1 – Теоретическая физика

Балашова Валентина Николаевна, аспирант 1 года обучения
Уфа, Башкирский государственный университет, физико-технический институт
Влияние высокочастотного внешнего периодического воздействия на динамические характеристики кинка
Закирьянов Фарит Кабирович, к.ф.-м.н.
e-mail: *Felizija2010@mail.ru* стр. 55

Васильева Юлия Сергеевна, магистрант 1 года обучения
Уфа, Башкирский государственный университет, физико-технический институт
Теоретическое исследование динамики солитонов уравнения синус-Гордона с учетом внешней силы и затухания
Екомасов Евгений Григорьевич, д.ф.-м.н.
e-mail: *Vasilieva2-1@mail.ru* стр. 56

Воронин Дмитрий Михайлович, магистрант 1 года обучения
Иркутск, Иркутский государственный университет, физический
Диагонализация пропагатора нейтрино в среде
Калошин Александр Евгеньевич, д.ф.-м.н.
e-mail: *dimon-woronin@yandex.ru* стр. 57

Ганеев Артур Адикович, 4 курс
Уфа, Башкирский государственный университет, физико-технический институт
Динамика и трансформация структуры связанных магнитных вихрей в трехслойных наностолбиках при воздействии магнитного поля и поляризованного тока
Екомасов Евгений Григорьевич, д.ф.-м.н.
e-mail: *ganeeartur@yandex.ru* стр. 58

Дикушина Елена Александровна, магистрант 1 года обучения
Екатеринбург, Уральский федеральный университет, физический
Влияние спин-орбитального экситона на магнитное упорядочение в Sr_2IrO_4
Аввакумов Илья Леонидович,
e-mail: *dikushina-lena@rambler.ru* стр. 59

Зелёнкина Наталья Валерьевна, 4 курс
Пермь, Пермский государственный гуманитарно-педагогический университет, физический
Методика построения фазового портрета при бифуркации удвоения периода тора
Брацун Дмитрий Анатольевич, д.ф.-м.н.
e-mail: *nata.zelenkina.95@mail.ru* стр. 60

Лаврухин Иван Владимирович, аспирант 3 года обучения
Омск, Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского, физический
Влияние начального состояния на неравновесные критические характеристики магнитных систем
Прудников Владимир Васильевич, д.ф.-м.н.
e-mail: *jovanni.omsu@gmail.com* стр. 61

Лазаренко Георгий Юрьевич, 4 курс
Томск, Национальный исследовательский Томский государственный университет, физический
Квазиклассическое описание излучения электрона в графене
Казинский Пётр Олегович, д.ф.-м.н.
e-mail: *lazarenko.georgijj@icloud.com* стр. 63

Носов Павел Алексеевич, 4 курс
Екатеринбург, Уральский федеральный университет, институт естественных наук, физический
Переход Березинского-Костерлица-Таулеса в двумерных спиновых системах с взаимодействием Дзялошинского-Мория
Овчинников Александр Сергеевич, д.ф.-м.н.
e-mail: *p.nosov1995@gmail.com* стр. 63

Осокин Константин Сергеевич, аспирант 1 года обучения
Симферополь, Крымский федеральный университет им. В.И.Вернадского, физико-технический институт
Исследование динамики пробной нуль-струны в гравитационном поле мультиструнной системы
Леляков Александр Петрович, к.ф.-м.н.
e-mail: *Oxygen93@ya.ru* стр. 64

Попова Алёна Аркадьевна, магистрант 1 года обучения
Якутск, Северо-Восточный федеральный университет им. М.К. Аммосова, физико-технический
Воздействие разряда молний на линии электропередач в условиях многолетней мерзлоты
Григорьев Юрий Михайлович, д.ф.-м.н.
e-mail: *alyona-neka@mail.ru* стр. 66

Терещенко Алексей Анатольевич, 3 курс
Екатеринбург, Уральский федеральный университет, институт естественных наук и математики, физический
Магнитоакустический резонанс в солитонной фазе моноаксиального хирального гелимагнетика
Овчинников Александр Сергеевич, д.ф.-м.н.
e-mail: *tenxor@mail.ru* стр. 67

Шляхтич Мария Александровна, доцент
Красноярск, Сибирский федеральный университет, институт инженерной физики и радиоэлектроники
Исследование неравновесного критического поведения сложных спиновых систем
Прудников Павел Владимирович, д.ф.-м.н.
e-mail: *mmed@mail.ru* стр. 67

Влияние высокочастотного внешнего периодического воздействия на динамические характеристики кинка

Балашова Валентина Николаевна
Башкирский государственный университет
Закирьянов Ф. К., к.ф.-м.н.
Якушевич Л. В., д.ф.-м.н., ИБК РАН
felizija@mail.ru

В связи с возрастающим количеством и разнообразием электронных устройств и их влияния на основные, фундаментальные процессы жизнедеятельности человека тема воздействия постоянных и переменных полей на живые системы стало одной из горячо актуальных. Предполагается в частности, что воздействия внешних электромагнитных полей с частотой терагерцового диапазона может вызывать изменения физико-химических свойств ДНК, которые в свою очередь могут приводить к изменениям в транскрипции, следовательно, – к изменениям экспрессии генов и клеточной деформации. Однако до сих пор остается не выясненным механизм такого воздействия.

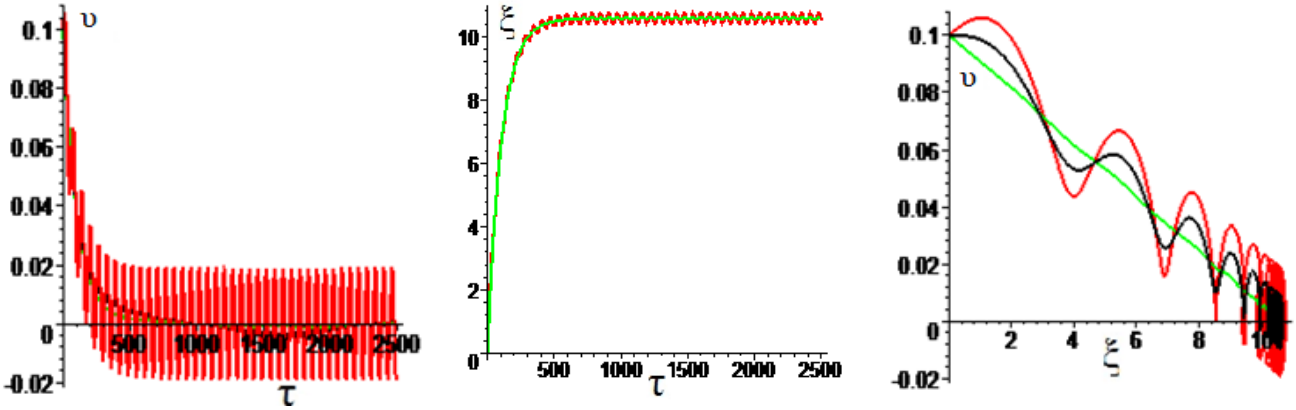
В настоящей работе рассматривается одна из задач, связанных с этим направлением: исследуется влияние периодического поля на движение транскрипционного пузыря, который, в свою очередь, моделируется математически с помощью кинка. Применив к простой модели Инглендера энергетический метод МакЛафлина – Скотта, а также проведя процедуру обезразмеривания, мы получили систему дифференциальных уравнений для координаты и скорости кинка[1]:

$$\frac{d\xi}{dt} = \upsilon, \qquad (1)$$

$$\frac{d\upsilon}{d\tau} = -\beta\upsilon(1-\upsilon^2) + (1-\upsilon^2)^{3/2}\frac{\pi}{4} f_0 \cos(\omega_0\tau),$$

где ξ – координата кинка, υ – скорость кинка, f_0, ω_0 – амплитуда и частота периодического внешнего воздействия, β – коэффициент диссипации среды, τ – время расчета.

На рисунке представлены временные зависимости скорости и координаты кинка, а также фазовый портрет для трех разных значений амплитуды внешнего воздействия.



a) b) c)

рис.1. (а) Скорость υ(τ), (б) координата ξ(τ), (с) фазовый портрет кинка D(τ), рассчитанные для трех различных значений амплитуды внешнего воздействияи одного значения частоты ω_1.
Начальная скорость кинка $\upsilon_0 = 0$.

Анализируя графики координаты и скорости движения кинка под воздействием внешнего периодического поля можно заметить, что также как и в предыдущем случае существует короткий период T ~ 500 безразмерных единиц, в течение которого происходит установление колебаний. После окончания этого периода кинк продолжает колебаться, но уже с постоянной частотой, равной частоте внешнего воздействия, и с постоянной амплитудой. Показано, что эти устоявшиеся постоянные значения амплитуды и частоты не зависят от начальной скорости кинка. Анализируя графики энергии и размера кинка, можно заметить удвоение частоты установившихся колебаний.

Список публикаций:

[1] Якушевич Л.В., Балашова В.Н., Закирьянов Ф.К. О движении кинка ДНК под действием постоянного торсионного момента. Математическая биология и биоинформатика 11, №1, 81-90, 2016

Теоретическое исследование динамики солитонов уравнения синус-Гордона с учетом внешней силы и затухания

Васильева Юлия Сергеевна

Кудрявцев Роман Владимирович, Абакумова Наталья Николаевна, Гумеров Азамат Маратович, Муртазин Рамиль Равилевич

Башкирский государственный университет

Екомасов Евгений Григорьевич, д.ф.-м.н.

Vasilieva2-1@mail.ru

На сегодняшний день, наблюдается большой прогресс при исследовании нелинейных волновых процессов. Из этого следует ряд фундаментальных достижений. Одним из таких достижений является прогресс в изучении динамики солитонов — структурно устойчивых уединённых волн, распространяющихся в нелинейной среде. Солитоны ведут себя подобно частицам: при взаимодействии друг с другом или с некоторыми другими возмущениями они не разрушаются, а продолжают движение, сохраняя свою структуру неизменной. Специальные решения, способные описывать поведение подобных волн, были открыты для ряда нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных, часто называемых также «солитонными» уравнениями, одним из самых известных представителей которых является уравнение синус-Гордона (УСГ), которое часто используется при построении моделей в самых разнообразных областях естествознания [1-3]: геологии, молекулярной биологии, физике, космологии и т. д. В теоретической физике подобное уравнение применяется, например, для описания нелинейной динамики доменных границ в ферромагнетиках (ФМ) и слабых ферромагнетиках (СФМ). Однако, создание различных теоретических моделей, приводит к необходимости модифицировать УСГ, вводя, например, переменные коэффициенты, внешнюю силу и затухание.

Кинки представляют собой пример топологических солитонов, соединяя между собой два различных стационарных состояния системы. Взаимодействие кинков УСГ, движущихся по инерции, с примесями может приводить к возбуждению «примесной» моды и к таким резонансным эффектам, как отражение кинка от притягивающего потенциала.

Для случая одной и двух примесей были численно найдены все возможные сценарии кинк-примесных взаимодействий при различных параметрах системы (рис.1). Взаимодействие кинка с протяжённой примесью качественно происходит так же, как и с точечной.

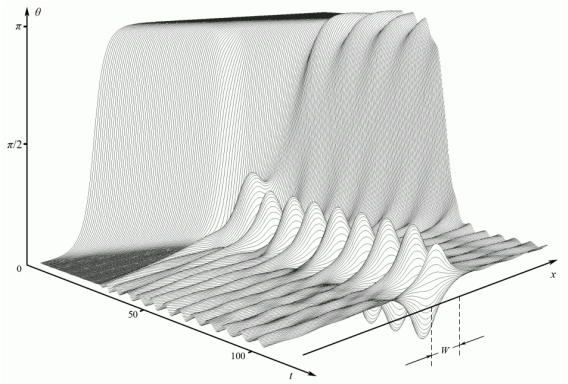


рис.1. Зарождение и эволюция примесной моды в области притягивающей примеси

С помощью метода коллективных переменных [4] с учётом внешней силы и диссипации нами были получены уравнения движения для координаты центра кинка и амплитуды примесной моды в случае точечных примесей. Полученные с их помощью результаты качественно совпадают с результатами, полученными численно. В данной работе показано, что затухание и внешняя сила противодействуют возникновению резонансного отражения доменных границ от притягивающего тонкого слоя, впрочем вызывающая его причина – резонансный обмен энергией между локализованными волнами по-прежнему имеет место быть.

Список публикаций:

[1] Шамсутдинов М. А., Назаров В. Н., Ломакина И. Ю. // Ферро- и антиферромагнитодинамика. Нелинейные колебания, волны и солитоны, Научное издание М. : Наука, 2009. С. 368.

[2] Якушевич Л. В. // Нелинейная физика ДНК, Научное издание М.: Институт компьютерных исследований; Ижевск: Регулярная и хаотическая динамика, 2007. С. 252.

[3]. Браун О. М., Кившарь Ю. С. // Модель Френкеля-Конторовой: Концепции, методы, приложения, М. : Физматлит, 2008. С. 519.

[4]. Шаповалов А. В., Краснобаева Л. А. // Солитоны уравнения синус-Гордона: Учебное пособие. Томск: Томский государственный университет, 2009. С. 192.

Диагонализация пропагатора нейтрино в среде

Воронин Дмитрий Михайлович
Иркутский государственный университет
Калошин Александр Евгеньевич, д.ф.-м.н.
dimon-woronin@yandex.ru

В настоящее время физика нейтрино является одной из наиболее актуальных областей науки [1, 2]. Задача о прохождении нейтрино через вещество связана с проблемой дефицита солнечных нейтрино и резонансным усилением осцилляций [3, 4, 5].

При рассмотрении задачи в рамках квантовой теории поля, центральным объектом является пропагатор фермиона в среде. Мы хотим решать задачу на собственные значения для обратного пропагатора $S(p,u)$ в матричном виде:

$$S\Pi = \lambda\Pi, \tag{1}$$

где Π – собственный проектор. В результате решения задачи мы можем записать обратный пропагатор в виде разложения по полному ортогональному базису, составленному из проекторов:

$$S(p,u) = \sum_{i=1}^{4} \lambda_i \Pi_i . \tag{2}$$

После этого пропагатор $G(p,u)$ выглядит так:

$$G(p,u) = \sum_{i=1}^{4} \frac{1}{\lambda_i} \Pi_i . \tag{3}$$

Полюса пропагатора $G(p,u)$ - это нули собственных значений λ_i. Из формулы (3) видно, что $G(p,u)$ выглядит как сумма полюсов, каждый из которых отвечает за свой закон дисперсии.

Пропагатор фермиона в среде зависит от двух 4-мерных векторов: импульса частицы p и скорости среды u [5, 6]. При разложении по гамма-матричному базису существуют восемь независимых членов разложения. Вместо гамма-матричного базиса мы будем использовать более удобный базис. Во-первых, мы будем использовать внемассовые энергетические операторы:

$$\Lambda^{\pm} = \frac{1}{2}(1 \pm \hat{n}), \quad \hat{n} = \frac{\hat{p}}{W}, \quad W = \sqrt{p^2} . \tag{4}$$

Во-вторых, мы построим обобщенные спиновые проекторы. Для этого нам понадобится вектор z^{μ}, являющийся линейной комбинацией векторов p и u, которая обладает свойствами вектора поляризации:

$$z^{\mu} = b(p^{\mu}(up) - u^{\mu}p^2), \quad b^2 = 1/(p^2[(up)^2 - p^2]) . \tag{5}$$

Используя z^{μ}, построим обобщенные спиновые проекторы вида:

$$\Sigma^{\pm} = \frac{1}{2}(1 \pm \gamma^5 \hat{z}\hat{n}), \quad \Sigma^{\pm}\Sigma^{\pm} = \Sigma^{\pm}, \quad \Sigma^{\pm}\Sigma^{\mp} = 0. \tag{6}$$

$\Sigma^{\pm}$ коммутирует со всеми слагаемыми разложения обратного пропагатора $S(p,u)$. Используя $\Lambda^{\pm}$ и $\Sigma^{\pm}$, можно построить базис:

$$\begin{aligned} &R_1 = \Sigma^{-}\Lambda^{+}, \; R_3 = \Sigma^{-}\Lambda^{+}\gamma^5, \qquad R_5 = \Sigma^{+}\Lambda^{+}, \; R_7 = \Sigma^{+}\Lambda^{+}\gamma^5, \\ &R_2 = \Sigma^{-}\Lambda^{-}, \; R_4 = \Sigma^{-}\Lambda^{-}\gamma^5, \qquad R_6 = \Sigma^{+}\Lambda^{-}, \; R_8 = \Sigma^{+}\Lambda^{-}\gamma^5 \end{aligned} \tag{7}$$

и применять его для разложения обратного пропагатора:

$$S = \sum_{i=1}^{8} A_i R_i \,. \tag{8}$$

где A_i - коэффициенты разложения. Элементы базиса $R_1 \ldots R_8$ обладают более простыми алгебраическими свойствами, чем элементы обычного гамма-матричного базиса.

Использование базиса (7) позволяет решить задачу (1) в общем виде. Для наглядности рассмотрим случай Стандартной модели, когда обратный пропагатор фермиона в среде выглядит так:

$$S = \hat{p} - m + \alpha \hat{u}(1-\gamma^5)\,, \tag{9}$$

где α - параметр, характеризующий состав среды.

Для обратного пропагатора (9) получаем:

$$\lambda_{1,2} = -m \pm W\sqrt{1+2K^+}\,, \qquad \lambda_{3,4} = -m \pm W\sqrt{1+2K^-}\,, \tag{10}$$

$$\Pi_{1,2} = \frac{1}{2}\Sigma^-\left[1 \pm \frac{\hat{n}}{\sqrt{1+2K^+}}\left(1+K^+(1-\gamma^5)\right)\right], \qquad \Pi_{3,4} = \frac{1}{2}\Sigma^+\left[1 \pm \frac{\hat{n}}{\sqrt{1+2K^-}}\left(1+K^-(1-\gamma^5)\right)\right], \tag{11}$$

где

$$K^{\pm} = \frac{\alpha}{W^2}\left((pu) \pm \sqrt{(up)^2 - W^2}\right). \tag{12}$$

В результате было построено спектральное представление пропагатора (3), в котором каждое слагаемое связано с определенным законом дисперсии в среде. Особую роль играют найденные нами обобщенные спиновые проекторы $\Sigma^{\pm}$, которые существенно упрощают алгебраические вычисления. В частном случае, когда среда покоится, оператор $\Sigma^{\pm}$ является проектором на состояние с определенной спиральностью, что соответствует результатам работы [6].

Список публикаций:

[1] Giunti C., Kim C. W. // Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics. Oxford, UK: Univ. Pr. (2007) 710.

[2] Bilenky S. M. // Neutrino in Standard Model and beyond. Phys.Part.Nucl. 46 (2015) № 4, 475.

[3] Wolfenstein L. // Phys.Rev. D17 (1978) 2369.

[4] Mikheev S., Smirnov A. // Sov.J.Nucl.Phys 42 (1985) 913.

[5] Blennow M., Smirnov A. Y. // Neutrino propagation in matter. Adv.High Energy Phys. 2013 (2013) 972485.

[6] Grigorev A., Studenikin A., Ternov A. // Quantum theory of neutrino spin light in dense matter. Phys.Lett. B622 (2005) 199.

Динамика и трансформация структуры связанных магнитных вихрей в трехслойных наностолбиках при воздействии магнитного поля и поляризованного тока

Ганеев Артур Адикович

Степанов Станислав Викторович, Екомасов Андрей Евгеньевич

Башкирский государственный университет

Екомасов Евгений Григорьевич, д.ф.-м.н.

ganeeartur@yandex.ru

Одной из актуальных физических проблем является разработка нового поколения высокоскоростных и эргономичных электронных устройств. Явление переключения и возбуждения осцилляций намагниченности в магнитных наноструктурах, с помощью тока достаточно большой плотности, поляризованного по спину [1], позволит увеличить скорости жестких дисков и устройств магнитной памяти до терагерцового уровня. Частоты, возбуждаемых с помощью переноса спинового момента, осцилляций намагниченности в магнитных наноструктурах, могут быть перенастраиваемы, с помощью приложения внешних магнитных полей и токов, и использованы для создания перспективных радиотехнических приложений. В настоящее время большой интерес привлекает спин-трансферный наногенератор (СТНГ) СВЧ, который отличается значительной выходной мощностью, небольшой шириной и относительно большим спектром частот, даже без приложения внешнего магнитного поля. Большинство таких структур имеет два магнитных слоя, разделенных немагнитной прослойкой.

В работе исследуется СТНГ, состоящий из трёх слоёв (пермаллоевый (Py) 4 нм/Cu - 10 нм/Py -15 нм) кругового сечения диаметром 400, 200 и 120 нм. Намагниченности обоих магнитных слоев находятся в вихревом состоянии. Рассматривается случай, когда два магнитных слоя взаимодействуют через поля размагничивания и спин-поляризованный ток и, при этом, система находится во внешнем магнитном поле,

перпендикулярном плоскости слоев. С помощью программного пакета SpinPM проведено численное моделирование связанной вихревой динамики. В частности, были изучены процессы динамической трансформации магнитных вихрей (переключение полярности вихревого кора) для различных значений токов и внешнего магнитного поля, перпендикулярного плоскости слоев. Проведено исследование динамики двух связанных магнитных вихрей под действием внешнего, перпендикулярного плоскости образца, магнитного поля и поляризованного электрического тока. Найдено наличие критических значений тока, разделяющих разные режимы движения вихрей. Показана возможность управления величиной частоты стационарного движения вихрей и критических токов с помощью внешнего магнитного поля. С помощью микромагнитного моделирования найдена зависимость от тока величины магнитного поля, раздельно переключающего полярность кора вихря в тонком и толстом слоях. Проведено сравнение известных экспериментальных [2] и численных результатов.

Работа поддержана грантом РФФИ, проект 16-32-00381.

Список публикаций:

[1] Звездин А.К., Звездин К.А., Хвальковский А.В., УФН, 178, 4 (2008).
[2] N. Locatelli et al, Appl. Phys. Lett. 98, 062501 (2013).

Динамика спин-орбитального экситона вSr_2IrO_4 с учетом хундовского взаимодействия

Дикушина Елена Александровна
Аввакумов Илья Леонидович
Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина
Аввакумов Илья Леонидович
eadikushina@gmail.com

В данной работе исследуется Sr_2IrO_4 – недавно синтезированное в лаборатории соединение. Оно относится к оксидам переходных $5d$ металлов, но в отличие от других соединений этой группы является моттовским диэлектриком. Вещество обладает слоистой структурой перовскита и может быть представлено как квазидвумерный гайзенберговский антиферромагнетик с псевдоспином 1/2, где за псевдоспин принимается полный момент иона Ir. Соединение привлекло внимание исследователей как возможный высокотемпературный сверхпроводник из-за сходств с купратами [1, 2].

В экспериментальных спектрах Sr_2IrO_4 наблюдается беззарядовая квазичастица – спин-орбитальный экситон. Распространение спин-орбитального экситона в системе без учета правила Хунда затухает из-за нарушения локального магнитного порядка [2, 3]. Тем не менее, в системе с переносом заряда вклад хундовского взаимодействия в электронной структуре иона сравним со спин-орбитальным и не может быть опущен. Благодаря хундовскому взаимодействию появляется новый тип переноса, который делает возможным перенос экситона в Sr_2IrO_4 без нарушения магнитного порядка ионов окружения.

Эффективный гамильтониан, выведенный из гамильтониана Хаббарда для двухузельной системы, в которой на одном из узлов есть возбуждение, предполагает наряду с обычным переносом перенос экситона с изменением спинового состояния. Такой перенос возможен только при учете хундовского взаимодействия. Он приводит к возможности появления состояний, при которых магнитная система не искажается и перенос возбуждения становится выгодным. Такие состояния соответствуют незатухающему экситону [4].

Целью работы является рассмотрение совместного действия переносов обоих типов – с изменением спинового состояния ионов и без изменения – и изучение их вкладов в распространение спин-орбитального возбуждения в Sr_2IrO_4.

Для исследования используется компьютерное моделирование, в основе которого лежит метод высокотемпературного разложения Stochastic Series Expansion [5] с изменениями, необходимыми для учета хундовского взаимодействия.

Результаты моделирования для одномерных и двумерных систем подтверждают, что перенос возбуждения с изменением спиновых состояний в Sr_2IrO_4 возможен и что вклад такого переноса может оказывать существенное влияние на динамику экситонного состояния.

Список публикаций:

[1] Kim B. J., Jin H., Moon S. J. et al. // Phys.Rev.Lett. 2008. 101 076402
[2] Kim J., Daghofer M., Said A. H. et al. // Nature Communications. 2014. 5 4453
[3] Kim J., Casa D., Upton M. H., Gog T. et al. // Phys. Rev. Lett. 2012. 108 177003
[4] Аввакумов И. Л., Дикушина Е. А // Материалы IX Международной школы-конференции для студентов, аспирантов и молодых ученых Фундаментальная математика и ее приложения в естествознании. Уфа: РИЦ БашГУ. 2016. С. 69
[5] Sandvik A. W., Kurkijärvi J. // Phys.Rev.B. 1991. T. 43 5950

Методика построения фазового портрета при бифуркации удвоения периода тора

Зелёнкина Наталья Валерьевна

Пермский государственный гуманитарно-педагогический университет

Брацун Дмитрий Анатольевич д.ф.-м.н.

nata.zelenkina.95@mail.ru

Целью настоящей работы является исследование динамической системы с квазипериодическим поведением методами численного анализа при изменении управляющих параметров. Внимание работы сфокусировано на таком редком бифуркационном явлении, как сценарий удвоения периода тора. Исследование проведено численно.

Для решения поставленной цели рассмотрена модель генератора Анищенко-Астахова:

$$\begin{aligned} \dot{x} &= mx + y - x\varphi - dx^3, \\ \dot{y} &= -x, \\ \dot{z} &= \varphi, \\ \dot{\varphi} &= -\gamma\varphi + \gamma\Phi(x) - gz. \end{aligned} \tag{1}$$

Здесь m – параметр возбуждения, d – параметр нелинейной диссипации, γ – параметр затухания и g – параметр инерционности фильтра, функция $\Phi(x)$ задавалась в виде I(x)x2.

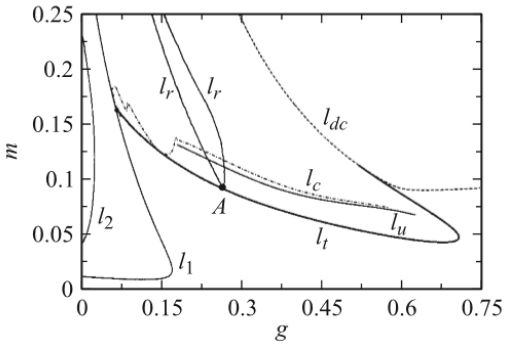


рис. 1. Бифуркационная диаграмма режимов генератора (γ= 0.2, d = 0.001), $l_{1,2}$ – линии бифуркаций удвоения периода цикла, l_t – линия рождения тора, l_u – линия разрушения тора, l_c – линия разрушения хаотического аттрактора, l_r– линии, ограничивающие область резонанса на торе 1:4, l_{dc} – линии кратных циклов, A – точка коразмерности 2, отвечающая условию ϕ = 1:4

В области между линиями l_t и l_u наблюдаются бифуркации удвоения двумерного тора (рис. 1). Зафиксировав значения параметров g = 0.5, d = 0.001 и γ = 0.2 рассмотрена эволюция режима тора в области значений параметра m между указанными линиями.

На рис. 2 видно, что при прохождении точек бифуркации тор начинает удваиваться.

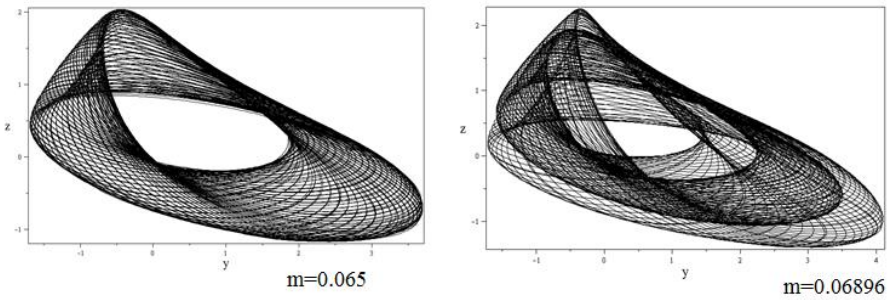


рис 2. Проекция аттракторов системы (4) на плоскость при изменении параметра m для значений d = 0.001, γ = 0.2, g = 0.5

При увеличении параметра m наблюдается сложный переход режима поведения. Особенность таких колебаний – их неустойчивость, что приводит к чувствительной зависимости динамики системы от малых возмущений. Здесь интерес вызывает не высокая частота, а модуляции, которые представляют динамику тора *(рис. 3)*.

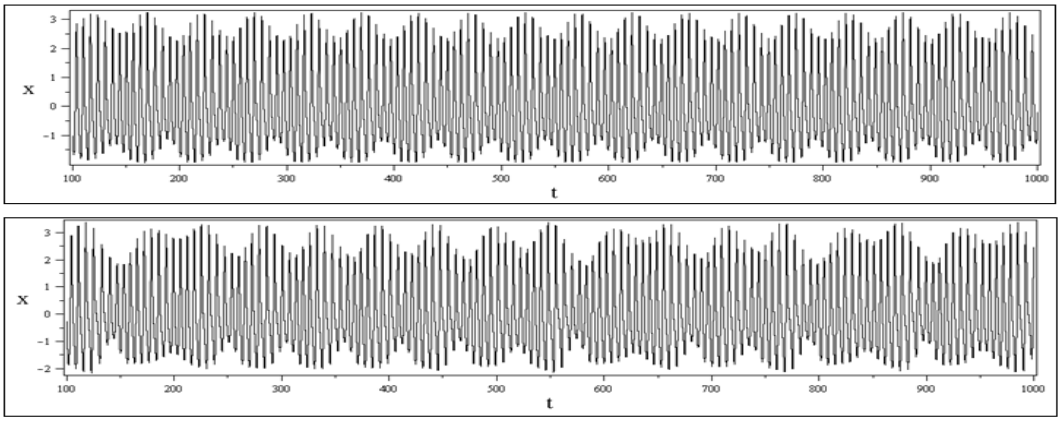


рис. 3. Развертка по времени координаты x

По результатам работы можно сделать вывод о том, что восприятие объектов топологически (по их форме) позволяет легче наблюдать перестройки в фазовом пространстве с изменением управляющего параметра. Также можно отметить, что использование компьютерных методов для исследования поведения системы, которые слишком сложны для аналитического исследования, имеют большое значение.

Влияние начального состояния на неравновесные критические характеристики магнитных систем

Лаврухин Иван Владимирович

Омский государственный университет им. Ф. М. Достоевского

Прудников В. В.

jovanni.omsu@gmail.com

В последние годы большой интерес исследователей был связан с изучением неравновесного поведения систем с медленной динамикой [1,2]. В данных системах предсказывались и были выявлены *эффекты старения,* характеризующиеся ростом времени релаксации системы при увеличении промежутка времени, прошедшего с момента приготовления образца до момента измерения его характеристик – времени ожидания («возраста» системы). В неравновесном режиме корреляционная функция и функция отклика характеризуются двухвременной зависимостью от времени наблюдения и времени ожидания, что приводит к нарушению флуктуационно-диссипативной теоремы (ФДТ). К системам с медленной динамикой относятся такие системы, как спиновые стекла, системы вблизи критической точки, испытывающие фазовый переход второго рода, а также мультислойные магнитные сверхструктуры типа Co/Cr [3]. Наше исследование посвящено изучению влияния начального состояния на эффекты старения и нарушения ФДТ в системах при их неравновесном критическом поведении с применением методов ренормгруппы и теоретико-полевого описания.

Для описания неравновесных свойств системы вводится корреляционная функция, характеризующая временные и пространственные корреляции значений параметра порядка $\varphi_i(t)$,

$$C_{i,j}(t,s) = \left\langle \varphi_i(t)\varphi_j(s)\right\rangle - \left\langle \varphi_i(t)\right\rangle\left\langle \varphi_j(s)\right\rangle, \tag{1}$$

и функция отклика, задающая реакцию поля параметра порядка на малое внешнее поле, включенное в момент времени ожидания s,

$$R_{i,j}(t,s) = \left.\frac{\delta\left\langle \varphi_i(t)\right\rangle}{\delta h_j(s)}\right|_{h=0}. \tag{2}$$

Связь этих двух функций определяется флуктуационно-диссипативной теоремой для систем на квазиравновесном этапе их динамики

$$R_{i,j}(t,s) = \frac{1}{T}\frac{\partial C_{i,j}(t,s)}{\partial s}, \tag{3}$$

или флуктуационно-диссипативным отношением (ФДО) на неравновесном этапе эволюции

$$X_{\boldsymbol{x}}(t,s)=\frac{T\,R_{\boldsymbol{x}}(t,s)}{\partial_s C_{\boldsymbol{x}}(t,s)}\,,\quad X_{\boldsymbol{q}}(t,s)=\frac{T\,R_{\boldsymbol{q}}(t,s)}{\partial_s C_{\boldsymbol{q}}(t,s)}\,. \tag{4}$$

Предельное значение флуктуационно-диссипативного отношения

$$X^{\infty}=\lim_{s,t\to\infty}X_{\boldsymbol{x}=0}(t,s)=\lim_{s,t\to\infty}X_{\boldsymbol{q}=0}(t,s) \tag{5}$$

становится новой универсальной характеристикой для систем в рамках соответствующих классов универсальности критического поведения.

Начальное состояние параметра порядка, например намагниченность для магнитных систем $\langle\varphi_0(x)\rangle=m_0$, можно учесть, усредняя в формулах (1) и (2) со статистическим весом $\exp(-H_0[\varphi_0])$, где

$$H_0[\varphi_0]=\int d^3x\,\frac{\tau_0}{2}[\varphi_0(x)-m_0]^2\,. \tag{6}$$

При этом, для описания системы удобно ввести новую полевую переменную

$$\psi(x,t)=\varphi(x,t)-m(t)\,, \tag{7}$$

которая характеризует локальное отклонение параметра порядка от его среднего значения в системе. Затравочные корреляторы, в таком случае, будут зависеть от приведенной намагниченности

$$R_q^0(t,s)=\theta(t-s)\frac{s}{t}\exp\left\{-q^2(t-s)-\int_s^t dt'\,m^2(t')\right\}, \tag{8}$$

$$C_q^0(t,s)=2\int_0^{\infty}dt'\,R_q^0(t,t')\,R_q^0(t',s)\,, \tag{9}$$

Поправки к среднеполевому значению ФДО, полученному на основе затравочных корреляторов, будут отражать влияние флуктуаций параметра порядка и их сильного взаимодействия, которые могут быть вычислены методами ренормгруппы, примененными к рядам теории возмущений по константе взаимодействия флуктуаций g_0

табл. 1. Сопоставление значений ФДО, рассчитанных при d=3 с результатами, полученными методами ε-разложения и Монте-Карло (МК) для высокотемпературного (ВТС) и низкотемпературного (НТС) начальных состояний. Значения, полученные в данной работе, выделены жирным.

Система / начальное состояние	d=3	ε-разложение	МК
Чистая модель Изинга, ВТС	**0.416(29)**	0.429(6) [4]	0.380(13) [7,8]; 0.390(12) [9]
Разбавленная модель Изинга, ВТС	**0.446(59)**	0.416 [5]	0.413(11) [7,8] 0.415(18) [9]
Чистая XY модель, ВТС	**0.400(27)**	0.416(8) [4]	0.43(4) [11]
Чистая модель Гейзенберга, ВТС	**0.386(23)**	0.405(10) [4]	–
Чистая модель Изинга, НТС	**0.8**	0.78 [6]	0.77(6) [8], 0.784(5) [10]
Разбавленная модель Изинга, НТС	...	–	0 [10]

В работе выделены классы универсальности неравновесного критического поведения, характеризующиеся различными начальными значениями параметра порядка и влиянием замороженных дефектов структуры. Проведен анализ влияния флуктуаций параметра порядка и их сильного взаимодействия. Проведены расчеты значений ФДО в рамках ренормгруппового подхода с фиксированной пространственной размерностью системы *d*=3, а также осуществлено сопоставление результатов расчета (Табл. 1) с результатами, полученными ранее другими методами [4-11].

Список публикаций:

[1] Henkel M., Pleimling M. Non-Equilibrium Phase Transitions. Springer Series in Theoretical and Mathematical Physics Vol.2 (Springer, Heidelberg, 2010)
[2] Afzal N., Pleimling M. // Phys. Rev. E, 2013, V. 87, P. 012114
[3] Mukherjee T., Pleimling M., Binek Ch. // Phys. Rev. B, 2010, V.82, 134425
[4] Calabrese P., Gambassi A. // Phys. Rev. E, 2002, V. 66, 066101
[5] Calabrese P., Gambassi A. // Phys. Rev., 2002, V. 66, 212407
[6] Calabrese P., Gambassi A., Krzakala F. // J. Stat. Mech., 2006, V. 0606, P. 06016
[7] Прудников В.В., Прудников П.В., Поспелов Е.А. // Письма в ЖЭТФ, 2013, Том 98, Вып. 10, с. 693-699
[8] Prudnikov P.V., Prudnikov V.V., Pospelov E.A. // Prog. Theor. Exp. Phys., 2015, 053A01, P. 1-20.
[9] Прудников В.В., Прудников П.В., Поспелов Е.А. // ЖЭТФ, 2014, Том 145, Вып. 3, с. 462-471
[10] Прудников В.В., Прудников П.В., Поспелов Е.А., Маляренко П.Н. // Письма в ЖЭТФ, 2015, Том 102, Вып. 3, с. 192-201
[11] Abriet S., Karevski D. // Eur. Phys. J., 2004, V. 41, P. 79-85

Квазиклассическое описание излучения электрона в графене

Лазаренко Георгий Юрьевич
Томский государственный университет
Казинский Пётр Олегович
lazarenko.georgijj@icloud.com

Графен является базой для построения теории графита и других аллотропов углерода. По мимо этого, данный материал имеет собственный интерес как с чисто теоретической точки зрения за счёт линейного закона дисперсии у электронов, так и практический- за счёт рекордной подвижности заряда среди существующих материалов, что делает его возможной заменой кремнию в наноэлектроники. Целью данной работы является описание динамики и излучения электрона в графене в присутствии постоянного электромагнитного поля.

Хотя по тематике данного материала имеется масса публикаций, где его изучают с точки зрения квантовой механики или же квантовой электродинамики. Но данный подход является уникальным и имеет ряд преимуществ: относительная простота расчётов, возможность получить явные выражения для координат и импульсов частицы, а так же получение полного излучения (2) вместо однофотонного излучения.

Была построена модель описывающая классическую частицу с линейным законом дисперсии (1).

$$S[x^\mu(\tau), p_\mu(\tau), \lambda(\tau), A_\mu(x)] = \int d\tau \left[(p_\mu + eA_\mu)\dot{x}^\mu - \frac{\lambda}{2} p_\mu p_\upsilon \tilde{\eta}^{\mu\nu}\right] - \frac{1}{16\pi}\int d^4x\, F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \qquad (1)$$

В рамках данной модели получены явные выражения для координат и импульсов в двух калибровках и рассчитано спектрально-угловое распределение излучения электрона под действием электромагнитных полей (2).

$$d\mathcal{E}(\boldsymbol{k}) = -e^2 j_\mu^*(k)\, j^\mu(k)\ , j_\mu(k) = \int_{\tau_1}^{\tau_2} d\tau \dot{x}_\mu\, e^{-ik_\sigma x^\sigma(\tau)} - \frac{i\dot{x}_\mu}{k_\sigma \dot{x}^\sigma} e^{-ik_\sigma x^\sigma(\tau)}\Big|_{\tau_1}^{\tau_2} \qquad (2)$$

Вывод: данный квазиклассический подход действительно позволяет получить явные аналитические выражения для координат и импульсов частицы, а так же спектрально-угловое распределение. Дальнейший интерес представляет рассмотрение динамики и излучения электрона в графене под действием более сложных по своему виду полей, в частности под действием монохроматической волны. А так же решение в рамках данной модели уравнения Дирака или же уравнения Ландау-Лифшица учитывающих реакцию излучения.

Переход Березинского-Костерлица-Таулеса в двумерных спиновых системах с взаимодействием Дзялошинского-Мория

Носов Павел Алексеевич
Уральский федеральный университет
Овчинников Александр Сергеевич, д.ф.-м.н.
pavel.nosov@urfu.ru

Топологические фазовые переходы в двумерных системах впервые были исследованы в работах Березинского[1], Костерлица и Таулеса[2]. В настоящее время они находят широкое применение в различных областях физики конденсированного состояния, включая гидродинамику, сверхпроводимость и магнитные системы[3]. Общий сценарий перехода Березинского - Костерлица – Таулеса (БКТ) основан на том, что при некоторой температуре топологические дефекты (вихри и антивихри) начинают образовывать связные состояния. Это приводит к изменению макроскопических свойств системы, например, влияет на вольт-амперную характеристику полупроводников[3].

На данный момент открытым является вопрос о реализации БКТ сценария в магнитных кристаллах, принадлежащих к киральным пространственным группам с отсутствием центра инверсии, например MnSi, $CrNb_3S_6$ и др.[4] Данные материалы привлекают повышенное внимание из-за разнообразия наблюдаемых нетривиальных магнитных фаз, из которых наибольший интерес представляют скирмионная фаза и фаза солитонной решетки. Считается, что антисимметричное обменное взаимодействие Дзялошинского-Мория (ДМ) [5] играет ключевую роль в стабилизации этих пространственно-неоднородных структур.

Целью нашей работы было определение механизма реализации топологического БКТ перехода в двумерной спиновой системе с ДМ взаимодействием. Для этого нами была рассмотрена XY модель с внутриплоскостным ДМ взаимодействием, которая в рамках квазиклассического приближения описывается гамильтонианом Покровского-Талапова[6]. Критическое поведение в данной модели исследовалось при помощи двух методов: техники бозонизации (дуальность с моделью Тирринга[7]), дополненной формализмом функциональной ренорм-группы (fRG)[8]; и дуальным отображением на модель двумерного кулоновского газа[9].

В работе показано, что в терминах тирринговских фермионов взаимодействие ДМ приводит к добавлению фиктивной постоянной связности, а в модели кулоновского газа – к созданию эффективного электрического поля, действующего на магнитные вихри. С физической точки зрения это означает, что ДМ взаимодействие приводит к разрыву связных дипольных пар вихрь-антивихрь. Таким образом, происходит разрушение БКТ перехода в данной системе.

Список публикаций:

[1] V. Berezinskii, // Sov. Phys. JETP, 32, 493 (1971).
[2] J.M. Kosterlitz, D.J. Thouless, // Journal of Physics C: Solid State Physics, 6, 1181 (1973).
[3] J.V. Jose, // 40 years of Berezinskii-Kosterlitz-Thouless theory, World Scientific (2013)
[4] J. Kishine and A.S. Ovchinnikov, // Theory of monoaxial chiral helimagnet, Solid State Physics, vol 66, pp 1 – 130 (2015).
[5] I. Dzyaloshinskii, // Sov. Phys. JETP, 19, 960 (1964).
[6] V.L. Pokrovsky, A.L. Talapov, // Phys. Rev. Lett., 42, 65 (1979).
[7] S. Coleman, // Phys. Rev. D, 11, 2088 (1975).
[8] C. Wetterich, // Phys. Lett. B, 301, 90 (1993).
[9] N. Nagaosa, // Quantum Field Theory in Condensed Matter Physics, Springer (1999).

Исследование динамики пробной нуль-струны в гравитационном поле мультиструнной системы

Осокин Константин Сергеевич
Крымский федеральный университет им. В.И. Вернадского
Леляков Александр Петрович, к.ф.-м.н.
Oxygen93@ya.ru

Одно из направлений теории струн состоит в исследовании роли одномерно-протяженных объектов в космологии. Калибровочные Теории Великого Объединения предсказывают возможность образования в процессе фазовых переходов в ранней Вселенной одномерных топологических дефектов, получивших название космических струн [1]. В работе [2] было показано, что наличие таких объектов во Вселенной не противоречит наблюдаемому микроволновому реликтовому излучению. Также не исключается, что космические струны могли сохраниться до современной эпохи и могут быть наблюдаемыми.

Приближение нуль-струн – модель теории струн, согласно которой точки струны взаимодействуют лишь с окружающим их гравитационным полем, но не друг с другом [3]. Исследование движения пробной нуль-струны в гравитационном поле замкнутой нуль-струны постоянного и переменного радиуса показало наличие для пробной нуль-струны только «узкой» области, находясь в которой она может взаимодействовать с нуль-струной порождающей гравитационное поле, что говорит о возможности реализации «зернистой» структуры пространства, заполненного газом нуль-струн [4]-[6]. Наличие для каждой пробной нуль-струны попавшей в «зону взаимодействия» аномальных участков траектории, на которых пробная нуль-струна за очень короткий промежуток времени или ускоренно выталкивается на бесконечность или ускоренно притягивается из бесконечности, подтверждает, хотя и косвенно, гипотезу о возможной струнной природе механизма инфляции Вселенной.

В данной работе рассмотрено движение пробной нуль-струны в гравитационном поле мультиструнной системы, состоящей из $m \times n$ замкнутых нуль-струн, имеющих форму окружности неизменного радиуса и движущихся в одном направлении. Так же проведено моделирование фазовых траекторий движения пробной нуль-струны в поле мультиструнной системы, состоящей из 4 нуль-струн, находящихся на двух параллельных слоях по 2 нуль-струны на каждом.

Функции x^{α}, определяющие траектории движения замкнутых нуль-струн, образующих мультиструнную систему, которая движется вдоль отрицательного направления оси z, имеют вид:

$$t = \tau,\ \rho = R_i,\ \theta = \sigma,\ z = z_j^0 - \tau, \qquad (1)$$

где τ и σ параметры на мировой поверхности нуль-струны, $\tau \in (-\infty, +\infty)$, $\sigma \in [0, 2\pi]$, $R_i = const$, $i = 1...n$, $z_j^0 = const$, $j = 1...m$, причём $R_{i+1} > R_i$, и $z_{j+1}^0 > z_j^0$.

Квадратичная форма для решаемой задачи может быть представлена в виде [4]

$$dS^2 = e^{2\nu}(dt^2 - dz^2) - Ad\rho^2 - Bd\theta^2, \tag{2}$$

где A, B и ν – функции переменных $q = t + z$ и ρ. Движение пробной нуль-струны в поле такой мультиструнной системы описывает система уравнений

$$q_{,\tau\tau} + 2\nu_{,\tau} q_{,\tau} = 0, \tag{3}$$

$$\eta_{,\tau\tau} + 2\nu_{,\rho}\eta_{,\tau}\rho_{,\tau} + e^{-2\nu}\left(A_{,q}\left(\rho_{,\tau}\right)^2 + B_{,q}\left(\theta_{,\tau}\right)^2\right) = 0, \tag{4}$$

$$\rho_{,\tau\tau} + \frac{1}{A}\left\{e^{2\nu}\nu_{,\rho}q_{,\tau}\eta_{,\tau} + A_{,q}q_{,\tau}\rho_{,\tau} + \frac{1}{2}\left(A_{,\rho}(\rho_{,\tau})^2 - B_{,\rho}(\theta_{,\tau})^2\right)\right\} = 0, \tag{5}$$

$$\theta_{,\tau\tau} + \frac{B_{,\tau}}{B}\theta_{,\tau} = 0, \tag{6}$$

$$e^{2\nu}q_{,\tau}\eta_{,\tau} - A\left(\rho_{,\tau}\right)^2 - B\left(\theta_{,\tau}\right)^2 = 0, \tag{7}$$

$$\frac{1}{2}e^{2\nu}\left(q_{,\tau}\eta_{,\sigma} + \eta_{,\tau}q_{,\sigma}\right) - A\rho_{,\tau}\rho_{,\sigma} - B\theta_{,\tau}\theta_{,\sigma} = 0, \tag{8}$$

где $\eta = t - z$. Результат моделирования движения пробной нуль-струны представлен на рисунке 1.

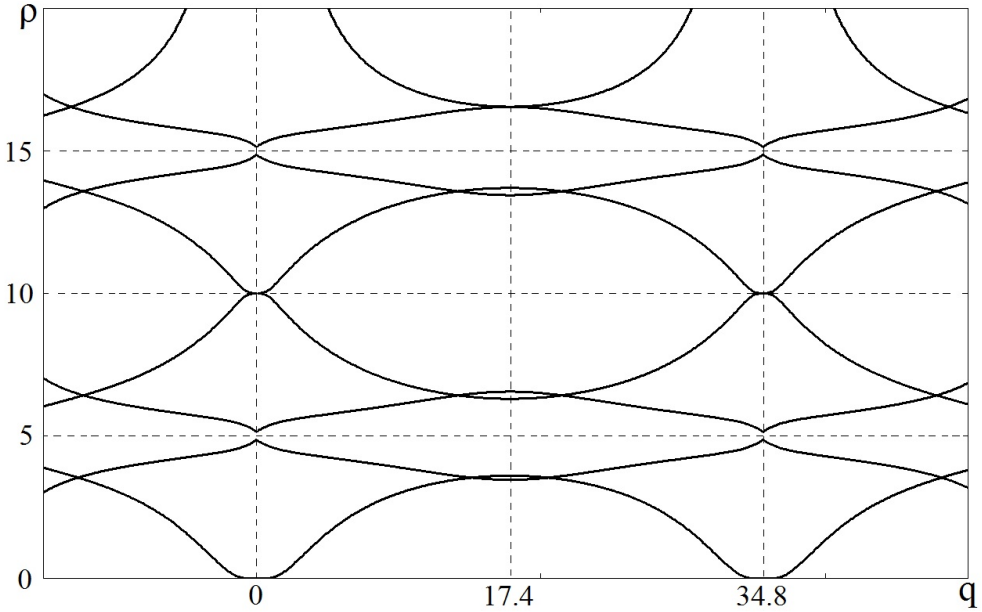


рис. 1. Возможные траектория движения пробной нуль-струны в поле мультиструнной системы с $n = m = 2$, $z_1^0 = 0$, $z_2^0 = 34{,}8$, $R_1 = 5$, $R_2 = 15$.

Из рисунка видно, что в момент прохождения пробной нуль-струны плоскости, в которой находятся струны, характер её движения изменяется. Такое поведение свойственно только для мультиструнных систем и не реализуется в поле уединённой нуль-струны.

Список публикаций:

[1] A.D. Linde, Particle Physics and Inflationary Cosmology, Princeton University Press, (1994).
[2] C.T. Hill, D.N. Schramm and J.N. Fry, Commun Nucl. Part. Phys. 19, 25 (1999).
[3] A. Shild, Phys. Rev. D 16, 1722 (1977).
[4] A.P. Lelyakov, Gravitation and Cosmology 21, No.3, 200 (2015).
[5] A.P. Lelyakov, Gravitation and Cosmology 21, No.4, 309 (2015).
[6] O.P. Lelyakov, A.S. Karpenko, R.-D.O. Babadzhan, Ukr. J. Phys. 59, 1114 (2014).

Воздействие разряда молнии на линию электропередачи в условиях многолетней мерзлоты

Попова Алёна Аркадьевна

Борисова Марфа Николаевна, Лонгинова Виктория Яновна

Северо-Восточный федеральный университет имени М. К. Аммосова

Григорьев Юрий Михайлович, д.ф.-м.н.

alyona-neka@mail.ru

При грозовой активности даже при отсутствии прямого попадания молнии на магистральных линиях передач возникают токи и напряжения. Такие токи и напряжения являются индуцированными (наведенными). Индуцированные напряжения состоят из двух компонент – электромагнитной и электростатической. Общепринятые методы приближенного расчета индуцированных перенапряжений в воздушных линиях основаны только на учете электромагнитного поля, излучаемого каналом молнии.

В данной работе представлена математическая модель электростатической компоненты индуцированных грозовых напряжений, называемой волной тока и напряжения (ВТН), в однопроводной линии в условиях многолетней мерзлоты. Математическая модель сводится к решению начально-краевых задач для обобщенной системы телеграфных уравнений. Наличие многолетней мерзлоты учитывается с помощью специальных начальных условий.

Для определения силы тока $i(x,t)$ и напряжения $u(x,t)$ в линии передачи при предположении о мгновенном характере разряда молнии получаем следующую начально-краевую задачу:

$$\begin{cases} u_x + Li_t + Ri = 0, \\ i_x + Cu_t + Gu = 0, \\ i(x,0) = 0, \\ u(x,0) = f(x), \\ i(-s,t) = -\dfrac{u(-s,t)}{R_g}, \\ i(s,t) = \dfrac{u(s,t)}{R_g}, \end{cases} \qquad -s < x < s\ , \qquad t > 0,$$

где *R, L, C, G* – погонные электрические параметры линии длиной 2*s*, заземленной в начале и в конце линии через сосредоточенное сопротивление R_g, которое берется равным волновому сопротивлению линии; грозовое облако моделируется точечным зарядом *Q*, расположенным на высоте *H* над линией; линия передачи расположена на высоте *d* над слоем многолетней мерзлоты толщиной *l*, под слоем мерзлоты находится проводящее полупространство; ось x направлена вдоль проводника, начало координат находится под облаком; ε_2 – диэлектрическая проницаемость многолетнемерзлых грунтов; $f(x)$ – потенциал точечного заряда *Q* в трехслойной среде, взятый со знаком минус, найденный методом электростатических изображений:

$$f(x) = \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon_1}\left(\frac{1}{\sqrt{x^2+(-H+d)^2}} - \beta^2\sum_{k=0}^{\infty}\frac{(-1)^k\beta^{2k}}{\sqrt{x^2+(H+d+2lk)^2}} - \sum_{k=0}^{\infty}\frac{(-1)^k\beta^{2k}}{\sqrt{x^2+(H+d+2l+2lk)^2}}\right),$$ где:

$$\beta^2 = \frac{\varepsilon_2-\varepsilon_1}{\varepsilon_2+\varepsilon_1} < 1.$$

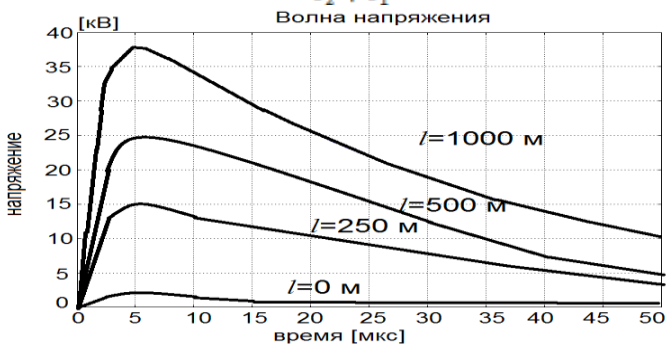


рис. 1 График волны напряжения в точке x=s при разных толщинах многолетней мерзлоты l (от 0 – 1000 м); мерзлый грунт - песок мелкозернистый с влажностью $W_c = 9\%$, *температура t= -20°C, диэлектрическая проницаемость* $\varepsilon_2 = 3$.

Численными расчетами оценены величины ВТН в линии передачи для различных параметров мерзлых пород. С увеличением толщины многолетней мерзлоты величины ВТН растут, с увеличением диэлектрической проницаемости мерзлоты параметры ВТН уменьшаются. Результаты вычислительной реализации моделей показывают, что в условиях многолетней мерзлоты величины электростатической компоненты наведенных перенапряжений сравнимы с электромагнитной компонентой. Для примера приведены графики волны напряжения при разных толщин многолетней мерзлоты l, показывающие, что с ростом толщины многолетней мерзлоты напряжение увеличивается до 40 кВ (рис. 1).

Магнитоакустический резонанс в солитонной фазе моноаксиального хирального гелимагнетика

Терещенко Алексей Анатольевич

Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина

Овчинников Александр Сергеевич, д.ф.-м.н.

tenxor@mail.ru

В данной работе исследуется магнитоакустический резонанс в солитонной фазе моноаксиального хирального гелимагнетика. Возможное решение подобной задачи рассматривалось для вынужденного ферромагнитного состояния в работе [1] и конической фазы в работе [2].

Данная фаза возникает при приложении перпендикулярно оси симметрии гелимагнетика внешнего магнитного поля меньше критического. Вдоль этой же оси предполагается распространение акустической волны. В результате взаимодействия упругой и магнитной подсистемы при помощи магнитострикции возникают магнитоупругие волны. Для описания распространения магнитоупругих волн используется феноменологическая модель магнитоупругого взаимодействия. Её использование оправдано тем, что исследуется непосредственно резонанс. В рассматриваемую энергию магнитоупругой системы включен однородный обмен, обмен Дзялошинского, магнитоупругое взаимодействие, упругое взаимодействие и взаимодействие Зеемана. Для получения уравнений движения магнитной и упругой подсистем, соответственно, используются уравнения Ландау-Лифшица и уравнения теории упругости. Далее из уравнений движения получаются дисперсионные соотношения для магнитоупругих волн.

В результате работы были получены линеаризованные уравнения движения, описывающие распространение магнитоупругих волн в солитонной фазе моноаксиального хирального гелимагнетика. Анализ дисперсионных соотношений показал, в следствии несоизмеримости подсистем, возможно явление мультирезонанса, вызванного геометрическим условием соизмеримости волнового вектора упругих волн и характерного волнового вектора солитонной решетки.

Список публикаций:

[1] Carmine Vittoria «Ferrimagnetic resonance and magnetoelastic excitations in magnetoelectric hexaferrites» PHYSICAL REVIEW B 92, 064407(2015).

[2] Journal of Magnetism and Magnetic Materials 118 (1993) 169-174 North-Holland; Coupled magnetoelastic and electromagnetic waves in uniaxial crystals having spiral magnetic structure; V.D. Buchel'nikov, I.V. Bychkov and V.G. Shavrov.

Исследование неравновесного критического поведения сложных спиновых систем

Шляхтич Мария Александровна

Прудников Павел Владимирович

Сибирский федеральный университет,

Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского

Прудников Павел Владимирович, д.ф.-м.н.

mmed@mail.ru

Особенности поведения макроскопических систем в окрестности температуры фазового перехода второго рода определяются сильным взаимодействием долгоживущих флуктуаций параметра порядка. Так, слабое возмущение в окрестности критической точки может вызывать аномально сильный отклик и приводить к новым физическим эффектам. В этом плане, наиболее неожиданные явления возникают при рассмотрении влияния различных неравновесных начальных условий на аномально медленную релаксацию системы в критической области.

В [1] было показано, что если начальное состояние ферромагнитной системы характеризуется достаточно высокой степенью хаотизации спиновых переменных со значением относительной намагниченности m0<<1, то в критической точке процесс релаксации системы из данного начального неравновесного состояния на макроскопически малых временах будет характеризоваться не уменьшением, а увеличением намагниченности со временем по степенному закону с показателем, характеризуемым новым независимым динамическим критическим индексом θ′: m(t) ~ t θ′, который принимает положительные значения. При этом, с увеличением времени коротковременная динамика параметра порядка при $t >> t_{cr} \sim m_0^{-1/(\theta'+\beta/\nu z)}$ сменяется на привычную долговременную динамику уменьшения параметра порядка со временем по степенному закону m(t) ~ t−β/zν с показателем, определяемым статическими критическими индексами β и ν и динамическим критическим индексом z.

В данной работе ставилась задача исследовать неравновесное критическое поведение неупорядоченной системы с 3-компонентным параметром порядка с учетом эффектов влияния дальнодействующей корреляцией

дефектов. Была исследована коротковременная критическая динамика с не сохраняющимся параметром порядка в трехмерных Гейзенберовских магнетиках с дальнодействующей корреляцией дефектов со спиной концентрацией p = 0.80. Критическое поведение трехмерной неупорядоченной ферромагнитной модели Гейзенберга описывается гамильтонианом:

$$H = -J\sum_{i,j}^{N} p_i p_j \vec{S}_i(t)\vec{S}_j(t) \qquad (1)$$

где $\vec{S}_i = \left(S_i^x, S_i^y, S_i^z\right)$ - это трехмерный единичный вектор в узле *i*, *J*>0 характеризует обменное взаимодействие ближайших спинов, носящее ферромагнитный характер, pi - случайные переменные, характеризующие замороженный структурный беспорядок в системе. Полагается, что дальнодействующие эффекты корреляции между точечными дефектами реализуются в виде случайно ориентированных линий с корреляционными характеристиками, спадающими по степенному закону с показателем a = 2 [2].

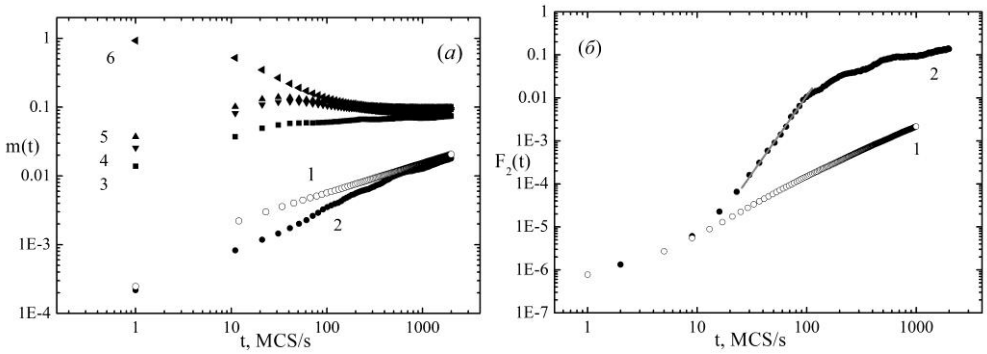


рис.1. Временные зависимости намагниченности m(t)(a) для различных начальных состояний m_0=0.0001 (1,2); 0.01 (3); 0.02(4); 0.03(5); 1(6) и кумулянта F2(t)(б). Моделирование проводилось с помощью кластерного алгоритма Вольфа (2-6) и алгоритма Метрополиса (1).

При найденной критической температуре Tc(p=0.8)=1.197(2) J/kБ [3] было осуществлено численное исследование неравновесной критической динамики в коротковременном режиме для трехмерной слабо неупорядоченной модели Гейзенберга с линейными дефектами с использованием алгоритма Метрополиса и кластерного алгоритма Вольфа. Были исследованы временные зависимости намагниченности m(t) при моделировании из различных начальных состояний m0 = 1; 0.03; 0.02; 0.01; 0.0001 (рис. 1а), кумулянт F2(t,L)=m(2)m0=0/(m(t,L))2m0=1 ~ td/z (рис. 1б), U2(t) = m(2)/m2-1~td/z, второй момент намагниченности m(2)(t)~tc2 и автокорреляционная функция C(t)~ t -ca, где c2=(d-2β/ν)/z, ca=d/z-θ’, где d=3 размерность системы. Были получены следующие значения критических индексов β/ν=0.510(78), z=2.257(61), θ′=0.453(26) при моделировании алгоритмом Метрополиса и β/ν=0.565(10), z=0.861(9), θ′=0.547(25) при моделировании кластерным алгоритмом Вольфа. На рис. 1а наглядно представлена смена коротковременной динамики параметра порядка на временах до 100 MCS/s на привычную долговременную динамику уменьшения параметра порядка со временем по степенному закону m(t) ~ t−β/zν при моделировании из начальных состояний с m0=0.03; 0.02; 0.01 с использованием кластерного алгоритма Вольфа. Однако при тех же начальных условиях при моделировании алгоритмом Метрополиса данная смена происходит на временах порядка 10 000 MCS/s .

Традиционное моделирование критического поведения системы взаимодействующих частиц методом Монте-Карло наталкивается на трудности, связанные в основном с явлением критического замедления, характеризующимся тем, что время релаксации системы, как и время корреляции состояний, неограниченно растет по мере приближения к критической температуре и степенной характер их асимптотической зависимости от приведенной температуры определяется критическим индексом z: $\tau_{corr,rel} \sim |T_c - T|^{-z\nu}$. Для уменьшения эффектов влияния критического замедления применяют кластерные алгоритмы Вольфа или Сведсена-Ванга. Полученные значения показателя z демонстрируют уменьшение влияния критического замедления.

Проведенные исследования были поддержаны грантом РФФИ №16-32-00581 мол_а, грантом Президента РФ №МД-6024.2016.2, проектом Министерства образования и науки РФ №1627, в рамках государственного задания ВУЗам в части проведения научно-исследовательских работ на 2014-2016 гг. Для проведения расчетов были использованы ресурсы суперкомпьютерного комплекса МГУ им. М.В. Ломоносова и межведомственного суперкомпьютерного центра РАН.

Список публикаций:

[1] Janssen H.K., Schaub B., and Schmittmann B. // Z. Phys. B. 1989. V. 73. P. 539.
[2] Weinrib A., Halperin B.I. // Phys. Rev. B. 1983. V. 27. P. 413.
[3] Prudnikov P.V., Medvedeva M.A. // PTP. 2012. V. 127. N. 3. P. 369.