

О ВОЗНИКНОВЕНИИ НИЗКОЧАСТОТНЫХ СУБГАРМОНИЧЕСКИХ
КОЛЕБАНИЙ В МАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ

В.Л. Дятлов, В.А. Костяков

В работе [1] было экспериментально показано, что в тонких магнитных пленках при определенных условиях возникают низкочастотные субгармонические колебания. Представляет интерес провести систематическое сопоставление экспериментальных результатов работы [1] с известными теоретическими и экспериментальными результатами других работ, чтобы получить данные для объяснения этих колебаний. Предварительно остановимся на некоторых фактах из теории субгармонических колебаний.

Субгармонические колебания возникают в колебательных системах, которые описываются дифференциальным уравнением не ниже второго порядка. Эти колебания возникают либо за счет модуляции параметров системы, либо за счет нелинейности системы при воздействии на неё периодически изменяющейся внешней силы [2]. Если поля действуют на пленку под углом к оси легкого намагничивания, более вероятным будет предположение о возбуждении субгармонических колебаний за счет нелинейности системы. В слабонелинейных системах при этом частота субгармоник оказывается близкой к собственной частоте, которая может быть определена по резонансу при малых амплитудах внешнего воздействия [3,4,5,6]. При сильных же нелинейностях определенная указанным способом собственная частота системы может значительно отличаться от частоты субгармоник.

Магнитная плёнка представляет собой нелинейную колебательную систему, так как движение магнитных моментов в ней определяется как упругими силами (нелинейная зависимость величины магнитного момента от поля), так и инерционными силами (определяются моментом количества движения электрона — спином). Однако вопрос о том, проявляет ли себя плёнка в режиме субгармонических колебаний как слабонелинейная или как сильнонелинейная система, остаётся открытым. Поэтому представляется целесообразным, во-первых, провести сравнение известных низкочастотных резонансных явлений в магнитных плёнках, предполагающих слабую нелинейность системы, с экспериментальными результатами работы [I], и, во-вторых, провести анализ возможности возникновения низкочастотных субгармонических колебаний в сильнонелинейных системах, поскольку имеющихся в литературе сведений по этому вопросу недостаточно. Ниже проводится рассмотрение этих аспектов.

К явлениям в магнитных плёнках, которые могут привести к резонансу на частотах порядка единиц и десятков мГц, следует отнести магнитоакустический и низкочастотный ферромагнитный резонансы.

Известно, что если ферромагнитное тело поместить в поле СВЧ и в постоянное магнитное поле, то в нем при определенных условиях могут возникнуть магнитоакустические колебания с частотой порядка единиц мГц [7]. Механизм их возбуждения заключается в том, что магнитострикция создает связь магнитной спиновой системы с механическими колебаниями твердого тела. Колебания будут поддерживаться, если СВЧ мощность подкачки с частотой f_p достаточна для того, чтобы скомпенсировать все потери в системе. Частота подкачки должна удовлетворять условию:

$$f_p = f_a + f_i, \quad (I)$$

где f_a — собственная частота механических колебаний твердого тела;

f_i — так называемая дополнительная частота, равная частоте однородной прецессии намагниченности в постоянном магнитном поле.

Частота магнитоакустических колебаний при соблюдении условия (I) оказывается очень близкой к величине f_a (наблюдаемая частота отличается от f_a не более чем на 3% [8]). Частота f_a определяется геометрическими размерами и механическими свойствами ферромагнитного тела. В работах [7,8] также по-

казано, что частота акустического резонанса не изменяется при изменении частоты подкачки f_p .

Отсюда легко видеть, что описанные в [I] субгармонические колебания не являются магнитоакустическими, так как, во-первых, частота их зависит от частоты возбуждения и всегда равна её половине. Во-вторых, частота f_a зависит не только от параметров плёнки, но и от параметров подложки, в частности от ее геометрических размеров. Однако обкалывание подложки не изменяло заметно характеристик субгармонических колебаний. В-третьих, в работе [9] показано, что интенсивность магнитоакустического резонанса приблизительно пропорциональна величине магнитострикции. В плёнках из пермаллового сплава с минимальной магнитострикцией магнитоакустического резонанса вообще не наблюдалось. Плёнки, исследованные в работе [I], имели состав с магнитострикцией, близкой к минимальной.

При рассмотрении условий ферромагнитного резонанса существенное значение имеет доменная структура плёнки. В работе [I] получены некоторые данные о том, что в режиме субгармонических колебаний плёнка разбита на домены. Однако в первом приближении можно предположить, что домены слабо взаимодействуют между собой, и рассмотреть однодоменную модель.

Если постоянное магнитное поле H приложено в плоскости плёнки под углом α к ее легкой оси, то частота ферромагнитного резонанса однодоменной плёнки ω_0 определится по формуле [10]:

$$\omega_0 = \omega_c \sqrt{\cos 2\varphi + k \cos(\alpha - \varphi)} \quad (2)$$

при дополнительном условии:

$$\sin(\alpha - \varphi) = \frac{1}{2k} \sin 2\varphi,$$

где

$$\omega_c = \gamma \sqrt{4\pi M H_K} ;$$

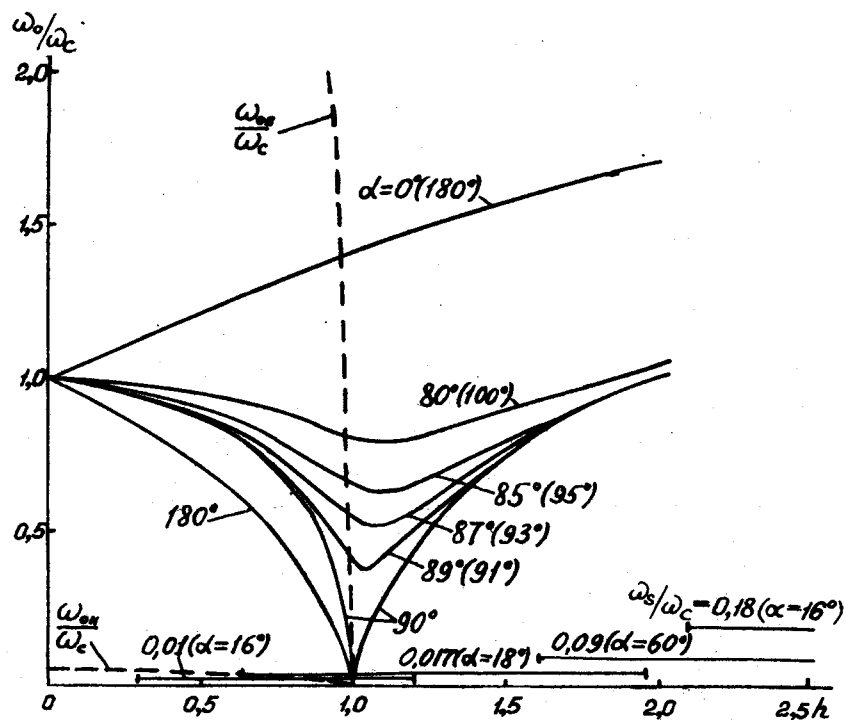
γ — гиромагнитное отношение;

M — намагниченность плёнки;

H_K — коэрцитивная сила вращения;

φ — угол между направлением поля $\vec{H}$ и направлением вектора намагниченности $\vec{M}$.

Формула (2) хорошо подтверждается экспериментально [10,11]. На рисунке построены кривые (сплошные линии) для собственных частот при различных значениях полей H и углов α . На этом



Кривые ферромагнитного резонанса (по работам [10] и [12]) и экспериментальные области возбуждения субгармонических колебаний.

На рисунке показаны горизонтальные прямые ω_s/ω_c (ω_s - круговая частота субгармонических колебаний), построенные по экспериментальным данным работы [1]. Из рисунка I видно, что частота ферромагнитного резонанса пленки может быть близка к частоте субгармоники ω_s (при низких частотах $\omega_s/\omega_c < 0,02$) только при направлении поля H , близком к направлениям либо оси трудного намагничивания, либо оси легкого намагничивания. Экспериментально на этих частотах субгармонические колебания никогда не наблюдались при α , близких к 90° . Угловые зоны располагались, как правило, вблизи от направления оси легкого намагничивания. Однако при этом частота ω_0 может быть низкой только при $\alpha \approx 180^\circ$, т.е. когда поле H приложено навстречу полю анизотропии. Такой случай может быть осуществлен лишь

при $|H| < H_K$, так как в противном случае пленка перемagnetится и собственная частота ее скачком увеличится до сотен мГц. Экспериментальные же области существования субгармонических колебаний, как это видно из рисунка, охватывают значения полей как меньшие H_K , так и большие H_K , что говорит о том, что пленка в режиме субгармонических колебаний не может быть все время намагниченной навстречу постоянному полю. Это подтверждает и тот факт, что изменение направления постоянного поля на обратное в режиме субгармонических колебаний не приводило к срыву субгармонических колебаний, а лишь изменяло их фазу и полярность [1].

Что касается субгармонических колебаний на более высоких частотах ($\omega_s/\omega_c > 0,02$), то, как видно из рисунка, они возникают при таких значениях полей H , что условие $\omega_0 \approx \omega_s$ не может быть выполнено ни при каких значениях углов α . Таким образом, можно сделать вывод, что низкочастотные субгармонические колебания нельзя объяснить ферромагнитным резонансом в однодоменной пленке. В связи с этим представляет интерес рассмотреть модели, учитывающие взаимодействие между доменами.

В работе Хэсти [12] рассмотрены условия возникновения ферромагнитного резонанса в пермалловых пленках, разбитых на домены одинаковой ширины с антипараллельным направлением намагниченности в смежных доменах. Все междоменные стенки параллельны легкой оси. Магнитное поле $H < H_K$ прикладывается вдоль трудной оси. Такая идеализованная структура эквивалентна наличию двух связанных осцилляторов. Поэтому пленка будет иметь две собственные частоты - высокую и низкую, определяемые по формулам:

$$\omega_{об} = \omega_{св} (1 - h^2)^{1/2},$$

$$\omega_{он} = \omega_{сн} (1 - h^2)^{1/2},$$

где

$$\omega_{св} = 2\pi f_{св} = \gamma 4\pi M \sqrt{N},$$

$$\omega_{сн} = 2\pi f_{сн} = \gamma H_K,$$

N - размагничивающий фактор в направлении ширины домена.

Типичные значения для $f_{св}$ и $f_{сн}$ составляют 2-3 гГц и 12-18 мГц, соответственно. В работе [12] также сообщается, что высокочастотный резонанс наблюдался экспериментально в хорошем согласии с теорией, а низкочастотный резонанс по известным причинам наблюдать не удалось.

На рисунке штриховыми линиями нанесены кривые, соответствующие высокочастотному и низкочастотному резонансам в многодоменной пленке. Как видно, низкочастотная кривая $\omega_{\text{он}}/\omega_c$ пересекает экспериментальные прямые ω_s/ω_c в области $h < 1$, т.е. в этой области возможно выполнение условия $\omega_s \approx \omega_{\text{он}}$. Однако в области $h > 1$, где также имеются экспериментальные области субгармонических колебаний, низкочастотный резонанс по рассмотренной модели невозможен, так как в этой области при малых амплитудах внешнего переменного поля пленка становится однодоменной. Однако нельзя сделать вывод о том, что и при больших амплитудах внешнего переменного поля и, в частности, в условиях субгармонических колебаний, пленка становится однодоменной в области $h > 1$, так как есть экспериментальные данные, говорящие о наличии доменной структуры в процессе субгармонических колебаний при полях $H > H_K$. Рассмотрим этот вопрос более подробно.

Известно, что при квазистатическом перемagnичивании тонкой магнитной пленки под углом α , соответствующем инверсному сектору, пленка сначала при некотором поле $H = H_p$ приобретает многодоменную структуру и только при дальнейшем увеличении поля до значения $H = H_{cr}$ ее перемagnичивание завершается смещением стенок доменов [13]. В работе [14] показано, что при импульсном перемagnичивании пленка при любом направлении поля сначала разбивается на множество доменов, которые затем исчезают в результате процесса смещения границ. Время разбиения на домены оценивается величиной порядка нескольких наносекунд, а полное время перемagnичивания — сотнями наносекунд. Следовательно, для полного перемagnичивания пленки необходимы не только достаточная величина поля, но и достаточное время воздействия его τ , которое называется временем перемagnичивания.

В режиме субгармонических колебаний к пленке, кроме постоянного поля H_0 , приложено в том же направлении еще и высокочастотное поле $H_{\sim}$, амплитуда которого всегда больше H_K . Время воздействия этого поля в одном направлении можно оценить как $1/3 T$, где T — период высокочастотного поля. Оно составляет от 80 нсек на частоте 3 мГц до 4 нсек на частоте 80 мГц. Сопоставление этих значений с кривыми $\tau' = f(H)$ для полного перемagnичивания, приведенными в работе [15], показывает, что полного перемagnичивания в условиях экспериментов, проведенных в работе [1], произойти не может. Однако ес-

тественно предположить, что, как и при импульсном перемagnичивании, пленка успевает разбиться на домены, так как для этого необходимо время порядка единиц нсек [14]. Поэтому в режиме субгармонических колебаний пленка должна иметь доменную структуру и при $H > H_K$, что и подтверждается некоторыми экспериментальными данными работы [1].

Итак, модель работы [12], учитывающая взаимодействие доменов, даёт предпосылки для объяснения низкочастотных субгармонических колебаний в магнитных пленках при $h < 1$ и не даёт их при $h > 1$. Однако экспериментально наблюдавшиеся субгармонические колебания не имели каких-либо отличительных свойств при малых и больших полях h . Поэтому всякая теоретическая модель для объяснения этих колебаний может считаться удовлетворительной лишь в том случае, если она объясняет субгармонические колебания одновременно во всей области их существования.

Таким образом, возникает такая ситуация, что низкочастотные субгармонические колебания нельзя объяснить в целом на основе выявления собственных частот магнитной плёнки, так как от величины амплитуды переменного поля не только зависит степень нелинейности, но и возникает необходимость, как видно из предыдущего рассмотрения, при некоторых значениях амплитуды изменить саму модель пленки. Поэтому процесс субгармонических колебаний должен быть рассмотрен сразу же с учетом больших амплитуд переменных полей ($H_{\sim} > H_p$) и неоднородности пленки.

При больших амплитудах высокочастотного поля плёнка, как было указано выше, может иметь доменную структуру, которую, однако, не следует отождествлять с доменной структурой, наблюдаемой в статических условиях. Наличие доменной структуры здесь означает то, что движение вектора намагниченности происходит не как одно целое во всей плёнке, а может быть различным в разных участках плёнки. Причем ввиду достаточно большой амплитуды поля в отдельных участках плёнки должны происходить необратимые скачки намагниченности. Вследствие того, что для строгого рассмотрения описанной модели при динамическом взаимодействии между доменами в настоящее время недостаточно данных, ниже проведено рассмотрение отдельного участка пленки с учетом необратимых процессов, протекающих в нем. При этом рассмотрена возможность возникновения низкочастотных субгармонических колебаний.

Необратимые процессы могут иметь место при перемagnичи-

вании как смещением границ, так и вращением. С.Н. Акулов [16] показал, что математическое описание гистерезиса заключается в S -образной характеристике рассматриваемого участка магнетика, независимо от того, происходит ли перемещение вращением вектора намагниченности или скачкообразным смещением границы. Элементарными процессами необратимого перемещения смещения границ являются скачки Баркгаузена [17]. Эффект Баркгаузена наблюдается как в объемных ферромагнетиках, так и в тонких магнитных пленках [18-21]. Для наблюдения скачков Баркгаузена необходимо производить перемещение со скоростью, меньшей скорости движения границы в момент скачка. При большей же скорости нарастания поля, что имеет место при высокочастотном перемещении, перемещение происходит неоднородным вращением [14], которое заключается в зарождении доменов обратной фазы. Процесс зародышеобразования происходит вращением намагниченности [22] и имеет необратимый характер, так как после снятия импульса поля зародыши обратной фазы остаются [14]. Поскольку, в соответствии с вышесказанным, можно предполагать, что в режиме субгармонических колебаний имеет место неоднородное вращение, то некоторые участки магнитной пленки могут быть описаны S -образной петлей гистерезиса.

Покажем теперь, что при описании некоторого участка пленки S -образной петлей гистерезиса имеются несомненные предпосылки для возникновения низкочастотных субгармонических колебаний. Для этой цели исследуем модельное уравнение, которое учитывает все основные элементы, необходимые для отражения сущности процессов в пленке [23] при S -петле гистерезиса:

$$\alpha_1 \frac{d^2 y}{d\theta^2} + \alpha_2 \frac{dy}{d\theta} + \frac{1}{3} y^3 - y = \alpha_5 + \alpha_6 \sin 2\theta, \quad (3)$$

где y - величина, которую можно отождествить с магнитным потоком рассматриваемого участка пленки;

α_5 и α_6 - величины, которые можно отождествить с величинами постоянного и переменного полей. Первый член слева выражает инерционные свойства, второй член слева - диссипативные свойства, член $1/3 y^3 - y$ - описывает S -образную петлю гистерезиса. $\theta = \omega t$, где 2ω - частота переменного поля.

Уравнение (3) отличается от обычно рассматриваемых уравнений при анализе субгармонических колебаний [2,5] только знаком при y в четвертом члене слева (принятая в этом уравне-

нии нормировка, отличная от обычно употребляемой, не уменьшает общности рассмотрения). Однако это приводит к сугубо нелинейной задаче, которая уже не может быть решена методами, принятыми в указанных выше работах.

Уравнение (3) было исследовано путем решения его на моделирующей вычислительной машине при различных значениях коэффициентов $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_5$ и α_6 (было получено более 1000 решений).

В таблице приведены значения отношений собственной частоты уравнения (3) при $\alpha_6 \rightarrow 0$ к частоте субгармоники при различных значениях α_1, α_2 и α_5 для центров областей субгармонических колебаний порядков $\nu = 1, 2, 3, 4$ и 5, полученные путем анализа решений. Собственные частоты были определены с учетом диссипативного члена уравнения. Рассмотрение данных таблицы показывает, что частота субгармонических колебаний оказывается значительно меньше собственной частоты и в ряде случаев их отношение достигает значений, меньших 0,1. В то же время подобное отношение для случаев более слабой нелинейности, когда в уравнении (3) следует считать знак при y положительным и даже в случае пренебрежения этим членом, оказывается не выходящим за пределы значений 0,5 - 2 [2,5].

Установить связь значений коэффициентов уравнения (3) с физическими параметрами пленки для того, чтобы провести количественные оценки, в настоящее время не представляется возможным, так как в литературе нет достаточных для этого данных. Однако анализ решений уравнения (3) показывает, что имеются определенные качественные предпосылки для объяснения низкочастотных субгармонических колебаний на основе описания магнитных свойств отдельных участков пленок S -петлей гистерезиса.

Для полученных субгармонических решений уравнения (3) можно также отметить следующие соответствия с экспериментальными данными, описанными в [1]. Во-первых, как и в эксперименте, постоянная составляющая вынуждающей силы α_5 всегда меньше амплитуды переменной составляющей α_6 . Во-вторых, при изменении знака α_5 фаза субгармонических колебаний порядка 2 изменяется на $\pi/2$ с одновременным изменением знака решения. В-третьих, возбуждение субгармонических решений уравнения (3) всегда было мягким.

Итак, модель, учитывающая необратимые изменения намагниченности на отдельных участках пленки в результате некогерентного вращение намагниченности даёт предпосылки для объяснения

Л и т е р а т у р а

- 119

ТАБЛИЦА

[illegible]

17. С.В. Вонсовский, Я.С. Мур. — Ферромагнетизм, ГИТТИ, М.-Л., 1948.
18. Ford N.C. and Pugh E.W. — J.Appl.Phys., 1959, 30, N 4, p. 270S.
19. Н.М. Саланский, А.М. Родичев, М.К. Савченко. — Изв.АН СССР, сер. физ., 1961, 25, № 5, стр. 602.
20. В.Ф. Ивлев, В.С. Прокопенко. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1961, 25, № 5, стр. 606.
21. Г.М. Родичев, П.Д. Ким. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1961, 25, № 5, стр. 610.
22. Methfessel S., Middelhoek S., and Thomas H. — J. Appl.Phys., 1961, 32, N 3, p. 294S.
23. Read A.A. — IEEE Trans. on EC, 1963, 12, N 5.

Поступила в редакцию
4. I. 1966г.