

При более высоких темп-рах длины и ориентации  $M_{j0}$  могут быть найдены, исходя из условий (5). Для ферримагнетиков (так же, как и для антиферромагнетиков) осн. состояния, т. е. ориентации векторов  $M_{j0}$  (и соответственно условия и частоты Ф. р.), оказываются различными в разных интервалах изменения внеш. пост. поля  $H_0$ .

Рассмотрим неограниченный изотропный двухподрешёточный ферримагнетик при нулевой (практически достаточно низкой) темп-ре, когда длины векторов  $M_{10}$  и  $M_{20}$  можно считать заданными. Осн. состояния для этого случая показаны на рис. 1. Первое — антипараллельное состояние реализуется в интервале значений

$$0 < H_0 < H_1 = \lambda(M_{10} - M_{20}), \quad (6)$$

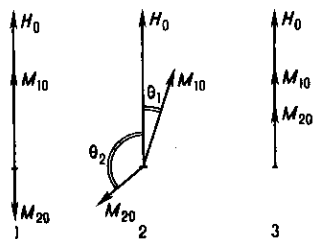


Рис. 1. Основные состояния изотропного двухподрешёточного ферримагнетика: 1 — антипараллельное; 2 — неколлинеарное; 3 — параллельное.

где  $\lambda$  — константа обменного взаимодействия между подрешётками. В действительности, с учётом размагничивающих полей и анизотропии, образцы конечных размеров при  $H_0 < H_d$  распадаются на домены и первое (однородное) осн. состояние имеет место при  $H_d < H_0 < H_1$  ( $H_d \ll H_1$ ). Второе — неколлинеарное состояние реализуется при

$$H_1 < H_0 < H_2 = \lambda(M_{10} + M_{20}), \quad (7)$$

а третье — параллельное — при  $H_0 > H_2$ ; поля  $H_1$  и  $H_2$  наз. соответственно первое и второе обменные поля. Зависимости углов  $\theta_1$  и  $\theta_2$  между полем  $H_0$  и, соответственно, векторами  $M_{10}$  и  $M_{20}$ , а также суммарной пост. намагниченности  $M_0 = |M_{10} + M_{20}|$  от  $H_0$  показаны на рис. 2. В неколлинеарном осн. состоянии

$$\cos \theta_1 = \frac{H_0^2 + H_1 H_2}{2H_0 \lambda M_{10}}, \quad \cos \theta_2 = \frac{H_0^2 - H_1 H_2}{2H_0 \lambda M_{20}}. \quad (8)$$

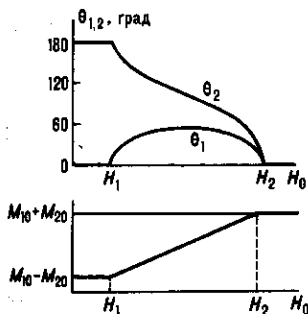
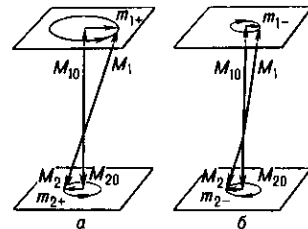


Рис. 2. Полевые зависимости углов между намагниченностями подрешёток и постоянным магнитным полем, а также суммарной постоянной намагниченности двухподрешёточного ферримагнетика.

Для рассмотрения колебаний намагниченности в первом осн. состоянии следует, спроектировав (4) на оси  $x$  и  $y$  (ось  $z$  совпадает с направлением  $H_0$ ), перейти затем к циркулярным переменным  $m_{j\pm} = m_{jx} \pm im_{jy}$  ( $j=1, 2$ ). Тогда для  $m_{j+}$  и  $m_{j-}$  получатся независимые ур-ня. Это означает, что собственные (свободные незатухающие) типы колебаний представляют собой круговую прецессию намагниченностей  $M_1$  и  $M_2$  вокруг оси  $z$  (рис. 3) соответственно с правым для  $m_{j+}$  и левым для  $m_{j-}$  направлениями вращения. Для собственных частот этих колебаний  $\omega_+$  и  $\omega_-$  справедливо ур-ние

$$\omega^2 \pm \omega [\lambda(\gamma_2 M_{10} - \gamma_1 M_{20}) - (\gamma_1 + \gamma_2) H_0] - \gamma_1 \gamma_2 (H_1 - H_0) H_0 = 0. \quad (9)$$

Рис. 3. Прецессия намагниченностей подрешёток ферримагнетика в антипараллельном основном состоянии: а — ферромагнитный, б — обменный типы колебаний.



Решения его приведены на рис. 4.

Наиб. интерес представляет область малых пост. полей ( $H_0 \ll H_1$ ). В этом случае

$$\omega_+ \approx \frac{(M_{10} - M_{20}) H_0}{M_{10} \gamma_1 - M_{20} \gamma_2} \equiv \gamma_{\text{эф}} H_0, \quad (10)$$

а  $\omega_- \approx \lambda(\gamma_2 M_{10} - \gamma_1 M_{20}) \equiv \omega_{\text{обм}}$ ,  $\omega_- \gg \omega_+$ . Отсюда следует важный вывод: в области малых полей и низких частот

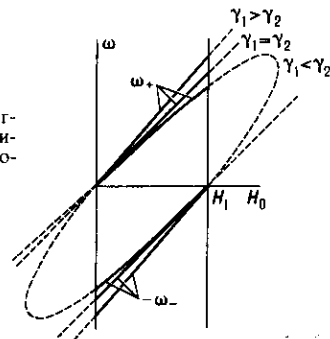


Рис. 4. Частоты ферримагнитного резонанса в антипараллельном основном состоянии.

(где имеет место только тип колебаний с частотой  $\omega_+$ ) ферримагнетик ведёт себя как ферромагнетик с намагниченностью  $M_0 = |M_{10} - M_{20}|$  и эффективным  $g$ -фактором, к-рый определяется выражением (10). Тип колебаний с частотой  $\omega_+$  наз. часто ферромагнитным, а тип колебаний с частотой  $\omega_-$  — обменным. Прецессия векторов намагниченностей подрешёток для ферромагн. типа колебаний (рис. 3, а) происходит таким образом, что эти векторы остаются приблизительно антипараллельными. Именно поэтому в приближённое выражение (10) не входит обменная  $\lambda$ .

Рассмотрение вынужденных колебаний показывает, что ферромагн. тип колебаний возбуждается внеш. перем. магн. полем с круговой поляризацией и правым вращением и в области малых полей и низких частот магн. восприимчивость имеет такой же вид, как для ферромагнетика с теми же эфф. параметрами. Эта эквивалентность сохраняется и при учёте формы образца, в частности для резонансных частот и компонент тензора внеш. восприимчивости малого эллипсоида. Сохраняется она и при учёте анизотропии и при учёте потерь. Ширина кривой Ф. р. для ферромагн. типа колебаний

$$\Delta H = 2\omega_+ \frac{\alpha_1 M_{10} / \gamma_1 + \alpha_2 M_{20} / \gamma_2}{|M_{10} - M_{20}|} \equiv 2\omega_+ \frac{\alpha_{\text{эф}}}{\gamma_{\text{эф}}}, \quad (11)$$

где  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  — параметры диссипации подрешёток;  $\gamma_{\text{эф}}$  определяется ф-лой (10), а определением  $\alpha_{\text{эф}}$  является выражение (11).

Во втором, неколлинеарном, осн. состоянии также возможны два типа колебаний. Для первого концы векторов  $M_1$  и  $M_2$  движутся по эллипсам, однако прецессия вектора суммарной намагниченности  $M = M_1 + M_2$  является круговой. Этот тип колебаний возбуждается перем. магн. полем с круговой поляризацией и правым вращением, частота его (в частном случае  $\gamma_1 = \gamma_2$ )  $\omega_+ = \gamma H_0$  (рис. 5). Для этого типа колебаний ферримагнетик эквивалентен ферромагнетнику с зависящей от  $H_0$  (рис. 2) постоянной намагниченностью  $M_0 = |M_{10} + M_{20}|$ . Частота же второго типа колебаний при