Журнал технической физики, 1998, том 68, № 5

01;05;09

Параметрическое возбуждение спиновых волн в одноосных ферритах

© *А.В. Назаров, А.Г. Гуревич*

Физико-технических институт им.А.Ф.Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 26 мая 1997 г.)

Теоретически исследовано параметрическое возбуждение спиновых волн в одноосных ферритах с большой анизотропией. Рассмотрены процессы 1-го порядка в сфере при произвольной ориентации внешнего постоянного магнитного поля, когда накачка является наклонной. Для двух ферритов — с легкой осью и легкой плоскостью анизотропии численно рассчитаны величины порогового поля и параметры возбуждаемых спиновых волн.

Введение

Параметрическое возбуждение спиновых волн было подробно исследовано [1] для случая поперечной накачки: рассматривались процессы передачи энергии от однородной прецессии намагниченности (которая возбуждалась переменным магнитным полем, перпендикулярным постоянной намагниченности $\mathbf{M}_0$) парам спиновых волн. Несколько позднее [2,3] было исследовано параметрическое возбуждение спиновых волн при продольной накачке; в этом случае энергия передавалась парам спиновых волн непосредственно переменным магнитным полем, параллельным $\mathbf{M}_0$. Параметрическое возбуждение спиновых волн при продольной накачке в ферромагнетике с легкой плоскостью анизотропии было исследовано в [4,5]. Полученные результаты были подтверждены экспериментально [6–8]. В расчетах [4,5], а также в эксперименте [6–8] и последующих работах постоянная намагниченность $\mathbf{M}_0$ совпадала по направлению с внешним постоянным магнитным полем $\mathbf{H}_{e0}$. Однако это реализуется (для веществ с легкой плоскостью анизотропии) лишь при поле $\mathbf{H}_{e0}$, лежащем в легкой плоскости, или (при достаточно большом поле) при $\mathbf{H}_{e0}$, направленном по трудной оси, причем в последнем случае это направление весьма критично. Таким образом, если переменное поле $\mathbf{h}$ параллельно $\mathbf{H}_{e0}$, то накачка является продольной лишь в указанных частных случаях, а в общем случае является наклонной, т. е. параметрическое возбуждение спиновых волн осуществляется совместно однородной прецессией и переменным полем, параллельным $\mathbf{M}_0$. Реализация же чисто продольной или чисто поперечной накачки в эксперименте становится в веществах с большой анизотропией трудноосуществимой. Параметрическое возбуждение спиновых волн в одноосном анизотропном ферромагнетике без предположения о параллельности $\mathbf{M}_0$ и $\mathbf{H}_{e0}$ было исследовано в [9]. Однако в этой работе рассматривались случаи чисто продольной и чисто поперечной накачек и, кроме того, не проводилось минимизации порогового поля.

Параметрическое возбуждение спиновых волн при наклонной накачке в изотропном ферромагнетике было рассмотрено в [10], а в [11,12] теория была распространена на случай малой кубической анизотропии. Интерес, проявляемый к магнитным материалам с большой анизотропией, в частности к гексагональным ферритам (см., например, [13]), делает актуальной задачу о параметрическом возбуждении спиновых волн в сильноанизотропных ферритах при произвольной, наклонной накачке. Ее решение позволило бы, в частности, более полно использовать измерение пороговых полей параметрического возбуждения для изучения процессов релаксации в этих материалах.

Данная работа представляет собой первый шаг в указанном направлении. В ней был проведен расчет пороговых полей параметрического возбуждения спиновых волн при наклонной накачке в монокристаллах ферритов с большой одноосной анизотропией как с легкой осью, так и с легкой плоскостью. При этом мы ограничились исследованием процессов 1-го порядка (частота спиновых волн $\omega_k = \omega/2$, где ω — частота накачки) в сферическом образце, а феррит рассматривался как непроводящий ферромагнетик. ниже для этого случая приводятся некоторые результаты численных расчетов порогового поля, точнее отношения порогового поля к параметру диссипации спиновых волн, а также параметров возбуждаемых спиновых волн.

1. Уравнения для амплитуд спиновых волн

Рассмотрим сферу из одноосного монокристаллического ферромагнетика, помещенную в постоянное внешнее магнитное поле $\mathbf{H}_{e0}$. Выберем оси координат так, чтобы равновесная намагниченность $\mathbf{M}_0$ была направлена по оси z, а ось анизотропии z' лежала в плоскости zy (рис. 1). Ограничимся учетом только первой константы анизотропии K_1, которая может быть как положительной, так и отрицательной. Эффективное поле анизотропии может быть представлено в виде [14]

$$\mathbf{H}_{A1} = -\overset{\leftrightarrow}{N}{}^{a}\mathbf{M}, \qquad (1)$$

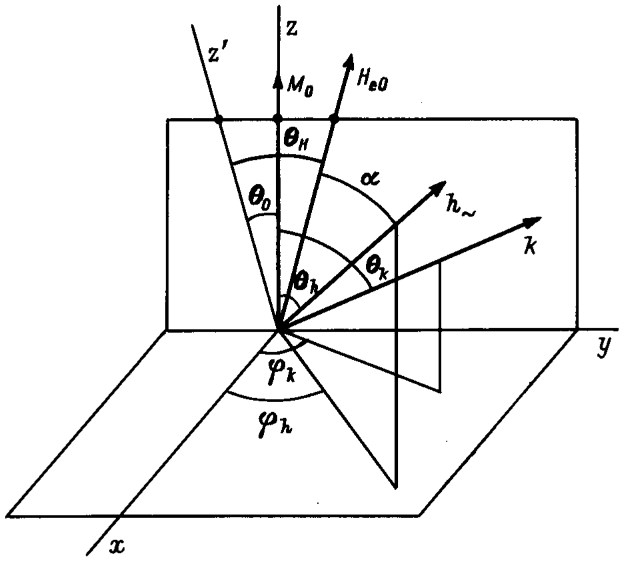

Рис. 1. Оси координат.

где $\mathbf{M}$ — намагниченность, а не равные нулю компоненты тензора анизотропии $\overset{\leftrightarrow}{N}{}^a$

$$N_{22}^a = -\frac{2H_{A1}}{M_0}\sin^2\theta_0, \quad N_{23}^a = \frac{2H_{A1}}{M_0}\sin\theta_0\cos\theta_0,$$

$$N_{33}^a = -\frac{2H_{A1}}{M_0}\cos^2\theta_0. \tag{2}$$

Здесь $H_{A1} = K_1/M_0$, θ_0 — угол между осью анизотропии и постоянной намагниченностью — осью z. Его величина определяется из трансцендентного уравнения [14]

$$\sin 2\theta_0 = \frac{H_{e0}}{H_{A1}}\sin(\theta_H - \theta_0), \tag{3}$$

где θ_H — угол между $\mathbf{H}_{e0}$ и осью анизотропии (рис. 1).

Будем рассматривать сферу, намагниченную до насыщения. Условие отсутствия доменной структуры имеет вид

$$H_{e0}\cos(\theta_H - \theta_0) \geqslant 4\pi M_0/3. \tag{4}$$

Следуя [1], запишем сначала уравнение движения намагниченности без учета диссипации

$$\frac{\partial\mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma\mathbf{M}\times\mathbf{H}_{\text{ef}}, \tag{5}$$

где $\mathbf{M} = \mathbf{M}_0 + \mathbf{m}$ — намагниченность, включающая постоянную и переменную составляющие, а эффективное поле

$$\mathbf{H}_{\text{ef}} = \mathbf{H}_{e0} + \mathbf{H}_{\text{ex}} + \mathbf{H}_a + \mathbf{H}_d + \mathbf{h}_\sim \tag{6}$$

состоит из внешнего постоянного магнитного поля, обменного поля, эффективного поля анизотропии, размагничивающего поля и внешнего переменного поля. Будем считать обменное взаимодействие и гиромагнитное отношение γ изотропными. Обменное поле в рассматриваемом случае можно записать в виде

$$\mathbf{H}_{\text{ex}} = \frac{\eta}{\gamma M_0}\nabla^2\mathbf{m}, \tag{7}$$

где η — константа неоднородного обмена.

Внешнее переменное поле $\mathbf{h}_\sim = \mathbf{h}\cos\omega t$ линейно поляризовано. Переходя к циркулярным переменным $m_\pm = m_x \pm im_y$, $H_{\text{ef}\pm} = H_{\text{ef}x} \pm iH_{\text{ef}y}$, получим из уравнения (5)

$$-i\dot{m}_+ = \gamma m_+ H_{\text{ef}z} - \gamma M_z H_{\text{ef}+} \tag{8}$$

и аналогичное уравнение для m_-. Будем рассматривать малые колебания намагниченности и предположим, что длина вектора $\mathbf{M}$ сохраняется. Тогда

$$M_z = M_0\left(1 - \frac{m_+ m_-}{2M_0}\right). \tag{9}$$

Разложим переменное $m_\pm$ в ряды Фурье

$$m_+ = M_0\sum_{\mathbf{k}} a_k\exp(i\mathbf{kr}),$$

$$m_- = M_0\sum_{\mathbf{k}} a_{-k}^*\exp(i\mathbf{kr}). \tag{10}$$

Члены с $k = 0$ в этих разложениях соответствуют [1] однородным колебаниям намагниченности, а остальные члены — плоским спиновым волнам. Выражения, которые получаются при этом для $\mathbf{H}_{\text{ex}}$ и $\mathbf{H}_d$, приведены в [1]. Запишем (8) и уравнение для m_- в переменных a_k и a_{-k}^* и приравняем члены при $\exp(i\mathbf{kr})$ в обеих частях уравнений. Примем, что $a_{k\neq 0} \ll a_0 \ll 1$. Тогда из уравнения (8) для $k = 0$ без учета малых членов следует

$$-i\dot{a}_0 = a_0(\omega_H + \xi_a) - a_0^*\eta_a - \gamma h_{\sim\perp}, \tag{11}$$

где

$$\omega_H = \gamma H_{e0}\sin(\theta_H - \theta_0), \qquad \xi_a = \frac{\omega_M}{8\pi}\left(N_{22}^a - 2N_{33}^a\right),$$

$$\eta_a = \frac{\omega_M}{8\pi}N_{22}^a, \qquad \omega_M = 4\pi\gamma M_0,$$

$$h_{\sim\perp} = h\sin\theta_h\exp(i\varphi_h)\cos\omega t. \tag{12}$$

Здесь h — амплитуда внешнего переменного поля, θ_h и φ_h — его полярный и азимутальный углы (рис. 1). Решение системы уравнений (11) и сопряженного можно записать в виде

$$a_0 = a_0^+\exp(i\omega t) + a_0^-\exp(-i\omega t), \tag{13}$$

где

$$a_0^+ = \frac{\gamma h \sin\theta_h}{\sqrt{2\omega_a}} \left(\frac{\sqrt{\omega_a+\omega_1}}{\omega_a-\omega} \exp(i\psi_h) - \frac{\sqrt{\omega_1-\omega_a}}{\omega_a+\omega} \exp(-i\psi_h) \right),$$

$$a_0^- = \frac{\gamma h \sin\theta_h}{\sqrt{2\omega_a}} \left(\frac{\sqrt{\omega_a+\omega_1}}{\omega_a+\omega} \exp(i\psi_h) - \frac{\sqrt{\omega_1-\omega_a}}{\omega_a-\omega} \exp(-i\psi_h) \right), \qquad (14)$$

$$\omega_a^2 = \omega_1^2 - \eta_a^2, \qquad \omega_1 = \omega_H + \xi_a,$$

$$\operatorname{tg}\psi_h = \frac{h_y}{h_x}\,\frac{\omega_1+\omega_a}{\omega_a}. \qquad (15)$$

Вблизи резонанса ($\omega = \omega_a$) в полученных выражениях необходимо произвести замену $\omega_a \to \omega_a + i\gamma\Delta H_0/2$, где ΔH_0 — параметр диссипации однородной прецессии.

Запишем теперь уравнение (8) для $k \neq 0$, используя выражения для $\mathbf{H}_{\text{ex}}$ и $\mathbf{H}_d$, приведенные в [1], и оставляя члены, содержащие a_0 в степени не выше первой,

$$-i\dot{a}_k = \left(A_k + \xi_a + \lambda h_z + D_1\right) a_k + \left[B_k \exp(2i\varphi_k) - \eta_a + D_2\right] a_{-k}^*. \qquad (16)$$

Аналогичное (присоединенное) уравнение получается для a_{-k}^*. В (16) введены следующие обозначения:

$$A_k = \omega_H - \gamma\frac{4\pi M_0}{3} + \eta k^2 + \frac{\omega_M}{2}\sin^2\theta_k, \quad B_k = \frac{\omega_M}{2}\sin^2\theta_k,$$

$$D_1 = -\frac{\omega_M}{2}\left(\frac{k_+ k_z}{k^2}\,a_0^* + \frac{k_+^* k_z}{k^2}\,a_0\right) - \frac{\omega_M}{4\pi}\,N_{23}^a\,(a_0 - a_0^*),$$

$$D_2 = -\frac{\omega_M}{2}\,\frac{k_+ k_z}{k^2}\,a_0 - \frac{\omega_M}{4\pi}\,N_{23}^a a_0, \quad k_+ = k_x + ik_y, \qquad (17)$$

где θ_k и φ_k — полярный и азимутальный углы волнового вектора $\mathbf{k}$.

Коэффициенты D_1 и D_2 отражают связь однородной прецессии со спиновыми волнами. Они существенно зависят от величины и направления поля анизотропии $\mathbf{H}_a$. Уравнение (16) и присоединенное являются связанными даже в линейном приближении. Перейдем к амплитудам нормальных колебаний b_k и b_{-k}^*, проведя преобразование, аналогичное третьему преобразованию Хольштейна–Примакова,

$$a_k = \lambda_k b_k - \mu_k b_{-k}^*, \quad a_{-k}^* = \lambda_k b_{-k}^* - \mu_k^* b_k, \qquad (18)$$

$$\lambda_k = \sqrt{\frac{A_k + \xi_a + \omega_k}{2\omega_k}},$$

$$\mu_k = \sqrt{\frac{A_k + \xi_a - \omega_k}{2\omega_k}}\,\frac{\left[B_k \exp(2i\varphi_k) - \eta_a\right]}{\left|B_k \exp(2i\varphi_k) - \eta_a\right|}, \qquad (19)$$

$$\omega_k^2 = \left(A_k + \xi_a\right)^2 - \left|B_k \exp(2i\varphi_k) - \eta_a\right|^2. \qquad (20)$$

В (20) ω_k — частота спиновых волн. Уравнения для переменных b_k и B_{-k}^*, которые получаются из (16) и присоединенного, являются связанными лишь вследствие нелинейности. Решение их можно искать в виде

$$b_k = b_k^0 \exp(i\omega_k t), \qquad b_{-k}^* = b_{-k}^{0*} \exp(-i\omega_k t), \qquad (21)$$

где b_k^0 и b_{-k}^{0*} — медленноменяющиеся функции времени.

Уравнение для b_k^0 имеет вид

$$-i\dot{b}_k^0 = \Big[\lambda_k^2(\gamma h_z + D_1) - \lambda_k\left(\mu_k^* D_2 + \mu_k D_2^*\right) + |\mu_k|^2\left(\gamma h_z + D_1^*\right)\Big] b_k^0 - \Big[\lambda_k^2 D_2 + \mu_k^2 D_2 - \lambda_k \mu_k\left(2\gamma h_z + D_1 + D_1^*\right)\Big] b_{-k}^{0*} \exp(2i\omega_k t). \qquad (22)$$

Второе уравнение — присоединенное отличается от (22) заменой $b_k^0 \rightleftarrows b_{-k}^{0*}$ и комплексным сопряжением.

2. Пороговое поле для процессов 1-го порядка

Рассмотрим случай $\omega \approx 2\omega_k$. Следуя [1], пренебрежем в уравнении (20) и присоединенном всеми быстроизменяющимися во времени членами, которые приводят лишь к малой высокочастотной модуляции. Полученные уравнения можно записать в форме

$$i\dot{b}_k^0 = b_{-k}^{0*} \exp\big(i(\omega - \omega_k)t\big) Y_k,$$

$$-i\dot{b}_{-k}^{0*} = b_k^0 \exp\big(-i(\omega - \omega_k)t\big) Y_{-k}^*, \qquad (23)$$

где

$$Y_k = \lambda_k^2\left(-\frac{\omega_M}{2}\,\frac{k_+ k_z}{k^2} - \frac{\omega_M}{4\pi} N_{23}^a\right) a_0^+ + \mu_k^2\left(-\frac{\omega_M}{2}\,\frac{k_+^* k_z}{k^2} - \frac{\omega_M}{4\pi} N_{23}^a\right) a_0^{-*} - \lambda_k \mu_k\left(\gamma h_z - a_0^+ \omega_M \frac{k_+^* k_z}{k^2} - a_0^{-*} \omega_M \frac{k_+ k_z}{k^2}\right). \qquad (24)$$

Учтем теперь затухание спиновых волн с помощью замены

$$\omega_k \to \omega_k + i\omega_{rk}, \qquad (25)$$

где ω_{rk} — частота релаксации спиновых волн.

Нетрудно убедиться, что амплитуда пар спиновых волн с волновыми векторами $\mathbf{k}$ и $-\mathbf{k}$ будут нарастать при $|Y_k| > \omega_{rk}$. При возрастании амплитуды переменного поля h наступит момент, когда для некоторой пары спиновых волн, определяемой параметрами k, θ_k, φ_k, энергия, передаваемая ей переменным полем, превысит затухание, описываемое параметром релаксации $\Delta H_k = 2\omega_{rk}/\gamma$. Величина порогового поля h_{thr} может быть получена в результате минимизации выражения для h, которое следует из условия $Y_k = \omega_{rk}$ с учетом выражений (19), (20), (23), (24). Выражение для $h_{\rm thr}$ можно представить в виде

$$h_{\rm thr} = \min\left\{\frac{\omega_k \Delta H_k}{\omega_M |W_k|}\right\}, \tag{26}$$

где

$$W_k = \frac{1}{4}(A_k + \xi_a + \omega_k)\left(\exp(i\varphi_k)\sin 2\theta_k + \frac{N_{23}^a}{\pi}\right)a_{01}$$

$$+ \frac{1}{4}(A_k + \xi_a - \omega_k)\frac{[B_k \exp(2i\varphi_k) - \eta_a]^2}{|B_k \exp(2i\varphi_k) - \eta_a|^2}$$

$$\times\left(\exp(-i\varphi_k)\sin 2\theta_k + \frac{N_{23}^a}{\pi}\right)a_{02}$$

$$+ [B_k \exp(2i\varphi_k) - \eta_a]\left[\frac{\cos\theta_h}{\omega_M} - \frac{a_{01}}{2}\exp(-i\varphi_k)\right.$$

$$\left.\times \sin 2\theta_k - \frac{a_{02}}{2}\exp(i\varphi_k)\sin 2\theta_k\right], \tag{27}$$

$$a_{01} = \frac{\sin\theta_h}{\sqrt{8\omega_a}}\left(\frac{\sqrt{\omega_a + \omega_1}}{\omega_a - \omega}\exp(i\psi_h)\right.$$

$$\left. - \frac{\sqrt{\omega_1 - \omega_a}}{\omega_a + \omega}\exp(-i\psi_h)\right),$$

$$a_{02} = \frac{\sin\theta_h}{\sqrt{8\omega_a}}\left(\frac{\sqrt{\omega_a + \omega_1}}{\omega_a + \omega}\exp(i\psi_h)\right.$$

$$\left. - \frac{\sqrt{\omega_1 - \omega_a}}{\omega_a - \omega}\exp(-i\psi_h)\right). \tag{28}$$

Отметим, что для частного случая наклонной накачки в изотропном ферромагнетике выражения (26)–(28) совпадают с результатами работы [10], а в случае, когда переменное и постоянное магнитное поле совпадают по направлению и лежат в легкой плоскости анизотропии, — с результатами работы [5].

3. Области существования процессов 1-го порядка

Для того чтобы выяснить, при каких значениях ω, H_{e0} и θ_H возможно параметрическое возбуждение спиновых волн с частотой $\omega_k = \omega/2$, необходимо принять во внимание выражение (20) для спектра спиновых волн. Рассмотрим в качестве примера два феррита, представляющие интерес с практической точки зрения: $BaFe_{11.4}Sc_{0.6}O_{19}$ и $Ba_2Zn_2Fe_{12}O_{22}$ (Zn_2Y). На рис. 2 и 3 приведены зависимости ω_k от H_{e0} для этих материалов при различных углах θ_H между внешним полем и осью анизотропии. При расчете этих зависимостей для данных значений H_{e0} и θ_H численно находилось с помощью (3) значение угла θ_0, которое подставлялось затем в (20).

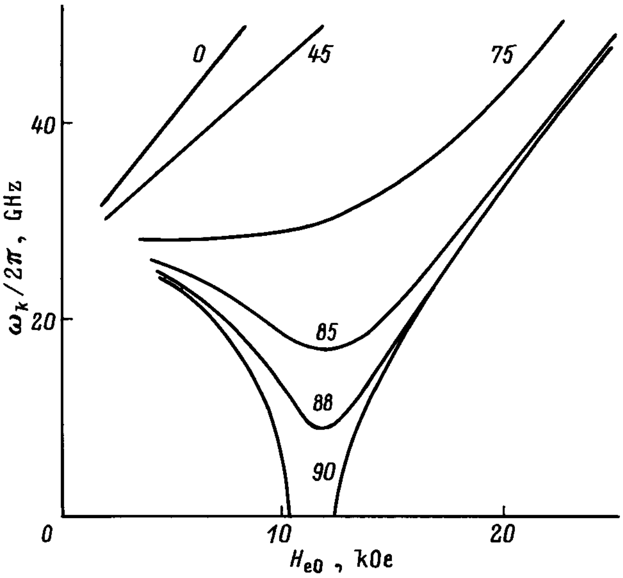

Рис. 2. Спектр спиновых волн с $k = 0$ и $\theta_k = 0$ для феррита с легкой осью анизотропии $2H_{A1} = 11$ kOe, $4\pi M_0 = 4500$ G. Цифры у кривых — значения угла θ_H в градусах.

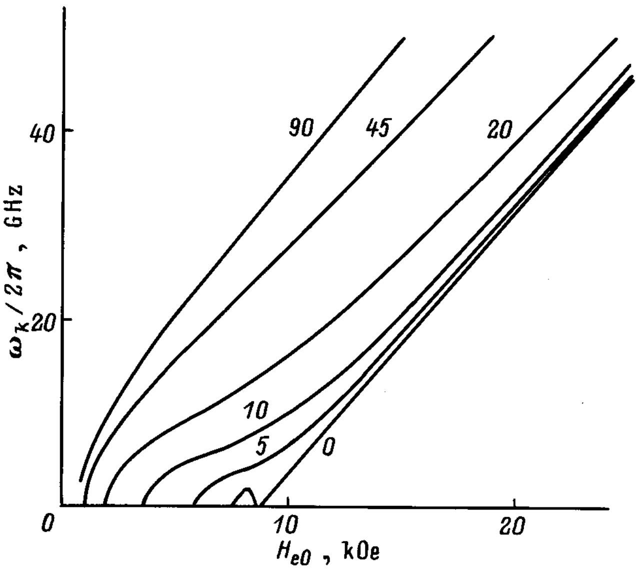

Рис. 3. То же, что на рис. 2, для феррита с легкой плоскостью анизотропии $2H_{A1} = -8$ kOe, $4\pi M_0 = 2000$ G. Цифры у кривых — значения угла θ_H в градусах.

Расчет был проведен для $k = 0$; увеличение k приводит к увеличению ω_k, и, таким образом, кривые $\omega_k(H_{e0})$ при различных значениях θ_H на рис. 2 и 3 показывают границы, выше которых возможно возбуждение спиновых волн переменным магнитным полем удвоенной частоты. Значение угла θ_k было принято равным 0, потому что при таком его значении частота ω_k принимает наименьшее значение (не зависящее от φ_k).

На рис. 2 видно, что для ферритов с легкой осью и большим полем анизотропии процессы параметрического возбуждения спиновых волн 1-го порядка могут существовать (при не очень высоких частотах) только в узком интервале углов θ_H (например, при частоте накачки 36 GHz в интервале углов $\theta_H = 84.5-90°$). При $\theta_H = 90°$ процесс параметрического возбуждения спиновых волн 1-го порядка возможен при любых частотах накачки во внешнем поле $H_{e0} = 2H_{A1}$, однако значение θ_H при этом очень критично.

Для ферритов с анизотропией типа легкая плоскость (рис. 3) возбуждение спиновых волн может происходить при любых значениях угла θ_H в широком диапазоне постоянных магнитных полей.

4. Методика расчета

Расчет заключался в минимизации выражения (26) с учетом (27), (28). Входящий в (26) параметр диссипации ΔH_k, несомненно, зависит от k, θ_k и φ_k, что вообще говоря, должно учитываться при минимизации. Если эта зависимость неизвестна, приходится при минимизации считать ΔH_k постоянной. Величины k, θ_k, φ_k связаны условием $\omega_k(k, \theta_k, \varphi_k) = \omega/2$. Поэтому при минимизации достаточно варьировать параметры θ_k и φ_k. В общем случае большой анизотропии и наклонной накачки провести минимизацию аналитически затруднительно, однако можно использовать численные методы, сравнивая величины порогового поля для различных значений (θ_k, φ_k).

В качестве неварьируемых параметров задавались значения ω, H_{A1}, M_0, а также ΔH_0 (которая в действительности зависит от θ_0, но мы этой зависимостью пренебрегли). Было принято $\varphi_h = 90°$, что обычно реализуется в экспериментах по параметрическому возбуждению спиновых волн. Параметрами, которые можно было изменять, являлись θ_H, H_{e0} и угол α между $\mathbf{H}_{e0}$ и $\mathbf{h}_\sim$ (рис. 1), который при $\varphi_h = 90°$ составляет

$$\alpha = \theta_h - \theta_H + \theta_0. \tag{29}$$

Поле H_{e0} пробегало диапазон значений от 0 до 20 kOe, и углы θ_H и α задавались в пределах от 0 до 90°. При каждом значении H_{e0} рассчитывались значения углов θ_0 и θ_h по формулам (3) и (29) соответственно. Затем для каждой пары значений (θ_k, φ_k) находилась величина порогового поля. Количество этих пар определяло точность расчета. Интервалы между соседними значениями θ_k и ϑ_k составляли 0.25°. Находилась пара (θ_k, φ_k), при которой пороговое поле принимало наименьшее значение. Для этой пары проверялось, является ли соответствующиее ей значение k действительным. В результате программа для всех значений θ_H и α выдавала зависимости $h_{\text{thr}}/\Delta H_k$, а также параметров возбуждаемых спиновых волн θ_k, φ_k и $\sqrt{\eta}k$ от величины внешнего постоянного поля H_{e0}.

5. Результаты расчета

На рис. 4 и 5 приведены некоторые результаты расчетов, выполненных по описанной выше методике для двух ферритов, упомянутых в разделе 3, при частоте накачки $\omega/2\pi = 36$ GHz. Показаны зависимости $h_{\text{thr}}/\Delta H_k$, $\sqrt{\eta}k$ и θ_k от величины внешнего постоянного магнитного поля H_{e0} при различных значениях θ_H и двух значениях угла α между переменным полем и H_{e0}: $\alpha = 0$ и 90°. Эти значения соответствуют квазипродольной и квазипоперечной накачке, но в обоих случаях, как подчеркивалось выше, накачка (при произвольных значениях θ_H) является наклонной. Нами не были известны точные значения η для данных ферритов; поэтому пришлось привести величины $\sqrt{\eta}k$. Для оценки величин k возбуждаемых спиновых волн можно использовать значение обменной константы для железоиттриевого граната (ЖИГ) $\eta \cong 0.1$. Ошибка при этом не будет очень большой, поскольку температура Кюри и средние расстояния между ионами Fe^{3+} для этих веществ различаются не сильно.

Из рис. 4 видно, что параметрическое возбуждение спиновых волн для данного феррита с легкой осью анизотропии возможно, как уже отмечалось выше, только в узком интервале углов θ_H. При $\alpha = 0$ (квазипродольная накачка) пороговое поле слабо зависит от H_{e0} и θ_H. Отношение $h_{\text{thr}}/\Delta H_k$ при этом оказывается близким к 1 в отличие от слабоанизотропных ферритов, например ЖИГ, где при продольной накачке на таких частотах оно значительно превышает 1. Если $\alpha = 90°$ (квазипоперечная накачка), то величины $h_{\text{thr}}/\Delta H_k$ сильно зависят от H_{e0} и значительно превышают 1 тем сильнее, чем ближе направление поля $\mathbf{H}_{e0}$ к трудному направлению $\theta_H = 90°$. При $\alpha = 90°$ и $\theta_H = 90°$ максимум порогового поля достигается при $H_{e0} = 11.3$ kOe и $h_{\text{thr}}/\Delta H_k$ составляет 9.9. Отметим, что при таком поле имеет место минимум амплитуды однородной прецессии.

Зависимости волновых чисел возбуждаемых спиновых волн от H_{e0} имеют широкие "горбы", в которых значения k достигают довольно больших величин (порядка 10^6 cm^{-1}, если использовать упомянутую выше оценку). Эти горбы для случая $\alpha = 0$ лежат в областях H_{e0}, в которых $\theta_k = 90°$. Высоты их уменьшаются при отклонении θ_H от 90°. Отметим, что малые значения k ($\sqrt{\eta}k \leqslant 10^4$) получаются с обеих сторон горбов, а для $\theta_H = 86°$ (вблизи предельного значения $\theta_H = 84.5°$) во всем интервале допустимых величин H_{e0}.

Полярный угол θ_k возбуждаемых спиновых волн (рис. 4) составляет 90° в довольно широких пределах изменений H_{e0} как для квазипродольной, так и для квазипоперечной накачки и уменьшается при подходе к границам интервалов H_{e0}, в которых возможно параметрическое возбуждение первого порядка. Не приводя полученных величин φ_k отметим лишь, что эит величины существенно завият от H_{e0}. Резкие изменения зависимостей $\varphi_k(H_{e0})$ и $\theta_k(H_{e0})$, как правило, происходят при одинаковых значениях H_{e0}, а сами эти изменения

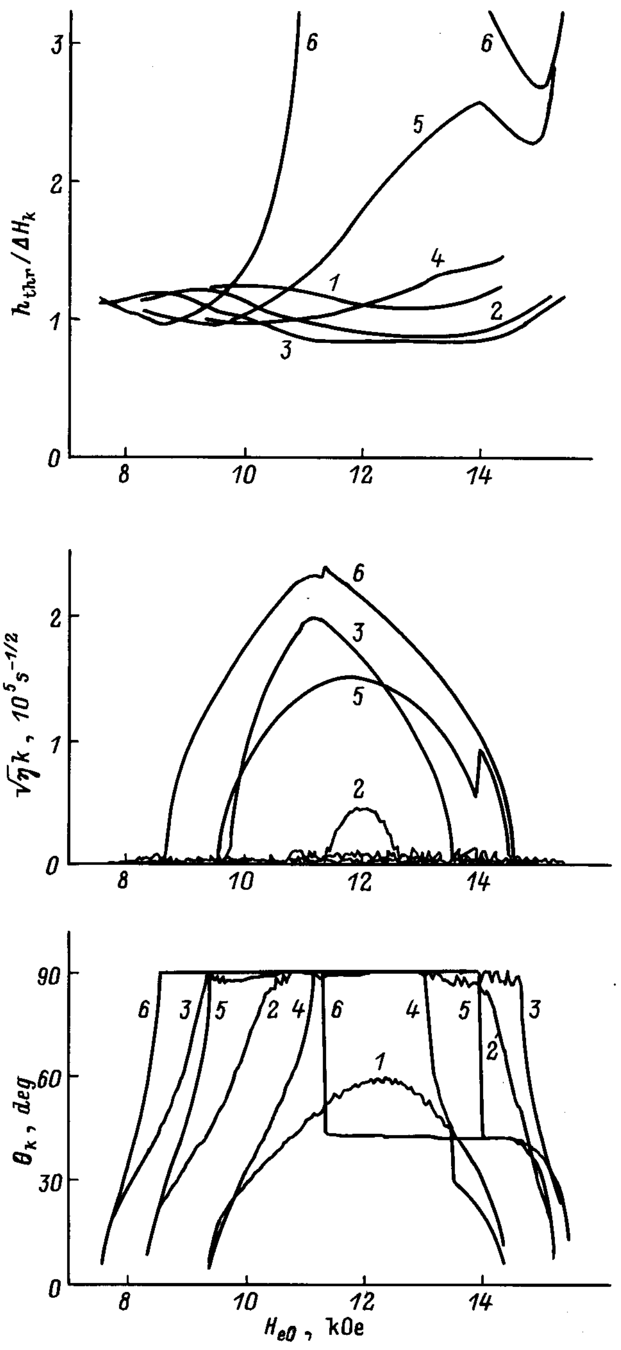

Рис. 4. Зависимости порогового поля и параметров возбуждаемых спиновых волн от постоянного внешнего магнитного поля H_{e0} для феррита с легкой осью анизотропии $2H_{A1} = 11\,\text{kOe}$, $4\pi M_0 = 4500\,\text{G}$ при частоте накачки 36 GHz. α: *1–3* — 0; *4–6* — 90°; θ_H: *1, 4* — 86, *2, 5* — 88, *3, 6* — 90°.

носят обратный характер (одновременно с увеличением φ_k происходит уменьшение θ_k и наоборот).

Для феррита с легкой плоскостью анизотропии мы приведем результаты расчета только для случая квазипродольной накачки ($\alpha = 0$). Обращаясь к рис. 5, мы видим, что для такого феррита параметрическое возбуждение спиновых волн возможно в широком интервале изменения внешнего поля H_{e0}, в котором существуют (рис. 2) спиновые волны с $\omega_k = \omega/2$ (область магнитных полей, в которых существует доменная структура, нами не рассматривается). С уменьшением θ_H, т. е. по мере приближения $\mathbf{H}_{e0}$ (а следовательно, и $\mathbf{M}_0$) к трудной оси, наибольшая величина H_{e0} увеличивается, при этом растут величины h_{thr}. С ростом H_{e0} значения h_{thr} изменяются плавно, пока при некотором $H_{e0} = H_c$ не начинается их резкий рост, когда величины волнового вектора k становятся очень малыми; крутизна роста h_{thr} возрастает

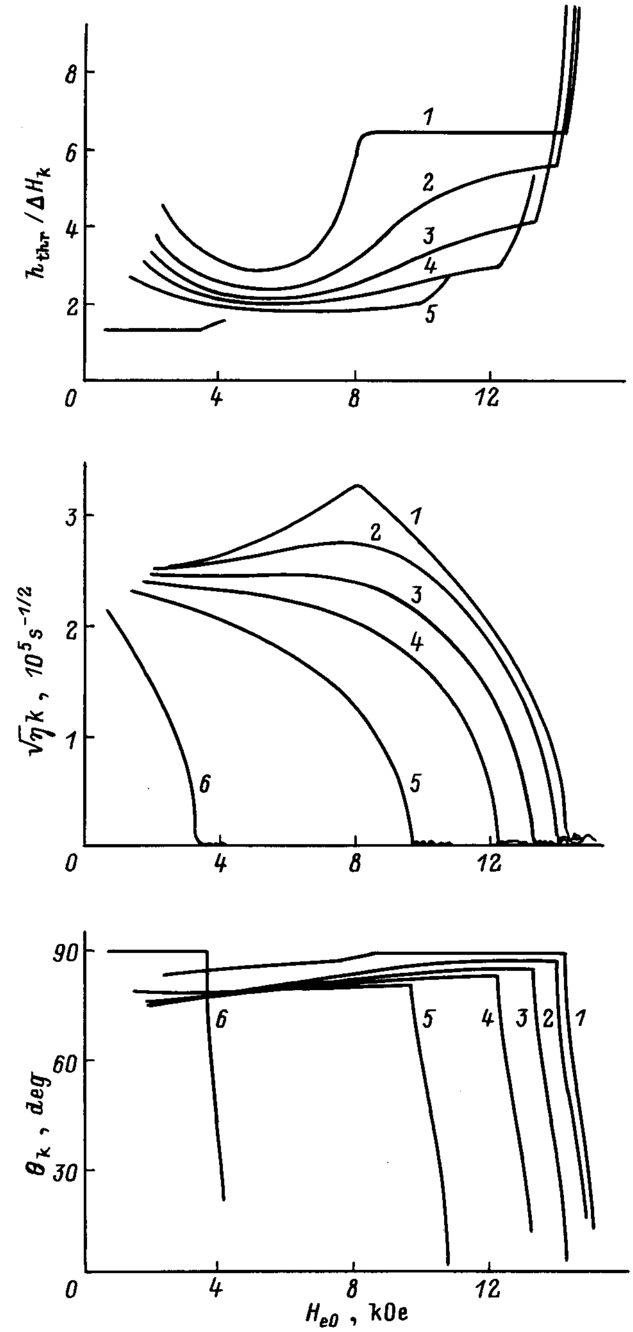

Рис. 5. То же, что на рис. 4, для феррита с легкой плоскостью анизотропии $2H_{A1} = -8\,\text{kOe}$, $4\pi M_0 = 2000\,\text{G}$. θ_H: *1* — 0, *2* — 4, *3* — 8, *4* — 12, *5* — 88, *6* — 90°.

при уменьшении θ_H. Углы θ_k, которые во всей области больших k были близки к 90°, при таком значении H_{e0} начинают резко уменьшаться. Качественно такое поведение h_{thr}, k и θ_k в зависимости от H_{e0} характерно и для чисто продольной накачки [4,6]. Вопрос о том, какие колебания или волны возбуждаются, когда расчет в приближении плоских волн дает $k \cong 0$, подробно обсуждался для чисто продольной накачки (см., например, [14]) в ферритах с малой анизотропией. В нашем случае он нуждается в специальном рассмотрении. Величины φ_k для феррита с легкой плоскостью анизотропии в отличие от случая легкой оси слабо зависят от H_{e0} и в области больших k лежат в пределах $90-112°$. Основные особенности полученных зависимостей при $\alpha = 0$ можно качественно объяснить, если пренебречь вкладом однородной прецессии намагниченности. Тогда выражение (26) можно привести к виду

$$h_{\text{thr}} = \min\left\{ \frac{\Delta H_k}{\left|4\pi M_0 \sin^2\theta_k \exp(2i\varphi_k) + 2H_{A1}\sin^2\theta_0\right|} \right\} \times \frac{\omega_M}{\gamma \sin\theta_h}. \qquad (30)$$

Из этой формулы следует, что поле h_{thr} может обращаться в бесконечность только, когда $\theta_0 = 0$. Это имеет место при $\theta_H = 0$: для $H_{A1} > 0$ при всех H_{e0}, а для $H_{A1} < 0$ — при $H_{e0} > |2H_{A1}|$. Поэтому в остальных случаях пороговое поле на границах области возбуждения принимает конечные значения. Из выражения (30) также видно, что для одноосных ферритов с большой анизотропией пороговое поле меньше, чем для изотропных ферритов на таких частотах, так как $|2H_{A1}|$ существенно превышает $4\pi M_0$. Кроме того, формула (30) объясняет возрастание h_{thr} при уменьшении θ_H для $H_{A1} < 0$, потому что при одинаковых величинах H_{e0} значение θ_0, согласно (3), уменьшается при уменьшении θ_H. Условие минимума (30) требует, чтобы угол $\theta_k = 90°$; необходимо также, чтобы $\varphi_k = 0$ для $H_{A1} > 0$ и $\varphi_k = 90°$ для $H_{A1} < 0$.

Заключение

В данной работе было проведено теоретическое исследование параметрического возбуждения спиновых волн в сфере из одноосного феррита (рассматриваемого как ферромагнетик) с большим полем анизотропии для процессов 1-го порядка при произвольной ориентации внешнего постоянного и переменного магнитных полей относительно оси анизотропии. Путем численной минимизации были найдены значения порогового поля и характеристики возбуждаемых спиновых волн. Существенно, что при достаточно больших значениях H_{A1} возможно наблюдение очень низких величин порогового поля. Полученные результаты могут быть использованы при нахождении параметра затухания спиновых волн для различных k, θ_k и φ_k из экспериментов по параметрическому возбуждению спиновых волн в сильноанизотропных веществах.

Аналогичный расчет может быть проведен и для эллипсоида, в частности, пленки, а также для процессов 2-го порядка параметрического возбуждения спиновых волн в сильноанизотропных одноосных ферритах.

Авторы выражают благодарность В.А. Бокову, С.С. Старобинцу и О.А. Чивилевой за полезные замечания, высказанные при обсуждении этой работы.

Список литературы

[1] *Suhl H.* // Phys. Chem. Sol. 1957. Vol. 1. N 4. P. 209–227.
[2] *Schlömann E., Green J.J., Milano U.* // J. Appl. Phys. 1960. Vol. 31. N 5. P. 386S–395S.
[3] *Schlömann E., Joseph R.I.* // J. Appl. Phys. 1961. Vol. 32. N 6. P. 1006–1014.
[4] *Bady I., Schlömann E.* // J. Appl. Phys. 1962. Vol. 33. N 3. P. 1377–1378.
[5] *Schlömann E., Joseph R.I., Bady I.* // J. Appl. Phys. 1963. Vol. 34. N 3. P. 672–681.
[6] *Green J.J., Healy B.J.* // J. Appl. Phys. 1963. Vol. 34. N 4. P. 1285–1286.
[7] *Dixon S.* // J. Appl. Phys. 1963. Vol. 34. N 12. P. 3441–3442.
[8] *Dixon S., Bauber A., Savage R.O.* // J. Appl. Phys. 1965. Vol. 36. N 3. P. 873–874.
[9] *Ганн В.В.* // ФТТ. 1968. Т. 10. Вып. 7. С. 2177–2182.
[10] *Яковлев Ю.М.* // ФТТ. 1968. Т. 10. Вып. 8. С. 2431–2437.
[11] *Яковлев Ю.М., Бурдин Ю.Н.* // ФТТ. 1974. Т. 16. Вып. 2. С. 466–470.
[12] *Patton C.E.* // Phys. St. Sol. 1979. Vol. B92. N 1. P. 211–220.
[13] *Kwon H.J., Shin J.Y., Oh J.H.* // J. Appl. Phys. 1994. Vol. 75. N 10. P. 6109–6112.
[14] *Гуревич А.Г., Мелков Г.А.* Магнитные колебания и волны. М.: Наука, 1994. 462 с.