

УДК 537.611.44; 537.635

## ВЛИЯНИЕ ОРИЕНТАЦИИ ПОСТОЯННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ДИСПЕРСИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВОЛН НАМАГНИЧЕННОСТИ В ПЛЕНКАХ ЖЕЛЕЗОИТТРИЕВОГО ГРАНАТА

А. Н. Славин, Ю. К. Фетисов

Экспериментально измерены дисперсионные характеристики волн намагниченности в ферромагнитной пленке при произвольной ориентации постоянного намагничивающего поля относительно направления распространения волн. Показано, что полученное методом тензорных функций Грина приближенное дисперсионное уравнение (в области своей применимости) и «магнитостатические» дисперсионные уравнения описывают характеристики волн с точностью в несколько процентов. С использованием приближенного дисперсионного уравнения получены простые аналитические зависимости, по которым проведен расчет параметров термостабильной ориентации ферромагнитной пленки во внешнем магнитном поле. Экспериментально продемонстрирована возможность улучшения таким способом на два—три порядка термостабильности пленочных спин-волновых приборов.

При разработке различных пленочных спин-волновых приборов возникает необходимость улучшения термостабильности характеристик приборов [1-2] и учета явлений анизотропного распространения, отражения и преломления волн намагниченности в ферромагнитных пленках (ФП) [3-6]. Эти обстоятельства требуют как детального экспериментального исследования характеристик волн намагниченности в ФП при произвольной ориентации внешнего намагничивающего поля относительно направления распространения волн, так и создания удобных для практического использования методов расчета характеристик устройств. При выполнении указанных исследований и расчетов, по нашему мнению, может оказаться полезным явное приближенное дисперсионное уравнение для волн намагниченности в ФП, полученное в [7] с помощью классической теории возмущений в рамках метода тензорных функций Грина [8].

Целью настоящей работы является экспериментальное исследование дисперсии волн намагниченности в ФП при произвольной ориентации намагничивающего поля, проверка условий применимости и точности приближенного дисперсионного уравнения [7], сравнение его с традиционными дисперсионными уравнениями, полученными методом магнитостатического потенциала [1, 9-12], а также демонстрация возможностей использования приближенного уравнения для расчета характеристик пленочных спин-волновых приборов на примере расчета термостабильной ориентации ФП во внешнем магнитном поле.

### Приближенное дисперсионное уравнение

Геометрия задачи представлена на рис. 1. Ферромагнитная пленка толщиной  $L$ , имеющая неограниченные размеры в плоскости  $\eta\zeta$ , намагничена до насыщения внешним постоянным магнитным полем  $H_e(\theta_e)$ . Внешнее поле  $H_e$  и направленное вдоль оси  $z$  внутреннее поле  $H(\theta)$  лежат в плоскости  $\xi\epsilon$  и в отсутствие анизотропии связаны между собой соотношениями

$$H_e \sin \theta_e = H \sin \theta, \quad H_e \cos \theta_e = (H + 4\pi M_0) \cos \theta, \quad (1)$$

где  $4\pi M_0$  — намагниченность насыщения ФП.

Волна намагниченности с продольным волновым вектором  $k$  распространяется в плоскости ФП под углом  $\varphi$  к оси  $\zeta$ . В этом случае приближенное дисперсионное уравнение для волн намагниченности в ФП, полученное в [7] с учетом магнитного дипольного взаимодействия, неоднородного обменного взаимодействия и обменных граничных условий, имеет следующий вид:

$$\omega_n^2 = \Omega_{nk} (\Omega_{nk} + \omega_M F_{nn}), \quad (2)$$

где  $\Omega_{nk} = \omega_H + \alpha \omega_M (k^2 + \kappa_n^2)$ ;  $\omega_M = \gamma H$ ;  $\omega_H = \gamma 4\pi M_0$ ;  $\alpha$  — обменная постоянная;  $\gamma$  — модуль гиромангнитного отношения для спина электрона;  $k = |k|$  — продольное волновое число;  $\kappa_n$  — поперечное волновое число, которое в рассматриваемых ниже предельных случаях полностью свободных и полностью закрепленных поверхностных спинов равно  $\kappa_n = n\pi/L$ ;  $n$  — целый номер волновой моды,

$$F_{nn} = \sin^2 \theta + P_{nn} \left[ \cos^2 \theta + \frac{\omega_M}{\Omega_{nk}} (1 - P_{nn}) \sin^2 \varphi \sin^2 \theta \right] - P_{nn} \sin^2 \theta \cos^2 \varphi, \quad (3)$$

$P_{nn} = P_{nn}(kL)$  — матричный элемент магнитного дипольного взаимодействия. Заметим, что  $P_{nn}$  всегда изменяется в интервале  $0 \leq P_{nn} \leq 1$  при изменении  $kL$  в пределах  $0 \leq kL < \infty$ . Выражение для  $P_{nn}$  [7], соответствующее нижней волновой моде ( $n = n_{\min}$ ), имеет в случае полностью свободных и поверхностных спинов ( $n_{\min} = 0$ ) вид

$$P_{00} = 1 - (1 - e^{-kL})/kL \quad (4)$$

и в случае полностью закрепленных поверхностных спинов ( $n_{\min} = 1$ )

$$P_{11} = \frac{(kL)^2}{(kL)^2 + \pi^2} \left[ 1 + \frac{2\pi^2}{(kL)^2 + \pi^2} (1 + e^{-kL}) \frac{1}{kL} \right]. \quad (5)$$

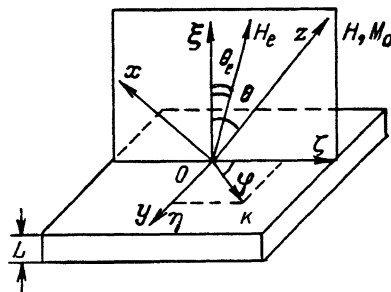


Рис. 1.

При выводе выражений (2)–(5) предполагалось одинаковое закрепление поперечных (по отношению к внутреннему магнитному полю  $\mathbf{H} = Z_0 H$ ) компонент намагниченности  $m_x$  и  $m_y$  на границах пленки.

Уравнение (2) получено в первом порядке теории возмущений, когда в разложении переменной намагниченности в ряд по спин-волновым модам оставлен только один член (см. (43) в [7]). Это уравнение справедливо в отсутствие вырождения, когда описываемые им дисперсионные кривые с разными номерами  $n$  не пересекаются ( $\omega_n \neq \omega_{n'}$ ). Вблизи точек вырождения ( $\omega_n = \omega_{n'}$ ) дисперсионные кривые рассчитываются при помощи секулярного уравнения (см. (48) в [7]).

Уравнение (2) при  $k=0$  определяет спектр спин-волнового резонанса, при  $k \rightarrow \infty$  оно переходит в дисперсионное уравнение Киттеля для спиновых волн в безграничной среде, а в промежуточной области волновых векторов  $10 < k < 10^5 \text{ см}^{-1}$  описывает спектр «магнитостатических» спиновых волн. Далее мы будем интересоваться именно «магнитостатической» областью значений  $k$ , наиболее важной для приложений. В этой области наклон дисперсионных кривых определяется в основном магнитным дипольным взаимодействием, что позволяет для нижней волновой моды пренебречь влиянием обменного взаимодействия, положив в (2)  $\alpha=0$ . Из (4), (5) видно, что входящий в (2) матричный элемент магнитного дипольного взаимодействия  $P_{nn}$ , соответствующий волновой моде с номером  $n$ , зависит от вида обменных граничных условий. В работе [8] показано, что, несмотря на такую зависимость  $P_{nn}$ , точное дисперсионное уравнение в виде бесконечного ряда по  $n$  в безобменном случае, как и следовало ожидать, не чувствительно к виду обменных граничных условий. В приближенном же дисперсионном уравнении (2) зависимость от вида обменных граничных условий сохраняется и при  $\alpha=0$ . В дальнейшем мы будем рассматривать только предельные случаи полностью закрепленных и полностью свободных поверхностных спинов.

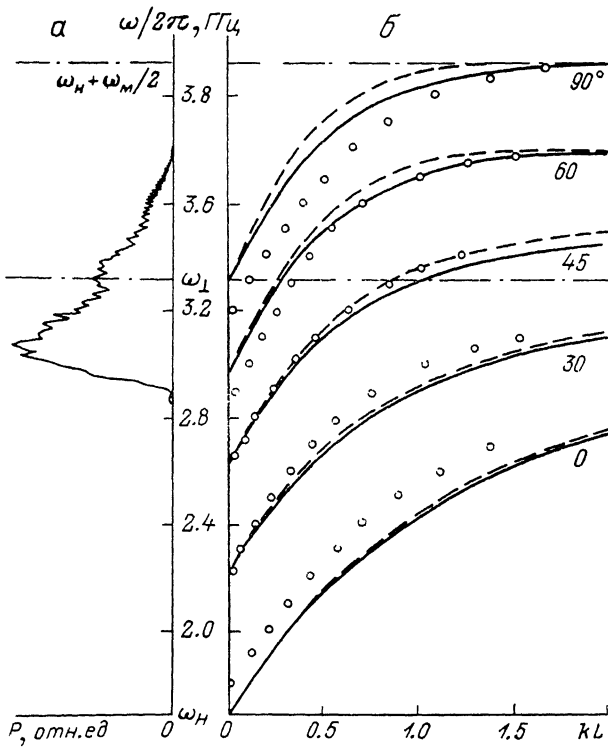


Рис. 2. Дисперсия волн намагниченности в наклонно намагниченной пленке ЖИГ при  $\varphi=90^\circ$ . а — частотная зависимость амплитуды сигнала передачи,  $\theta=60^\circ$ ; б — дисперсионные характеристики волн. Цифры у кривых соответствуют значениям угла  $\theta$  в градусах.

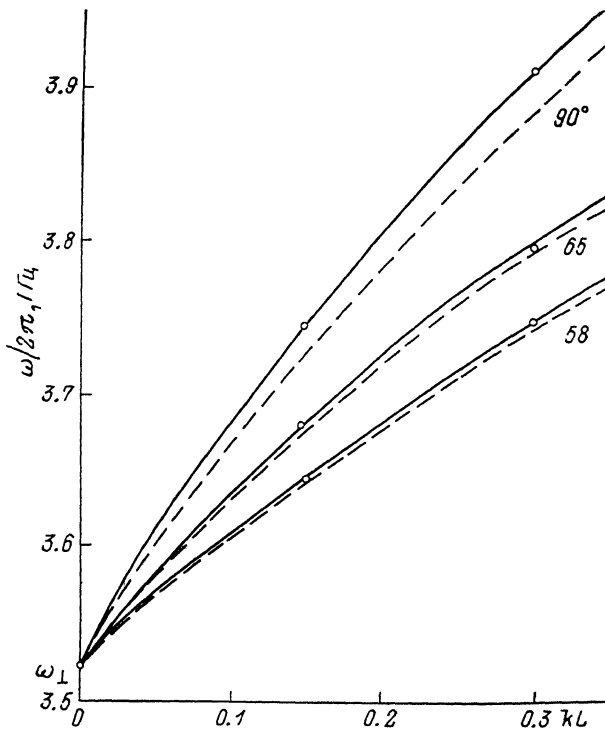


Рис. 3. Дисперсия волн намагниченности в касательно намагниченной ( $\theta=90^\circ$ ) пленке ЖИГ. Цифры у кривых соответствуют значениям угла  $\varphi$  в градусах.

Для экспериментальной проверки приближенного дисперсионного уравнения (2) мы провели измерение дисперсионных характеристик волн намагниченности в пленке железиттриевого граната (ЖИГ) при различных ориентациях постоянного намагничивающего поля относительно направления распространения волн. В экспериментах была использована пленка ЖИГ толщиной  $L=10.9$  мкм с намагниченностью насыщения  $4\pi M_0=1750$  Гс и шириной линии ферромагнитного резонанса  $\Delta H \leq 0.5$  Э на подложке галлий-гадолиниевого граната размером  $3 \times 15$  мм с ориентацией (111). Возбуждение и прием волн намагниченности осуществлялись двумя одиночными микрополосковыми преобразователями шириной 50 мкм, нанесенными на поверхность пленки на рас-

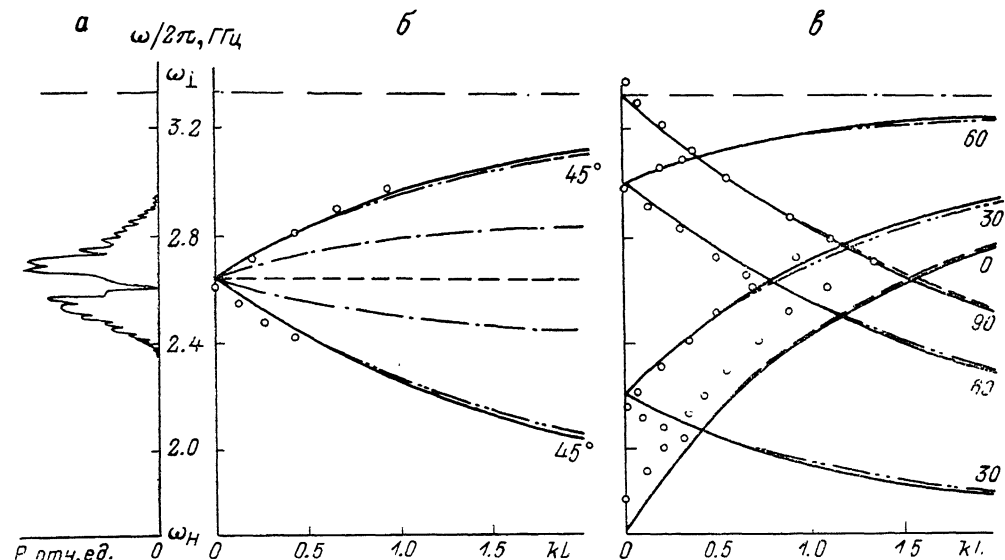


Рис. 4. Дисперсия волн намагниченности в наклонно намагниченной пленке ЖИГ при  $\varphi=0^\circ$ . а — частотная зависимость амплитуды сигнала передачи,  $\theta=45^\circ$ ; б — дисперсионные характеристики волн при  $\theta=45^\circ$ ; в — дисперсионные характеристики волн. Цифры у кривых соответствуют значениям угла  $\theta$  в градусах.

стоянии 0.5 см друг от друга. Пленка помещалась на поворотном столике между полюсами электромагнита, что позволяло изменять ориентацию внешнего магнитного поля  $H_0$  относительно плоскости пленки и направления волнового вектора  $k$  волн. Предполагалось, что вектор  $k$  направлен перпендикулярно преобразователям вдоль оси пленки.

Регистрировались частотные зависимости амплитуды и фазы сигнала передачи при постоянной напряженности  $H=600$  Э и различных ориентациях (угол  $\theta$ ) внутреннего магнитного поля в ФП. При каждом измерении величина напряженности  $H_0$  и направление (угол  $\theta_0$ ) внешнего намагничивающего поля устанавливались в соответствии с результатами расчетов по формулам (1). Дисперсионные характеристики  $\omega=f(kL)$  для нижней волновой моды определялись по частотной зависимости фазы сигнала передачи [13] с точностью  $\delta k/k=10^{-2}$ ,  $\delta \omega/\omega=10^{-4}$ . Наша экспериментальная методика позволяла определять дисперсионные характеристики волн намагниченности в случае изотропного распространения, когда фазовая и групповая скорости волн коллинеарны. Такое распространение имеет место при изменении угла  $\theta$  в случаях  $\varphi=\pi/2$  и  $\varphi=0$  (рис. 2, 4). Для проверки дисперсионного уравнения (2) в случае анизотропного распространения, когда фазовая и групповая скорости волн неколлинеарны, были использованы экспериментальные данные работы [14] для касательно намагниченной ФП  $\theta=\pi$  (2) при различных углах  $\varphi$  (рис. 3). В экспериментах [14] применялась пленка ЖИГ толщиной  $L=8$  мкм, намагниченная полем с напряженностью  $H=640$  Э. Намагниченность насыщения пленки, рассчитанная из приведенного в работе значения  $\omega_1=\sqrt{\omega_H(\omega_H+\omega_M)}$ , составляла  $4\pi M_0=1830$  Гс.

Результаты экспериментальных исследований и расчетов приведены на рис. 2—4. Рис. 2 соответствует наклону поля  $H$  в поперечном направлении ( $0 \leq \theta \leq 90^\circ$ ,  $\varphi = 90^\circ$ ). Видно, что результаты расчета по формулам (2), (4) (штриховой линии) хорошо совпадают с результатами «магнитостатической» теории [1] (сплошные линии) и удовлетворительно описывают эксперимент (точки) при всех значениях угла  $\theta$ . Количественные отличия в значениях частоты, составляющие не более 5 %, обусловлены, по-видимому, неточностью установки направления внешнего магнитного поля, а также влиянием кристаллографической и ростовой анизотропии пленки ЖИГ, которые не учитывались в теории.

Рис. 3 соответствует случаю касательного намагничивания при повороте поля  $H$  в плоскости ФП ( $\theta = 90^\circ$ ,  $58 \leq \varphi \leq 90^\circ$ ). Штриховые кривые здесь рассчитывались по формулам (2), (5), сплошные кривые — с помощью «магнитостатических» дисперсионных уравнений [9, 10], а экспериментальные точки взяты из работы [14]. Видно, что и в этом случае уравнение (2) с точностью не менее 5 % описывает экспериментальные данные.

Несколько иная картина наблюдается на рис. 4, соответствующем наклону поля  $H$  в продольном направлении ( $0 \leq \theta \leq 90^\circ$ ,  $\varphi = 0^\circ$ ). Здесь приближенное дисперсионное уравнение (2) (штриховые кривые) удовлетворительно описывает эксперимент и совпадает с «магнитостатической» теорией (сплошные кривые) только при  $\theta = 0$  и  $90^\circ$  (рис. 4, *в*). При других значениях  $\theta$  расчет по формуле (2) дает качественные отличия от эксперимента. В эксперименте при каждом значении  $\theta$  из промежутка  $0 < \theta < 90^\circ$  наблюдаются две ветви дисперсионной характеристики, отвечающие распространению прямых и обратных волн (рис. 4, *б, в*). Соответственно и полоса пропускания сигнала (рис. 4, *а*) состоит из двух областей, между которыми амплитуда сигнала спадает до нуля. Анализ выражения (2) показывает, что в случае  $\varphi = 0^\circ$  при промежуточных значениях  $\theta$  дисперсионные характеристики, соответствующие волновым модам с разными номерами  $n$ , оказываются вырожденными уже при малых значениях нормированного волнового числа ( $kL < 1$ ), и уравнение (2) перестает быть справедливым. Особенно ярко это проявляется при  $\theta = 45^\circ$ , когда частоты волновых мод со всеми номерами  $n$  оказываются вырожденными при всех  $kL$ , так что получающаяся из (2) частота в безобменном случае при любом  $n$  вообще не зависит от  $kL$  (рис. 4, *б*, штриховая прямая). Вырождение снимается с помощью секулярного уравнения (см. (48) в [7]). Однако учет вырождения двух низших волновых мод ( $n = 0, 1$ ) оказывается недостаточным для количественного описания эксперимента (рис. 4, *б*, штрихпунктирные кривые). Если же в секулярном дисперсионном уравнении учесть вырождение четырех низших мод ( $n = 0, 1, 2, 3$ ), то получающиеся дисперсионные характеристики (рис. 4, *б, в*, двойной штрихпунктир) хорошо согласуются с экспериментом и с результатами «магнитостатической» теории.

Отметим, что в случае  $\varphi = 0^\circ$ ,  $0 < \theta < 90^\circ$ , когда приближенное дисперсионное уравнение (2) оказывается непригодным, дисперсионное уравнение, полученное методом магнитостатического потенциала [11, 12], имеет простой вид

$$kL = \frac{|\mu \sin^2 \theta + \cos^2 \theta|}{\sqrt{-\mu}} \left\{ \frac{\pi N}{2} + \arctg \left[ \frac{1 + \mu}{2\sqrt{-\mu}} \operatorname{sgn}(\mu \sin^2 \theta + \cos^2 \theta) \right] \right\}, \quad (6)$$

где  $\mu = 1 + \omega_N \omega_M / (\omega_N^2 - \omega_k^2)$ ,  $\omega_N$  — частота волновой моды с номером  $N = 1, 2, \dots$ . По формуле (6) и были рассчитаны сплошные кривые на рис. 4, *б, в*.

Таким образом, сравнение дисперсионных кривых  $\omega_n(kL)$ , рассчитанных по формуле (2), с экспериментом и «магнитостатической» теорией показало, что во всех случаях, когда отсутствует вырождение мод (2) с разными номерами, дисперсионные характеристики, рассчитанные с помощью (2), находятся в удовлетворительном количественном соответствии (не хуже 5 %) как с расчетом по «магнитостатическим» формулам, так и с экспериментальными данными.

Покажем преимущества явного дисперсионного уравнения (2) на примере решения задачи о термостабильной ориентации ФП в магнитном поле.

Метод температурной стабилизации частотных характеристик пленочных спин-волновых приборов с помощью выбора направления подмагничивающего поля впервые, по-видимому, был предложен в работе [1]. Суть метода состоит в том, что при фиксированной величине напряженности  $H_e$  внешнего магнитного поля его ориентация (угол  $\theta_e$ ) выбирается так, чтобы температурные изменения намагниченности насыщения  $4\pi M_0$  ферромагнетика компенсировались изменением величины  $H$  и направления (угол  $\theta$ ) внутреннего магнитного поля в пленке и собственная частота волн намагниченности оставалась при этом неизменной. Конкретный расчет термостабильной ориентации ФП, выполненный численным методом, приведен в [2]. Используя уравнения (1) и (2), мы получим явное выражение для угла термостабильной ориентации ФП.

Рассмотрим случай наклона поля  $H_e$  в поперечном направлении ( $\varphi=90^\circ$ ,  $0 \leq \theta \leq 90^\circ$ ). Считаем, что внешнее поле  $H_e$  от температуры не зависит и температурный дрейф собственной частоты волны намагниченности определяется только температурной зависимостью намагниченности насыщения  $\omega_M(T)$ . Продифференцируем (1) по температуре  $T$  и выразим  $d\omega_H/dT$  и  $d\theta/dT$  через  $d\omega_M/dT$

$$\frac{d\omega_H}{dT} = - \frac{1}{\left[ 1 + \left( 1 + \frac{\omega_M}{\omega_H} \right) \operatorname{tg}^2 \theta \right]} \frac{d\omega_M}{dT}, \quad (7a)$$

$$\frac{d\theta}{dT} = \frac{\operatorname{tg} \theta}{\omega_H \left[ 1 + \left( 1 + \frac{\omega_M}{\omega_H} \right) \operatorname{tg}^2 \theta \right]} \frac{d\omega_M}{dT}. \quad (7b)$$

Возьмем далее производную от собственной частоты волн намагниченности (2) по температуре  $T$ , подставим в нее (7a), (7b) и разделим на  $d\omega_M/dT$ . В результате получим выражение для коэффициента температурной неустойчивости собственной частоты волн намагниченности, определяемого как отношение температурного дрейфа  $\omega_n$  к температурному дрейфу  $\omega_M$

$$\tau = \frac{\frac{d\omega_n}{dT}}{\frac{d\omega_M}{dT}} = \frac{\omega_n}{2\omega_M} \frac{\left\{ \left( 1 + \frac{\omega_M}{\omega_H} \right) \left[ 1 + 2 \frac{\omega_M}{\omega_H} P_{nn} (1 - P_{nn}) \right] \operatorname{tg}^2 \theta - P_{nn} \left( \frac{\omega_M}{\omega_H} - 1 \right) - 2 \right\}}{\left[ 1 + \left( 1 + \frac{\omega_M}{\omega_H} \right) \operatorname{tg}^2 \theta \right]}. \quad (8)$$

Обычно применяемый температурный коэффициент частоты (ТКЧ)  $\beta$  связан с  $\tau$  следующим простым соотношением:

$$\beta = \frac{1}{\omega_n} \frac{d\omega_n}{dT} = \frac{\tau}{\omega_n} \frac{d\omega_M}{dT}. \quad (9)$$

Для железиттриевого граната  $\frac{1}{2\pi} \frac{d\omega_M}{dT}$  составляет  $-7 + -11$  Мгц/град [15]. Условие равенства нулю коэффициента температурной неустойчивости  $\tau$  определяет значение угла термостабилизации  $\theta_\tau$

$$\operatorname{tg}^2 \theta_\tau = \frac{2 + P_{nn} \left( \frac{\omega_M}{\omega_H} - 1 \right)}{\left( 1 + \frac{\omega_M}{\omega_H} \right) \left[ 1 + 2 \frac{\omega_M}{\omega_H} P_{nn} (1 - P_{nn}) \right]}. \quad (10)$$

Анализ выражений (8), (10) показывает, что точной термостабилизации невозможно достичь одновременно на всех частотах. Интересно, однако, отметить, что нижняя

$$\omega_{\text{нижн}} = \sqrt{\omega_H(\omega_H + \omega_M \sin^2 \theta)} \quad (11a)$$

и верхняя

$$\omega_{\text{верх}} = \frac{\omega_H}{2|\sin \theta|} + \frac{\omega_H}{2} |\sin \theta| + \frac{\omega_M}{2} |\sin \theta| \quad (11b)$$

граничные частоты волн намагниченности в наклонно намагниченной ФП термостабилизируются при одном и том же угле  $\theta_{\text{T max}}$ , определяемом выражением

$$\text{tg}^2 \theta_{\text{T max}} = 2 \left( 1 + \frac{\omega_M}{\omega_H} \right). \quad (12)$$

Частоты в интервале  $\omega_{\text{нижн}} < \omega < \omega_{\text{верх}}$  термостабилизируются при углах  $\theta_{\text{T}} < \theta_{\text{T max}}$ .

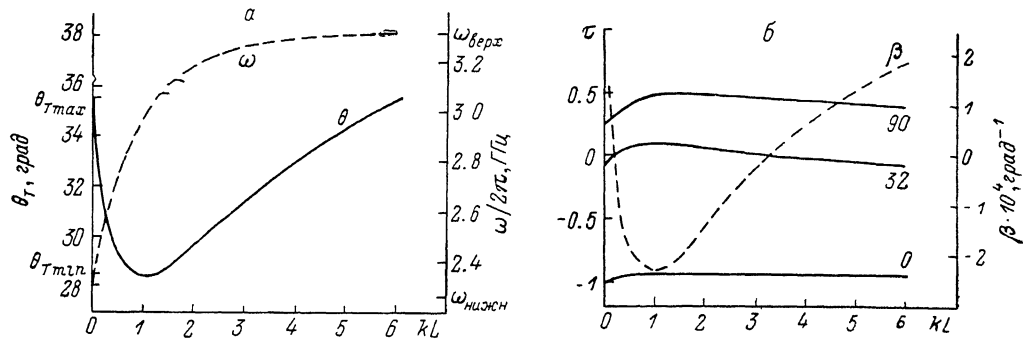


Рис. 5.

Цифры у кривых соответствуют значениям угла  $\theta$  в градусах.

На рис. 5, а сплошной линией показаны зависимости  $\theta_{\text{T}} = f(kL)$  по формуле (10) при  $H = 600$  Э и  $4\pi M_0 = 1750$  Гс. Видно, что углы термостабилизации лежат в промежутке от  $\theta_{\text{T min}} = 28.4^\circ$  до  $\theta_{\text{T max}} = 35.6^\circ$ . Если необходимо добиться термостабильности в широком интервале частот (или волновых чисел), следует выбрать угол  $\theta_{\text{T}}$  средним между  $\theta_{\text{T min}}$  и  $\theta_{\text{T max}}$ :  $\theta_{\text{T}} = (\theta_{\text{T min}} + \theta_{\text{T max}})/2 = 32^\circ$ . Дисперсионная характеристика волн намагниченности для угла  $\theta_{\text{T}} = 32^\circ$  приведена на рис. 5, а штриховой линией. Рис. 5, б показывает зависимость коэффициента температурной нестабильности  $\tau$  (сплошные линии) от  $kL$  для трех ориентаций магнитного поля: нормального намагничивания ( $\theta = 0$ ), касательного намагничивания ( $\theta = 90^\circ$ ) и термостабильной ориентации ( $\theta = 32^\circ$ ). Видно, что выбором ориентации поля можно уменьшить коэффициент температурной нестабильности  $\tau$  на порядок во всем диапазоне волновых чисел и на 2—3 порядка в узком интервале  $kL$  вблизи точек точной термостабилизации. На рис. 5, б штриховой линией показана зависимость ТКЧ от нормированного волнового числа  $\beta = f(kL)$  для термостабильно ориентированной пленки ЖИГ  $(1/2\pi)(d\omega_M/dT) = -7$  МГц (град). Видно, что при термостабильной ориентации пленки ТКЧ дважды меняет знак и нигде не превосходит по модулю величины  $2.1 \cdot 10^{-4}$  град $^{-1}$ . Для сравнения заметим, что в нормально намагниченной пленке ТКЧ составляет  $+3 \cdot 10^{-3}$  град $^{-1}$  и почти не зависит от волнового числа.

Формулы (10), (12) получены для угла  $\theta_{\text{T}}$  термостабильной ориентации внутреннего магнитного поля  $H$  в пленке. По значениям  $H$  и  $\theta_{\text{T}}$  нетрудно с помощью формул (1) рассчитать величину  $H_e$  и угол термостабильной ориентации  $\theta_{\text{от}}$  внешнего магнитного поля  $H_e$ . Результаты такого расчета представлены на рис. 6, где сплошными линиями нанесены зависимости  $\theta_{\text{от min}}$  и  $\theta_{\text{от max}}$  от напряженности внешнего поля  $H_e$ , а штриховыми линиями — нижняя (12a) и верхняя (12b) границы частотного спектра волн намагниченности в термостабильно ориентированной ФП. Видно, что при увеличении  $H_e$  от 2 до 5 кЭ ширина интервала углов термостабилизации  $\Delta \theta_{\text{от}} = \theta_{\text{от max}} - \theta_{\text{от min}}$  остается практически постоянной и равной  $6^\circ$ , а ширина полосы частот волн намагниченности в термостабильно ориентированной ФП уменьшается от 0.9 до 0.8 ГГц.

Для проверки соотношений (8)—(12) мы провели экспериментальное измерение углов термостабилизации волн намагниченности в ФП. Измерения проводились на пленке ЖИГ толщиной  $L=13$  мкм в описанной выше установке. Для нагревания пленки использовался плоский термоэлемент, прижатый к свободной поверхности гранатовой подложки, охлаждение осуществлялось в паре жидкого азота. Температура пленки изменялась в пределах от  $-60$  до  $+100$  °С и контролировалась с помощью термосопротивления. Намагниченность насыщения ЖИГ при этом уменьшалась от 1950 до 1550 Гс, что согласуется с данными [15]. Измеренные значения угла термостабилизации  $\theta_{\text{ст}}$  и нижней граничной частоты волн намагниченности в термостабильно ориентированной пленке  $\omega_{\text{нижн}}$  показаны точками, звездочка — экспериментальное значение угла термостабилизации из работы [2] (рис. 6). Видно, что эксперимент хорошо согласуется с расчетом. Во всей частотной полосе возбуждения волн намагниченности в интервале температур  $(-60—+100)$  °С экспериментально определенный ТКЧ в термостабильно ориентированной ФП ( $H_e = 2.10$  кЭ,  $\theta_{\text{ст}} = 12.5^\circ$ ) не превышал  $10^{-4}$  град $^{-1}$ , а на частоте точной термостабилизации ( $\omega/2\pi = 3.3$  ГГц) составлял  $\beta = 10^{-6}$  град $^{-1}$ , что также согласуется с теоретическими результатами.

Таким образом, простые зависимости (10)—(12), полученные с помощью приближенного дисперсионного уравнения (2), хорошо подтверждаются экспериментом.

### Заключение

Проведенные исследования продемонстрировали хорошее количественное (с точностью не хуже нескольких процентов) совпадение экспериментальных и расчетных дисперсионных характеристик волн намагниченности в ФП при произвольной ориентации внешнего намагничивающего поля.

Приближенное дисперсионное уравнение (2), полученное в первом порядке теории возмущений методом тензорных функций Грина, можно использовать в том случае, когда описываемые им волновые моды не вырождены: для расчета характеристик волн в касательно намагниченной пленке и для расчета характеристик волн, распространяющихся перпендикулярно направлению магнитного поля, в наклонно намагниченной пленке. В остальных случаях для количественных расчетов следует применять либо секулярное уравнение не ниже четвертого порядка [7], либо дисперсионные уравнения, полученные методом магнитостатического потенциала [1, 9–12]. Явный вид приближенного дисперсионного уравнения (2) дает возможность получать простые аналитические зависимости, что значительно упрощает инженерные расчеты характеристик пленочных спинолловых приборов. В частности, использование приближенного уравнения существенно облегчает нахождение термостабильной ориентации ФП во внешнем магнитном поле и может оказаться полезным для рассмотрения явлений дифракции, отражения и преломления волн намагниченности.

В заключение авторы выражают благодарность Б. А. Калиникосу за полезные обсуждения, П. С. Костюку за предоставление пленок ЖИГ и М. П. Костылеву за помощь в проведении численных расчетов.

### Литература

- [1] Miller N. D. F. IEEE Trans. Magn., 1978, v. MAG-14, N 5, p. 829—831.
- [2] Берегов А. С., Кудинов Е. В., Ереценко И. Н. Электроника СВЧ. Сер. 1, 1987, № 1 (395), с. 19—21.
- [3] Collins J. H., Pizzarello F. A. Int. J. Electron., 1973, v. 34, N 3, p. 319—351.

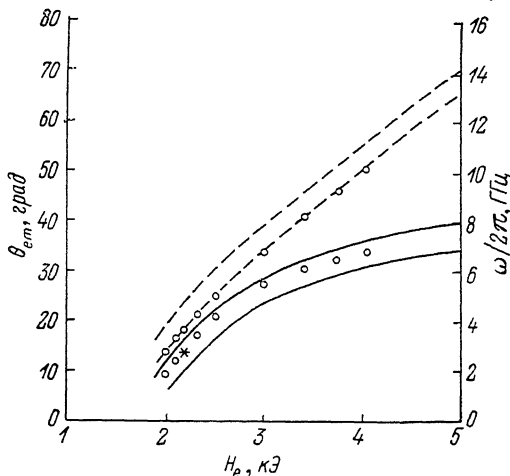


Рис. 6.



- [4] *Вашковский А. В., Гречушкин К. В., Стальмахов А. В.* РИЭ, 1985, т. 30, № 12, с. 2422—2428.
- [5] *Власкин С. В., Новиков Г. М.* Тр. II Всес. школы-семинара «Спин-волновая электроника СВЧ». Ашхабад, 1985, с. 87—89.
- [6] *Фетисов Ю. К., Преображенский В. Л.* ЖТФ, 1987, т. 57, № 3, с. 564—566.
- [7] *Kalnikos V. A., Slavin A. N.* J. Phys. C: Sol. St. Phys., 1986, v. 19, N 11, p. 7013—7033.
- [8] *Калиникос Б. А.* Изв. вузов. Физика, 1981, № 8, с. 42—56.
- [9] *Damon R. W., Eshbach J. R.* J. Phys. Chem. Sol., 1961, v. 19, N 3—4, p. 308—320.
- [10] *Беспятых Ю. И., Зубков В. И., Тарасенко В. В.* ЖТФ, 1980, т. 50, № 1, с. 190—195.
- [11] *Vajrai S. N., Srivastava N. C.* Phys. St. Sol. (a), 1980, v. 57, N 1, p. 307—315.
- [12] *Vajrai S. N., Weinert R. W., Adam J. D.* J. Appl. Phys., 1985, v. 58, N 2, p. 990—996.
- [13] *Медведев В. В., Фетисов Ю. К.* В кн.: Вопросы кибернетики. Устройства и системы. М.: МИРЭА, 1983, с. 171—178.
- [14] *Крышталь Р. Г., Медведь А. В.* ЖТФ, 1986, т. 56, № 12, с. 2399—2401.
- [15] *Яковлев Ю. М., Генделев С. М.* Монокристаллы ферритов в радиоэлектронике. М.: Сов. радио, 1975. 360 с.

Ленинградский кораблестроительный институт

Поступило в Редакцию  
21 сентября 1987 г.