

# Намагниченность двухподрешеточного ферримагнетика с одноионной анизотропией одной из подрешеток

В.И. Бутрим<sup>1</sup>, Б.А. Иванов<sup>2</sup>, Ю.А. Фридман<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского, г. Симферополь, Украина  
E-mail: frid@crimea.edu

<sup>2</sup>Институт магнетизма НАН Украины, г. Киев, Украина

Статья поступила в редакцию 1 сентября 2011 г., после переработки 21 ноября 2011 г.

Исследована температурная зависимость намагниченности подрешеток анизотропного ферримагнетика. Показано, что наличие даже малой одноионной анизотропии приводит к возникновению эффекта квантового сокращения спина и, как следствие, изменению поведения намагниченности подрешеток.

Досліджено температурну залежність намагніченості підґраток анізотропного ферімагнетика. Показано, що наявність навіть малої одноіонної анізотропії призводить до виникнення ефекту квантового скорочення спіну і, як слідство, до змін поведінки намагніченості підґраток.

PACS: 75.10.Jm Квантованные спиновые модели, включая квантованную спиновую фрустрацию;  
75.30.Gw Магнитная анизотропия;  
72.55.+s Магнитоакустические эффекты.

Ключевые слова: ферримагнетик, одноионная анизотропия, квантовое сокращение спина.

## Введение

Ферримагнетики, т.е. магнитные материалы с несколькими (в простейшем случае, с двумя) неэквивалентными магнитными подрешетками с антиферромагнитным взаимодействием и непараллельными намагниченностями обладают уникальными физическими свойствами и широко используются в различных устройствах электроники и вычислительной техники, см. [1,2]. В последние годы оформилась новая и перспективная область фундаментальной и прикладной физики магнетизма, получившая название фемтомагнетизм [3], базирующаяся на возможности манипулирования намагниченностью магнетиков с помощью фемтосекундных лазерных импульсов, см. обзор [4]. Недавно для ферримагнетиков (конкретно, сплава редкоземельных и переходных металлов GdFeCo) был обнаружен сверхбыстрый (за время порядка нескольких пикосекунд) переворот намагниченности под действием лазерного импульса с длительностью меньше 100 фс [5].

Результат работы [5] оказался неожиданным и достаточно необычным, он характерен только для ферримагнетиков. Достаточно заметить, что для немагнитных

антиферромагнетиков (ортоферрита гольмия) также наблюдалась спиновая переориентация под действием импульса света циркулярной поляризации, но она была обусловлена эффективным магнитным полем, генерированным импульсом [6]. Для ферримагнетиков установлено, что эффект переориентации не связан с поляризацией света и обусловлен только предельно коротким (но сильным, с максимальным значением температуры выше точки Кюри  $T_C$ ) нагревом образца [5]. С другой стороны, для ферромагнитных металлов (а также сплавов различных ферромагнитных металлов с ферромагнитным взаимодействием подрешеток типа пермаллоя) при импульсном нагреве наблюдалось только сверхбыстрое размагничивание и последующее восстановление намагниченности в том же направлении, т.е. переориентация отсутствует [7], см. также обсуждение в [4]. Таким образом, для исследовательской области фемтомагнетизма ферримагнетики обладают уникальными свойствами, отсутствующими у других магнетиков.

Микроскопическая причина эффекта переориентации [5] пока не вполне ясна. Установлено только, что в формировании эффекта существенную роль играет изменение модулей магнитных моментов подрешеток

$|\mathbf{M}_{1,2}|$  в области температур, когда величины  $|\mathbf{M}_1(t)|$  и  $|\mathbf{M}_2(t)|$  малы по сравнению с их максимальными значениями [5]. Иными словами, для описания эффекта существенна чисто продольная эволюция магнитных моментов подрешеток, так как стандартная спиновая динамика (описываемая на основе уравнения Ландау–Лифшица) просто не может проявиться на столь коротких временах. В этой связи представляет интерес анализ магнитных состояний ферримагнетика в области немалых температур при условии малости  $|\mathbf{M}_{1,2}|$ .

Отметим, что эффект переориентации наблюдался для сплава, содержащего как слабоанизотропные ионы, так и редкоземельные ионы, обладающие немалой одноионной анизотропией. Этот факт учитывался в численном моделировании, проведенном авторами [5] на основе анализа уравнений Ландау–Лифшица с учетом затухания и случайной силы, моделирующей взаимодействие с термостатом, для системы из  $5 \cdot 10^5$  атомов, результаты которого неплохо описывали эксперимент. Известно, однако, что наличие немалой одноионной анизотропии приводит к существенно квантовым эффектам, не описываемым стандартной феноменологической теорией. Полное описание подобных ионов требует учета динамики тензорных переменных, представляющих собой квантовые средние от операторов, билинейных по компонентам спина, что выходит за рамки уравнения Ландау–Лифшица, см. [8–10]. В частности, для магнетика с ферромагнитным взаимодействием эквивалентных спинов и большой одноионной анизотропией показана возможность эффекта квантового сокращения спина, при этом намагниченность меньше номинальной даже при нулевой температуре [11]. Эффект максимален при малом целом значении спина  $S = 1$ , но, в принципе, возможен и для больших спинов,  $S = 2$  [12], а также и для полуцелого спина  $S = 3/2$  [13]. Для всех этих случаев известны нематические фазы с равным нулю средним значением спина.

Случай ферримагнетиков с двумя подрешетками, одна из которых изотропна, а вторая имеет немалую одноионную анизотропию, важный для эксперимента [5], практически не исследован. Недавно показано, что при низкой температуре эффект квантового сокращения спина сильно подавлен влиянием обменного поля изотропной подрешетки на анизотропную [14]. Однако можно ожидать, что при немалой температуре, когда намагниченность и обменное поле изотропной подрешетки уменьшены, эффект квантового сокращения спина анизотропной подрешетки окажет существенное влияние на магнитные свойства магнетика. Анализ подобной задачи, насколько нам известно, ранее не проводился. Понимание роли специфических квантовых эффектов сокращения спина при немалой температуре может оказаться существенным для понимания эффектов типа лазерной переориентации в ферримагнетиках, тем более что основная стадия переориента-

ции происходит в течение времени, когда температура меняется слабо и составляет примерно  $T_C$ .

Целью настоящей работы является исследование роли квантовых эффектов в простейшей модели анизотропного ферримагнетика, допускающей сокращение спина при немалых температурах. Мы покажем, что эффекты сокращения спина могут быть существенными даже при не очень большом значении константы одноионной анизотропии, согласующемся с экспериментальными данными [5].

### Модель

Рассмотрим двухподрешеточный коллинеарный магнетик с нескомпенсированными магнитными моментами подрешеток. Поскольку нас интересуют эффекты квантового сокращения спина одной из подрешеток, выберем модель, в которой данное явление проявляется наиболее сильно. Будем считать, что спин магнитного иона первой подрешетки равен единице ( $S_1 = 1$ ), а для второй подрешетки выберем значение  $s_2 = 1/2$ ; при этом эффекты сокращения спина максимальны для первой подрешетки и полностью отсутствуют для второй. Будем учитывать только одноионную анизотропию типа «легкая плоскость», которая может присутствовать для первой подрешетки со спином  $S > 1/2$ . Гамильтониан такой системы можно представить в следующем виде:

$$\mathcal{H} = -\frac{1}{2} \sum_{n,n'} J^{(1)}(n-n') \mathbf{S}_n \mathbf{S}_{n'} - \frac{1}{2} \sum_{l,l'} J^{(2)}(l-l') \mathbf{s}_l \mathbf{s}_{l'} - \sum_{n,l} J^{(12)}(n-l) \mathbf{S}_n \mathbf{s}_l + \frac{\beta}{2} \sum_n (S_n^x)^2, \quad (1)$$

где  $J^{(i)} > 0$ ,  $J^{(12)} < 0$  — константы обменного взаимодействия первой и второй подрешеток ( $i = 1, 2$ ) и межподрешеточного взаимодействия соответственно;  $\mathbf{S}_n$  — спиновый оператор первой подрешетки;  $\mathbf{s}_l$  — спиновый оператор второй подрешетки;  $n, l$  — номера узлов первой и второй подрешеток соответственно;  $\beta > 0$  — константа одноионной анизотропии, описывающей анизотропию типа «легкая плоскость»  $c$  — легкой плоскостью  $ZOY$ . Отметим, что легкая плоскость  $ZOY$  является полностью изотропной, и в любой фазе с ненулевой намагниченностью направление средних значений спинов (в данной задаче средние значения спинов коллинеарны оси квантования) в этой плоскости произвольно. Выберем в качестве оси квантования ось  $z$ , при этом среднее значение спина первой подрешетки (на один узел)  $\langle \mathbf{S} \rangle$  параллельно оси  $z$ ,  $\langle \mathbf{S} \rangle = \langle S_z \rangle \mathbf{e}_z$ , а среднее значение спина второй подрешетки  $\langle \mathbf{s} \rangle$  антипараллельно этой оси. Удобно повернуть вторую подрешетку так, чтобы направление осей квантования обеих подрешеток совпали. Унитарный поворот  $U(\varphi) = \prod_l \exp(i\varphi s_l^x)$  на угол  $\varphi = \pi$

приводит к следующим преобразованиям (сохраняющим стандартные коммутационные соотношения) компонент оператора спина второй подрешетки:

$$s_i^x \rightarrow s_i^x, s_i^y \rightarrow -s_i^y, s_i^z \rightarrow -s_i^z.$$

Поскольку нас интересует влияние одноионной анизотропии на температурные зависимости намагниченностей подрешеток, необходимо точно учесть эффекты, связанные с одноионной анизотропией, что требует выхода за рамки квазиклассического приближения, например, представления Голстейна–Примакова. Эти эффекты можно учесть, используя представление SU(3)-когерентных состояний [10] либо технику операторов Хаббарда [14–16]. Применение операторов Хаббарда позволяет работать в широком температурном интервале, и является наиболее адекватным математическим аппаратом для данной задачи. Операторы Хаббарда строятся на базисе собственных функций одноузельного гамильтониана, который в приближении среднего поля имеет вид

$$\mathcal{H}_0 = -\bar{H}_1 S_n^z - \bar{H}_2 s_i^z + \frac{\beta}{2} (S_n^x)^2, \quad (2)$$

где  $\bar{H}_1 = J_0^{(1)} \langle S_1^z \rangle + |J_0^{(12)}| \langle s_2^z \rangle$ ,  $\bar{H}_2 = J_0^{(1)} \langle s_2^z \rangle + |J_0^{(12)}| \langle S_1^z \rangle$ ,  $J_0^{(1)}$ ,  $J_0^{(2)}$ ,  $J_0^{(12)}$  — нулевые фурье-компоненты обменных интегралов.

Решая с гамильтонианом (2) одноузельную задачу, получим энергетические уровни магнитных ионов соответствующих подрешеток

$$E_{1,-1} = \mp \bar{H}_1 \cos 2\alpha \pm \frac{\beta}{2} \sin 2\alpha, \quad E_0 = \frac{\beta}{2}, \quad (3)$$

$$\tilde{E}_{\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}} = \mp \frac{\bar{H}_2}{2}, \quad (4)$$

и волновые функции

$$\begin{aligned} |\Psi(1)\rangle &= \cos 2\alpha |1\rangle + \sin 2\alpha |-1\rangle, & |\Psi(0)\rangle &= |0\rangle, \\ |\Psi(-1)\rangle &= -\sin 2\alpha |1\rangle + \cos 2\alpha |-1\rangle, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\left| \Phi\left(\frac{1}{2}\right) \right\rangle = \left| \frac{1}{2} \right\rangle, \quad \left| \Phi\left(-\frac{1}{2}\right) \right\rangle = \left| -\frac{1}{2} \right\rangle. \quad (6)$$

Здесь введены следующие обозначения:  $E_i$  ( $i = 1, 0, -1$ ) — энергетические уровни магнитного иона первой подрешетки со спином  $S_1 = 1$ ,  $\tilde{E}_i$  ( $i = \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}$ ) — энергетические уровни магнитного иона второй подрешетки со спином  $s_2 = 1/2$ ;  $|\Psi(M)\rangle$ ,  $|\Phi(m)\rangle$  — волновые функции первой и второй подрешеток соответственно; параметр  $\alpha$  обобщенного ( $u-v$ )-преобразования определяется следующим образом:

$$\sin 2\alpha = \frac{\beta}{\sqrt{\beta^2 + (2\bar{H}_1)^2}}. \quad (7)$$

На базисе собственных функций (5) и (6) построим операторы Хаббарда  $X^{M'M} = |\Psi(M')\rangle \langle \Psi(M)|$  и

$Y^{m'm} = |\Phi(m')\rangle \langle \Phi(m)|$ , связанные со спиновыми операторами следующим образом:

$$\begin{aligned} S^z &= \cos 2\alpha (X^{11} - X^{-1-1}) - \sin 2\alpha (X^{1-1} + X^{-11}), \\ S^+ &= \sqrt{2} \cos \alpha (X^{10} + X^{0-1}) + \sqrt{2} \sin \alpha (X^{01} - X^{-10}), \\ S^- &= (S^+)^+ \end{aligned} \quad (8)$$

и

$$s^z = \frac{1}{2} \left( Y^{\frac{1}{2}\frac{1}{2}} - Y^{-\frac{1}{2}-\frac{1}{2}} \right), \quad s^+ = Y^{\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}, \quad s^- = (s^+)^+. \quad (9)$$

Из выражений (8) и (9) можно достаточно легко определить намагниченности подрешеток (на один узел) как функции температуры  $T$ :

$$\langle S_1^z \rangle = \cos 2\alpha \frac{2 \operatorname{sh} \left[ \frac{\bar{H}_1}{T} \cos 2\alpha - \frac{\beta}{2T} \sin 2\alpha \right]}{\exp \left( -\frac{\beta}{2T} \right) + 2 \operatorname{ch} \left[ \frac{\bar{H}_1}{T} \cos 2\alpha - \frac{\beta}{2T} \sin 2\alpha \right]}, \quad (10)$$

$$\langle s_2^z \rangle = \frac{1}{2} \operatorname{th} \frac{\bar{H}_2}{2T}. \quad (11)$$

Здесь температура измеряется в энергетических единицах (постоянная Больцмана  $k_B = 1$ ).

### Результаты анализа

Формулы (10), (11) определяют поведение средних значений спинов подрешеток при произвольных значениях температуры. Легко видеть, что формула для намагниченности первой подрешетки непосредственно содержит не только значения обменных интегралов, но и константу одноионной анизотропии. В интересующем нас случае, когда константа одноионной анизотропии мала ( $\beta < J^{(12)}$ ,  $J^{(2)}$ ), ее вклад в поведение намагниченности первой подрешетки должен быть минимален, что действительно наблюдается при низких температурах. При  $T \rightarrow 0$  величина  $\cos 2\alpha \rightarrow 1$ ,  $\sin 2\alpha \rightarrow 0$ , а средний магнитный момент первой подрешетки практически равен 1. Однако с ростом температуры ситуация меняется, поскольку, как следует из (7) и (10), константа одноионной анизотропии начинает конкурировать не с обменными интегралами, а со средним полем  $\bar{H}_1$ , которое, в свою очередь, является функцией температуры. При некоторых температурах константа анизотропии может сравниться, или даже превзойти поле  $\bar{H}_1$ , т.е. мы переходим к случаю «эффективно» большой анизотропии  $\beta \geq \bar{H}_1$ . В этом температурном интервале поведение намагниченности первой подрешетки будет определяться не только ростом тепловых флуктуаций, но и эффектом квантового сокращения спина [10,11]. Что касается намагниченности второй подрешетки, то, на первый взгляд, выражение (11) в точности соответствует функции Бриллюэна

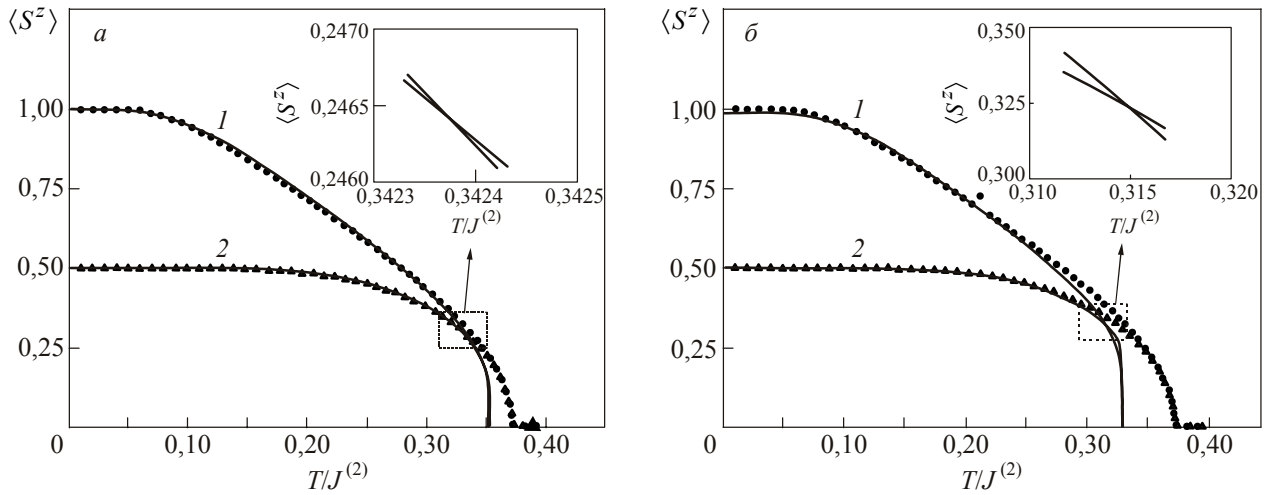


Рис. 1. Температурная зависимость намагниченностей подрешеток анизотропного ферримагнетика. Линии 1 и 2 описывают поведение намагниченностей первой и второй подрешетки, соответственно, для анизотропного ферримагнетика при  $\beta/J^{(2)} = 0,05$  (а) и  $\beta/J^{(2)} = 0,1$  (б). Точечные линии описывают поведение намагниченностей подрешеток для случая изотропного ферримагнетика ( $\beta = 0$ ).

для спина  $s = 1/2$ , и при низких температурах намагниченность изотропной подрешетки (на один узел) точно равна  $1/2$ . Однако одноионная анизотропия будет оказывать влияние и на температурное поведение второй подрешетки, поскольку в выражение для среднего поля  $\bar{H}_2$  входит  $\langle S_1^z \rangle$ .

Как видно, система уравнений (10), (11) является существенно нелинейной и поддается аналитическому исследованию только при низких температурах [14,17]. Однако эту систему удастся решить численно и построить графическую зависимость намагниченностей подрешеток от температуры. На рис. 1,а представлена зависимость намагниченностей подрешеток от температуры при  $\beta/J_0^{(2)} = 0,05$ , а на рис. 1,б при  $\beta/J_0^{(2)} = 0,1$  ( $J_0^{(2)} = 1$ ,  $J_0^{(12)}/J_0^{(2)} = 0,5$ ,  $J_0^{(1)}/J_0^{(2)} = 0,05$ ).

Как видно на рисунке, выше температуры компенсации (порядка 0,33 для случая  $\beta/J_0^{(2)} = 0,05$ ) начинает существенно проявляться эффект квантового сокращения спина. Далее, с ростом температуры намагниченности начинают сильно уменьшаться и при  $T/J_0^{(2)} = 0,335$  (для случая  $\beta/J_0^{(2)} = 0,1$ ) и  $T/J_0^{(2)} = 0,35$  (для случая  $\beta/J_0^{(2)} = 0,05$ ) скачком уменьшаются до нуля. Такое поведение намагниченностей подрешеток может свидетельствовать о температурном фазовом переходе первого рода.

Необходимо отметить еще одно обстоятельство. Как известно, в сильно анизотропных магнетиках ( $\beta \gg J$ ) возможна реализация магнитного состояния, характеризуемого не векторным, а тензорным параметром порядка, так называемое квадрупольное упорядочение [8,10,17,18]. Квадрупольный порядок характеризуется нулевой намагниченностью на узле и не нулевыми средними вида  $\frac{1}{2} \langle S^i S^j + S^j S^i \rangle$ , которые

для  $S > \frac{1}{2}$  не сводятся к среднему значению спина. Компонента тензора квадрупольных моментов

$$q_2^2(T) = \langle (S^+)^2 \rangle + \langle (S^-)^2 \rangle = 2 \sin 2\alpha \frac{\text{sh} \left( \frac{\bar{H}_1}{T} \cos 2\alpha - \frac{\beta}{2T} \sin 2\alpha \right)}{\exp \left( -\frac{\beta}{2T} \right) + 2 \text{ch} \left( \frac{\bar{H}_1}{T} \cos 2\alpha - \frac{\beta}{2T} \sin 2\alpha \right)}. \quad (12)$$

Мы предполагаем, что константа обменного взаимодействия первой (анизотропной) подрешетки сравнима (или даже меньше) константы одноионной анизотропии. Не вдаваясь в детальный анализ (см., например, [10,17,18]), можно утверждать, что при отсутствии междоузельного обменного взаимодействия ( $J^{(12)} = 0$ ) и при  $\beta \geq J^{(1)}$  в этой подрешетке могла бы реализоваться квадрупольная фаза с  $\langle S_1^z \rangle = 0$ ,  $q_2^2 = 1$  (при  $T \rightarrow 0$ ). Однако наличие второй подрешетки, а следовательно, и междоузельного обмена, можно трактовать как влияние «эффективного» магнитного поля, действующего на первую подрешетку. Это «эффективное» поле практически восстанавливает магнитный момент первой подрешетки и существенно уменьшает параметр  $q_2^2$ . Такое фазовое состояние можно рассматривать как квадрупольно-ферримагнитное [14,16,17]. Температурную зависимость параметра  $q_2^2$  (12) можно упростить, если воспользоваться выражением (10)

$$q_2^2(T) = \text{tg } 2\alpha \langle S_1^z(T) \rangle.$$

При высоких температурах  $q_2^2$ , также как и  $\langle S_1^z(T) \rangle$ , скачком убывает до нуля. График темпера-

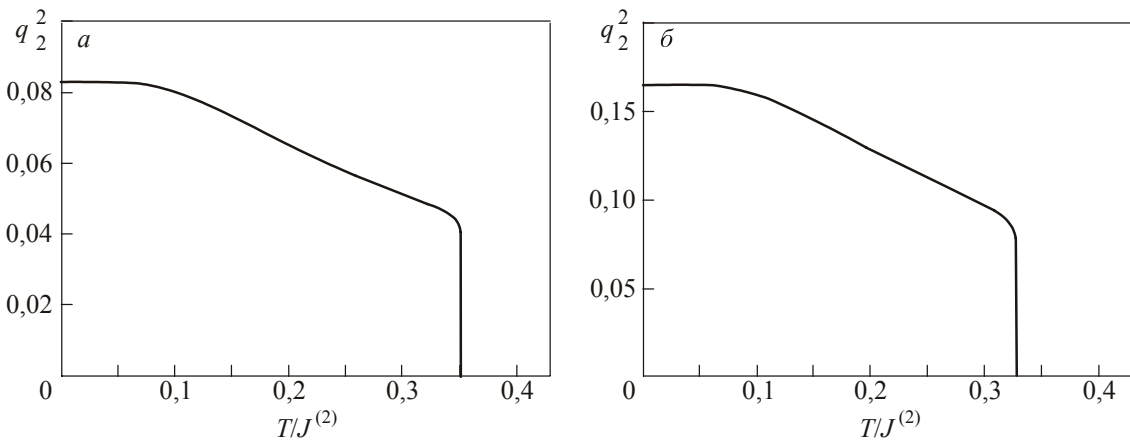


Рис. 2. Температурная зависимость параметра  $q_2^2$  при  $\beta/J^{(2)} = 0,05$  (а) и  $\beta/J^{(2)} = 0,1$  (б).

турной зависимости  $q_2^2$  для  $\beta/J^{(2)} = 0,05$  (рис. 2,а) и  $\beta/J^{(2)} = 0,1$  (рис. 2,б) приведен на рис. 2.

### Заключение

Проведенные исследования показали, что поведение анизотропных ферримагнетиков даже в простейшей модельной ситуации принципиально отличается от поведения анизотропных ферромагнетиков. Это отличие, прежде всего, состоит в том, что свойства анизотропного ферромагнетика определяются соотношением констант анизотропии и обменного взаимодействия во всем температурном интервале. Так, если константа одноионной анизотропии существенно превосходит обменный интеграл, то в ферромагнетике во всем температурном интервале реализуется квадрупольное упорядочение [8,10,17]. В противном же случае в ферромагнетике, также во всем температурном интервале, реализуется ферромагнитное упорядочение и квантовые эффекты практически не проявляются [14]. В рассматриваемом в настоящей работе случае ферримагнетика ситуация более сложная. Как мы показали, даже малая одноионная анизотропия (существенно меньшая обменного взаимодействия изотропной подрешетки и межподрешеточного обмена) в области высоких температур приводит к существенной редукции спина анизотропной подрешетки. Таким образом, при описании анизотропных ферримагнетиков, даже при достаточно малой константе анизотропии, неприменим феноменологический формализм, основанный на использовании уравнения Ландау–Лифшица, а необходимо использовать микроскопическое описание системы с точным учетом одноионной анизотропии.

Авторы признательны В.Г. Барьяхтару, Рою Шантреллу (Roy Chantrell) и Тому Остлеру (Tom Ostler) за полезные обсуждения. Работа поддержана Министерством образования и науки Украины в рамках проекта №269/09 и Проектом Украинского научно-технического центра STCU-N5210.

1. А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков, *Магнитные колебания и волны*, Наука, Москва (1994).
2. А. Малоземов, Дж. Слозуски, *Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами*, Мир, Москва (1982).
3. J.-Y. Bigot, M. Vomir, and E. Beaurepaire, *Nature Phys.* **5**, 515 (2009).
4. A. Kirilyuk, A.V. Kimel, and Th. Rasing, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 2731 (2010).
5. I. Radu, K. Vahaplar, C. Stamm, T. Kachel, N. Pontius, H.A. Dürr, T.A. Ostler, J. Barker, R.F.L. Evans, R.W. Chantrell, A. Tsukamoto, A. Itoh, A. Kirilyuk, Th. Rasing, and A.V. Kimel, *Nature* **472**, 205 (2011).
6. A.V. Kimel, B.A. Ivanov, R.V. Pisarev P.A. Usachev, A. Kirilyuk, and Th. Rasing, *Nature Phys.* **5**, 570 (2009).
7. E. Beaurepaire, J.C. Merle, A. Daunois, and J.-Y. Bigot, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4250 (1996).
8. Э.Л. Нагаев, *УФН* **136**, 61 (1982); Э.Л. Нагаев, *Магнетики со сложным обменным взаимодействием*, Наука, Москва (1988).
9. B.A. Ivanov and A.K. Kolezhuk, *Phys. Rev.* **B68**, 052401 (2003).
10. В.М. Локтев, В.С. Островский, *ФНТ* **20**, 983 (1994) [*Low Temp. Phys.* **20**, 775 (1994)].
11. В.В. Вальков, С.Г. Овчинников, *ТМФ* **50**, 466 (1982).
12. Ryan Barnett, Ari Turner, and Eugene Demler, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 180412 (2006).
13. Yu.A. Fridman, O.A. Kosmachev, A.K. Kolezhuk, and B.A. Ivanov, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 097202 (2011).
14. Ю.А. Фридман, О.А. Космачев, *ФТТ* **51**, 1104 (2009).
15. Р.О. Зайцев, *ЖЭТФ* **68**, 207 (1975).
16. Yu.N. Mitsay, Yu.A. Fridman, D.V. Spirin, and M.S. Kochmanski, *Acta Phys. Polonica* **97**, 355 (2000).
17. Yu.A. Fridman and O.A. Kosmachev, *J. Magn. Magn. Mater.* **236**, 272 (2001).
18. В.М. Калита, И.М. Иванова, В.М. Локтев, *ФНТ* **28**, 667 (2002) [*Low Temp. Phys.* **28**, 475 (2002)].

Sublattice magnetization in two-sublattice ferrimagnet  
with single-ion anisotropy

V.I. Butrim, B.A. Ivanov, and Yu.A. Fridman

The temperature dependence of sublattice magnetization of the anisotropic ferrimagnetic is investigated. It is shown that the presence of even weak single-ion anisotropy results in a quantum reduction of the spin,

and, consequently, changes the behavior of sublattices magnetization.

PACS: 75.10.Jm Quantized spin models, including quantum spin frustration;

75.30.Gw Magnetic anisotropy;

**72.55.+s** Magnetoacoustic effects.

Keywords: ferrimagnetic, single-ion anisotropy, quantum reduction of the spin.