УДК 530.12: 541.532.78

Ферромагнетизм в графеновых и фуллереновых наноструктурах. Теория, моделирование, эксперимент

Д. Д. Грачёв *, **Ю. П. Рыбаков** †, **Л. А. Севастьянов** ‡, **Е. Ф. Шека** §

* *Российская ассоциация производителей телевизионной техники*

† *Кафедра теоретической физики*

† *Кафедра систем телекоммуникаций*

§ *Кафедра общей физики*

Российский университет дружбы народов

ул. Миклухо-Маклая, д.6, Москва, 117198, Россия

Работа посвящена построению квантовополевой модели, позволяющей, в частности, описывать ферромагнитные свойства в графеновых структурах адекватно имеющимся физическим и численным результатам.

Предлагается модель, описывающая такие свойства графеновых моноатомных слоёв, образующих двумерные поверхности, которые связаны с наличием нетривиальной функции распределения спиновой плотности, образованной в результате спонтанного нарушения спиновой симметрии валентных электронов атомов углерода на указанных поверхностях.

В рамках предлагаемой модели указываются возможные точные решения для функции спиновой плотности, объясняющие, в частности, экспериментально наблюдаемые ферромагнитные свойства графеновых плёнок.

Делаются количественные оценки толщины доменной стенки, разделяющей области с разнонаправленной намагниченностью, позволяющие экспериментально проверить предлагаемую теоретическую модель.

Ключевые слова: ферромагнетизм графеновых плёнок, квантовополевое описание, спиноны, доменная структура, спинтроника.

1. Введение

Сегодня одним из главных направлений теоретических и экспериментальных работ в области современных нанотехнологий бесспорно является исследование свойств таких аллотропических модификаций углерода, как фуллерены и графены, материалы, которые являются очевидными потенциальными кандидатами на формирование на их основе перспективной элементной базы для будущей наноэлектроники и спинтроники, обеспечивающих выигрыш на порядки в области быстродействия, размеров и энергопотребления устройств для хранения, передачи и обработки информации. Здесь в настоящее время достигнуты определённые успехи, причём следует отметить, что целый ряд весьма необычных для углеродных структур свойств графенов и фуллеренов, которые наблюдаются экспериментально, ещё не нашли своего адекватного теоретического описания. В частности, наблюдавшиеся экспериментально разными исследователями [1–6] ферромагнитные свойства графеновых структур, по их собственному признанию, требуют надлежащего обоснования и построения соответствующей теоретической модели. Это же касается и целого ряда эффектов, связанных с квантовым эффектом Холла в графенах [7] и ряда других [8–10].

В ходе работы семинара по нанотехнологиям РУДН был выработан ряд направлений исследования обсуждаемых проблем. Были предложены, частью численно промоделированы и исследованы некоторые из обсуждаемых задач. В частности, были предложены теоретические и численные модели, позволяющие описывать такие необычные для углерода свойства, как ферромагнетизм.

Статья поступила в редакцию 1 декабря 2009 г.

2. Общая постановка задачи

Напомним, что графены, углеродные нанотрубки, фуллерены (и возможно и иные наноуглеродные структуры) образованы моноатомными слоями атомов углерода, образующими гексагональные (в случае графенов) двумерные решётки, включающими также и пентагональные, и септагональные (в фуллеренах и нанотрубках) элементы. Эти слои могут, вообще говоря, образовывать некоторые двумерные поверхности различной формы и топологии (в дальнейшем для краткости «графеновые структуры»). Каждый атом углерода в решётке имеет трёх связанных с ним «соседей», а четвёртый валентный электрон углерода «обобществлён». При этом в силу исходной симметрии задачи спины этих электронов скомпенсированы, и результирующая плотность спинов валентных электронов на рассматриваемой двумерной решётке равна нулю. В такой конфигурации задачи, очевидно, ферромагнитные свойства структуры должны отсутствовать.

Однако экспериментально установлено [1–6], что в графеновых системах ферромагнитный эффект присутствует вплоть до комнатных температур и выше, петля гистерезиса отчётливо выражена, а температура Кюри превосходит 500 K. Это говорит о том, что образцы графеновых плёнок могут иметь собственную намагниченность, обусловленную наличием, вообще говоря, отличной от нуля спиновой плотности валентных электронов, неким образом распределённой на двумерной углеродной решётке.

Указанные ферромагнитные свойства, как правило, описываются двумя различными механизмами [1–10]. Один из них связывает наличие спиновой асимметрии с примесями других элементов (или соединений) в графене, а второй объясняет указанную асимметрию дефектами самой углеродной структуры, носящими некий квазирегулярный характер. В частности, во второй схеме в качестве источников таковых квазирегулярных дефектов предлагается рассматривать края графеновых полосок, которые, как известно, могут формироваться по двум типам: типа «зигзаг» и типа «кресло». Эти типы, вообще говоря, могут вносить асимметрию в спиновую плотность на краях графеновых структур (но не вдали от краёв).

Однако проведённые оценки [1–10] показывают, что наблюдаемый ферромагнитный эффект существенно превосходит вклад как от возможных примесных спиновых состояний, так и от квазирегулярных дефектов самой углеродной структуры. Совершенно явно присутствует собственная намагниченность в образце графеновой плёнки. При этом, как показали вышеупомянутые эксперименты, собственная намагниченность в направлении, ортогональном поверхности плёнки, на порядок превышает намагниченность вдоль поверхности [1]. И это представляется чрезвычайно важным.

С другой стороны, работы, проведённые группой исследователей под руководством Е.Ф. Шека и доложенные на семинаре по нанотехнологиям РУДН, показали, что спиновая асимметрия на графеновых поверхностях может иметь место как результат спин-орбитальных и спин-спиновых взаимодействий валентных электронов углерода в соответствующих двумерных структурах [11–14]. Этот вывод был получен в результате численного моделирования с использованием модифицированной специальным образом модели Хартри–Фока.

Вышеуказанные обстоятельства явились стимулом к построению теоретической модели, позволяющей, в частности, описывать ферромагнитные (но не только) свойства в графеновых структурах адекватно имеющимся физическим и численным результатам. Предлагается модель, описывающая моноатомные слои в графенах, в которой вводится функция распределения спина валентных углеродных электронов. В рамках предлагаемой модели осуществим переход от дискретной двумерной решётки к непрерывной двумерной поверхности, натянутой на эту решётку. Указанная двумерная поверхность и будет конфигурационным пространством модели произвольной топологии.

3. Квантовополевая модель ферромагнетизма графенов

Рассмотрим функцию распределения спиновой плотности валентных электронов атомов углерода в графеновых структурах, как некоторую функцию поля $S(s)$, где s — точка на двумерной поверхности, проходящей через узлы графеновой решётки. Квантовополевой подход применялся для описания свойств фуллеренов [9,15]. В частности в [15] авторы для нахождения волновых функций валентных электронов в икосаэдральном фуллерене использовали решения уравнения типа Дирака на сфере. В нашем случае будем искать решения для функции спиновой плотности. Однако для этого необходимо прежде всего указать уравнение, которому эта функция удовлетворяет, а также соответствующие граничные условия.

Обратим внимание на то важное обстоятельство, что значения функции поля S в физическом трёхмерном пространстве принимают значения $(-1, 0, +1)$, однако проекция спина S на конфигурационное пространство модели в каждой точке в любой момент времени равна нулю, иначе говоря, функция S является трёхмерным вектором в физическом пространстве и скаляром в двумерном конфигурационном пространстве, область значений которого есть $(-1, 0, +1)$. В рассматриваемой модели допустима тривиальная симметричная полевая конфигурация спиновой плотности, спонтанно нарушаемая до некоторой физически наблюдаемой. Можно показать, что в рамках предложенной двумерной полевой модели имеет место аналог известной в квантовой теории поля теоремы Голдстоуна, согласно которой каждому нарушенному генератору исходной симметрии полевой системы должен соответствовать безмассовый скалярный незаряженный бозон, который в нашем случае уместно назвать спиноном.

Таким образом, видим, что спонтанное нарушение спиновой симметрии в рамках предложенной нерелятивистской модели неизбежно приводит к наличию на графеновых поверхностях квазичастиц — спинонов, являющихся векторными бозонами (спина 1) в 3-мерном физическом пространстве и скалярными «псевдоголдстоуновскими» бозонами в двумерном конфигурационном пространстве модели, поскольку проекция спина квазичастицы на конфигурационное пространство модели всегда равна нулю. Ключевым свойством спинонов является их базонная природа, хотя они и порождаются движением электронов. Это, конечно, не экзотика, так как такого рода бозонные квазичастицы «из фермионов» хорошо известны, например, экситоны в физике полупроводников и пр. Поэтому, в частности, для статистического ансамбля спинонов при некоторой температуре должна иметь место бозе-эйнштейновская конденсация бозонов, приводящая к образованию на графеновой поверхности спиноновых «капель», т.е. областей с одинаковой ориентацией спина квазичастиц. При этом в отсутствии внешнего воздействия (магнитного поля) ориентация капли должна сохраняться во времени, а разные капли могут иметь разную ориентацию. Таким образом, соприкасающиеся капли должны формировать соответствующую доменную структуру, типичную для ферромагнетика. Следовательно, при температуре ниже температуры бозе-эйнштейновской конденсации графеновые плёнки должны обладать ферромагнитными свойствами, исчезающими при повышении температуры выше некоторого порога.

Существенно то, что наличие коллективных магнитных взаимодействий спинонов, обусловленных влиянием суммарного магнитного поля, создаваемого всеми спинонами, на каждый спинон в отдельности, приводит к нелинейности соответствующих уравнений поля и, как следствие, возможности существования на графеновых поверхностях солитонных конфигураций, очевидно зависящих от формы и топологии поверхности и различающихся топологическими инвариантами. Кроме того, наличие коллективных взаимодействий в ансамбле спинонов должно приводить к появлению у спинона эффективной массы, что также должно повлиять на наблюдаемые физические следствия, хотя в силу малости спин-спиновых взаимодействий вряд ли можно ожидать больших значений этой массы. Исходя из вышесказанного видно, что искомые уравнения для скалярного поля, заданного на некоторой двумерной поверхности, должны быть нелинейными и определёнными на этой поверхности произвольной формы и топологии. Форма и топология в данном случае определяют граничные условия для функции поля. Указанная функция определяет условия существования, конфигурацию и динамику квазичастиц этого поля на заданной двумерной поверхности.

Указанными свойствами обладают известные в квантовой теории уравнения, описывающие в том числе безмассовые нелинейные скалярные возбуждения [15–19]. Таким образом, для описания спиноновых возбуждений на графеновых поверхностях мы используем один из вариантов нелинейной полевой модели, что позволяет вычислить собственные решения, эффективные массы, топологические инварианты, энергетические спектры, динамику различных нелинейных спинонных конфигураций, а также релаксационные свойства, температуру Кюри и другие характеристики статистического ансамбля спинонов.

В качестве возможного варианта рассмотрим модель нелинейного однокомпонентного скалярного поля φ на двумерной поверхности с поверхностной плотностью лагранжиана:

$$\begin{gathered} L\{\varphi\} = \frac{1}{2}(\partial_\nu\varphi \cdot \partial^\nu\varphi) - \frac{\lambda}{4}(\varphi^2 - \varphi_0^2)^2, \\ \nu = 0, 1, 2, \quad \varphi = \varphi(x, y, t), \quad \varphi_0 > 0, \quad \lambda > 0. \end{gathered} \tag{1}$$

Здесь φ_0 и λ — параметры модели.

Функция поля φ здесь пропорциональна поверхностной спиновой плотности $S = \beta\varphi$ и поверхностной намагниченности $\mu = \alpha\varphi$. Для модуля функций μ и S существуют ограничения, очевидно связанные с наличием максимально возможного значения спина в каждом узле решётки, поэтому для φ также существуют естественные граничные условия в виде:

$$|\varphi(x, y, t)| < \varphi_0 = \alpha\mu_0 \quad \forall x, y, t. \tag{2}$$

Для функции μ плотность лагранжиана может быть записана в виде

$$\begin{gathered} L\{\mu\} = \frac{1}{\alpha^2}\left[\frac{1}{2}\left(\partial_\nu\mu \cdot \partial^\nu\mu\right) - \frac{\lambda}{4\alpha^2}\left(\mu^2 - \mu_0^2\right)^2\right]; \\ L\{\varphi\} = L\{\mu\}; \quad |\mu(x, y, t)| < \mu_0, \quad \forall x, y, t. \end{gathered} \tag{3}$$

Заметим, что в рассматриваемом нелинейном случае физическая нормировка функций φ и μ весьма существенна, в частности, видно, что при перенормировке функции поля происходит перенормировка константы самодействия λ. Нормировка функций поля в нашем случае связана с тем физически ясным фактом, что максимальная поверхностная плотность магнитного момента элементарной ячейки равна среднему числу атомов ячейки (которое зависит от упаковки), умноженному на магнетон Бора, и поделённому на площадь ячейки S. Кроме того, следует учесть, что физическая размерность $L\{\varphi\}$ и $L\{\mu\}$ есть размерность поверхностной плотности энергии. Исходя из вышесказанного, находим физическую нормировку для функций φ и μ:

$$\mu_0 = \mu_B\frac{n}{a^2}; \quad \varphi_0 = \mu_B\frac{n}{a^{3/2}}; \quad \alpha = \frac{1}{\sqrt{a}}; \quad a = \sqrt{S}. \tag{4}$$

Здесь a — средний линейный размер ячейки, определяемый длиной связи a_c и конфигурацией ячейки, μ_B — магнетон Бора, n — среднее число атомов, приходящееся на ячейку.

Запишем уравнения поля для функций φ и μ:

$$\begin{gathered} \left[(\partial_\nu \cdot \partial^\nu) - \lambda\varphi_0^2\right]\varphi - \lambda\varphi^3 = 0; \quad |\varphi(x, y, t)| < \varphi_0 = \alpha\mu_0 \quad \forall x, y, t, \\ \left[(\partial_\nu \cdot \partial^\nu) - \lambda_\mu\mu_0^2\right]\mu - \lambda_\mu\mu^3 = 0; \quad |\mu(x, y, t)| < \mu_0 \quad \forall x, y, t; \quad \lambda_\mu = \frac{\lambda}{\alpha^2}. \end{gathered} \tag{5}$$

Нетрудно видеть, что уравнения поля для φ и μ имеют один и тот же вид, отличаясь соответствующей перенормировкой константы самодействия.

Рассмотрим прежде всего случай, когда φ и μ зависят только от одной координаты x и не зависят от времени, иначе говоря:

$$\varphi=\varphi(x), \quad \mu=\mu(x). \tag{6}$$

Известно, что в этом случае уравнения вида (5) имеют набор статических решений, а именно, два стабильных вакуумных решения для φ и μ:

$$\varphi_{\text{вак}\pm}=\pm\varphi_0, \quad \mu_{\text{вак}\pm}=\pm\mu_0, \tag{7}$$

а также кинковые решения:

$$\varphi_\pm(x)=\pm\varphi_0\,\mathrm{th}\left(\sqrt{\frac{\lambda\varphi_0^2}{2}}x\right); \quad \mu_\pm(x)=\pm\mu_0\,\mathrm{th}\left(\sqrt{\frac{\lambda_\mu\mu_0^2}{2}}x\right); \quad \lambda\varphi_0^2=\lambda_\mu\mu_0^2. \tag{8}$$

В (8) знак плюс соответствует кинку, а знак минус — антикинку. Заметим, что кинковые решения аппроксимируют на плюс бесконечности по координате положительный вакуум, а на минус бесконечности — отрицательный, для антикинка — ровно наоборот. Это, в частности, означает, что топологический заряд кинка равен $+1$, а антикинка -1.

Из (8) видно, что кинковые решения один раз меняют знак в нуле, иначе говоря, в окрестности нуля кинки имеют доменную стенку вдоль координаты y, разделяющую области с намагниченностью разных знаков. Толщина этой стенки, очевидно, имеет вид:

$$d=\frac{1}{\sqrt{\lambda\varphi_0^2}}=\frac{1}{\sqrt{\lambda_\mu\mu_0^2}}. \tag{9}$$

Энергия кинка, приходящаяся на единицу длины по координате y, вычисляется по формуле:

$$E\{\varphi\}=\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\mathrm{d}x\left\{\frac{1}{2}\left(\partial_x\varphi\right)^2+\frac{\lambda}{4}\left(\varphi^2-\varphi_0^2\right)^2\right\}=\frac{\sqrt{3}}{8}\varphi_0^3\sqrt{\lambda}. \tag{10}$$

Плотность энергии кинка по координате x пропорциональна $[1-\mathrm{th}^2(\sqrt{\frac{\lambda\varphi_0^2}{2}}x)]$ и, следовательно, сосредоточена вблизи нуля на доменной стенке. Тогда энергия кинка, приходящаяся на одну ячейку,

$$E_a=aE. \tag{11}$$

Как и в любом ферромагнетике, в рассматриваемой системе существует температура Кюри [1, 2], при которой происходит разупорядочение системы взаимодействующих спинов вследствие теплового движения. Это приводит к распаду кинка и уничтожению доменной структуры. Иначе говоря, это ситуация, когда энергия теплового движения элементарного магнитного момента становится сопоставимой с его энергией в поле кинка. Это позволяет сделать количественную оценку параметров модели. В нашем случае элементарный магнитный момент есть суммарный магнитный момент элементарной ячейки, при этом мы полагаем, что на каждую спиновую степень свободы в ячейке приходится по $(\text{к}T_c)/2$ тепловой энергии. Здесь T_c — температура Кюри, k — постоянная Больцмана. Приравнивая (11) к тепловой энергии, приходящейся на ячейку, и используя нормировку (4), можно получить выражения для параметров модели через экспериментально наблюдаемую температуру Кюри:

$$\mu_0=\mu_B\frac{n}{a^2}; \quad \varphi_0=\mu_B\frac{n}{a^{3/2}}; \quad a=\sqrt{S}; \quad \lambda=\frac{9}{8}a\left(\frac{kT_c}{2}\right)^2\left(\frac{a}{n\mu_B}\right)^6. \tag{12}$$

Из (9) и (12) можно получить оценку для толщины доменной стенки в виде:

$$d = \frac{\sqrt{8}}{3}\frac{n^2}{a^2}\frac{\mu_B^2}{kT_c}. \tag{13}$$

Рассчитаем (13):

$$\begin{gathered}\mu_B = 9,27 \cdot 10^{-21}\text{эрг/сек}; \quad k = 1,38 \cdot 10^{-20}\text{эрг} \cdot \text{K}; \quad T_c = (500 - 1000)\text{K}; \\ a_c = (0,3)nm = 3 \cdot 10^{-8}\text{см}; \quad S = (3\sqrt{3})(a_c)^2; \quad a = \sqrt{S}; \quad n = 3.\end{gathered} \tag{14}$$

Подстановка численных значений даёт

$$d \approx (15 - 30)nm, \tag{15}$$

что выглядит довольно правдоподобно.

Разброс значений для толщины доменной стенки связан с разбросом имеющихся экспериментальных данных по измерению температуры Кюри. Во всяком случае мы видим, что рассчитанная толщина доменной стенки составляет десятки длин связи в ячейке. Это *a posteriori* подтверждает корректность использования предлагаемой континуальной модели для графеновой решётки. Небезынтересно видеть, что в (13) толщина доменной стенки обратно пропорциональна квадрату среднего линейного размера ячейки, а не прямо пропорционально этому естественному масштабу длины, как могло бы показаться на первый взгляд. Для верификации модели можно предложить, в частности, эксперимент по измерению толщины доменной стенки и сравнить его результаты с (15).

Легко видеть, что предложенная модель хорошо описывает ферромагнитные свойства графеновых плёнок, экспериментально исследованные в [1,2]. В частности, понятно, что собственной намагниченностью в нашем случае может обладать вся поверхность плёнки, а не только края, причём в отсутствии каких-либо примесей или дефектов. Кроме того, из предложенной модели следует, что ориентация намагниченности должна быть прежде всего перпендикулярна поверхности плёнки, а намагниченность «вдоль», скорее всего, как раз объясняется наличием дефектов и краевых эффектов. Видно,что предложенная модель с очевидностью ведёт к наличию наблюдаемых пороговых по температуре и внешнему магнитному полю эффектов, что весьма затруднительно объяснить с точки зрения примесной или «дефектной» намагниченности. Дальнейшая программа работ совершенно очевидно должна включать теоретические исследования по нахождению цилиндрически симметричных стационарных и нестационарных полевых конфигураций (вихрей) на плоскости, а также решений на сфере и торе, а также рассмотрению поведения различных решений во внешних полях.

Возможные приложения обсуждаемых свойств графеновых структур достаточно очевидны. Речь идёт, в частности, о физико-техническом и технологическом направлении, которое называется спинтроникой. Ясно, что движением спинонов на поверхности графенов можно управлять внешним магнитным полем, причём в силу практически безынерционного характера движения спинона быстродействие здесь будет весьма высоким, а энергетические затраты ничтожны. По сравнению с электроникой выигрыш здесь исчисляется порядками. В пределе речь идёт о временных и энергетических затратах на процесс элементарного разворота спина электрона, что на порядки меньше, чем затраты на «разгон» или «торможение» электрона, как это делается в электронике, что опять-таки связано с малостью спин-спиновых взаимодействий по сравнению с кулоновскими. Минимальные размеры здесь ограничены несколькими размерами элементарной ячейки графеновой решётки, иначе говоря, единицами нанометров. Указанные обстоятельства как раз и характеризуют те фундаментальные преимущества, которые имеет спинтроника по сравнению с обычной микроэлектроникой. Поэтому, например, очевидно, что ферромагнитная бистабильная ячейка на графене для записи и хранения информации будет иметь размеры на порядки меньшие, ныне существующих. Здесь также возможен совершенно новый тип «спинонных» процессоров для устройств обработки информации с ныне недостижимыми характеристиками.

4. Заключение

Таким образом, по состоянию на сегодня мы имеем вполне очерченный круг первоочередных и перспективных направлений работы. Это, во-первых, доведение исследований предложенных моделей до получения результатов, верифицируемых в численных и физических экспериментах. Здесь следует отметить, что предсказания относительно свойств ансамбля спинонов на поверхности графенов, сформулированные участниками семинара в мае 2009 г., качественно полностью объясняют результаты экспериментальных работ [1–6] по исследованию ферромагнитных свойств графеновых плёнок. В дальнейшем потребуется уточнение параметров предложенной модели на основании имеющихся экспериментальных данных и дальнейшие теоретические исследования свойств спинонов на графеновых плёнках с целью планирования необходимых физических экспериментов. Заметим, что хотя на сегодняшнем этапе возможно использование уже имеющихся в мире экспериментальных данных по обсуждаемой тематике, что и было нами сделано, однако уже сейчас очевидно, что в дальнейшем источники экспериментальной информации будут существенно ограничиваться, особенно это касается точных количественных данных и деталей эксперимента. Следовательно, речь должна идти о планировании собственных экспериментов в кооперации с другими участниками программы развития нанотехнологий в стране.

Во-вторых, уже сейчас необходимо предусматривать выход на необходимые технологии получения графеновых плёнок с целью их последующего использования как в физических экспериментах, так и, в дальнейшем, для конструирования и исследования экспериментальных устройств и их элементов. Здесь неизбежна межотраслевая кооперация университетской, академической и отраслевой науки. Отсюда вытекает частная задача участия в соответствующих федеральных целевых программ, начиная с этапа планирования.

В-третьих, безусловно необходимо планирование подготовки соответствующих специалистов, в том числе высшей квалификации, для участия в работе по программе.

Литература

1. *Červenka J., Katsnelson M., Flipse K.* Room-Temperature Ferromagnetism in Graphite Driven by 2D Networks of Point Defects // Nature Physics. — DOI 10.1038/NPHYS1399. DOI 10.1038/NPHYS1399.
2. Room-Temperature Ferromagnetism of Graphene / Y. Wang, Y. Huang, Y. Song et al // Nano Lett. — 2009. — Vol. 9. — Pp. 220–224.
3. *Rode A. et al.* Unconventional Magnetism in All-Carbon Nanofoam // Phys.Rev. — 2004. — Vol. B 70. — P. 054407.
4. Induced Magnetic Ordering by Proton Irradiation in Graphite / P. Esquinazi, D. Spermann, R. Höhne et al // Phys. Rev. Lett. — 2003. — Vol. 91. — P. 227201.
5. *Esquinazi P. et al.* Ferromagnetism in Oriented Graphite Samples // Phys. Rev. — 2002. — Vol. B 66. — P. 024429.
6. *Esquinazi P., Höhne R.* Magnetism in Carbon Structures // J. Magn. Magn. Mater. — 2005. — Vol. 20. — Pp. 290–291.
7. *Gusynin V. P. et al.* Unconventional Integer Quantum Hall Effect in Graphene // Phys. Rev. Lett. — 2005. — Vol. 95. — P. 146801. — `http://dic.academic.ru/dic.nsf/ruwiki/381822`.
8. *Peres N. M. R. et al.* Electronic Properties of Disordered Two-Dimensional Carbon // Phys. Rev. — 2006. — Vol. B 73. — P. 125411. — `http://dic.academic.ru/dic.nsf/ruwiki/381822`.
9. *Novoselov K. S. et al.* Two-Dimensional Gas of Massless Dirac Fermions in Graphene // Nature. — 2005. — Vol. 438. — P. 197. — `http://dic.academic.ru/dic.nsf/ruwiki/381822`.
10. *Zhang Y. et al.* Experimental Observation of the Quantum Hall Effect and Berry's Phase in Graphene // Nature. — 2005. — Vol. 438. — P. 201. — `http://dic.academic.ru/dic.nsf/ruwiki/381822`.

11. *Шека Е. Ф., Заец В. А., Гинзбург И. Я.* Наноструктурный магнетизм полимерных кристаллов C_{60} // ЖЭТФ. — 2006. — Т. 130, № 11. — С. 840–853.
12. *Sheka E. F., Chernozatonskii L. A.* Chemical Reactivity and Magnetism of Graphene // Int. Journ. Quant. Chem. — 2010. — DOI: 10.1002/qua.22362.
13. *Sheka E. F., Chernozatonski L. A.* Odd-Electron Approach to Covalent Chemistry and Magnetism of Single-Walled Carbon Nanotubes and Graphene // Наноструктуры. Математическая физика и моделирование. — 2009. — Т. 1, № 1. — С. 115–149.
14. *Sheka E. F., Chernozatonski L. A.* Broken Spin-Symmetry Approach to Chemical Reactivity and Magnetism of Graphenium Species // ЖЭТФ. — 2010. — Vol. 137, No 1. — Pp. 1–13.
15. *Kolesnikov D. V., Osipov V. A.* The Continuum Gauge Field-Theory Model for Low-Energy Electronic States Oficosahedral Fullerenes // Joint Institute for Nuclear Research, Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, arXiv:cond-mat/0510636 v2 2 Feb. — 2006.
16. *E. W.* Supersymmetry and Morse Theory // J. Dili. Geom. — 1982. — Vol. 17. — P. 661.
17. *Skyrme T. H. R.* A Non-Linear Field Theory // Proc. Roy. Soc. — 1961. — Vol. A260. — P. 127.
18. *Маханьков В. Г., Рыбаков Ю. П., Санюк В. И.* Модель Скирма и сильные взаимодействия // УФН. — 1992. — Т. 162.
19. *Рубаков В. А.* Классические калибровочные поля. — М.: КомКнига, 2005.

UDC 530.12: 541.532.78

Ferromagnetism in Graphen and Fulleren Nanostructures. Theory, Modelling, Experiment

D. D. Grachev [*], Y. P. Rybakov [†], L. A. Sevastianov [‡], E. F. Sheka [§]

[*] *Russian Association of Manufacturers of Television Technics*
[†] *Department of Theoretical Physics*
[‡] *Telecommunication Systems Department*
[§] *General Physics Department*
Peoples' Friendship University of Russia
6, Miklukho-Maklaya str., 117198, Moscow, Russia

This work is devoted to the construction of the quantum field model, allowing, in particular, to describe ferromagnetic properties in graphen structures adequately to the results of physical and numerical experiments.

The offered model describes properties of monoatom graphen layers (forming two-dimensional surfaces), which are connected with presence of nontrivial function of distribution of the spin density, formed as a result of spontaneous breakdown of the spin symmetry of valent electrons in atoms of carbon.

Within the limits of the offered model possible exact solutions for field function of the spin density, explaining, in particular, experimentally observed ferromagnetic properties of graphen films are specified.

Quantitative estimations of a thickness of the domain wall, dividing areas with counterdirected vectors of magnetization were suggested, which allows to check up offered theoretical model experimentally.

Key words and phrases: Ferromagnetism of graphen films, quantum field description, spinons, domain structure, spintronics.