

Основная мода нелинейного спин-волнового резонанса в нормально намагниченных ферритовых пленках

© Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, А.Г. Темиряев, М.П. Тихомирова

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,
141120 Фрязино, Московская обл., Россия

E-mail: tema@ms.ire.rssi.ru

(Поступила в Редакцию 18 ноября 1999 г.)

Теоретически и экспериментально исследованы моды нелинейного спин-волнового резонанса (СВР) в нормально намагниченных ферритовых пленках. Особое внимание уделено рассмотрению основной моды СВР, т.е. имеющей минимальную частоту. Теоретически показано, что с увеличением амплитуды прецессии профиль основной моды меняется — распределение возбуждения по толщине пленки становится все более равномерным. Нелинейный сдвиг резонансного поля зависит от параметров закрепления поверхностных спинов. Экспериментально исследовались пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ) с сильным градиентом поля одноосной анизотропии по толщине пленки, а также пленки ЖИГ субмикронной толщины. С увеличением СВЧ мощности наблюдался сублинейный сдвиг резонансного поля основной моды, сопровождающийся суперлинейным ростом поглощенной мощности. Подобное поведение объясняется изменением профиля пространственного распределения переменной намагниченности.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 97-02-16055).

Исследования нелинейного ферромагнитного резонанса (ФМР), проведенные со времен первых работ Сула [1] и Вейса [2], показали, что нелинейные явления, возникающие при больших углах прецессии, можно разделить на две группы [3]. Первая группа связана с уменьшением статической компоненты вектора намагниченности при увеличении амплитуды прецессии. Это приводит к сдвигу резонансной частоты, несимметричному искажению резонансной линии и бистабильности уровня поглощения СВЧ мощности. Отметим, что последнее явление может быть использовано для построения бистабильных устройств СВЧ диапазона [4]. Вторая группа нелинейных явлений обусловлена тем, что, начиная с некоторого порогового уровня, спиновые колебания становятся нестабильными по отношению к процессам параметрического распада. Подобная нестабильность приводит к параметрическому возбуждению коротких спиновых волн, возникновению автоколебаний намагниченности и уменьшению связи между полем СВЧ накачки и исходным колебанием [5]. В результате нарушается линейная зависимость между полем накачки и амплитудой прецессии, а дальнейшее увеличение накачки не приводит к существенному увеличению амплитуды прецессии.

Из сказанного выше ясно, что параметрическая нестабильность препятствует достижению больших углов прецессии и затрудняет построение устройств, для которых такие углы необходимы, — например бистабильных СВЧ устройств или магнитооптических элементов для обработки света на СВЧ частотах. Чтобы избежать параметрической нестабильности, необходимо возбуждать ФМР на частоте, соответствующей дну спектра спиновых волн. В этом случае на частоте исходного колебания отсутствуют короткие спиновые волны. Подобный режим можно осуществить при выполнении двух условий: ферромаг-

нитный образец должен иметь форму тонкой пластины или пленки, а внешнее магнитное поле должно быть направлено по нормали к плоскости пленки. Отметим, что параметры такого резонанса, включая вид распределения переменной намагниченности по толщине пленки, существенно зависят от степени однородности пленки по толщине и характера закрепления спинов на поверхностях. В то же время теоретические работы, рассматривавшие нелинейные ФМР (например, [6,7]), как правило, ограничивались анализом пространственно однородной моды. В данной работе мы рассмотрим пространственно неоднородные моды ферромагнитной пленки, возбуждаемые при спин-волновом резонансе (СВР) [8], и будем исследовать трансформацию этих мод при повышении уровня возбуждения в собственные нелинейные моды. Работа состоит из двух частей. В первой части теоретически исследованы спиновые колебания произвольной амплитуды в ферромагнитной пленке, помещенной в нормальное насыщающее магнитное поле. Рассмотрены различные условия закрепления спинов на поверхностях пленки. Анализ проведен без учета процессов параметрического распада. Во второй части приведены результаты экспериментального исследования нелинейного СВР.

1. Теория

Рассмотрим ферромагнитную пленку, помещенную во внешнее магнитное поле \mathbf{H} , направленное вдоль оси z , совпадающей с нормалью к поверхности пленки (рис. 1). Будем считать, что размеры пленки вдоль осей x и y неограничены, середина пленки совпадает с плоскостью $z = 0$. Пленка однородна, за исключением приповерхностных слоев, где возможно закрепление спинов. Образец характеризуется следующими параметрами:

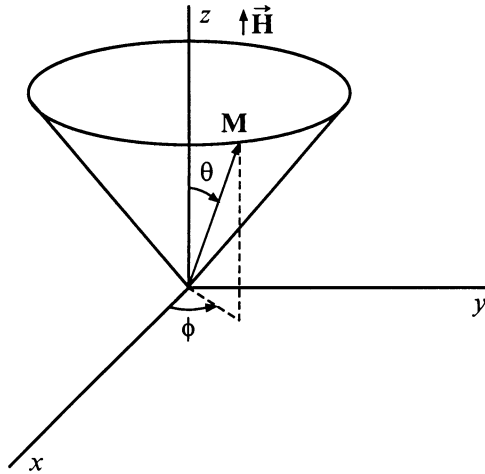


Рис. 1. Ориентация основных векторов.

d — толщина, M_S — намагниченность насыщения, K_a — постоянная одноосной анизотропии, α — константа неоднородного обмена, $\gamma > 0$ — гиромагнитное отношение. Влиянием диссипации будем пренебрегать.

В полярных координатах компоненты вектора намагниченности \mathbf{M} определяются из соотношений $M_z = M_S \cos \theta$, $M_x = M_S \sin \theta \cos \varphi$, $M_y = M_S \sin \theta \sin \varphi$. Уравнения Ландау–Лифшица имеют вид

$$\begin{aligned} \dot{\theta} &= \alpha \gamma M_S (\sin \theta \varphi'' + 2 \cos \theta \varphi' \theta'), \\ \sin \theta \dot{\varphi} &= \gamma \sin \theta (H - 4\pi M_{\text{eff}} \cos \theta) - \alpha \gamma M_S (\theta'' - \sin \theta \cos \theta \varphi'^2), \end{aligned} \quad (1)$$

где точкой обозначается производная по времени, штрихом — по координате z , а эффективная намагниченность M_{eff} определяется из соотношения $4\pi M_{\text{eff}} = 4\pi M_S - K_a M_S$.

Отметим некоторые особенности колебаний малой амплитуды. Для удобства введем циркулярную компоненту намагниченности $m^+ = M_S \sin \theta e^{i\varphi}$. Как известно, после линеаризации уравнение (1) имеет следующее решение:

$$m^+(z, t) = [A \cos(kz) + B \sin(kz)] \exp(i\omega t), \quad (2)$$

где A и B — произвольные постоянные, ω — частота собственных колебаний, параметр k представляет собой волновое число, $k^2(\omega, H) = \delta H / \alpha M_S$, где $\delta H = \omega / \gamma - H + 4\pi M_{\text{eff}}$. Сравнивая (2) с записанным выше в угловых переменных выражением для m^+ , получим, что колебания малой амплитуды удовлетворяют условиям

$$\begin{aligned} \dot{\theta} &= 0, \\ \varphi' &= 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Условия (3) по существу отражают тот факт, что собственные моды пленки при малой амплитуде — это стоячие волны.

Перейдем далее к анализу собственных мод произвольной амплитуды. Будем искать такие нелинейные решения, которые тоже удовлетворяют условиям (3) и в этом смысле являются обобщением стоячих волн линейной теории. Такой вид отыскиваемого решения, конечно, может быть оправдан только ниже порога параметрической неустойчивости. С учетом (3) первое соотношение в (1) выполняется автоматически, а второе можно записать как

$$\dot{\varphi} = \gamma(H - 4\pi M_{\text{eff}} \cos \theta) - \alpha \gamma M_S \frac{\theta''}{\sin \theta}. \quad (4)$$

Левая часть (4) зависит только от t , а правая — только от z . Это возможно только при $\dot{\varphi} = \omega$, где ω — некоторая постоянная (частота), не зависящая от t и z . С учетом этого, уравнение (4) принимает вид

$$\alpha M_S \theta'' + [\delta H - 4\pi M_{\text{eff}}(1 - \cos \theta)] \sin \theta = 0. \quad (5)$$

Отметим, что уравнение (5) эквивалентно уравнению движения классической частицы с "полной энергией"

$$E = \frac{\theta'^2}{2} + U(\theta), \quad (6)$$

где первое слагаемое в правой части представляет собой кинетическую энергию, а второе — потенциальную энергию

$$U(\theta) = \frac{1}{\alpha M_S} [(4\pi M_{\text{eff}} - \delta H) \cos \theta - \pi M_{\text{eff}} \cos 2\theta]. \quad (7)$$

Поскольку полная энергия E есть интеграл движения, т.е. в данном случае не зависит от z , то (6) легко может быть проинтегрировано еще раз, тем самым будет найдено общее решение задачи. Однако решения в пленке должны удовлетворять не только уравнениям (5) и (6), но и граничным условиям. Обобщая смешанные граничные условия [9,10]

$$\left. \frac{\partial m^+(z, t)}{\partial z^S} + \mu m^+(z, t) \right|_{z=\pm \frac{d}{2}} = 0 \quad (8)$$

на случай колебаний произвольной амплитуды, получим (подробнее в [11])

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial \varphi}{\partial z^S} \sin \theta \cos \theta \right|_{z=\pm \frac{d}{2}} &= 0, \\ \left. \frac{\partial \theta}{\partial z^S} + \mu \sin \theta \cos \theta \right|_{z=\pm \frac{d}{2}} &= 0, \end{aligned} \quad (9)$$

где μ — константа, характеризующая закрепление спинов на поверхностях, а производная $\partial / \partial z^S$ берется по внешней нормали к поверхности. Первое условие в (9) удовлетворяется автоматически, поскольку из (3) следует, что $\varphi' = 0$. Ограничения на вид отыскиваемых решений накладывает лишь второе условие. Далее будем считать, что параметр μ одинаков на обеих поверхностях пленки. Тогда в пленке будут существовать независимые

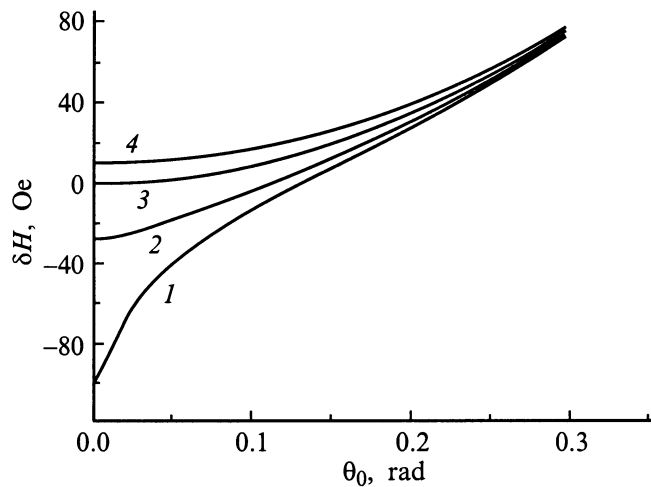


Рис. 2. Зависимость δH от угла прецессии θ_0 для основной моды в пленке ЖИГ толщиной $d = 0.5 \mu\text{m}$ при различных параметрах закрепления: 1 — $\mu = -10\sqrt{\alpha}$, 2 — $\mu = -5\sqrt{\alpha}$, 3 — $\mu = 0$, 4 — $\mu = 10\sqrt{\alpha}$.

четные и нечетные решения. Интегрируя (6), для четных решений получим

$$z = \pm \int_{\theta_0}^{\theta} \frac{d\bar{\theta}}{\sqrt{2(E - U(\bar{\theta}))}}, \quad (10)$$

где θ_0 определяется из равенства $U(\theta_0) = E$ и представляет собой угол прецессии в центре пленки. Таким образом, угол θ_0 характеризует уровень возбуждения рассматриваемой моды.

Соотношения (10) позволяют построить профиль распределения угла прецессии по толщине пленки. Пользуясь (6) и (9), можно найти угол θ на поверхности, т. е. при $z = d$. Затем, подставив найденный угол в (10) при $z = d$, можно найти условие резонанса, т. е. функцию $\delta H(\theta_0)$, представляющую собой отклонение

резонансного поля при заданном θ_0 от поля, соответствующего однородной прецессии малой амплитуды. Моду, имеющую минимальную частоту, назовем основной модой. Заметим, что основная мода неоднородна по толщине, за исключением случая свободных спинов на поверхностях, когда $\mu = 0$. Если $\mu > 0$, то максимум $\theta(z)$ лежит в центре пленки. Условие $\mu < 0$ соответствует поверхностной анизотропии типа "легкая плоскость". В этом случае максимум функции $\theta(z)$ достигается у поверхностей. На рис. 2 и 3 представлены результаты численных расчетов, выполненных для основной моды в пленках с различным закреплением спинов на поверхностях. Отметим следующее.

1) Нелинейный сдвиг резонансного поля основной моды существенно зависит от условий закрепления спинов на поверхностях. С ростом амплитуды прецессии влияние закрепления на величину резонансного поля уменьшается, а сами поля стремятся к полю однородного резонанса с данной амплитудой.

2) Основная мода в однородной пленке со свободными спинами на поверхностях ($\mu = 0$) уникальна тем, что ее профиль не зависит от амплитуды прецессии. В случае закрепления ($\mu \neq 0$) рост амплитуды приводит к изменению профиля. Для больших амплитуд профиль основной моды становится практически однородным, за исключением узких слоев вблизи границ.

Более подробный теоретический анализ дан в [11], где, в частности, рассмотрены высшие моды СВР и приведен вывод нелинейных граничных условий.

Следует подчеркнуть еще раз особую роль основной моды в нормально намагниченной пленке. Данная мода имеет минимальную частоту, т. е. формирует дно спектра. Поэтому параметрические процессы распада основной моды невозможны. Для того чтобы выделить основную моду экспериментально, необходимо использовать пленки, в которых частоты соседних мод СВР хорошо различаются. Это могут быть либо достаточно тонкие пленки, либо пленки с существенным градиентом поля

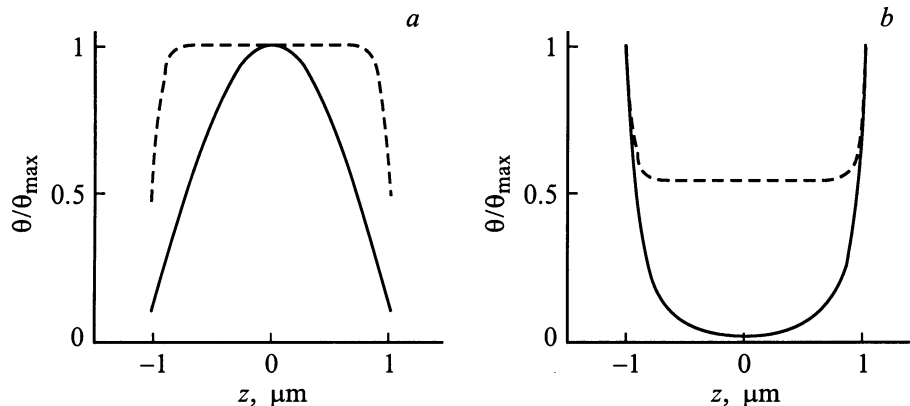


Рис. 3. Профили основной моды в пленке ЖИГ толщиной $d = 2 \mu\text{m}$. Сплошная линия соответствует максимальному углу $\theta_{\text{max}} = 0.005 \text{ rad}$, пунктирная линия — $\theta_{\text{max}} = 0.3 \text{ rad}$; а — $\mu = 10\sqrt{\alpha}$, б — $\mu = -10\sqrt{\alpha}$.

одноосной анизотропии по толщине. В последнем случае расстояние между частотами соседних резонансов определяется не толщиной пленки, а степенью ее неоднородности.

2. Результаты эксперимента

Первая группа экспериментов была выполнена на образцах железо-иттриевого граната (ЖИГ), имеющих значительную неоднородность поля одноосной анизотропии по толщине. Использовались специальным образом выращенные пленки ЖИГ толщиной 10–30 μm , в которых градиент поля одноосной анизотропии достигал 30 $\text{Oe}/\mu\text{m}$. Особенности возбуждения и распространения линейных спиновых волн в таких пленках были подробно рассмотрены в работах [12,13]. Из пленок изготавливались резонаторы с плоскостными размерами менее 1 мм, которые помещались в трехсантиметровый проходной объемный СВЧ резонатор с добротностью около 1200. Частота накачки соответствовала 9240 МГц. Спектр поглощения пленки толщиной 23 μm изображен на рис. 4. В спектре можно выделить две области; обозначим их *A* и *B*. В области *B*, лежащей в более высоких магнитных полях, расположены моды СВР. Крайний справа пик поглощения соответствует основной моде. Из-за неоднородности колебание локализовано в некотором слое толщиной менее 1 μm , расположенном в области минимума поля анизотропии. С ростом номера пика область локализации расширяется и в конце концов охватывает всю толщину пленки. В спектре при этом прекращается возбуждение мод СВР и наблюдается серия преимущественно дипольных мод (область *A*), различающихся структурой распределения переменной намагниченности вдоль поверхности пленки. Сравним спектры на рис. 4, *a* и *b*, записанные при различных

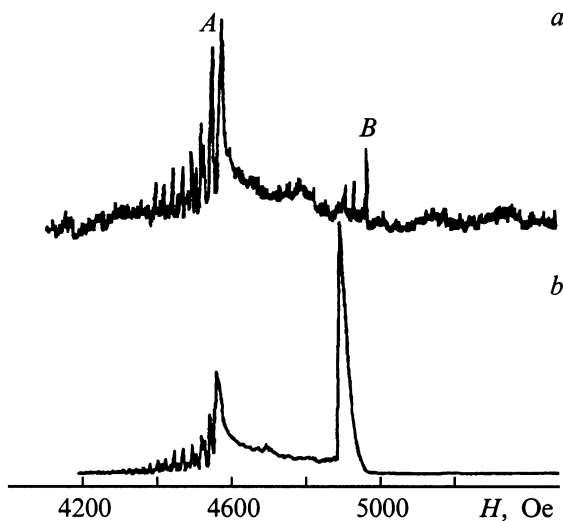


Рис. 4. Спектры поглощения неоднородной пленки ЖИГ, измеренные при уменьшении магнитного поля: *a* — $P_{\text{in}} = 7 \mu\text{W}$, *b* — $P_{\text{in}} = 27 \text{mW}$.

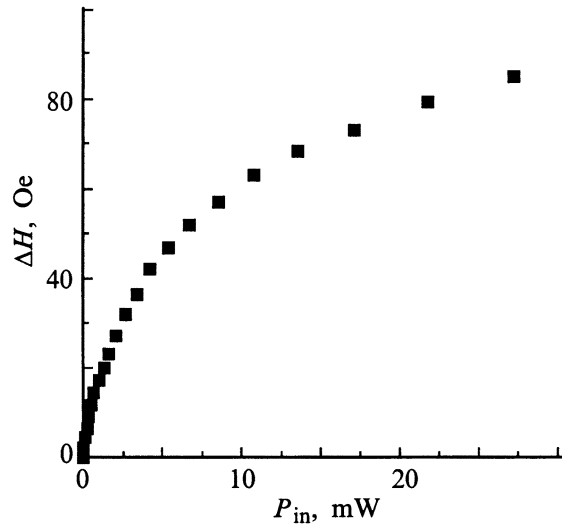


Рис. 5. Сдвиг резонансного поля основной моды при увеличении входной СВЧ мощности.

уровнях мощности, подаваемой в резонатор. Отметим, что при записи этих спектров уровень усиления приемного тракта был различен и выбирался так, чтобы на рисунке можно было сопоставить вид резонансных линий. Заметно существенное изменение соотношения амплитуд основной моды СВР и дипольного спектра. Если при малых мощностях амплитуда основной моды примерно в 2 раза меньше амплитуды дипольного спектра, то при высоких уровнях накачки это соотношение меняется на обратное. Оказывается, что в то время как для дипольного спектра наблюдается насыщение резонанса и уровень поглощения уменьшается примерно на 3 dB относительно линейной зависимости, амплитуда основного пика СВР растет с ростом мощности суперлинейно. Отклонение от линейной зависимости составляет около 3 dB.

Можно предположить, что причиной суперлинейного роста амплитуды является изменение структуры распределения переменной намагниченности. Увеличение угла прецессии приводит к расширению слоя, в котором локализовано колебание. Подобное изменение профиля моды вызывает усиление связи данной моды с внешним однородным полем накачки и, следовательно, ведет к усилению поглощения. Отметим, что результаты расчета в модели однородной пленки с закреплением спинов на поверхности (рис. 3) показывают, что и в этом случае можно ожидать суперлинейного роста амплитуды, поскольку распределение угла прецессии по толщине становится более однородным.

Рис. 5 показывает зависимость сдвига поля ΔH основной моды СВР от мощности. Данная зависимость существенно нелинейна, в то время как теория, построенная для однородного ФМР, предсказывает линейную зависимость. Причиной отклонения от линейности может являться пространственная неоднородность основ-

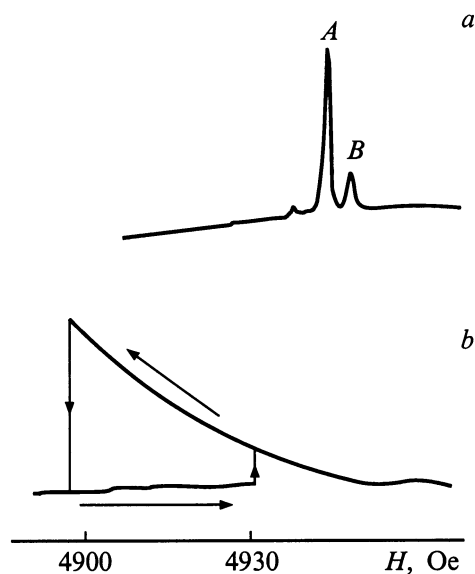


Рис. 6. Спектры поглощения пленки ЖИГ толщиной $d = 0.5 \mu\text{m}$. $a - P_{\text{in}} = 27 \mu\text{W}$, $b - P_{\text{in}} = 27 \text{mW}$.

ной моды. Как видно из рис. 2, линейную зависимость $\delta H(P_{\text{in}})$ можно ожидать только для однородной моды при условии $\mu = 0$ (линия 3 на рис. 2). Для данной линии мы имеем $\delta H \sim \theta_0^2$. В то же время видно, что при других параметрах закрепления зависимость будет нелинейна. Отметим, что нелинейное поведение зависимости $\Delta H(P_{\text{in}})$ ранее экспериментально наблюдалось в работах по исследованию ФМР [14], однако интерпретация эксперимента была основана на предположении о зависимости параметра диссипации от амплитуды прецессии.

Отметим, что спектры, представленные на рис. 4, сняты при уменьшении магнитного поля. Направление изменения поля существенно определяет вид нелинейного резонанса. Поясним это на примере рис. 6, где представлены спектры поглощения резонатора, изготовленного из пленки железо-иттриевого граната толщиной $0.5 \mu\text{m}$. Условия эпитаксиального роста данной пленки не предусматривали мер по специальному созданию неоднородности свойств пленки. Тем не менее, как видно из рис. 6, a , в спектре, измеренном при малой мощности накачки, вблизи мощного пика (обозначим его пик A) имеется более слабый пик B . Причиной появления данного пика является, видимо, наличие приповерхностного слоя, приводящего к тому, что спины на поверхности пленки не свободны и $\mu < 0$. Таким образом, в линейном режиме в пленке возбуждается приповерхностная мода, имеющая малую интенсивность поглощения (если слой тонкий) и малую отстройку от моды, локализованной во всем объеме пленки (если параметры слоя близки к параметрам материала в основном объеме пленки). Тем не менее, согласно терминологии, использованной ранее, именно пик B соответствует резонансу основной моды, поскольку он расположен при более высоком значении магнитного поля, т.е. соответствует минимальной ча-

стоте при фиксированном поле. Увеличение мощности накачки приводит к существенному изменению спектра (рис. 6, b). Образуется один пик поглощения, ширина и амплитуда которого зависят от направления изменения магнитного поля. В некотором диапазоне мощностей и магнитных полей образец демонстрирует гистерезис, т.е. уровень поглощения зависит от направления разворота магнитного поля. Наличие такого гистерезиса показывает возможность построения бистабильных СВЧ элементов на основе подобных пленок. Покажем, что именно пик B , соответствующий резонансу основной моды, служит зародышем широкого пика нелинейного поглощения. На рис. 7 представлены начальные стадии развития нелинейности в этой пленке. Видно, что с ростом мощности накачки происходит изменение соотношений амплитуд пиков. Рост амплитуды пика B сопровождается образованием участка гистерезиса, который расширяясь, поглощает пик A . В то же время пик A демонстрирует

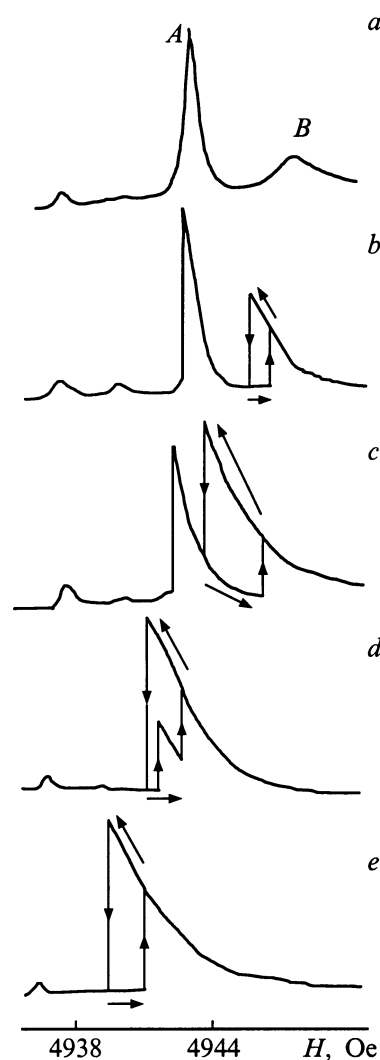


Рис. 7. Спектры поглощения пленки ЖИГ толщиной $d = 0.5 \mu\text{m}$. Входная мощность P_{in} (μW): $a - 27$, $b - 135$, $c - 215$, $d - 615$, $e - 1030$.

образование характерного скола на левом крае, однако гистерезиса при этом не возникает. С ростом амплитуды накачки (рис. 7, *e*) спектр приобретает вид, типичный для одиночного нелинейного резонанса.

Пример данного образца показывает, что нелинейный резонанс может развиваться из пика поглощения, который в линейном режиме имеет весьма малую амплитуду. Можно предположить, что в ряде образцов подобный пик будет вообще неразрешим на фоне близкорасположенного пика большей амплитуды. В этом случае картина развития наблюдаемой нелинейности будет выглядеть как непосредственный переход от пика *A* на рис. 7, *a* к спектру, изображенному на рис. 7, *e*. Тем не менее некоторые параметры нелинейного резонанса, в частности порог появления гистерезиса, могут зависеть от расположения основной моды. Данный вопрос требует дальнейшего исследования.

В заключение отметим, что проведенные эксперименты показали особую роль основной моды СВР при формировании нелинейного спин-волнового резонанса. При определенных условиях закрепления спинов на поверхности или при наличии неоднородности свойств пленки по толщине нелинейность основной моды может проявляться в суперлинейном росте поглощаемой мощности. Данный вывод имеет теоретическое обоснование, связанное с изменением пространственного распределения переменной намагниченности при увеличении угла прецессии. Кроме того, теоретический анализ собственных нелинейных мод пленки показывает, что нелинейный сдвиг резонансного поля существенно зависит от характера и степени закрепления спинов на поверхности пленки.

Авторы благодарны А.В. Маряхину за предоставленные образцы неоднородных пленок ЖИГ.

Список литературы

- [1] H. Suhl. Journ. Phys. Chem. Sol. **1**, 4, 209 (1957).
- [2] M.T. Weiss. Phys. Rev. Lett. **1**, 7, 239 (1958).
- [3] B. Lührmann, M. Ye, H. Dötsch, A.Gerspach. J. Magn. Magn. Mater. **96**, 237 (1991).
- [4] Y.K. Fetisov, P. Kabos, C.E. Patton. Electr. Lett. **32**, 1894 (1994).
- [5] А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. Магнитные колебания и волны. Наука, М. (1994). 462 с.
- [6] Г.В. Скоццкий, Ю.А. Алимов. ЖЭТФ **35**, 6, 481 (1958).
- [7] Г.В. Скоццкий, Ю.А. Алимов. ЖЭТФ **36**, 4, 1267 (1959).
- [8] C. Kittel. Phys. Rev. **110**, 1295 (1958).
- [9] G.T. Rado, J.R. Weertman. J. Phys. Chem. Solids. **11**, 315 (1959).
- [10] Н.М. Саланский, М.Ш. Ерухимов. Физические свойства и применение магнитных пленок. Наука, Новосибирск (1975). 219 с.
- [11] Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, А.Г. Темиряев, М.П. Тихомирова. Радиотехника и электроника **44**, 10 (1999).
- [12] A.G. Temiryazev, M.P. Tikhomirova, P.E. Zilberman. J. Appl. Phys. **76**, 5586 (1994).
- [13] П.Е. Зильберман, А.Г. Темиряев, М.П. Тихомирова. ЖЭТФ **108**, 1(7), 281 (1995).
- [14] Chen, C.E. Patton, G. Srinivasan, Y.T. Zhang. IEEE Trans. Magn. **25**, 3485 (1989).