

УДК 534.538.114

© 1991

МАГНИТОУПРУГИЙ МЕХАНИЗМ ФОРМИРОВАНИЯ БЕГУЩЕЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ СПИНОВОЙ ВОЛНЫ

С. В. Тарасенко

Показано, что для магнитных колебаний с частотой ω_m , удовлетворяющей критерию эластостатичности $\omega_m^2 \ll s^2 k^2$ (s — скорость звука, k — волновой вектор волны), поле действующих квазистатических упругих деформаций приводит к формированию нового типа распространяющихся магнитных колебаний — эластостатических спиновых волн (ЭСВ). С учетом неоднородного обмена и магнитодипольного взаимодействия проведен анализ возможных типов ЭСВ в зависимости от частоты и касательной к поверхности магнетика составляющей волнового вектора k .

Обычно при анализе условий распространения объемных и поверхностных спиновых волн ограничиваются учетом магнитодипольного и неоднородного обменного взаимодействий, вследствие чего основными типами магнитных возбуждений, распространяющихся в ограниченном магнетике, являются магнитоэластические и обменные спиновые волны (МСВ и ОСВ соответственно) [1]. Что касается магнитоупругого взаимодействия, то вне условий спин-ориентационного фазового перехода оно, как правило, мало $\xi^2 \sim 10^{-4} \div 10^{-5}$ (где $\xi^2 = \omega_{\text{МУ}}^2 / \omega_m^2$ — безразмерный параметр линейного магнитоупругого взаимодействия, $\omega_{\text{МУ}}$ — магнитоупругая щель в спектре спиновой волны ω_m) и его влияние на спектр бегущих спиновых волн учитывалось только в области магнитоакустического резонанса (МАР) [1-3]. Однако в настоящее время имеется широкий класс магнитных материалов (например, слабые ферромагнетики (СФМ) с легкоплоскостной магнитной анизотропией), в которых уже вдали от области фазового перехода реализуются условия сильного линейного внерезонансного магнитоупругого взаимодействия $\xi^2 \sim 1$ [4]. До сих пор анализ взаимодействия спиновых и звуковых волн при $\xi^2 \sim 1$ проводился, как правило, в длинноволновой области спектра спиновых волн $k^2 s^2 \ll \omega_m^2$ (где k — волновой вектор волны, s — минимальная фазовая скорость упругой волны) [4]. Те же немногие работы, которые при $\xi^2 \sim 1$ изучали другой предельный случай

$$k^2 s^2 \gg \omega_m^2, \quad (1)$$

ограничивались либо моделью бесконечного кристалла [5, 6], либо исследованием нераспространяющихся спиновых волн [7]. Вместе с тем при выполнении условия эластостатичности магнитных колебаний (1) роль магнитоупругого взаимодействия в формировании магнитных колебаний с частотой ω_m аналогична роли магнитодипольного взаимодействия в формировании МСВ. При этом в случае (1) роль «быстрой» подсистемы играет не электромагнитное поле, как в МСВ, а поле упругих деформаций, и по аналогии с МСВ магнитные колебания, удовлетворяющие (1), будем называть эластостатическими спиновыми волнами (ЭСВ). Анализ особенностей формирования бегущих ЭСВ с учетом магнитодипольного взаимодействия до сих пор не проводился. Целью данной работы является анализ возможных типов бегущих ЭСВ, реализующихся в ограниченном маг-

нетике с учетом не только магнитоупругого, но и магнитодипольного и неоднородного обменного взаимодействий.

В связи с тем что в многоподрешеточных магнетиках возможно обменное усиление магнитоупругого взаимодействия при одновременном обменном ослаблении магнитодипольного взаимодействия, в качестве примера рассмотрим двухподрешеточную ($M_{1,2}$ — намагниченности подрешеток) модель слабого ферромагнетика (СФМ), полагая всюду в дальнейшем выполненным условие $|\mathbf{m}| \ll |\mathbf{e}| \simeq 1$, где \mathbf{m} и \mathbf{e} — соответственно векторы ферро- и антиферромагнетизма, связанные с M_1, M_2 соотношениями

$$\mathbf{m} = -\frac{M_1 + M_2}{2M_0}, \quad \mathbf{l} = \frac{M_1 - M_2}{2M_0}, \quad (2)$$

$2M_0$ — намагниченность насыщения. В этом случае энергия СФМ может быть представлена в виде

$$W = W_M + W_{МУ} + W_Y, \quad (3)$$

где магнитоупругая $W_{МУ}$ и упругая W_Y части энергии выбраны для простоты изотропными

$$W_{МУ} = \gamma M_0^2 \int d\mathbf{r} e_i e_k u_{ik}, \quad (4)$$

$$W_Y = \frac{1}{2} \lambda u_{ii}^2 + \mu u_{ik}^2, \quad (5)$$

γ — константа магнитоэластики; λ, μ — параметры Ламэ; $u_{ik} \equiv (\partial u_i / \partial x_k + \partial u_k / \partial x_i) / 2$ — тензор деформаций; \mathbf{n} — вектор смещения. Что касается магнитной части полной энергии СФМ (W_M), то она, следуя [8], может быть представлена в виде

$$W_M = M_0^2 \int d\mathbf{r} \left\{ \frac{\delta}{2} \mathbf{m}^2 + \frac{a}{2} (\nabla \mathbf{l})^2 - \frac{1}{2} a e_z^2 - \mathbf{m} \mathbf{h}_m - d(m_x e_y - m_y e_x) - \mathbf{m} \mathbf{H} \right\}, \quad a > 0, \quad (6)$$

где δ, α, a, d — константы соответственно однородного и неоднородного обмена, анизотропии, взаимодействия Дзялошинского; H — внешнее магнитное поле; \mathbf{h}_m — магнитостатическое поле. Пусть внешнее магнитное поле $\mathbf{H} \parallel OX$. Тогда, следуя стандартной методике расчета спектра магнитоупругих волн [2], с помощью (2)—(6) можно показать, что при $\xi^2 \sim 1$ критерию эластостатичности магнитных колебаний (1) удовлетворяет только нижняя ветвь спектра спиновых волн двухподрешеточного СФМ [8], рассмотрением которой в дальнейшем мы и ограничимся. С учетом дальнедействующих полей не только магнитоупругого (1), но и магнитодипольного, а также неоднородного обменного взаимодействия спектр анализируемой ЭСВ при $\mathbf{k}^2 \gg k_{mph}^2$ имеет вид

$$\omega_m^2(k) \simeq \omega_\Delta^2 + \omega_{МД}^2 \frac{k_y^2}{k^2} + \omega_{МУ}^2 \left\{ 4 \frac{k_x^2 k_y^2}{k^4} + \frac{k_z^2}{k^2} \right\} + c^2 k^2, \quad (7)$$

где k_{mph} определяется условием МАР; $\omega_\Delta^2 \sim H(H + H_D)$ — активация рассматриваемой магнитной моды, обусловленная магнитным полем H и полем Дзялошинского H_D ; $c \sim \sqrt{\delta \alpha}$ — фазовая скорость спиновой волны; $\omega_{МД}^2 \sim 4\pi(H + H_D)^2 / \delta$ — вклад магнитодипольного взаимодействия в активацию низкочастотной спиновой волны в СФМ (см., например, [8]). Для сравнения приведем закон дисперсии низкочастотной моды спиноволнового спектра СФМ, полученного при условии $\omega_m^2 \gg s^2 k^2$, $\mathbf{H} \parallel OX$ [6]

$$\omega_m^2(k) \simeq \omega_\Delta^2 + \omega_{МУ}^2 + \omega_{МД}^2 \frac{k_y^2}{k^2} + c^2 k^2. \quad (8)$$

Из (7)—(8) можно сделать вывод, что неаналитичность спектра спиновых волн может быть обусловлена не только магнитодипольным, но и (при выполнении (1)) магнитоупругим взаимодействием. А поскольку магнито-

упругие эффекты в СФМ обменно усилены, а магнитодипольные обменно ослаблены [4, 6], то учет магнитоупругого взаимодействия при $\xi^2 \sim 1$, $\omega_{\text{МД}}^2 \ll \omega_{\text{МУ}}^2$ будет играть определяющую роль в формировании неаналитичности спектра (7). Кроме того, вклад магнитоупругого и магнитодипольного взаимодействия в (7) может быть разделен и на основе учета различной зависимости соответствующих неаналитических слагаемых в (7) от направления распространения волны $k/|k|$. Уже на этом этапе вычислений появляется возможность классификации возможных типов ЭСВ, реализующихся в рассматриваемом СФМ с учетом конечных размеров реального образца. Это обусловлено тем, что в ограниченных магнетиках нормальная к поверхности образца составляющая волнового вектора $q = kn$ (n — вектор нормали) не является независимой, а определяется граничными условиями задачи. Разрешая уравнение (7) относительно этой составляющей, можно проанализировать характер ЭСВ, которая может существовать при тех или иных значениях ω и k_{\parallel} (k_{\parallel} — параллельная поверхности составляющая волнового вектора). Естественно, что одним и тем же ω и k_{\parallel} может соответствовать несколько значений q_n ($n=1, 2, \dots, N$), т. е. волна становится, вообще говоря, многопарциальной ($N > 1$)

$$\tilde{u}_i, \tilde{e}_i \sim \exp(ik_{\parallel}x) \sum_{n=1}^N A_n \exp(iq_n \eta), \quad (9)$$

где x и η — координаты вдоль и перпендикулярно поверхности образца; коэффициенты A_n определяются граничными условиями задачи; \tilde{u}_i, \tilde{e}_i — переменные составляющие соответственно векторов смещения и антиферромагнетизма e . Для того чтобы исследовать качественно различные случаи, изучим распространение ЭСВ в плоскостях с $k_x=0, k_z=0$ или $k_y=0$.

Прежде всего рассмотрим распространение ЭСВ в плоскости $k \in XZ$ ($n \parallel OZ$ (OX)). В этих условиях последовательный учет магнитоупругого, магнитодипольного и неоднородного обменного взаимодействий приводит к формированию в магнетике ранее не рассматривавшихся типов бегущих спиновых колебаний (ЭСВ), дисперсионные свойства которых вследствие (1) обусловлены дальнедействующим полем квазистатических упругих деформаций. В зависимости от характера величин q_n ЭСВ могут быть объемными ($\text{Im } q_n=0$), поверхностными (все $\text{Re } q_n=0$) или квазиповерхностными ($\text{Im } q_n \neq 0, \text{Re } q_n \neq 0$). Результаты анализа спектра (7) для $k \in XZ$ (YZ), $n \parallel OX$ (OY) и $n \parallel OZ$ представлены соответственно на рис. 1, 2. При этом введены следующие обозначения:

$$\Omega^2 \equiv \omega^2/\omega_{\text{МУ}}^2, \quad \Omega_{\Delta}^2 \equiv \omega_{\Delta}^2/\omega_{\text{МУ}}^2, \quad r^2 \equiv c^2 k_{\parallel}^2/\omega_{\text{МУ}}^2.$$

Из (7) следует, что для $k \in XZ$ волна является четырехпарциальной ($N=4$), а ее дисперсионное уравнение при $n \parallel OX$ при $n \parallel OZ$ соответственно имеет вид ($\omega_{\pm}^2 \equiv \Omega^2 - \Omega_{\Delta}^2$)

$$q^4 + q^2 k_{\parallel}^2 \left(2 - \frac{\omega_{\pm}^2}{r^2}\right) + k_{\parallel}^4 \left(1 + \frac{1 - \omega_{\pm}^2}{r^2}\right) = 0, \quad (10)$$

$$q^4 + q^2 k_{\parallel}^2 \left(2 + \frac{1 - \omega_{\pm}^2}{r^2}\right) + k_{\parallel}^4 \left(1 - \frac{\omega_{\pm}^2}{r^2}\right) = 0. \quad (11)$$

На рис. 1, 2 областям, обозначенным I , соответствуют значения ω и k_{\parallel} , при которых все $\text{Re } q_n=0$, т. е. в этих областях могут существовать поверхностные ЭСВ; областям II отвечают квазиповерхностные ЭСВ, а областям III и III' — объемные ЭСВ (области III и III' различаются числом корней q_n с $\text{Im } q_n=0$). Аналогичный характер разбиения плоскости параметров ω, k_{\parallel} может быть получен и при $k \in YZ$ ($k_x=0$), $n \parallel OY$ или $n \parallel OZ$, но только в пренебрежении магнитодипольным взаимодействием, что следует из вида дисперсионных уравнений, полученных из (7) для $k \in YZ$ и $n \parallel OZ$ или $n \parallel OY$ соответственно ($\alpha \equiv \omega_{\text{МД}}^2/\omega_{\text{МУ}}^2$)

$$q^4 + q^2 k_{\parallel}^2 \left(2 + \frac{1 - \omega_*^2}{r^2} \right) + k_{\parallel}^4 \left(1 + \frac{\alpha - \omega_*^2}{r^2} \right) = 0, \quad (12)$$

$$q^4 + q^2 k_{\parallel}^2 \left(2 + \frac{\alpha - \omega_*^2}{r^2} \right) + k_{\parallel}^4 \left(1 + \frac{1 - \omega_*^2}{r^2} \right) = 0. \quad (13)$$

Из (12), (13) следует, что при $\omega_{\text{МД}}^2 < \omega_{\text{МУ}}^2$ ($\alpha < 1$) проведенный выше (10), (11) анализ возможных типов ЭСВ (рис. 1, 2) справедлив и при $\mathbf{k} \in YZ$ ($k_x = 0$). Однако если $\alpha > 1$, то, несмотря на то что бегущая спиновая волна будет по-прежнему четырехпарциальной, ее дисперсионные свойства будут формироваться прежде всего не магнитоупругим, а магнито-дипольным взаимодействием. Результаты анализа (12), (13) при $\alpha > 1$

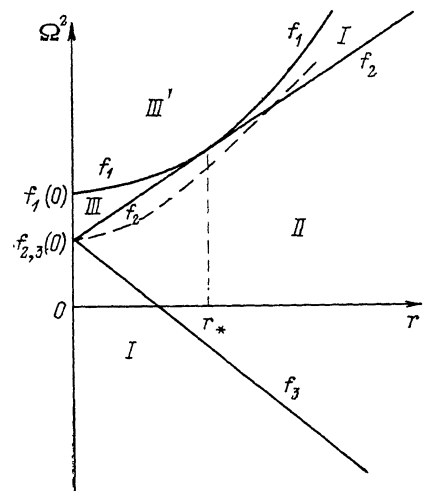


Рис. 1. $\mathbf{n} \parallel OX$, $\mathbf{k} \in XZ$, $\alpha = 0$ ($\mathbf{n} \parallel OY$, $\mathbf{k} \in YZ$, $0 \leq \alpha \leq 1$), $\alpha \equiv \omega_{\text{МД}}^2 / \omega_{\text{МУ}}^2$, $r_* = 1 - \alpha$, $f_1 \approx 1 + r^2 + \Omega_{\Delta}^2$, $f_2 \approx \alpha + 2 \times \sqrt{1 - \alpha} r + \Omega_{\Delta}^2$, $f_3 \approx \alpha - 2r \sqrt{1 - \alpha} r + \Omega_{\Delta}^2$, $\alpha < 1$ ($\mathbf{k} \in YZ$).

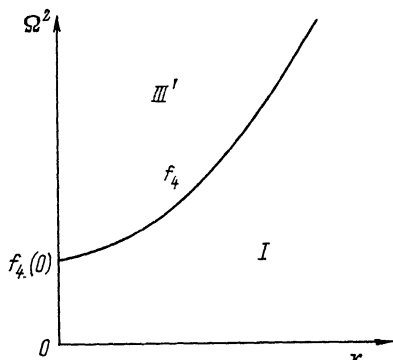


Рис. 2. $\mathbf{n} \parallel OZ$, $\mathbf{k} \in XZ$ ($\mathbf{k} \in YZ$), $f_4 \approx \alpha + r^2 + \Omega_{\Delta}^2$, $\alpha = \begin{cases} \leq 1, & \mathbf{k} \in YZ, \\ 0, & \mathbf{k} \in XZ. \end{cases}$

также могут быть представлены с помощью рис. 1, 2, но теперь случаю $\mathbf{n} \parallel OY$, $\mathbf{k}_{\parallel} \parallel OZ$ отвечает рис. 2, а случаю $\mathbf{n} \parallel OZ$, $\mathbf{k}_{\parallel} \parallel OY$ — рис. 1. При этом выражения для кривых $f_1 - f_4$ имеют вид

$$\begin{aligned} f_1 &= \alpha + r^2 + \Omega_{\Delta}^2, & f_3 &= 1 + 2r \sqrt{\alpha - 1} + \Omega_{\Delta}^2, \\ f_2 &= 1 - 2r \sqrt{\alpha - 1} + \Omega_{\Delta}^2, & f_4 &= 1 + r^2 + \Omega_{\Delta}^2, & r_* &= \alpha - 1. \end{aligned} \quad (14)$$

Что касается $\mathbf{k} \in XY$ ($\mathbf{k}_{\parallel} \parallel OX$, $\mathbf{n} \parallel OY$ или $\mathbf{k}_{\parallel} \parallel OY$, $\mathbf{n} \parallel OX$), то, как следует из (7), в этом случае ЭСВ является шестипарциальной волной ($N=6$). При этом ее дисперсионное уравнение имеет вид (по-прежнему $\omega_*^2 \equiv \Omega^2 - \Omega_{\Delta}^2$):

$$\mathbf{n} \parallel OX(OY)$$

$$q^6 + q^4 k_{\parallel}^2 \left(3 + \frac{\alpha - \omega_*^2}{r^2} \right) + q^2 k_{\parallel}^4 R_1 + k_{\parallel}^6 R_2 = 0, \quad (15)$$

$$R_1 = 3 + \frac{1 + \alpha - 2\omega_*^2}{r^2}, \quad R_2 = 1 - \frac{\omega_*^2}{r^2}. \quad (16)$$

Характер разбиения плоскости параметров ω , k_{\parallel} в зависимости от типа ЭСВ для $\mathbf{n} \parallel OX$ ($\mathbf{n} \parallel OY$) и $\mathbf{k} \in XY$ представлен на рис. 3 и, как видно из сравнения с рис. 1, 2, принципиально отличается от изученных выше случаев с $\mathbf{k} \in XZ$ (YZ) и $\mathbf{n} \parallel OX$ ($\mathbf{n} \parallel OY$) или $\mathbf{n} \parallel OZ$. При этом в отличие от рис. 1, 2 введены следующие обозначения:

$$\Omega^2 \equiv \omega^2/4\omega_{\text{МУ}}^2, \quad \Omega_{\Delta}^2 \equiv \omega_{\Delta}^2/4\omega_{\text{МУ}}^2, \\ r^2 \equiv c^2 k_{\parallel}^2/4\omega_{\text{МУ}}^2, \quad \alpha \equiv \omega_{\text{МД}}^2/4\omega_{\text{МУ}}^2.$$

Возможные типы ЭСВ в областях I, II, III, III' на рис. 3 аналогичны типам ЭСВ в соответствующих областях на рис. 1, 2, однако теперь q_{\perp} являются корнями не биквадратного, а бикубического по q уравнения. Так, в частности, в областях II и III' на рис. 3, как и в области II на рис. 1 ($\alpha < 1$), возможно формирование квазиповерхностных ЭСВ ($q_{\pm}^2 = (q_{\pm}^3)^*$). Однако на рис. 3 с учетом бикубичности дисперсионного уравнения (15), (16) $q_1^2 > 0$ в области II и $q_1^2 < 0$ в области III. Анализ (7), (15), (16) показывает, что совместный учет магнитодипольного и магнитоупругого взаимодействий является необходимым для правильного определения областей существования ЭСВ в зависимости от k_{\parallel} и ω . В частности, при $\mathbf{n} \parallel OY$, $\mathbf{k}_{\parallel} \parallel OX$ результаты исследования возможных типов спиновых колебаний по-прежнему могут быть представлены с помощью рис. 3, однако теперь $r_*^2 \equiv (1-\alpha)^2/27$, $\omega_{\Delta}^2 \rightarrow \omega_{\Delta}^2 + \omega_{\text{МД}}^2$. Следовательно, с ростом внешнего поля H (увеличением вклада в $\omega_{\text{МД}}$ магнитодипольного взаимодействия) при $\alpha > 1$ ($\alpha \equiv \omega_{\text{МД}}^2/4\omega_{\text{МУ}}^2$) возможно качественно иное, чем на рис. 3, разбиение плоскости параметров k_{\parallel} , ω по типу возможных ЭСВ.

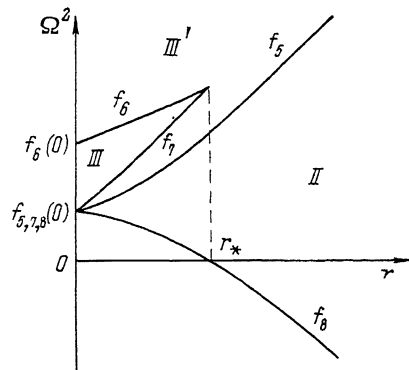


Рис. 3. $k \in XY$, $\mathbf{n} \parallel OX$, $r_*^2 \equiv (1+\alpha)^2/27$, $f_5 \approx 5 + r^2 + \Omega_{\Delta}^2$, $f_7 \approx 2\sqrt{1+\alpha}r + \Omega_{\Delta}^2$, $f_6 \approx \frac{1}{4}(1+\alpha)^2 + \frac{2r^2}{1+\alpha} + \Omega_{\Delta}^2$, $f_8 \approx -2\sqrt{1+\alpha} \times r + \Omega_{\Delta}^2$.

Таким образом, из проведенного выше на примере СФМ анализа следует, что в магнетиках (даже если $\omega_{\text{МД}}^2/\omega_{\text{МУ}}^2 \ll 1$) возможно существование нового типа магнитных колебаний (как поверхностных, так и объемных), дисперсионные свойства которого обусловлены дальнедействующим полем квазистатических упругих деформаций. Однако сделанные выше выводы о возможных типах эластостатических спиновых волн в магнетиках с заданной относительной ориентацией \mathbf{n} и \mathbf{e} являются необходимым условием их формирования в реальной экспериментальной ситуации. Достаточные условия появления того или иного типа магнитных колебаний в ограниченном магнетике (\mathbf{a} с ними и закон дисперсии $\omega = \omega(k_{\parallel})$) определяются из условий разрешимости системы уравнений для парциальных амплитуд A_{\pm} , которые можно найти после подстановки (9) (с учетом (10—(16)) в конкретные граничные условия. В качестве примера поверхностной ЭСВ, реализующейся за счет указанного выше эластостатического механизма дисперсии, рассмотрим полубесконечный СФМ ($x < 0$) со свободной от напряжений границей. В этой геометрии магнитодипольное взаимодействие не приводит к образованию поверхностной спиновой волны, если $k_y = 0$, $\mathbf{k} \in XZ$. Также невозможен и предложенный в [9] механизм образования ПСВ за счет различия обменных интегралов в глубине образца и на его поверхности. (В данной задаче мы будем полагать, что спины на поверхности СФМ свободны). Если $\mathbf{k} \in XZ$ ($\mathbf{n} \parallel OX$), то магнитодипольным вкладом в (7) можно пренебречь и бегущая вдоль поверхности спиновая волна является двупарциальной ($\omega_1^2 \equiv \omega^2 - \omega_{\Delta}^2$)

$$\tilde{e}_x = A_1 e^{-q_1 x} + A_2 e^{-q_2 x}, \quad (17)$$

где

$$q_{1,2}^2 = k_{\parallel}^2 - \frac{\omega_1^2}{2c^2} \pm \left(\left(k_{\parallel}^2 - \frac{\omega_1^2}{c^2} \right)^2 - k_{\parallel}^2 \left(k_{\parallel}^2 + \frac{\omega_{\text{МУ}}^2 - \omega_1^2}{c^2} \right) \right)^{1/2}. \quad (18)$$

Условие нетривиальной разрешимости системы граничных условий при подстановке (17), (18), (9) имеет вид

$$-k_{\parallel}^2 + q_1^2 + q_2^2 + q_1 q_2 = 0. \quad (19)$$

Это дисперсионное уравнение двухпарциальной поверхностной спиновой волны, обусловленной одновременным учетом обменного и магнитоупругого (эластостатического) взаимодействия. С помощью (18) закон дисперсии такой поверхностной спиновой волны можно представить в явном виде

$$\omega^2 \simeq \omega_{\Delta}^2 + \omega_{MY}^2 + c^2 k_{\parallel}^2 - \left\{ \sqrt{\frac{c^2 k_{\parallel}^2}{4} + \omega_{MY}^2} - \frac{c k_{\parallel}}{2} \right\}^2. \quad (20)$$

Пользуясь результатами проведенного выше анализа возможных типов ЭСВ в случае $k \in XZ$ (рис. 1), нетрудно убедиться, что при $r < 3/2$ кривая $\omega(k_{\parallel})$ (20) лежит в области квазиповерхностных волн (область II), а при $r > 3/2$ переходит в область двухпарциальных поверхностных ЭСВ. Закон дисперсии $\omega(k_{\parallel})$ качественно на рис. 1 представлен пунктиром. В области II параметры $q_{1,2}$ (18) могут быть представлены в виде (так как СФМ при $x < 0$, то оставляем только корни с $\text{Re } q_{1,2} > 0$)

$$q_{1,2} = q' \pm i q'',$$

$$(q')^2 = \frac{1}{2} \left\{ \sqrt{k_{\parallel}^2 \left(k_{\parallel}^2 + \frac{\omega_{MY}^2 - \omega_1^2}{c^2} \right)} + \frac{1}{2} \left(2k_{\parallel}^2 - \frac{\omega_1^2}{c^2} \right) \right\},$$

$$(q'')^2 = \frac{1}{2} \left\{ \sqrt{k_{\parallel}^2 \left(k_{\parallel}^2 + \frac{\omega_{MY}^2 - \omega_1^2}{c^2} \right)} - \frac{1}{2} \left(2k_{\parallel}^2 - \frac{\omega_1^2}{c^2} \right) \right\}. \quad (21)$$

Область применимости полученных соотношений определяется условием эластостатичности рассмотренных колебаний $\omega(k_{\parallel}) > s k_{\parallel}$, и при $s \sim 10^5$ см/с, $\omega_{\Delta} \sim 100$ МГц это соответствует $k > 10^3 \div 10^4$. Что касается условий возбуждения рассмотренных выше эластостатических типов поверхностных и объемных спиновых волн, то здесь перспективными могли бы оказаться широко развитые в настоящее время способы возбуждения поверхностных и объемных акустических волн.

Отметим, что найденные выше новые типы магнитных колебаний могут также играть существенную роль в термодинамических и кинетических свойствах тонких магнитных пленок.

В заключение автор выражает глубокую благодарность Е. П. Стефановскому, В. В. Тарасенко, А. Л. Сукстанскому за плодотворные обсуждения.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Филиппов Б. Н. // ФММ. 1971. Т. 32. № 2. С. 911—924.
- [2] Ахизер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В. Спиновые волны. М., 1967. 368 с.
- [3] Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е. // Изв. вузов, физика. 1988. Т. 31. № 11. С. 6—23.
- [4] Туров Е. А., Шавров В. Г. // УФН. 1983. Т. 140. № 3. С. 429—462.
- [5] Гохфельд В. М., Тарасенко С. В., Чепурных Г. К. // ФТТ. 1979. Т. 21. № 10. С. 3188—3190.
- [6] Барьяхтар В. Г., Гришин А. М., Дроботько В. Ф. // ФНТ. 1981. Т. 7. № 11. С. 1142—1152.
- [7] Луговой А. А., Туров Е. А. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 10. С. 358—367.
- [8] Барьяхтар В. Г., Иванов Б. А., Сукстанский А. Л. // ЖЭТФ. 1980. Т. 78. № 4. С. 1509—1522.
- [9] Филиппов Б. Н. // ФТТ. 1967. Т. 9. № 5. С. 1339—1344.

Донецкий
физико-технический институт

Поступило в Редакцию
12 июня 1990 г.

В окончательной редакции
29 мая 1991 г.