

DOI: <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2023.4.7>

УДК: 537.536.

НЕТРИВИАЛЬНАЯ ДИНАМИКА СПИНОВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ВЗАИМНО ПЕРПЕНДИКУЛЯРНЫХ ПОСТОЯННЫХ И ПЕРЕМЕННЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

М.Р. Жумаев¹, М.З. Шарипов¹, В.Г. Шавров²,
В.В. Коледов², В.И. Щеглов², М.Н. Ризокулов¹

¹ Бухарский инженерно-технологический институт
200100, Узбекистан, г. Бухара, ул. К. Муртазаева, 15

² ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН
125009, Россия, г. Москва, ул. Моховая, 11, корп. 7

Статья поступила в редакцию 16 марта 2023 г.

Аннотация. В работе рассмотрена нетривиальная динамика спина, когда на него одновременно действуют постоянное магнитное поле, направленное по оси Z , и переменное, приложенное в плоскости XOY . Показано, что в этом случае возникают связанные колебания всех компонент магнитного момента (или намагниченности). Иначе говоря, появляется возможность управления ориентацией магнитного момента. Далее обнаружено, что такая возможность сохраняется даже в случае двух постоянных магнитных полей – когда они перпендикулярны друг к другу. В последнем случае возникают эллиптические прецессии магнитных моментов в плоскостях перпендикулярных приложенным полям, амплитуды которых можно изменять посредством постоянных магнитных полей.

Ключевые слова: уравнение Ландау-Лифшица, связанные колебания компонент магнитного момента, временная ориентация намагниченности, круговая и эллиптическая прецессия магнитных моментов, возможность управления ориентацией магнитного момента.

Автор для переписки: Мустахим Рофиевич Жумаев, mrjumaev2011@mail.ru

Введение

Как известно, спиновая элетроника-спинтроника зарождалась в результате решения фундаментальных и практических проблем миниатюризации, увеличения быстродействия и энергоэффективности электронных устройств. Для достижения этих целей ведутся интенсивные работы по созданию материалов и структур с заданными и хорошо контролируемыми состояниями одиночных спинов и их ансамблей [1-4]. Проводятся также теоретические исследования особенностей динамики лазерно-индуцированного сверхбыстрого переключения спинов [2-4]. Это связано с тем, что умение управлять состоянием отдельно взятого спина или системы спинов служит фундаментальной основой создания и развития спинтроники.

В литературе существует ряд, так называемых осцилляторных моделей, модифицированные с учетом спин-орбитального спаривания и обменного взаимодействия [2-4]. В работе [5] рассмотрены свойства сверхбыстрого переключения спинов в резонансном режиме.

Кроме того, как показывают результаты теоретических и экспериментальных работ, полученных в последнее время, весьма перспективной является управление свето-индуцированной динамикой спинов, которая осуществляется действием магнитного поля сверхкороткого лазерного излучения [6-8].

1. Система уравнений динамики спинов атомов под действием постоянного и периодического внешнего магнитного поля

В настоящей работе рассмотрена динамика спинов, описываемая линейным уравнением Ландау-Лифшица в нетривиальной постановке, а именно: на спин (или магнитный момент) отдельно взятого атома одновременно действуют постоянное магнитное поле, направленное по оси Z, и переменное, вдоль осей X и Y, т.е.

$$\vec{H} = (h \cos(\omega t), h \sin(\omega t), h_0), \quad (1)$$

здесь: h – амплитуда монохроматического магнитного поля, ω – циклическая частота изменения этого поля, h_0 – постоянное магнитное поле.

Подчеркиваем, что под действием любого магнитного поля модуль магнитного момента (или спина, как известно, эти представления равносильны) не меняется во времени.

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma[\vec{M}, \vec{H}]. \quad (2)$$

Действительно, скалярно умножая обе стороны уравнения Ландау-Лифшица на магнитный момент \vec{M} , получаем, что его правая сторона равна нулю. Следовательно, квадрат модуля магнитного момента является интегралом движения, т.е. сохраняется (γ – модуль гиромагнитного отношения для электрона).

Далее представляя в виде компонент магнитный момент атома M .

$$\vec{M} = M_x \vec{i} + M_y \vec{j} + M_z \vec{k}, \quad (3)$$

а также, внешнее магнитное H

$$\vec{H} = h \cos(\omega t) \vec{i} + h \sin(\omega t) \vec{j} + h_0 \vec{k}, \quad (4)$$

получаем следующую систему уравнений движения

$$\frac{dM_x}{dt} = \gamma[h \sin(\omega t) M_z + h_0 M_y], \quad (4.1)$$

$$\frac{dM_y}{dt} = \gamma[h_0 M_x - h \cos(\omega t) M_z], \quad (4.2)$$

$$\frac{dM_z}{dt} = \gamma[h \cos(\omega t) M_y - h \sin(\omega t) M_x]. \quad (4.3)$$

Полученная нами система уравнений движения для компонент вектора магнитного момента совпадает с результатами [8], если не учитывать там затухания.

Вначале, следуя [9], рассмотрим динамику магнитного момента в отсутствии переменного магнитного поля, т.е. при $h = 0$. Тогда система динамических уравнений существенно упрощается и будет иметь следующий вид:

$$\frac{dM_x}{dt} = -\gamma h_0 M_y, \rightarrow \frac{dM_y}{dt} = \gamma h_0 M_x, \rightarrow \frac{dM_z}{dt} = 0, \quad (5)$$

здесь последнее уравнение говорит о постоянстве z-компоненты вектора магнитного момента. Кроме того, дифференцируя по времени первые два уравнения, получаем

$$\frac{d^2 M_{x,y}}{dt^2} + \omega_0^2 M_{x,y} = 0, \omega_0 = \gamma h_0, \quad (6)$$

которое представляет независимые колебательные движения x- и y-компонент магнитного момента. Иначе говоря, в этом случае происходит прецессия магнитного момента вокруг приложенного постоянного магнитного поля при неизменном азимутном угле θ (рис. 1).

Пусть магнитный момент до приложения постоянного магнитного поля имел начальную ориентацию, описываемую азимутным углом θ_0 и полярным углом φ_0 . Тогда, учитывая неизменность модуля магнитного момента, т.е. $M = M_0$ имеем следующие начальные условия для соответствующих составляющих:

$$\begin{aligned} M_{0x} &= M_0 \sin \theta_0 \cos \varphi_0, \\ M_{0y} &= M_0 \sin \theta_0 \sin \varphi_0, \\ M_{0z} &= M_0 \cos \theta_0. \end{aligned} \quad (7)$$

В этом случае M_x и M_y компоненты будут меняться по следующим законам

$$\begin{aligned} M_x &= M_0 \sin \theta_0 \cos(\varphi_0 + \omega_0 t) \\ M_y &= M_0 \sin \theta_0 \sin(\varphi_0 + \omega_0 t) \end{aligned} \quad (8)$$

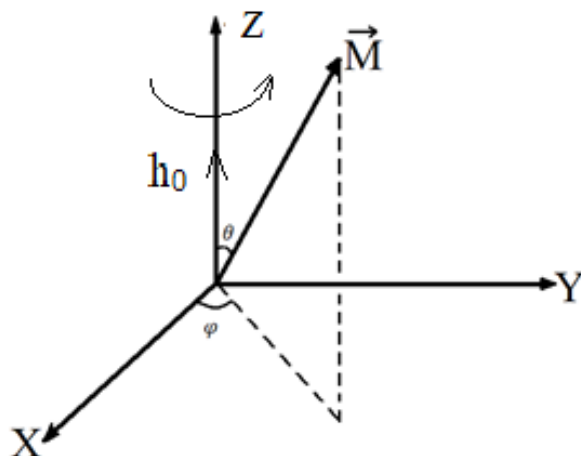


Рис. 1. Прецессия магнитного момента вокруг постоянного поля

Далее учитывая постоянство модуля магнитного момента, т.е. $M = M_0$ и неизменность азимутного угла, т.е. $\theta = \theta_0$, получаем следующие результаты:

$$\begin{aligned}\cos \alpha &= \frac{M_x}{M_0} = \sin \theta_0 \cos \varphi, \\ \cos \beta &= \frac{M_y}{M_0} = \sin \theta_0 \sin \varphi, \\ \varphi &= \omega_0 t + \varphi_0, \quad \cos \gamma = \frac{M_z}{M_0} = \cos \theta_0.\end{aligned}\tag{9}$$

Теперь анализируем случай, когда на магнитный момент одновременно действует постоянное магнитное поле h_0 – направленное по оси Z и переменное – приложенное к плоскости XOY . Как видно из системы уравнений компонент магнитного момента (4.1) - (4.3) в этой ситуации происходит существенное качественное изменение рассматриваемой динамики, а именно: в системе возникают связанные колебания всех компонент магнитного момента. Иначе говоря, появляется возможность управления ориентацией магнитного момента (или связанная с ней намагниченность), которая имеет ряд важных практических применений [9, 10-16].

2. Эллиптическая прецессия магнитных моментов

Теперь рассмотрим, когда циклическая частота переменного магнитного поля $\omega = 0$, т.е. переменное монохроматическое магнитное поле «вырождается» в постоянную магнитную поля направленное по оси X , иначе говоря, на магнитный момент действуют взаимно перпендикулярные постоянные магнитные поля h и h_0 , направленные вдоль оси X и Z . В этом случае результирующее магнитное поле приобретает вид

$$\vec{H} = (h, 0, h_0).\tag{10}$$

Следовательно, мы имеем следующие модифицированные уравнения движения компонент вектора магнитного момента:

$$\begin{aligned}\frac{dM_x}{dt} &= -\gamma h_0 M_y \\ \frac{dM_y}{dt} &= \gamma (h_0 M_x - h M_z) \\ \frac{dM_z}{dt} &= \gamma h M_y\end{aligned}\tag{11}$$

Далее дифференцируя второе уравнение, а также учитывая первое и третье уравнение получаем:

$$\frac{d^2 M_y}{dt^2} = -(\gamma h_0)^2 M_y - (\gamma h)^2 M_y. \quad (12)$$

Таким образом, дополнительное постоянное магнитное поле, приложенное в направлении оси X, приводит к сдвигу циклической частоты ω изменения компонент вектора намагниченности:

$$\omega = \gamma \sqrt{h_0^2 + h^2} \equiv \gamma H. \quad (13)$$

Далее рассмотрим нетривиальный случай, когда сначала отсутствуют x- и z-компоненты магнитного момента, т.е. при $t = 0$ до приложения постоянных магнитных полей плоскости XOZ он направлен вдоль оси Y – перпендикулярно результирующему магнитному полю H. Естественно, это соответствует начальному азимутному углу $\theta_0 = \frac{\pi}{2}$ и полярному углу $\varphi_0 = \frac{\pi}{2}$.

В этом случае компонента M_y будет меняться по закону

$$M_y = M_0 \cos(\omega t). \quad (14)$$

Тогда с помощью первого и третьего уравнения системы (11) получаем следующие результаты:

$$\begin{aligned} M_x(t) &= -\frac{\omega_0}{\omega} M_0 \sin(\omega t) \\ M_z(t) &= \frac{\gamma h}{\omega} M_0 \sin(\omega t) \end{aligned} \quad (15)$$

Следовательно, направляющие косинусы вектора магнитного момента меняются периодическим образом с модифицированной циклической частотой:

$$\begin{aligned} \cos \alpha &= \frac{M_x}{M} = -\frac{h_0}{H} \sin(\omega t) \\ \cos \beta &= \frac{M_y}{M} = \cos(\omega t) \\ \cos \gamma &= \frac{M_z}{M} = \frac{h}{H} \sin(\omega t) \end{aligned} \quad (16)$$

Как видно, и этого следовало ожидать, $\cos 2\alpha + \cos 2\beta + \cos 2\gamma = 1$.

Кроме того, на рис. 2 представлена прецессия намагниченности через каждой четверть периода [а) $t = 0$, б) $t = \frac{T}{4}$, в) $t = \frac{T}{2}$, д) $t = \frac{3T}{4}$].

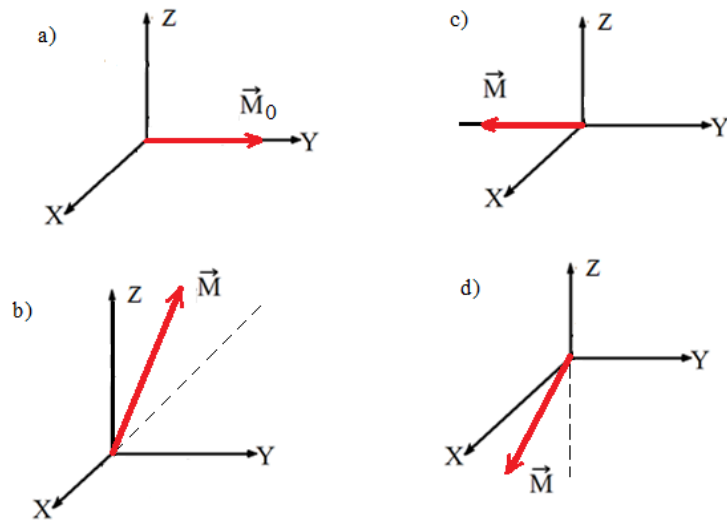


Рис. 2. Ориентация вектора намагниченности во времени

В произвольный момент времени вектор спина совершает необычную прецессию по эллипсу вокруг полей h_0 и h – в плоскости XOY и ZOY (рис. 3).

Из 1-й и 2-й формулы системы (16) возведя их в квадрат и сложив, получаем:

$$\frac{a_x^2}{A^2} + \frac{a_y^2}{1} = 1. \quad (17)$$

Аналогичным образом, находим

$$\frac{a_z^2}{B^2} + \frac{a_y^2}{1} = 1. \quad (18)$$

Как следует, из (1-й) и (3-й) формул системы (16), амплитуды колебаний определяется следующими выражениями (рис. 4)

$$|B| = \frac{|M_x|}{M} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{h}{h_0}\right)^2}}, \quad (19)$$

$$|A| = \frac{|M_z|}{M} = \frac{\frac{h}{h_0}}{\sqrt{1 + \left(\frac{h}{h_0}\right)^2}}, \quad (20)$$

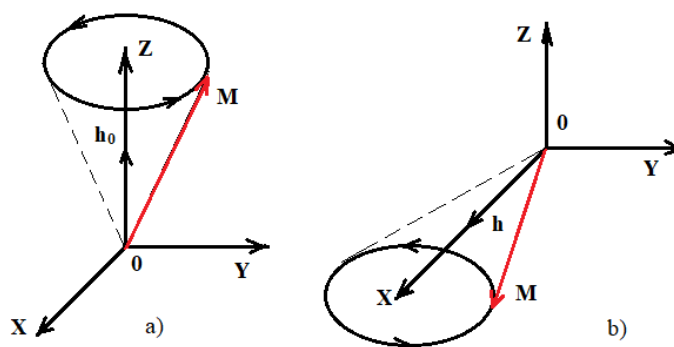


Рис. 3. Эллиптическая прецессия спинов в плоскостях перпендикулярных, соответственно полям h_0 (a) и h (b)

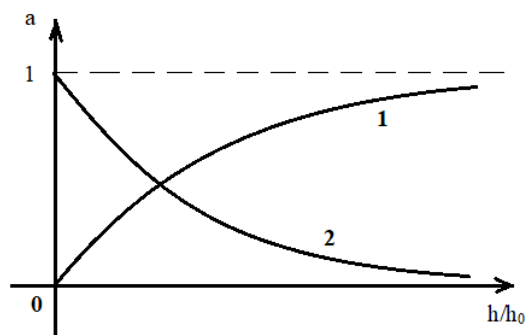


Рис. 4. Зависимость нормированных амплитуд колебаний: $A(1)$, $B(2)$

Такая нетривиальная эллиптическая прецессия магнитных моментов обусловлена тем, что в нашем случае она возникает под действием взаимно перпендикулярных магнитных полей. Это позволяет одновременно управлять частотой прецессии и амплитудой колебаний компонентов магнитного момента.

Для подтверждения полученных результатов приведем рис. 5, который подтверждает экспериментальную работу [15].

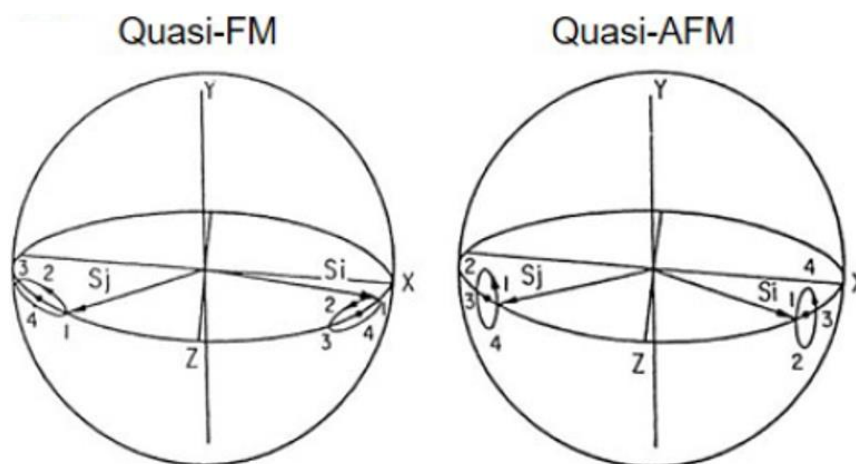


Рис. 5. Спиновые колебания в квази-ФМ и квази-АФМ модах [15]

Заключение

В настоящей работе впервые рассмотрена нетривиальная динамика спинов под действием взаимно перпендикулярных постоянных и переменных магнитных полей, которые приводят к связанным колебаниям всех компонент магнитного момента (или намагниченности). Кроме того, одновременное влияние двух постоянных магнитных полей приводит к появлению ненулевых компонент намагниченности, которые сначала отсутствовали, т.е. приводит к нетривиальной динамике намагниченности. Однако случай, когда на спин действует одновременно постоянное и переменное магнитное поле динамика спина усложняется и требует отдельного рассмотрения.

Литература

1. Battiato M., Carva K., Oppeneer P.M. Theory of laser-induced ultrafast superdiffusive spin transport in layered heterostructures. *Physical Review B*. 2012. V.86. №2. P.024404. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.86.024404>
2. Dewhurst J.K., et al. Laser-induced intersite spin transfer. *Nano letters*. 2018. V.18. №3. P.1842-1848. <https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.7b05118>
3. Shcherbakov M.R., et al. Ultrafast all-optical switching with magnetic resonances in nonlinear dielectric nanostructures. *Nano letters*. 2015. T.15. №10. C.6985-6990. <https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.5b02989>
4. Жумаев М.Р., Шарипов М.З., Миржонова Н.Н. Критическое число солитонов в конденсате бозе-эйнштейна. *Журнал Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования*. 2017. №5. С.99-103.
5. Zhumaev M.R., Sharipov M.Z. Resonant dissipative model of the Faraday effect in a dielectric multilayer nanostructures. *Eurasian Physical Technical Journal*. 2016. V.13. №2. P.30-39.

6. Jumaev M., et al. Frequency dependence of magneto-optical phenomena in nonmagnetic dielectric nanostructures. *Journal of Physics: Conference Series*. – IOP Publishing. 2021. V.1889. №2. P.022073. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1889/2/022073>
7. Jumaev M., Sharipov M., Rizoqulov M. Relativistic magnetic flux quantum-a unique radiation carrier. *Journal of Physics: Conference Series*. – IOP Publishing. 2021. V.1889. №2. P.022076. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1889/2/022076>
8. Шавров В.Г., Щеглов В.И. *Динамика намагниченности в условиях изменения ее ориентации*. Москва, Физматлит. 2019. 467 с.
9. Шавров В.Г., Щеглов В.И. *Ферромагнитный резонанс в условиях ориентационного перехода*. Москва, Физматлит. 2018. 559 с.
10. Жумаев М.Р., Шарипов М.З. Резонансное усиление эффекта Фарадея в диэлектрических многослойных наноструктурах. *Вестник Челябинского государственного университета*. 2015. №22 (377). С.83-88.
11. Abdullaev F.K., Jumaev M.R., Tsoi E.N. Dynamics of fluxons in Josephson junctions under the noise current action. *Technical Physics*. 2000. V.45. P.566-570. <https://doi.org/10.1134/1.1259678>
12. Zhumaev M.R. Invariant relativistic theory of ideal gas. *Eurasian Physical Technical Journal*. 2021. V.18. №4 (38). P.88-101. <https://doi.org/10.31489/2021No4/88-101>
13. Соколов Б.Ю., Шарапов М.З. Низкочастотный резонанс доменных границ в феррите-гранате $Tb_3Fe_5O_{12}$ вблизи точки магнитной компенсации. *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. 2013. Т.143. №5. С.895-899.
14. Жумаев М.Р. *Флуктуационные и параметрические явления в конденсированных и наноразмерных системах*. Автореферат диссертации доктора физико-математических наук. Бухарский инженерно-технологический институт, Ташкент. 2021. 125 с.
15. Li X., et al. Terahertz spin dynamics in rare-earth orthoferrites. *Photonics Insights*. 2023. V.1. №2. P.R05. <https://doi.org/10.3788/PI.2022.R05>

16. Zhumaev M.R., Sharipov M.Z., Rizoqulov M.N. Unusual spin dynamics. *Journal of Physics: Conference Series*. – IOP Publishing. 2022. V.2388. №1. P.012005.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/2388/1/012005>

Для цитирования:

Жумаев М.Р., Шарипов М.З., Шавров В.Г., Коледов В.В., Щеглов В.И., Ризокулов М.Н. Нетривиальная динамика спинов под действием взаимно перпендикулярных постоянных и переменных магнитных полей. *Журнал радиоэлектроники* [электронный журнал]. 2023. №4.
<https://doi.org/10.30898/1684-1719.2023.4.7>