Low Temperature Physics/Физика низких температур, 2016, т. 42, № 4, с. 370–375

Влияние импульса внешнего магнитного поля на магнитоупорядоченную систему при низких температурах

А.А. Звягин

Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Науки, 47, г. Харьков, 61103, Украина

Max-Planck-Institut für Physik komplexer Systeme, Noethnitzer Str., 38, D-01187, Dresden, Germany
E-mail: zvyagin@ilt.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 14 января 2016 г., после переработки 20 января 2016 г.,
опубликована онлайн 24 февраля 2016 г.

Теоретически изучено влияние импульса внешнего магнитного поля на магнонную систему магнитоупорядоченного магнетика. Показано, что в магнитной системе, в которой не сохраняется проекция полного спинового момента системы, параллельная внешнему магнитному полю, импульс поля вызывает осцилляции намагниченности, связанные с длительностью импульса. Амплитуда и частота этих осцилляций нелинейно зависят от амплитуды импульса поля и параметра релаксации. В случае малой длительности импульса поля изменение намагниченности, вызванное таким импульсом, пропорционально квадрату его длительности.

Теоретично вивчено вплив імпульсу зовнішнього магнітного поля на магнонну систему магнітоупорядкованого магнетика. Показано, що в магнітній системі, в якій не зберігається проекція повного спінового моменту системи, яка паралельна зовнішньому магнітному полю, імпульс поля викликає осциляції намагниченості, що пов'язані з тривалістю імпульсу. Амплітуда та частота цих осциляцій нелінійно залежать від амплітуди імпульсу поля та параметра релаксації. У випадку малої тривалості імпульсу зміна намагніченості, яка викликана таким імпульсом, пропорційна квадрату його тривалості.

PACS: **75.10.–b** Общая теория и модели магнитного упорядочения;
75.30.Ds Спиновые волны;
75.40.Gb Динамические свойства (динамическая чувствительность, спиновые волны, спиновая диффузия, динамический скейлинг и т.д.).

Ключевые слова: уравнения Ландау–Лифшица, импульс внешнего магнитного поля.

Изучение динамических свойств квантовых систем многих тел дает возможность принципиального понимания природы установления равновесия под действием унитарной временной эволюции [1]. Временная эволюция средних значений квантовых операторов зависит от начального состояния системы посредством большого числа параметров многочастичной системы. Это не согласуется со стандартным описанием эволюции ансамблей в классической механике, которая использует относительно небольшое количество законов сохранения динамической системы и обычно описывает поведение многочастичной системы после релаксации. Внезапные изменения параметров системы ведут к такой временной унитарной эволюции, и конечное установившееся состояние существенно зависит от типа исследуемой системы. Изучение внезапных изменений параметров квантово-механических систем очень важно в контексте недавних экспериментов со сверхохлажденными газами [2], импульсами электромагнитного поля высокой частоты [3], наблюдений последствий внезапных изменений в конденсированных средах и в моделях квантовых компьютеров [4] или динамике магнетиков в импульсных высокоамплитудных полях [5].

Самым простым способом изучения установления равновесия после внезапного изменения параметров квантового гамильтониана является мгновенное включение (или выключение) внешнего поля (потенциала), которое связано с числом частиц в системе. Особенно интересно исследовать эффекты унитарной эволюции в магнитных системах. В них квантовые эффекты могут проявляться несколькими путями. Во-первых, в низкоразмерных спиновых системах [6] квантовые флуктуации разрушают дальний магнитный порядок [7]. Во-вторых, квантовые эффекты проявляют себя в фрустрированных магнитных системах, см., например, недавний обзор [8]. Наконец, при низких температурах малые отклонения направлений магнитных моментов в магнитоупорядоченных магнитных системах квантуются и ведут себя как ансамбли практически слабо взаимодействующих между собой бозонов [9]. Поведение магнонной системы при мгновенном включении внешнего магнитного поля изучалось, например, в [10]. Там авторами были предсказаны зависящие от времени осцилляции намагниченности магнетика под действием мгновенного включения внешнего магнитного поля. Недавно результаты работы [10] были обобщены на случай включения релаксации магнонов в форме Ландау–Лифшица [11]. Стандартный путь теоретического описания включения релаксации для любой (не только магнитной) системы — это решение кинетического уравнения [12]. Однако для магнитных систем вводят и особое теоретическое описание установления в них равновесия, например, с помощью уравнений типа Блоха [13] или уравнения Ландау–Лифшица [14]. Наличие в уравнении, описывающем динамику магнетика, релаксации в форме Блоха приводит к несохранению величины намагниченности системы (что при низких температурах не соответствует ситуации в экспериментах с магнитоупорядоченными системами), в отличие от описания в форме уравнения Ландау–Лифшица. Последнее наиболее эффективно для описания динамики установления равновесия в магнитных системах, при которой длина вектора намагниченности сохраняется, а релаксация имеет место лишь по направлению этого вектора. Довольно часто используют термин уравнение Ландау–Лифшица в более широком смысле — как уравнение классической динамики, которое описывает временную эволюцию многочастичного магнетика. Намагниченность при этом эволюционирует в эффективном магнитном поле, которое получается как вариационная производная от энергии магнетика по намагниченности. Естественно, такое описание, вообще говоря, не совпадает с квантово-механическим для среднего значения намагниченности при квантово-механическом описании в случае учета межспиновых взаимодействий в магнетике. Поясним это на примере магнетика, в котором спины взаимодействуют посредством обменного взаимодействия, гамильтониан системы которого имеет вид

$$\mathcal{H}_0 = -J\sum_{n,\delta} S_n S_{n+\delta}\,, \tag{1}$$

где J — обменный интеграл, δ — вектор, соединяющий выделенный узел с ближайшими соседями, а $S_n^{x,y,z}$ — операторы проекций узельного спина (S — величина узельного спина). В этом случае уравнения Гейзенберга для операторов компонент спинов (записанные в компактной форме) имеют вид

$$-i\hbar\dot{\mathbf{S}}_n = -J[\mathbf{S}_n\mathbf{S}_{n+\delta}]\,, \tag{2}$$

где точка обозначает производную по времени. В этой записи подразумеваются, естественно, три уравнения (для трех проекций оператора узельного спина). Система уравнений Гейзенберга (1) незамкнута, поскольку в правых частях появляются операторы, квадратичные по компонентам узельных спинов. После усреднения в левой части этих уравнений возникают члены типа $\langle \mathbf{S}_n^{\alpha}\rangle$, т.е. средние значения от компонент вектора спинового узельного момента системы. Однако в правой части возникают парные средние типа $\langle S_n^{\alpha} S_{n+\delta}^{\beta}\rangle$, где $\alpha, \beta = x, y, z$. Эти средние значения можно записать как произведения средних значений компонент операторов проекций узельных спинов $\langle S_n^{\alpha} S_{n+\delta}^{\beta}\rangle = \langle S_n^{\alpha}\rangle\langle S_{n+\delta}^{\beta}\rangle$ (что имеет место в классическом уравнении Ландау–Лифшица), например, в приближении типа динамического среднего поля [6,15]. Это означает, что описание динамики магнетиков в форме уравнения Ландау–Лифшица в широком понимании оправдано только для магнитоупорядоченных систем с ненулевыми значениями проекций средних значений узельных спинов. В этом случае, см. ниже, уравнения для средних квантово-механических значений операторов проекций узельных спинов совпадают с уравнениями типа Ландау–Лифшица для проекций узельных спиновых векторов. Но в представленной работе мы будем использовать термин уравнение Ландау–Лифшица в узком смысле, т.е. как уравнение, описывающее релаксацию магнитоупорядоченной системы так, что длина вектора магнитного момента сохраняется.

В настоящей работе изучается установление равновесного состояния системы магнонов магнетика с существенно отличными от нуля релятивистскими взаимодействиями не под действием внезапного изменения одного из параметров системы, в рассматриваемом случае — внезапного включения внешнего магнитного поля, так называемый quantum quench. Эта ситуация была нами рассмотрена в работе [11]. Сейчас же мы будем рассматривать квантовую эволюцию ансамбля магнонов под действием импульса внешнего магнитного поля, т.е. ситуации, в которой магнитное поле сначала меняется скачком до какого-то значения, не равного начальному;

это продолжается некоторый промежуток времени, а затем поле выключается (т.е. скачком меняется до первоначального значения). В настоящей работе рассматриваются малые квантованные колебания отклонений магнитных моментов магнитоупорядоченной системы от положения равновесия — магноны, которые часто описывают с помощью квантовой статистики Бозе–Эйнштейна [9]. Эволюция средних значений (например, числа магнонов) существенно зависит от того, сохраняется ли в системе число квазичастиц. Общая ситуация в случае отсутствия релаксации для ансамблей фермионов и бозонов (в случае несохранения числа частиц) была нами исследована в работе [16]. Особенно интересна временная эволюция магнитных систем с несохранением числа магнонов. В представленной работе показано, что несохранение числа магнонов приводит в случае импульса внешнего магнитного поля к осцилляциям намагниченности как функции длительности импульса и его амплитуды. При этом релаксация магнитной системы в форме Ландау–Лифшица (т.е. в случае сохранения длины векторов магнитных моментов) приводит к нелинейному по константе релаксации эффекту, который проявляется как в уменьшении со временем амплитуды колебаний, так и в зависимости частоты колебаний не только от длительности импульса поля (не от времени, как в случае включения), но и от константы релаксации — что подобно случаю мгновенного включения магнитного поля.

Рассмотрим магнитоупорядоченную систему, энергию которой запишем в виде

$$\mathcal{H} = -J\sum_{n,\delta}\mathbf{M}_n\cdot\mathbf{M}_{n+\delta} - \sum_n\left(\frac{D}{2}(M_n^z)^2 + \right.$$
$$\left. + \frac{E}{2}[(M_n^x)^2-(M_n^y)^2] + g\mu_B(H+h_t)M_n^z\right), \qquad (3)$$

где $M_n^{x,y,z}$ — проекции вектора узельного момента магнитоупорядоченной системы (заметим, что $|\mathbf{M}_n| = S$), $D>0$ и E — константы одноионной магнитной анизотропии, H и h_t — величины постоянного и зависящего от времени магнитного поля, $g\mu_B \equiv \hbar\gamma$ — величины g-фактора, магнетона Бора, константы Планка и гиромагнитного отношения соответственно. Заметим, что результаты принципиально не изменятся, если вместо энергии или вместе с энергией одноионной магнитной анизотропии включить в энергию магнетика и разноионную магнитную анизотропию, возникающую, например, вследствие магнитного дипольного взаимодействия.

Уравнения, которые описывают динамику магнетика, в рассматриваемом случае — уравнение Ландау–Лифшица, имеют следующий вид (для трех компонент вектора магнитного момента) [14,17]:

$$\frac{\partial\mathbf{M}_n}{\partial t} = \gamma[\mathbf{M}_n\mathbf{H}_n] - \frac{\lambda}{S^2}[\mathbf{M}_n[\mathbf{M}_n\mathbf{H}_n]], \qquad (4)$$

где операции в квадратных скобках понимаются как векторное произведение соответствующих узельных векторов магнитных моментов, λ — константа релаксации Ландау–Лифшица, а эффективное магнитное поле, действующее на вектор магнитного момента в узле n, определяется из формулы

$$\mathbf{H}_n = -\frac{1}{g\mu_B}\frac{\partial\mathcal{H}}{\partial\mathbf{M}_n}. \qquad (5)$$

В случае слабого релятивистского взаимодействия равновесная конфигурация системы спинов практически соответствует ситуации, когда все спины параллельны или антипараллельны оси z. Зависящее от времени магнитное поле внезапно включается в момент времени $t=0$ (с амплитудой h), а затем выключается в момент времени $t=\tau$, т.е. на магнетик воздействует импульс внешнего магнитного поля длительности τ и амплитуды h.

Будем считать, что величина амплитуды импульса магнитного поля меньше величины постоянного поля $h<H$ и параметров магнитной анизотропии, которые удовлетворяют условию $|E|<|D|$. В такой ситуации можно линеаризовать уравнение Ландау–Лифшица (уравнения для компонент) относительно положения равновесия системы при $t<0$, считая что $\mathbf{M}_n \approx \mathbf{M}_n^0 + \sigma_n$, где $|\sigma_n| \ll S$ и $\mathbf{M}_n^0 = (0,\pm S)$.

Действуя аналогично работе [17], для циклических компонент векторов отклонения узельного момента от положения равновесия $\sigma_n^\pm = \sigma_n^x \pm i\sigma_n^y$, после фурье-преобразования

$$\sigma_n^+ = \frac{1}{\sqrt{2S}}\sum_{\mathbf{k}} e^{i\mathbf{k}\delta}a_k, \quad \sigma_n^- = \frac{1}{\sqrt{2S}}\sum_{\mathbf{k}} e^{-i\mathbf{k}\delta}a_k^*, \qquad (6)$$

мы получаем

$$i\hbar\frac{\partial a_k}{\partial t} = [1-i(\lambda/\gamma S)]\Big([A_k + g\mu_B h_t]a_k - ESa_{-k}^*\Big),$$

$$i\hbar\frac{\partial a_{-k}^*}{\partial t} = [1+i(\lambda/\gamma S)]\Big(-[A_k + g\mu_B h_t]a_{-k}^* + ESa_k\Big), \qquad (7)$$

где введено обозначение

$$A_k = 2JS\sum_\delta[1-\exp(i\mathbf{k}\delta)] + g\mu_B H + DS.$$

Очевидно, что для третьей компоненты вектора узельного магнитного момента учет малых отклонений от положения равновесия приводит к нелинейному по амплитудам магнонов выражению и может быть отброшен в используемом приближении. Можно легко обобщить полученный результат на случай межчастичной природы магнитной анизотропии. При этом, например, для анизотропии обмена мы должны заменить

$$2JS\sum_{\delta}[1-\exp(i\mathbf{k}\delta)] \to 2JS\sum_{\delta}[\Delta-\exp(i\mathbf{k}\delta)]\,,$$

$$ES \to J_a S/2\,, \tag{8}$$

где $\Delta = J_z/J$, $J_a = |J_x - J_y|$ (подразумеваются разные величины обменных интегралов вдоль принципиальных магнитных осей магнетика), и, как и в случае одноионной магнитной анизотропии, предполагается малость магнитной двухосности. При учете магнитодипольного взаимодействия замена следующая:

$$A_k \to A_k - DS + 2\pi(g\mu_B)^2 a^{-3}\sin^2\theta_k\,,$$

$$ES \to 2\pi(g\mu_B)^2 a^{-3}\sin^2\theta_k \exp(2i\varphi_k)\,, \tag{9}$$

где θ_k и φ_k — азимутальный и полярный углы волнового вектора k, и a — постоянная решетки.

Пусть при $t<0$ величина h_t была равна нулю, а в момент времени $t=0$ включилось поле $h_t = h$ длительностью τ. Затем в момент времени $t=\tau$ поле h_t было выключено, $h_t = 0$. Пользуясь кусочным постоянством коэффициентов уравнений (7), см. работу [18], находим величину добавки к намагниченности системы, вызванной импульсом внешнего поля

$$\Delta M^z = \frac{\gamma h E^2 S^2[1+(\lambda/\gamma S)^2]}{2\hbar}\sum_k \mathrm{cth}\left(\frac{\varepsilon_k}{2k_BT}\right)\times$$

$$\times\exp\left[-\frac{2(\lambda/\gamma)t'(A_k+g\mu_B h)}{\hbar}\right]\frac{\sin^2(\omega_1\tau)}{\omega_1^2\omega}\,, \tag{10}$$

где $t' = t+\tau$, T — температура, k_B — константа Больцмана, $\varepsilon_k = \sqrt{A_k^2 - E^2S^2}$,

$$\hbar\omega_1 = \sqrt{(A_k + g\mu_B h)^2 - E^2S^2[1+(\lambda/\gamma S)^2]}\,,$$

$$\hbar\omega = \sqrt{A_k^2 - E^2S^2[1+(\lambda/\gamma S)^2]}\;. \tag{11}$$

Заметим, что относительная простота выражения (10) имеет место лишь для случая возвращения величины внешнего магнитного поля к значению, которое было при $t=0$, т.е. к $h_t = 0$. В общем случае выражение для изменения намагниченности под действием импульса внешнего магнитного поля более сложное, см., например, [16]. В частности, намагниченность осциллирует в общем случае не только как функция длительности импульса поля, но и как функция времени. Естественно рассматривать область изменения параметров системы, при которых ω, ω_1, ε_k вещественны (иначе неприменимо приближение малых отклонений от положения равновесия и (или) релаксация приводит к неустойчивости колебаний магнитных моментов, что не представляется физически оправданным).

В случае сохранения величины проекции полного спинового момента системы параллельного внешнему магнитному полю (в рассмотренном случае — при $E=0$ либо при $J_a=0$ или $\sin(2\varphi_k)=0$), добавка к намагниченности, вызванной импульсом внешнего магнитного поля, равна нулю. Если же такая проекция не сохраняется, то в системе возникают осцилляции намагниченности. Амплитуда этих осцилляций, естественно, вызвана ненулевой величиной h (заметим, что она обращается в нуль и при $h=\infty$), но отклик на ненулевую амплитуду включенного поля, как видно из уравнения, нелинеен. Более того, частота колебаний также существенно зависит от амплитуды импульса поля. Такие осцилляции намагниченности сохраняются и в основном состоянии. Амплитуда осцилляций затухает со временем вследствие включения релаксации в форме Ландау–Лифшица. Скорость релаксации зависит от параметров энергии магнетика A_k и от амплитуды включенного поля h. Релаксация в форме Ландау–Лифшица входит в ответ для частоты и амплитуды осцилляций в характерной форме $1+(\lambda/\gamma S)^2$, т.е. зависит нелинейно от параметра релаксации Ландау–Лифшица, что является естественным следствием вида уравнения Ландау–Лифшица. С другой стороны, релаксация со временем добавки к намагниченности, вызванная импульсом внешнего магнитного поля, линейна по параметру λ/γ. Последние два обстоятельства существенно отличают механизм релаксации в форме Ландау–Лифшица от релаксации в форме Блоха, при котором скорость релаксации определяется лишь константой затухания Блоха, а частота и амплитуда осцилляций от константы релаксации не зависят [16].

Рассмотрим некоторые предельные случаи выражения (10). Например, при малой амплитуде импульса поля h мы имеем

$$\Delta M^z = \frac{\gamma h E^2 S^2[1+(\lambda/\gamma S)^2]}{2\hbar}\sum_k \mathrm{cth}\left(\frac{\varepsilon_k}{2k_BT}\right)\times$$

$$\times\exp\left[-\frac{2(\lambda/\gamma)t'A_k}{\hbar}\right]\frac{\sin^2(\omega\tau)}{\omega^3}\,, \tag{12}$$

т.е. частота осцилляций добавки к намагниченности, вызванной импульсом поля, не зависит от амплитуды поля (заметим, что она, тем не менее, зависит от параметра релаксации Ландау–Лифшица, что отлично от ситуации с релаксацией в форме Блоха). С другой стороны, при малой длительности импульса внешнего магнитного поля $\tau \to 0$, мы получаем выражение

$$\Delta M^z = \frac{\gamma h E^2 S^2[1+(\lambda/\gamma S)^2]}{2\hbar}\sum_k \mathrm{cth}\left(\frac{\varepsilon_k}{2k_BT}\right)\times$$

$$\times\exp\left[-\frac{2(\lambda/\gamma)t(A_k+g\mu_B h)}{\hbar}\right]\frac{\tau^2}{\omega}\,, \tag{13}$$

т.е. отклик пропорционален квадрату длительности импульса поля в этом случае. Можно оценить величину эффекта. В главном по отношению энергии анизотропии и константы обмена приближении при низких температурах получаем

$$\Delta M^z \approx \frac{h(\tau ES)^2[1+(\lambda/\gamma S)^2]\mathrm{e}^{2\lambda ht}}{2\pi^{5/2}\gamma(JS)^3/2[T^{-1}+(2\lambda t/\gamma\hbar)]^{3/2}}. \quad (14)$$

Видно, что отклик быстро затухает со временем. В динамическом режиме при $t<(2\lambda h)^{-1}$ можно пренебречь релаксационными членами:

$$\Delta M^z \approx \frac{h(\tau ES)^2 T^{3/2}}{2\pi^{5/2}\gamma(JS)^{3/2}}. \quad (15)$$

Наконец, при малой величине эффективной двухосности получаем

$$\Delta M^z = \frac{\gamma\hbar^2 hE^2S^2[1+(\lambda/\gamma S)^2]}{2}\sum_k \mathrm{cth}\left(\frac{\varepsilon_k}{2k_BT}\right)\times$$

$$\times\exp\left[-\frac{2(\lambda/\gamma)t'(A_k+g\mu_Bh)}{\hbar}\right]\frac{\sin^2[(A_k+g\mu_Bh)\tau/\hbar]}{A_k(A_k+g\mu_Bh)^2}. \quad (16)$$

В этом случае, в частности, видно, что частота осцилляций, вызванная импульсом внешнего магнитного поля, не зависит от параметров релаксации Ландау–Лифшица.

Таким образом, в настоящей работе исследовано влияние импульса внешнего магнитного поля на магнонную систему магнитоупорядоченного магнетика. Показано, что в магнитной системе, в которой не сохраняется проекция полного спинового момента системы, параллельная внешнему магнитному полю, импульс поля вызывает осцилляции намагниченности, связанные с длительностью импульса. Амплитуда и частота этих осцилляций зависят нелинейным образом от амплитуды импульса поля. В случае малой длительности импульса поля изменение намагниченности, вызванное таким импульсом, пропорционально квадрату его длительности. Показано, что учет релаксации в магнитной системе в форме Ландау–Лифшица (важной для ситуации, когда релаксация не приводит к изменению длины вектора магнитного момента, в отличие от релаксации в форме Блоха) приводит к нелинейной зависимости амплитуды и частоты осцилляций от параметра релаксации, а также к зависимости скорости затухания от параметров энергии магнетика и амплитуды импульса внешнего магнитного поля. Наконец, эффект не пропадает при нулевой температуре, что связано с наличием нулевых квантовых колебаний.

Автор благодарен Институту химии Харьковского национального университета им. В.Н. Каразина за поддержку.

1. A. Polkovnikov, K. Sengupta, A. Silva, and M. Vengalattore, *Rev. Mod. Phys*. **83**, 863 (2011); M. Heyl, A. Polkovnikov, and S. Kehrein, *Phys. Rev. Lett*. **110**, 135704 (2013).
2. T. Kinoshita, T. Wenger, and D.S. Weiss, *Nature* (*London*) **440**, 900 (2006); M. Gring, M. Kuhnert, T. Langen, T. Kitagawa, B. Rauer, M. Schreitl, I. Mazets, D.A. Smith, E. Demler, and J. Schmiedmayer, *Science* **337**, 1318 (2012).
3. B. Ferguson and X.-C. Zhang, *Nature Mater*. **1**, 26 (2002); M. Tonouchi, *Nature Photon* **1**, 97 (2007).
4. B.E. Cole, J.B. Williams, B.T. King, M.S. Sherwin, and C.R. Stanley, *Nature* **410**, 60 (2001); R. Huber, F. Tauser, A. Brodschelm, M. Bichler, G. Abstreiter, and A. Leitenstorfer, *Nature* **414**, 286 (2001); R.A. Kaindl, M.A. Carnahan, D. Hägele, R. Lövenich, and D.S. Chemla, *Nature* **423**, 734 (2003); S.G. Carter, V. Birkedal, C.S. Wang, L.A. Coldren, A.V. Maslov, D.S. Citrin, and M.S. Sherwin, *Science* **310**, 651 (2005); J. Kröll, J. Darmo, S.S. Dhillon, X. Marcadet, M. Calligaro, C. Sirtori, and K. Unterrainer, *Nature* **449**, 698 (2007); J.R. Danielson, Y.-S. Lee, J.P. Prineas, J.T. Steiner, M. Kira, and S.W. Koch, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 237401 (2007).
5. S. Zherlitsyn, B. Wustmann, T. Herrmannsdörfer, and J. Wosnitza, *IEEE Trans. Appl. Supercond*. **22**, 3 (2012); F. Weickert, B. Meier, S. Zherlitsyn, T. Herrmannsdörfer, R. Daou, M Nicklas, J. Haase, F. Steglich, and J. Wosnitza, *Meas. Sci. Technol*. **23**, 105001 (2012).
6. A.A. Zvyagin, *Quantum Theory of One-Dimensional Spin Systems*, Cambridge Scientific Publishers, Cambridge (2010).
7. N.D. Mermin and H. Wagner, *Phys. Rev. Lett*. **17**, 1133 (1966).
8. A.A. Zvyagin, *Fiz. Nizk. Temp*. **39**, 1159 (2013) [*Low Temp. Phys*. **39**, 901 (2013)].
9. С.В. Тябликов, *Методы квантовой теории магнетизма*, Наука, Москва (1965).
10. В.М. Цукерник, Р.П. Янкелевич, *ЖЭТФ* **63**, 729 (1972).
11. А.А. Звягин, *ФНТ* **41**, 938 (2015) [*Low Temp. Phys*. **41**, 730 (2015)].
12. Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский, *Физическая кинетика*, Наука, Москва (1979).
13. А.Г. Гуревич, *Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках*, Наука, Москва (1973).
14. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *К теории дисперсии магнитной проницаемости ферромагнитных тел*, в кн.: Л.Д. Ландау, *Собрание трудов*, Е.М. Лифшиц (ред.), Наука, Москва (1969), т. 1, с. 128.
15. A.A. Zvyagin, *Phys. Rev. B* **79**, 064422 (2009).
16. А.А. Звягин, *Phys. Rev. B* **92**, 184507 (2015).
17. А.А. Звягин, Ю. Садауи, В.М. Цукерник, *ФНТ* **16**, 1315 (1990) [*Sov. J. Low Temp. Phys*. **16**, 754 (1990)]; А.А. Звягин, Я.Ю. Сегал, В.М. Цукерник, *ФНТ* **18**, 983 (1992) [*Low Temp Phys*. **18**, 690 (1992)].
18. А.А. Звягин, В.Я. Серебрянный, А.М. Фришман, В.М. Цукерник, *ФНТ* **8**, 1205 (1982) [*Sov. J. Low Temp. Phys*. **8**, 612 (1982)].

Effect of the pulse of the external magnetic field on a magnetically ordered system at low temperatures

A.A. Zvyagin

The influence of the pulse of the external magnetic field on the magnon system of a magnetically ordered magnet has been studied theoretically. It has been shown that in the magnetic system, where the projection of the total spin moment, parallel to the external magnetic field, is not conserved, the pulse of the field causes oscillations of the magnetization, related to the pulse duration. The magnitude and the frequency of those oscillations nonlinear depend on the magnitude of the field pulse and the relaxation parameter. In the case of the short pulse duration, the change of the magnetization, caused by such a pulse, is proportional to the square of its duration.

PACS: **75.10.–b** General theory and models of magnetic ordering;
75.30.Ds Spin waves;
75.40.Gb Dynamic properties (dynamic susceptibility, spin waves, spin diffusion, dynamic scaling, etc).

Keywords: Landau–Lifshitz equation, pulse of external magnetic field.