ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 537.61

СПИН-ТОРСИОННЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В МАГНЕТИКАХ

С. А. Истомин, Р. Н. Кузьмин

(кафедра физики твердого тела)

Построен лагранжиан и получена система уравнений динамики, описывающие упругий ферромагнетик, находящийся под воздействием внешних магнитного и торсионного полей. Показано, что внешнее торсионное поле влияет на механическое состояние магнетиков и на их намагниченность. При анализе полученных уравнений выявлены некоторые специфические черты, свойственные спин-торсионному взаимодействию в магнетиках. Предложен возможный эксперимент по обнаружению спин-торсионных взаимодействий в магнетиках. Дана оценка интервала допустимых значений константы спин-торсионного взаимодействия.

В последнее время при экспериментальных исследованиях конденсированных сред был обнаружен ряд эффектов, объяснение которых с помощью существующих теорий оказалось крайне затруднительным. В связи с этим была выдвинута гипотеза о том, что эти эффекты обязаны своим существованием спин-торсионным взаимодействиям, присутствующим в исследуемых системах [1, 2]. Однако, хотя торсионные поля как физический объект уже сравнительно давно применяются в фундаментальной физике [3–5], теория спин-торсионных взаимодействий в конденсированных средах развита еще очень слабо. Поэтому в настоящее время актуальной задачей является теоретическое исследование влияния торсионных полей (полей кручения) на физические свойства конденсированных сред.

В данной статье исследуется влияние внешнего торсионного поля на однородные и изотропные (в смысле упругости) упругие твердые тела, содержащие частицы с нескомпенсированным спином. Такие твердые тела являются магнетиками. Поэтому представляется целесообразным учесть влияние на них со стороны внешнего магнитного поля. Лагранжиан L для такой физической системы удобно представить в виде

$$L = L_e + L_s + L_{se} + L_{st}\,. \tag{1}$$

Первый член этой суммы является стандартным лагранжианом для однородных и изотропных упругих твердых тел [6]:

$$\begin{aligned} L_e = {} & \frac{1}{2}\rho_0 \partial_4\chi^i\delta_{ij}\partial_4\chi^j - \\ & -\frac{1}{8}\left\{\lambda\left(e_{AB}\delta^{AB}\right)^2 + 2\mu e_{AB}\delta^{AC}\delta^{BD}e_{CD}\right\}, \end{aligned} \tag{2}$$

где

$$e_{AB} = \partial_A\chi^i\delta_{ij}\partial_B\chi^j - \delta_{AB}\,. \tag{3}$$

Здесь $\chi^i = \chi^i(X^A, T)$ — функции, отображающие исходную конфигурацию в текущую; e_{AB} — тензор «инженерной» относительной деформации; ρ_0 — массовая плотность вещества в исходной конфигурации; λ и μ — постоянные Ламе; δ_{AB} — символ Кронекера; $\partial_A \equiv \partial/\partial X^A$, $\partial_4 \equiv \partial/\partial T$; X^B — декартовы координаты; T — время. Здесь и далее строчные латинские индексы от a до h принадлежат набору $\{1,2,3,4\}$, а остальные индексы — набору $\{1,2,3\}$.

Второй член лагранжиана L описывает энергию обменного взаимодействия спинов в твердых телах и их энергию во внешнем магнитном поле, а третий член — энергию взаимодействия спинов с упругими напряжениями в твердых телах. Ограничим круг исследуемых твердых тел случаем ферромагнетиков. Тогда можно использовать в качестве L_s и L_{se} стандартные лагранжианы [7]:

$$\begin{aligned} L_s = {} & -AM_i\delta^{ij}M_j - B(M_i\delta^{ij}M_j)^2 - \\ & -\frac{1}{2}\alpha^{AB}\partial_A M_i\delta^{ij}\partial_B M_j + M_i H^i\,, \end{aligned} \tag{4}$$

$$L_{se} = \frac{1}{2}C^{iklm}e_{ik}M_l M_m\,, \tag{5}$$

где $C^{iklm} = B^{iklm}/(M_i\delta^{ij}M_j)$. Здесь M_i и H^i — компоненты векторов намагниченности и напряженности внешнего магнитного поля; A и B — коэффициенты разложения Ландау; α^{AB} — коэффициенты обменной энергии неоднородности; B^{iklm} — тензор магнитоупругих коэффициентов. Лагранжианы L_s и L_{se} в данной форме записи используются при описании ферромагнетиков вблизи точки Кюри, т.е. в случае, когда спонтанная намагниченность далека от насыщения. Поэтому в выражении (5) фигурируют коэффициенты C^{iklm} вместо B^{iklm}, так как вблизи точки Кюри величины B^{iklm}/M^2 стремятся к постоянным пределам [7].

Стандартные лагранжианы (4) и (5) являются функциями вектора намагниченности и их следует преобразовать в функции вектора плотности спина. В связи с тем, что в ферромагнетиках намагниченность создается преимущественно спиновыми магнитными моментами, оказывается возможным использовать для этой цели следующее соотношение:

$$M_i = -2\mu_B s_i\,, \tag{6}$$

где s_i —компоненты вектора плотности спина (в единицах $\hbar$), μ_B — магнетон Бора. Отметим, что соотношение (6) есть результат усреднения по физически бесконечно малому объему аналогичного микроскопического соотношения.

Четвертый член лагранжиана L описывает воздействие внешнего торсионного поля на твердые тела. Полагая, что торсионное поле взаимодействует только со спинами, можно построить лагранжиан L_{st}, опираясь на аналогию с электродинамикой [8]. При таком подходе функционал действия S, отвечающий спин-торсионному взаимодействию, записывается как

$$S = -\frac{\xi}{c}\int s_a \varphi^a{}_b\, dx^b dV\,, \tag{7}$$

где $s_a = (\mathbf{s}, s_4)$ — 4-вектор плотности спина, $\varphi^a{}_b$ — тензор потенциалов торсионного поля, ξ — константа спин-торсионного взаимодействия, $x^a = (\mathbf{r}, cT)$ — 4-радиус-вектор, c — скорость света, $\mathbf{r}$ — радиус-вектор. Введем преобразование

$$dx^a = \frac{dx^a}{dT}dT\,. \tag{8}$$

Из физических соображений ясно, что величины dx^A/dT в соотношении (8) есть компоненты вектора скорости смещения физически бесконечно малого объема твердого тела и, следовательно, можно считать, что

$$v^A \equiv dx^A/dT = \partial_4\chi^A\,. \tag{9}$$

Учтем также, что компоненты 4-вектора спина s_a не являются независимыми и удовлетворяют условию

$$u^a s_a = 0\,, \tag{10}$$

где u^a — компоненты 4-вектора скорости [9]. Тогда, используя формулы (8)–(10) в выражении (7) и рассматривая нерелятивистское приближение, т.е. пренебрегая членами порядка $(\partial_4\chi^A/c)^2$, получаем лагранжиан L_{st} в следующем виде:

$$L_{st} = -\xi s_i\left(\frac{\partial_4\chi^A}{c}\varphi^i{}_A + \varphi^i{}_4 - \frac{\partial_4\chi^i}{c}\varphi^4{}_4\right)\,. \tag{11}$$

Отметим, что в данной работе рассматривается случай слабых торсионных полей ($|\varphi^a{}_b| \ll 1$) и используется линейное по $\varphi^a{}_b$ приближение. Это позволяет ввести тензор потенциалов торсионного поля $\varphi^a{}_b$ так, что величины $\varphi^a{}_b$ удовлетворяют соотношению

$$h_b^{(a)} = \delta_b^{(a)} + \delta_c^{(a)}\varphi^c{}_b\,.$$

Здесь $h_b^{(a)}$ — тетрадные функции. Индексы в скобках есть тетрадные индексы.

Итак, найден лагранжиан L для упругого ферромагнетика, взаимодействующего с внешними магнитным и торсионным полями. Этот лагранжиан является функционалом шести независимых функций χ^i и s_i. Применяя к лагранжиану L стандартную вариационную процедуру и используя для учета динамики вектора плотности спина уравнение Ландау–Лифшица с релаксационным членом в представлении Блоха, получаем на основании (1)–(6) и (11) систему уравнений динамики, описывающую взаимодействие упругого ферромагнетика с внешними магнитным и торсионным полями:

$$\begin{aligned}
&\partial_4\left(p_i - \frac{\xi}{c}(s_j\varphi^j{}_i - s_i\varphi^4{}_4)\right) = \\
&= \partial_A(\sigma^A{}_i + 4\delta_{ij}\mu_B^2 C^{ACLM}\partial_C\chi^j s_L s_M)\,,\\
&p_i = \rho_0\delta_{ij}\partial_4\chi^j\,,\\
&\sigma^A{}_i = \frac{1}{2}\delta_{ij}\partial_C\chi^j(\lambda e_{FD}\delta^{FD}\delta^{AC} + 2\mu\delta^{AR}\delta^{CS}e_{RS})\,,\\
&\partial_4\mathbf{s} = -2\frac{\mu_B}{\hbar}[\mathbf{s}\times\mathbf{H}_{\text{eff}}] - \frac{1}{\tau_1}(\mathbf{s} - \mathbf{n}(\mathbf{ns})) - \frac{1}{\tau_2}(\mathbf{n}(\mathbf{ns}) - \mathbf{s}_0)\,,\\
&H^i_{\text{eff}} = 4\mu_B A\delta^{ij}s_j + 32\mu_B^3 B(s_A\delta^{AB}s_B)\delta^{ij}s_j + H^i + \\
&\qquad + 2\mu_B C^{ABiM}e_{AB}s_M + \\
&\qquad + \frac{\xi}{2\mu_B}\left(\varphi^i{}_A\frac{\partial_4\chi^A}{c} + \varphi^i{}_4 - \varphi^4{}_4\frac{\partial_4\chi^i}{c}\right) - \\
&\qquad - 2\mu_B\delta^{ij}\partial_A\alpha^{AB}\partial_B s_j = \\
&\quad = H^i_{0\text{eff}} + \frac{\xi}{2\mu_B c}\left(\varphi^i{}_A\partial_4\chi^A - \varphi^4{}_4\partial_4\chi^i\right)\,,
\end{aligned} \tag{12}$$

где $\mathbf{n} = \mathbf{s}_0/|\mathbf{s}_0|$, $\mathbf{s}_0$ — вектор равновесной плотности спина, удовлетворяющий уравнениям равновесия

$$\begin{aligned}
&\partial_A\left(\sigma^A_{0i} + \delta_{ij}\cdot 4\mu_B^2 C^{ACLM}\partial_C\chi_0^j s_{0L}s_{0M}\right) = 0\,,\\
&H^i_{0\text{eff}}|_{s_i = s_{0i},\ \chi^j = \chi_0^j} = 0\,.
\end{aligned} \tag{13}$$

Здесь p_i — компоненты вектора плотности механического импульса, $\sigma^A{}_i$ — тензор напряжений в отсутствие магнитоупругих эффектов, τ_1 и τ_2 — времена поперечной и продольной спиновой релаксации, $\sigma^A_{0i} \equiv \sigma^A{}_i|_{\chi^j=\chi^j_0}$ и χ_0^i — равновесные тензор напряжений и отображающие функции соответственно, $\mathbf{H}_{\text{eff}}$ — вектор напряженности эффективного магнитного поля.

Система уравнений (12), (13) описывает поведение ферромагнетиков вблизи точки Кюри. Однако нетрудно показать, что общие качественные выводы, следующие из системы (12), (13), можно с незначительными оговорками распространить также на случай ферромагнетиков вдали от точки Кюри. Более того, из физических соображений ясно, что основные эффекты, вызываемые спин-торсионным взаимодействием, являются универсальными для всех магнетиков, содержащих частицы с нескомпенсированным спином (далее называемых просто магнетиками). Поэтому будем далее использовать слово «магнетик» (вместо слова «ферромагнетик») в тех утверждениях, следующих из системы (12), (13), которые можно распространять на случай произвольных магнетиков.

Рассмотрим вначале условия равновесия (13), которые являются системой уравнений, описывающей равновесные состояния ферромагнетиков, находящихся во внешних магнитном и торсионном полях. Как видно из этих уравнений, члены, описывающие воздействие на ферромагнетик внешних магнитного и торсионного полей, дают вклад лишь в $H^i_{0\mathrm{eff}}$ и имеют одинаковую форму записи. Следовательно, все уравнения, описывающие равновесные состояния ферромагнетиков, находящихся во внешнем торсионном поле, можно получить из аналогичных уравнений для ферромагнетиков, находящихся во внешнем магнитном поле, простой заменой величин H^i на $(\xi/2\mu_B)\varphi^i{}_4$. Это в свою очередь означает, что для магнетиков, находящихся в равновесном состоянии, эффекты, возникающие в них под действием торсионного поля, оказываются, в рамках используемых приближений, похожими на эффекты, которые возникают в них под действием внешнего магнитного поля. Следовательно, особые, свойственные только спин-торсионному взаимодействию, эффекты должны наиболее ярко проявляться при наличии в магнетиках процессов, нарушающих состояние равновесия. Проанализируем теперь систему уравнений динамики (12).

Из системы (12) видно, что торсионное поле оказывает механическое силовое воздействие на магнетики и это приводит к двум видам механических эффектов. Во-первых, под действием торсионного поля в магнетиках возникают механические напряжения и деформации (как статического, так и динамического типов). Во-вторых, внешнее торсионное поле может при определенных условиях передавать магнетику суммарный механический импульс и (или) момент импульса, влияя тем самым на движение магнетика как целого. Обратим внимание на тот факт, что вышеупомянутые механические эффекты второго вида похожи на хорошо известные гиромагнитные явления — эффекты Барнета и Эйнштейна–де Гааза [7]. Это наводит на мысль, что гиромагнитные явления обязаны своим существованием спин-торсионному взаимодействию.

Второй важный вывод, который вытекает из анализа системы (12), заключается в том, что торсионное поле оказывает воздействие на намагниченность магнетиков. Отметим ряд особенностей этого воздействия. Прежде всего — его более сложный характер по сравнению с влиянием внешнего магнитного поля и соответственно большее разнообразие магнитных эффектов, возникающих в магнетиках в результате этого воздействия. Кроме того, члены, описывающие влияние на намагниченность магнетиков внешних магнитного и торсионного полей, имеют сходные элементы. Поэтому некоторые магнитные эффекты, порождаемые в магнетиках торсионным и внешним магнитным полями, оказываются аналогичными. Например, в ферромагнетиках под воздействием торсионного поля может происходить перемещение границ доменов и изменение их конфигурации подобно тому, как это происходит при воздействии на ферромагнетики внешнего магнитного поля [10].

Для проверки на практике положений предлагаемой модели можно использовать следующий эксперимент. Возьмем два магнитных образца. Первый из них должен быть ферромагнетиком, у которого намагниченность создается практически только спиновыми магнитными моментами, а второй — магнетиком, вклад в намагниченность которого вносят как спиновые, так и орбитальные магнитные моменты. Поместим первый образец в постоянное однородное торсионное поле и измерим намагниченность $\mathbf{M}$, наведенную в нем. Затем подберем такое постоянное однородное магнитное поле, которое создаст в первом образце такую же намагниченность $\mathbf{M}$. Теперь поместим второй образец последовательно в такие же магнитное и торсионное поля, какие были использованы для первого образца, и измерим возникшие при этом намагниченности второго образца $\mathbf{M}_1$ и $\mathbf{M}_2$ соответственно. Данный эксперимент следует проводить при комнатной температуре, а в качестве источника торсионного поля использовать генератор торсионного поля, уже применявшийся в ряде экспериментов [1, 11]. Если будет обнаружено, что $\mathbf{M}_1 \neq \mathbf{M}_2$, то это означает, что поле, используемое в данном эксперименте и называемое здесь торсионным, имеет неэлектромагнитную природу и действительно является полем кручения пространства-времени, так как поле кручения воздействует только на спин, а не на полный магнитный момент микрочастиц. В этом случае данный эксперимент дает практическое подтверждение влияния поля кручения на намагниченность магнетиков. Кроме того, выполнение условия $\mathbf{M}_1 \neq \mathbf{M}_2$ позволяет использовать результаты ранее проведенных экспериментов [1, 11], которые косвенно подтверждают наличие силового механического воздействия поля кручения на магнетики.

В завершение данной работы произведем теоретическую оценку константы спин-торсионного взаимодействия ξ. Экспериментально установлено, что спин-торсионное взаимодействие приводит к значительным изменениям в структуре конденсированных сред [1]. Полагая, что наблюдаемые процессы имеют коллективный характер, будем при оценке потенциального барьера для наблюдаемых изменений структуры исходить из энергии связи куперовских пар в сверхпроводниках. Отсюда следует, что в вышеупомянутых экспериментах $U_{\mathrm{st}} > n \cdot 10^{-4}$ эВ/см^3 , где n — количество атомов в 1 см^3 конденсированной среды, U_{st} — плотность энергии спин-торсионного взаимодействия в конденсированной среде. С другой стороны, спин-торсионное взаимодействие не приводило в рассматриваемых экспериментах к разрушению твердых тел. Следовательно, в них U_{st} было заведомо меньше электростатической энергии связи атомов в твердых телах, т.е. $U_{\mathrm{st}} < n \cdot 10$ эВ/см^3. Оценим ξ исходя из вышеприведенной оценки U_{st} и выражения

$$U_{\mathrm{st}} = \xi s_i \varphi^i{}_4\,,$$

которое является следствием формулы (11). В проведенных экспериментах торсионные поля не вызывали наблюдаемых искажений метрики пространства-времени, и поэтому можно считать, что $|\varphi^a{}_b| < 10^{-2}$. Кроме того, максимальные значения s_i в конденсированных средах по порядку не превосходят n. Тогда, учитывая, что значение ξ должно обеспечивать преодоление потенциального барьера, равного нижней границе оценки $U_{\rm st}$ (хотя бы при максимально возможных в рассматриваемых экспериментах значениях s_i и $\varphi^a{}_b$), получаем, что $\xi > 10^{-2}$ эВ. Оценим теперь верхнюю границу интервала допустимых значений ξ. Маловероятно, что потенциал торсионного поля, которое приводит к наблюдаемым эффектам, меньше, чем φ/c^2, где φ — потенциал гравитационного поля у поверхности Земли. Это означает, что в вышеупомянутых экспериментах хотя бы часть компонент тензора $\varphi^a{}_b$ имели величину, по модулю не меньшую, чем 10^{-9}. Будем при оценке верхней границы интервала допустимых значений ξ исходить из того, что величина ξ должна быть настолько малой, чтобы хотя бы при $\varphi^a{}_b \sim 10^{-9}$ не происходило разрушения твердых тел, т.е. чтобы $U_{\rm st}$ было в этом случае меньше, чем $n \cdot 10$ эВ/см^3. Тогда, учитывая то, что в экспериментах под воздействием торсионного поля оказывались в числе прочих твердых тел ферромагнитные сплавы, у которых при их намагничивании до насыщения $s_i \sim n$, получаем, что $\xi < 10^{10}$ эВ. Приведенная в данной работе оценка ξ носит предварительный характер и нуждается в дальнейшем уточнении с помощью специально поставленных экспериментов.

Авторы выражают глубокую благодарность П.И. Пронину за ценные советы и полезные обсуждения.

Литература

1. *Акимов А.Е., Кузьмин Р.Н.* // Тр. Междунар. симп. «Холодный ядерный синтез и новые источники энергии». Минск, 1994. С. 3.
2. *Кадомцев Б.Б.* // УФН. 1994. **164**, № 5. С. 449.
3. *Иваненко Д.Д., Пронин П.И., Сарданашвили Г.А.* Калибровочная теория гравитации. М., 1985.
4. *Sabata Venzo de, Sivaram C.* // Int. J. Theor. Phys. 1990. **29**, N 1. P. 1.
5. *Шипов Г.И.* Теория физического вакуума. М., 1993.
6. *Кадич А., Эделен Д.* Калибровочная теория дислокаций и дисклинаций. М., 1987.
7. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М., 1992.
8. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория поля. М., 1988.
9. *Багров В.Г., Бордовицын В.А.* // Изв. вузов, Физика. 1980. **23**, № 2. С. 67.
10. *Bar'yakhtar V.G., Chetkin M.V., Ivanov B.A., Gadetskii S.N.* // Dynamics of Topological Magnetic Solitons (Experiment and Theory). Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York, 1993. V. 129. P. 1.
11. *Акимов А.Е., Шипов Г.И.* // Сознание и физическая реальность. 1996. **1**, № 3. С. 28.

Поступила в редакцию
12.02.97