Архангельск, Россия

В данной работе исследуется переизлучение ультракороткого импульса атомами. Пусть ультракороткий импульс электромагнитного поля гауссовой формы [1] длительностью τ взаимодействует с атомом, налетая на него. Будем считать, что длительность ультракороткого импульса меньше характерного атомного времени, тогда общей основой для рассмотрения вероятностей переизлучения импульса атомом является приближение внезапных возмущений [2], тесно связанное с приближением эйконала [3]. Тогда квадрат модуля матричного элемента факторизуется в виде произведения вероятности испускания фотона и вероятности возбуждения атома:

$$M_{n0}^2 = |f_0(\omega)|^2 \left| [\mathbf{E}_0 \times \mathbf{n}] a_{0n}(\mathbf{p}) + i \frac{\omega}{\omega_0} [\mathbf{k} \times \mathbf{n}] \mathbf{E}_0 \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} a_{0n}(\mathbf{p}) \right|^2,$$

где ω_0 – средняя частота налетающего ультракороткого импульса, \mathbf{k}_0 – его волновой вектор, \mathbf{E}_0 – амплитуда напряженности поля в ультракоротком электромагнитном импульсе, $a_{0n}(\mathbf{p})$ - известная амплитуда перехода атома из начального состояния φ_0 в какое-либо конечное состояние φ_n в результате действия внезапного возмущения $V(t)$ без излучения фотона. $f_0(\omega)$ – функция, задаваемая гауссовой формой импульса.

В итоге парциальные спектры были получены в виде:

$$\frac{d^2 W_{0n}}{d\Omega_k d\omega} = \frac{1}{(2\pi)^2 c^3 \omega} |f_0(\omega)|^2 \left| [\mathbf{E}_0 \times \mathbf{n}] a_{0n}(\mathbf{p}) + i \frac{\omega}{\omega_0} [\mathbf{k}_0 \times \mathbf{n}] \mathbf{E}_0 \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} a_{0n}(\mathbf{p}) \right|^2,$$

где $d\Omega_k$ – элементарный телесный угол, построенный в направлении \mathbf{n} вылета переизлученного фотона. Полученные спектры излучения могут позволить связать диаграммы направленности с вероятностью возбуждения атомов в различные состояния дискретного спектра. Также в работах [4],[5] предлагается использовать спектры переизлучения для проверки корректности волновых функций многоэлектронных атомов.

Автор выражает признательность научному руководителю профессору, д.ф.-м.н. Матвееву В.И. за помощь в подготовке тезисов.

natalya_abikulov@mail.ru

Список публикаций:

- [1] Матвеев В. И. // ЖЭТФ. 2003. Т. 124. № 5(11). С. 1023.
- [2] Дыхне А. М., Юдин Г. Л. // УФН. 1978. Т. 124. С. 377.
- [3] Ландау Л. Д., Лившиц Е. М. // Квантовая механика. М.: Наука, 1989. 768 с.

[4] Есеев М. К., Матвеев В. И. // Оптика и спектроскопия, 2008, №6, принята в печать.

[5] Есеев М. К., Абикулова Н. В., Юлкова В. М., Тюкин Д. А. // Труды XII научной конференции молодых ученых и специалистов ОИЯИ «Перспективы развития нанотехнологий в ОИЯИ». 4 - 8 февраля 2008, в печати.

ДИСПЕРСИЯ НЕЛИНЕЙНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В КОНДЕНСАТЕ БОЗЕ-ЭЙНШТЕЙНА

Андреев П.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Введение

В последнее время представляет большой интерес исследование систем Бозе частиц при температурах порядка долей микроКельвина (1,2). При таких физических условиях Бозе атомы находятся в состоянии Бозе-Эйнштейновского конденсата (БЭК). Эффективным инструментом исследования физических свойств Бозе-Эйнштейновского конденсата является уравнение Гросса-Питаевского (Г.П.) (1). В частности оно позволяет исследовать линейную и нелинейную динамику элементарных возбуждений в БЭК. Из уравнения Г.П. без дополнительных предположений можно получить эквивалентную систему двух уравнений для концентрации и поля скоростей (1). С другой стороны, уравнения квантовой гидродинамики системы нейтральных слабо взаимодействующих Бозе частиц с короткодействующим взаимодействием находящихся в состоянии БЭК могут быть получены, исходя из многочастичного уравнения Шредингера тем же методом, что и уравнения квантовой гидродинамики для систем заряженных частиц со спином (3). Полученные таким образом в данной работе уравнения непрерывности и баланса импульса содержат поправочный член по сравнению с системой уравнений полученной из уравнения Г.П. и положены в основу исследования спектра и нелинейной динамики элементарных возбуждений в системе многих Бозе частиц (^{23}Na , ^{39}K , ^{87}Rb) находящихся в состоянии БЭК. Система уравнений квантовой гидродинамики решается методом Крылова-Боголюбова-Митропольского, который в работе (4) обобщен на случай пространственно распределенной системы многих частиц.

Из полученных решений следует, что спектр элементарных возбуждений удовлетворяющих принципу суперпозиции, имеет вид:

$$\omega_0^2(k) = \frac{\eta^2}{4m^2} k^4 - \frac{3\gamma n_0}{m} k^2.$$

Здесь

$$\gamma = \frac{4\pi}{3} \int r^3 \frac{\partial U(r)}{\partial r} dr.$$

В кубическом по амплитудам возбуждений приближении частота оказывается зависящей от квадрата амплитуды концентрации a :

$$\omega(k) = \omega_0(k) + A(a, k),$$

Причем нелинейный сдвиг частоты $A(a, k)$ возбуждения с импульсом ηk оказывается равным

$$A(a, k) = -9 \frac{\omega_0}{n_0^2} a^2 k^2 \frac{\eta^4 k^2 - 10mn_0\eta^2 + 20m^2 n_0^2 \gamma^2}{4\eta^2(5\eta^2 k^2 - 12mn_0\gamma)}.$$

Эти результаты получены на основании системы уравнений содержащих взаимодействие частиц в виде тензора напряжений в первом порядке по радиусу взаимодействия. В следующем приближении по радиусу взаимодействия, как показывают вычисления, дисперсионное уравнение имеет вид:

$$\omega_0^2(k) = \left(\frac{\eta^2}{4m^2} + \frac{3}{8} \frac{n_0\gamma_2}{m} \right) k^4 - \frac{3\gamma n_0}{m} k^2$$

для линейных по амплитудам возбуждений. В этом уравнении

$$\gamma_2 = \frac{4\pi}{15} \int r^5 \frac{\partial U(r)}{\partial r} dr.$$

Нелинейный сдвиг частоты $A(a, k)$,

$$\omega(k) = \omega_0(k) + A(a, k),$$

в этом случае оказывается равным:

$$A(a, k) = -9 \frac{\omega_0}{n_0^2} a^2 k^2 \frac{\frac{1}{4} \eta^4 k^2 + 15mn_0\gamma_2\eta^2 k^2 - \frac{5}{2} mn_0\gamma^2 + m^2 n_0^2 \gamma_2^2 k^2 + 5m^2 n_0^2 \gamma^2 - \frac{37}{8} m^2 n_0^2 \gamma \gamma_2}{(2\eta^2 + 3mn_0\gamma_2)(\frac{5}{2}\eta^2 k^2 - 6mn_0\gamma + \frac{15}{4} mn_0\gamma_2 k^2)}.$$

«Константы связи» γ, γ_2 определяются градиентами потенциалов взаимодействия между частицами. Для потенциалов типа «жестких сфер» $\gamma = -4\pi U_0 a^3 / 3, \gamma_2 = -4\pi U_0 a^5 / 15$, где r_0 -радиус взаимодействия, U_0 -значение потенциала при $r \leq r_0$. Для потенциалов вида $U = U_0 \exp(-r/r_0)/r$ будем иметь $\gamma = -8\pi U_0 a^3, \gamma_2 = -32\pi U_0 a^5$.

Автор выражает признательность профессору, д.ф.м.н. Кузьменкову Л.С. за помощь в подготовке тезисов.

E-mail: andrap@yandex.ru

Литература

1. Dalfovo F., Giorgini S., Pitaevskii L.P., and Stringari S. (1999) Theory of Bose-Einstein condensation in trapped gases //Rev. Of Mod.Phys., Vol.71,p.463- 513.
2. Ozeri R., Katz N., Steinhauer J., and Davidson N. (2005) Bulk Bogoliubov excitations in a Bose-Einstein condensate //Rev.of Mod.Phys.,Vol.77,p.187-205.
3. Андреев П.А., Кузьменков Л.С. (2007) Об уравнениях эволюции коллективных явлений в системах фермионов //Известия Вузов. Физика. №12,стр.74-80.
4. Tidman D.A.,Stainer H.M. (1965) Frequency and Wavenumber Shifts for Nonlinear Waves in a “Hot” Plasma //The Physics of Fluids, Vol.8,№2,p.345-353.

ИНВАРИАНТНЫЙ ВИД РЕЛЯТИВИСТСКОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ СКОРОСТЕЙ

Баев А.В.

МГУ им. М. В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Введение и постановка задачи

Во многих статьях, книгах и учебниках по специальной теории относительности можно найти закон преобразования скоростей при изменении одной инерциальной системы отсчёта на другую [1–5]. Рассмотрим две инерциальные системы отсчёта K и K'

и материальную точку M . Все величины в системе отсчёта K будем обозначать без штриха, а в системе K' со штрихом. Пусть система отсчёта K' движется относительно системы K поступательно со скоростью \mathbf{V} , и в момент времени $t = 0$ было $t' = 0$ и совпадали начала координат систем отсчёта K и K' . Пусть O и O' — начала координат этих систем отсчёта. Пусть материальная точка M движется в системе K с постоянной скоростью \mathbf{u} , а в системе K' её скорость равна \mathbf{u}' .

Рассмотрим случая, когда вектор \mathbf{V} параллелен оси Ox системы K , а соответствующие координаты в системах K и K' выбраны параллельно и сонаправлено друг другу, т.е. ось Ox и ось $O'x'$ параллельны и сонаправлены, ось Oy и ось $O'y'$ параллельны и сонаправлены, ось Oz и ось $O'z'$ параллельны и сонаправлены. Для этого случая релятивистский закон преобразования скоростей был известен давно. Его можно найти в том числе и в приведённой литературе. Но до сих пор не было выписано явного вида преобразования скоростей для общего случая, когда вектор \mathbf{V} не обязательно параллелен оси Ox . В этом докладе представлен явный вид этого преобразования. Он имеет инвариантную форму: для его представления не используется проектирование на оси координат.

Методика поиска результата

Представим скорость материальной точки в виде $\mathbf{u} = \mathbf{u}_\tau + \mathbf{u}_n$, где $\mathbf{u}_n \perp \mathbf{V}$ и $\mathbf{u}_\tau \parallel \mathbf{V}$. Основная идея поиска инвариантной формы записи преобразования скоростей состоит в том, чтобы отдельно представить законы преобразования компонент \mathbf{u}_τ и \mathbf{u}_n , причём сделать это сразу в инвариантном виде.

Результат

Выпишем результат. Закон преобразования скоростей можно записать в таком виде:

$$\mathbf{u}' = \frac{\frac{\mathbf{V} \cdot (\mathbf{u} - \mathbf{V})}{V^2} \mathbf{V} + \frac{\sqrt{1 - V^2/c^2}}{V^2} [\mathbf{V}[\mathbf{u}\mathbf{V}]]}{1 - \mathbf{u} \cdot \mathbf{V}/c^2}. \quad (1)$$

Здесь V обозначает модуль вектора \mathbf{V} , $\mathbf{u} \cdot \mathbf{V}$ обозначает скалярное произведение векторов \mathbf{u} и \mathbf{V} , а $[\mathbf{u}\mathbf{V}]$ — векторное произведение. Формула (1) имеет инвариантную форму: она выписана без использования проектирования на оси координат.

Доклад основан на результатах исследований, проведённых автором самостоятельно без поддержки грантов.

andrewbayev@newmail.ru

Литература

1. Джексон Дж. Классическая электродинамика. М.: Мир, 1965.
2. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. М.: Изд-во физико-математической литературы, 1962. 424 с.
3. Пановский В., Филлипс М. Классическая электродинамика. М.: Физматгиз, 1963.
4. Савельев И. В. Курс Физики. Том 1. Механика. Молекулярная физика. М.: Наука, 1989. 352 с.
5. Яворский Б. М., Детлаф А. А. Физика: Для школьников старших классов и поступающих в вузы: Учебное пособие. М.: Дрофа, 1998. 800 с.

ЭФФЕКТИВНОЕ ДЕЙСТВИЕ КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ В ПОСТОЯННОМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ В РАСШИРЕННОЙ СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ

Бубнов А.Ф.

МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Данная работа посвящена исследованию эффектов нарушения лоренц-инвариантности в рамках расширенной стандартной модели элементарных частиц. Эта модель, широко обсуждавшаяся в последнее время, представляет собой наиболее общую теорию, не нарушающую общих принципов КТП, которая следует в низкоэнергетическом пределе из таких фундаментальных теорий, как теория суперструн, квантовая гравитация и др. Таким образом, она дает феноменологическое описание при низких энергиях последствий тех эффектов, которые возможно имели место на планковских масштабах. Поэтому исследования в рамках данной модели являются перспективным методом поиска подтверждения указанных теорий.

Цель работы заключается в вычислении поправок к эффективному действию КЭД, связанных с наличием аксиально-векторного конденсата. Такой выбор весьма важен, так как до настоящего времени не получены достаточно строгие экспериментальные ограничения на величину временной компоненты параметра нарушения Лоренц-инвариантности по сравнению с другими параметрами расширенной стандартной модели.

Исследования проводились на основе метода собственного времени Фока-Швингера с точным учетом электромагнитного поля. Линейный по b^{μ} (член Черна-Саймонса) вклад в 1-петлевое эффективное действие рассчитан для постоянного электромагнитного поля произвольного вида. Квадратичный по b^{μ} вклад получен для конкретного случая постоянного и однородного поля.

В результате проделанной работы было показано, что слагаемого первого порядка по параметру нарушения не образуется и первый неисчезающий член имеет второй порядок малости по этому параметру. Получен явный вид квадратичного по b^{μ} вклада в эффективное действие для случая наличия только магнитного поля и отличной от нуля компоненты параметра b^0 .

Полученные результаты, согласуются с частью работ, посвященных этой теме, и представляют интерес для решения принципиального вопроса о возможности генерации члена Черна-Саймонса за счет нарушения Лоренц-инвариантности, а также для оценки возможного нарушения Лоренц-инвариантности в КЭД.

Автор выражает признательность научному руководителю профессору, д.ф. - м.н. Жуковскому В.Ч. за помощь в подготовке тезисов.

E-mail: bfandrey@mail.ru

Литература

1. Y.A. Sitenko, K.Y Rulik *On the effective lagrangian in spinor electrodynamics with added violation of Lorentz and CPT symmetries*, Arxiv/hep-th/02122007.
2. V.A. Kostelecky *Lorenz-Violating Extension of the Standard Model*, Arxiv/hep-th/0106035, 2001.
3. R.Bluhm *Lorentz and CPT Tests in QED*, Arxiv/hep-th/0011272.
4. Guy Bonneau *Lorentz and CPT violations in QED: a short comment on recent controversies*, Arxiv/hep-th/0109105, 2001.

ПЕРЕНОРМИРУЕМОЕ 1/N_F РАЗЛОЖЕНИЕ ДЛЯ ТЕОРИЙ ПОЛЯ В МНОГОМЕРНОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Казаков Д.И., Вартанов Г.С.

Объединенный Институт Ядерных Исследований, Дубна, Россия

Введение

В последнее время стало популярным рассматривать теории поля в пространстве с дополнительными измерениями[1]. Такие модели являются хорошими кандидатами на роль Новой Физики за пределами Стандартной Модели. Данные модели обычно предполагают, что поля материи локализованы на четырехмерной бране, в то время как калибровочные поля могут распространяться во всем многомерном пространстве. Это означает, что у нас имеется, по крайней мере, при малых расстояниях многомерная квантовая теория поля. Однако, квантовая теория поля в многомерном пространстве, будучи неперенормируемой, является несамосогласованной, что означает, что мы не можем рассматривать физические процессы вне древесного приближения. Этот факт связан с тем, что константа связи перестает быть безразмерной, она приобретает отрицательную массовую размерность, что и ведет к неперенормируемости многомерной теории. В нашей предыдущей работе[2] мы пытались изучать ультрафиолетовые свойства в скалярной теории в многомерном пространстве и показали, что хотя и лидирующие расходимости зависят от однопетлевых диаграмм, но это не помогает в борьбе с ультрафиолетовыми расходимостями.

Нами было предложено использование известного метода 1/N разложения[3] для формально неперенормируемых теорий в многомерном пространстве. Вместо исходного разложения по размерной константе связи мы строим разложение по 1/N_f, где в случае калибровочных теорий N_f - это число ароматов夸克ов.

1/N_f разложение

В качестве примера возьмем лагранжиан КЭД[4] с N_f числом фермионных полей в пространстве D измерений, где D принимает произвольное нечетное число. Лагранжиан принимает следующий вид

$$L = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^2 - \frac{1}{2\alpha} (\partial_\mu A_\mu)^2 + \bar{\psi}_i (i\hat{\partial} - m) \psi_i + \frac{e}{\sqrt{N_f}} \bar{\psi}_i \hat{A} \psi_i,$$

где $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$.

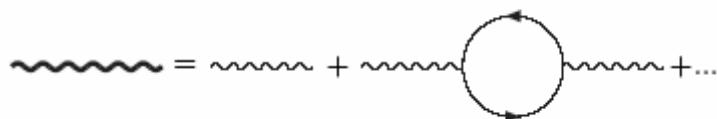


Рис. 1. Однопетлевые диаграммы, дающие вклад в нулевом порядке по 1/N_f разложению в пропагатор фотона

Далее мы пересуммируем пропагатор фотона в лидирующем порядке по 1/N_f разложению, ввиду поперечности поляризационного оператора удобно использовать калибровку Ландау. Эффективный пропагатор фотона в лидирующем порядке есть сумма однопетлевых диаграмм, приведенных на рисунке, и после вычисления этой диаграммы принимает следующий вид

$$D_{\mu\nu} = -\frac{i}{p^2} (g_{\mu\nu} - \frac{p_\mu p_\nu}{p^2}) \frac{1}{1 + e^2 f(D) (-p^2)^{D/2-2}},$$

где

$$f(D) = \frac{\Gamma^2(D/2)\Gamma(2-D/2)}{2^{D-[D/2]-1}\Gamma(D)\pi^{D/2}}.$$

Удобно теперь поменять нормировку калибровочного поля $A_\mu \rightarrow A_\mu / e$, а также ввести новую безразмерную константу связи h , связанную только с тройным взаимодействием фермионов и калибровочного поля. Новая константа h нужна для мультиплексивной перенормировки теории, а также обеспечивает выполнение ренормгрупповых уравнений для полюсных коэффициентов[5]. После всех выкладок эффективный лагранжиан принимает следующий вид[4]

$$L_{eff} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}\left(\frac{1}{e^2} + f(D)(\partial^2)^{D/2-2}(1+h)\right)F_{\mu\nu} - \frac{1}{2\alpha e^2}(\partial_\mu A_\mu)^2 + \bar{\psi}_i(i\hat{\partial} - m)\psi_i + \frac{\sqrt{h}}{\sqrt{N_f}}\bar{\psi}_i\hat{A}\psi_i.$$

В случае неабелевой калибровочной теории единственная разница появляется из-за вершин самодействия, которые также имеют петлевые поправки в лидирующем порядке по $1/N_f$ разложению, что приводит к дополнительным членам в эффективном лагранжиане. Из вида эффективного пропагатора для фотона следует, что он убывает в Евклидовой области как $1/(p^2)^{D/2-1}$, что улучшает ультрафиолетовые свойства теории. Единственный тип диаграмм, которые имеют расходимости- это диаграммы собственной энергии фермиона и вершина взаимодействия. Оба типа диаграмм имеют логарифмические расходимости в любой пространстве с нечетным числом измерений. Пропагатор фотона не имеет собственных расходимостей, а может содержать только расходимости в подграфах. Следовательно, из-за тождества Уорда в КЭД бэта-функция равна нулю, а для неабелевой калибровочной теории в лидирующем порядке по $1/N_f$ разложению она принимает следующее выражение[4]

$$\beta(h) = \frac{-\Gamma(D)(D-1)C_A \frac{h^2}{(1+h)^2}}{2^{[D/2]+2}\Gamma(2-D/2)\Gamma(D/2+1)\Gamma^2(D/2)N_f T}.$$

Из этой формулы видно, что $\beta(h)>0$ для $D=5,9,\dots$ и $\beta(h)<0$ для $D=7,11,\dots$ Следовательно, мы имеем асимптотическую свободу для размерностей пространства $D=7,11,\dots$

Заключение

Используя $1/N_f$ разложение мы построили перенормируемое разложение для формально неперенормируемых теорий в многомерном пространстве. Было показано, что имеются только логарифмические расходимости, и все расходимости могут быть поглощены в перенормировку волновых функций фермионов и константы связи.

Работа поддержана грантом РФФИ # 05-02-17603. Вартанов Григорий выражает благодарность фонду «Династия» за финансовую поддержку.

e-mail: Vartanov@theor.jinr.ru

Литература

1. N.Arkani-Hamed, S.Dimopoulos, and G.R.Dvali, Phys.Lett. **B429**, (1998) 263.
I.Antoniadis, N.Arkani-Hamed, S.Dimopoulos, and G.R.Dvali, Phys.Lett. **B436**, (1998) 257;
L.Randall and R.Sundrum, Phys.Rev.Let. **83**, (1999) 3370; Phys.Rev.Let. **83**, (1999) 4690.
2. D.I.Kazakov and G.S.Vartanov, J.Phys.A:Math.Gen. **39** (2006) 8051.
3. И.Я.Арефьев, ТМФ **29**, (1976) 147; ТМФ **31**, (1977) 3. E. Tomboulis, Phys.Lett. **B70**, (1977) 361; Phys.Lett. **B97**, (1980) 77.
4. D.I.Kazakov and G.S.Vartanov, JHEP **06**, (2007) 081; hep-th/0607177; hep-th/0702004.
5. G.t'Hooft, Nucl. Phys. **B61**, (1973) 455.

ИНДУЦИРОВАННЫЙ ЧЛЕН ЧЕРНА-САЙМОНСА В РАСШИРЕНОЙ СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ

Венедиктов А.П.

МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Изучение низкоэнергетических приближений фундаментальных теорий, таких, как теория струн, приводит к моделям, в которых нарушается лоренц-инвариантность. Наиболее известной из них является расширенная стандартная модель, включающая в себя большинство возможных вариантов такого нарушения [1,2].

Частью этой модели является расширенная электродинамика с аксиально-векторным членом. Соответствующий фермионный лагранжиан имеет вид:

$$L = \bar{\Psi} (i\hat{\partial} - e\hat{A} - m - \hat{b}\gamma_5) \Psi,$$

где A_μ описывает взаимодействие с квантованным электромагнитным полем, а b_μ – постоянный 4-вектор, описывающий аксиально-векторный конденсат.

Важной проблемой в этой теории является возможность появления члена Черна-Сайсонса $\frac{1}{2}c_\mu \epsilon^{\mu\alpha\beta\gamma} F_{\alpha\beta} A_\gamma$ при учете радиационных поправок. В низшем порядке по b_μ величина индуцированного члена Черна-Саймонса определяется выражением: $b^\mu T_{\kappa\lambda\mu}(-p, p)|_{p^2=0}$, где $T_{\kappa\lambda\mu}(p_1, p_2) = S_{\kappa\lambda\mu}(p_1, p_2) + S_{\lambda\kappa\mu}(p_2, p_1)$ – сумма двух однопетлевых треугольных диаграмм с одной аксиальной и двумя векторными вершинами. Именно эти диаграммы возникают при вычислении треугольной аномалии [3-5]. Расчет с помощью правил Фейнмана приводит к выражению, содержащему линейно расходящиеся интегралы, что обычно рассматривается как причина появления существенной неоднозначности в окончательном результате. В случае аномалии, стандартный способ устранения этой неоднозначности и получения определенного результата основан на сохранении векторного или аксиального тока. Хорошо известно, что невозможно добиться сохранения обоих токов, но, выбрав одну из симметрий, мы получаем однозначный результат.

При вычислении диаграмм в расширенной электродинамике, в отличие от обычной аномальной диаграммы с ненулевой передачей импульса, требование калибровочной инвариантности не позволяет получить определенное значение для рассматриваемых диаграмм [6]. Непертурбативный подход к этой проблеме, предложенный в работе [7], оказался математически некорректным [8,9], так что вопрос все еще остается открытым. В нашем подходе для вычисления этих диаграмм мы используем трансляционную инвариантность. Это позволяет устраниТЬ неоднозначность и получить определенный результат.

Мы должны определить значение следующего интеграла:

$$S_{\kappa\lambda\mu}(-p, p) = \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{\text{tr}(\gamma_\kappa(\hat{k} + \hat{p} + m)\gamma^5\gamma_\mu(\hat{k} + \hat{p} + m)\gamma_\lambda(\hat{k} + m))}{((k + p)^2 - m^2)^2(k^2 - m^2)}.$$

Этот интеграл является плохо определенным, поэтому для получения окончательного результата с требуемыми свойствами необходима специальная процедура. Выполним формальное преобразование интеграла, сдвигая импульс интегрирования. В силу лоренц-инвариантности сдвиг должен иметь вид: $k_\mu \rightarrow k_\mu + x p_\mu$, где x – константа, независящая от внешнего импульса p .

Аналитичность результата по p позволяет разложить выражение под знаком интеграла в степенной ряд. Оценка степени расходимости слагаемых показывает, что только первые два приводят к расходящимся интегралам, так что достаточно сохранить лишь сла-

гаемые, не более чем линейные по p . Интеграл от первого из них необходимо положить равным нулю, поскольку мы накладываем условие лоренц-инвариантности. При интегрировании второго слагаемого заменим $k_\alpha k^\beta$ на $k^2 \delta_\alpha^\beta / 4$ и $k_\mu k^\beta$ на $k^2 \delta_\mu^\beta / 4$, после чего получим следующее выражение:

$$S_{\kappa\lambda\mu}(-p, p) \Big|_{p^2=0} = 4i(x+2)\epsilon_{\kappa\lambda\mu\alpha} p^\alpha \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \left(\frac{1}{(k^2 - m^2)^2} - \frac{k^2}{(k^2 - m^2)^3} \right).$$

Из требования трансляционной инвариантности следует, что результат не может зависеть от x , поэтому мы должны положить в данном выражении интеграл равным нулю. Это автоматически обнуляет и выражение в целом, так что индуцированный член Черна-Саймонса исчезает.

Интересно заметить, что формальное вычисление приведенного выражения позволяет привести его к виду:

$$S_{\kappa\lambda\mu}(-p, p) \Big|_{p^2=0} = -\frac{1}{8\pi^2}(x+2)\epsilon_{\kappa\lambda\mu\alpha} p^\alpha,$$

который, при соответствующем выборе x , воспроизводит результаты, полученные ранее различными авторами. Так, например, результат работ [7,10] можно представить в виде:

$$T_{\kappa\lambda\mu}(-p, p) \Big|_{p^2=0} = S_{\kappa\lambda\mu}(-p, p) \Big|_{p^2=0}^{x=0} + S_{\kappa\lambda\mu}(-p, p) \Big|_{p^2=0}^{x=-1} = -\frac{3}{8\pi^2}\epsilon_{\kappa\lambda\mu\alpha} p^\alpha.$$

Итак, мы показали, что требование трансляционной инвариантности устраняет неоднозначность в выражении для индуцированного члена Черна-Саймонса в расширенной электродинамике и позволяет получить для него определенное значение.

Литература

1. D. Colladay, V.A. Kostelecky, Phys. Rev. **D55**, 6760 (1997).
2. D. Colladay, V.A. Kostelecky, Phys. Rev. **D58**, 116002 (1998).
3. J.S. Bell, R. Jackiw, Nuovo Cimento **A60**, 47 (1969).
4. S. Adler, Phys. Rev. **177**, 2426 (1969).
5. B.L. Ioffe, Int. J. Mod. Phys. **A21**, 6249 (2006).
6. R. Jackiw, Int. J. Mod. Phys. **B14**, 2011 (2000).
7. R. Jackiw, A. Kostelecký, Phys. Rev. Lett. **82**, 3572 (1999).
8. G. Bonneau, Nucl. Phys. **B593**, 398 (2001).
9. G. Bonneau, Nucl. Phys. **B764**, 83 (2007).
10. M. Perez-Victoria, Phys. Rev. Lett. **83**, 2518 (1999).

МЕЗОСКОПИЧЕСКИЙ СУПЕРСОЛИД: ДВУМЕРНАЯ СИСТЕМА ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ДИПОЛЕЙ В ЛОВУШКЕ

Голомедов А.Е.¹, Лозовик Ю.Е.²

¹МГУ им. М.В. Ломоносова;

²Институт спектроскопии РАН, Московская обл., Троицк, Россия

При помощи диффузионного Монте-Карло изучается двумерная система бозонов, обладающих параллельными дипольными моментами d и помещенных во внешнее поле $U(x)$: x^2 . Интересной реализацией такой модели является система непрямых экситонов в связанных квантовых ямах. При низких температурах электрон и дырка из разных квантовых ям могут образовать связанное состояние – экситон. В основном состоянии такой экситон будет обладать дипольным моментом $d_e = eD$, здесь D - рас-

стояние между квантовыми ямами. Внешний потенциал в такой системе может быть введен при помощи неоднородного электрического поля или при помощи введения примесей.

Другим примером, может являться система бозе атомов с дипольным моментом, наведенным однородным электрическим полем и помещенных в сильно анизотропную, практически двумерную, ловушку.

Гамильтониан системы имеет вид:

$$H = \sum_i^N \left(-\frac{\hbar^2}{2m_{eff}} \nabla_i^2 + \frac{m_{eff}\omega^2}{2} r_i^2 \right) + \sum_{i < j}^N \frac{d_{dip}^2}{r_{ij}^3},$$

где m_{eff} - эффективная масса экситона, d_{dip} - дипольный момент частиц, ω - частота ловушки. Вводя характерную длину $r_0 = \sqrt{\hbar/m_{eff}\omega}$ и энергию $E_0 = \hbar\omega$, можно получить для гамильтониана:

$$H = \sum_i^N \left(-\frac{1}{2} \nabla_i^2 + \frac{1}{2} r_i^2 \right) + \sum_{i < j}^N \frac{d}{r_{ij}^3},$$

где введен безразмерный параметр $d = d_{dip}^2 / E_0 r_0^3$, который представляет собой константу взаимодействия между экситонами.

Другим параметром задачи является число частиц. Ввиду достаточной вычислительной сложности задачи разумные значения для этого параметра лежат в пределах от нескольких десятков до нескольких сотен. Поэтому изучаемая система является мезоскопической.

Методом диффузационного Монте-Карло найдено радиальное распределение частиц в ловушке. Вычислена, также, волновая функция конденсата и доля частиц в конденсате с помощью расчета одночастичной матрицы плотности.

Было обнаружено, что при достаточно большом дипольном моменте d в радиальном распределении проявляется оболочечная структура, которая соседствует с конденсатом. Таким образом, образуется мезоскопический суперсолид.

Для конденсата было обнаружено несколько эффектов. Во-первых, это эффект вымывания конденсата – снижение доли частиц в конденсате при росте взаимодействия. Во-вторых – эффект вытеснения конденсата к краям ловушки. Так, при отсутствии взаимодействия, конденсат практически полностью сосредоточен в центре ловушки, а при d равном 30, конденсат смешен к краям распределения. При достаточно сильном взаимодействии (большом d) в пространственной структуре конденсата начинает проявляться оболочечная структура распределения частиц.

E-mail: golomedov@gmail.com

E-mail: lozovik@gmail.com

ВЛИЯНИЕ КРАТНЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ И МОЛЕКУЛЯРНОЙ СТРУКТУРЫ НА ТОРМОЖЕНИЕ ТЯЖЁЛЫХ ИОНОВ НА МОЛЕКУЛЯРНЫХ МИШЕНЯХ

Гусаревич Е.С.

Поморский гос. университет им. М.В. Ломоносова, Архангельск, Россия

Обычно расчёты потерь энергии быстрыми заряженными частицами проводятся для столкновений со сферически-симметричными одноатомными мишнями. В последнее время проявляется значительный экспериментальный и теоретический интерес к неупругим процессам, сопровождающим столкновения тяжёлых ионов с молекулляр-

ными мишенями. При этом часто в качестве снарядов используются быстрые и релятивистские ионы настолько больших зарядов, что теория возмущений оказывается не-применимой ни при каких энергиях столкновения. В настоящей работе на основе приближения эйконала проведены расчёты потерь энергии быстрых тяжёлых ионов при столкновениях с двухатомными молекулами. Электронная плотность в атомах, составляющих молекулу, описывалась моделью Дирака-Хартри-Фока-Слэтера, позволяющей представить её в аналитическом виде.

Рассмотрим потери энергии быстрого тяжёлого водородоподобного иона на возбуждение его электронных оболочек при столкновении с покоящейся двухатомной молекулой. Для расчёта торможения воспользуемся приближением эйконала и приближением больших параметров удара [1], тогда получим

$$\kappa = \frac{1}{2} \int q^2(\mathbf{b}) d^2\mathbf{b}, \quad (1)$$

где \mathbf{b} – параметр удара иона, $\mathbf{q} = \mathbf{q}_1 + \mathbf{q}_2$, а \mathbf{q}_j имеет смысл импульса, передаваемого электрону иона со стороны j -го атома молекулы. Подставляя $\mathbf{q} = \mathbf{q}_1 + \mathbf{q}_2$ в (1), получим

$\kappa = \kappa_1 + \kappa_2 + \Delta\kappa$, где $\kappa_j = \frac{1}{2} \int q_j^2 d^2\mathbf{b}$ – торможение иона отдельно на j -м атоме молекулы, $\Delta\kappa = \int \mathbf{q}_1 \mathbf{q}_2 d^2\mathbf{b}$ – поправка, описывающая разницу между торможением иона на всей молекуле в целом и отдельно на каждом её атоме. Обычно считают, что $\Delta\kappa$ мало и рассматривают торможение иона только на отдельных атомах молекулы. Однако, если молекула, например, состоящая для простоты из одинаковых атомов, будет каким-либо образом ориентирована вдоль направления движения иона, то тогда: $\mathbf{q}_1 = \mathbf{q}_2$, $\Delta\kappa = 2\kappa_1 = 2\kappa_2$. Тогда относительная поправка, определяющая вклад молекулярной структуры и кратных столкновений в процессы потерь энергии ионом, будет равна $\chi = \Delta\kappa / (\kappa_1 + \kappa_2) \sim 1$, что говорит об обязательной необходимости учёта вышеуказанных эффектов при расчёте торможения иона на молекулах, особенно в случаях наличия ориентационных воздействий на них.

Результаты работы легко обобщаются и на случай, когда ион имеет не один, а N электронов. Тогда общее торможение иона может быть рассчитано как $\kappa_N \approx N\kappa$.

Работа выполнена при финансовой поддержке фонда ИНТАС "GSI – INTAS Call 2006" (INTAS Ref. Nr 06-1000012-8530) и РФФИ (Шифр гранта 08-02-98801-p_север_a). gusarevich.eugeny@pomorsu.ru

Литература

- Матвеев В. И., Гусаревич Е. С. (2001) Потери энергии при столкновениях релятивистских структурных тяжёлых ионов с атомами // Известия высших учебных заведений. Физика. Т. 44, № 8, С. 59-62.

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ КОЛЛЕКТИВНЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ В СИСТЕМЕ БОЗЕ-ЭЙНШТЕЙНОВСКИХ КОНДЕНСИРОВАННЫХ 2D МАГНИТОЭКСИТОНОВ

Думанов Е.В., Колун С.В.

Институт Прикладной Физики АНМ, Кишинев, Р. Молдова

Мы предполагаем, что электроны и дырки расположены на нижайших уровнях Ландау (НУЛ) с фактором заполнения $v^2 < 1$, и пренебрегаем влиянием возбужденных

уровней Ландау. Была введена однооператорная двухчастичная функция Грина на основе операторов описывающих колебания плотности электронов и дырок. Колебания электронно-дырочной системы(е-h) могут быть симфазными и противофазными. Были получены уравнения движения для однооператорных функций Грина, которые ведут к появлению более сложных многооператорных функций Грина. Были получены цепочки уравнений движения для многооператорных функций Грина, при этом использовался метод основанный на расцепления этих цепочек.

Для описания внутри уровневых возбуждений мы используем теорию возмущения по малому параметру. Он выражается через фактор заполнения и отражает принцип исключения Паули и имеет вид $v^2(1-v^2)$, где v^2 - фактор заполнения нижайшего уровня Ландау ($0 < v^2 < 1$). Такого типа параметры характерны для теории Бозе-газов. При факторе заполнения $v^2 = 1$ могут появиться возбуждения между НУЛами и более высокими уровнями возбуждения, этот вопрос не был изучен. Поправками более высокого порядка теории возмущения пренебрегли. Цепочки уравнений для функций Грина расцепляются таким образом, что трехоператорные функции Грина выражаются через однооператорные, умноженные на среднее значение от произведения остальных двух операторов по основному состоянию системы.

Было получено сложное дисперсионное уравнение, которое определяет три связанные энергетические ветви. Две из них описывают возбуждения БЭК магнитоэкситонов, а третья ветвь относится к акустическим плазмонам.

$$\Sigma_{11}(\vec{K} + \vec{q}, \omega)\Sigma_{22}(\vec{K} + \vec{q}, \omega)\Sigma_{44}(\vec{K} + \vec{q}, \omega) - 2\eta^2(\Sigma_{11}(\vec{K} + \vec{q}, \omega) + \Sigma_{22}(\vec{K} + \vec{q}, \omega)) = 0$$

Было изучено БЭК на одночастичное состояние экситона с безразмерным волновым вектором $kl \approx 3,6$, так как в этих условиях метастабильная диэлектрическая жидкость имеет минимальную энергию и положительную сжимаемость при факторе заполнения $v_m^2 \approx 0,28$.

Работа выполнена при финансовой поддержке фонда CRDF-MRDA, номер проекта MYSSP – 1401.

КОНФОРМНАЯ ИНВАРИАНТНОСТЬ ПОЛНОСТЬЮ ЛЕЙ-ШТРАССЛЕР ДЕФОРМИРОВАННОЙ N=4 СУПЕРСИММЕТРИЧНОЙ ТЕОРИИ ЯНГА- МИЛЛСА.

^{**}Борк Л.В., Вартанов Г.С., Жибоедов А.В., Казаков Д.И.

*Московский инженерно-физический институт, Москва, Россия
Объединенный Институт Ядерных Исследований, Дубна, Россия
МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия
Объединенный Институт Ядерных Исследований, Дубна, Россия*

Введение

В последние времена большое внимание уделяется N=4 суперсимметричной теории Янга-Миллса (СЯМ)

$$S = \int d^8z \text{Tr}(e^{-gV} \bar{\Phi}_i e^{gV} \Phi_i) + \frac{1}{2g^2} \int d^6z \text{Tr}(W^\alpha W_\alpha) + \int d^6z W + h.c$$

$$W_{N=4\text{СЯМ}} = ig[\text{Tr}(\Phi_1 \Phi_2 \Phi_3) - \text{Tr}(\Phi_1 \Phi_3 \Phi_2)]$$

^{**} Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

и её различным деформациям, в частности, исследовавшейся в работе, деформации Лей-Штрасслера

$$W_{ЛШ} = i[h_1 \operatorname{Tr}(\Phi_1 \Phi_2 \Phi_3) - h_2 \operatorname{Tr}(\Phi_1 \Phi_3 \Phi_2) + \frac{h_3}{3} \sum_{i=1}^3 \operatorname{Tr}(\Phi_i^3)]$$

Эти деформации приводят к менее суперсимметричным теориям, однако, наследующим некоторые привлекательные свойства изначальной N=4 СЯМ теории, а именно конформную инвариантность и конечность, интегрируемость в планарном пределе а также её связь с дуальной теорией струн через АдС/КТП соответствие. Наличие известной дуальной теории струн позволяет исследовать теорию в непертурбативном режиме.

Результаты

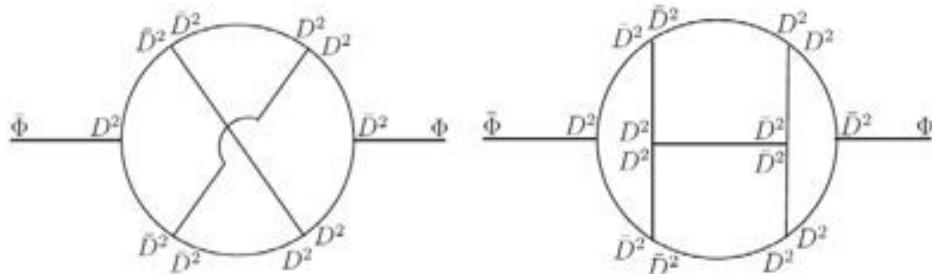
В работе рассматривается полностью Лей-Штрасслер деформированная N=4 суперсимметричная теория Янга-Миллса ищаются условия, при которых теория будет конформно инвариантна и конечна. Используя пертурбативную подстройку констант связи, в работе строится семейство теорий, которые являются конформными до трех петель в непланарном пределе

$$\begin{aligned} (1 - \frac{2}{N^2})(|h_1|^2 + |h_2|^2) + \frac{2}{N^2}(h_1 \bar{h}_2 + h_2 \bar{h}_1) + (1 - \frac{4}{N^2})|h_3|^2 = \\ = g^2 \left(2 - \frac{\zeta_3}{128} G_{31}^\Sigma \varepsilon^2 - \frac{2\zeta_3}{128} G_{31}^\Sigma \frac{g^2 N}{16\pi^2} \varepsilon + \frac{18\zeta_3}{128} G_{31}^\Sigma (\frac{g^2 N}{16\pi^2})^2 \right) \end{aligned}$$

и до четырех петель в планарном пределе

$$|h_1|^2 + |h_2|^2 + |h_3|^2 = g^2 \left(2 + \frac{5\zeta_5}{18} G_{41}^\Sigma \varepsilon^3 + \frac{5\zeta_5}{3} G_{41}^\Sigma (\frac{g^2 N}{16\pi^2}) \varepsilon^2 + 5\zeta_5 G_{41}^\Sigma (\frac{g^2 N}{16\pi^2})^2 \varepsilon + 10\zeta_5 G_{41}^\Sigma (\frac{g^2 N}{16\pi^2})^3 \right)$$

где $G_{31}^\Sigma = G_{31}^\Sigma(h_1, h_2, h_3)$ и $G_{41}^\Sigma = G_{41}^\Sigma(h_1, h_2, h_3)$ - функции, вычисленные, соответственно, из диаграмм



Помимо нахождения условий конечности и конформности в работе были обнаружены решения, для которых однопетлевые условия конформности, по всей видимости, являются точными. Часть их этих решений, а именно

$$\begin{cases} h_1 = g(a - b) \\ h_2 = g(a + b) \\ h_3 = 2gb \end{cases}$$

являются унитарно эквивалентными действительным β -деформированным ($h_3 = 0$) N=4 суперсимметричным теориям Янга-Миллса. Однако другие являются подлинно новыми:

$$W_* = ih[q \operatorname{Tr}(\Phi_1 \Phi_2 \Phi_3) - \frac{1}{q} \sum_{i=1}^3 \frac{\operatorname{Tr}(\Phi_i^3)}{3}], \text{ где } |h|^2 = g^2, |q| = 1, q \neq e^{\frac{i\pi n}{3}}.$$

Представляется интересной интерпретация этих решений со стороны теории струн, а именно построение дуальной струнной теории. Работа поддержана грантом РФФИ # 05-02-17603.

E-mail: BorkLeonid@yandex.ru vartanov@theor.jinr.ru zhiboedv@theor.jinr.ru
kazakovd@theor.jinr.ru

Литература

1. L. V. Bork, D. I. Kazakov, G. S. Vartanov, A. V. Zhiboedov, Conformal invariance in the Leigh-Strassler deformed N=4 SYM theory, (2007), hep-th/0712.4132
2. J.A.Minahan and K.Zarembo, The Bethe ansatz for N=4 super Yang-Mills, JHEP 0303, 013 (2003), hep-th/0212208.
3. J.M. Maldacena, The Large N limit of superconformal field theories and supergravity, Adv.Theor.Math.Phys. 2 (1998) 231; Int.J.Theor.Phys. 38 (1999) 1131;
4. S.S. Gubser, I.R. Klebanov and A.M. Polyakov, Gauge theory correlators from noncritical string theory, Phys.Lett. B428 (1998) 105;
5. E.Witten, Anti-de Sitter space and holography, Adv.Theor.Math.Phys. 2 (1998) 253.
6. O. Lunin and J. Maldacena, Deforming field theories with U(1) x U(1) global symmetry and their gravity duals, JHEP 0505 (2005) 033.
7. A.V. Ermushev, D.I. Kazakov and O.V. Tarasov, Construction of finite N=1 supersymmetric Yang-Mills theories, Preprint JINR E2-85-794, Dubna 1985;
9. D.I.Kazakov and L.V.Bork, Conformal invariance = finiteness and beta deformed N=4 SYM theory, JHEP 0708 (2007) 071, arXiv:0706.4245.
10. R.G. Leigh and M.J. Strassler, Exactly marginal operators and duality in fourdimensional N=1 supersymmetric gauge theory, Nucl.Phys. B447 (1995) 95.

НЕЛИНЕЙНЫЕ УРАВНЕНИЯ, ЛИНЕАРИЗУЕМЫЕ С ПОМОЩЬЮ ОБОБЩЕННЫХ ПОДСТАНОВОК КОУЛА-ХОПФА И ТОЧНО ИНТЕГРИРУЕМЫЕ МОДЕЛИ ТЕЧЕНИЙ СЖИМАЕМОЙ ЖИДКОСТИ

**Зиновьев Д.А.

Ульяновский государственный университет, Ульяновск, Россия

В теории нелинейных волновых процессов хорошо известным фактом является интегрируемость уравнения Бюргерса с помощью подстановки Коула-Хопфа (см., например, [1,2]).

В работе [3], был предложен новый подход к линеаризации большого класса нелинейных уравнений на основе метода, использующего подстановки типа Коула-Хопфа. Этот подход опирается на результат, полученный ранее в работе [4], который “объясняет” с достаточно общих позиций смысл наличия подстановки Коула-Хопфа для уравнения Бюргерса. Основной смысл этого результата состоит в том, что уравнение Бюргерса является условием совместности семи линейных алгебраических уравнений относительно первых семи смешанных частных производных функции $T(x,t)$, являющейся решением уравнения теплопроводности: $T_t = aT_{xx}$ и переноса изолиний: $T_t + V(x,t)T_x = 0$. Здесь и далее введены обозначения: $T_t = \partial T / \partial t$, $T_{xx} = \partial^2 T / \partial x^2$ и т.д. В данной работе мы показываем, что этот результат можно обобщить и применить к построению более широкого класса нелинейных уравнений, линеаризуемых с помощью подстановки: $V = -T_t/T_x$ типа Коула-Хопфа. В частности показано, что существуют бесконечные

** Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

цепочки нелинейных уравнений, которые линеаризуются указанной подстановкой, которую далее мы будем называть подстановкой Коула-Хопфа-Урюкова.

Получена система уравнений, которую можно рассматривать как уравнения динамики пыли, поскольку именно пыль имеет уравнение состояния $p = 0$. Такого типа задачи возникают в астрофизике при анализе динамики пылевых облаков. Эту модель можно сделать более пригодной для астрофизических приложений. Именно, для этого следует предположить, что материя представляет собой смесь газа и пыли, причем плотность газа дает малый вклад в общую плотность вещества. Давление в такой смеси целиком определяется газовой составляющей. В этом случае, можно рассмотреть ситуацию, когда вся система находится в собственном поле тяготения в состоянии гидростатического равновесия. В этом случае, к системе уравнений следует добавить уравнение гидростатического равновесия и уравнение Пуассона:

Развитый подход линеаризации нелинейных уравнений с помощью подстановок типа Коула-Хопфа-Урюкова в приложении к задачам одномерных течений сжимаемой жидкости, как было показано в работе [5], дает общее представление о структуре решений этих уравнений. С помощью этого подхода получен общий первый интеграл этих уравнений и для частных случаев указаны общие решения этих уравнений. Важным результатом этого явилось, то что в работе найден аналог уравнения Бюргерса для сжимаемой вязкой жидкости и указан метод вычисления точных его решений. Предложенный подход может быть распространен на более широкий класс уравнений гидродинамического типа и применен в частности, как было показано в работе на простом примере, к задачам прикладной динамики газопылевых смесей.

Дальнейшее развитие предложенного в работе подхода предполагает построение многомерных и матричных аналогов и их применение для решения уравнений гидродинамического типа.

E-mail: zinovjev_d@mail.ru

Литература

- [1] J.M.Burgers. The nonlinear diffusion equation. Dordrecht, Holland: D. Reidel Publisher Company, 1974
- [2] Дж. Уизем. Линейные и нелинейные волны. М.: Мир, 1978
- [3] Журавлев В.М., Никитин А.В. Нелинейный мир, , N 9, 603 (2007)
- [4] Б.А. Урюков, Теплофизика и аэромеханика. , N 3, 421 (1999)
- [5] Журавлев В.М., Зиновьев Д.А., Письма в ЖЭТФ, том 87, вып. 5 (2008).

АНОМАЛЬНЫЙ МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ ЭЛЕКТРОНА В КЭД(3) С ЧЛЕНОМ ЧЕРНА-САЙМОНСА

Литвинов Д.А.,

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Одной из особенностей (2+1)-мерного пространства-времени является существование нового типа калибровочной теории, связанной с возможностью добавления к стандартному лагранжиану калибровочного поля так называемого члена Черна-Саймонса [1]. Это дополнительное слагаемое приводит к тому, что калибровочное поле приобретает массу, при этом калибровочная инвариантность теории не нарушается. Введение в теорию взаимодействующего с калибровочным полем («фотонов») фермионного «электронного» поля материи, ставит проблему изучения свойств такого «электрона».

В обычном пространстве-времени (3+1) измерений аномальный магнитный момент (АММ) электрона (в вакууме) является одной из наиболее точно известных констант природы. Теоретический расчет этой важной величины в рамках квантовой электродинамики, находящийся в прекрасном согласии с экспериментом, показывает, что безразмерное число ($g - 2$) весьма мало. Численное значение аналогичной величины в (2+1) измерениях (также в вакуумном случае) может быть, напротив, произвольно большим в зависимости от величины нового массового параметра теории М (массы «фотона»).

В 80-90х годах прошлого века было потрачено много усилий, направленных на учет влияния на величину АММ электрона факторов внешней среды: температуры, плотности, а также внешнего магнитного поля [2]. В теории же КЭД(3)+ЧС до недавнего времени был изучен [3] лишь случай ненулевой температуры. Расчеты показали существенно различный ход температурной зависимости рассматриваемой величины в трех- и четырехмерном случаях. Кроме того, полученные результаты обнаруживают интересную особенность аномального магнитного момента «электрона» в чистой теории Черна-Саймонса. Введение конечной температуры не оказывает никакого влияния на эту величину. Возможно, этот результат связан с т.н. «индуцированным спином» частицы [4].

Автором доклада был проведен расчет аномального магнитного момента «электрона» в теории КЭД(3) с членом Черна-Саймонса для случая конечной плотности среды. Вычисления выполнены методом реального времени. Случай ненулевого химического потенциала является более трудным с расчетной точки зрения, чем случай ненулевой температуры, что связано с появлением специфических расходимостей в интегралах, получаемых в результате применения диаграммной техники Фейнмана. Аналогичные трудности имеются и в (3+1) измерениях. Введение нового параметра теории – массы «фотона» М – приводит к ряду дополнительных эффектов, отсутствующих в обычном четырехмерном случае.

Все известные автору расчеты в теории КЭД(3)+ЧС, как и его собственные, ограничиваются однопетлевым приближением теории возмущений. Представляет интерес вопрос о влиянии высших приближений на полученные результаты, в частности, остается ли равной нулю температурная добавка в чистой теории Черна-Саймонса.

E-mail: dalityinov@mail.ru

Литература

- [1] Deser S., Jackiw R. and Templeton S., Ann. Phys. 140 (1982) 372.
- [2] Тернов И.М., Жуковский В.Ч., Мидодашвили П.Г., Эминов П.А., ЯФ 43 (1986) 764.
- [3] Das A., Perez S., Phys.Lett. 581B (2004) 182.
- [4] Kogan I.I., Semenoff G.W., Nuc. Phys. B368 (1991) 718.

ИССЛЕДОВАНИЕ N-СОЛИТОННЫХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ СТРУН В ПРОСТРАНСТВЕ МИНКОВСКОГО

Лоозе В.С.

Тольяттинский гос. университет, физико-технический институт, Тольятти, Россия

Введение

Современные представления о строении элементарных частиц и механизмах их взаимодействия привели к изучению динамики одномерного протяжённого объекта –

релятивистской струны и возникновению теории струн. В рамках этой теории рассматриваются как замкнутые, так и незамкнутые струны [3].

В работе [1] рассматриваются так называемые “N-солитонные” четырёхмерные струны и метод построения мирового листа из решений вспомогательной спектральной задачи, приведены построения трёхмерной струны и мирового листа в случае двух солитонов в момент их сближения.

Целью данной работы стало построение случаев с количеством солитонов более 2, построение 4-мерной струны с несколькими солитонами и изучение особенностей.

Методы

Построение струны сводится к интегрированию решений системы линейных уравнений с матрицей коэффициентов специального вида по параметру, входящему в матрицу [1]. С точки зрения вычисляющего это означает, что интегрируемая функция будет полностью решать систему линейных уравнений для вычисления только одного своего значения. Вычисление интеграла может потребовать достаточно много точек интегрируемой функции (в зависимости от точности). Сумма двух интегралов, соответствующих паре спектральных задач даст радиус-вектор точки на струне. Очевидно, построение всей струны потребует повторения этой процедуры столько же раз, сколько точек потребуется построить на струне. Мировой лист струны можно визуализировать только при наличии нескольких построений струны в различные моменты времени (интерес представляет динамика листа вдоль оси времени).

Вычисление

Столь большое количество вычислений требует нескольких десятков часов времени при использовании домашнего компьютера. В связи с этим возникают две задачи: максимально оптимизировать вычисление на одном компьютере по скорости и преобразовать алгоритм таким образом, чтобы стало возможным использовать несколько компьютеров одновременно.

Первая задача связана с использованием специальных инструкций, которые поддерживают многие современные процессоры, значительно ускоряющих вычислительные операции: SSE, SSE2, SSSE3 и других. Чтобы оптимально использовать эти “скрытые резервы”, которые обычно не видны пользователям ПК, для решения системы линейных уравнений была использована библиотека ATLAS (Automatically Tuned Linear Algebra Software), которая максимально учитывает вычислительные возможности компьютера.

Вторая задача связана с появлением вычислительных центров, имеющих в наличии несколько ЭВМ и с распространением многоядерных процессоров, поскольку N-ядерный процессор позволяют производить до N потоков вычислений одновременно. Разработанная система распределённых вычислений решает эту задачу: в единой базе данных хранятся части общего задания, которые рассылаются по сети другим компьютерам, участники вычислительного процесса просчитывают свою часть задания и отсылают на сервер базы данных. Из этих результатов сервер в конце вычисления составит цельное решение всей задачи. В случае многоядерной ЭВМ на ней запускается несколько вычисляющих модулей.

Исследование показало, что большое количество вычислений негативно сказывается на погрешности, особенно при интегрировании. В связи с этим для интегрирования был задействован алгоритм интегрирования Гаусса из GSL (GNU Scientific Library).

Результаты

С использованием приведенных выше методов разработан комплекс программ для построения струн и их мировых листов с различным количеством солитонов. Для построений четырёхмерных струн разработана специальная программа, использующая OpenGL.

С помощью данного комплекса программ построены различные случаи струн с количеством солитонов до 20 и различной их конфигурацией. Подтверждено наличие

особенностей типа cusp, о существовании которых говорится в [1] и [2]. Рассмотрены частные случаи обращения четырёхмерной струны в трёхмерную при слиянии солитонов.

E-mail: looseworld@mail.ru

Литература

1. Талалов С.В. «Об "N-солитонных" струнах в четырёхмерном пространстве — времени»
2. Anderson M.R. «The mathematical theory of cosmic strings. Cosmic strings in the wire approximation» Bristol and Philadelphia: IOP Publ. 2003.
3. Барбашов Б. М., Нестеренко В. В.. «Модель релятивистской струны в физике адронов» М.: Энергоатомиздат. 1987.

ЭФФЕКТЫ КРАТНОСТИ СТОЛКНОВЕНИЙ И МОЛЕКУЛЯРНОЙ СТРУКТУРЫ НА СЕЧЕНИЯ ИОНИЗАЦИИ ВОДОРОДОПОДОБНОГО СНАРЯДА ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ С ДВУХАТОМНОЙ МОЛЕКУЛОЙ

Макаров Д.Н.

Поморский гос. университет им. М. В. Ломоносова, Архангельск, Россия

В настоящей работе развита непертурбативная теория ионизации быстрых водородоподобных ионов при столкновениях с двухатомными молекулами. Основой расчетных методик, используемых в работе, является приближение эйконала [1]. Для описания потенциала, создаваемого двухатомной молекулой, использовалась модель Томаса-Ферми [2]. В приближении эйконала, сечение ионизации имеет вид:

$$\sigma = \int \left| \left\langle n \left| \text{Exp} \left[-i \int_{-\infty}^{\infty} U(\vec{P}, \vec{b}_1, t, \vec{k}) dt \right] \right| 0 \right\rangle \right|^2 d \vec{b}_1^{\varpi_2} \quad (1)$$

Потенциал, действующий со стороны молекулы на электрон снаряда, выбирался согласно модели Томаса-Ферми [2] равен:

$$U(\vec{P}, \vec{b}_1, t, \vec{k}) = Z_1 \Phi(r_1) / r_1 + Z_2 \Phi(r_2) / r_2 \quad (2)$$

где r_1 и r_2 - расстояния от ядер молекулы до электрона снаряда, \vec{k} - вектор, определяющий положение электрона в снаряде относительно его ядра, \vec{b}_1 - вектор параметра удара, \vec{k} - вектор соединяющий два центра, t - время. Экранирующая функция имеет вид:

$$\Phi(x) = 1 / (1 + a_1 x + a_2 x^{3/2} + a_3 x^2 + a_4 x^3) \quad (3)$$

a_1, a_2, a_3, a_4 - коэффициенты, зависящие от вида молекулы. Чтобы упростить дальнейшие вычисления, рассмотрим снаряд с большим зарядом ядра Z . Тогда, т.к. размер иона мал по сравнению с молекулой, полученный для эйкональной фазы результат можно разложить по малому параметру $r \sim 1/Z$, и вычисление матричного элемента в выражении (1), сводится к известному форм-фактору. Используя полученное выражение (не приводимое в силу громоздкости), были рассчитаны сечения ионизации для следующих случаев: а) ось молекулы выстроена параллельно скорости налетающего иона; б) ось молекулы выстроена перпендикулярно скорости налетающего иона. При этом оказалось, что сечение в случае (а) почти в 2 раза превосходит случай (б). Далее, для сравнения с экспериментом, производилось усреднение полученного сечения по всевозможным углам ориентации молекулы в пространстве. Для выделения вклада эффектов молекулярной структуры в процессы ионизации снаряда были проведены расчеты для молекул составленных из отдельных атомов, описываемых в модели Хартри-Фока-Дирака-Слейтера.. Для контроля корректности результатов были проведены расчеты для расстояний $R = 1.5, R = 2$ между атомами моле-

кулы и показано, что чем больше R , тем результат, полученный в Томаса-Ферми для молекулы мишени, ближе к сечениям ионизации в модели, предполагающей, что мишень составлена из нейтральных атомов. В результате расчетов сечений ионизации было найдено, что относительная разница сечений полученных с использованием представлений (3) и (4) составляет примерно 1%. Таким образом, основным эффектом вносящим вклад в сечение ионизации снаряда является эффект кратности столкновений.

E-mail: makarovd@atknet.ru

Литература

1. Матвеев В. И. (1995) Ионизационные потери релятивистских многозарядных ионов // ЖЭТФ, Т.107, № 6, С. 1780-1791.
2. E.K.U.Gross and R.M.Dreizler (1978) Thomas-Fermi approach to diatomic systems// Institut fur Theoretische der Universität, Frankfurt am Main, West Germany.
3. В.И.Матвеев, Д.У.Матрасулов, С.В.Рябченко (2006) Многократная потеря электронов быстрыми тяжелыми структурными ионами при столкновениях со сложными атомами // ЖЭТФ, Т. 129, № 1, С.1-5.

ПРЯМАЯ КОРРЕЛЯЦИОННАЯ ФУНКЦИЯ И СТРУКТУРНЫЙ ФАКТОР ЖИДКОСТЕЙ

Николаева О.П.

МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Исследование систем многих частиц представляет собой сложную задачу в области жидкой фазы. Для ее решения эффективным является метод функций распределения. Наибольший интерес имеет двухчастичная функция распределения, которая позволяет определить как равновесные свойства системы, так и целый ряд кинетических характеристик макроскопических и наноскопических систем. Удобнее для этой цели использовать уравнение Орнштейна-Цернике. Оно содержит прямую корреляционную функцию, которую предварительно необходимо определить, например, с помощью приближения Перкуса-Йевика, либо гиперцепного приближения, а также их комбинаций. К сожалению, предлагаемые до сих пор подходы не позволяют решить задачу количественно точного вычисления функции распределения.

Целью нашей работы является получение интегрального уравнения для определения двухчастичной функции распределения, которая удовлетворяет всем известным для нее асимптотическим свойствам. Для этого проведен анализ поведения прямой корреляционной функции, исходя из точно известных асимптотических результатов, а также из условий термодинамической согласованности уравнений состояния. Это позволило найти выражение для корреляционной функции, точно описывающее все ее известные асимптотические свойства. Был вычислен структурный фактор ряда жидкостей и сравнен с экспериментом. Получено существенное улучшение согласия по сравнению с приближением Перкуса-Йевика.

Результаты работы позволили исключить основной недостаток приближения Перкуса-Йевика – слишком жесткие ограничения, связанные с локальностью прямой корреляционной функции. Вместе с тем, удалось доказать, что гиперцепное приближение не корректно снимает ограничение Перкуса-Йевика на локальность.

Поведение функции распределения в области жидкой фазы вещества показывает, что при построении теории жидкости необходимо учитывать аналогию не только между жидким и газообразным состоянием, и не только между жидким и твердым состоянием, а ту и другую в совокупности. Именно это используется в современной кинетической теории жидкости, прошедшей длительный путь развития от идей Ван-дер-

Ваальса и Больцмана до подходов Френкеля, Кирквуда, Ландау, Борна, Власова, Боголюбова, Викса, Чандлера, Андерсона и целого ряда других авторов.

Автор выражает глубокую благодарность своему научному руководителю профессору П.А. Полякову за постоянную помощь в работе.

E-mail: nikolaevaop@yandex.ru

Литература

1. Barrat J.-L., Yansen J.P. (2003) Basic concepts for simple and complex fluids. N.Y.: Cambridge U. Press.
2. Heyes D.M., Okumura H. (2006) Equation of state and structural properties of the Weeks-Chandler-Andersen fluid//J. Chem. Phys. V. 124, 164507.
3. Николаева О.П. (2007) Радиальная функция распределения и скорость звука в плотных газах и жидкостях//Вестник Московского университета. Серия 3. Физика, № 3.
4. Думеш Б.С., Сурин Л.А. (2006) Необычные вращения в нанокластерах гелия и водорода и “наноскопическая” сверхтекучесть//Успехи физических наук, № 11.
5. Поляков П.А., Николаева О.П. (2007) Статистическая термодинамика кристалла в области фазового перехода твердое тело-жидкость//В сб. трудов XV Международной конференции “Радиолокация и радиосвязь”. М.

ABSORPTION BAND SHAPE OF THE COMBINED TWO-DIMENSIONAL MAGNETOEXCITON-CYCLOTRON RESONANCE

Podlesny I.V.¹, Cerbu F.A.², Railean J.V.²

¹Institute of Applied Physics, Academy of Sciences of Moldova, Chisinau, R. of Moldova

²Moldova State University, Chisinau, R. of Moldova.

The absorption band shape of the combined optical quantum transition with the creation of a two-dimensional magnetoexciton and with the simultaneous excitation of one background electron between its Landau levels is discussed. The combined magnetoexciton-cyclotron resonance (MECR) quantum transitions are described in the frame of the model of two-dimensional electron-hole system in a strong perpendicular magnetic field taking into account supplementary a small concentration of background electrons resident on the lowest Landau level (LLL). The concrete case of magnetoexciton composed by electron and hole on their LLL and the accompanying cyclotron resonance with excitation of the background electron from the LLL to the first excited Landau level was considered. The position of the combined absorption band is shifted in comparison with the frequency of the magnetoexciton band by the frequency of the electron cyclotron resonance. The maximal band width equal to the ionization potential I_l of the magnetoexciton, because the participation of the third particle side by side with the electron-hole pair permits to uncover its entire interval energy spectrum beginning with the bottom of the magnetoexciton band and finishing with its ionization potential. The analytical formulas describing the absorption band shape in the vicinity of these two limiting frequencies were deduced. The numerical calculations on the base of a general formula permitted to obtain a full band shape, which has a monotonic decreasing form with a maximal value near the frequency corresponding to the bottom of the magnetoexciton band and tends linearly to zero near the second limiting frequency corresponding to the ionization of magnetoexciton.

The author (P.I.V.) expresses gratitude to Member of Moldavian Academy of Sciences, Academician S.A. Moskalenko for the rendered assistance.

E-mail: podlesniy@rambler.ru

References

1. D.R. Yakovlev, V.P. Kochreshko, R.A. Suris, H. Schenk, W. Ossau, A. Waag, G. Landwehr, P.C.M. Christianen, and J.C. Maan, Phys. Rev. Lett. 79, 3974, (1997).

ИССЛЕДОВАНИЕ КОЛЛЕКТИВНЫХ СПИНОВЫХ ЭФФЕКТОВ В СРЕДАХ С ТЕНЗОРНЫМ G-ФАКТРОМ

Вагин Д.В., Русакова Н.Е.

МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Исследование коллективных свойств частиц в средах с сильной анизотропией входит в число важнейших направлений современной физики. Это связано с бурным развитием нанотехнологий, позволяющих конструировать буквально из отдельных атомов малые частицы и полимерные цепи (субмикронных и наноразмеров) с заданными свойствами [1,2]. Особый интерес представляет изучение влияния спина на поведение таких систем, их магнитные и электрические свойства. В сильно анизотропной среде связь между механическим $\overset{\rho}{L}$ и магнитным моментом $\overset{\rho}{M}$ частицы имеет тензорный характер [3], что подтверждается, например, исследованием ЭПР спектров или свойств полимерных молекул в биофизике.

Наличие в уравнениях тензорного g-фактора или гиромагнитного отношения приводит к тому, что уравнение прецессии магнитного момента (в классической теории, уравнение Ландау-Лифшица-Гильберта) вступает в противоречие с законом сохранения энергии [4]. Однако, можно показать, что при наложении определённых ограничений на тензорную связь между магнитным и механическим моментами данное противоречие может быть устранено. В данной работе был найден общий вид гиромагнитного тензора, позволяющий использовать уравнение Ландау-Лифшица-Гильберта для описания поведения намагниченности в сильно анизотропных плазменных средах средах (1).

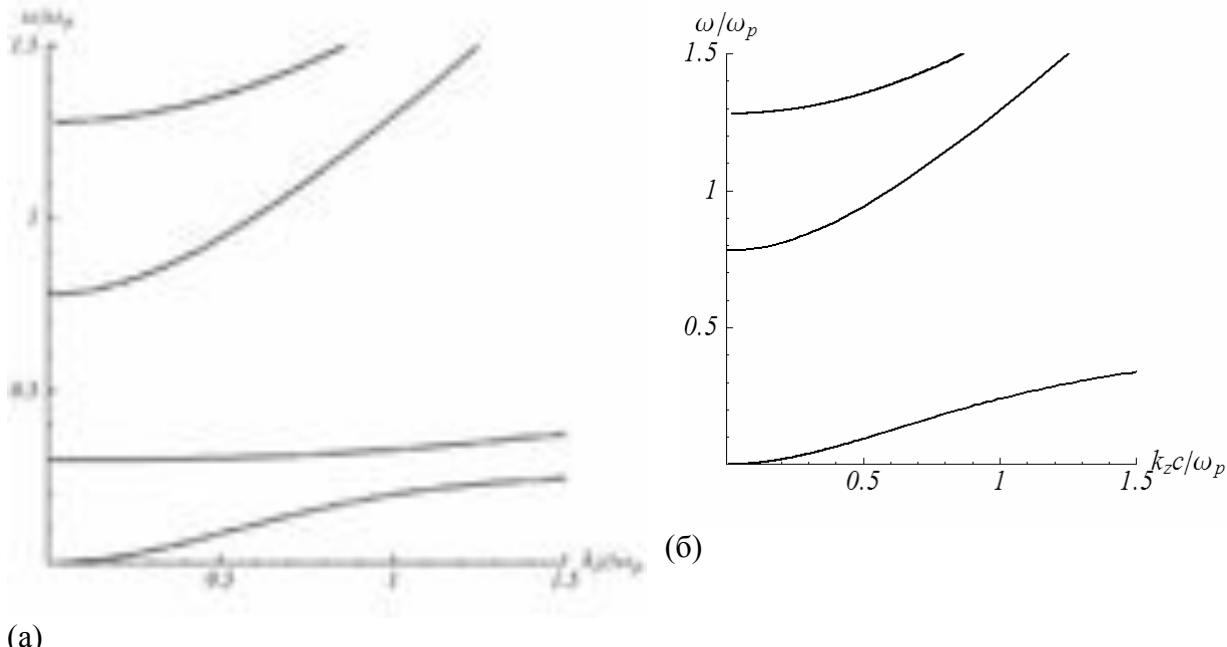
$$\overset{\rho}{L} = \begin{pmatrix} \gamma_{11} & \gamma_{12} & 0 \\ \gamma_{21} & \gamma_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \gamma_{33} \end{pmatrix} \overset{\rho}{M}, \quad (1)$$

где $\gamma_{ij} \in \text{Re}$, $\gamma_{ij} = \gamma_{ji}^*$. Видно, что требования сохранения энергии в случае наличия линейной связи между векторами $\overset{\rho}{L}$ и $\overset{\rho}{M}$ приводят необходимости выбора системы координат, в которой гиромагнитный тензор имел бы заданный вид (1), когда имеется лишь одна пара ненулевых комплексно сопряжённых перекрёстных компонент. Если это невозможно сделать, то следует использовать уравнение для движения полного механического момента вместо уравнения прецессии для магнитного момента, что приводит к более громоздкому и неудобному математическому аппарату.

В качестве иллюстрации влияния тензорного характера гиромагнитной связи на коллективные спиновые свойства системы была рассмотрена плазменная среда с учётом спина электронов в ней [5,6]. В рамках гидродинамического подхода был вычислен тензор диэлектрической проницаемости такой плазмы в линейном приближении и построены дисперсионные кривые для распространения волн вдоль и поперёк магнитного поля (рис. 1). Соотношения между величинами перекрёстных и диагональных компонент гиромагнитного тензора влияют на расстояние между кривыми и на их форму. А также в случае $|\gamma_{12}| > \{|\gamma_{11}|, |\gamma_{22}|\}$ приводят к исчезновению одной из мод.

Таким образом, в данной работе найден вид тензорной связи позволяющий использовать уравнение прецессии магнитного момента для описания явлений в сильно анизотропных средах вместо уравнения движения полного механического момента. В рамках данного подхода рассмотрена гидродинамика анизотропной магнитоактивной плазмы и получены дисперсионные кривые для распространения волн вдоль и поперёк

внешнего магнитного поля. Проанализировано влияние тензорного характера гиromагнитной связи на характер плазменных мод.



(a)

Рис 1. Вид дисперсионных кривых для волн, распространяющихся в магнитоактивной анизотропной плазме (а) вдоль внешнего магнитного поля и (б) поперёк внешнего магнитного поля с учётом тензорного характера гиromагнитной связи.

E-mail: vagin@gen5521.phys.msu.ru

Литература

1. Вагин Д.В., Поляков О.П. Особенности нелинейной динамики однородно намагниченной малой частицы с учётом её формы // Нелинейный мир. — 2007. — Т.5. №10-11. — С. 369-374.
2. Звездин А.К. Магнитные молекулы и квантовая механика//Природа. 2000. №12.
3. Гуревич А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. — М.: Наука, 1973.
4. Gurevich A.G., Sanina V.A. Resonance in magnetically ordered crystals with anisotropic g factor // J. Appl. Phys. 1969. V. 40. p. 1512.
5. Вагин Д.В., Ким Н.Е., Поляков П.А., Русаков А.Е. Особенности распространения электромагнитных волн в горячей магнитоактивной плазме с учетом спина электронов // Известия РАН. Серия Физическая. — 2006. — Т. 70, №3. — С. 443–447.
6. Ким Н. Е., Поляков П. А., Русаков А. Е. Коллективные спиновые эффекты в классических плазменных системах // Нелинейный мир. — 2005. — № 3. — С. 155–162.

ДИНАМИКА КВАНТОВЫХ СИСТЕМ С ТРЕНИЕМ И ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

Смирновский А.А.

Ст.-Петербургский. гос. политех. университет, Санкт-Петербург, Россия

Модель классических часов, включающая осциллятор с трением, обратную связь в виде импульсов силы в моменты времени, когда система проходит равновесное состояние, обобщается, и проблема квантового аналога этой модели исследуется численно. Для этого используется уравнение Шредингера-Ланжевена-Костина (ШЛК), начальное

условие в форме гауссового пакета с конечной скоростью, а рассматриваемая квантовая система представляет квадратичный потенциал, ограниченный непроницаемыми стенками, импульсы силы обратной связи включаются в моменты времени, когда средняя координата пакета проходит нулевое значение. Потенциал, определяющий силу обратной связи, имеет вид:

$$U_{oc}^0(\zeta, \tau) = \begin{cases} -\frac{\dot{P}_0}{m}\zeta, & \tau \in (\tau_s, \tau_s + \Delta\tau), \\ 0, & \tau \notin (\tau_s, \tau_s + \Delta\tau), \end{cases}$$

где \dot{P}_0 - величина силы обратной связи, ζ - координата, τ_s - моменты времени включения импульсов, $\Delta\tau$ - длительность импульса обратной связи.

Численное интегрирование уравнения ШЛК проводится при разных значениях коэффициента трения и силы обратной связи. Установлены два режима движения. В одном из них – при умеренной силе – возможны колебания с минимизированным произведением неопределенностей координаты и импульса. В другом режиме – при определенных значениях силы и коэффициента трения – характер колебаний становится сложным; Фурье-спектр, характеризующий их, всюду плотный. Точечные отображения дают качественное подтверждение квантового хаоса. Наряду с моделью обратной связи, изучены вынужденные колебания при периодической последовательности импульсов силы.

Во второй части доклада обсуждается метод вывода уравнения ШЛК, основанный на вариационном принципе и стандартной схеме квантования, не приводящий к каким-либо парадоксам, например, нарушению принципа неопределенности. Для этого обосновывается выражение для функции Лагранжа:

$$\mathcal{L}^0 = L(q, \dot{q}, t) - \frac{k}{m} S(q, t),$$

где L - лагранжиан системы без трения, k - коэффициент трения, m - масса, S - действие. При этом переход к квантованию происходит стандартным образом через соответствующую форму для функции Гамильтона. Обсуждается уравнение для собственных функций и собственных значений оператора \hat{S} и приводится его явная запись.

smirta@mail.ru

Литература

1. Sanin A.L., Smirnovsky A.A. Oscillatory motion in confined potential systems with dissipation in the context of the Schrödinger-Langevin-Kostin equation // Phys. Lett. A. 2007, vol. 372, p. 21.
2. Санин А.Л., Смирновский А.А. Вынужденные колебания квантовых волновых пакетов в системе с трением, квадратичным потенциалом и стенками // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2007, т. 15, №4, с. 68.

КРИТИЧЕСКИЕ ИНДЕКСЫ В ЗАДАЧЕ УЗЛОВ ДЛЯ МОДЕЛИ ОДНОМЕРНОЙ ПЕРКОЛЯЦИИ

Терещенко А.Ю., Удодов В.Н.

Хакасский гос. университет им. Н.Ф. Катанова, Абакан, Россия

Основные идеи теории протекания были сформулированы в 1957 г. [1]. Эта работа возникла при изучении процесса прохождения газа через угольный фильтр. Движение газа по лабиринту, образованному порами в угле, представляет процесс, отличающийся от обычной диффузии. Такие явления были названы «процессами протекания (перколяции)». Теория протекания широко используется для изучения разных явлений в неупорядоченных системах, которые представляют интерес, как с прикладной,

так и с фундаментальной точки зрения. Явления, описываемые теорией протекания, относятся к критическим явлениям. Эти явления характеризуются «критической точкой», в которой свойства системы резко меняются. Вблизи этих точек свойства системы могут быть описаны при помощи различных критических индексов [2].

«Одномерная» физика интересна сама по себе, но важна и в более широком плане, так как практически любую задачу можно свести к одномерной. Известно, что многие одномерные модели и задачи могут быть решены точно. Поэтому, если удастся свести к какой либо из них трехмерную проблему, можно надеяться получить для нее если не точное решение, то, по крайней мере, ряд важных результатов [3].

На основе законов и следствий теории протекания создаются высоконадежные системы хранения данных обладающие практически неограниченной масштабируемостью и простым управлением.

Методом компьютерного моделирования были рассчитаны критические индексы α и v для одномерного протекания в системах с различным количеством узлов и радиусами протекания R .

Индекс теплоемкости α зависит от числа узлов системы и с их ростом уменьшается. При увеличении радиуса протекания α возрастет. Получены значения индекса в термодинамическом пределе. Все значения положительны и меньше 1. С ростом числа узлов и уменьшением R значения индекса α изменяются в пределах от $2.2 > \alpha > 0.168$.

Показано, что теплоемкость таких систем в точке фазового перехода стремится к бесконечности при проведении экстраполяции к термодинамическому пределу.

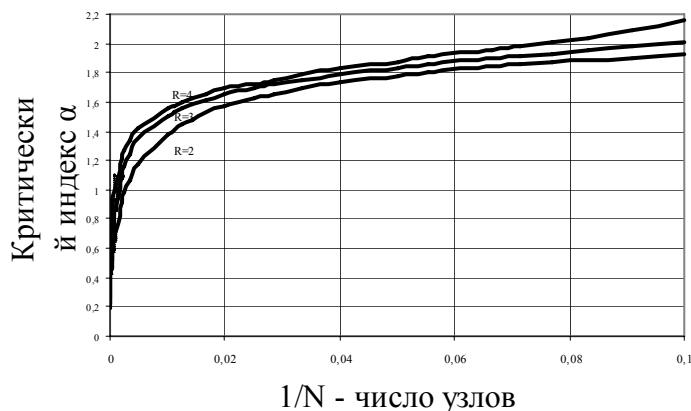


График зависимости α от $1/N$ для разных $R=(2,3,4)$

Получены значения индекса корреляционной длины. И на их основе сделана оценка v в термодинамическом пределе:

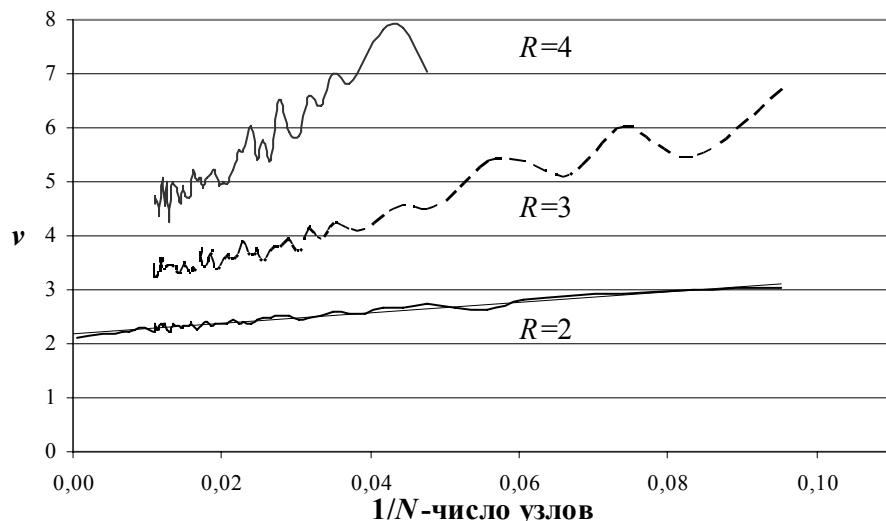


График зависимости индекса v от $1/N$ для $R=(2,3,4)$

Корреляционная длина – средняя длина максимального кластера дается выражением:

$$\xi \propto t^{-\nu},$$

где $t = x - x_c|_{x \rightarrow x_c} \rightarrow 0$

$$\xi \rightarrow \infty$$

При $t \rightarrow 0$ и $x > x_c$ в термодинамическом пределе существует бесконечный кластер.

Получено, что индекс корреляционной длины ν имеет линейную зависимость (в случае $R=2$) от числа узлов в системе.

$$\nu \propto \frac{k(R)}{N} + \nu_\infty,$$

где k – постоянная, зависящая от радиуса протекания. При увеличении радиуса протекания индекс ν возрастет.

Проверено соотношение подобия $\alpha=2-d\nu$ (d – размерность пространства). Ни для одной из рассмотренных систем оно не выполняется.

terelf@mail.ru, Udodov@khsu.ru

Литература

1. Эфрос А. Л. Физика и геометрия беспорядка //М., Изд. «Наука», Гл. редакция физ.-мат. литературы, 1982. - 270 с.
2. Федер Е. Фракталы // М. «Мир» 1991.- 254 с.
3. Штигальская Е. О., Удодов В. Н., Потекаев А. И. Критические явления в теории протекания в малых одномерных системах // Тез. докл. IX Российской науч. студ. конф. по физике твердого тела, 12-14 мая 2004 г. - Томск, 2004.- С. 59-60.

КИРАЛЬНАЯ МОДЕЛЬ БАРИОННЫХ СОСТОЯНИЙ КАК КВАРКОВЫХ МЕШКОВ С ДИНАМИЧЕСКОЙ ГЕНЕРАЦИЕЙ ФАЗЫ КОНСТИТУЕНТНЫХ КВАРКОВ

Улыбышев М.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

В настоящее время наиболее эффективным подходом к описанию низкоэнергетического барионного состояния являются киральные модели кварковых мешков [1]. В данной работе рассматривается SU(2)-модель, в которой с ростом расстояния от центра мешка квазисвободные (почти) безмассовые и и d кварки за счет взаимодействия с пионным конденсатом трансформируются сначала в массивные конституентные кварки с теми же квантовыми числами цвета, флейвора и спина, а потом возникает чисто мезонная бесцветная фаза, описываемая триплетом массивных пионов с учетом вклада от векторного ω -мезона. Эффективная масса кварков при этом является функцией расстояния от центра мешка $G(r)$, явный вид которой самосогласованным образом определяется из уравнений модели.

Общий подход для описания таких многофазовых объектов детально рассмотрен в [2]. В данном случае требуемая структура мешка задается с помощью граничных условий кирального конфайнмента и лагранжиана

$$L = (\bar{\psi} i\hat{\partial} \psi : -B) \theta_1 + \left(: \bar{\psi} i\hat{\partial} \psi : + \frac{f_\pi^2}{4} \text{Tr}(\partial_\mu U^\dagger \partial^\mu U) - : G(r) \bar{\psi} U^{\gamma_5} \psi : \right) \theta_2 + \left(\frac{1}{2} \partial_\mu \bar{\pi} \partial^\mu \bar{\pi} - \frac{m_\pi^2}{2} \bar{\pi}^2 - \frac{\varepsilon^2}{2} B_\mu B^\mu \right) \theta_3$$

,

где $\theta_{1,2,3}$ - ступенчатые функции, выделяющие внутреннюю область фазы асимптотической свободы, промежуточную область мешка с кирально-инвариантным кварк-пионным взаимодействием и внешнюю область полной адронизации, ψ - изодублет легких и d кварков, B - вакуумное давление, моделирующее глюонный вклад, ϕ - изотриплет безмассовых пионов в промежуточной области, $U = \exp(i \frac{\rho}{f_\pi} \phi / f_\pi)$, $\frac{\rho}{f_\pi}$ - изотриплет массивных пионов во внешней области. Член $\varepsilon^2 B_\mu B^\mu / 2$, где B_μ имеет структуру скирмовского топологического тока для внешней области, соответствует вкладу от векторного ω -мезона в приближении $m_\omega \rightarrow \infty$, при этом $\varepsilon = g_\omega / m_\omega$, где g_ω – константа взаимодействия ω и π -мезонов [1]. Необходимость учета векторных мезонов, и прежде всего ω , следует из моделей векторной доминантности и коротковолнового отталкивания в нуклон-нуклонном взаимодействии.

Пионные поля рассматриваются как топологические классические конденсаты скирмовского типа, при этом внутри $\phi = f_\pi F \rho / r$, где F – постоянный киральный угол, являющийся одним из свободных параметров модели, $0 < F < \pi/2$. Такая форма пионных полей обеспечивает топологическую устойчивость решения и одновременно соответствует условию, чтобы ненулевое барионное число всей конфигурации порождалось массивными валентными кварками. Нормальное упорядочивание кварковых полей отражает тот факт, что в такой эффективной по построению модели все вакуумные эффекты уже учтены вакуумным давлением B , массовой кварковой функцией $G(r)$ и классическим пионным конденсатом.

Расчет показал, что в такой многофазовой киральной кварк-пионной модели мешка конфигурация с минимумом энергии ~ 1 ГэВ реализуется при внешнем радиусе мешка $\sim 0,5$ Фм и размере внутренней области $\sim 0,3$ Фм, что хорошо согласуется с феноменологией.

Автор выражает признательность проф. К. А. Свешникову за постановку задачи и помощь в работе.

E-mail: ulybyshhev@hep.phys.msu.su

Литература

1. Hosaka H., Toki O., Phys. Rep. 277 (1996) 65.
2. Sveshnikov K. et al., Nucl. Phys. A 676 (2000) 339.

НОВОЕ ТОЖДЕСТВО ДЛЯ ФУНКЦИЙ ГРИНА В N=1 СУПЕРСИММЕТРИЧНОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ.

Шевцова Е.С., Степаньянц К.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

В суперсимметричных моделях теории поля имеется ряд привлекательных свойств, и, прежде всего, сокращение в ряде случаев ультрафиолетовых расходимостей [1]. Гипотеза о виде точной β -функции была выдвинута в работе [2] на основе исследований структуры инстантонных вкладов. В работах [3, 4] показано, что в N=1 суперсимметричной электродинамике такую точную β -функцию можно получить во всех порядках теории возмущений с помощью уравнений Швингера-Дайсона и тождеств Уорда, если предположить, что существует некоторое тождество для функций Грина. Это тождество оказывается нетривиальным начиная с трехпетлевого приближения.

В этой работе демонстрируется, что новое тождество может быть записано в виде равенства нулю вакуумного среднего от произведения некоторых композитных операторов:

$$<(\frac{D_a \bar{D}^2}{\partial^2} \phi^+ e^{2V} \phi)_x (\frac{D_a \bar{D}^2}{\partial^2} \phi^+ e^{2V} \phi)_y> = 0,$$

где ϕ - киральное скалярное суперполе, V – калибровочное скалярное суперполе, D_a – суперсимметрическая ковариантная производная, индексы x и y обозначают, что выражение берется в точке с координатой x и y соответственно, а угловые скобки представляют собой функциональное усреднение в смысле континуального интеграла.

Кроме того, проверено, что новое тождество не является следствием известных симметрий системы: лоренцевой, калибровочной или суперконформной. Получены ограничения на трех- и четырехточечную функции Грина, которые следуют из рассматриваемого тождества.

shevtsova-katya@yandex.ru

Литература

- [1] П. Уэст “Введение в суперсимметрию и супергравитацию”. Москва, Мир, 1989.
- [2] V. Novikov, M. Shifman, A. Vanstein, V. Zakharov “The beta-function in supersymmetric gauge theories. Instantons versus traditional approach”, Phys. Lett. B, 1986. V.166. P. 329-333.
- [3] К.В. Степаньянц “Суммирование диаграмм в N=1 суперсимметричной электродинамике, регуляризованной высшими производными”. ТМФ. 2006. Т. 146. С. 385.
- [4] А.Б. Пименов, А.А. Соловьев, К.В. Степаньянц, Е.С. Шевцова, Известия ВУЗов, принято к публикации.

ПРИНЦИП ВТОРИЧНОГО МАКСИМУМ ЭНТРОПИИ И УРАВНЕНИЯ РЕЙНОЛЬДСА В СТОХАСТИЧЕСКОЙ ДИНАМИКЕ ОДНОМЕРНЫХ НЕЛИНЕЙНЫХ СИСТЕМ.

Шляпин В.А.

Ульяновский государственный университет, Ульяновск, Россия

В работе рассматривается подход к описанию усредненной динамики конечномерных нелинейных систем на основе вариационного принципа максимальной энтропии [1]. Вариационный принцип формулируется с помощью метода сопряженных функций. Само описание динамики нелинейных систем в среднем строится на основе общего подхода известного как теория напряжений Рейнольдса, который широко применяется в теории турбулентности [2]. На основе принципа вторичного максимума энтропии локально равновесного распределения, которое имеет вид

$$H_{max} = \frac{1}{2} \int \ln <x'^2> dt + H_0,$$

для случая нормального локально равновесного распределения решается задача о замыкании цепочки уравнений Рейнольдса для рассматриваемых систем. Здесь x' – случайные отклонения координаты частицы от среднего $X = <x>$.

В работе подробно исследуется задача об одномерной динамике точки в потенциальном поле сил общего вида. Выводятся уравнения, замыкающие описание динамики системы в среднем. Показано, что эти уравнения допускают закон сохранения удельной энтропии. Показано, что такая теория оказывается гамильтоновской по отношению не полной энергии, а к полной удельной энтропии..

В работе так же исследована динамика системы вблизи стационарных точек усредненной системы. Найдены в общем виде собственные числа линеаризованной задачи вблизи стационарных точек. Рассмотрены примеры ангармонического осциллятора с квадратичной и кубической добавкой к силе.

E-mail: shlyapinva@mail.ru

Литература

- [1] Р.Л. Стратанович. Теория информации. М.: Сов. радио (1975), 424 с.
- [2] А.С. Монин, А.М. Яглом. Статистическая гидромеханика. Ч.1. М.

ПИОННАЯ КОНДЕНСАЦИЯ ВО ВНЕШНЕМ ХРОМОМАГНИТНОМ ПОЛЕ

Щелкачев А.М.

МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Непертурбативные эффекты в КХД при низких энергиях удается исследовать только на основе приближенных методов в рамках различных эффективных моделей. Хорошо известно, что физика легких мезонов описывается на основе четырехфермионных моделей, таких как, например, модель Намбу–Йона–Лазинио (НЙЛ), которая успешно применялась для воплощения идей динамического нарушения киральной симметрии (ДНКС) и бозонизации и приведенные там ссылки; обзор (2+1)-мерных четырех-кварковых эффективных моделей. Подчеркнем, что именно в рамках четырехфермионных моделей удалось показать, что внешнее магнитное или хромомагнитное поле индуцирует ДНКС, а также продемонстрировать генерацию масс фермионов даже в случае слабого взаимодействия между кварками. Недавно большой интерес вызвали эффекты дикварковой конденсации и цветовой сверхпроводимости.

Первые исследования уравнений щели и свободной энергии Гинзбурга–Ландау для системы релятивистских фермионов привели к выводу о возможности возникновения состояний сверхпроводимости и цветовой сверхпроводимости в кварковой среде. Было показано, что, подобно случаю конденсации кварков, дикварковая конденсация также может катализироваться сильными внешними (вакуумными) калибровочными полями. Недавно обсуждалась возможность образования новой фазовой структуры, а именно пионного конденсата, в плотной кварковой среде за счет асимметрии её изоспинового состава.

Цель исследования — изучение влияние различных внешних полей на эффект пионной конденсации при наличии и отсутствии массы кварков.

Рассмотрена пионная конденсация в асимметричной по аромату кварковой среде с массивными кварками во внешнем неабелевом хромомагнитном поле. Показано, что внешнее поле является катализирующим фактором для появления пионной конденсации, в то время как начальная масса кварков препятствует возникновению этого явления.

Рассмотрена пионная конденсация в среде с массивными кварками во внешнем сферически-симметричном неабелевом хромомагнитном поле. Показано влияние внешнего сферически-симметричного неабелевом хромомагнитном поле на эффект на появление пионной конденсации.

Показано, что при выбранных значениях поля и при наличии массы кварков пионная конденсация сохраняется. Показано, что начальная масса кварков внешнего сферически-симметричного неабелевом хромомагнитном поле соответствует возникновению пионного конденсата.

Исследован эффект пионной конденсации в среде с массивными кварками во внешнем аксиально-симметричном неабелевом хромомагнитном поле. При увеличении значения внешнего аксиального-симметричного неабелевого хромомагнитного поля эффект пионной конденсации усиливается.

Показано, что при наличии массы кварков во внешнем аксиально-симметричном неабелевом хромомагнитном поле эффект сохраняется. Возникновение эффекта пионной кодденсации зависит от

значения массы кварков. При увеличении массы кварков во внешнем аксиально-симметричном неабелевом хромомагнитном поле эффект пионной коденсации пропадает.

Литература

1. D. Ebert, H. Reinhardt // Nucl. Phys. 1986. B271. P. 188.
2. D. Ebert, H. Reinhardt and M.K. Volkov // Progr. Part. Nucl. Phys. 1994. 33. P. 1.
3. A.S. Vshivtsev, V.Ch. Zhukovsky, K.G. Klimenko, B.V. Magnitsky // Phys. Part. Nucl. 1998. 29. P. 523.
4. K.G.Klimenko // Teor. Mat. Fiz. 1991. 89. P. 211; 1992. 90. P. 3; Z. Phys. 1992. C54. P. 323;
5. I.V. Krive, S.A. Naftulin // Phys. Rev. 1992. D46. P. 2737.
6. A.S.Vshivtsev, K.G.Klimenko, B.V.Magnitsky. JETP Lett. 1995. 62. P. 283; Teor. Mat. Fiz. 1996. 106. P. 319.
7. K.G.Klimenko, B.V.Magnitsky, A.S.Vshivtsev // Nuovo Cim. 1994. A107. №. 439; Theor. Math. Phys. 1994. 101. P. 1436; Phys. Atom. Nucl. 1994. 57. P. 2171.
8. D.Ebert, V.Ch.Zhukovsky // Mod. Phys. Lett. 1997. A12 P. 2567.
9. D. Bailin, A. Love // Phys.Rept. 1984. 107. P. 325.
10. M.Alford, K.Rajagopal, F.Wilczek // Phys. Lett. 1998. B422. P. 247; Nucl. Phys. 1999. B537. P. 443.
11. V.Ch. Zhukovsky, K.G. Klimenko, V.V. Khudyakov, D. Ebert // JETP Lett. 2001. 73. P. 121 [Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz. 2001. 73. P. 137].
12. V.Ch. Zhukovsky, V.V. Khudyakov, K.G. Klimenko, D. Ebert // JETP Lett. 2001. 74. P. 523 [Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz. 2001. 74. P. 595].
13. D.Ebert, K.G. Klimenko, H.Toki // Phys. Rev. 2001. D64. P. 014038 (hep-ph/0011273);
14. D. Ebert, V.V. Khudyakov, V.Ch. Zhukovsky, K.G. Klimenko // Phys. Rev. 2002. D65. P. 054024 (hep-ph/0106110).
15. M. Frank, M. Buballa, M. Oertel // Phys.Lett. B562(2003)221.
16. L. He, M. Jin, P. Zhuang // Phys.Rev. D74(2006)036005.
17. J.O. Andersen, L. Kyllingstad // hep-ph/0701033.
18. D. Ebert, K.G. Klimenko // Eur.Phys.J. C46(2006)771.
19. D. Ebert, K.G. Klimenko // J. Phys. 2006. G32 P. 599-608.
20. D.Ebert, K. G. Klimenko, V.Ch. Zhukovsky , А.І. Fedotov "Quark and pion condensation in a chromomagnetic background field". // Eur. Phys. J. 2007. C49 P. 709-719.
21. T.Hatsuda, T.Kanibibo// Phys. Rep. 247,221 (1994).
22. L. He, M. Jin, P. Zhuang // Phys. Rev. D71. P. 116001. (2005).

НЕПРЕРЫВНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ КАК ПРИЧИНА КВАНТОВОЙ ЭВОЛЮЦИИ

* Якунин И.Н.

Оренбургский гос. университет, физический факультет, Оренбург, Россия

Вопросы теории квантовых измерений подвергаются активному обсуждению в последнее время. Это связано как с проблемами квантовой теории информации (хране-

* Доклад отмечен жюри как лучший на подсекции.

ние, перезаписывание информации), так и с фундаментальными вопросами квантовой механики, до сих пор не получившими чёткого ответа.

В ходе развития истории данного направления было выяснено, что эволюция состояний системы, подвергаемой непрерывному измерению (наблюдению), замедляется, либо сама эволюция останавливается. Целью данной работы является обоснование существования обратного эффекта – эволюции квантовой системы, вызываемой исключительно действием измерительного прибора. В качестве объекта выбрана двухуровневая система, находящаяся в начальный момент времени в собственном состоянии гамильтониана $|\psi_1\rangle$ (второе собственное состояние обозначим через $|\psi_2\rangle$).

Доказано, что если измерительный прибор способен убирать частицы из ансамбля суперпозиционном состоянии $|\psi_3\rangle = c_1|\psi_1\rangle + c_2|\psi_2\rangle$ (где $c_1c_2 \neq 0$, и $|c_1|^2 + |c_2|^2 = 1$) с вероятностью $w > 0$, то вероятность обнаружения системы в ортогональном исходному состоянию $|\psi_2\rangle$ не равна нулю.

Получено точное решение для динамики населённости состояния $|\psi_2\rangle$ $W_2(t)$. Показано, что вероятность $W_2(t)$ может быть представлена в виде суммы осциллирующего и неосциллирующего слагаемых, первое из которых характеризует квантовые биения, происходящие при переходах между уровнями, а второе, названное авторами кинетическим – кинетику выбывания частиц из ансамбля.

В ходе расчётов рассмотрена динамика исследуемой системы для различных состояний $|\psi_3\rangle$. Найдены режимы, при которых квантовые биения наблюдаться не будут.

E-mail: yakunin21@yandex.ru

ФИЗИКА МАГНИТНЫХ ЯВЛЕНИЙ

**Председатель подсекции
д.ф.-м.н. Шалыгина Елена Евгеньевна**

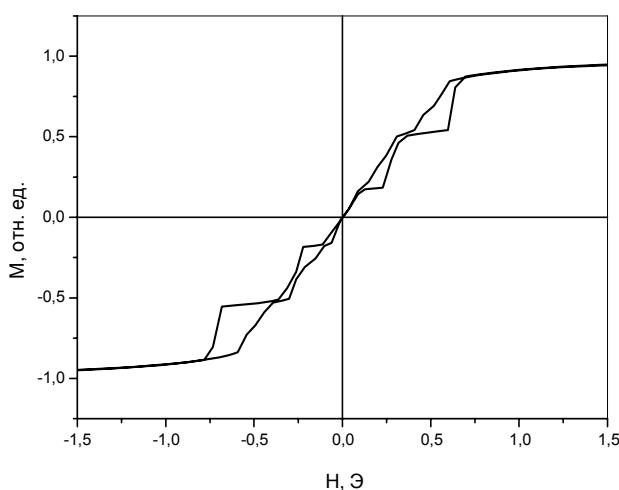
ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ СИСТЕМЫ МИКРОПРОВОДОВ

Акмальдинов К.Р.

МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия

Отличительной особенностью литых микропроводов с аморфной структурой из специальных сплавов является возможность существования в них магнитной бистабильности. Перемагничивание таких микропроводов осуществляется одним скачком (эффект Barhauzen). Критическая длина отрезков микропровода, на которой сохраняется эффект бистабильности, составляет 5 мм и в 10-20 раз меньше, чем у бистабильных лент и проводов, полученных другими способами, а скорость перемагничивания бистабильных микропроводов в несколько раз больше, чем у аналогов. Бистабильные микропровода предназначены для использования в код-метках для кодирования товаров, документов, ценных бумаг, а также для дистанционного управления исполнительными механизмами и создания чувствительных элементов сенсоров. В системе таких проводов, за счет их взаимодействия, а так же изменения их длины и диаметры, можно получить петли гистерезиса с определенным количеством и амплитудой скачков Баркгаузена.

В данной работе исследовалось перемагничивание различных комбинаций из отрезков различных микропроводов. Были измерены петли гистерезиса нескольких серий образцов, отличающиеся друг от друга длиной, диаметром, химическим составом, и расстоянием между отдельными проводами. Каждая серия содержала набор проволок одинаковой длины (10, 15 или 20 мм), уложенных либо вплотную друг к другу, либо на расстоянии диаметра. Для сопоставления были исследованы проволоки как обладающие, так и не обладающие бистабильностью (на основе Co и Fe). Установлено, что процессы перемагничивания существенно зависят от структуры образца. Обнаружено, что для системы проводов, расположенных на большом расстоя-



нии друг от друга, суммарная петля является суперпозицией петель от каждого провода по отдельности. Для проволок, расположенных на малом расстоянии друг от друга (расстояния сравнимы с диаметром проволок), эффективная петля гистерезиса изменяла свой вид, менялся наклон и появлялись дополнительные скачки, связанные с взаимным влиянием соседних проводов.

E-mail: k.akmaldinov@gmail.com

d) различающиеся друг от друга длиной, диаметром, химическим составом, и расстоянием между отдельными проводами. Каждая серия содержала набор проволок одинаковой длины (10, 15 или 20 мм), уложенных либо вплотную друг к другу, либо на расстоянии диаметра. Для сопоставления были исследованы проволоки как обладающие, так и не обладающие бистабильностью (на основе Co и Fe). Установлено, что процессы перемагничивания существенно зависят от структуры образца. Обнаружено, что для системы проводов, расположенных на большом расстоя-

МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОК ДИОКСИДА ТИТАНА, ДОПИРОВАННЫХ КОБАЛЬТОМ

Вашук М.В., Гилязитдинова Н.М.

МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия.

В настоящей работе приведены результаты исследования магнитооптических (МО) свойств ферромагнитных пленок $\text{TiO}_{2-\delta} : \text{Co}$ в зависимости от уровня легирования и структурного состояния матрицы. Для исследования магнитооптических свойств пленок измерялся экваториальный эффект Керра (ЭЭК). Основная идеология МО Керра спектроскопии применительно к оксидам $\text{TiO}_{2-\delta} : \text{Co}$ состоит в том, что при наличии металлических кластеров Co в МО спектрах должны наблюдаться особенности, связанные с этими кластерами, причем того же типа, что имеют место в магнитных нанокомпозитах, другие же особенности МО спектров должны быть связаны со специфическим близким окружением ионов Co в матрице $\text{TiO}_{2-\delta}$, изменением электронной структуры $\text{TiO}_{2-\delta} : \text{Co}$, и наконец с теоретически возможным образованием магнитных моментов на ионах Ti и O.

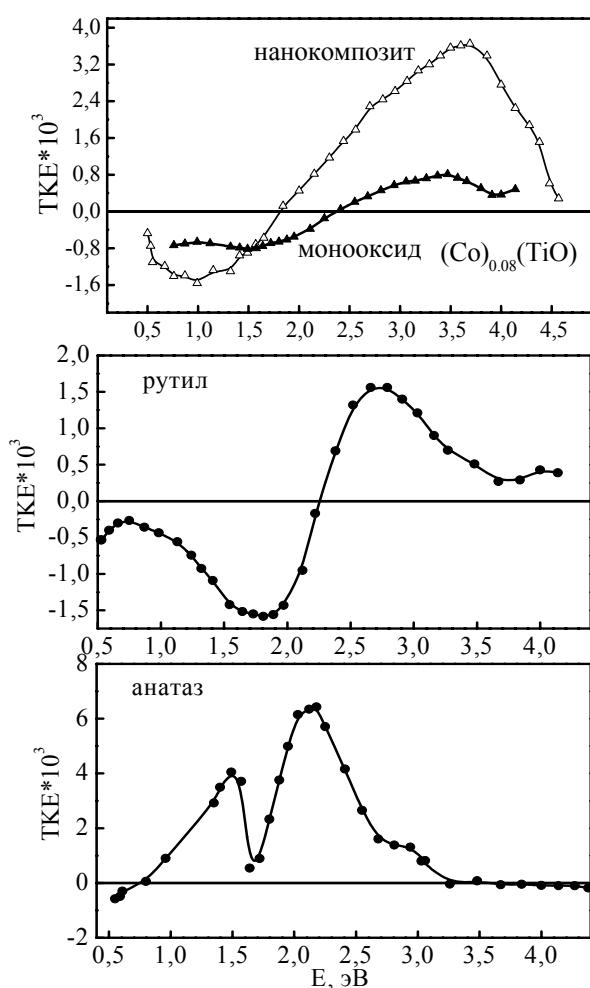


Рис.1. Спектральные зависимости ЭЭК пленок $\text{Ti}_{0,92}\text{Co}_{0,08}\text{O}_{2-\delta}$ при различных структурных состояниях матрицы $\text{TiO}_{2-\delta}$ и нанокомпозита $\text{Co}_{0,25}(\text{TiO}_{2-\delta})_{0,75}$.

Пленки $\text{Ti}_{100-x}\text{Co}_x\text{O}_{2-\delta}$ толщиной 0.2-0.3 мкм на подложках $\text{LaAlO}_3(100)$ были получены методом магнетронного распыления сплавной металлической мишени в аргоно-кислородной смеси с парциальным давлением кислорода в диапазоне от $2 \cdot 10^{-6}$ до $2 \cdot 10^{-4}$ мм.рт.ст. В зависимости от условий получения были приготовлены пленки со структурой анатаза, рутила или монооксида титана. Данные о магнитных и структурных свойствах пленок приведены в работе [1]. Магнитооптические спектры были измерены для ферромагнитных пленок в диапазоне энергий 0.5-4.5eВ при комнатной температуре.

На рис. 1 представлены МО спектры ФМ пленок $\text{TiO}_{2-\delta} : 8\% \text{Co}$ при различных структурных состояниях матрицы TiO_2 . Видно, что как значения ЭЭК, так и форма спектров зависят от структуры пленок. Не смотря на низкий уровень легирования, для пленки со структурой анатаза в области прозрачности матрицы наблюдается большое значение МО эффекта, превышающее даже значение для кобальта, что может иметь практическое применение. Для всех представленных случаев значение

МО отклика и форма спектров отличается от спектров для поликристаллического Co.

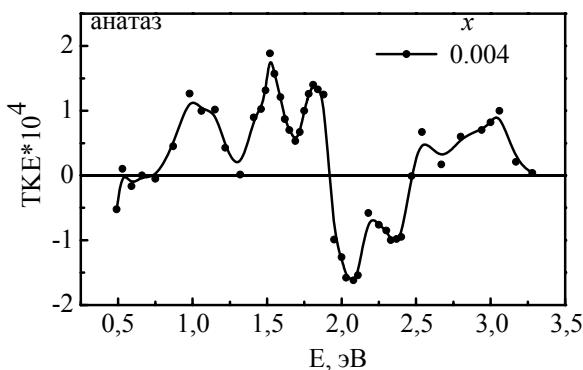


Рис.2. Спектральные зависимости ЭЭК пленок $\text{Ti}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}_{2-\delta}$ с $x=0.004$

МО эффект уменьшается, так же как и величина намагниченности, но при этом спектр становится более структурированным.

На рис.2 представлены МО спектры для пленок анатаза $\text{Ti}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}_{2-\delta}$ при $x=0.004$. Подчеркнем, что при столь низкой концентрации легирования, заведомо меньшей порога растворимости Co в $\text{TiO}_{2-\delta}$, образование кластеров Co весьма маловероятно. Наблюдаемая тонкая структура МО спектров также свидетельствует, что ФМ кластеры Co не формируются.

Так как измеренный МО спектр целиком расположен в области относительной прозрачности (ширина щели анатаза и рутила TiO_2 составляет 3.2 и 3.03 эВ, соответственно), то, очевидно, попытаться связать наблюдаемые особенности спектра ЭЭК пленки с содержанием Co 0,004 с примесями или дефектами. Спектральные позиции внутриионных оптических переходов в наиболее стабильных примесях Co^{2+} в октаэдрической координации анионов кислорода обычно составляют 2.5, 1.8, 0.9 эВ, а в тетраэдрической координации 2.0-1.9, 0.9-0.8, 0.5 эВ. Очевидно, что точное положение этих линий зависит от величины кристаллического поля. Таким образом, наблюдаемые особенности спектра ЭЭК могут быть обусловлены внутриионными переходами в ионах Co^{2+} , находящихся в различных координационных окружениях. С увеличением уровня легирования уже необходимо рассматривать не просто отдельные примесные ионы Co^{2+} , а примесные зоны, что должно приводить к размытию тонкой структуры МО спектров.

Поведение МО спектров исследованных образцов не противоречит имеющимся представлениям об изменении электронной структуры для допированных пленок оксида титана. Вычисление из первых принципов изменения плотности состояний при замещении титана кобальтом в анатазной и рутильной фазах показало, что влияние допирования больше для анатаза [2] и, следовательно, для этой фазы должны наблюдаться в (области прозрачности анатаза) новые МО переходы. Для рутила влияние допирования существенно меньше.

E – mail: nelli.gil@mail.ru

1. L.A. Balagurov, S.O. Klimonsky, S.P. Kobeleva, et al. "Impact of vacuum thermal treatments on

the structure and magnetic properties of titanium oxide films doped with Co"// JPCM, 18 (48) (2006) 10999-11005.

Для пленок монооксида TiO и рутила, допированных 0.08 Co форма спектров ЭЭК похожа на спектры нанокомпозитов $\text{Co}_x(\text{TiO}_{2-\delta})_{1-x}$, что может свидетельствовать об образовании кластеров Co в пленках монооксида титана и рутила. Но в отличие от нанокомпозитов, где при $x < x_{\text{пер}}$ наблюдается суперпармагнитное поведение, исследованные образцы были ферромагнитны и обладали хорошо выраженной петлей гистерезиса.

При исследовании пленок со структурой анатаза с различным уровнем легирования установлено, что с уменьшением концентрации кобальта,

2. Hongming Weng, Jinming Dong, T. Fukumura, M. Kawasaki and Y. Kawazoe."First principles investigation of the magnetic circular dichroism spectra of Co-doped anatase and rutile TiO₂" // Phys. Rev. B, 2006, **73**, 121201(R).

ВЛИЯНИЕ ПОЛЯ МАГНИТОСТАТИКИ НА ГИСТЕРЕЗИС ОДНООСНОГО МАГНЕТИКА С ИГОЛЬЧАТЫМ ВЫДЕЛЕНИЕМ

Ерёмин А.М.

Бийский пед. гос. университет им. В.М. Шукшина, Бийск, Россия

Проведён систематический теоретический анализ влияния магнитостатических полей на процесс перемагничивания одноосного магнетика с игольчатым выделением [1-2]. Аппроксимация игольчатого выделения проводилась цилиндром. Показано, что для некогерентных выделений игольчатой формы учёт магнитостатических взаимодействий в выражении для полной энергии системы обуславливает корректировку величины коэрцитивной силы (H_c) и поля разрушения однородно намагниченного состояния (H_0) в сторону возрастания.

Постановка задачи и методика численных расчётов. Теоретическое исследование процессов перемагничивания магнетиков опирается на микромагнитный подход [3]. Рассматривалось игольчатое выделение, помещённое в матрицу. Между матрицей и выделением имелся переходный слой (ПС), оси лёгкого намагничивания матрицы и выделения были перпендикулярны друг относительно друга.

При произвольном распределении намагниченности, задаваемом полем единичных векторов $\vec{V}(\vec{x}) = V_1(\vec{x})\hat{i} + V_2(\vec{x})\hat{j} + V_3(\vec{x})\hat{k}$ ($M_s(\vec{x}) = M_s \vec{V}(\vec{x})$), полная энергия системы без учёта магнитоупругих эффектов и поверхностной анизотропии даётся выражением:

$$\begin{aligned} E[\vec{V}(\vec{x})] = & \int_V A(\vec{x})[(\nabla V_1)^2 + (\nabla V_2)^2 + (\nabla V_3)^2]dV + \\ & + \int_V F(\vec{V}(\vec{x}))dV - \int_V M_s(\vec{x})^H \vec{V}(\vec{x})dV - \frac{1}{2} \int_V M_s(\vec{x})^H H_m(\vec{x}) \vec{V}(\vec{x})dV \end{aligned} \quad (1)$$

где первый член описывает обменную энергию (A – константа обменного взаимодействия), второй – энергию магнитной анизотропии, где $F(\vec{V}(\vec{x}))$ – некоторая функция ориентации намагниченности, вид которой зависит от симметрии кристаллической решётки, третий – энергию намагниченности во внешнем поле H (M_s – константа намагниченности насыщения), а последний – энергию полей рассеяния, создаваемых намагниченностью $M_s(\vec{x})$, V – объём системы.

Размагничающее поле H_m определяют через градиент магнитостатического потенциала U :

$$\vec{H}_m = -\nabla U . \quad (2)$$

Потенциал удовлетворяет уравнениям:

$$\Delta U = 4\pi M_s \nabla \cdot \vec{V} \quad u \quad \Delta U = 0 , \quad (3)$$

соответственно в объёме и вне объёма магнетика и дополнительно граничным условиям:

$$U_{in} = U_{out}, -\frac{\partial U_{in}}{\partial n} + 4\pi M_s \vec{h} \cdot \vec{V} = -\frac{\partial U_{out}}{\partial n}, U(\infty) = 0,$$

(4)

где U_{in} и U_{out} - значения магнитостатического потенциала на поверхности, но внутри (U_{in}) и на поверхности, но снаружи (U_{out}) магнетика.

Нахождение равновесного распределения намагниченности заключалось в поиске некоторого локального минимума функционала свободной энергии (1) при условиях (2-4). Минимизация функционала свободной энергии проводилась с учётом магнитостатического члена и для сравнения без него. Численное решение задачи состояло в применении градиентного спуска для дискретного аналога функционала (1) – функции конечного числа переменных. Сеточные уравнения для нахождения размагничивающего поля магнетика решались методом последовательной верхней релаксации [4].

Результаты численных расчётов и их анализ. Некоторые результаты численных расчётов приведены и проанализированы в работах [1-2].

Как видно из расчётных данных, учёт магнитостатического члена в выражении для полной энергии системы в случае некогерентного цилиндрического выделения, увеличивает значение H_c и H_o за счёт анизотропии формы выделения. В частности, для Nd₂Fe₁₄B с некогерентным цилиндрическим выделением Fe ~ 86 нм и ПС ~ 43 нм расчётное значение H_c и H_o без учёта магнитостатического члена в функционале энергии составляет соответственно ~ 15,7 кЭ и ~ 8,5 кЭ, а с учётом магнитостатического члена H_c ~ 17,13 кЭ, H_o ~ 9,9 кЭ. Для SmCo₅ с выделением Co ~ 80 нм и ПС ~ 20 нм, расчётное значение H_c и H_o без учёта магнитостатического члена в функционале энергии составляет соответственно ~ 52,8 кЭ и ~ 30,6 кЭ, а с учётом H_c ~ 57,55 кЭ, H_o ~ 35,1 кЭ.

E-mail: eam77@yandex.ru

Литература

1. Ерёмин А.М., Манаков Н.А. (2006) Моделирование гистерезиса одноосного высокоанизотропного магнетика с некогерентным игольчатым выделением с учётом магнитостатических взаимодействий // Фундаментальные проблемы современного материаловедения. Т. 3, № 4, С. 22-27.
2. Ерёмин А.М. (2007) Расчёт процесса перемагничивания одноосного магнетика с некогерентным низкоанизотропным игольчатым выделением с учётом поля магнитостатики // Физико-химические процессы в неорганических материалах: доклады Десятой Международной конференции. Т. 2. - Кемерово: Кузбассвузиздат, С. 52-56.
3. Браун У.Ф. (1979) Микромагнетизм. М.: Наука, 159 с.
4. Роуч П. (1976) Вычислительная гидродинамика. М.: Мир, 616 с.

МЕТАМАТЕРИАЛЫ ИЗ АМОРФНЫХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ МИКРОПРОВОДОВ С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ ПОКАЗАТЕЛЕМ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

Иванов А.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

В последние годы возрос интерес к искусственным материалам с отрицательным показателем преломления $n = \sqrt{\epsilon(\omega)} \cdot \sqrt{\mu(\omega)} < 0$ в некоей области частот ω электромагнитной волны (ϵ и μ - отрицательные диэлектрическая и магнитная проницаемости

подсистем, составляющих среду - метаматериал). Их именуют материалами (средами) с отрицательным показателем преломления, левыми материалами (ЛМ) [1], материалами с отрицательной фазовой скоростью, обратными средами, дважды отрицательными средами. Возможность противонаправленных групповой и фазовой скоростей волн в различных системах обсуждалась давно. Но прогресс в изучении ЛМ начался после их приготовления из металлических резонаторов двух видов (проводков и колечек с разрезами). И если первые метаматериалы оказывались ЛМ в микроволновой области, то спустя почти 6 лет к настоящему времени достигнут красный край области видимого света. В однородных ЛМ обнаружены аномальные, «обратные» по отношению к нормальным средам, эффекты оптического преломления, сдвига Допплера, излучения Чerenкова-Вавилова, давления света, эффект невидимости. В них возможны и гиротропные явления [2-4]. В неоднородных нормальных средах для циркулярно-поляризованных электромагнитных волн открыт оптический эффект Магнуса - скручиваемость траектории луча. Аномален ли он в неоднородных ЛМ, как и другие эффекты в однородных ЛМ? И как реализовать оптически неоднородные ЛМ?

В данной работе в приближении геометрической оптики показано, что в неоднородных левых средах вектор Умова-Пойнтинга циркулярно-поляризованной волны отклоняется в направлении, противоположном нормальному (правому) средам, то есть оптический эффект Магнуса оказывается аномальным. Предложен метаматериал из параллельных аморфных ферромагнитных микропроводов Co-Fe-Cr-B-Si, в которых показатель преломления оказывается отрицательным в реалистичной области частот [5-6]. Учтено магнитостатическое взаимодействие между проводами. Оптическими свойствами такого метаматериала можно управлять внешним магнитным полем, а также механическими напряжениями.

Автор благодарен профессору А.В. Ведяеву и доценту О.А. Котельниковой за полезные советы и обсуждение.

E-mail: andrei_i@ostrov.net

Литература

- [1] В.Г. Веселаго, УФН **92** (1967) 517; ЖЭТФ **52** (1966) 1025.
- [2] I. V. Lindell, S. A. Tretyakov, K. I. Nikoskinen et al., Microwave and Opt. Tech. Lett. **31** (2001)129.
- [3] T. G. Mackay, A. Lakhtakia, Phys. Rev. E **69** (2004) 026602.
- [4] А.В. Иванов, А.В. Ведяев, О.А. Котельникова и др., JMMM **300** (2006) e67; Вестник Московского университета **4** (2006) 25.
- [5] V. V. Molokanov, P. P. Umnov, N. V. Kurakova et al., Perspektivnye materialy (in Russian) (Journal of Advanced Materials) No **2** (2006) 5.
- [6] А.В. Иванов, А.Н. Шалыгин, А.В. Ведяев и др. Письма в ЖЭТФ **85** (2007) 694
- [7] A. V. Ivanov, A. N. Shalygin, V. Yu. Galkin, A. V. Vedyayev et al., Proceedings of Metamaterials 2007 – Rome 22-26 October 2007.

МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА АМОРФНЫХ КОМПОЗИЦИОННЫХ ПЛЕНОК

Буравцова В.Е., Иванова О.С.

МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

В настоящей работе были исследованы мультислойные структуры $\{(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_Z(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-Z}\}_X/(\alpha\text{-Si})_Y$ ($Z = 100$ ат.%, 46 ат.%, 35 ат.%) с числом бислоев 40. Здесь Z — содержание аморфного сплава в нанокомпозите, X — толщина нано-

композита, Y — толщина полупроводниковой прослойки. Общая толщина пленок изменялась от 80 нм до 270 нм. Многослойныеnanoструктуры были получены в Воронежском государственном техническом университете методом ионно-лучевого распыления двух мишеней на вращающуюся подложку. В качестве инертного газа в распылительной камере использовался аргон чистотой 99,992 %. Выбор в качестве полупроводника кремния Si обусловлен его традиционно широким применением в полупроводниковой электронике. В качестве металлической компоненты использован сплав $\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10}$, который относится к легко аморфизируемым безметаллоидным системам. Содержание металла в композите выбрано как до порога, так и после порога перколяции с целью комплексного изучения влияния полупроводниковой фазы на МО свойства структуры.

В широкой области энергий световых квантов (0,5 – 4,2 эВ) изучена дисперсия магнитооптического экваториального эффекта Керра (ЭЭК) мультислойных структур. Проведенные исследования показали, что характер частотной зависимости и величина ЭЭК сильно зависят от толщины как слоев полупроводника, так и слоев гранулированного ферромагнетика, а также от концентрации $\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10}$ в нанокомпозите.

Установлено, что при увеличении относительной концентрации полупроводника в образцах всех серий наблюдаются небольшие различия в характере зависимости ЭЭК $\delta(hv)$ в ультрафиолетовой области спектра, которые связаны с изменением оптических свойств мультислойных структур за счет увеличения относительной концентрации кремния. Кроме того, увеличение толщины кремниевых прослоек приводит к уменьшению относительной концентрации ферромагнетика во всем объеме образца, и, как следствие, к уменьшению амплитуды эффекта в несколько раз во всем диапазоне длин волн (0,5 – 4,2 эВ) [1].

Из сравнений дисперсии ЭЭК образцов всех серий видно, что при уменьшении концентрации ферромагнитной фазы Z в нанокомпозите уменьшается амплитуда эффекта в видимой области спектра. В инфракрасной области у образцов с $Z = 46$ ат.% при уменьшении толщины полупроводниковой прослойки происходит смена знака эффекта при толщинах $0,98\text{ нм} < X < 1,09\text{ нм}$ и $1,08\text{ нм} < Y < 1,79\text{ нм}$; $1,76\text{ нм} < X < 2,14\text{ нм}$ и $0,72\text{ нм} < Y < 2,00\text{ нм}$. Подобное радикальное изменение характера спектра не наблюдается для серий с $Z = 100$ ат.% при изменении толщины кремния. Форма спектральной зависимости образцов серии с $Z = 35$ ат.% наиболее близка по характеру к спектру гранулированного образца $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_{35}(\text{Al}_2\text{O}_3)_{65}$.

Наблюдаемые особенности в ходе спектральных зависимостей ЭЭК можно объяснить не только изменением оптических свойств структур, но и, вероятно, образованием новых химических соединений — силицидов на границе композит — полупроводник, которые вносят свой вклад в формирование магнитооптического отклика. Из анализа полученных результатов можно предположить, что влияние силицидов в большей степени проявляется при малых концентрациях ферромагнетика ($Z = 35$ ат.%, 46 ат.%). А для структур с $Z = 100$ ат.%, магнитооптический отклик в основном определяется вкладом ферромагнитных слоев $\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10}$, и вклад силицидов очень мал.

Большое влияние на характер спектров ЭЭК может оказывать изменение топологии прослоек полупроводника. Это предположение подтверждают исследования толщинных зависимостей $\delta(Y)$. В каждой серии образцов ($Z = 35$ ат.%, 46 ат.%, 100 ат.%) максимальные значения ЭЭК наблюдались для образцов с различными толщиными кремния. Обнаружено, что положение максимума $\delta(Y_{kp})$ на толщиной зависимости ЭЭК сильно зависит как от величины прослойки кремния, так и от концентрации ферромагнитной фазы Z в слоях композита $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_Z(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-Z}$. Образование сплошной полупроводниковой прослойки у образцов серий, где в качестве ферромагнитного слоя использовался нанокомпозит $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_Z(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-Z}$, происходит при больших толщинах Si, чем для серий со сплошными слоями ферромагнетика ($Z = 100$ ат.%).

Эти особенности можно объяснить, используя принцип минимизации поверхностной энергии структуры. В процессе роста зародыши пленки полупроводника на поверхности композита будут концентрироваться на металлических гранулах, т.к. величина поверхностной энергии (γ) сплава $\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10}$ составляет $2,8 \text{ J/m}^2$, а для Al_2O_3 и Si 1,4 и $1,2 \text{ J/m}^2$ соответственно [2]. Рост полупроводника на грануле металла будет происходить послойно. Первый атомный слой полупроводника с большой вероятностью может образовывать соединение с металлом в виде силицида, а затем расти на поверхности в виде островковой структуры. Образующаяся островковая структура слоя Si будет оказывать незначительное влияние на величину магнитооптического отклика многослойной системы до толщины, при которой образуется сетка бесконечных каналов гранула-полупроводник-гранула. Для образцов серии с $Z = 100$ ат.% частицы кремния могут равновероятно осаждаться в любую точку поверхности ферромагнитной пленки и сплошной слой кремния образуется при $Y_{kp} \approx 1,2 \text{ nm}$. Таким образом, изменение МО свойств мультислойных структур в области толщин $1,2 - 2,1 \text{ nm}$ можно связать с постепенным ростом прослойки Si на ферромагнитных гранулах $\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10}$ — слой кремния из островкового становится сплошным. Площадь контакта соседних слоев нанокомпозита при этом уменьшается, а площадь контакта композит — полупроводник увеличивается. Как следствие это приводит к росту концентрации силицидов, которые вносят свой вклад в магнитооптический отклик, меньший по амплитуде, чем у сплава $\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10}$. Поскольку через тонкие прослойки кремния может осуществляться обменное взаимодействие ферромагнитных гранул, то количество обменно-связанных одним «островком» гранул увеличивается, что приводит к увеличению амплитуды ЭЭК. Происходит ли обменное взаимодействие за счет электронов проводимости кремния, или за счет обменного взаимодействия силицидов, образовавшихся на границе ферромагнетика и Si , сказать сложно, и требуется дальнейшее изучение этого вопроса.

Тезисы доклада основаны на материалах исследований, проведенных в рамках гранта РФФИ, проект № 05-02-17064

Авторы выражают признательность профессору, д.ф-м.н. Ганьшиной Е.А., профессору, д.ф-м.н. Калинину Ю.Е., доцу, к.ф-м.н. Сырьеву Н.Е. за помощь в подготовке тезисов.

v.e.buravtsova@gmail.com

Литература

1. В.Е. Буравцова, Е.А. Ганьшина, О.С. Иванова, Ю.Е. Калинин, С. Пхонгхирун, А.В. Ситников. (2007) Межд. симпз. «Порядок, беспорядок и свойства оксидов». Со-чи. 12-17 сент. Сборник трудов, с.235-237.
2. Ю.Е.Калинин, К.Г.Королев, А.В.Ситников. Электрические и магнитные свойства мультислойных структур нанокомпозит — гидрогенизованный аморфный кремний // Вестник ВГТУ (в печати).

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ПОЛИДИСПЕРСНЫХ МАГНИТОЭЛАСТИКОВ

** Казаков А.П.

МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Настоящая работа посвящена исследованию новых магнитоуправляемых материалов, магнитоэластиков, представляющих собой ансамбли дисперсных магнитных

** Доклад отнесен жюри как один из лучших на подсекции.

частиц в высокоэластичной полимерной матрице. Магнитоластики совмещают в себе два трудносовместимых свойства: большая намагниченность и высокая эластичность.

Магнитные свойства магнитоэластиков определяются магнитными свойствами частиц, их концентрацией и распределением по размерам. Целью данной работы явилось изучение влияния концентрации и размера частиц на магнитные свойства магнитоэластиков, в которых диспергированы два типа магнитных частиц, размеры которых различаются на порядок.

В работе были исследованы магнитные характеристики магнитоэластиков и входящих в их состав магнитных частиц. В ходе исследования изучались две серии образцов магнитоэластиков. В образцах первой серии были использованы частицы железа со средними размерами $\sim 300\text{ \AA}$ и $\sim 2\text{ мкм}$ (серия I), во второй – частицы со средними размерами $\sim 2\text{ мкм}$ и $\sim 50\text{ мкм}$ (серия II). Общая массовая концентрация магнитных частиц во всех исследованных образцах поддерживалась постоянной. Измерения проводились на гистографе фирмы Brockhaus Messtechnik.

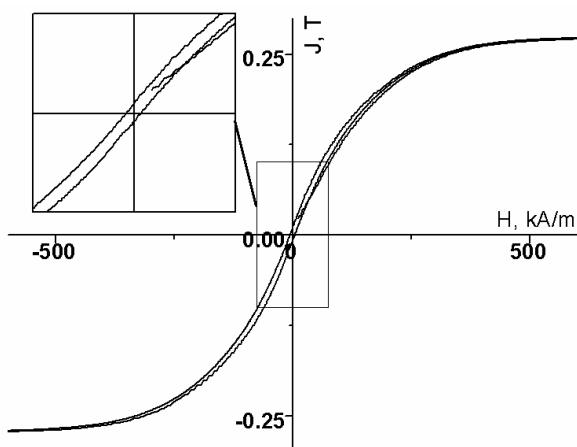


Рис. 1 Типичная кривая перемагничивания для магнитоэластиков серии I

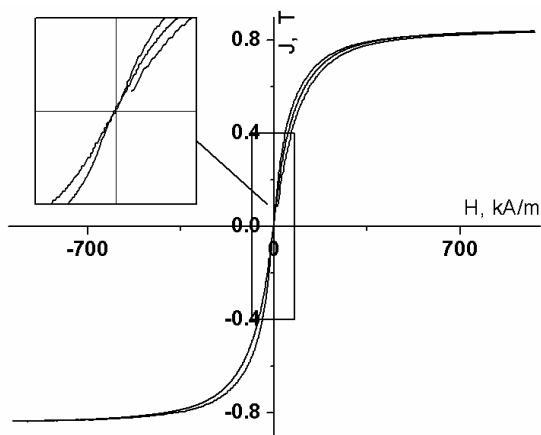


Рис. 2 Типичная кривая перемагничивания для магнитоэластиков серии II

Были получены петли гистерезиса для магнитоэластиков 2-х серий и порошков магнитных частиц. Обнаружено, что петли для крупных частиц ($\sim 2\text{ мкм}$ и $\sim 50\text{ мкм}$) имеют безгистерезисный характер. Гистерезис появляется только на мелких частицах, для размеров меньше $\sim 600\text{ \AA}$.

Показано, что форма петли гистерезиса для магнитоэластика зависит от того какие частицы входят в его состав. Так, на образцах серии I (см. рис. 1) наблюдалась коэрцитивная сила, которая растет с увеличением концентрации мелких частиц. Однако на образцах магнитоэластиков с крупными частицами наблюдалось расхлопывание петли гистерезиса. Оно заключается в том, что в процессе перемагничивания появляется некоторое подобие гистерезиса с нулевыми значениями остаточной намагниченности и коэрцитивной силы (см. рис. 2). Это явление мы связываем с контактными взаимодействиями в формируемой магнитным полем структуре магнитных частиц.

E-mail: kazakov_a_86@mail.ru

Литература

Нikitin L.B., Mironova L.S., Stepanov G.B., Samus A.N. Высокомолек. Соед. А. 2001. Т. 43. № 4. С. 698.

Нikitin L.B., Mironova L.S., Kornev K.G., Stepanov G.B. Высокомолек. Соед. А. 2004. Т. 46. № 3. С. 498.

ЗАВИСИМОСТЬ МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА ОТ СТРУКТУРНОГО СОСТОЯНИЯ ОБРАЗЦОВ, ПОЛУЧЕННЫХ НА ОСНОВЕ СПЛАВОВ R_2Fe_{17}

Карпенков А.Ю., Кошкилько Ю.С., Карпенков Д.Ю.

Тверской гос. университет, Тверь, Россия

Выбор в качестве объекта исследования соединений R_2Fe_{17} с тяжелыми редкоземельными металлами и Y связан с потенциальной возможностью применения их в качестве рабочего тела магнитных холодильников. Однако до настоящего времени не исследована зависимость величины магнитокалорического эффекта (МКЭ) от структурного состояния материала, т.е. влияние размера зерна, которое может изменяться в пределах от нескольких миллиметров до десятков нанометров на величину МКЭ.

Были проведены измерения МКЭ на микро- и нанокристаллических образцах соединениях R_2Fe_{17} . Образцы с размером зерна в несколько миллиметров были получены методом высокочастотной индукционной плавки. Путем быстрой закалки расплава на быстровращающийся медный диск, из них были получены нанокристаллические образцы.

Средний размер зерен исходного сплава Y_2Fe_{17} составил ~ 1 мм (рис. 1), а нанокристаллического ~ 50 нм (рис. 2). Максимальные значения МКЭ в поле 18,3 кЭ для микро- и нано-образцов соединения Y_2Fe_{17} составили 1К и 0,5К соответственно (рис. 3). Установлено, что измельчение структуры образцов от 1 мм до 50 нм приводит к уменьшению МКЭ. Данное изменение магнитокалорического эффекта связано с межзеренным обменным взаимодействием в нанокристаллических ферромагнитных материалах.

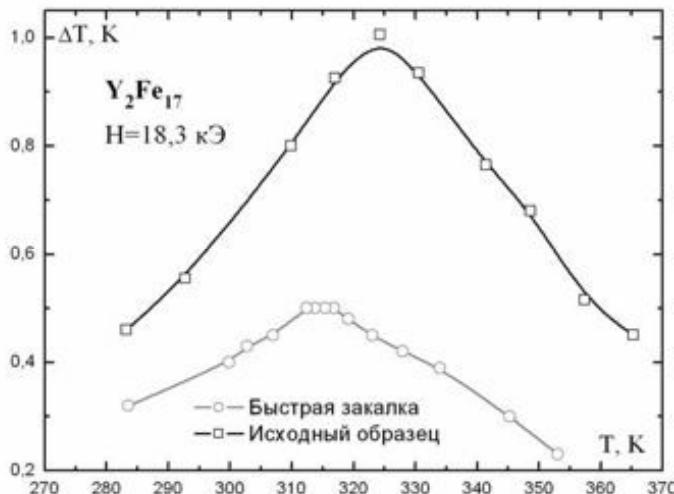


Рис 3. Температурная зависимость магнитокалорического эффекта в постоянном поле для микро- и нано-образцов соединения Y_2Fe_{17}

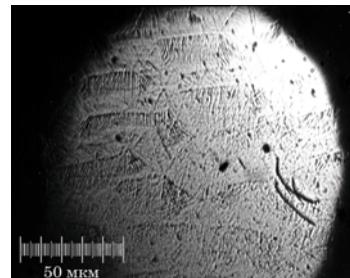


Рис 1. Зерно исходного сплава Y_2Fe_{17} , полученное методом оптической металлографии (порошковые осадки)

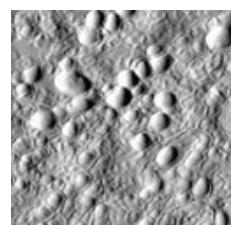


Рис 2. Структура нано-образца соединения Y_2Fe_{17} , полученная методом ACM (1x1 μ m)

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 08-02-00244-а, РФФИ 08-02-01029-а, НШ-2481.2008.2 и гранта Минобрнауки России РНП.2.1.1.3674.

E-mail: Karpenkov_Alex@mail.ru

ТЕРМОМАГНИТНЫЙ АНАЛИЗ, МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФЕКТ
И ДОМЕННАЯ СТРУКТУРА МИКРО- И НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ
СПЛАВОВ СИСТЕМЫ Tb-FE-Ti .

^{**}Карпенков Д.Ю., Карпенков А.Ю.

Тверской Государственный университет, Тверь, Россия

Соединения R-Fe-Ti являются превосходными модельными объектами для анализа природы фундаментальных магнитных свойств редкоземельных интерметаллидов. Они обладают сравнительно простой кристаллической решеткой и демонстрируют огромное разнообразие магнитных свойств. Кроме того, сплавы TbFe₁₁Ti интересны наличием спинпереориентационного перехода легкая плоскость – легкая ось вблизи комнатной температуры, что может позволить применять их в технологии магнитного охлаждения в качестве рабочего тела.

В качестве исходных компонентов для приготовления сплавов Tb-Fe-Ti использовались металлы высокой степени чистоты. Исходные сплавы получали методом высокочастотной индукционной плавки. Быстроохлажденные сплавы получались в виде лент путем разлива расплава исходного образца на медный диск, вращающийся с линейной скоростью 6,53 м/с. После этого полученные образцы были измерены на установке термомагнитного анализа и на установке по измерению магнитокалорического эффекта. Также была исследована доменная структура микро- и нанокристаллических сплавов путем оптической микроскопии (увеличение в 1000 раз) и методами магнитно-силовой микроскопии (увеличение в 100 000 раз).

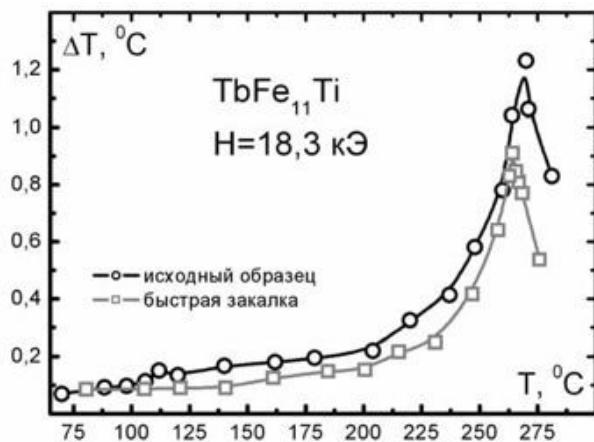


Рис. 1.

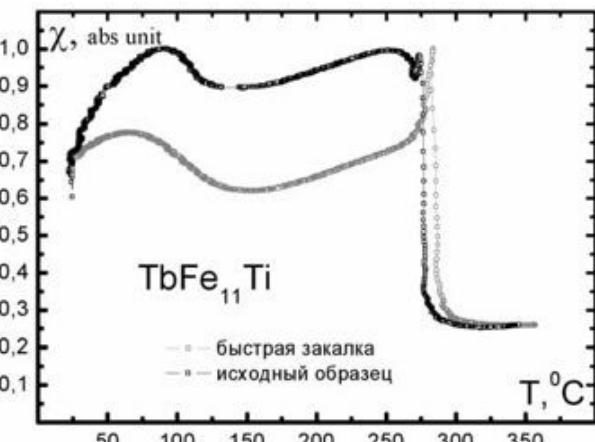


Рис. 2.

На Рис1. представлены результаты измерения МКЭ на микро и нанокристаллических сплавах TbFe₁₁Ti в поле 18,3 кЭ. Выяснилось, что уменьшение размеров зерен с 500 мкм до 50 нм влечет уменьшение значений магнитокалорического эффекта с 1,23 °С на микрокристаллических образцах до 0,91 °С на нанокристаллических.

На Рис2. представлены температурные зависимости магнитной восприимчивости на микро- и нанокристаллических образцах сплава TbFe₁₁Ti. Данные анализа показывают, что изменение размеров зерен не влечет смещения характерных температур фазового (температура Кюри) и спинпереориентационного переходов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ 08-02-00244-а, РФФИ 08-02-01029-а, грант Минобрнауки России РНП.2.1.1.3674, НШ-2481.2008.2.

E-mail: karpakov_d_y@mail.ru

^{**} Доклад отнесен жюри как один из лучших на подсекции.

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИИ НА ВЕЛИЧИНУ МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА СОЕДИНЕНИЙ R_2Fe_{17} С ТЯЖЕЛЫМИ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫМИ МЕТАЛЛАМИ И ИТТРИЕМ

Кошкидько Ю.С., Смирнов Р.Ф.

Тверской государственный университет, Тверь, Россия

В настоящее время интенсивно ведется поиск магнитных материалов обладающих экстремальными значениями магнитокалорического эффекта (МКЭ) вблизи комнатных температур для создания магнитных холодильников. В большинстве случаев исследования ограничиваются изучением величины интегрального МКЭ. Отдельный интерес в фундаментальном, а также прикладном плане представляют исследования различных вкладов в величину МКЭ, таких как, парапроцесс, процесс вращения вектора намагниченности, а также влияние размагничивающего поля образца на величину МКЭ. Данная работа посвящена исследованию величины МКЭ, обусловленной этими процессами.

Для исследования МКЭ были выбраны монокристаллы R_2Fe_{17} (где R=Gd, Tb, Dy, Ho, Er, Lu и Y). Выбор монокристаллов R_2Fe_{17} в качестве объектов исследования обусловлен высокими значениями их намагниченности и констант анизотропии. Кроме того, большинство данных соединений обладают температурой Кюри (Нееля) близкой к комнатной, что может быть интересно с практической точки зрения при использовании данных магнитных материалов в качестве рабочего тела магнитных холодильников.

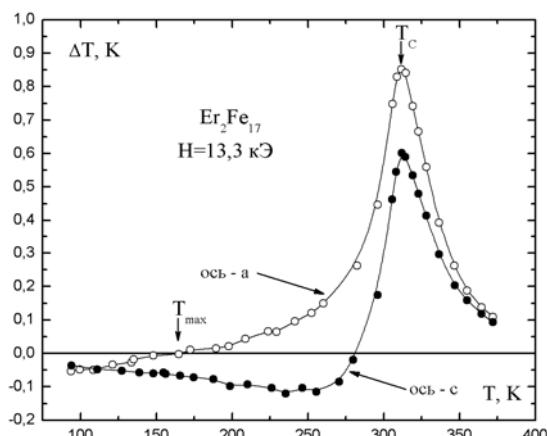


Рис. 1 Температурные зависимости МКЭ измеренные вдоль оси трудного и легкого намагничивания для монокристалла Er_2Fe_{17} .

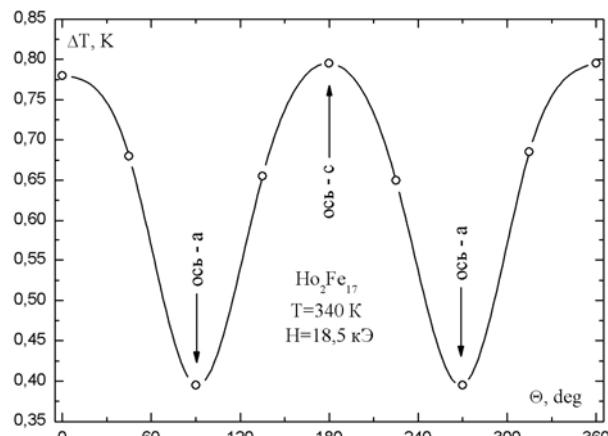


Рис. 2 Угловая зависимость МКЭ монокристалла Ho_2Fe_{17} обусловленная процессом вращения вектора намагниченности.

В результате проведенных исследований было установлено, что в соединениях R_2Fe_{17} величина МКЭ за счет парапроцесса составляет $\sim 0,6$ К/Т (рис.1). При этом величина МКЭ парапроцесса в соединениях R_2Fe_{17} слабо зависит от замещающего РЗМ. Причиной этого является то, что основной вклад в МКЭ парапроцесса соединений R_2Fe_{17} вносит подрешетка железа. Однако, величина МКЭ за счет вращения вектора намагниченности довольно сильно зависит от типа РЗМ, и достигает максимального значения 0,46 К у соединения Ho_2Fe_{17} (рис.2).

Работа выполнена при поддержке грантов НШ-2481.2008.2, РФФИ № 08-02-00244-а, 08-02-01029-а, Минобрнауки РФ РНП.2.1.1.3674.

АНОМАЛЬНЫЙ ЭФФЕКТ ХОЛЛА В ЛЕГИРОВАННЫХ МН СТРУКТУРАХ С КВАНТОВОЙ ЯМОЙ GAAS/INGAAS/GAAS

Кузнецов Н.Н.

МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

В ходе проведенной работы изучены особенности электронного транспорта, эффекта Холла, магнитосопротивления легированных Mn структур с квантовой ямой GaAs/In_{0.17}Ga_{0.83}As/GaAs в интервале температур 4.2-300К. Во всех образцах обнаружен ферромагнетизм в области температур от 4.2 до 400 К (ограничение СКВИДа).

Обнаружено, что в образцах с высокой подвижностью дырок аномальный эффект Холла либо не наблюдается (с квазиметаллическим типом температурной зависимости сопротивления и слабым рассеянием дырок – рис. 1а), либо наблюдается в ограниченном интервале температур, меньшем области существования ферромагнетизма (для структур с активационной зависимостью сопротивления от температуры – рис. 1б).

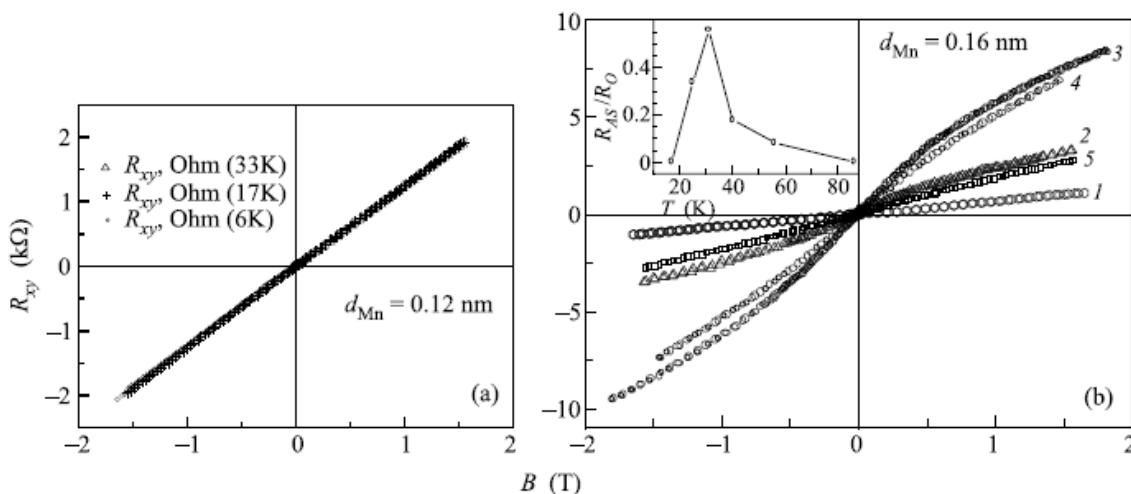


Рис. 1: Зависимости холловского сопротивления от магнитного поля для образца 419 (а) и 421 (б)

Температуры Т, К: 1-16,7; 2-25; 3-31; 4-39,4; 5-56.9. На вставке-относительная величина аномального эффекта Холла

Отличия в магнитотранспортных свойствах образцов 419 и 421 обусловлены существенно различной степенью амплитуды флуктуационного потенциала, связанного с неоднородным распределением атомов Mn и их возможностью выступать в качестве акцепторных примесей в GaAs, а при содержании Mn выше некоторого критического значения - преимущественно в качестве двойных доноров. Последние могут приводить к заметному уменьшению концентрации дырок по сравнению с суммарной концентрацией акцепторов и доноров. Амплитуда флуктуационного потенциала $\delta\varphi$ определяется выражением [1]:

$$\delta\varphi = \frac{e^2}{k} N_t^{1/2} \ln^{1/2} \frac{N_t^{3/4}}{pa^{1/2}} = \frac{e^2}{k} N_t^{1/2} \frac{(1+K)^{3/4}}{(1-K)} \left(\frac{r_a}{a}\right)^{1/2},$$

где е- заряд электрона, а-боровский радиус к-диэлектрическая постоянная, р-суммарная концентрация дырок в канале (свободных и локализованных) и в слое Mn,

$N_t = N_A + N_D$, N_A, N_D -концентрации акцепторов и доноров соответственно, $K = \frac{N_D}{N_A}$ -

степень компенсации, $r_a = N_A^{-1/2}$.

При низких температурах во всех типах структур наблюдается отрицательное магнитосопротивление, связанное с подавлением магнитным полем рассеяния на локализованных магнитных моментах.

E-mail: kuznetsovnikolay@mail.ru

Литература

1. В. А. Гергель, Р.А. Сурис, ЖЭТФ 75, 191 (1978).

ОБ ОСОБЕННОСТЯХ РЕЛАКСАЦИИ МАГНИТНОГО МОМЕНТА В ФЕРРОКОЛЛОИДАХ

Куникин С.А., Гладких Д.В.

Ставропольский государственный университет, Ставрополь, Россия

Из всех известных в настоящее время магнитных жидкостей наибольшее распространение на практике получили ферроколлоиды на вязких основах (минеральных маслах, кремнийорганических средах). Настоящая работа посвящена исследованию одной из таких жидкостей: коллоиду на основе кремнийорганической жидкости ПЭС-3.

Измерение намагниченности магнитных жидкостей осуществлялось с помощью вибрационного магнетометра. Комплексная магнитная восприимчивость исследовалась мостовым методом с помощью прецизионного измерителя иммитанса LCR-817.

Измерения показали, что исследуемая жидкость имеет аномальное соотношение магнитной восприимчивости и намагниченности насыщения: при достаточно большой восприимчивости ($\chi = 6,36$), величина намагниченности насыщения образца невелика ($M_{\infty} = 26,9 \text{ A/m}$). Магнитогранулометрия, проведенная по результатам, полученным

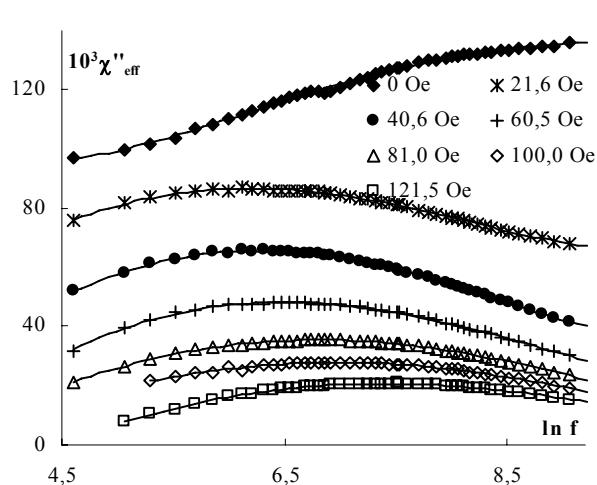


Рис. 1 Частотная зависимость мнимой части комплексной магнитной восприимчивости во внешнем постоянном магнитном поле

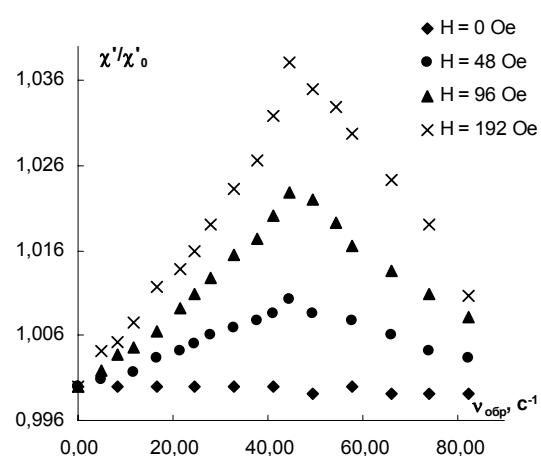


Рис. 2 Относительная величина действительной части комплексной магнитной восприимчивости в зависимости от частоты вращения образца без и при наличии внешнего магнитного поля

в слабых и в сильных полях, показала существенное различие в размерах частиц: 6,9 нм для сильных полей и 20,6 нм для слабых. На частотной зависимости мнимой части магнитной восприимчивости образца при воздействии внешнего постоянного магнитного поля, направленного параллельно измерительному, возникает максимум при некотором значении напряженности внешнего поля. Положение максимума зависит от величины

магнитного поля и при увеличении последнего, смещается в область более высоких частот (рис.1). При исследовании комплексной магнитной восприимчивости врачающейся магнитной жидкости обнаружено, что действие магнитного поля, направленного перпендикулярно переменному измерительному, приводит к появлению максимума на зависимости действительной части магнитной восприимчивости от частоты полю, причем его относительная величина зависит от величины постоянного поля (рис. 2).

Объяснение обнаруженных эффектов связано с особенностями релаксации магнитных моментов частиц, обусловленных их взаимодействием и объединением в структурные образования.

Работа выполнена при поддержке Федерального агентства по образованию в рамках научно-технической программы: «Развитие научного потенциала высшей школы». Авторы выражают признательность научному руководителю профессору, д.ф.-м. н. Диканскому Ю.И.

E-mail: speckle-stav@rambler.ru

ВЛИЯНИЕ НЕМАГНИТНОГО МО СЛОЯ НА МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ FE/MO/FE СТРУКТУР

*Максимова Г.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Введение

В последние годы по-прежнему большое внимание уделяется изучению многослойных тонкопленочных структур, представляющих собой чередование магнитных и немагнитных слоев субмикронной толщины. Обусловлено это обнаружением в них таких явлений как антиферромагнитное взаимодействие [1], гигантское магнитосопротивление [2] и осцилляционное обменное взаимодействие между магнитными слоями через немагнитную разделительную прослойку [3]. Изучение свойств композиционно-модулированных магнитными (Fe, Co, Ni) и немагнитными (Cu, Ag, Au, Al, Ta и т.д.) слоями тонкопленочных систем представляет интерес как с точки зрения решения фундаментальных проблем физики магнитных явлений, так и их практического применения в современной микроэлектронике. В настоящее время не вызывает сомнения, что наиболее эффективными и широко применяемыми методами исследования тонкопленочных магнитных структур являются магнитооптические, что обусловлено тем, что они применимы в широкой области магнитных полей и температур, позволяют изучать магнитные и магнитооптические свойства, как ультратонких магнитных пленок, так и многослойных тонкопленочных систем. Цель данной работы состояла в магнитооптическом исследовании магнитных свойств тонкопленочных Fe/Mo/Fe систем.

Изучаемые образцы и методы их исследования

Тонкопленочные Fe/Mo/Fe системы были получены с помощью магнетронного напыления при базовом давлении в вакуумной камере меньше 10^{-8} Торр и давлении рабочего газа (аргона) 1×10^{-3} Торр. Толщина Fe слоев была равна 2.5 нм, а толщина Mo слоя изменялась от 0.5 до 2.8 нм. Исследование микроструктуры изучаемых образцов были выполнены с помощью рентгеновского дифракционного анализатора (XRD). Наличие периодических структур (четко выраженных границ раздела) в исследуемых образцах было подтверждено данными рентгеноструктурного анализа. Изучение магнитных свойств описанных выше систем было выполнено с помощью экваториального

* Доклад отмечен жюри как лучший на подсекции.

эффекта Керра (ЭЭК) на магнитооптическом магнетометре. Магнитное поле H было приложено параллельно поверхности образцов и перпендикулярно плоскости падения света. Кривые намагничивания и петли гистерезиса были измерены при двух ориентациях внешнего магнитного поля H . В одном случае H было параллельно направлению магнитного поля, приложенного в процессе напыления тонкопленочных систем (обозначено как D1), а в другом - H было перпендикулярно D1 (обозначено как D2).

Результаты

Было обнаружено, что кривые намагничивания изучаемых Fe/Mo/Fe тонкопленочных систем, измеренные для двух направлений плоскостного магнитного поля (D1 и D2), сильно различаются, что свидетельствует о наличии в этих образцах плоскостной магнитной анизотропии. Причиной появления плоскостной магнитной анизотропии в изучаемых системах является наличие внешнего магнитного поля $H \sim 70$ Э, приложенного параллельно плоскости подложки в процессе изготовления образцов.

Было установлено, что петли гистерезиса всех Fe/Mo/Fe трехслойных образцов в магнитном поле, приложенном вдоль направления D2, имеют безгистерезисную форму, аналогичную наблюдаемой для ультратонких магнитных пленок, а вид петель, измеренных в магнитном поле, параллельном D1, зависит от толщины Mo слоя. В частности, при одних значениях t_{Mo} наблюдаются прямоугольные, а при других - сложные петли гистерезиса с достаточно высокими значениями поля насыщения. Описанные выше данные позволили получить зависимость поля насыщения H_S от толщины Mo слоя при D1 ориентации магнитного поля. Было найдено, что значение H_S осциллирует с изменением t_{Mo} , период этих осцилляций Λ порядка 1 нм, а их амплитуда уменьшается с ростом t_{Mo} . Обнаруженную зависимость $H_S(t_{\text{Mo}})$ можно объяснить наличием обменного взаимодействия между ферромагнитными слоями через немагнитную прослойку и его осцилляционным поведением с изменением толщины немагнитного слоя (переход от ферромагнитного (Φ) к антиферромагнитному ($A\Phi$) взаимодействию). В результате, в изучаемых трехслойных системах возможна параллельная (Φ упорядочение) и антипараллельная ($A\Phi$ упорядочение) ориентация намагниченности в соседних слоях железа. В случае ферромагнитного обмена между магнитными слоями процессы перемагничивания трехслойных тонкопленочных структур в целом аналогичны процессам перемагничивания тонких пленок и могут осуществляться, например, за счет необратимого роста зародышей перемагничивания. В случае антиферромагнитного обмена между магнитными слоями векторы намагниченности в соседних пленках железа при $H = 0$ разнонаправлены, т.е. рассматриваемая тонкопленочная структура подобна одноосному антиферромагнетику. В образцах с $A\Phi$ обменом поле насыщения H_S значительно больше, чем H_S в образцах с Φ обменом, что обусловлено дополнительными затратами энергии на преодоление антиферромагнитного обмена между магнитными слоями.

Следует отметить, что найденный период осцилляций поля насыщения имеет достаточно большое значение. Согласно существующим представлениям, в случае, если обмен между слоями осуществляется через RKKY-взаимодействие, Λ должно быть порядка π/k_F (k_F – волновой вектор Ферми), которое для большинства металлов равно 0.3 – 0.4 нм. В нашем случае, Λ больше, чем π/k_F . Это свидетельствуют о том, что теоретические оценки этого параметра должны быть выполнены с учетом квантового размерного эффекта, проявляющегося в изменении электронной структуры ультратонкого магнитного слоя (появление так называемых Quantum Well States (QWS's)) по сравнению с объемным материалом. В этом случае период осцилляций Λ должен быть равен $\pi/[k_Bz - k_F]$, где k_Bz – вектор к границе зоны Бриллюэна в направлении, перпендикулярном поверхности пленки. В этом случае рассчитанное значение Λ порядка 1 – 1.2 нм.

E-mail: galmax86@mail.ru

Литература

1. Grünberg P., Schreiber R., Pang Y., Brodsky M.B., Sowers H. (1986) Layered magnetic structure: Evidence for antiferromagnetic coupling of Fe layers across Cr interlayers // Phys. Rev. Lett., vol. 57, pp. 2442-2445.

2. Babich M.N., Broto J.M., Fert A., et. al. (1988) Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices // Phys. Rev. Lett., vol. 61, pp. 2472-2475.
3. Parkin S.P., More N., Roche K.P. (1990) Oscillations in exchange coupling and magnetoresistance in metallic superlattice structures: Co/Ru, Co/Cr and Fe/Cr // Phys. Rev. Lett., vol. 64, pp. 2304-2307.

ДИНАМИКА ДОМЕННОЙ СТЕНКИ В ДВУХСЛОЙНОЙ ПЛЕНКЕ С РАЗЛИЧНОЙ НАМАГНИЧЕННОСТЬЮ НАСЫЩЕНИЯ СЛОЕВ.

Мастин А.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Одним из интересных объектов для исследования динамики доменной стенки (ДС) являются пленки феррит-гранатов. Их получают методом жидкотвердой эпитаксии [1]. Этот процесс сопровождается образованием поверхностных слоев пленки, отличающихся от основного объема пленки по химическому составу и магнитным параметрам (намагниченности насыщения, эффективного поля анизотропии, коэффициентом затухания и т.д.). Выяснение влияния слоистости на движение доменной стенки вызывает большие трудности. Целью настоящей работы являлось численное исследование влияния слоистости пленки на динамику доменной стенки в двухслойной пленке с различной намагниченностью слоев. Динамика ДС в пленках феррит-гранатов достаточно хорошо описывается системой уравнений Слончевского [2].

В работе исследуется зависимость скорости движения ДС и угловой скорости прецессии намагниченности в ДС от величины внешнего магнитного поля при различных значениях толщин слоев, зависимость поля и скорости срыва стационарного движения от намагниченности и толщины слоев пленки. При моделировании движения ДС поле размагничивания учитывалось в статическом приближении.

В результате проведенных исследований в настоящей работе путем численного моделирования движения ДС в двухслойной пленке показано, что:

на зависимости скорости движения ДС от внешнего магнитного поля в области нестационарного движения ДС наблюдаются максимумы, совпадающие с минимумами угловой скорости вращения связанные с зарождением и устойчивостью движения горизонтальных линий Блоха по толщине пленке,

скорость и поле срыва стационарного движения имеют минимальное значение при одинаковом значении намагниченности насыщения слоев,

на зависимости поля и скорости срыва стационарного движения ДС от толщины слоя с меньшей намагниченностью наблюдается максимум, при монотонном уменьшении поля и скорости срыва движения от толщины слоя с большей намагниченностью,

показана возможность, при некотором соотношении толщин слоев, переключения угла выхода намагниченности одного из слоев пленки, при котором угол выхода намагниченности соседнего слоя практически не меняется.

Автор выражает признательность д.ф.м. н. Рандошкину В.В. за идею работы и всестороннюю помощь.

E-mail: mastinaa@mail.ru

Литература

1. Балбашов А.М., Червоненкис А.Я. (1979) Магнитные материалы для микроЭлектроники. М.: Энергия, 216 с.
2. А. Малоземов, Дж. Слонзуски (1982). Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 386 с.

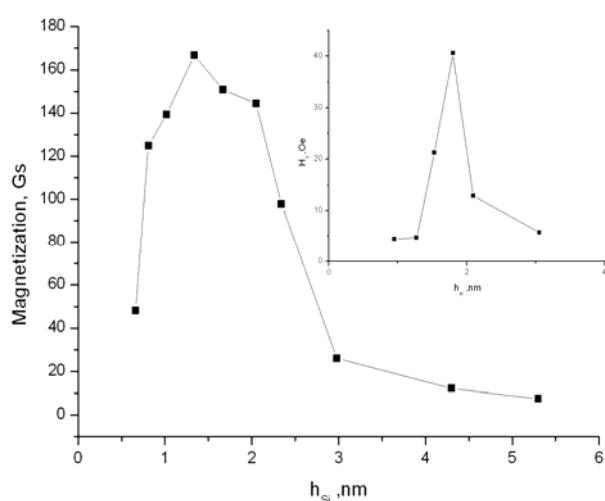
МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА МНОГОСЛОЙНЫХ СИСТЕМ «НАНОКОМПОЗИТ - ГИДРОГЕНИЗИРОВАННЫЙ АМОРФНЫЙ КРЕМНИЙ»

Мигунов В.Е.

MГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Недавно была обнаружена зависимость магнитных свойств мультислойных наноразмерных систем металл-полупроводник от толщины прослойки полупроводника [1-4]. В таких системах при уменьшении размеров прослойки до нескольких нанометров, определяющую роль начинают играть размерные и интерфейсные эффекты на границе фаз.

Нами были исследованы магнитные свойства многослойной системы $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_{35}(Al_2O_3)_{65}$ в магнитных полях до 16 кЭ при комнатной температуре. Особый интерес представляет в этих образцах то, что магнитная компонента обладает значительной магнитострикцией (до 10^{-5} на сплошных образцах). Измерения проведены на магнитометре фирмы LakeShore с чувствительностью 10^{-6} Гс*см³. Обнаружено, что с изменением толщины h_{Si} полупроводниковой прослойки намагниченность и коэрцитивная сила (см.рисунок) изменяются немонотонно и достигают максимума при h_{Si} порядка 1.5нм. Измерения были проведены в двух геометриях – при ориентации плоскости пленки параллельно и перпендикулярно магнитному полю. Следует отметить, что значения полей насыщения в плоскости пленки для всех образцов составили 5-6 кЭ.



Оценка намагниченности насыщения, проведенная на основании оценки влияния размагничивающего фактора, дает значения, существенно расходящиеся с данными прямой магнитометрии, но также немонотонно зависящие от толщины прослойки.

Немонотонная зависимость величины намагниченности от толщины межгранульной полупроводниковой прослойки α -Si:H в мультислойной системе может быть связана с возникновением обменного взаимодействия между изолированными гранулами ферромагнитной компоненты при малых значениях толщин.

Для уточнения причин обнаруженной немонотонности, планируется исследование температурных зависимостей магнитных свойств.

e-mail: yadim.migunov@gmail.com

Литература

1. G. J. Strijkers, J. T. Kohlhepp, H. J. M. Swagten, W. J. M. de Jonge. Phys. Rev. Lett., 2000, v. 84, p. 1812–1815.
2. R. R. Gareev, D. E. Bürgler, M. Buchmeier, D. Olligs, R. Schreiber, P. Grünberg. //Phys. Rev. Lett., 2001, v. 87, p. 157202.
3. R.R. Gareev, D.E. Bugler, M. Buchmeier et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2002, v. 240, p. 235.
4. D.E. Burgler, M. Buchmeier, S. Cramm et al. J. Phys.: Condens. Matter 15, S443 (2003).

**ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНОЙ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ
ПОВЕРХНОСТИ МОНОКРИСТАЛЛОВ RFETI (R=Tb, Dy)
СО СТРУКТУРОЙ THM₁₂**

Мурзанов М.С.

Тверской государственный университет, Тверь, Россия

Соединения R(Fe,Ti)₁₂ имеют кристаллическую структуру типа ThMn₁₂ и характеризуются объемно-центрированной тетрагональной кристаллической решеткой с пространственной группой симметрии I4/mmm. Эти материалы отличаются широкой областью гомогенности, на протяжении которой в числе прочих магнитных характеристик изменяется температура спин-переориентационного перехода. Так, например, состав TbFe₁₁Ti при комнатной температуре имеет тип анизотропии «легкая плоскость», а TbFe₈Ti – «легкая ось». Исследование магнитной доменной структуры (ДС) соединений R(Fe,Ti)₁₂ посвящены работы [1,2]. Было обнаружено, что механическое воздействие на поверхность образцов приводит к искажению магнитной ДС в соединениях с Tb и Dy. В связи с этим, основной задачей данной работы являлось изучение ДС на базисной и призматической плоскостях образцов R(Fe,Ti)₁₂. В качестве объектов исследования были выбраны составы с Tb и Dy, имеющие структуру ThMn₁₂ и тип анизотропии «легкая ось» при комнатной температуре – DyFe₁₁Ti и TbFe₈Ti.

Наблюдения магнитной ДС проводились на металлографическом поляризационном микроскопе методом полярного эффекта Керра, а также с помощью индикаторных пленок феррита-граната. Воздействие на поверхность шлифа осуществлялось методом механической полировки на алмазных пастах. Такой способ воздействия позволял оставлять неизменно высоким качество поверхности шлифа.

Анализ полученных экспериментальных данных позволяет определить особенности поведения ДС после механических напряжений на базисной и призматической плоскостях. Равновесная поверхностная ДС на базисной плоскости магнетиков с типом анизотропии «легкая ось» имеет вид «звездочек» и хорошо выявляется в поляризованном свете. После приложения напряжений ДС на этой плоскости методом полярного эффекта Керра не выявляется. Для восстановления равновесной ДС поверхности требуется время, при этом сначала в поляризованном свете выявляются лабиринтная ДС, отражающая структуру основных доменов, а затем формируется структура замыкающих доменов типа «звездочки». Время релаксации зависит от степени воздействия на поверхность и может изменяться от нескольких часов до нескольких суток. На призматической поверхности напряжения приводят к искажению равновесной полосовой ДС: границы полосовых доменов изгибаются, в результате чего формируется зигзагообразная ДС, которая после снятия напряжений также перестраивается в равновесную. Температурные наблюдения ДС показали, что нагрев значительно сокращает время релаксации.

E-mail: murzanovm@mail.ru

Литература

Yu.Pastushenkov, J.Bartolome, N.Suponev, K.Skokov, T.Ivanova, A.Larrea, M.Lyakhova, E.Semenova, S.Smirnov / Stress-induced anisotropy, magnetic domain structure and spin-reorientation transition in R(FeCo)₁₁Ti single crystals (R =Dy, Tb) // Journal of Alloys and Compounds, Vol. 451, Issue 1-2 (2008). P. 488–491.

Грушечев А.Г., Ляхова М.Б., Семёнова Е.М. Особенности доменной структуры соединений RFeTi (R=Tb,Dy) с высоким содержание железа // Вестник Тверского Государственного университета №9(15), 2005. Вып.2. С.19-24.

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА НЕЛИНЕЙНУЮ ДИНАМИКУ НАМАГНИЧЕННОСТИ В МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКОМ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКЕ

Николаев Ю.Е.

Башкирский государственный университет, Уфа, Россия

В последнее время в связи с открытием материалов с гигантским магнитоэлектрическим эффектом. Изучение магнетиков, в которых присутствует магнитоэлектрический эффект [1], представляет как научный, так и практический интерес, так как в них электрическими свойствами можно управлять магнитным полем и наоборот, магнитными свойствами можно управлять электрическим полем. В работе рассматривается тетрагональный антиферромагнитный кристалл с анизотропией типа «легкая плоскость», к которому приложены взаимно перпендикулярные электрическое и магнитное поля. Состояние магнетика с четной магнитной структурой $\bar{1}^- 4_z^+ 2_d^-$ описывается плотностью свободной энергии, включающей в себя магнитный, электрополяризационный и магнитоэлектрический вклады. Минимизируя термодинамический потенциал по векторам электрической поляризации и ферромагнетизма, и переходя к сферическим координатам для вектора антиферромагнетизма $\mathbf{I} = \mathbf{I}(\sin\theta\cos\varphi, \sin\theta\sin\varphi, \cos\theta)$, получено следующее выражение, для свободной энергии:

$$F = \frac{1}{2} \left(\frac{M_0}{2H_E} H_z^2 + K \right) \cos^2 \theta + \frac{M_0}{H_E} E_x H_z \kappa_{\perp} \sin \theta \cos \varphi \left(\gamma_3 \cos^2 \theta - \gamma_2 \sin^2 \theta \right) + \frac{A}{2} \left(\theta_z^2 + \varphi_z^2 \sin^2 \theta \right) + \frac{1}{8} K_2 \sin^4 \theta \sin^2 2\varphi \quad (1)$$

Динамические уравнения получим, используя функцию Лагранжа и диссипативную функцию Рэлея:

$$L = \frac{\chi_{\perp}}{2\gamma^2} \dot{\mathbf{R}} - \frac{\chi_{\perp}}{\gamma} \mathbf{H} [\mathbf{I} \times \dot{\mathbf{R}}] - F, \quad R = \frac{\beta M_0}{2\gamma} \dot{\mathbf{R}} \quad (2)$$

Из линейного спектра следует, что в сильных полях частота $\omega_{\theta} \gg \omega_{\varphi}$, поэтому по углу θ можно ограничиться рассмотрением только линейных колебаний. Тогда уравнение движения примет вид:

$$u_{tt} - u_{zz} + \sin u = 2h \sin(u/4) - bu_t, \quad (3)$$

где $u \rightarrow 4\varphi$, h – безразмерное поле, b – безразмерный параметр затухания.

В качестве решения используем решение невозмущенного уравнения sin-Гордона с медленно изменяющимися со временем параметрами Ω, ε :

$$u = 4 \operatorname{arctg} \left(\sqrt{\frac{1-\Omega}{\Omega+\varepsilon^2}} \cdot \frac{1}{\operatorname{ch}(z\sqrt{1-\Omega})} \right) \quad (4)$$

С учетом закона изменения полной энергии и скорости изменения числа спиновых отклонений [3] получена система нелинейных дифференциальных уравнений, описывающих изменение со временем параметров Ω, ε имеет вид:

$$\begin{cases} \Omega_t = 2\varepsilon \frac{1-\Omega}{\varepsilon^2+1} (h + b\varepsilon G), \\ \varepsilon_t = \Omega + \varepsilon^2 - b\varepsilon - \frac{h}{G}, \end{cases} \quad G = 1 + \frac{\Omega + \varepsilon^2}{2\sqrt{(1-\Omega)(1+\varepsilon^2)}} \ln \frac{\left(\sqrt{1+\varepsilon^2} + \sqrt{1-\Omega} \right)^2}{|\varepsilon^2 + \Omega|}. \quad (5)$$

(5)

В работе анализируется решение (4) с учетом решения системы (5).

Rabbit303@yandex.ru

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРА НИЗКОРАЗМЕРНОГО
АНТИФЕРРОМАГНЕТИКА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ С УЧЕТОМ
ПОВЕРХНОСТИ

Магомедов Ш.А., Рабазанов А.К., Нухов А.К., Мусаев Г.М.

Дагестанский государственный университет, Махачкала, Россия.

Эффект сильного магнитного поля в квантовых спиновых системах играет важную роль в исследовании магнетизма и квантовых фазовых переходов. Особенное значение имеет рассмотрение влияния поверхностной энергии на энергетический спектр низкоразмерных систем.

Спиновый гамильтониан такой системы без учета поверхности имеет вид [1]

$$H_j = \bar{j} \sum_{i,j} (s_i^z s_j^z \cos 2\theta + s_i^x s_j^x \cos 2\theta + s_i^y s_j^y) + \\ + \bar{j} \sin 2\theta \sum_{i,j} (s_i^z s_j^x - s_i^x s_j^z) + B \sin \theta \sum_i s_i^x e^{i\theta_i} - B \cos \theta \sum_i s_i^z, \quad (1)$$

где $\theta = \arccos(B/B_e)$, B_e - поле насыщения, \hat{s}_i^{μ} - спиновый оператор.

$$\hat{s}_i^{\mu} = \sum_{\mu\nu} d_{i\mu}^+ \hat{\sigma}_{\mu\nu} d_{i\nu}^-.$$

При учете поверхности антиферромагнетика выражение (1) дополняется членом (2)

$$H_s = \sum_{j,j'} \sum_p \sum_{1,2} F_p (\xi_{j1}^{\mu} - \xi_{j2}^{\mu}, \xi_{j1}'^{\nu} - \xi_{j2}'^{\nu}) (1 - \delta_{jj'}) \times \\ \times \mu_{\xi_{j1}\xi_{j1}}^+(p) \mu_{\xi_{j1}\xi_{j1}}^-(p) \mu_{\xi_{j2}\xi_{j2}}^+(p) \mu_{\xi_{j2}\xi_{j2}}^-(p), \quad (2)$$

где использованы преобразования Холстейна–Примакова от спиновых операторов к операторам рождения и уничтожения спиновых возбуждений. С учетом выражения (2) мы можем рассчитать фотоэмиссионный спектр, как функцию магнитного поля. Используя инвариантность гамильтониана относительно вращения спинов вокруг оси квантования OZ , можем написать выражение для фотоэмиссионного спектра двухмерного антиферромагнетика в виде

$$A(\vec{k}, \omega) = \sum_{\mu} | \langle 1, \mu | \tilde{c}_{k,\sigma} | 0 \rangle |^2 \delta(\omega - E_0 + E_{1,\mu})$$

где E_0 и $|0\rangle$ -энергия основного состояния и собственный вектор, а $E_{1,\mu}$ и $|1, \mu\rangle$ - энергия и волновой вектор μ -го состояния с одной дыркой, созданной фотоэмиссией электрона. Здесь значения E_0 и $E_{1,\mu}$ отличаются от рассчитанных в работе [1].

E-mail: roswell2000@rambler.ru

Литература

Wei Guo Yin and Mei W.N. (2000) Photoemission spectra of a two-dimensional $s=1/2$ quantum antiferromagnet in magnetic fields: in theoretical study// cond-matt/0305174 V1, № 8.

Казбеков К.К., Мусаев Г.Г. (2000) Спиновый гамильтониан Гейзенберга для ферромагнетика с поверхностью// труды XVIII международной школы-семинара «Новые магнитные материалы микроэлектроники». М.: 2000, с. 87-90.

О ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ДЖОЗЕФСОНОВСКИХ КОНТАКТОВ С 3-Д ФЕРРОМАГНИТНОЙ ПРОСЛОЙКОЙ ДЛЯ СОЗДАНИЯ ФАЗОВОГО КУБИТА¹

Румянцева Т.С.²

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Давно производятся попытки получения новых методов для обработки и хранения информации. В частности идет поиск структур, на основе которых можно будет создать фазовый кубит (квантовая единица информации). Для этого необходимо построить двухуровневую квантовую систему. Одной из таких систем является кольцо, состоящее из двух переходов Джозефсона. Переходом Джозефсона является слабая связь между двумя слоями сверхпроводящего материала (в нашем случае такой связью является ферромагнитная прослойка). Тогда два состояния такой системы будут отличаться направлением тока (то есть разностью фаз φ параметра порядка сверхпроводящих слоев). В данной работе производится поиск материалов и условий, необходимых для построения такой системы. Исследуемый образец представляет собой джозефсоновский контакт, сверхпроводники в котором выполнены из ниобия, а прослойка между ними из 3-д ферромагнитного сплава меди с никелем. Выражение для тока через прослойку выглядит следующим образом [1]:

$$J(0) = \frac{4e}{\pi} T \sum_{\omega} \int k dk \operatorname{Re} \frac{(1 - R^2) \sin \varphi}{P + Q \cos \varphi}, \quad (1)$$

где R – это коэффициент Андреевского отражения, k – проекция квазиимпульса электрона в плоскости контакта, P, Q – коэффициенты, зависящие от толщины ферромагнитной прослойки, T – температура, e – заряд электрона, ω – мацубаровская частота.

Чтобы рассчитать условия, при которых будет получена нужная система, необходимо разложить выражение (1) в ряд Фурье по φ , получить значения амплитуд первых трех гармоник A, B, C . Тогда условия реализации искомого состояния в отсутствии третьей гармоники ($|C| \ll |A|, |B|$) имеют вид [2]:

$$\begin{aligned} \frac{A}{2B} &< 0 \\ |2B| &> |A| \end{aligned} \quad (2)$$

Рассматриваемый Джозефсоновский контакт характеризуется следующими параметрами: энергия Ферми сверхпроводящего материала и ферромагнитного сплава, энергия обменного магнитного поля и средняя длина свободного пробега в ферромагнетике, температура. Необходимо при заданной температуре найти комбинацию этих параметров такую, чтобы выполнялись приведенные выше условия. Расчет показал, что оптимальной для практического создания кубита является концентрация никеля в сплаве, обеспечивающая энергию обменного поля $E = 7.82 * 10^{-13}$ эрг. Периоды осцилляций в зависимости от толщины a отличаются у различных гармоник. Благодаря этому можно найти области, в которых искомые условия выполняются: это те промежутки, где одна амплитуда находится в минимуме, а другая достигает максимальных значений. В этих промежутках были получены конкретные значения толщины прослойки, при которых выполняются условия (2).

На рисунке 1 вдоль оси ординат отложены значения амплитуд гармоник в условных единицах, по оси абсцисс – толщина прослойки в ангстремах. График построен в логарифмическом масштабе для следующих данных: квазиимпульс электрона на по-

верхности Ферми ниобия $k_{Nb} = 0.64 \text{ \AA}^{-1}$, квазимпульсы электронов сплава со спином вдоль и против намагниченности соответственно равны: $k_{CuNi}^{\uparrow} = 1.42 \text{ \AA}^{-1}$, $k_{CuNi}^{\downarrow} = 1.326 \text{ \AA}^{-1}$. Температура $T = 4.2\text{K}$. Минимумы на этом графике отвечают точкам, в которых происходит перемена знака. Из графика видно, что искомые условия, выполняются около 50 и 90 ангстрем. Более точный расчет показал, что их выполнение происходит при толщинах 47.21 \AA - 47.32 \AA , 87.383 \AA - 87.387 \AA . Первый интервал предпочтительней, так как он шире и значения тока при меньших значениях толщины больше.

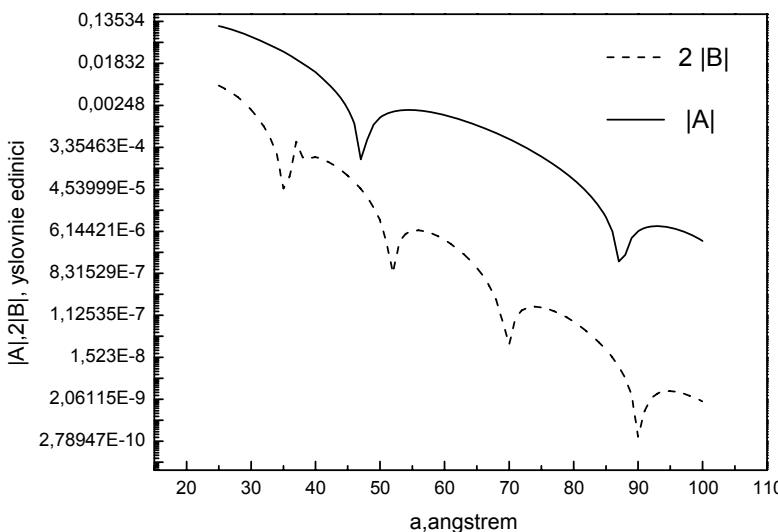


Рис. 1. Зависимость модуля первой гармоники и удвоенного модуля второй гармоники от толщины ферромагнитной прослойки

Тезисы доклада основаны на материалах исследований, проведенных в рамках гранта Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант № 07-02-00918-а).

Автор выражает признательность Ведяеву А.В., Корневу В.К., Кленову Н.В., Пугач Н.Г., Рыжановой Н.В. за помощь в подготовке тезисов.

E-mail: orchid4you@gmail.com

[1] А.В. Ведяев, Н.В. Рыжанова, Н.Г. Пугач, "Оscилляции критического тока в структуре сверхпроводник-ферромагнетик-сверхпроводник при учете s-d рассеяния", Известия РАН, серия физическая, 2007, том. 71, №1, с.26.

[2] N.V. Klenov, V.K. Kornev, N.F. Pedersen, "The energy level splitting for unharmonic dc-SQUID to be used as phase Q-bit", Physica C, 2006, Vol.435, pp 114-117.

АВТОМАТИЧЕСКОЕ ИЗМЕРЕНИЕ МАГНИТОУПРУГИХ СВОЙСТВ АМОРФНЫХ ЛЕНТ

Свирин Д.Ю., Пеле С.Э.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет. Москва, Россия

Целью работы было исследование динамических магнитоупругих свойств аморфных лент в слабых переменных магнитных полях.

Изучение магнитоупругих свойств аморфных лент, проведенное ранее, показало наличие определенных сложностей, связанных со следующими факторами:

- нестабильность позиционирования датчика вдоль исследуемой ленты;
- большие шумы, связанные с неконтролируемой силой прижима датчика к ленте;
- невозможность одновременного контроля изменений намагниченности с амплитудой колебаний.

Из-за наличия этих помех возникали проблемы с повторяемостью результатов.

В связи с этим перед нами была поставлена задача разработать и изготовить систему автоматического измерения магнитоупругих свойств аморфных лент.

Изготовленная и полностью автоматизированная в процессе работы экспериментальная установка позволяет наблюдать и регистрировать возникающие в аморфных лентах механические колебания, возбуждаемые переменным магнитным полем различной частоты (от 0 до 100 кГц) и напряженности.

В возбуждающую катушку помещается один из концов исследуемой ленты. Магнитное поле создается переменным током, подаваемым от генератора звуковых частот. При наличии магнитострикций в ленте могут возникать механические колебания на удвоенной частоте поля, амплитуда которых может быть измерена с помощью пьезоэлектрического датчика. Возникающие в процессе колебаний напряжения вызывают соответствующие изменения намагниченности, которые также могут быть измерены.

Разработанная установка предусматривает следующие возможности:

- а) обеспечение постоянной силы прижима пьезодатчика к аморфной ленте (с возможностью регулирование давления пьезодатчика на образец);
- б) автоматическое позиционирование и управление одновременным перемещением измерительных датчиков вдоль ленты;
- в) автоматическую регистрацию сигналов.

Конструкция установки делает возможным наблюдение двумерного распределения механических колебаний по поверхности ленты. Для управления данной системой было также разработано программное обеспечение на языке Delphi. Сопряжение измерительного комплекса с компьютером осуществляется с помощью устройства L-Card E14-140.

Получены предварительные результаты исследования аморфных лент различного состава, изготовленных в ЦНИИ ЧерМет методом спиннингования из расплава.

Авторы выражают признательность научному руководителю доценту, к.ф.-м.н. Перову Н.С. за помощь в подготовке тезисов.

Литература

1. N.S. Perov, E.V. Pan'kova, G.S. Kuznetsov, V.V. Rodionov, M. Inoue, JMMM, 310 (2007) 2633–2635.

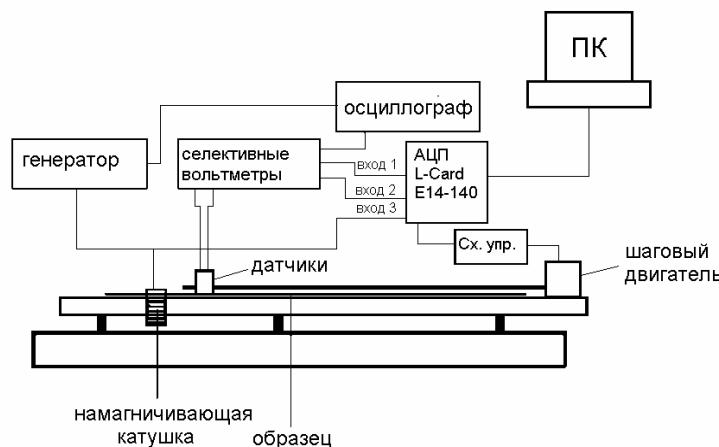


Рис. 1. Блок-схема измерительной установки

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ РМП

** Семисалова А.С.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет. Москва, Россия

Разбавленные магнитные полупроводники (РМП) рассматриваются в последнее время как перспективные материалы для элементов спинtronики. Особый интерес представляют полупроводники, проявляющие ферромагнитное поведение при комнатной температуре.

Разбавленные магнитные полупроводники являются соединениями полупроводников и магнитных ионов (переходные металлы или редкие земли) в которых наблюдаются множество кооперативных эффектов из-за обменных взаимодействий, отсутствующих в немагнитных полупроводниках.

В настоящей работе были исследованы магнитные полупроводники на основе соединений оксидов титана, допированных кобальтом $\text{TiO}_x:\text{Co}$ (8%), представляющие собой полученную с помощью магнетронного распыления тонкую пленку толщиной 0,43 мкм на подложке LaAl_2O_3 , и магнитные полупроводники на основе кремния на подложках Al_2O_3 , имплантированного ионами марганца Mn (20%).

Образцы были предоставлены А.Ф. Орловым (ГИРЕДМЕТ) и В.А. Рыльковым (РНЦ «Курчатовский институт»). По данным изготовителей в образцах наблюдался аномальный эффект Холла при низких температурах.

Магнитостатические измерения проводились на вибрационном магнитометре, в магнитных полях напряженностью до 16 кЭ в температурном диапазоне от 77 до 400 К.

Исследования показали наличие ферромагнетизма у образца $\text{TiO}_x:\text{Co}$ во всем указанном диапазоне температур. При этом наблюдалось незначительное уменьшение коэрцитивной силы и намагниченности насыщения с ростом температуры.

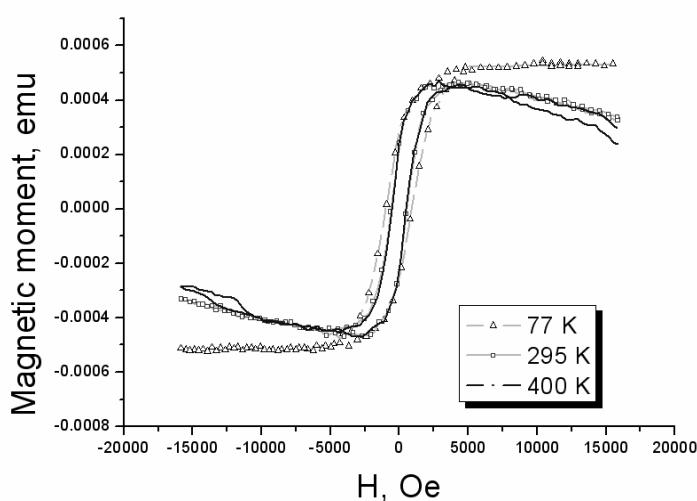


Рис. 1. Зависимости намагниченности образца $\text{TiO}_x:\text{Co}$ от напряженности магнитного поля при различных температурах

размагничивание, насыщение максимальным полем и т.п.).

Автор выражает признательность научному руководителю доценту, к.ф.-м.н. Перову Н.С. за помощь в подготовке тезисов.

Было установлено также, что образцы на основе Si и Mn проявляют слабый ферромагнетизм при температурах вплоть до 80 К, ниже которой поведение образцов становится сильно зависящим от времени и предистории измерений. При температурах ниже 80 К поведение исследованных образцов становится подобным поведению спиновых стекол. Проведены систематические измерения полевых зависимостей магнитных свойств при различных начальных условиях (размагничивание в циклическом поле, термо-

** Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

**ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНОЙ НАНОСТРУКТУРЫ
ПЕРОВСКИТОПОДОБНЫХ МАНГАНИТОВ СОСТАВА
 $La_{0.65}Sr_{0.35}Mn_{0.75}Ti_{0.25}O_3$ МЕТОДАМИ МАГНИТНОЙ СКАНИРУЮЩЕЙ
ТУННЕЛЬНОЙ МИКРОСКОПИИ**

Смирнов А.М., Карпасюк В.К., Баделин А.Г., Выборнов Н.А., Мусаева З.Р.

Астраханский государственный университет, Астрахань, Россия

Введение

Магнитная сканирующая тунNELьная микроскопия (МСТМ) – один из самых эффективных методов визуализации и исследования магнитной структуры образцов на субмикронном и субатомном уровнях. Основной принцип, лежащий в основе магнитной восприимчивости метода – различие величины регистрируемого тока в системе зонд-образец в зависимости от ориентации спинов на острие зонда и спинов на поверхности образца. Конечный контраст при визуализации основан на различиях в плотности локальных состояний спинов образца и селективных особенностей острия зонда. Одним из важнейших определяющих факторов для селективной регистрации тунNELьного тока при исследованиях методом МСТМ является метод выбора значения напряжения смещения на тунNELьном промежутке.

Методы

При проведении исследований рассматриваемых образцов целью являлось выявление зависимости доменной структуры и распределения областей с различной степенью и направлением намагниченности от размеров кристаллитов, их взаимного расположения и наличия поверхностных дефектов. Теоретически и экспериментально, на тестовых образцах, выявлены наиболее оптимальные значения напряжения в системе «зонд-образец» и параметры сканирования. Полученные зависимости и режимы работы СТМ были использованы для исследования магнитной микроструктуры образца состава $La_{0.65}Sr_{0.35}Mn_{0.75}Ti_{0.25}O_3$, отожженного в атмосфере кислорода.

Результаты

Полученные результаты свидетельствуют, что наряду с определением магнитной микроструктуры, метод спин-поляризованной сканирующей тунNELьной микроскопии позволяет получать изображения рельефа поверхности с более высоким разрешением по сравнению с вольфрамовыми зондами, в том числе – зондами, подвергшимся ионной обработке. Информативными являются изображения, полученные при температурах выше температуры перехода в парамагнитное состояние. Экспериментально установлено, что эффект возникновения магнитного контраста не является случайным, стабильно повторяется на заданных областях сканирования и привязан к особенностям рельефа, а следовательно, отражает особенности магнитного состояния поверхности образца. Обнаружены также некоторые свидетельства того, что границы зерен являются магнитожесткими, а не немагнитными.

Тезисы доклада основаны на материалах исследований, проведенных в рамках гранта Рособрзования по аналитической ведомственной целевой программы “Развитие научного потенциала высшей школы (2006-2008 годы)” (Проект РНП.2.1.1.7605 «Соотношение вкладов поверхностных и объемных эффектов в формирование структурных и электромагнитных характеристик нанокристаллических материалов для магнитной и спиновой электроники»)

E-mail: sc_lab@bk.ru

Литература

1. E.L. Wolf, Principles of the electronic tunnel spectroscopy / Kiev, Naukova dumka, 1990, 456p.
- J. Bardeen // Phys. Rev. Lett., 2005, V6, p57.
- J. Tersoff, D.R.. Hamann // Phys. Ref. Lett. 1985, V31, '2, p.805-813.
5. J. Tersoff, D.R.. Hamann // Phys. Ref. Lett. 1990, V65. '9, p1132-1135.

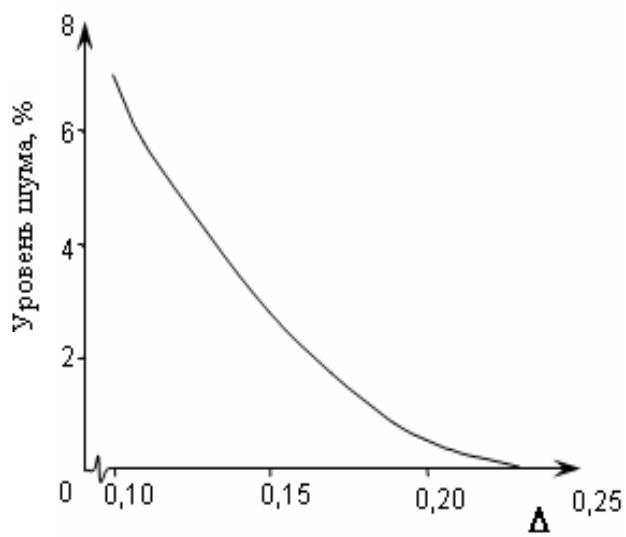
ОБ УСЛОВИЯХ ОПЫТА ПО ОПРЕДЕЛЕНИЮ КРИТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ СУПЕРПАРАМАГНЕТИКА

Третьякова О.П.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Несмотря на большое количество работ, посвященных изучению свойств наночастиц, вопрос о закономерностях, которыми описываются их магнитные свойства в области точки Кюри, до сих пор остается неясным. Главное препятствие на пути установления таких закономерностей связано с большим разбросом размеров наночастиц. Можно указать два основных механизма влияния размера наночастиц на их точку Кюри: обрыв обменных связей у поверхностных атомов (доля которых тем больше, чем меньше частица) и ангармонизм тепловых колебаний поверхностных атомов (следствием чего может оказаться аномально большой КТР для наночастиц). В таких условиях становится невозможным, в частности, установление критических индексов, при помощи которых принято описывать температурно-полевые зависимости магнитных свойств систем наночастиц в области фазовых переходов.

Возникает, таким образом, необходимость выбора таких условий опыта по изучению критических свойств системы суперпарамагнитных частиц, при которых влияние разброса размеров частиц на результаты было бы не только достаточно малым, но и контролируемым. Наибольшие надежды на успех исследований можно, по-видимому, связывать с использованием лучших средств магнитометрии и современных методов реставрации изображений [1, 2]. Если условия синтеза наночастиц таковы, что разброс по размерам может быть описан математически, то вид аппаратной функции, используемой для решения задачи реставрации, становится известным. В таком случае исходные экспериментальные данные в температурно-полевых зависимостях магнитных свойств системы суперпарамагнитных частиц можно преобразовать к такому виду, как если бы это соответствовало существенному улучшению условий опыта [2].



в расчетах накладывалось требование на точность определения критического индекса δ в аппроксимирующей функции $\sigma \sim (H/H_{\text{crit}} - 1)^{1/\delta}$, где H_{crit} – критическое поле для фазового перехода «парамагнетизм – индуцированный суперпарамагнетизм». Погрешность в определении этого индекса не должна была превышать 0,1.

Автор выражает признательность профессору В.И. Николаеву за помощь в подготовке тезисов.

E-mail: tretyakova_op@mail.ru

Литература

1. К.В. Кириллов, А.И. Чуличков. (1990) Редукция измерений в нечеткой модели эксперимента как решение задачи линейного программирования. // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика, астрономия, №2.

2. Николаев В.И., Третьякова О.П. (2008) О реставрации магнитной фазовой диаграммы. // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика, астрономия, № 1.

ВЛИЯНИЕ ТЕРМООБРАБОТКИ НА МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА АМОРФНЫХ ЛЕНТ FE-CU-B-SI-MB-P И FE-P-SI-MN-V-C

Фетисов Л.Ю., Самсонова В.В.

студент 4 курса, аспирант, МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Изучение процессов формирования структуры магнитных аморфных лент в области температур ниже температуры нанокристаллизации представляет практический и теоретический интерес. Понимание природы и закономерностей формирования открывает возможности обоснованного выбора режимов термообработки, обеспечивающих оптимальную структуру для достижения магнитных свойств наноструктурированных сплавов.

В данной работе были исследованы магнитные свойства тонких лент состава Fe-Cu-B-Si-Mb-P (а) и Fe-P-Si-Mn-V-C (б) представляющие две серии. Образцы (а) были оксидированные и неоксидированные и обладали размерами порядка 5 x 5 x 0.2 мм³. Часть образцов отжигалась в два этапа при температурах 270 °C, 330 °C и температуре 480 °C, а другие отжигались при температуре 540 °C. Ленты состава (б) имели схожие размеры и отжигались при температурах 200 °C, 300 °C, и 370 °C. Все образцы были изготовлены и термообработаны в МИСиС Д.М. Гавриловым.

Магнитные свойства образцов измерялись на вибрационном магнитометре в лаборатории магнитных измерений (физ. фак-т МГУ). Все измерения проведены при комнатной температуре в полях до 8 кЭ при различной ориентации образца относительно внешнего магнитного поля. По полученным петлям гистерезиса определены коэрцитивная сила, остаточная намагниченность, намагниченность насыщения.

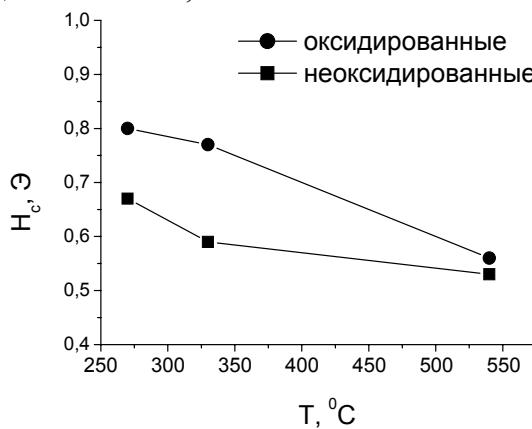


Рис.1. Зависимость коэрцитивной силы образцов состава (а) от температуры отжига

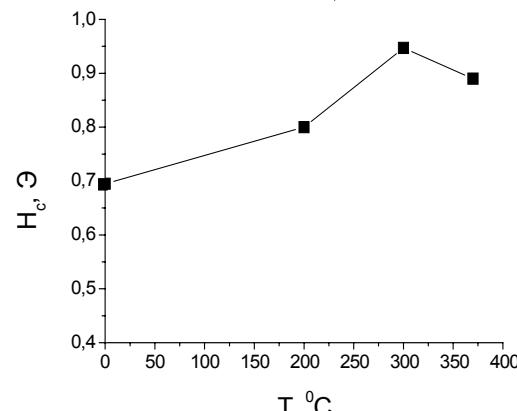


Рис.2. Зависимость коэрцитивной силы образцов состава (б) от температуры отжига.

Установлено, что у образцов с различной температурой отжига происходит изменение всех вышеперечисленных параметров. Следует отметить, что для лент состава (а) изменения происходят монотонно, в то время как для лент состава (б) эти изменения носят немонотонный характер. Важным кажется обнаруженное различие в зависимости

коэрцитивной силы – для лент состава (а) она уменьшается, в то время как для лент состава (б) при увеличении температуры отжига происходит существенное (до 30% при 300 °C) возрастание коэрцитивной силы, по сравнению с необработанным материалом (рис. 1 и 2 соответственно).

Изготовители лент считают, что изменение магнитных свойств образцов может быть вызвано процессами формирования ближнего порядка по типу Fe₂P и образования зон сегрегаций атомов меди, определяющих появление склонности сплава к пассивации при анодной поляризации.

Авторы выражают признательность научному руководителю доценту, к.ф.-м.н. Перову Н.С. за помощь в подготовке тезисов.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО И ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В МУЛЬТИФЕРРОИКАХ

^{**}Шарафуллин И.Ф.

Башкирский государственный университет, Уфа, Россия

В последнее время вопрос интерес к мультиферроикам – это класс материалов, в которых может сосуществовать одновременно магнитное и сегнетоэлектрическое упорядочение. Взаимодействие электрической и магнитной подсистем может проявляться в виде магнитоэлектрического эффекта: индуцированного электрическим полем намагниченности и индуцированной магнитным полем поляризацией. Открытый в последнее время гигантский магнитоэлектрический эффект позволил говорить о практическом применении мультиферроиков для преобразования электрических полей в магнитные и обратно, что является одной из насущных задач сенсорной техники, микроэлектроники и систем магнитной памяти.

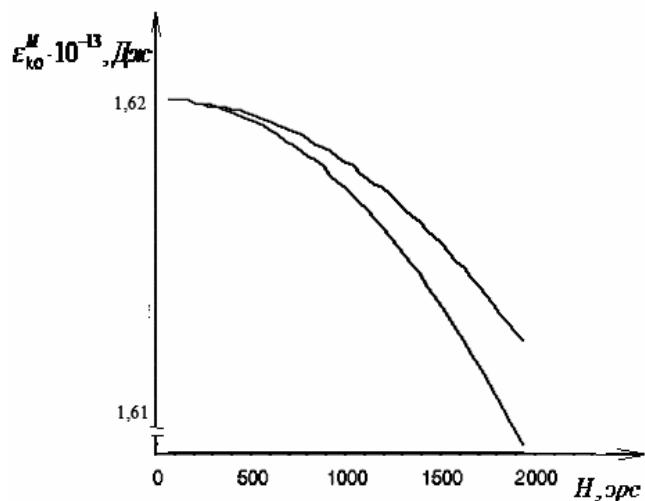


Рис. 1. Щель в спектре спиновой волны в зависимости от внешнего магнитного поля.

В данной работе нами рассматривается антисегнетоантиферромагнитный кристалл со структурой перовскита произвольной симметрии. Энергию антисегнетоанти-

^{**} Доклад отнесен жюри как один из лучших на подсекции.

ферромагнетика берем как сумму энергии магнитной и сегнетоэлектрической подсистем, а также энергии магнитоэлектрического взаимодействия, которая имеет вид:

$$H_{MF} = \int d\mathbf{x} \{ a_{ij} P_i^\alpha M_j + a_{ijm} P_i^\alpha M_j M_m \}.$$

Путем квантования колебаний намагниченности, электрической поляризации найдены спектры спиновых, сегнетоэлектрических волн, а также явная зависимость коэффициентов связи спиновой и сегнетоэлектрической подсистем от феноменологических постоянных. Показано, что спектры связанных сегнетомагнитных волн, щели в спектрах, существенно зависят от величины и ориентации внешних магнитных и электрических полей (рис. 1).

Для кристаллов орторомбической симметрии определены инварианты магнитоэлектрических взаимодействий, исследованы коэффициенты связи между спиновыми и сегнетоэлектрическими волнами в зависимости от направлений волнового вектора, внешнего электрического и магнитного поля. Следующим этапом исследования является учёт нелинейных слагаемых в энергии АСАФМ и решение нелинейных уравнений движения.

E-mail: SharafullinIF@yandex.ru

Литература

1. Жданов А. Г., Звездин А. К., Пятаков А. П., Косых Т. Б (2006) Влияние электрического поля на магнитные переходы «несоразмерная – соразмерная фаза» в мультиферроике типа BiFeO_3 ФТТ. том 48. №1.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ СТРУКТУРИРОВАНИЯ В МАГНИТОРЕЛОГИЧЕСКИХ СУСПЕНЗИЯХ

Шашков И.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

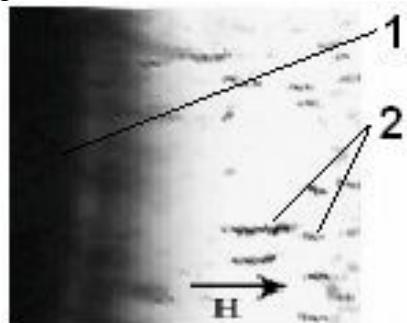
Работа посвящена исследованию процессов структурирования магниторелогических супензий, которые являются основой для приготовления новых магнитоуправляемых материалов – магнитоэластиков. Магнитоэластики представляют собой ансамбли малых магнитных частиц в полимерной матрице и обладают уникальными магнитомеханическими свойствами (деформации в магнитном поле достигают 300-400%). Механические и магнитные свойства магнитоэластиков сильно зависят от процессов, протекающих в магнитных супензиях в процессе их приготовления. Управляя процессами структурирования мы получаем возможность создавать магнитоуправляемые материалы с необходимыми свойствами.

Для исследования была собрана установка на основе просвечивающего микроскопа фирмы Olympus. Однородное магнитное поле создавалось двумя параллельно расположеными намагниченными пластинами, неоднородные магнитные поля создавались с помощью миниатюрного электромагнита или намагниченной стальной иглы. Наблюдаемые в магниторелогических супензиях процессы с помощью видеокуляра записывались на компьютер.

Были рассмотрены процессы структурирования частиц в тонких слоях (20-30 мкм) магнитных супензий. Образцы магнитных супензий готовили путём диспергирования магнитных частиц железа (со средним размером ~2 мкм) в растворе олигомера силоксанового каучука при одновременном добавлении ПАВ.

В ходе работы было показано, что в магнитном поле магнитные частицы объединяются в цепочки из 3-4 частиц, цепочки разворачиваются вдоль силовых линий магнитного поля и движутся в область большего градиента (см. рисунок). При этом

скорость структурирования зависит от вязких свойств суспензии. Для различных образцов были проведены расчеты скоростей движения отдельных магнитных частиц и кластеров. Измерения проводились при различных значениях однородного и неоднородного магнитного поля.



1 -намагниченная игла, 2 - цепочки магнитных частиц.

магнитной иглы с цепочкой может позволить рассчитать локальную упругость формирующейся полимерной сетки.

Таким образом, в работе показано, что в магниторелогической суспензии одновременно формируются две структуры: магнитная и полимерная, при этом окончательный результат структурирования зависит от этих двух процессов.

E-mail: shashkov_iv@mail.ru

Литература

1. Никитин Л.В., Миронова Л.С., Степанов Г.В., Самусь А.Н. Высокомолек. Соед. А. 2001. Т. 43. № 4. С. 698.