Письма в ЖЭТФ, том 101, вып. 8, с. 620 – 626 © 2015 г. 25 апреля

Коллективная динамика магнитных вихрей в массиве взаимодействующих наноточек

П. Д. Ким, В. А. Орлов[*1)], *Р. Ю. Руденко, В. С. Прокопенко*[*], *И. Н. Орлова*[*], *С. С. Замай*[+]

Институт физики им. Киренского СО РАН, 660036 Красноярск, Россия

[*]*Красноярский государственный педагогический университет им. Астафьева, 660049 Красноярск, Россия*

[+]*Красноярский государственный медицинский университет им. Войно-Ясенецкого, 660022 Красноярск, Россия*

Поступила в редакцию 11 марта 2015 г.

После переработки 18 марта 2015 г.

Экспериментально обнаружено явление снятия вырождения резонансной частоты движения кора магнитного вихря в квадратном массиве наноточек. Предложено теоретическое обоснование возникновения мультиплета частот. Показано, что причиной снятия вырождения может являться магнитостатическое взаимодействие между наноточками.

DOI: 10.7868/S0370274X1508010X

Пристальное внимание к 2D-массивам из наноточек разной формы связано с перспективами использования их в устройствах спинтроники различного назначения. Формы и размеры наночастиц, из которых компонуются массивы-пленки, чрезвычайно разнообразны. Однако, как правило, это цилиндры высотой в несколько десятков нанометров и шириной от десятков нанометров до нескольких микрон. Известно, что при определенных соотношениях между толщиной наноточки и ее шириной (диаметром) реализуется устойчивое распределение намагниченности в виде вихря с точкой Блоха в центре магнетика. Статические и динамические магнитные свойства индивидуальных наноточек круглой формы достаточно хорошо исследованы теоретически: построена теория, описывающая динамику намагниченности на основе уравнения Тиля (на языке коллективных переменных [1, 2]), и показано, что ядро магнитного вихря (кор) совершает гиротропное движение вокруг оси нанодиска, подобное ларморовскому движению заряженной частицы вокруг линий напряженности магнитного поля. Угловая скорость такого движения кора вихря относительно невелика (<1 ГГц). Учет инерции магнитного вихря и гиротропного множителя третьего порядка позволил предсказать, а затем и обнаружить существование высокочастотного дуплета (на частотах порядка нескольких ГГц) и показать наличие "тонкой структуры" в траектории кора [3–6].

Экспериментальные средства изучения наноточек также получили широкое развитие (см., например [7, 8]). В указанных работах представлены результаты экспериментального исследования магнитных свойств индивидуальных наноточек. Были подтверждены теоретически предсказанное значение частоты гиротропного движения кора, линейная зависимость этой частоты от включенного перпендикулярно плоскости наноточки магнитного поля. Исследован механизм динамического перемагничивания наноточки. Однако чаще всего в эксперименте исследуются пленки – массивы наноточек, достаточно далеко отстоящих друг от друга. Поэтому, как правило, взаимодействие между магнитными подсистемами элементов массива в расчет не берется [9]. Вместе с тем дальнодействующее магнитостатическое взаимодействие способно влиять если не на статические или квазистатические характеристики намагниченности [10–14], то на коллективные моды вращательного движения кора. Особенно важно иметь представления о характере коллективного движения коров в массивах, где расстояния между наноточками сравнимы или не намного больше размеров самих элементов. В практически плотно упакованных массивах обнаружено даже более сильное обменное взаимодействие между намагниченностями [15], обусловленное наличием магнитных "перемычек" между соседними элементами массива. В экспериментах по ферромагнитному резонансу (ФМР) наличие взаимодействия привело к наблюдению мультиплетов на частотах, на которых изолированные наноточки не обнаруживали расщепления.

По-видимому, аналогичного эффекта следует ожидать и в случае пусть более слабого, но

[1)]e-mail: orlhome@rambler.ru

дальнодействующего магнитостатического взаимодействия. Среди работ, посвященных динамическим характеристикам взаимодействующих наноточек, необходимо отметить статью [16]. В ней аналитически решена задача о модах колебаний пары соосно расположенных магнитостатически взаимодействующих нанодисков.

Массив круглых наноточек для наших исследований был сформирован методом Lif-off из сплошной пленки термическим напылением из сплава 80НХС на кремниевой подложке. Размер массива составлял 4×4 мм^2. Толщина шаблонной пленки и ее состав определялись методом рентгенофлюорисцентного анализа. Толщина наноточек в получившемся массиве $L = 104$ нм, радиус $R = 1.6$ мкм, расстояние между центрами двух соседних наноточек $4R$. Намагниченность насыщения материала была определена на ЭПР-спектрометре ELEXSYS E580. Она соответствовала значению 770 Гс.

Магнитные свойства исследовались с помощью продольного магнитооптического эффекта Керра на установке NanoMOKE 2. Образец помещался в фокальную плоскость оптической системы. Диаметр лазерного пучка с длиной волны $\lambda = 630$ нм равен $d = 30$ мкм. Перемагничивание производилось на частоте 27 Гц в поле, приложенном в плоскости пленки.

Морфология поверхности и магнитный рельеф исследовались на сканирующем зондовом микроскопе Veeco MultiMode NanoScope IIIa SPM System. Направление хиральности $q = \pm$ на изображениях определялось по распределению градиента магнитных сил, действующих на зонд кантилевера (рис. 1). Знак параметра q определяется направлением намагниченности вихря (по или против часовой стрелки). На рис. 2 показан снимок массива нанопятен по-

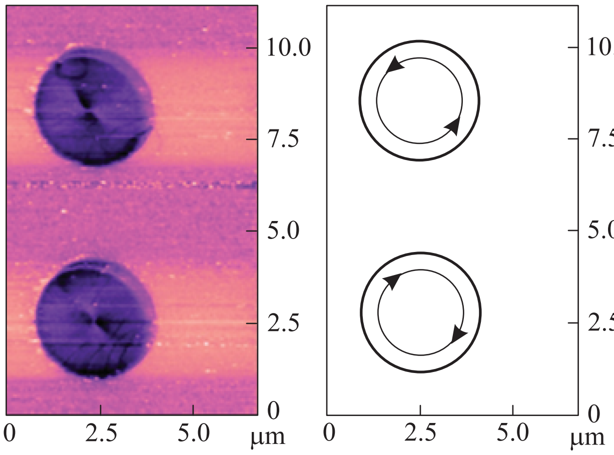

Рис. 1. Фото структуры намагниченности круглых наноточек (слева) и соответствующее схематическое изображение направления намагниченности (справа)

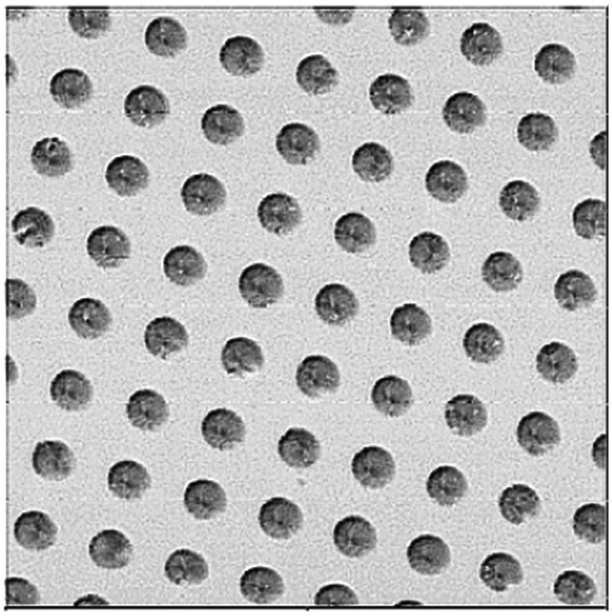

Рис. 2. Снимок массива наноточек. Распределение контраста окраски дисков позволяет судить о направлении хиральности q

сле проведения эксперимента на ФМР-спектрометре. Видно, что пятна имеют как положительную, так и отрицательную хиральность.

Магниторезонансные свойства массива наноточек исследовались на ФМР-спектрометре при частоте 232 МГц. Образец помещался в пучность магнитного поля резонатора, представляющего собой короткозамкнутый четвертьволновой волновод с шириной центральной полоски 4 мм. Амплитуда переменного магнитного поля, приложенного параллельно плоскости пленки, соответствовала значению ≈ 1 Э. Постоянное магнитное поле прикладывалось перпендикулярно плоскости волновода (основное поле). Сигнал с образца усиливался селективным усилителем на частоте модуляции ≈ 1 кГц и подавался на синхронный детектор. В эксперименте основное поле было включено перпендикулярно к поверхности пленки. Величина этого поля менялась в интервале от -5 до 5 кЭ. Отрицательные значения соответствуют полю, включенному противоположно направлению условного вектора-нормали к поверхности пленки. В результате были получены дифференциальные зависимости поглощения образца от основного поля. Их характерный вид показан на рис. 3. Важно, что в данном случае за возникновение резонансного режима ответственны наноточки, у которых направ-

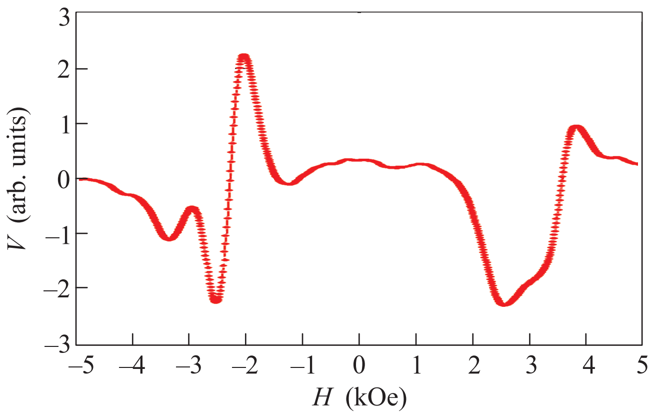

Рис. 3. Дифференциальные кривые поглощения, полученные в эксперименте по ФМР на массиве наноточек. Немонотонность кривых поглощения говорит о наличии наложенных друг на друга резонансных кривых с незначительно отличающимися частотами

ление полярности противоположно основному полю, так как только тогда на рассматриваемом образце резонанс может наступить при частотах менее 300 МГц (см., например, [8–10]). Вместе с тем резонанс был обнаружен и в положительном, и в отрицательном диапазоне основного поля. Это говорит о том, что вне зависимости от направления основного поля в пленке обязательно найдутся диски с направлением намагниченности в корах, противоположным полю. Кривые поглощения на рис. 3 имеют вид наложенных друг на друга не менее чем двух кривых с отличающимися шириной поглощения и резонансными частотами. Фактически мы наблюдаем расщепление резонансной частоты гиротропного движения вихрей. Этот эффект мы связываем с наличием пусть и незначительного, но дальнодействующего магнитостатического взаимодействия между нанодисками.

Рассмотрим теоретически модельную ситуацию, которая может качественно объяснить причину снятия вырождения резонасной частоты.

В реальных пленках (массивах нанодисков) количество элементов чрезвычайно велико, а при описании коллективного движения намагниченности следует учитывать влияние каждого диска на каждый. Это существенно усложняет аналитический расчет коллективных мод. Поэтому в настоящей работе мы предлагаем рассмотрение упрощенной модели – части двумерного массива. Это цепочка линейно расположенных нанодисков с чередующимися параметрами намагниченности. Несмотря на простоту модели, данная система позволяет понять некоторые важные динамические свойства массивов взаимодействующих частиц.

Рассмотрим для начала одномерную цепочку наноточек в форме цилиндров круглого сечения, центры которых расположены на одинаковом расстоянии d друг от друга (см. рис. 4). Как известно, од-

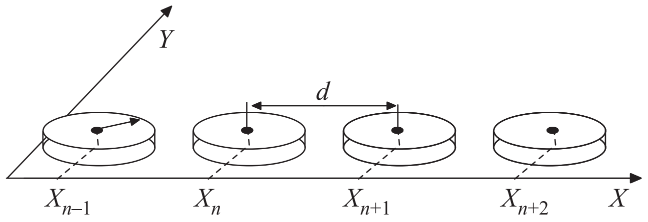

Рис. 4. Модель одномерной цепочки нанодисков

ним из равновесных распределений намагниченности в круглых наноцилиндрах является вихревая структура [17–21] с выходом намагниченности из плоскости магнетика в центре вихря и образованием кора. Далее будем рассматривать приближение, в котором при смещении кора из центра профиль намагниченности вихря практически не меняется (модель жесткого магнитного вихря). В переменных магнитных полях с относительно низкими частотами (≤ 1 ГГц) поведение кора подобно гиротропному движению квазичастицы. В пренебрежении эффективной массой магнитной подсистемы, гировектором третьего порядка и затуханием поведение кора подчиняется уравнению движения вида

$$\mathbf{G} \times \mathbf{v} - \nabla U + \mathbf{F} = 0. \tag{1}$$

Здесь $\mathbf{G}$ – гировектор, $\mathbf{v}$ – вектор скорости кора магнитного вихря, U – потенциальная энергия намагниченности (ее изменение при смещении кора из центра пятна, как правило, связывают с увеличением магнитостатической энергии), $\mathbf{F}$ – сила, действующая на кор вихря (как на квазичастицу) со стороны соседних нанодисков. Из (1) видно, что кор вихря участвует в сложном движении с наличием гирросилы [22–27]. Уравнение (1) для одиночного магнетика было впервые предложено Тилем [1] и получено из уравнения Ландау–Лифшица при переходе к коллективным переменным.

Мы добавили в это уравнение силу $\mathbf{F}$, которая возникает за счет магнитостатического взаимодействия между цилиндрами. Считается, что данное взаимодействие чрезвычайно слабо сказывается на динамических характеристиках массива наноточек. С этим можно согласиться в случае большого межточечного расстояния: $d \gg R$. В других случаях следует ожидать, что магнитные подсистемы по крайней мере соседних цилиндров чувствуют друг друга.

Рассмотрим механизм магнитостатического взаимодействия на примере двух соседних дисков. На рис. 5 приведено направление магнитного момента

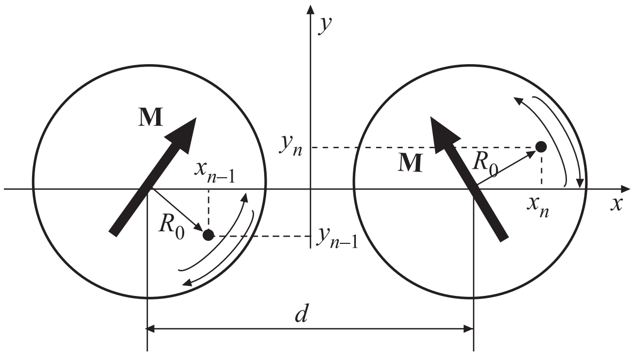

Рис. 5. Система координат и схема магнитостатического взаимодействия между дисками. Кружками показаны положения кора вихря, жирными стрелками – направления магнитного момента. На обоих дисках выбрано направление намагниченности по часовой стрелке. Тонкими стрелками у краев дисков показаны возможные направления движения кора

M при смещении кора из центра наноточки. В работе [28] показано, что конфигурация магнитного поля за пределами наноточки подобна конфигурации поля от магнитного диполя. Это позволяет в дальнейшем для оценки энергии взаимодействия между цилиндрами пользоваться дипольным приближением. Сразу следует заметить, что величина этого момента определяется величиной смещения кора от равновесного положения, которая, в свою очередь, зависит не только от величины приложенного вдоль плоскости цилиндра поля, но и от частоты его изменения. Действительно, в случае резонансного движения радиус траектории вихря достаточно велик (сравним с радиусом самого цилиндра) даже при малых амплитудах поля. В общем случае $|\mathbf{M}| = M(h, \omega_h)$, где $h = H/H_S$ – безразмерная амплитуда магнитного поля (отнесенная к полю насыщения), ω_h – циклическая частота изменения магнитного поля. Заметим, что вклад в дипольный момент диска со стороны самого кора невелик по причине его малого объема. Поэтому в настоящей работе данным фактором пренебрежем. В противоположность этому при больших диаметрах дисков модель "жесткого" вихря может оказаться несостоятельной. В таком случае на боковой поверхности дисков практически не индуцируются магнитные заряды и доля вклада магнитных моментов коров в энергию взаимодействия между дисками может стать существенной. Обстоятельный аналитический расчет коллективных мод в модели, где взаимодействуют намагниченности только одинаково ориентированных коров, проведен в работе [29].

В приближении параболической потенциальной ямы U для возвращающей силы, действующей на кор вихря, можно записать $\nabla U = \kappa \mathbf{r}$, где κ – так называемая эффективная жесткость магнитной подсистемы. В этом случае уравнение (1) принимает вид

$$\mathbf{G} \times \mathbf{v} - \kappa \mathbf{r} + \mathbf{F} = 0. \tag{2}$$

В проекциях на систему координат уравнение для n-го диска выглядит как

$$\begin{aligned} G\dot{y}_n - \kappa x_n + F_{x_n} &= 0, \\ -G\dot{x}_n - \kappa y_n + F_{y_n} &= 0. \end{aligned} \tag{3}$$

Проведем оценку силы F. В дипольном приближении энергию магнитостатического взаимодействия дисков, отстоящих друг от друга на m периодов, можно представить в виде

$$W_{n-m} =$$
$$= \left[\mathbf{M}_{n-m}\mathbf{M}_n - 3(\mathbf{M}_{n-m}d)(\mathbf{M}_n d)/(md)^2\right]/(md)^3.$$

Перепишем эту энергию как функцию координат кора вихря. В результате получим (см. рис. 5)

$$\begin{aligned} W_{n-m} &= \frac{q_n q_{n-m} M^2}{(md)^3}\left[\cos(\phi_{n-m})\cos(\phi_n) - \right. \\ &\quad \left. - 2\sin(\phi_{n-m})\sin(\phi_n)\right] = \\ &= \frac{q_n q_{n-m} M^2}{(md)^3 R_0^2}\left(x_{n-m}x_n - 2y_{n-m}y_n\right). \end{aligned} \tag{4}$$

Здесь под R_0 понимается среднеквадратичный радиус траектории кора вихря. Углы ϕ отсчитываются от оси x. Важно, что от знака хиральности q зависит направление эффективного магнитного момента диска при смещении кора, а следовательно, и знак вклада магнитостатической энергии как функции координаты кора. С учетом (4) для эффективной силы, действующей на кор со стороны остальных дисков системы, имеем

$$\begin{aligned} F_{x_n} &= -\frac{\partial}{\partial x_n}\sum_{n\neq m}\left(W_{n-m} + W_{n+m}\right) = \\ &= -\frac{q_n M^2}{d^3 R_0^2}\sum_{n\neq m}\frac{1}{m^3}\left(q_{n-m}x_{n-m} + q_{n+m}x_{n+m}\right), \end{aligned} \tag{5}$$

$$\begin{aligned} F_{y_n} &= -\frac{\partial}{\partial y_n}\sum_{n\neq m}\left(W_{n-m} + W_{n+m}\right) = \\ &= \frac{2q_n M^2}{d^3 R_0^2}\sum_{n\neq m}\frac{1}{m^3}\left(q_{n-m}y_{n-m} + q_{n+m}y_{n+m}\right). \end{aligned} \tag{6}$$

С учетом (5) и (6) для системы уравнений (3) получим

$$G\dot{y}_n - \kappa x_n - \varepsilon q_n \sum_{n\neq m} \frac{1}{m^3}\,(q_{n-m}x_{n-m} + \\ + q_{n+m}x_{n+m}) = 0,$$
$$-G\dot{x}_n - \kappa y_n + 2\varepsilon q_n \sum_{n\neq m} \frac{1}{m^3}\,(q_{n-m}y_{n-m} + \\ + q_{n+m}y_{n+m}) = 0, \qquad (7)$$
$$\varepsilon = \frac{M^2}{d^3 R_0^2}.$$

Решения системы (7) можно представить в виде $x_n = a_n \cos(kX_n - q_n p_n \omega t)$, $y_n = b_n \sin(kX_n - q_n p_n \omega t)$. Здесь параметр $p = \pm 1$ – полярность вихря, которая характеризуется направлением намагниченности в центре кора, X_n – координата центра наноточки, k – волновое число. Произведение $q_n p_n$ определяют направления прецессии кора n-го вихря (по или против часовой стрелки). Рассмотрим следующий случай распределения параметров p, q дисков. Пусть диски с нечетными номерами имеют хиральность и полярность q и p, а диски с четными номерами – q' и p'. После подстановки пробных решений в уравнения (7) для пары соседних дисков, которая является элементом цепочки, получим

$$\begin{aligned} &Gb\omega qp + [\kappa + 2\varepsilon S_e(k)]a + 2\varepsilon qq'a'S_0(k) = 0,\\ &Ga\omega qp + [\kappa - 4\varepsilon S_e(k)]b - 4\varepsilon pp'b'S_0(k) = 0,\\ &G'b'\omega q'p' + [\kappa + 2\varepsilon S_e(k)]a' + 2\varepsilon qq'aS_0(k) = 0,\\ &G'a'\omega q'p' + [\kappa - 4\varepsilon S_e(k)]b' + 2\varepsilon pp'bS_0(k) = 0. \end{aligned} \qquad (8)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$S_e(k) = \sum_{m=1,3,5,\ldots} [\cos(mkd)/m^3],$$

$$S_0(k) = \sum_{m=2,4,6,\ldots} [\cos(mkd)/m^3].$$

Параметры G, G' и κ имеют вид [8, 27]

$$G = qp\frac{2\pi M_S L}{\gamma}(1 - ph),$$

$$G' = q'p'\frac{2\pi M_S L}{\gamma}(1 - p'h), \qquad (9)$$

$$\kappa = \frac{40}{9}\frac{\pi M_S^2 L^2}{R}(1 - h^2),$$

где L – толщина нанодиска, γ – гиромагнитное соотношение, безразмерное поле h включено перпендикулярно плоскости дисков.

После приравнивания нулю определителя матрицы, построенной из (8) на коэффициентах при параметрах a, b, a' и b', было получено биквадратное уравнение относительно неизвестной ω. Решение для мод резонансных движений имеет вид

$$\omega^2 = -\frac{B}{2A} \pm \sqrt{\left(\frac{B}{2A}\right)^2 - \frac{C}{A}}, \qquad (10)$$

где

$$\begin{aligned} A &= G^2 G'^2,\\ B &= -(G^2 + G'^2)[\kappa^2 - 2\kappa\epsilon S_e(k) - 8\epsilon^2 S_e^2(k)] + \\ &\quad + 16GG'\epsilon^2 S_0^2(k),\\ C &= \kappa^4 - 4\kappa^3\epsilon S_e(k) - 36\kappa^2\epsilon^2 S_0^2(k). \end{aligned} \qquad (11)$$

В предельном случае $d \gg R$, когда взаимодействие между дисками отсутствует, выражение (10) дает хорошо известный результат для частоты гиротропного движения кора в изолированном диске: $\Omega_0 = \kappa/G$ и $\Omega_0' = \kappa/G'$.

Возможные конфигурации цепочек чередующихся дисков приведены на рис. 6. В зависимости от со-

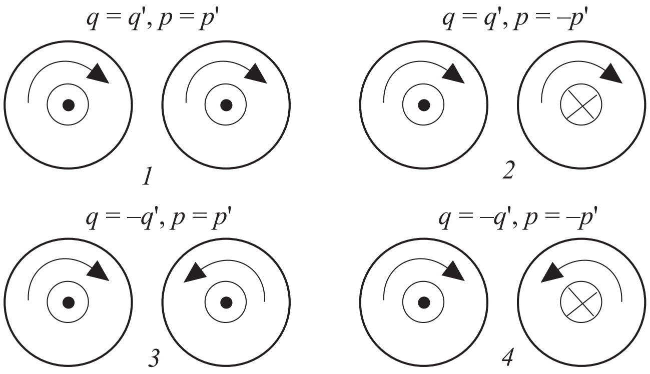

Рис. 6. Возможные сочетания хиральности и полярности в элементе одномерной цепочки нанодисков

четания параметров q, q', p и p' реализуются четыре сценария коллективных вращений коров с соответствующими дисперсионными законами (10). Характерный вид дисперсионных кривых, демонстрирующих расщепление частоты, показан на рис. 7. Наличие мультиплета в нулевом внешнем поле было предсказано в работе [30] и частично подтверждено в эксперименте [28], хотя в этих работах рассматривалась система лишь из двух или четырех взаимодействующих дисков.

Заметим, что в цепочках из большого количества дисков возможны не только чередования p и q, показанные на рис. 6. Действительно, могут быть реализованы более сложные варианты с несколькими

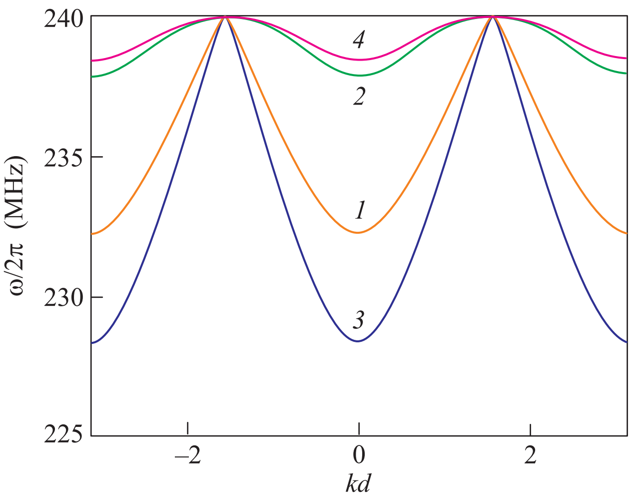

Рис. 7. Законы дисперсии (10) при включенном перпендикулярно плоскости пленки основном поле $h = -0.25$, примерно соответствующем резонансу (см. рис. 3). Для построения кривых использовались параметры диска из пермаллоя: $M_S = 770$ Э, $L = 104$ нм, $R = 1.6$ мкм. Предполагается, что вблизи резонансного состояния $R_0 \approx R$, а следовательно, и $M \approx M_S V$ (V – объем диска). Нумерация кривых соответствует сочетаниям q, p, приведенным на рис. 6

подряд расположенными дисками с одинаковыми p и/или q либо любые другие сочетания. Однако только рассматриваемое нами распределение параметров p, q приводит к максимальному расщеплению резонансной частоты.

Отметим, что в исследуемых пленках мы не наблюдали строгого чередования p, q. Диски с одинаковыми полярностями и хиральностями образовывали островки из нескольких частиц. Однако мы считаем, что в этом случае величина расщепления частот незначительно отличается от нашей оценки (10).

Подводя итог, можно сказать, что наличие близко расположенных пиков поглощения связано со снятием вырождения резонансной частоты из-за влияния междискового магнитостатического взаимодействия.

Согласно выражению (10), вблизи резонансного состояния должны наблюдаться близко расположенные пики поглощения. На кривых рис. 3 они совмещаются, в результате чего образуются немонотонности и перегибы. Рассчитанное из формулы (10) в длинноволновом пределе значение максимальной величины расщепления составляет $\Delta h \approx 0.06$. Оно удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными, приведенными на рис. 3.

Авторы признательны В.Я. Принцу за помощь в изготовлении массивов точек. Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ # 14-15-00805 “Биофункциональные магнитно-вихревые нанодиски, модифицированные ДНК-аптамерами, для адресной микрохирургии злокачественных новообразований” (2014–2016 гг.).

1. A. A. Thiel, Phys. Rev. Lett. **30**, 230 (1975).
2. J. Kim and S.-B. Choe, J. Magn. **12**, 113 (2007).
3. F. G. Mertens, H. J. Schnitzer, and A. R. Bishop, arXiv:cond-mat/9902151v1 (1999).
4. F. G. Mertens and A. R. Bishop, arXiv:cond-mat/9903037v1 (1999).
5. Б. А. Иванов, Д. Д. Шека, Письма в ЖЭТФ **82**, 489 (2005).
6. Б. А. Иванов, Г. Г. Аванесян, А. В. Хвальковский, Н. Е. Кулагин, К. Э. Заспел, К. А. Звездин, Письма в ЖЭТФ **91**, 190 (2010).
7. B. Pigeau, G. de Loubens, O. Klein, A. Riegler, F. Lochner, G. Schmidt, L. W. Molenkamp, V. S. Tiberkevich, and A. N. Slavin, Appl. Phys. Lett. **96**, 132506 (2010).
8. G. Loubens, A. Riegler, B. Pigeau, F. Lochner, F. Boust, K. Y. Guslienko, H. Hurdequint, L. W. Molekamp, G. Schmidt, A. N. Slavin, S. Tiberkevich, N. Vukadinovic, and O. Klein, Phys. Rev. Lett. B **102**, 177602 (2009).
9. V. Novosad, F. Y. Fradin, P. E. Roy, K. S. Buchanan, K. Yu. Guslienko, and S. D. Bader, Phys. Rev. B **72**, 024455 (2005).
10. V. A. Orlov and P. D. Kim, J. Sib. Fed. Univ. Math. Phys. **6**, 86 (2013).
11. V. S. Prokopenko, P. D. Kim, V. A. Orlov, B. V. Vasiliev, D. K. Vovk, S. E. Zatsepilin, and R. Yu. Rudenko, J. Sib. Fed. Univ. Math. Phys. **6**, 262 (2013).
12. П. Д. Ким, В. А. Орлов, В. С. Прокопенко, С. С. Замай, В. Я. Принц, Р. Ю. Руденко, Т. В. Руденко, ФТТ **57**, 29 (2015).
13. Ю. П. Иванов, Е. В. Пустовалов, А. В. Огнев, Л. А. Чеботкевич, ФТТ **51**, 2167 (2009).
14. K. Yu. Guslienko, V. Novosad, Y. Otani, H. Shima, and K. Fukamichi, Phys. Rev. B **65**, 024414 (2001).
15. J. Dou, S. C. Hernandez, C. Yu, M. J. Pechan, L. Folks, J. A. Katine, and M. J. Carey, J. of Appl. Phys. **107**, 09B514 (2010).
16. S. S. Cherepov, B. C. Koop, V. Korenivski, D. C. Worledge, A. Yu. Galkin, R. S. Khymyn, and B. A. Ivanov, Phys. Rev. Lett. **109**, 097204 (2012).
17. J. Miltat and A. Thiaville, Science **298**, 555 (2002).
18. A. Puzic, B. Van Waeyenberge, K. W. Chou, P. Fischer, H. Stoll, G. Schutz, T. Tyliszczak, K. Rott, H. Bruckl, G. Reiss, I. Neudecker, Th. Haug, M. Buess, and C. H. Back, J. Appl. Phys. **97**, 10E704 (2005).
19. T. Shinjo, T. Okuno, R. Hassdorf, K. Shigeto, and T. Ono, Science **289**, 930 (2000).

20. J. Raabe, R. Pulwey, R. Sattler, T. Schweinbock, J. Zweck, and D. Weiss, J. of Appl. Phys. **88**, 4437 (2000).
21. Б. А. Иванов, Д. Д. Шека, ФНТ **21**, 1148 (1995).
22. O. Klein, G. de Loubens, V. V. Naletov, F. Boust, T. Guillet, H. Hurdequint, A. Leksikov, A. N. Slavin, V. S. Tiberkevich, and N. Vukadinovic, Phys. Rev. B **78**, 144410 (2008).
23. K.-S. Lee and S.-K. Kim, Appl. Phys. Lett. **91**, 132511 (2007).
24. V. P. Kravchuk, Yu. Gaididei, and D. D. Sheka, Phys. Rev. B **80**, 100405(R) (2009).
25. K.-S. Lee, K. Yu. Guslienko, J.-Y. Lee, and S.-K. Kim, Phys. Rev. B **76**, 174410 (2007).
26. B. A. Ivanov and G. M. Wysin, Phys. Rev. B **65**, 134434 (2002).
27. K. Yu. Guslienko, B. A. Ivanov, V. Novosad, Y. Otani, H. Shima, and K. Fukamichi, J. of Appl. Phys. **91**, 8037 (2002).
28. A. Vogel, A. Drews, T. Kamionka, M. Bolte, and G. Meier, Phys. Rev. Lett. **105**, 037201 (2010).
29. А. Ю. Галкин, Б. А. Иванов, ЖЭТФ **136**, 87 (2009).
30. J. Shibata, K. Shigeto, and Y. Otani, Phys. Rev. B **67**, 224404 (2003).