

ГУЛЯЕВ Юрий Васильевич — академик АН СССР, директор Института радиотехники и электроники АН СССР.
 ЗИЛЬБЕРМАН Петр Ефимович — доктор физико-математических наук, работает в Институте радиотехники и электроники АН СССР.

Редактор Б. М. Васильева

Гудяев Ю. В., Зильберман П. Е.

Г 94 Спинволевая электроника. — М.: Знание, 1988. — 64 с. — (Новое в жизни, науке, технике. Сер. «Радиоэлектроника и связь», № 6).

11 к.

В брошюре рассказывается об использовании новых магнитных материалов, высококачественных эпитаксиальных пленок железиттриевого граната для создания устройств обработки радиосигналов в СВЧ диапазоне. Такие устройства, основанные на принципе действия акустоэлектронным, обладают рядом важных преимуществ. Описаны принципы, методы и результаты спинволевой электроники. Рассмотрено на читателях, интересующихся проблемами радио-техники, электроники, связи, а также лекторов и слушателей народных университетов.

2302030000

ББК 32.85

© Издательство «Знание», 1988 г.

Предисловие

Что такое спиновая волна. В конце 60-х — начале 70-х годов в научной периодике стали появляться сообщения о наблюдении искусственно возбужденных когерентных спиновых волн (СВ) в плоскопараллельных пластинах из монокристаллов железиттриевого граната $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (ЖИГ). Этот материал оказался уникальной средой, в которой потери энергии СВ как минимум на порядок меньше, чем в любых других магнитных материалах. Примерно в тот же период активно велись работы по созданию запоминающих устройств на цилиндрических магнитных доменах. В результате этих работ мы имеем существенный прогресс в получении методом жидкофазной эпитаксии монокристаллических пленок ЖИГ с добавками ряда редкоземельных и других ионов. В частности, оказалось, что пленки чистого ЖИГ, получаемые этим методом на подложке гадолиний-галлиевого граната $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ (ГГГ), могут характеризоваться высокой степенной структурного совершенства и потерями СВ при комнатных температурах не большими, чем в лучших монокристаллических образцах ЖИГ. Вместе с тем в отличие от монокристаллов пленки ЖИГ сравнительно легко получать с толщинами в широком интервале (например, 0,2—100 мкм), с большими размерами в плоскости (до 7—8 см), с воспроизводимыми свойствами и при этом в количествах, достаточных для массового производства.

Оказалось, что СВ в пленках ЖИГ легче всего возбуждаются на частотах СВЧ диапазона, примерно от 0,2 до 40 ГГц. Возбуждение СВ осуществляется электромагнитной волной в отрезке плосковой линии, наложенном на пленку. При этом потери преобразования электромагнитной волны в спиновую даже в наиболее про-

стой конструкции (одна полоска на пленке ЖИП) не превышают 3 дБ, а для более сложных многоэлементных преобразователей потери можно практически свести к нулю.

В начале 70-х годов уже были высказаны основные идеи о путях применения акустических (ультразвуковых) волн в электронике. Начались разработка и широкое внедрение акустоэлектронных устройств, особенно устройств на поверхностных акустических волнах (ПАВ). Поэтому первые сообщения об экспериментах с бегущими СВ полади, образно говоря, как зерна на подготовленную почву. Было осознано, что СВ в практическом применении открыли бы возможность продвигнуться к высоким частотам, недоступным для ультразвука, особенно для ПАВ. К тому же СВ возбуждаются легче (с меньшими потерями), чем ультразвук, что естественно объясняется их электромагнитной природой. Для их возбуждения нет необходимости раскачивать тяжелую решетку кристалла.

Сказанное поясняет, почему вслед за первыми сообщениями возник непрерывный нарастающий (и по сей день) поток исследований, в которых обсуждаются самые различные аспекты проблемы бегущих СВ. На первом этапе центр тяжести этих исследований находился в сфере прикладной физики. Нужно было внимательно разобратся в самой природе возбуждаемых СВ, во всем разнообразии явлений, сопровождающих их распространение. Одновременно накапливался опыт экспериментирования со спиновыми волнами, рождались первые замыслы их применения, создавались макеты устройств. Нужно сразу сказать, что аналогия с акустоэлектроникой хотя и сыграла вначале большую стимулирующую роль, но не пошла очень далеко. Дело в том, что при сравнимых длинах СВ и ультразвука первые имеют существенно меньшую длину распространения (т. е. больший пространственный декремент). Поэтому не получили развития протяженные акустоэлектронные устройства, на которые по аналогии с акустоэлектроникой и техникой ПАВ вначале возлагались большие надежды. Зато выявились и получили развитие новые принципы построения устройств, специфичные для СВ и не требующие больших длин распространения. Таким образом, исследования СВ встали на свою собственную основу. Можно сказать, что сформировалась самостоя-

тельное направление в прикладной физике и электронике твердого тела, которое получило теперь уже и свое название — спинволновая электроника.

На сегодняшний день создан богатый, достаточно своеобразный и интересный научный задел. Накоплен опыт экспериментальной работы, созданы отдельные устройства с уникальными техническими характеристиками. Вся эта работа выполнялась, да и могла выполняться до сих пор в основном физиками, которые и оканализались поэтому главными обладателями знаний в данной области. Между тем совершенно необходимо передать эти знания широкому кругу инженеров-практиков, разработчиков современной электронной техники. Без их творческого участия не только невозможно широкое внедрение уже созданных образцов устройств, но и многие потенциальные возможности СВ так и останутся невыявленными.

Магнетики

Магнетики — это вещества, в состав которых входят элементы переходных групп таблицы Менделеева, например, группы железа, редких земель и др. Атомы таких элементов имеют, как известно, незаполненные электронными внутренними оболочками. Заполненная оболочка характеризуется нулевым механическим моментом вращения, а потому также и нулевым магнитным дипольным моментом. В незаполненной оболочке возникает нескомпенсированный магнитный момент. Следовательно, что спиновая часть этого момента сохраняется при вхождении элемента в состав вещества. Что же касается орбитальной его части, то она, как правило, сильно подавляется («замораживается») и перестает играть роль. В таких магнетиках мы имеем дело почти исключительно со спиновым магнетизмом.

В веществах, называемых парамагнетиками, ионы магнитных элементов практически независимы (или слабо связаны) друг от друга. Часто такая независимость объясняется относительно малой концентрацией магнитных ионов, представляющих собой лишь примесь, хаотически распределенную среди основных немагнитных ионов. Ориентация магнитных моментов магнитных ионов в парамагнетиках произвольна, а средний момент единицы объема равен нулю.

Существует возможность сильного взаимодействия между близко расположенными магнитными ионами, связанная с перекрытием их квантовомеханических волновых функций и конечной вероятностью обмена электронами. Такое «обменное» взаимодействие есть принципиально квантовый эффект. Оно стремится скорректировать ориентации соседних магнитных моментов. В простейших случаях моменты становятся либо сонаправленными, либо противоположенными. Если ориентации скорректированы так, что средний магнитный момент единицы объема (намагниченность) отличен от нуля, то говорят о ферромагнитном упорядочении моментов в веществе. Само вещество называют ферромагнетиком. Если же в результате обменных корреляций намагниченность $\vec{M}=0$, то говорят об антиферромагнетике или об антиферромагнитном упорядочении моментов. Далее речь будет идти почти исключительно о ферромагнетиках¹.

Равновесные ориентации вектора \vec{M} определяются из условия минимальности полной магнитной энергии H . Плотность этой энергии $W(\vec{r})$ в точке с радиус-вектором \vec{r} имеет следующую структуру:

$$W(\vec{r}) = -\vec{H}_e \cdot \vec{M}(\vec{r}) + W_a(\vec{r}, [\vec{M}]) + \\ + W_{ex}(\vec{r}, [\vec{M}]) + W_a(\vec{M}), \quad (1)$$

где $\vec{M}(\vec{r})$ — намагниченность в точке \vec{r} , причем для точек вне ферромагнетика $\vec{M}(\vec{r}) \equiv 0$.

Первое слагаемое в правой части (1) есть энергия

¹ Часто выделяют класс веществ, называемых ферриманетиками (или ферритами). К ним относят, например, кристаллические твердые тела, в каждой элементарной ячейке которых имеются несколько (больше одного) неэквивалентных магнитных ионов. Ионы одного типа образуют, как говорят, магнитную подрешетку. Если при этом суммарная намагниченность всех подрешеток $\vec{M} \neq 0$ и ориентальные ориентации моментов подрешеток неизменны, то такие вещества не отличаются по своим магнитным свойствам от ферромагнетиков. В частности, ЖИГ имеет 25 магнитных подрешеток, но относительные их колебания приводят на частотах выше 1000 ГГц. На меньших частотах подрешетки движутся практически как единое целое, и при этом ЖИГ ведет себя как ферромагнетик, характеризуемый лишь суммарным вектором \vec{M} .

намагниченности $\vec{M}(\vec{r})$ во внешнем магнитном поле \vec{H}_e , создаваемом, например, электромагнитом (энергия Зеемана). Слагаемое W_a — энергия магнитного поля \vec{H}_a , создаваемого всеми магнитными дипольными моментами (дипольная энергия). Слагаемое W_{ex} — энергия обменного взаимодействия момента \vec{M} в точке \vec{r} с моментами во всех других точках. Наконец, слагаемое W_a есть энергия момента $\vec{M}(\vec{r})$ в кристаллическом поле (энергия анизотропии), она зависит от ориентации $\vec{M}(\vec{r})$ относительно кристаллографических осей. В отличие от этой энергии W_a и W_{ex} зависит лишь от взаимной ориентации векторов \vec{M} , взятых в различных точках, например в \vec{r} и \vec{r}' . Подчеркнем, что энергии W_a и W_{ex} нелокальны, т. е. зависят от распределения векторов \vec{M} по всему ферромагнетiku¹, а энергии Зеемана и W_a локальны.

Как правило, минимуму одной лишь обменной энергии W_{ex} отвечает однородное распределение намагниченности по образцу, т. е. параллельность векторов \vec{M} во всех точках ферромагнетика. При этом, однако, само направление векторов \vec{M} не имеет значения. Положение меняется при учете энергии анизотропии W_a . В ферромагнетике выделяется некоторая ось, называемая осью легкого намагничивания (обозначим ее «с»), вдоль которой и направляются все векторы \vec{M} . Представим себе, что в отсутствие поля, т. е. при $\vec{H}_e = 0$, существуют однородная ориентация \vec{M} вдоль оси «с». Поскольку ферромагнетик всегда имеет ограниченные размеры, то из-за выполнения требования сохранения потока магнитной индукции в окружающем ферромагнетик пространстве возникает сильное магнитное поле \vec{H}_a , вклад которого, W_a , в полную энергию H будет большим. Поэтому такая однородная ориентация может осуществиться только в сильно анизотропных ферромагнетиках с большой энергией W_a , в которых отклонение

¹ Это в (1) обозначено квадратными скобками, в которые заключено \vec{M} .

вектора \vec{M} от направления вдоль оси «с» приведет к большему возрастанию энергии, чем связанное с возникновением сильного поля \vec{H}_d . Такие ферромагнетики — это просто постоянные магниты.

Однако ЖИГ и некоторые другие интересные для нас материалы обладают слабой анизотропией. В равновесии при $\vec{H}_e = 0$ они не могут сохранить однородную ориентацию \vec{M} и разбиваются на домены, так что в каждом из доменов ориентация почти однородна, но она меняется от домена к домену.

Поместим ферромагнетик во внешнее поле \vec{H} , настолько сильное, чтобы энергия Зеемана (см. I) доминировала. Из-за разворота векторов \vec{M} внутри доменов или из-за движения доменных границ произойдет переориентация \vec{M} и установится насыщенное состояние, при котором во всех точках \vec{M} параллельно \vec{H}_e . Такое состояние отвечает минимуму энергии Зеемана.

\vec{H}_e , при которых практически произошел переход в насыщенное состояние, называют насыщенными. Из сказанного ранее о природе ферромагнитного состояния ясно, что длина вектора \vec{M} определяется природой магнитных ионов и относительной ориентацией моментов под решеток. Поэтому от точки к точке в ферромагнетике может меняться ориентация \vec{M} , но не длина. Длина \vec{M} обозначается M_s , называется намагниченностью насыщения и является характеристикой материала, зависящей только от температуры. Например, в чистом ЖИГ при комнатных температурах $4\pi M_s = (1750-1760)$ Гс. В дальнейшем основным предметом наших обсуждений станут колебания и волны, которые могут возникать при слабых отклонениях от насыщенного равновесного состояния ферромагнетика.

Резонансы и волны в ферромагнетиках

Интересно понять, что произойдет, если в момент времени $t=0$ отклонить вектор \vec{M} от равновесного направления, а затем предоставить его самому себе. Про-

ше всего воспользоваться аналогией с волчком. Если ось вращения волчка вертикальна, т. е. параллельна силе тяжести, то она сохранит со временем это направление. Механический момент вращения направлен по оси волчка. Можно сказать поэтому, что равновесное направление этого момента — вертикальное. При отклонении от вертикали момент вращения, как известно из механики, начинает прецессировать. Механический момент каждого магнитного иона в ферромагнетике (спин), подобно моменту волчка, также совершает прецессию, если отклонить его направление от равновесного. Известно, что магнитный момент иона пропорционален его механическому моменту, причем коэффициент пропорциональности γ , называемый гиромагнитным отношением, в ЖИГ равен $2\pi \cdot 2,81$ МГц/Э. Поэтому и магнитный момент каждого иона, и суммарный магнитный момент всех ионов в единице объема, т. е. намагниченность \vec{M} , будут совершать прецессию, как это показано на рис. 1. На практике, чтобы возбудить такую прецессию, достаточно отклонить вектор \vec{M} от равновесного направления, которым в данном случае

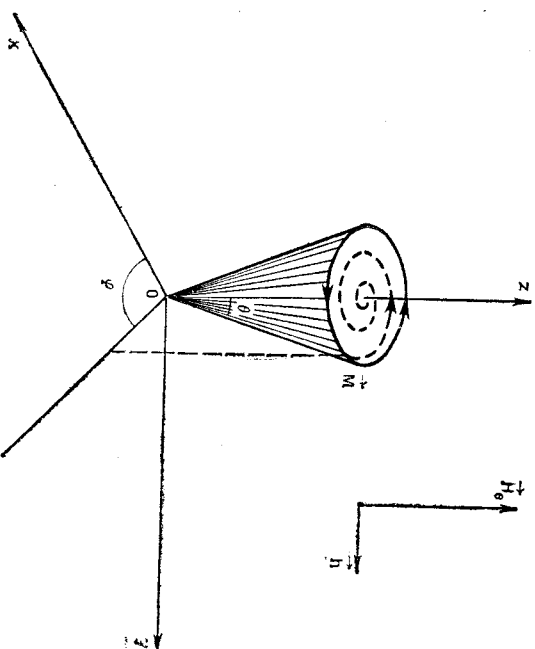


Рис. 1. Прецессия вектора намагниченности \vec{M}

является направление поля \vec{H}_e . Это делается, например, с помощью короткого импульса магнитного поля \vec{h} , перпендикулярного \vec{H}_e .

Пусть можно пренебречь любыми взаимодействиями магнитного момента иона с его окружением и принять во внимание только взаимодействие этого момента с внешним полем \vec{H}_e . Тогда справедлива теорема Лармора, согласно которой прецессия описывается уравнением

$$\dot{\vec{M}} = \gamma [\vec{M}, H_e], \quad (2)$$

где точкой над M обозначена производная по времени t . Введем декартовы координаты x, y, z и углы θ и ϕ так, как это показано на рис. 1. Угол отклонения от равновесия θ будем считать малым, т. е. $\theta \ll 1$. Записав уравнение (2) для проекций на оси x, y, z , получим, что (2) переходит в два уравнения:

$$\dot{\theta} = 0 \text{ и } \dot{\phi} = \gamma H_e. \quad (3)$$

То есть угол θ со временем не меняется. Он называется углом прецессии. Величина ϕ , называемая частотой прецессии, в данном случае постоянна и равна ларморовской частоте $\omega_L \equiv \gamma H_e$. Таким образом, вектор \vec{M} равномерно скользит по поверхности конуса, показанного на рис. 1.

В действительности, магнитные моменты ионов в ферромагнетике не изолированы друг от друга. Согласно (1) они взаимодействуют между собой благодаря дипольным полям и обмену и, кроме того, взаимодействуют с кристаллическим полем. Поэтому вместо поля \vec{H}_e в (2) должно входить некоторое эффективное поле \vec{H}_{ef} , равное сумме

$$\vec{H}_{ef} = \vec{H}_e + \vec{H}_d + \vec{H}_{ex} + \vec{H}_a. \quad (4)$$

Здесь каждое слагаемое соответствует определенному слагаемому в (1). Например, обменное поле \vec{H}_{ex} соответствует обменной энергии W_{ex} , поле анизотропии \vec{H}_a — энергии анизотропии W_a и т. д. Сверх того, нужно учесть, что вектор \vec{M} взаимодействует с тепловыми

возбуждениями и различными дефектами в ферромагнетике, что приводит к релаксации прецессии и в конечном итоге к восстановлению равновесной ориентации \vec{M} . Для описания релаксации к уравнению (2) следует добавить специальное выражение. В результате уравнение прецессии приобретает вид, впервые установленный Ландау и Лифшицем, а именно

$$\dot{\vec{M}} = \gamma [\vec{M}, \vec{H}_{ef}] - \frac{\omega_r}{M_s^2} [\vec{M} [\vec{M}, \vec{H}_{ef}]], \quad (5)$$

где введен параметр ω_r , характеризующий частоту релаксации. С учетом релаксации конец вектора \vec{M} движется не по окружности, а по скручивающейся спирали, что на рис. 1 показано пунктиром. Из (5) следует, что частота прецессии не универсальна, а зависит от ориентации \vec{H}_e , от формы и свойств ферромагнетика. Если пренебречь анизотропией, то для поля \vec{H}_e , лежащего в плоскости пластины, частота однородной прецессии равна

$$\omega_L = \sqrt{\omega_L^2 + \omega_m^2}, \quad (6)$$

а для поля \vec{H}_e , перпендикулярного к плоскости, —

$$\omega_L = \omega_L, \quad (7)$$

причем $\omega_m = 4\pi\gamma M_s$ и $\omega_n = \gamma(H_e - 4\pi M_s)$ и при $H_e < 4\pi M_s$ ферромагнетик не находится в насыщенном состоянии.

Уравнение (5) имеет еще и неоднородные, зависящие от \vec{r} , решения. В общих чертах эти решения аналогичны стоячим электромагнитным волнам в полых объемных резонаторах. Для таких резонаторов, существует много типов (мод) собственных колебаний вектора $\vec{M}(\vec{r}, t)$, причем каждый тип можно пометить тремя числами (индексами) — l, m и n . Несколько ступая краем, можно сказать, что для прямоугольной ферромагнитной пластины эти числа показывают число полуколебл, которые укладываются на ее длине, ширине и толщине.

Каждое собственное колебание характеризуется за-

висящей от \vec{H}_e собственной частотой, $\omega_{l,m,n}(\vec{H}_e)$. Если пластину ферромагнетика поместить во внешнее переменное магнитное поле \vec{h} , перпендикулярно \vec{H}_e (рис. 2), то при частоте этого поля $\omega = \omega_{l,m,n}(\vec{H}_e)$ наступит резонанс — «ферромагнитный резонанс» (ФМР). Он проявится в увеличении энергии колебаний \vec{M} , возбуждаемых полем \vec{h} . Соответственно возрастут и потери энергии, связанные с релаксационными процессами. Теряемая энергия берется от поля \vec{h} , и поэтому ФМР обнаруживается в экспериментах как линия доплерского резонансного поглощения подвешенной к ферромагнетика электромagnetной мощности. Остройка от резонанса, т. е. величина $\Delta\omega_{l,m,n} = [\omega - \omega_{l,m,n}(\vec{H}_e)]$, при которой поглощение ослабляется вдвое, принимается за полуширину резонансной линии. Обратим внимание, что

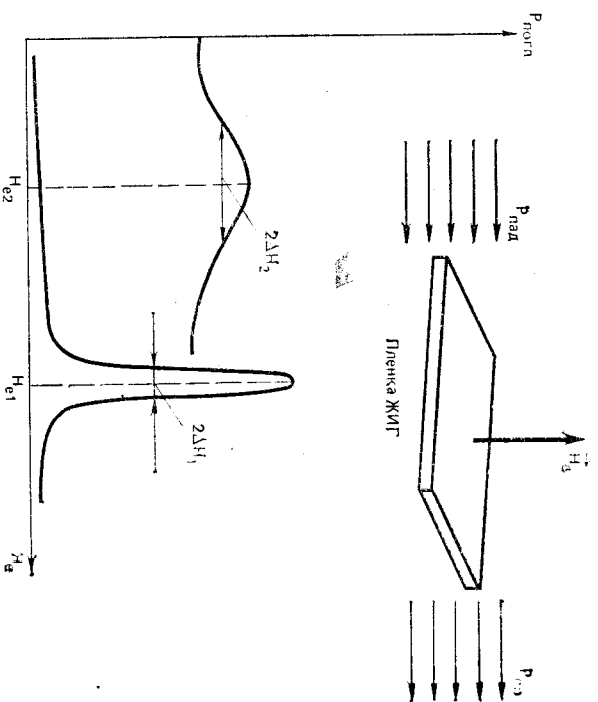


Рис. 2. Линия ФМР поглощения (схематически): $P_{\text{пад}}$, $P_{\text{отр}}$ и $P_{\text{отн}}$ — падающая, прошедшая и поглощенная мощности; H_{e1} и H_{e2} — резонансные поля; $2\Delta H_1$ и $2\Delta H_2$ — ширины резонансных линий

полуширина зависит от типа возбуждаемого собственного колебания, т. е. от l, m, n . Практически часто остаются неизменными ω и направление \vec{H}_e , но меняют величину поля. Тогда пик поглощения достигается при некотором резонансном значении поля, а полуширина пика характеризуется остройкой $\Delta H_{l,m,n}(\omega)$.

Сказанное иллюстрирует рис. 2, на котором изображены пики поглощения и ширины линий ФМР. Отметим, что ЖИГ имеет самые узкие линии, рекордное значение ширины которых составляет $2\Delta H \approx 0,14$ Э.

Кроме стоячих волн, уравнение (5) допускает решения в виде бегущих или распространяющихся волн. Однако на практике с такими волнами можно работать лишь при выполнении некоторых специальных условий. Во-первых, их нужно уметь возбуждать и принимать локально, т. е. с помощью преобразователей (или антенн), занимающих относительно малую область пространства на поверхности ферромагнетика. Во-вторых, они должны иметь длину распространения l гораздо больше длины волны λ ($l \gg \lambda$).

Для режима распространения характерно также отсутствие (или слабость) отраженных волн. Это можно обеспечить, либо если размеры образцов велики, больше l , либо если в конце пути распространения стоит поглощающая нагрузка. Что касается преобразователей, то их можно считать условием $l \gg \lambda$. По существу, данное условие накладывается на среду распространения. Посмотрим на рис. 2, где показаны две резонансные линии — узкая и широкая. Даже если $2\Delta H_2$ сравнимо с H_{e2} , размытый резонанс виден и его можно изучать, хотя при этом $l \sim \lambda$. Однако условие бегущей волны $l \gg \lambda$ выполняется лишь в том случае, когда линии относительно очень узкая, как, например, линия с $2\Delta H_1 \ll H_{e1}$. Таким образом, при переходе к бегущим волнам класс пригодных материалов заметно сужается. Если взять значение $2\Delta H = 0,5$ Э, типичное для пленок ЖИГ, и поле $H_e \sim 10^3$ Э, то относительная ширина линии получится $(2\Delta H/H_e) \sim 5 \cdot 10^{-4}$. Малость этой величины и позволяет возбуждать и исследовать в пленках ЖИГ бегущие СВ.

Следует также отметить, что исследование бегущих СВ открывает совершенно новые возможности. Можно

ставить и решать задачи, аналогичные традиционным задачам акустики, оптики, распространения радиоволн — задачи о дифракции СВ. Обращение к таким задачам, соединение их с задачами о резонансах с целью выявления новых явлений и путей обработки радиосигналов СВЧ диапазона и составляет, по существу, основное содержание спинволновой электроники.

Магнитодипольные волны

В бегущей волне энергия переносится от точки к точке. Только два слагаемых в (1) могут быть ответственными за такой перенос энергии — W_d и W_{ex} . В самом деле, только эти слагаемые некоординатны и описывают взаимодействие колебаний \vec{M} в разных точках пленки.

Взаимодействие через дипольное поле \vec{H}_d , энергии которого есть W_d , является дальнodelствующим и потому играет большую роль при распространении длинных волн. Обменное взаимодействие с энергией W_{ex} короткодействующее и влияет только на распространение коротких волн. Расчеты и опыт показывают, что при волновых числах $q \sim (10-10^3)$ см⁻¹ дипольное взаимодействие может доминировать, а при $q \sim (10^4-10^6)$ доминирует обменное взаимодействие. Напомним, что по определению $q = 2\pi/\lambda$. Если именно дипольное взаимодействие определяет перенос энергии в волне, то волну называют магнитодипольной СВ. Если же энергия переносится благодаря обмену, то обменной СВ. Часто встречаются волны, для которых дипольный и обменный переносы одинаково существенны, — их называют дипольнообменными. Пока мы ограничимся рассмотрением наиболее простых магнитодипольных СВ.

Пластина ферромагнетика — это волновод для СВ. Поэтому можно считать, что волновой вектор СВ \vec{q} параллелен плоскости пластины. В поперечном направлении (по толщине пластины) устанавливается некоторая стационарная структура поля, например стоячая волна. Учитывая сказанное, намагниченность в СВ можно представить в виде суммы

$$\vec{M}(\vec{r}, t) = M_s \frac{\vec{H}_e}{H_e} + m(n\vec{r}) \cdot \exp i(q\vec{r} - \omega t), \quad (8)$$

Здесь первое слагаемое — это намагниченность в равновесии, причем поле \vec{H}_e может быть либо перпендикулярным, либо параллельным плоскости пластины. Второе слагаемое — добавка, вызванная волной, причем амплитуда этой волны m считается малой. Отсюда модуль $|m| \ll M_s$; n — единичный вектор, перпендикулярный к плоскости пластины. Произведение $n\vec{r}$ — координата по толщине пластины.

Волна вида (8) должна удовлетворять уравнению (5). Ограничиваясь лишь магнитодипольными волнами, в этом уравнении, а точнее, в \vec{H}_e , (4), можно отбросить обменное поле \vec{H}_{ex} . Кроме того, для пластин ЖИГ можно приближенно отбросить и поле анизотропии \vec{H}_a . Тогда останется одно лишь дипольное поле \vec{H}_d , которое и нужно найти. Это поле можно найти из уравнений Максвелла, в которых в качестве источника поля выступает намагниченность (8). При этом, однако, делают еще одно важное упрощение общего характера. Дело в том, что фазовая скорость СВ $v_\phi = \omega/q$, как правило, много меньше скорости света $c/\sqrt{\epsilon}$, где ϵ — диэлектрическая проницаемость (в ЖИГ $\epsilon = 16$). Поэтому можно пренебречь электромагнитным запаздыванием, и вместо полных уравнений Максвелла воспользоваться лишь уравнениями магнитостатики¹.

Таким образом, расчеты СВ состоят в отыскании совместного решения уравнения (5) и уравнений магнитостатики в пластине, причем такого решения, которое имеет вид (8). Это приводит к важному результату — оказывается, что частота ω и волновой вектор \vec{q} в (8) не могут выбираться независимо друг от друга. Между ними существует определенная связь, $\omega(q)$, называемая часто законом дисперсии. Закон дисперсии есть важнейшая характеристика волны. Его вид определяется свойствами пленки ферромагнетика, окружающих пленку тел, величиной и ориентацией поля \vec{H}_e . Рас-

¹ Это, кстати, дает основания сами участвующие волны называть магнитостатическими волнами (МСВ). Хотя этот термин и получил широкое распространение, следует признать его не совсем удачным.

смотрим несколько конкретных примеров, имеющих основное значение для дальнейшего.

Поверхностная магнитодипольная волна (часто обозначается как ПМСВ). Пусть пластина намагничена касательно, т. е. поле \vec{H}_e лежит в плоскости пластинки. Волна, бегущая перпендикулярно полю, т. е. имеющая $\vec{q} \perp \vec{H}_e$, представляет собой, пожалуй, самую простую и вместе с тем важнейшую из всех дипольных волн. На рис. 3, а показан вид ее закона дисперсии. Спектр частот ограничен сверху и снизу, причем при $q=0$ частота, как и следовало ожидать, совпадает с частотой однородной прецессии ω_1 (6). Отметим, что границы частотного спектра зависят от поля H_e . В этом легко убедиться, если посмотреть на рис. 3 и на формулы (6) и (7). Границы спектра зависят от H_e не только для ПМСВ, но и для любых других типов МСВ. Отсюда следует, что, меняя внешнее поле H_e , можно передвигать спектр по оси частот, т. е. перестраивать рабочий диапазон частот. Это одно из самых общих и практически важных свойств МСВ.

Возвращаясь к ПМСВ, обратим внимание на то, что групповая скорость $v_{gr} = d\omega/dq$ совпадает по знаку с фазовой скоростью $v_f = \omega/q$. Такие волны принято называть прямыми — их энергия и фаза бегут в одну сторону. Закон дисперсии выражается простой аналитической формулой:

$$\omega^2 = \omega_1^2 + \frac{\omega_m^2}{4} (1 - e^{-2qd}). \quad (9)$$

Из (9) вытекает, что v_{gr} максимальна при $q=0$ и равна

$$v_{gr} = \frac{\omega_m^2}{4\omega_1} d. \quad (10)$$

Подставляя в формулу (10) параметры пленки ЖИГ, толщину $d=5$ мкм, поле $H_e=1$ кЭ, получим, что волна имеет частоту $\omega_1/2\pi \approx 10$ ГГц и бежит со скоростью $v_{gr} \approx 4 \cdot 10^8$ см/с. При длине распространения $l=5$ мм сигнал такой СВ может быть задержан на 125 нс. Обратим внимание, что в данном случае имеется единственная ветвь закона дисперсии, так что на фиксированной частоте можно возбудить лишь одну волну. Иными словами, осуществляется одномодовый режим распространения.

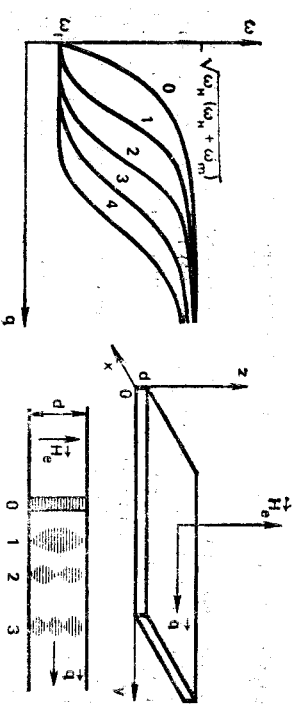
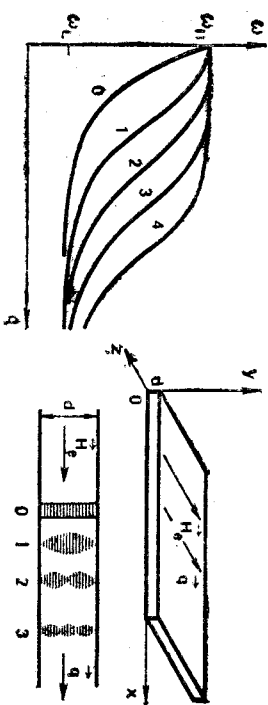
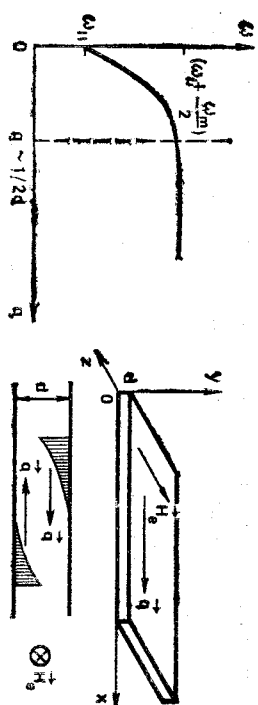


Рис. 3. Законы дисперсии простых магнитодипольных волн. Частоты ω_L , ω_H , ω_{II} и ω_I определены в связи с формулами (6) и (7), где ω_L обозначено как ω_I . Цифры 0, 1, 2, 3, ... на рисунках — номера мод

нения. Одномодовость тесно связана с поверхностным характером этой волны.

На рис. 3 заштрихованные участки наглядно показывают распределение амплитуды колебаний по толщине пленки. Поверхность пленки, к которой прижимается волна, зависит от направленных векторов \vec{H}_e и \vec{q} . По одной и той же поверхности волна не может распространяться туда и обратно — меняя направление распространения, она как бы перескакивает на противоположную поверхность. Об этом свойстве говорят как о не-
взаимности ПМСВ.

Объемные магнитодипольные волны в касательном поле. При параллельных векторах \vec{q} и \vec{H}_e в пластине может распространяться серия объемных волн, у которых знаки групповой и фазовой скоростей противоположны — обратные объемные МСВ (ООМСВ). На рис. 3, 6 показан общий вид законов дисперсии этих волн. В отличие от ПМСВ имеется бесконечно много ветвей дисперсии, так что на заданной частоте можно возбудить сразу много мод. Принято нумеровать эти моды так, чтобы с ростом номера усложнялась структура поля моды по толщине пленки. Это и показано для наглядности заштрихованными участками на рис. 3. Как и для ПМСВ, при $q=0$ частота всех мод совпадает с частотой однородной прецессии. При этом только нулевая мода имеет отличную от нуля групповую скорость, причем она при прочих равных условиях получается в несколько раз меньше, чем групповая скорость ПМСВ.

Объемные магнитодипольные волны в нормальном поле. На рис. 3, в показаны законы дисперсии волны в пластине, намагниченной по нормали к поверхности. Такие волны тоже оказываются объемными, но имеют одинаковые знаки v_{gr} и v_{ph} и поэтому называются часто прямыми объемными МСВ (ПОМСВ). Как и полагается для объемных волн, имеется много ветвей спектра (многомодовость), причем ветви различаются структурой поля по толщине пластины. При $q=0$ все моды имеют частоту, равную частоте однородной прецессии, ω_1 . Только нулевая мода на этой частоте имеет отличную от нуля групповую скорость. Характерной особенностью ПОМСВ, отличающей их от ПМСВ и ООМСВ, можно считать изотропность свойств в плоскости пленки. Проще говоря, при изменении направления распространения

(повороте вектора \vec{q}) свойства ПОМСВ не меняются. В касательном поле это, очевидно, не так — при повороте вектора \vec{q} от направления вдоль оси OX до направления вдоль оси OZ происходит переход от ПМСВ к ООМСВ.

ПМСВ вообще может существовать только в том случае, если угол θ между \vec{q} и осью OX меньше некоторого критического угла θ_c , причем $\cos \theta_c = \omega_1 / \omega_1$. На рис. 4 показано, как меняются законы дисперсии в касательном поле при повороте вектора \vec{q} . При увеличении угла θ в интервале от 0 до θ_c спектр частот ПМСВ сужается, а сами частоты съезжают по особой выделенной поверхности к частоте ω_1 . При увеличении θ спектр частот ООМСВ, наоборот, расширяется и переходит при $\theta = \pi/2$ в спектр, показанный на рис. 3, б.

Окружающие тела, сильно влияя на законы диспер-

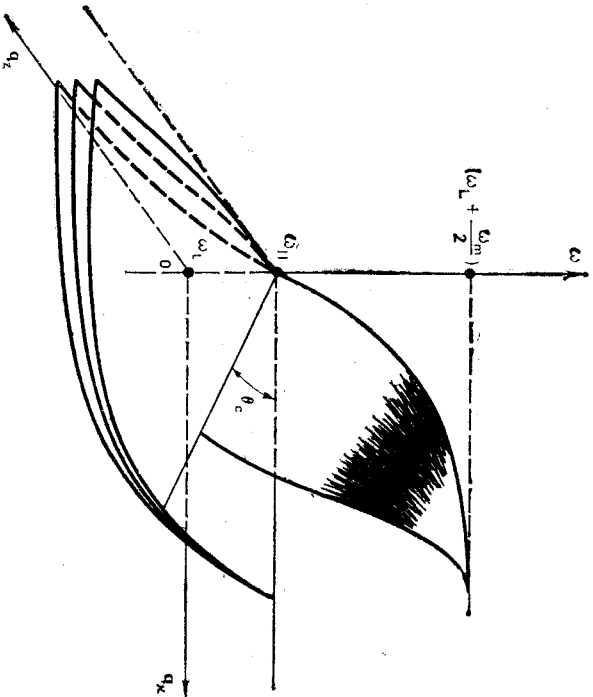


Рис. 4. Законы дисперсии магнитодипольных волн при \vec{H} , лежащем в плоскости пластины параллельно оси OZ , и при различных векторах \vec{q}

син МСВ. Это ярко иллюстрирует рис. 5, на котором показано влияние металлической плоскости, приближенной к пластине ферромагнетика. Если зазор $d' = 0$, то верхняя граничная частота возрастает на $\omega_m/2$ по сравнению со свободной пластиной (рис. 3, а). Иными словами, спектр возможных частот ПМСВ в этом случае сильно расширяется, а групповая скорость при $q = 0$ возрастает. Такие изменения вызваны экранирующим действием металла, который не пропускает переменные поля волны. Если зазор d' отличен от нуля, то достаточно короткие волны, для которых $q > 1/2d'$, не замечают металла и потому их закон дисперсии становится таким же, как и для свободной пластины. Интересно, что возникает падающий участок дисперсии, на котором $v_{gr} < 0$. Рассмотренный пример показывает, что можно упр-

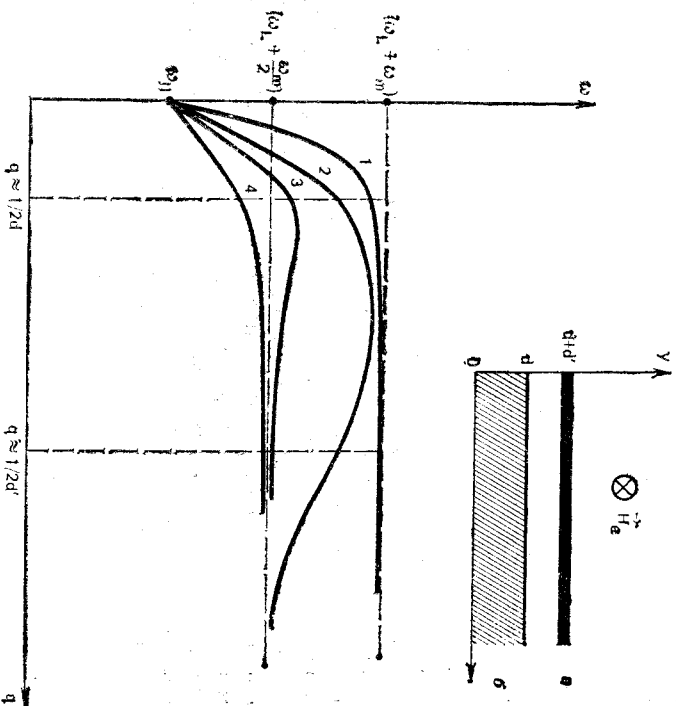


Рис. 5. Влияние на законы дисперсии МСВ. Кривые 1, 2, 3, 4 соответствуют последовательно возрастающему зазору между металлом и пластиной (в тексте ω_L обозначено как ω_1).

равлять законом дисперсии. Исследования показали, что две металлические плоскости, помещаемые с двух сторон от пленки на регулируемых расстояниях, позволяют по желанию получать линейные участки закона дисперсии или участки с заданной кривизной. Это интересно для применения в линиях задержки. Например, линейный участок закона дисперсии обеспечивает частотно-независимое время задержки $\tau = l/v_{gr}$. Можно получать и времена задержки, которые линейно меняются с частотой. Такого характера задержки можно обеспечивать в полосе порядка 300 МГц, причем произведение $\omega\tau$ на время может достигать 100 и более.

На первый взгляд кажется сомнительной возможность получать длительные задержки импульсов МСВ, составляя эти импульсы из волн с большими q , которым отвечают почти горизонтальные участки законов дисперсии (см. рис. 3). На этих участках скорость v_{gr} очень мала и потому, казалось бы, можно получить большое время задержки $\tau = l/v_{gr}$. Однако дело обстоит сложнее из-за влияния процессов релаксации. Как уже отмечалось, релаксацию характеризует частота ω_r в уравнении (5). В частности, эта частота входит в выражение для ширины резонансной линии $2\Delta H \sim \omega_r/\omega^2 M_s$. В выражении для волны (8) учет релаксации приводит к появлению мнимой добавки, iq'' , к волновому числу. Эта добавка описывает затухание волны в пространстве по закону $\exp(-q''x)$, где x — координата вдоль направления распространения. Величина q'' играет роль декремента волны и оценивается как $q'' \sim \gamma \Delta H / v_{gr}$. Таким образом, уменьшение скорости v_{gr} приводит не только к увеличению τ , но одновременно и в той же степени к увеличению декремента q'' . Чтобы правильно судить о возможностях задержки сигналов, нужно оценить потери энергии МСВ за единицу времени Γ . Такая оценка, выполненная для ПМСВ, дает

$$\Gamma = 76,4 \cdot (2\Delta H) \cdot \frac{(\omega_L + \frac{\omega_m}{2})}{\omega}, \text{ дБ/мкс.} \quad (11)$$

Иными словами, все определяется главным образом шириной линии $2\Delta H$. Чем она меньше, тем лучше. Реально с помощью МСВ в пленках ЖИГ можно получать задержки $\sim (0,1-0,5)$ мкс с потерями $\Gamma \sim 80$ дБ/мкс. По-

чему это может оказаться интересным? Задержка получается непосредственно на частоте СВЧ сигнала, устройство для задержки миниатюрно и легко перестраивается подем H_e .

Методы возбуждения и приема

До сих пор мы говорили о СВ как о несколько отвлеченном теоретическом понятии. Настало время выяснить, что они представляют собой на практике: как их можно возбудить и принять, как измерить их законы дисперсии и декременты и вообще как они проявляют себя. Начнем с возбуждения методов возбуждения и приема. В принципе для того чтобы возбудить СВ, нужно создать в ферромагнетике локализованное СВЧ магнитное поле \vec{h} , перпендикулярное \vec{H}_e . Это поле вызовет пререссию намагниченности \vec{M} непосредственно в том месте, где оно действует. Затем благодаря дипольному полю \vec{H}_d или (и) обменно полю \vec{H}_{ex} , которые сопровождают пререссию, движение передастся векторам \vec{M} в других точках. По выходе из области локализации поля \vec{h} и удалении от нее на расстояние в несколько длин волн сформируется бегущая СВ.

Локализованное поле \vec{h} можно создать различными путями, но в последнее время для этой цели чаще всего применяют отрезки полосковых линий. На рис. 6 показана типичная структура, применяемая для возбуждения и изучения бегущих СВ. Она представляет собой два связанных отрезка полосковых линий. На входной из линий (входного преобразователя) подается мощность от СВЧ генератора — $P_{вх}$. С конца противоположной линии выходного преобразователя принимает мощность $P_{вых}$, пропорциональная интенсивности СВ, прошедшей в пленке ЖИГ. Расстояние l между преобразователями. Свободные концы возникающего четырехполюсника присоединяются к «наружкам», которые определяют характер волн СВЧ токов в линиях — наличие или отсутствие отражений этих волн от концов. Как правило, длина отрезков полосковых линий $l \sim (3-5) \text{ мм}$ гораздо меньше длины волны тока в линии $[\sim (1-3) \text{ см}]$, так что сам ток вдоль отрезка линии почти не меняется. Сигловые линии магнитного поля в по-

люске окружают ток и поэтому практически при любой ориентации \vec{H}_e найдется компонента \vec{h} , перпендикулярная \vec{H}_e , которая вызовет пререссию \vec{M} в ЖИГ. Понятно, что это приведет к излучению СВ лишь в том случае, если частота ω колебаний тока (и поля \vec{h}) попадает в пределы спектра допустимых частот СВ. Для магнитодипольных волн эти пределы указаны на рис. 3. Например, задав частоту в пределах спектра ПМСВ, $\omega \leq \omega_c \leq (\omega_c + \frac{\omega_m}{2})$, по закону дисперсии, показанному на

рис. 3, а, находим волновое число q и длину волны $\lambda = 2\pi/q$. ПМСВ с таким именно q (или λ) будет возбуждена на частоте ω и побежит вдоль от полоски. Эффективность возбуждения сильно зависит от соотношения между шириной полоски ω и λ . Она велика при $\lambda/2 \gg \omega$, поскольку в этом случае все линии тока по ширине полоски возбуждают волны с близкими фазами, и излучаемая всей полоской волна приблизительно составляет сумму таких парциальных волн. Эффективность возбуждения резко падает при $\lambda/2 < \omega$. Сказанное справедливо и по отношению к эффективности приема. Поскольку типичные значения λ составляют 20—300 мкм,

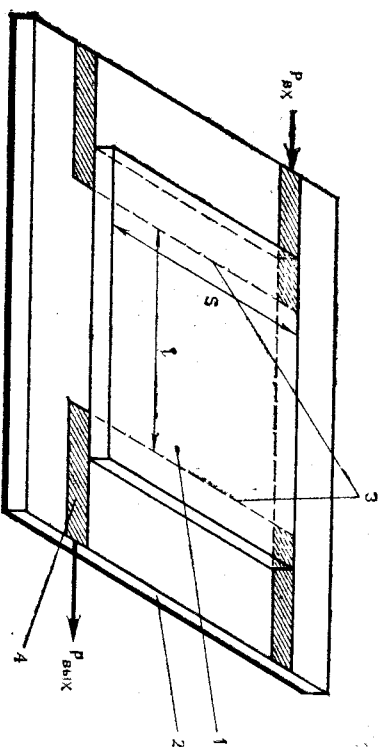


Рис. 6. Структура для возбуждения и исследования бегущих СВ: 1 — пленка ЖИГ; 2 — диэлектрик; 3 — преобразователь; 4 — магнитизация; $P_{вх}$ и $P_{вых}$ — подаваемая на вход и снимаемая на выходе СВЧ мощность; l — расстояние между преобразователями; s — длина отрезка полосковой линии (преобразователя)

то для эффективного возбуждения и приема требуется иметь $w < (10-150)$ мкм. Такой ширины полоски легко получают методом фотолитографии. Впрочем, для возбуждения СВ с λ больше минимальных значений можно обойтись и без фотолитографии. Так, в качестве преобразователя с успехом применяют просто центральный проводник коаксиального кабеля, наложенный на пленку. Вместе с тем чаще всего $\lambda < 0,5$ мм, что в свою очередь много меньше длины отрезка полосковой линии s . Поэтому излучение СВ оказывается довольно направленным — его угловая расходимость имеет порядок $\lambda/s \ll 1$.

Волна, которая подошла к выходному преобразователю, благодаря своим дипольным полям H_d индуцирует в полоске волну тока, которая и воспринимается СВЧ приемником. Приемник регистрирует амплитуду волны. Меняя частоту и магнитное поле, можно получить так называемые амплитудно-частотную и амплитудно-полосковую характеристики (АЧХ и АПХ). Этими характеристиками и пользуются для извлечения информации о волне. Типичный вид АЧХ для ПМСВ показан на рис. 7. Возрастание сигнала A связано с распространением и приемом волны. Волна существует, как это и должно быть, в ограниченном интервале частот — границы этого интервала показаны на рис. 7 стрелками. Нижняя по частоте граница близка к ω_1 в полном соответствии с

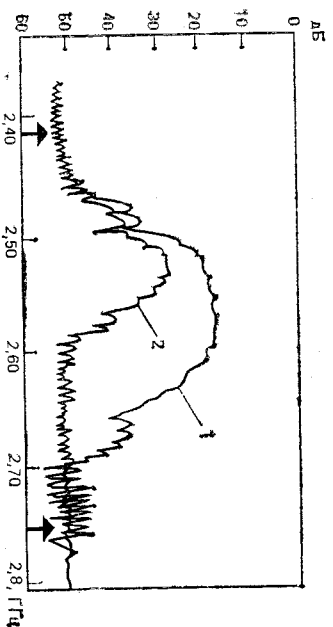


Рис. 7. Амплитудно-частотные характеристики ПМСВ в пленке ЖИП толщиной 6 мкм. По горизонтальной — частота в ГГц, по вертикальной — ослабление в дБ, 1 — для ПМСВ, бегущей в положительном направлении оси ox ; 2 — для ПМСВ, бегущей в отрицательном направлении оси ox

рис. 3, а и формулами (6) и (9). Что касается слабого сигнала при меньших частотах, то он отражает влияние поля анизотропии H_a , которым мы пренебрегли при написании выражений (6) и (9). При движении от низкой частоты к высокочастотной границе АЧХ длина волны λ уменьшается. Высокочастотная граница определена не столь четко, как низкочастотная. Это и понятно, поскольку она фактически зависит не только от закона дисперсии СВ, но и от способности преобразователей возбуждать и принимать короткие волны. Эту способность преобразователи теряют лишь постепенно по мере укорочения волны.

Указанным свойством верхней границы можно воспользоваться для регулирования частотной полосы существования ПМСВ. Например, чтобы сузить эту полосу, нужно уменьшить эффективность возбуждения или (и) приема именно коротких волн. Для этого достаточно ввести диэлектрический зазор между металлической полоской преобразователя и пленкой ЖИП. Если толщина этого зазора выбрана равной d' , то он практически не окажет влияния на возбуждение (или прием) СВ с $\lambda > 4td'$, но резко (экспоненциально) ослабит возбуждение СВ с $\lambda < 4td'$. При $d' = 0$ полоса пропускания на АЧХ, согласно рис. 7, составляет ~ 300 МГц, а по мере увеличения d' может быть доведена до ~ 10 МГц. При этом потери сигнала в центре полосы могут оказаться даже меньше, чем минимальные потери, указанные на рис. 7 (~ 20 дБ). Дело в том, что наличие зазора ослабляет обратное влияние возбужденной в ЖИП ПМСВ на ток в полоске и это может приводить к улучшению согласования преобразователя с пленкой.

Таким образом, имеется интересная возможность регулирования полосы пропускания и создания как широких, так и узкополосных частотных фильтров с малыми потерями. Такие фильтры обладают важным свойством, общим почти для всех устройств на МСВ, а именно они допускают возможность изменения частоты полем H_e . В данном случае, меняя поле H_e , можно перемещать полосу пропускания по оси частот, причем почти без изменения ее формы. В пленках ЖИП таким способом без замены преобразователей можно осуществлять перестройку от ~ 2 ГГц при $H_e \sim 300$ Э до $\sim (25-30)$ ГГц при $H_e \sim (9-11)$ кЭ. Вид амплитудно-полосковых характеристик похож на АЧХ. Следует только помнить

об одном правиле. Поскольку граничные частоты спектра МСВ в большинстве случаев увеличиваются с ростом поля H_e , то верхняя по полю граница АПХ соответствует нижней по частоте границе АЧХ, и наоборот.

Обратим внимание на некоторую изрезанность АЧХ на рис. 7. Она характерна не только для АЧХ, но и для АПХ и появляется вследствие интерференции сигналов, принимаемых выходным преобразователем, интерференции, например, сигнала МСВ и сигнала электромагнитной наводки, возникающей из-за наличия индуктивной и емкостной связи между выходным и входным преобразователями. Фаза сигнала наводки практически не зависит от ω или H_e , а фаза сигнала МСВ равна $q'l$ и меняется при изменении ω или H_e , поскольку при этом меняется волновое число q . Стало быть, разность фаз наводки и сигнала МСВ также меняется, что и приводит к изрезанности. Максимумы огибающей соответствуют синфазным сигналам наводки и МСВ, минимумы — противофазным. Степень изрезанности АЧХ и АПХ можно регулировать. Для этого нужно лишь отвести часть входного сигнала СВЧ генератора в выходной тракт и тем самым получить возможность регулировать амплитуду наводки. Например, если необходимо увеличить изрезанность, что бывает нужно для измерительных целей (смотрите следующий раздел), то это достигается выравниванием амплитуд наводки и сигнала МСВ. Если же необходимо убрать изрезанность, что желательно для применений в частотных фильтрах, то это достигается компенсацией наводки.

Измерения. Среди многих различных измерений, необходимых для исследований и для применений бегущих СВ, общее значение имеют измерения законов дисперсии и декрементов самих бегущих СВ. Обсудим эти измерения.

Измерения законов дисперсии: амплитудно-частотный метод и метод подвижного преобразователя. В первом методе обработке подвергается изрезанность на АЧХ, которую стараются сделать для этой цели по возможности более выраженной. Фаза СВ при распространении ее между преобразователями приращается на величину, равную $q'l$. Поскольку должен выполняться закон дисперсии, величина q меняется с частотой ω и при переходе от максимума на частоте ω_1 к соседнему максимуму на частоте ω_2 модуль фазы, $|q'l|$, меняется на 2π .

Если l достаточно велико и потому частоты ω_1 и ω_2 близки, то, как можно показать, из условия приращенния фазы на 2π вытекает

$$\left| \frac{d\omega}{dq} \right| \equiv |v_{gr}| = \frac{l}{2\pi} |\omega_1 - \omega_2|. \quad (12)$$

Таким образом, измеряя на АЧХ частоты ω_1 и ω_2 , можно найти $|v_{gr}|$ и тем самым, получив некоторое представление о законе дисперсии — о модуле тангенса угла наклона дисперсионных кривых (типа показанных на рис. 3). В тех случаях, когда заранее известен знак v_{gr} и известны отдельные точки в законе дисперсии (хотя бы одна) из формулы (12), можно в принципе восстановить весь закон дисперсии. Однако нужно понимать, что формула (12) справедлива лишь в том случае, если сдвиг фазы между колебаниями тока в преобразователях и СВ сам от частоты ω не зависит или зависит пренебрежимо слабо. Как видим, пользование методом АЧХ возможно, если имеется некоторая предварительная информация о волне и о преобразователях. Тем не менее этот метод часто применяется ввиду его простоты.

Метод подвижного преобразователя дает наиболее полную и объективную характеристику СВ и при этом не требует никакой предварительной информации. Идея метода заимствована из хорошо известной в СВЧ технике, так называемой измерительной линии. Один из преобразователей, например выходной, делается подвижным, так что расстояние между преобразователями l может меняться. При этом частота ω и поле H_e не меняются. Картины интерференции можно наблюдать, увеличивая l . Она имеет вид, показанный на рис. 8, а. При полях H_e , лежащих вне спектра МСВ, амплитуда сигнала на выходном преобразователе A монотонно спадает с ростом l . Это говорит об ослаблении сигнала наводки по мере увеличения l . При подаании поля H_e в спектр МСВ обнаруживаются осцилляции — результат интерференции МСВ и наводки. Расстояние между соседними максимумами таких осцилляций, $|l_1 - l_2|$, непосредственно дает длину волны λ МСВ, т. е. $\lambda = |l_1 - l_2|$. Меняя частоту ω и наблюдая за расстоянием $|l_1 - l_2|$, мы можем построить зависимость $q(\omega) = 2\pi/|l_1 - l_2|$, которая и представляет собой искомый закон дисперсии.

Измерения декрементов: метод трех преобразователей и метод подвижного преобразователя. Чтобы изме-

рить декремент, нужно проследить за уменьшением амплитуды СВ с расстоянием l . В методе трех преобразователей это делается следующим образом. Один из преобразователей служит для возбуждения СВ, а два других, находящихся от первого на разных расстояниях (l_1 и l_2), служат для приема. Сигналы с двух приемных преобразователей складываются, и после детектирования наблюдается картина интерференции при изменении ω или H_e . Различие амплитуд СВ, прошедших расстояния l_1 и l_2 , оценивается по амплитуде интерференционных осцилляций. Этот метод требует полного исключения наводки и идентичности условий распространения и приема двух СВ.

Другой метод заключается просто в более подробной обработке интерферограмм (типа показанных на рис. 8, а), полученных с помощью подвижного преоб-

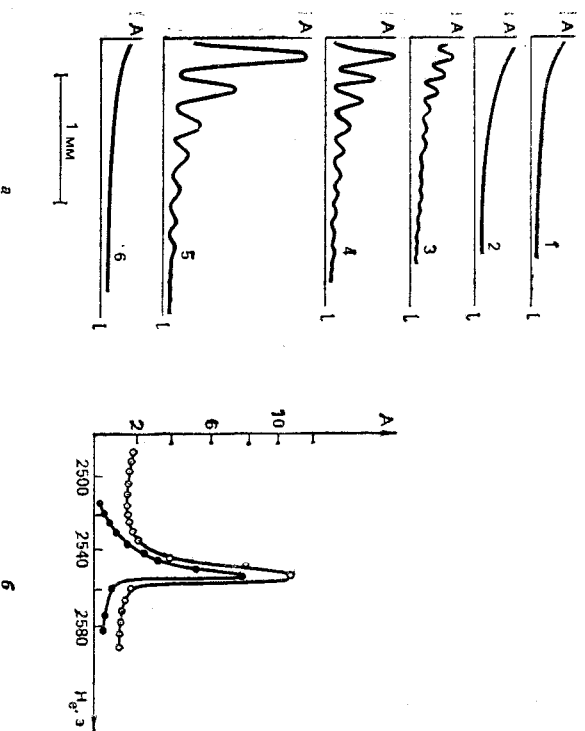


Рис. 8. Метод подвижного преобразователя: а — интерферограммы при нормальном поле H_e (З): 1 — 0; 2 — 2500; 3 — 2525; 4 — 2535; 5 — 2545; 6 — 2580; б — результат обработки интерферограмм при $l=2$ мм: • — амплитуда ПОМСВ; ○ — амплитуда наводки; пленка ЖИГ $d=4$ мкм; А — амплитуда на выходном преобразователе

зователя. Как видно, эти интерферограммы позволяют найти не только период осцилляций, но и расстояние, на котором их амплитуда существенно уменьшается. При этом очевидно, что уменьшение высоты максимумов характеризует затухание суммы амплитуд сигналов СВ и наводки, а минимумов — затухание разности амплитуд сигналов СВ и наводки. Тем самым имеется возможность по отдельности определять сами амплитуды наводки и СВ и их затухание при увеличении l . Пример такого определения амплитуд наводки и СВ при $l=2$ мм показан на рис. 8, б. Видно, что хотя наводка существует и вне спектра СВ, но ее амплитуда имеет высокий максимум внутри этого спектра. Она из причин появления такого максимума может заключаться в возрастании индуктивной связи между полосками преобразователей. Что касается измеренного таким путем декремента q'' , то для различных типов волн он лежит в пределах $(10-20)$ см $^{-1}$ и слабо зависит от H_e .

Быстрые магнитоупругие волны

Кроме СВ, в ферромагнитных пластинах и пленках могут распространяться также волны и другой физической природы, например, упругие (ультразвуковые), электромагнитные и др. Между всеми такими волнами в принципе происходят взаимодействия. Чаще всего эти взаимодействия очень слабые и не влияют заметно на свойства волн. Тогда их можно не принимать во внимание. Однако бывают особые условия, при которых даже слабые взаимодействия оказывают сильное влияние и приводят к заметным изменениям свойств волн. Именно такие условия и изменения свойств волн будут нас далее интересовать. Начнем с обсуждения взаимного влияния спиновых и упругих (ультразвуковых) волн.

Пластина твердого тела представляет собой волнувод для упругих волн. Посмотрим, какие типы волн могут распространяться в таком волноводе. Для простоты будем считать пластину изотропной по своим упругим свойствам. Имеющаяся слабая упругая анизотропия принципиально ничего не меняет. Тогда на частоте ω существуют три независимых типа упругих волн, бегущих по нормали к поверхности пластины: одна продольная волна, обозначаемая далее индексом l , со скоростью v_l и две поперечные волны с взаимно ортогональными

поляризациями, обозначаемые индексом l , со скоростью v_{sl} . Изменением слегка направление распространения этих волн — пусть теперь они бегут не строго по нормали, а под некоторым малым углом φ к нормали. При этом наряду с большой (нормальной к поверхности) компонентой волнового вектора k появляется еще относительно малая касательная компонента q . По-прежнему име-

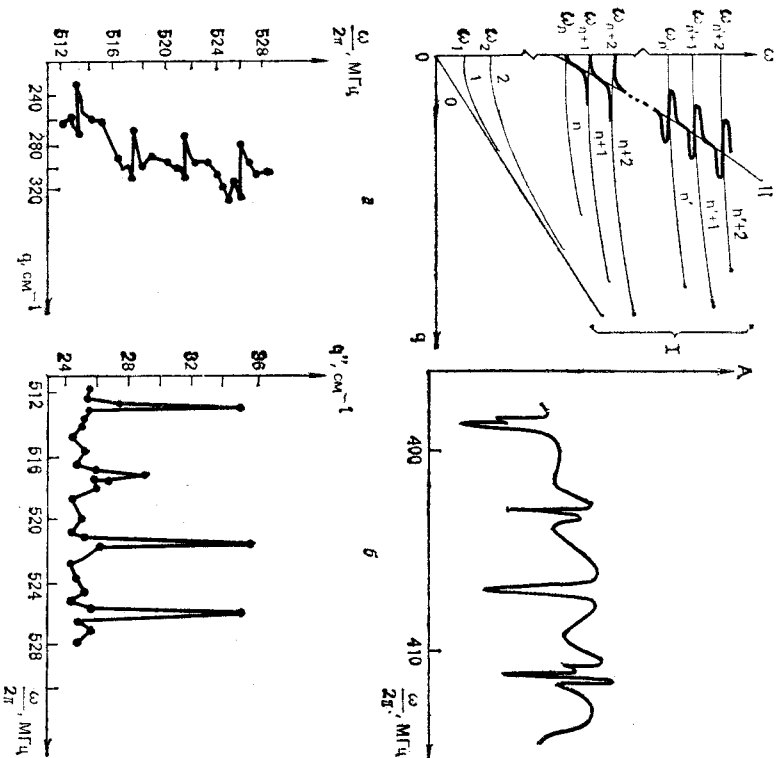


Рис. 9. Быстрые магнитоупругие волны: а — вид законов дисперсии (качественно); тонкие линии I — моды Лэмба, цифры при кривых — номера мод; тонкие линии II — СВ; жирные линии — быстрые МВВ; б — фрагмент АЧХ пленки ЖИГ в нормальном поле $H_e = 1950$ Э, по вертикали — амплитуда A ; в — закон дисперсии ПОМСВ в пленке ЖИГ, измеренный методом подвижного преобразователя; г — частотная зависимость декремента ПОМСВ, измеренная методом подвижного преобразователя

ются три независимых типа волн, одна почти продольная и две почти поперечные волны, которые переходят в строго продольную и строго поперечные по мере уменьшения угла φ до нуля. Эти три типа волн пластин известны в акустике как моды Лэмба. Для определения поперечного волнового числа « k » для каждой моды Лэмба, учитывая, что по толщине пластин укладываются целое число полуволн звука, что дает $k = m/d$, где $m = 0, 1, 2, \dots$. Число m используют для нумерации мод Лэмба. При $q = 0$ частоты мод Лэмба равны:

$$\omega_{nl} = \frac{m}{d} v_{sl} \quad (13)$$

для продольных волн и

$$\omega_{nl} = \frac{m}{d} v_{sl} \quad (14)$$

для поперечных волн. Таким образом, для всех номеров $n \neq 0$ частоты мод Лэмба не обращаются в нуль при $q = 0$. Эти частоты называют частотами отечки. Они располагаются эквидистантно на оси частот. Вид ветвей закона дисперсии мод Лэмба, т. е. зависимостей $\omega_n(q)$ при $q \neq 0$, качественно иллюстрирует рис. 9, а. На этом рисунке показаны только зависимости, относящиеся к одной серии, например серии поперечных мод. Все зависимости $\omega_n(q)$ этой серии, как видим, при больших q приближаются к нулевой моде $\omega_0(q) = v_{sl} \cdot q$.

Важно уяснить, что меняется в описанной картине распространения мод Лэмба при переходе к двухслойной структуре, такой, как пленка ЖИГ на подложке ГГТ. Между пленкой и подложкой, как правило, существует хороший акустический контакт. Поэтому упругие волны свободно проходят границу раздела ЖИГ—ГГТ. Кроме того, упругие модули ЖИГ и ГГТ различаются не сильно, так что в первом приближении можно пренебрегать отражением звука от границы раздела. Поскольку толщина пленки d всегда гораздо меньше толщины подложки, то распространение звука в основном происходит в слое ГГТ. Отсюда следует, что в формулах (13) и (14) следует писать в качестве толщины уругого слоя толщину подложки D . Что касается ветвей

закон дисперсии $\omega_n(q)$ при $q \neq 0$, то они тоже в основном определяются слоем ГГ.

Вспомним теперь, что нас интересуют не просто пластины или пленочные структуры, а пластины и пленки ферромагнетиков, в которых могут бежать как упругие, так и спиновые волны. В верхней части рис. 9, а изображена ветвь закона дисперсии СВ, например, ПОМСВ в нормальном к пленочной структуре магнитном поле H_z . Видно, что ветви мод Лэмба и ПОМСВ имеют точки пересечения. В точках пересечения фазовые скорости ПОМСВ и мод Лэмба, которые, по определению, равны $v_\Phi = \omega/q$, совпадают между собой.

Совпадение фазовых скоростей — это важный факт. Дело в том, что при таком совпадении волны распространяются синхронно, т. е. длительное время каждая из волн испытывает на себе воздействие одной и той же фазы колебаний в другой волне. Даже если взаимодействия между волнами очень слабое, при синхронном распространении оно может сильно повлиять на свойства волн. Поэтому именно наличие пересечений ветвей законов дисперсии волн (а стало быть, и совпадения v_Φ) нужно считать тем необходимым условием, о котором мы уже говорили и которое обеспечивает сильное взаимное влияние волн. Точки на плоскости (ω, q) , в которых происходит такое пересечение, будем в дальнейшем называть точками синхронизма. Можно убедиться, что, как это и показано на рис. 9, а, точки синхронизма ПОМСВ и мод Лэмба лежат при малых q , вдали от прямой линии $\omega(q) = v_{sv} \cdot q$. Иными словами, при синхронизме фазовые скорости волн оказываются гораздо большими, чем скорости звука v_{sv} . Нет ничего странного в том, что ПОМСВ имеет такую большую фазовую скорость, но на первый взгляд кажется удивительным, что столь же большую скорость имеет и упругая волна. Однако напомним, что в волноводах фазовые скорости волн могут быть сколь угодно велики, даже бесконечны, а мы уже отмечали, что пластина есть не что иное, как волновод для упругой волны.

Перейдем к обсуждению основных вопросов: чем вызвано взаимодействие упругих и спиновых волн и к чему приводит такое взаимодействие вблизи точек синхронизма. Механизм взаимодействия можно понять следующим образом. Упругая деформация меняет расстояние между ионами, форму и размеры кристалла, нарушает

кристаллическую структуру. Это оказывает влияние на энергию обменного и магнитодипольного взаимодействия ионов, а также на энергию анизотропии. Поскольку названные энергии определяют эффективное поле (4) и вид уравнения прецессии (5), то тем самым упругая деформация влияет и на прецессию намагниченности, или, иначе говоря, упругая волна влияет на спиновую волну. Понятно из аналогичных соображений, примененных к упругой энергии, что имеется и обратное влияние спиновой волны на упругую.

Описанный механизм взаимосвязи упругих и спиновых волн называют магнитострикционной связью. В пленках ЖИТ именно такая связь играет главную роль, причем наиболее важным каналом магнитострикционной связи оказывается влияние деформации на энергию анизотропии W_a . Магнитострикционная связь приводит к ряду интересных эффектов, из которых для дальнейшего особенно важны изменения свойств волн, происходящие вследствие магнитострикции вблизи точек синхронизма. Жирными линиями в верхней части рис. 9, а показано, как меняется ход ветвей законов дисперсии. Характер этих изменений зависит от соотношения между силой взаимодействия, вызванного магнитострикцией, и величинами декрементов волн, определяемых процессами диссипации. При сильном взаимодействии и малых декрементах пересечение ветвей становится невозможным — вблизи бывшей (до учета взаимодействия) точки пересечения происходит расталкивание ветвей. Вследствие расталкивания одна и та же ветвь слева от точки синхронизма может быть упругой, а справа — спиновой, или наоборот. Вблизи самой точки синхронизма такую ветвь можно отнести в равной мере и к упругой, и к спиновой. Это значит, если говорить точнее, что для этой ветви вблизи синхронизма доли упругой и магнитной энергии в волне сравниваются. Такое эффективное перемешивание двух типов волн вблизи синхронизма называют гибридизацией. В данном случае образуются гибридная магнитоупругая волна (МУВ). Поскольку, как отмечалось, фазовые скорости таких МУВ значительно превосходят скорость звука, то их называют быстрыми МУВ.

Как видно из рис. 9, а, при повышении частоты вид дисперсионных зависимостей претерпевает качественные

изменения. Ветви дисперсии пересекаются, хотя и становятся при этом немонотонными, приобретают зигзагообразный вид. Это происходит вследствие возрастания роли диссипативных процессов на высоких частотах, когда декременты становятся большими, а взаимодействия остаются слабыми. По мере увеличения декрементов размах зигзагов уменьшается, и в пределе мы возвращаемся к исходному (без взаимодействия) виду кривых. Таким образом, диссипативные процессы, если они достаточно сильные, способны полностью устранить влияние взаимодействия между волнами на вид их законов дисперсии вблизи точек синхронизма.

Немонотонный ход дисперсионных зависимостей, показанный на рис. 9, а, напоминает известную в оптике так называемую аномальную дисперсию. Сходство не является чисто поверхностным, а имеет глубокие основания. Как и в оптике, в данном случае аномальная дисперсия возникает вблизи линии поглощения. Только теперь речь идет о линиях доплеровского поглощения СВ, связанного с возбуждением этими СВ упругих мод Лэмба. Подчеркнем еще одно важное обстоятельство. Поскольку точки синхронизма лежат при малых волновых числах q , то частоты синхронизма практически совпадают с частотами отсечки ω_{pi} и ω_{pe} , которые определяются формулами (13) и (14). Подоса частот вблизи точек синхронизма, внутри которой происходит перестройка дисперсионных зависимостей (расталкивания, зигзаги), согласно расчетам должна определяться соотношением между взаимодействием и декрементами и в пленках ЖИГ составляет ~ 10 кГц при основной частоте ~ 500 МГц. Таким образом, теоретически подоса улучшается относительно очень узкой, $\sim 2 \cdot 10^{-3}$. На практике, однако, она оказывается более широкой, например, ~ 200 кГц на частоте ~ 500 МГц. Такое уширение вызывается нелогскопараллельностью пленки и подложки. Поскольку согласно формулам (13) и (14) частоты отсечки, а стало быть, и частоты синхронизма зависят от толщины структуры, то нелогскопараллельность приведет к уширению подосы. Это уширение можно уменьшить, если специально сделать поверхности строба плоскостепенными. Таким путем удавалось уменьшить подосу от ~ 200 до 50 кГц.

Эффекты, связанные с образованием быстрых МУВ, экспериментально обнаруживаются особенно легко на

частотах в диапазоне (100—1000) МГц. Это объясняется большой длиной звука на таких частотах и, как следствие, более слабым влиянием случайных неоднородностей толщины структуры, шероховатостей ее поверхности и т. д. На рис. 9, б показано, как обнаруживают себя быстрые МУВ в экспериментах при измерении АЧХ. При этом речь идет о нормально намагниченной пленке ЖИГ. Аналогичного вида АЧХ получается, однако, и при касательном намагничивании. Разница состоит лишь в том, что в касательном поле при работе с чистым ЖИГ частоты ПМСВ получаются значительно более высокими, выше ~ 2 ГГц. Для снижения частоты до диапазона, показанного на рис. 9, б, можно применить ЖИГ с добавками Ga. Такие добавки уменьшают намагниченность насыщения до уровня $4\text{тМ}_s \geq 300$ Гс и при этом лишь слабо увеличивают ширину линии ФМР (до значений $2\Delta H \sim 1$ Э).

Посмотрим внимательнее на АЧХ рис. 9, б. Видна серия эквидистантных провалов. Разности частот соседних провалов совпадают с вычисляемыми по формуле (14) при подстановке в нее известных значений скорости поперечного звука в ГГГ $v_{gr} = 3,57 \cdot 10^5$ см/с и толщины структуры $D = 423$ мкм. Многие факты говорят, что провалы вызваны именно излучением звука. Например, если сделать поверхности пленки или подложки шероховатыми, т. е. рассеивающими звук, то провалы немедленно исчезают.

Взаимодействие с продольными волнами хотя и проявляется на АЧХ, но очень слабо — соответствующие этому взаимодействию провалы едва видны. Методом подвижного преобразователя, который ранее мы уже подробно описывали, удается детально промерить закон дисперсии и частотную зависимость декремента СВ. Частотное разрешение метода получается при этом настолько хорошим, что можно проводить измерения внутри каждого участка, где происходит гибридизация и образование быстрых МУВ. На рис. 9, в, г показаны типичные результаты таких измерений.

Закон дисперсии, как видно из рис. 9, в, получается зигзагообразным, напоминающим аномальную дисперсию в оптике. Зигзаги строго эквидистантно располагаются на оси частот вблизи частот отсечки мод Лэмба. Зависимость декремента от частоты на рис. 9, г содержит серию пиков, которые тоже располагаются вблизи

частот отсечки мод Лэмба. Появление пиков декремента (или линий поглощения) имеет следующее физическое объяснение. На частотах, близких к частотам отсечки, СВ хорошо возбуждает моды Лэмба и тратит на это свою энергию. В результате ее амплитуда быстрее затухает по мере распространения, что и проявляется как возрастание декремента.

Провалы на АЧХ образуются под влиянием двух основных факторов. Первый фактор — это резкое изменение волнового числа в пределах каждого зигзага дисперсионной зависимости (см. рис. 9, в). Вследствие этого набег фазы СВ на длине распространения l , равный $q l$, тоже резко меняется. В результате на частотах вне зигзага, но близко к нему и внутри зигзага фазы СВ могут сильно отличаться, например на π . При сложении на выходном преобразователе СВ и электромагнитной наводки такое резкое изменение фазы q частотой влечет за собой столь же резкое изменение амплитуды суммарного сигнала. Подбирая специально длину l и амплитуду наводки, можно добиться даже полной компенсации сигналов СВ и наводки на выходе, т. е. получить на АЧХ провал до нуля. Другой фактор — это пик декремента СВ, который приводит к уменьшению сигнала СВ на выходе. Совместное действие названных факторов может приводить к сложным формам провалов на АЧХ. В определенных пределах формой таких провалов можно управлять. С прикладной точки зрения наличие провалов на АЧХ привлекательно прежде всего благодаря возможности получения чрезвычайно малой ширины этих провалов. Например, после тщательной обработки поверхностей и обеспечения высокой плоскопараллельности структур можно достигнуть относительной ширины провала меньше чем $\sim 10^{-4}$. Привлекает также высокая эквидистантность провалов — они дают строго периодическую сетку частот с периодом $(2-10)$ МГц, которая перекрывает диапазон в несколько сотен мегагерц.

Акустическое последствие за импульсом спиновых волн — «Звон»

Процесс образования быстрой МВВ идет в несколько этапов. На первом этапе СВ возбуждает звуковую волну (легче всего поперечную). При этом сохраняется частота ω и лежащий в плоскости пленки волновой вектор q . Это означает, что возбужденный звук имеет точно такие же ω и q , что и СВ. Поскольку длина полного волнового вектора звука (ω/v_{st}) значительно превышает q , то звук побежит под малым углом к нормали, равным $\varphi = (qv_{st}/\omega) \ll 1$. На втором и последующих этапах звук, добежав до противоположной поверхности структуры, отразится от нее и возвратится к исходной поверхности, где вновь частично отразится, а частично преобразуется в СВ. Если частота ω близка к одной из частот отсечки ω_n , то на толщине структуры уложится целое число полуволн, и такая структура будет работать как акустический резонатор, в котором энергия звука накапливается. Тогда после нескольких пробегов по толщине в результате взаимного влияния звука и СВ произойдет перестройка структуры и спектра волн — образуется быстрая МВВ. Из всего сказанного вытекает, что для образования МВВ требуется конечное время, превышающее время пробега звука по толщине туда и назад, т. е. $2D/v_{st}$. При обычно применяемых толщинах D это время оценивается как $\sim 0,3$ мкс.

Понятно, что импульс СВ, длительность которого меньше примерно $\sim 0,3$ мкс, не сможет возбудить быструю МВВ даже на частотах, близких к частотам отсечки ω_n . Излученный таким импульсом звук пробежит по толщине структуры и вернется назад к пленке ЖИТ в тот момент времени, когда исходный импульс СВ уже закончился. Поэтому звук не сможет произвольно действовать с исходным импульсом СВ и образовывать гибридную волну. Вместо этого он просто частично преобразуется в новый импульс СВ, который и будет принят приемным преобразователем. Другая часть энергии звука отразится и после пробега по толщине структуры вернется к

пленке ЖИГ, где производится излучение следующего импульса СВ, и так далее. В результате на выходном преобразователе в след за исходным импульсом СВ будет иригата серия новых импульсов, каждый из которых зазывает относительно предыдущего на время $(2D/v_s)$.

Такая серия импульсов, представляющая собой, по существу, акустическое последствие за импульсом СВ, была обнаружена экспериментально в пленках ЖИГ и получила название «звон». При этом было совершенно не обязательно иметь именно очень короткий импульс СВ. В экспериментах длительность такого импульса могла быть в широких пределах, например (0,2—4) мкс. Если импульс СВ имеет длительность гораздо больше, чем $\sim 0,3$ мкс, то во время его распространения в частотах, близких к ω_n , могла образовываться быстрая МУВ, так что сам импульс был фактически импульсом МУВ. Независимо от этого сразу после окончания этого импульса возникал звон.

Типичная осциллограмма звона показана на рис. 10. Эта осциллограмма получена после гетеродинирования СВЧ сигнала на выходном преобразователе до частоты 160 МГц и последующем рассмотрении его на экране осциллографа. Вслед за первым слева импульсом идет большая серия импульсов, отстоящих друг от друга примерно на 0,35 мкс, что совпадает с временем пробега поперечного звука по толщине структуры туда и назад. Если сделать хотя бы одну из поверхностных структур шероховатой, то звон исчезает, что подтверждает акустическую природу звона.

Обратим внимание на следующее интересное явление — амплитуда звона не обязательно монотонно убывает.

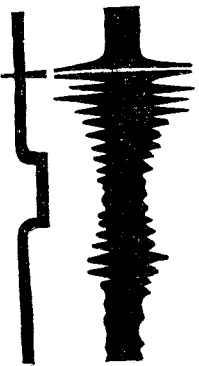


Рис. 10. Осциллограмма импульса СВ после прохождения им пленки ЖИГ.

Первый слева импульс — результат наложения импульсов наводки и СВ, за ним следуют задержанные импульсы (звон). Метка на нижнем луче — 2 мкс, толщина структуры пленки — подложка $D = 625$ мкм, касательное поле $H_e = 556$ э, частота $\omega/2\pi = 3$ ГГц.

вает со временем. Это можно объяснить некоторой непараллельностью подложки. Пусть подложка имеет форму клина с углом между плоскостями, равным θ , а выходной преобразователь расположен относительно входного в сторону расширения клина (см. рис. 11). Входной преобразователь излучает СВ вперед и назад, причем волновые числа этих СВ равны соответственно q и $-q$ ($q > 0$). Точно тому же равны, как уже говорилось, и касательные компоненты волновых векторов звуковых волн, излученных непосредственно СВ. Однако если $\theta \neq 0$, то после отражения от противоположной поверхности подложки эти компоненты изменятся. Для краткости будем далее обозначать касательные компоненты волновых векторов звуковых волн через q_s . Как видно из хода звуковых лучей на рис. 11, величина q_s для звуковых волн, бегущих в сторону расширения клина, увеличивается все больше с каждым новым отражением от противоположной поверхности подложки. В противоположность этому величина q_s для звука, бегущего в сторону сужения клина, уменьшается и после нескольких отражений становится близкой к нулю. Это означает, что угол падения звука на границу раздела пленки — подложка становится близким к прямому. По достижении такого угла отраженный луч пойдет по той же траектории, что и падающий, но в обратном направлении. На рис. 11 это отмечено двумя направленными стрелок. При обратном ходе лучей q_s возрастает от 0 до q . Значение, равное q , достигается, когда луч возвращается к месту, откуда он был излучен, т. е. к преобразователю. Всякое отклонение q_s от q

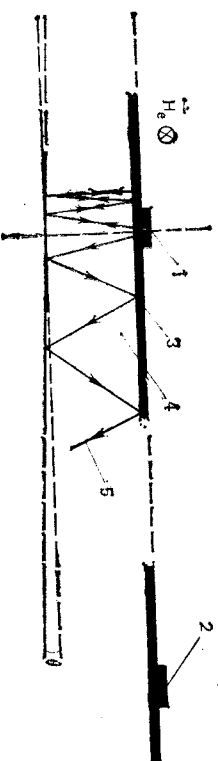


Рис. 11. К интерпретации немонотонного убывания амплитуды импульсов звона со временем: 1 — металлическая полоска входного преобразователя; 2 — полоска выходного преобразователя; 3 — пленка ЖИГ; 4 — подложка ГГГ; 5 — звуковые лучи; θ — угол между плоскостями подложки

приводит к уменьшению эффективности возбуждения импульса СВ звуком. В самом деле, при таком отклонении возбуждается не собственная, а вынужденная СВ со значением q_s , которое не удовлетворяет закону дисперсии при заданных ω и H_e . Исходя из этого можно утверждать, что убывание амплитуд импульсов звона на рис. 10 вызвано не только ослаблением звука из-за влияния диссипативных процессов, но и возрастанием разности $|q_s - q|$ при распространении звуковых волн в сторону расширения клина. Наоборот, возрастание амплитуды импульсов звона, которое также видно на рис. 10, вызвано убыванием разности $|q_s - q|$ при возвращении к входному преобразователю звуковых волн, первоначально излученных в сторону сужения клина.

Интересно проследить за тем импульсом звона на рис. 10, который имеет максимальную амплитуду, т. е. большую, чем соседние импульсы слева и справа. Меняя H_e , можно регулировать задержку этого импульса относительно исходного импульса СВ в широких пределах, например от 2 до 13 мкс. Таким образом, можно получать большие длительности задержки, определяемые временами пробега звуковых волн, как и в чисто акустических линиях задержки. Однако в отличие от последних в данном случае имеется возможность плавной регулировки длительности задержки с помощью поля H_e .

Взаимодействие спиновых волн с замедленными электромагнитными волнами

Скорость звука, как известно, гораздо меньше фазовой скорости СВ. Поэтому в предыдущем разделе требовалось несколько убыстрить звук для того, чтобы он стал распространяться синхронно с СВ. Это достигалось путем применения упругих волн в акустических волноводах, в которых они имеют повышенную фазовую скорость. В отличие от звука электромагнитные волны в свободном пространстве имеют скорость гораздо большую, чем фазовая скорость СВ. Поэтому, чтобы обеспечить синхронизм электромагнитных и спиновых волн, требуется электромагнитные волны специально замед-

лить. Существует много способов замедления электромагнитных волн. Мы рассматриваем далее только два таких способа: замедление с помощью полосковой структуры типа меандр и замедление в слое диэлектрика с большой диэлектрической проницаемостью ϵ . Наша цель — разобратся в том, к каким эффектам приводит взаимодействие замедленных электромагнитных волн и спиновых волн.

Ферромагнетик — полосковая замедляющая структура типа меандр. Замедляющая структура показана на вставке к рис. 12. Она представляет собой полосковую линию, в которой тонкая металлическая полоска выточена на поликровой подложке в виде меандра. СВЧ мощность, подаваемая на вход меандра, переносится внутри структуры в направлении перпендикулярно к длинной стороне полоски. Энергию переносит электромагнитная волна, которая имеет частоту ω , равную частоте входного сигнала, и состоит из суммы пространственных гармоник с волновыми числами $q_n = q_0 + 2\pi n/L$, где L — период меандра, $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ — номер гармоники. Фазовые скорости таких гармоник могут быть значительно, например в 10^3 раз, меньше, чем скорость электромагнитной волны в свободном пространстве.

Наложение на меандр пленки ЖИГ мало меняет АЧХ системы, что объясняется небольшими размерами пленки по сравнению с размерами самого меандра — пленка ЖИГ вносит некоторые потери, но относительно они невелики. Однако если включить внешнее магнитное поле H_e , то положение может коренным образом измениться. На рис. 12 показаны АЧХ при двух направлениях поля — нормальном (a) и касательном к пленке (b), причем касательное поле берется параллельным длинной стороне полоски. Цифрами 4, 5, 7 отмечены провалы на АЧХ, которые появляются после включения поля (пунктиром показан ход АЧХ до включения поля). При изменении величины поля центры провалов перемещаются по оси частот.

Появление провалов можно объяснить следующим образом. Поскольку пространственные гармоники электромагнитной волны в меандре сильно замедлены, то на определенной частоте одна из гармоник может попасть в синхронизм с СВ в пленке ЖИГ, т. е. может иметь с ней одинаковую фазовую скорость. Например, в нор-

Малым полем возможен синхронизм с ПМСВ, а в касательном поле — с ПМСВ, бегущими перпендикулярно с длинной стороны полоски. При синхронизме, как уже разъяснялось, взаимодействие волн становится более эффективным, что и приводит к оттоку энергии в пленку ЖИГ и образованию провала на АЧХ. Можно видеть, что этот процесс вполне аналогичен образова-

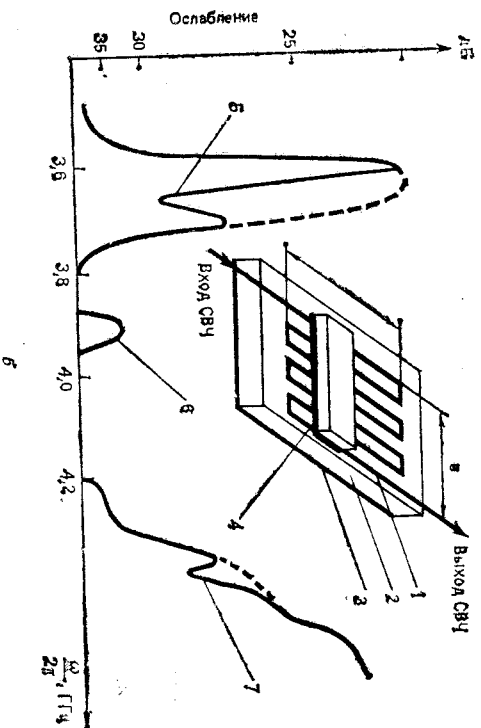
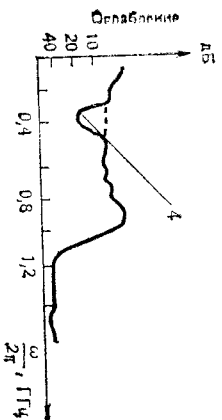


Рис. 12. Амплитудно-частотные характеристики полосковой замедляющей структуры типа меандр с наложенной пленкой ЖИГ в магнитном поле H_z : а — АЧХ в нормальном поле $H_z = (1050-1750)$ Э; б — АЧХ в касательном поле $H_z = 703$ Э. На вставке — структура меандр: 1 — металлическая полоска; 2 — поликоровая подложка; 3 — металлическое основание; 4 — пленка ЖИГ $d = 10$ мкм, $a = 5$ см, $b = 1$ см, количество полосок около 20

ние провалов на АЧХ при взаимодействии СВ и мод Лэмба.

В замедляющей структуре возможен еще один интересный эффект. Как известно, АЧХ меандра без наложения пленки ЖИГ имеет частотные полюсы непроницаемости, внутри которых распространение электромагнитной волны в меандре невозможно. Иными словами, в полюсе непроницаемости СВЧ сигнал не передается с входа на выход меандра. Она из таких полюсов непроницаемости показана на рис. 12, б, где она занимает частотный интервал от 3,8 ГГц до 4,2 ГГц. Новый эффект заключается в том, что после наложения пленки ЖИГ и помехи на АЧХ в полюсе (3,8—4,2) ГГц появляется пик пропускания, пик б. Этот пик возникает вследствие того, что меандр в этой полосе работает как простой преобразователь СВ, аналогичный показанному на рис. 12, б. Хотя электромагнитная волна в меандре на указанных частотах не бежит, но в соседних полосках текут противофазные токи, которые и возбуждают СВ. СВ служит переносчиком энергии с входа на выход меандра. Поскольку число периодов меандра довольно велико, то проникает селективное возбуждение только таких волн, длина которых равна L . При выбранной ориентации H_z , речь, очевидно, может идти только о возбуждении ПМСВ, закон дисперсии которой дается формулой (9). Подставим в (9) волновое число $q = 2\pi/L$, получающиеся при $\lambda = L$. Тогда выражение (9) дает в явном виде зависимость частоты ω в центре пика б от поля H_z . Эта зависимость хорошо подтверждается в экспериментах, что свидетельствует о правильности нашего понимания природы пика б.

Структуры типа ферромагнетик — диэлектрик с большой диэлектрической проницаемостью. В диэлектрике, как известно, скорость электромагнитной волны уменьшается в $\sqrt{\epsilon}$ раз и становится равной $c/\sqrt{\epsilon}$. Поэтому, если мы хотим получить большее замедление волны, то нужно брать диэлектрики с максимально большими значениями ϵ . Большие значения ϵ характерны для сегнетогалектрических диэлектриков. Например, в сегнетоэлектрической керамике в СВЧ диапазоне достигается $\epsilon \sim (10^2-3 \cdot 10^3)$, а в сегнетоэлектрических монокристаллах — $\epsilon \sim 4 \cdot 10^2$. Таким образом, с помощью сегнето-

электриков можно замедлить электромагнитную волну в (20—50) раз. Это замедление меньше, чем в структурах типа меандр (напомним, что там достигается замедление в 10^3 раз), но оно все-таки достаточно для обеспечения синхронизма с СВ. Будем интересоваться волнами в слоистой структуре, составленной из пленки ферромагнетика и пластины сегнетоэлектрика с большим ϵ , разделенных некоторым зазором d . Структура помещена в касательное поле H_e , и волны бегут перпендикулярно к этому полю.

Для начала предположим, что зазор велик и вследствие этого волны в пленке и пластине не влияют друг на друга. Тогда в пленке бегут ПМСВ, а в пластине, как в диэлектрическом волноводе, — собственные электромагнитные моды. Среди этих мод нам нужно отобрать только такие, которые способны взаимодействовать с ПМСВ. Чтобы понять, что это за моды, укажем отличные от нуля компоненты переменных полей ПМСВ: одна компонента электрического поля, параллельная H_e , и две ортогональные компоненты магнитного поля, лежащие в плоскости, перпендикулярной H_e . Нам нужно отобрать электромагнитные моды с такими же отличными от нуля компонентами полей. Таких мод (ТЕ мод) оказывается бесконечно много и их можно пронумеровать в порядке возрастания частоты ω при фиксированном q .

На рис. 13, а тонкими линиями показан ход нескольких первых ветвей закона дисперсии ТЕ мод диэлектрического волновода. Одновременно показан также закон дисперсии ПМСВ. Имеются две точки пересечения дисперсионных кривых, А и В, в которых ПМСВ и ТЕ электромагнитные моды с номерами $n=0$ и 1 распространяются синхронно. При увеличении поля H_e дисперсионная кривая ПМСВ поднимается вверх по частоте и может пересекать при этом много ветвей ТЕ электромагнитных мод.

При уменьшении зазора d волны в пленке и в пластине начинают влиять друг на друга. Влияние вызывается проникновением полей ПМСВ в сегнетоэлектрик и полей электромагнитных волн в феррит. Расчет показывает, что влияние ПМСВ на ТЕ моды с $n=0$ очень слабое, а на ТЕ моды с $n>0$, наоборот, сильное. Это связано с распределением амплитуды электрического поля

по толщине сегнетоэлектрической пластины, а для мод с $n>0$ она может меняться. При этом максимальные амплитуды электрического и магнитного полей для электромагнитных мод независимо от их номера сравнимы по величине. В противоположность этому для ПМСВ электрическое поле в (c/v_Φ) раз меньше магнитного, что объясняется магнитоэлектрической природой волны. Касательное к границе раздела электрическое поле ПМСВ непрерывно проходит в сегнетоэлектрик и потому остается малым вплоть самой границы. При возбуждении моды с $n=0$ оно остается малым также и во всех точках пластины. Одновременно малым получается и магнитное поле в пластине, т. е. вся энергия ТЕ моды с $n=0$ получается малой. При возбуждении моды с $n>0$ электрическое поле ПМСВ, проникающее в сегнетоэлектрик, обязано быть малым только на границе раздела. Внутри пластины электрическое и магнитное поля могут быть велики, то есть велика и энергия ТЕ моды. Сказанное поясняет, почему вплоть точки А взаимодействия приводит к сильному расталкиванию ветвей закона дисперсии (жирные линии на рис. 13, а), а вплоть точки В никакой заметной перестройки закона дисперсии не происходит.

Расталкивание ветвей вплоть точки А действительно следует считать сильным, и вот по какой основной причине. Примем во внимание процессы диссипации, а именно будем считать, что ширина линии ФМР в ферромагнетике $2\Delta H \sim 1\%$, а тангенс угла потерь в сегнетоэлектрике $\text{tg } \delta \sim (10^{-2} - 10^{-3})$. Тогда, как показывает расчет, в отсутствие зазора ($d=0$) никакого заметного влияния на ход дисперсионных кривых (жирных линий) такая диссипация не оказывает. При увеличении зазора связь волн в пластине уменьшается по экспоненциальному закону, т. е. как $\exp(-2qd)$. Это приводит к столь же быстрому уменьшению расталкивания дисперсионных кривых. Тем не менее только при величине зазора $d = (1,5 - 2)$ мм вместо расталкивающихся кривых появляются загоги и аномальная дисперсия. Иными словами, только при большом зазоре связь волн уменьшается настолько, что становится заметным влияние диссипации.

В экспериментах исследовались структуры двух типов, которые показаны на вставках к рис. 13, б, в. В одном из типов структур ПМСВ возбуждается в пленке

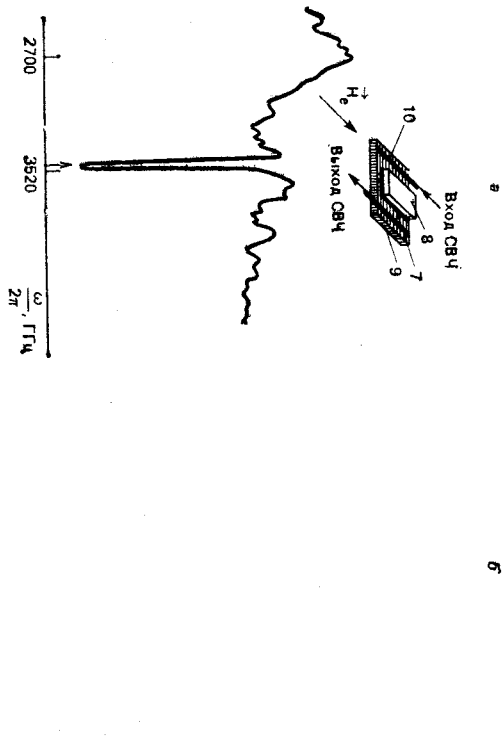
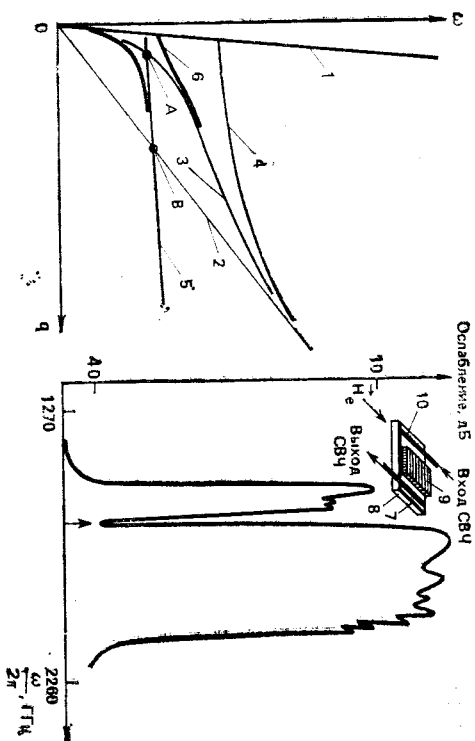


Рис. 13. Структура ферромагнетик-сегнетоэлектрик:

a — вид законов дисперсии (качественно): 1 — зависимость $\omega = cq/V_e$, тонкие линии 3, 4 — ветви зон дисперсии электромагнитных волн в сегнетоэлектрике, тонкая линия 5 — закон дисперсии СВ в ферромагнетике, A и B — точки пересечения дисперсионных зависимостей СВ и электромагнитных волн; 6 — расщепление ветвей закона дисперсии; 6 — измеренная АЧХ структуры пленка ЖИГ-сегнетокерамическая пластина ВК-3.

ЖИГ, а пластина сегнетоэлектрика (например, сегнето-керамика) помещается на пути распространения волн между входным и выходным преобразователями. АЧХ такой структуры показана на рис. 13, б. Видна частотная полоса возбуждения ПМСВ, в принципе такая же, как на рис. 7. Отличие состоит в появлении глубокого провала как раз на частоте синхронизма ω электромагнитной волны в сегнетоэлектрике. Провал объясняется гибридизацией волн вблизи частоты синхронизма, образованием электромагнитно-спиновой волны. Гибридная волна частично бежит в сегнетокерамике, а частично в ЖИГ. Если потери в сегнетокерамике больше потерь в ЖИГ, то результирующим эффектом будет увеличение декрементов и ослабление принимаемого сигнала, т. е. именно провал на АЧХ. Однако при экспериментировании с монокристаллами сегнетоэлектриков вместо провалов на АЧХ, наоборот, наблюдались пики пропускания. В таких случаях вблизи частоты синхронизма отклонялся канал распространения волн через сегнетоэлектрик, который вносил меньшие потери, чем ЖИГ.

В структурах второго типа преобразователи возбуждали и принимали электромагнитные волны в сегнетоэлектрическом волноводе, а пленка ЖИГ помещалась на пути распространения этих волн. Типичная АЧХ, показанная на рис. 13, в, содержит очень узкий и глубокий провал на частоте синхронизма электромагнитной волны и ПМСВ. Сама постановка такого эксперимента и природа наблюдавшегося провала вполне аналогичны описанным в связи с замедлением в структуре типа мейндер. На рис. 13, в, однако, по сравнению с рис. 12 провал получается гораздо более глубоким (до 40 дБ), а его ширина на уровне 3 дБ получается меньше 1 МГц. Положение провала можно менять с изменением поля H_e . Возможен и другой способ частотной перестройки с помощью внешнего электрического поля E_e , приложенного к сегнетоэлектрику. Если диэлектрическая проницаемость сегнетоэлектрика меняется при из-

толщина пленки 20 мкм, толщина пластины 800 мкм, касательное поле $H_e = 1624$ Э; в — измеренная АЧХ структуры пленка ЖИГ — пластины сегнетоэлектрика ниобата бария — стропица, толщина пленки 7,7 мкм, толщина пластины 1,9 мм, касательное поле $H_e = 363$ Э. На вставках показаны исследования структуры: 7 — пленка ЖИГ; 8 — подложка; 9 — пластина сегнетоэлектрика; 10 — преобразователи

менении поля E_z , то будут меняться и ход дисперсионных кривых, и частоты синхронизма на рис. 13, а. Поэтому будут передвигаться и провалы на АЧХ. Кроме того, расщепление ветвей закона дисперсии волн синхронизма меняет наклоны касательных к этим ветвям, т. е. групповые скорости волн v_{gr} . С помощью поля E_z можно в значительных пределах управлять такими изменениями v_{gr} . Тем самым повышается возможность электростатической регулировки v_{gr} и, стало быть, времени задержки $t_3 = l/v_{gr}$ импульсов гибридных волн. Наконец, следует обратить внимание на то, что различные частоты в структурах ферромагнетик — сегнетоэлектрики могут быть очень высокими. Все определяется практически только теми частотами, на которых могут бежать СВ в ферромагнетике, поскольку известно, что в сегнетоэлектрических волноводах волны хорошо бегают на частотах вплоть до сотен гигагерц. Поэтому может оказаться более удобным в качестве ферромагнетика на высоких частотах использовать не пленки ЖИГ, а пластины и пленки тейкаферритов. О тейкаферритах, как материалах спинволновой электроники, мы еще поговорим.

Спиновые волны в структурах типа ферромагнетик — полупроводник

Спиновые волны в ферромагнитной пленке могут взаимодействовать с электронами проводимости в прилегающем слое металла или полупроводника. Подобрее всего исследовалось взаимодействие с электронами полупроводника. Механизм такого взаимодействия состоит в следующем. Электрическое поле СВ через границу раздела проникает в полупроводник и создает там переменный электрический ток. Джоулева мощность, выделяемая этим током, берется от СВ, что и приводит к дополнительному, связанному с электронами затуханию этой волны. Если через полупроводник пропускается ток, т. е. электроны приобретают некоторую скорость упорядоченного движения, то, кроме электрического поля волны, на них начинает действовать еще и сила Лоренца, вызываемая проникающим в полупровод-

ник магнитным полем СВ. Кроме упорядоченного движения, электроны в проводнике совершают, конечно, и беспорядочное тепловое движение, средняя скорость которого обычно гораздо больше скорости упорядоченного движения. Если направления скорости упорядоченного движения электронов в потоке \vec{v} и фазовой скорости СВ \vec{v}_ϕ совпадают, то сила Лоренца колеблется в противофазе с силой со стороны электрического поля волны. При этом если $v < v_\phi$, то сила Лоренца частично компенсирует электрическую силу, и это приводит к ослаблению поглощения СВ электронами. Если же $v = v_\phi$, то электронное поглощение обращается в нуль, а если $v > v_\phi$, то оно меняет знак и превращается в усиление. Возможность получить усиление СВ током привлекла большое внимание исследователей. Однако до сих пор реализовать такую возможность никому еще не удалось. Для получения усиления требуются очень большие токи, которые сильно разогревают всю структуру. Приходится работать в режиме коротких импульсов тока. Магнитное поле таких импульсов, как мы ранее уже отмечали, меняет частоту и волновое число СВ. Эти и другие причины сильно затрудняют реализацию усиления СВ. Тем не менее, экспериментально было убедительно показано, что электронное поглощение можно сильно ослабить, пропуская ток через полупроводник.

Величину электронного поглощения можно оценить по-разному в зависимости от того, мал или велик параметр $q l_{ek}$, где l_{ek} — глубина скин-слоя в проводнике. Как известно, в металлах в СВЧ диапазоне типичные значения $l_{ek} \sim (1-5)$ мкм. В полупроводниках типичные значения l_{ek} могут быть до 100 мкм. Волновые числа q меняются в пределах $(10-3,3 \cdot 10^3)$ см $^{-1}$. Поэтому для металлов практически всегда характерны $q l_{ek} \ll 1$, а для полупроводников возможны в принципе любые значения $q l_{ek}$. Если $q l_{ek} \gg 1$, то глубина проникновения СВ в полупроводник близка к длине волны $(2\pi/q)$. Поэтому чем меньше длина волны (больше q), тем меньше проникает поле и слабее взаимодействует СВ с электронами. При этом электронный вклад в декремент СВ оценивается как $q_{эл} \sim (\omega_m / (q^2 l_{ek}^2 v_{gr}))$. Возьмем $\omega_m \sim 3 \times 10^{10}$ см $^{-1}$, $q \sim 3 \cdot 10^3$ см $^{-1}$, $l_{ek} \sim 100$ мкм, $v_{gr} \sim 4 \cdot 10^7$ см/с. Тогда получается $q_{эл} \sim 8,3$ см $^{-1}$. Неэлектронный (магнитный) вклад в декремент оценивается как $q_m \sim$

$\sim (\nu \Delta H / v_{\text{гp}})$, т. е. при $\Delta H \sim 1$ Э получается $q''_m \sim 4,4 \text{ см}^{-1}$. Таким образом, электронный вклад в декремент может оказаться больше магнитного вклада.

Пусть теперь $q'_{\text{лек}} \ll 1$. Тогда глубина проникновения поля СВ в проводник определяется скин-слоем, а не длиной волны. Чем меньше $l_{\text{ск}}$, тем меньше проникновение и слабее взаимодействие. В этом предделе электронный вклад в декремент оценивается по порядку величины, как $q''_{\text{эл}} \sim \omega_m \cdot (q'_{\text{лек}}) / v_{\text{гp}}$. При $\omega_m \sim 3 \cdot 3 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$, $q \sim 10^2 \text{ см}^{-1}$, $l_{\text{ск}} \sim 3 \text{ мкм}$ и $v_{\text{гp}} \sim 4 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ это дает $q''_{\text{эл}} \sim 22,5 \text{ см}^{-1}$. Таким образом, при $q'_{\text{лек}} \ll 1$ электронное поглощение также может быть очень сильным, причем может оказаться даже сильнее, чем при $q'_{\text{лек}} \gg 1$. В частности, именно поэтому слои металла на поверхности пленки ЖИГ вносят сильное поглощение СВ, и это поглощение отрицательно сказывается на работе отражательных металлических решеток и других многоэлементродных структур. Сильное электронное поглощение может сыграть и полезную роль, например в аттенуаторах СВ. Если нужно избежать отражений спиновых волн от края пленки и возвращения их в рабочий объем, то для этого бывает достаточно металлизировать или покрыть слоем подпроводника прилегающую к краю часть пленки. Тогда, попадая в эту часть пленки, СВ полностью поглощается.

Существует еще один интересный электронный эффект, называемый эффектом увлечения. Суть его состоит в следующем. Поглощая бегущую СВ частоты ω с волновым вектором q , электроны одновременно поглощают и энергию и импульс этой волны. Пусть мощность бегущей в структуре СВ равна P . Тогда энергия СВ, поглощаемая электронами в структуре на 1 см ее длины в 1 с, будет $2q''_{\text{эл}} P$. Как известно, квант (элементарная порция) энергии волны равен $\hbar\omega$, а квант импульса волны равен $\hbar q$. Поэтому импульс волны, поглощенный электронами на 1 см длины структуры в 1 с, равен $[(2q''_{\text{эл}} P) / (\hbar\omega)] \cdot \hbar q = 2q''_{\text{эл}} P / v_{\text{ф}}$. Импульс, получаемый электронами в 1 с при поглощении СВ, есть не что иное, как сила, действующая со стороны волны на электроны. Эту силу называют силой увлечения электронов волной. Поскольку электроны занимают объем

* \hbar — постоянная Планка. Кванты спиновой волны называют также магнонами.

$S_0 \cdot d_0 \cdot l$ см, где S_0 и d_0 — ширина и толщина слоя проводника, то при концентрации электронов, равной n , на каждый электрон действует сила $2q''_{\text{эл}} P / (v_{\text{ф}} \cdot S_0 \cdot d_0)$. Эта сила вызывает ток электронов (ток увлечения), плотность которого равна

$$I_{\text{увл}} = n \cdot \frac{2q''_{\text{эл}} P}{v_{\text{ф}} S_0 d_0}, \quad (15)$$

где коэффициент n характеризует способность электронов перемещаться в данном проводнике и называется подвижностью. Соотношение (15), установленное впервые Вайнрайхом (и носящее его имя), позволяет довольно просто оценивать ток увлечения в исследуемой структуре, если известны электронный вклад в декремент СВ, ее мощность и фазовая скорость. Ток (15) течет в короткозамкнутом проводнике. Если же проводник гальванически разомкнут, то на его концах возникает разность потенциалов (ЭДС) как раз такая по величине, какая необходима для компенсации тока (15). Такая разность потенциалов равна

$$V_{\text{увл}} = \frac{2q''_{\text{эл}} P \cdot L}{e n v_{\text{ф}} \cdot S_0 d_0}, \quad (16)$$

где e — заряд электрона, а L — длина слоя проводника. Возьмем для оценки $q''_{\text{эл}} \sim 10 \text{ см}^{-1}$, $n \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $v_{\text{ф}} \sim 10^8 \text{ см/с}$ и $L \sim 1 \text{ см}$. Заряд $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ К}$. Пусть мощность $P = 1 \text{ мВт}$, $S_0 = 3 \text{ мм}$ и $d_0 = 10 \text{ мкм}$. Тогда, подставляя эти численные значения величин в (16), получаем $V_{\text{увл}} \sim 0,4 \text{ мВ}$. Часто пользуются величиной, называемой чувствительностью и определяемой как $S = V_{\text{увл}} / P$. В нашем примере $S = 0,4$.

Экспериментальные исследования полностью подтверждают существование эффекта увлечения и позволяют оценить его чувствительности. При возбуждении бегущих СВ в пленке ЖИГ ЭДС увлечения наблюдается во всей частотной полосе, в которой могут распространяться СВ. Согласно рис. 7 эта полоса может состоять сотни мегагерц. При изменении поля H_0 полоса частот СВ смещается. Вместе с ней смещается и полоса наблюдения ЭДС. Эффект увлечения можно использовать для обнаружения СВ, если поместить полупроводниковый слой вместо выходного преобразователя. Такие устройства называют датчиками СВ. Поскольку сигнал датчика СВ пропорционален мощности P , то, програ-

дуривая датчик должным образом, его можно использовать для измерения этой мощности. Помещая датчик на различных расстояниях от входного преобразователя, можно измерить зависимость мощности СВ от этого расстояния и отсюда найти декремент СВ. Таким образом, датчик СВ — это полезное устройство для исследования самой СВ.

В условиях ФМР, когда в ферромагнитной пленке возбуждена не бегущая, а стоячая волна, эффект увлечения проявляется очень своеобразно. В таких условиях этот эффект принято называть несколько иначе, а именно резонансным гальваномагнитным эффектом. Стоячую волну можно представлять себе как сумму двух волн, бегущих во взаимно противоположных направлениях. Каждая из этих волн создает ЭДС увлечения в прилегающем слое полупроводника, находящуюся по формуле (16). Поскольку волны бегут в противоположные стороны, то эти две ЭДС V_1 и V_2 имеют разные знаки, а результирующая ЭДС равна $V = [|V_1| - |V_2|]$. Кажалось бы, это означает, что эффект должен быть слабее, чем для одной бегущей волны. Однако это не так. Дело в том, что при многократных отражениях от границ структуры в условиях ФМР энергия СВ накапливается. В установившемся состоянии это приводит к увеличению энергии СВ в Q раз, где Q — добротность ФМР. Именно по этой причине в экспериментах по ФМР наблюдается ЭДС значительно (в 10—100 раз) большая, чем для бегущих СВ. Однако такая большая ЭДС наблюдается только на частотах в пределах довольно узкой полосы внутри линии ФМР. Эта полоса для структур с пленками ЖИТ может составлять всего (4—15) МГц.

Спиновые волны в слабых полях подмагничивания

Стороннее поле \vec{H}_e , или, как говорят, поле подмагничивания, необходимо для того, чтобы привести пленку ферромагнетика в насыщенное состояние, при котором векторы \vec{M} и \vec{H}_e коллинеарны. Точнее говоря, \vec{M} и \vec{H}_e коллинеарны, если интересоваться только полями \vec{H}_e , которые сами ориентированы либо касательно, ли-

бо нормально по отношению к пленке. Насыщающие поля могут оказаться довольно большими по величине. Так, в пленках ЖИТ при касательной ориентации \vec{H}_e , насыщение достигается, если $H_e > 300$ Э, а при нормальной ориентации, если $H_e > 1750$ Э. Для создания таких больших полей требуются громоздкие или дорогостоящие магнитные системы. Возникает вопрос, нельзя ли работать со спиновыми волнами в ненасыщенных пленках и таким образом обойтись без больших магнитных полей. Слабые поля H_e можно было бы в таком случае сохранить, но только для управления рабочей частотой.

Посмотрим в связи с этим, в каком состоянии находится пленка ЖИТ при слабых полях подмагничивания. Существовать два критических значения поля H_e — это, во-первых, поле насыщения H_s — такое, что, при $H_e < H_s$, теряется коллинеарность векторов \vec{M} и \vec{H}_e , и, во-вторых, поле зарождения доменной структуры (ДС) H_c — такое, что при $H_e < H_c$ в пленке существуют домены. Соотношение между H_s и H_c зависит от ориентации вектора поля \vec{H}_e . При касательной ориентации $H_s = H_c$, т. е. доменная структура возникает сразу, как только по мере уменьшения H_e достигается граница насыщения. Однако при нормальной ориентации H_e это не так. Существует большой интервал ($H_s - H_c$), который может составлять сотни эрстед, такой, что для полей H_e внутри этого интервала реализуется мономоментное, но неколлинеарное состояние — между векторами \vec{M} и \vec{H}_e во всех точках пленки имеется постоянный угол θ . Величина угла θ растет по мере уменьшения поля H_e от его значения, равного H_s , до H_c . Если для упрощения ограничиться рассмотрением бесконечно протяженной пленки, то можно утверждать, что поле H_c зависит только от одного имеющегося размера, а именно от толщины пленки d . Общая тенденция такова, что по мере уменьшения d поле H_c тоже уменьшается, причем при некотором конечном значении d , обозначаемом d_c и называемом критической толщиной, поле $H_c = 0$. При $d < d_c$ существование ДС в бесконечной пленке принципиально невозможно при любых полях H_e . Величина d_c зависит от конкретных параметров, определяющих обменную энергию W_{ex} и энергию анизот-

тропии W_a . В пленках ЖИГ согласно оценкам $d_e > 0,36$ мкм. Интересно, что при $d \leq d_e$ в нормальном поле \vec{H}_e неколлинеарное состояние существует при всех полях H_e , меньших H_s , причем при $H_e = 0$ угол $\theta = \pi/2$.

В пленках с $d > d_e$ при достаточно слабых полях H_e независимо от их ориентации возникает ДС. Обусловим несколько подробнее характер этой структуры. Типичный ее вид показан на обложке. Видны чередующиеся темные и светлые полосы, повторяющиеся с малым периодом, примерно равным 3 мкм. При переходе от темной полосы к светлой ориентация нормальных к пленке компонент вектора \vec{M} меняется на противоположную, что иллюстрирует фотография (рис. 14 а). Сама полосовая структура состоит из блоков, причем в пределах одного блока направление полос сохраняется, а при переходе от блока к блоку меняется скачком. Каждый блок полосовых доменов характеризуется определенной ориентацией касательных к пленке компонент вектора \vec{M} . От блока к блоку, как показано на фотографии (рис. 14 б), ориентация касательных компонент меняется. Одному и тому же направлению полос на фотографиях могут отвечать два взаимно противоположных направления касательных компонент \vec{M} . Всего на фотографиях хорошо выраже-

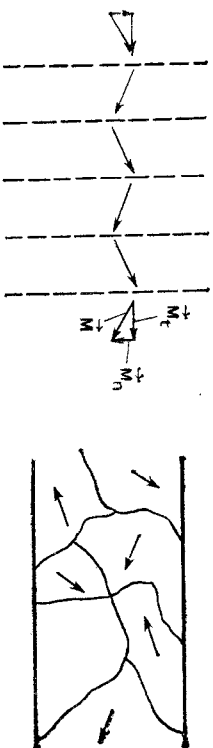


Рис. 14. Доменные структуры пленок ЖИГ: а — микрофотография ДС при $H_e = 0$; б — микрофотография ДС при $H_e = 50$ Э. На 1-й странице обложки слева — структура одного доменного блока (вид на пленку ЖИГ сбоку), $\vec{M} = \vec{M}_n + \vec{M}_t$, где \vec{M}_n — нормальная, а \vec{M}_t — касательная компоненты вектора \vec{M} ; справа — структура доменных блоков (вид на пленку ЖИГ сверху).

ны три различных направления полос. Отсюда можно заключить, что может существовать 12 различных типов доменов, отличающихся двумя ориентациями нормальных и шестью ориентациями касательных компонент \vec{M} . Эти домены располагаются в пленке нерегулярным образом. ДС в данной конкретной пленке не воспроизводится после наложения и снятия полей H_e . Она зависит от истории образца.

Интересно обсудить, какова природа полосовых доменов и доменных блоков. Роль полосовых доменов заключается в том, чтобы по возможности уменьшить энергию дипольного поля \vec{H}_d , выходящего из пленки в окружающее пространство через ее доминирующую поверхность. Доменные блоки возникают для того, чтобы

уменьшить энергию дипольного поля \vec{H}_d , проницающего в пространство через малую торцевую поверхность пленки. Именно поэтому полосовая структура слабо зависит от размеров пленки в ее плоскости, а структура блоков очень сильно зависит от этих размеров — блоков становится меньше и они растут по мере увеличения размеров пленки. Важно отметить, что даже при $d < d_e$ крупные блоки в пленке сохраняются, поскольку пленка всегда имеет конечные размеры в плоскости. Однако размеры блоков растут по мере уменьшения толщины d , что объясняется уменьшением роли торцевой поверхности. Например, в пленке ЖИГ с $d = 0,27$ мкм размеры блоков составляли $\sim (2-7)$ мм, в то время как в пленке ЖИГ с $d = 4$ мкм эти размеры составляли ~ 20 мкм.

При наложении поля H_e ДС меняется. Пусть, например, накладывается касательное поле. Тогда происходят следующие изменения. Некоторые доменные блоки с ориентацией полос вдоль H_e растут за счет других («невыгодных») блоков. Кроме того, происходит разворот доменных блоков как целых. Вследствие всего этого блоки начинают сильно различаться по своим размерам. Если при $H_e = 0$ в пленке имелось много различных блоков с примерно одинаковыми размерами, например 20 мкм, то при увеличении H_e до 50 Э возникают крупные блоки с близкой ориентацией полос и большими размерами ~ 100 мкм, а также мелкие блоки с размерами, меньшими 20 мкм. При дальнейшем увеличении H_e мелкие блоки исчезают, ориентации крупных бло-

ков выравниваются. Что же касается пологовой ДС, то она с ростом H_e становится все менее контрастной и, наконец, при $H_e \gtrsim 300$ Э всякая ДС исчезает — пленка переходит в насыщенное состояние. Отметим также, что в пленках с $d < d_c$ крупные блоки тоже растут с полем H_e , причем уже в полях $H_e \gtrsim 5$ Э размеры блоков превышают размеры пленки, так что она становится практически монодоменой. Таким образом, при слабых полях подмагничивания могут осуществляться как монодоменные состояния пленок ЖИГ, так и состояния с нерегулярной ДС. Исследования показывают, что во всех этих состояниях пленка может служить средой для распространения СВ. Обсудим коротко основные свойства волн в таких пленках.

Волны в пленках с нерегулярной доменной структурой. В полностью размагниченной пленке при $H_e = 0$ СВ не бегут. Это объясняется очень просто. На длине волны $\lambda \sim (100-200)$ мкм укладывается много доменных блоков. Средняя по этим блокам намагниченность пленки равна нулю. Поэтому никаких колебаний и волн такой намагниченности быть не может. Однако после наложения касательного поля H_e , превышающего некоторое минимальное значение $H_{мин}$, в экспериментах обнаруживается прохождение СВ. При этом, например, в пленках ЖИГ толщины $d \approx 4$ мкм получается, что $H_{мин} \approx 5$ Э. Волны видны при повышении H_e вплоть до некоторого значения $H_{насе} \approx 50$ Э. Затем затухание этих волн резко возрастает, и они исчезают. Начиная с полей $H_e \sim 300$ Э, при которых пленка насыщается, появляются обычные ПМСВ. При обратном ходе, т. е. при уменьшении поля H_e , СВ снова появляются в интервале полей $H_{мин} < H_e < H_{насе}$, который поэтому можно назвать «окном прозрачности». Значение $H_{насе}$ при обратном ходе получается точно таким же, что и при прямом, т. е. получается равным ~ 50 Э. Что касается значения $H_{мин}$, то оно зависит от истории намагничивания. При обратном ходе $H_{мин} \approx 1$ Э. Следовательно, возникает гистерезис $H_{мин}$, вызываемый коэрцитивностью пленки ЖИГ. При изменении знака H_e вся описанная картина повторяется. Эти наблюдения объясняются влиянием нерегулярности ДС. С ростом H_e в пленке появляется отклоняющая от нуля средняя намагниченность, и благодаря этому образуется бегущая СВ. Эта СВ бежит в медленном

первом среде, составленной из доменных блоков, размеры которых $a \ll \lambda$. Наличие такой ДС хотя и приводит к рассеянию и ослаблению СВ, но пока остается выпуклым условием $a \ll \lambda$, это ослабление не слишком велико. С ростом H_e размеры доменных блоков растут и при $H_e = H_{насе}$ становятся сравнимыми с длиной волны, т. е. становится $a \sim \lambda$. При этом рассеяние и вызванное им ослабление СВ, попадающей на выходной преобразователь, становится настолько большим, что волна перестает наблюдаться. При дальнейшем увеличении H_e волна не наблюдается до тех пор, пока размер блока «а» не сравняется с расстоянием между преобразователями l . После того как это произойдет, СВ бежит, как и в монодоменной пленке. Поскольку пологовая ДС слишком мелкая (ее период ~ 3 мкм, всегда гораздо меньше λ), то она существенно не сказывается на распространении СВ ни при каких значениях H_e .

Закон дисперсии и частотная зависимость декрементов СВ, бегущей в пленке ЖИГ, перпендикулярно полю H_e (при полях из «окна прозрачности»), были измерены методом подвижного преобразователя. Качественно ход названных зависимостей получился таким же, как и на рис. 9, а, г для ПМСВ. В том числе получались и связанные с возбуждением быстрых МУВ зигзаги на законе дисперсии и пики на частотной зависимости декремента. Отличия появились лишь в количественных характеристиках — частоты и групповые скорости получились меньшими, а декременты — большими по сравнению с ПМСВ в насыщенных пленках.

Волны в докритических пленках. Распространение СВ наблюдается даже при $H_e = 0$. Закон дисперсии качественно получается таким же, как и у ПМСВ. Минимальная частота СВ лежит вблизи 600 МГц. Поскольку $d < d_c$, то нормальных компонент вектор \vec{M} не имеет — весь он лежит в плоскости пленки. Казалось бы, в этих условиях должна бежать волна, близкая по своим свойствам к ПМСВ. Однако в экспериментах не наблюдалось сильной зависимости закона дисперсии от ориентации полоски преобразователя на пленке ЖИГ. Такая зависимость характерна для ПМСВ, поскольку в насыщенной пленке ориентация полоски задает направление волнового вектора \vec{q} относительно намагни-

ченности \vec{M} , а свойства ПМСВ сильно зависят от угла между \vec{q} и \vec{M} . Расхождение объясняется существованием крупных блоков (доменов) с различными ориентациями \vec{M} . Если размер одного такого блока « d » меньше длины воллоски преобразователя s , то нельзя говорить об определенной ориентации воллоски, а значит, и вектора \vec{q} относительно \vec{M} . Поэтому свойства СВ почти не меняются, если поворачивать воллоску на поверхности пленки. Однако стоит наложить касательное поле $H_e \geq 5$ Э, как воллоски исчезают, все векторы \vec{M} направляются по полю \vec{H}_e и устанавливается характеристика для ПМСВ зависимость закона дисперсии от ориентации воллоски и от угла между \vec{q} и \vec{M} . С ростом величины H_e законы дисперсии смещаются вверх по частоте и достигают обычных для ПМСВ частот, ~ 2 ГГц, при $H_e \gtrsim 300$ Э.

Волны в нормально намагниченных ненасыщенных монокристаллических пленках. Такие волны были обнаружены экспериментально в пленках ЖИГ различной толщины, причем интервал воллос, в котором они существовали, зависел от толщины. Так, в пленке с $d = 10$ мкм этот интервал был (1050—1750) Э. На рис. 12, а показан провал на АЧХ, который вызван возбуждением именно такой СВ при ее синхронизме с замедленной электромагнитной волной. В пленке с $d = 0,27$ мкм СВ наблюдалась при любых нормальных полях H_e , вплоть до $H_e = 0$. При этом оказалось, что частота СВ с фиксированным значением q зависит от H_e монотонно. При H_e , меньших 1000 Э, частота растет с полем. Затем при 1000 Э $< H_e < 1500$ Э частота убывает с ростом поля. Наконец, при $H_e > 1500$ Э частота снова начинает расти. Такая немонотонная зависимость частоты от поля H_e — свойство удивительное и редкое, не получившее пока полного объяснения.

Нелинейные спиновые волны

Правая часть уравнения (5), описывающего движение (прецессию) вектора \vec{M} , содержит нелинейное выражение — произведение \vec{M} на \vec{H}_e , причем \vec{H}_e са-

мо зависит от \vec{M} . Нелинейность уравнения (5) проявляется тем сильнее, чем больше амплитуда A спиновой волны. Поэтому по мере увеличения A в экспериментах обнаруживаются все более отчетливые и разнообразные отступления от сравнительно простых линейных закономерностей, которые мы рассматривали до сих пор. Эти отступления или, как их принято называть, нелинейные эффекты в самом общем виде можно подразделить на два класса. К первому классу относятся эффекты самовоздействия волн. Для их описания в принципе не требуется вводить новые волны. Просто свойства данной СВ начинают зависеть от ее амплитуды A . Например, закон дисперсии начинает меняться с A , что описывается с помощью функции $\omega(q, A)$, которая при стремлении A к нулю переходит в знакомую нам функцию $\omega(q)$. Ко второму классу относятся эффекты рождения и взаимного преобразования новых волн. Это значит, что волна, возбуждаемая входным преобразователем, по мере распространения рождает новые волны. Наша ближайшая задача — коротко обсудить основные черты некоторых конкретных нелинейных эффектов.

Модуляционная неустойчивость и солитоны СВ. Эти эффекты вызываются самовоздействием волн. Существо их можно пояснить следующим образом. В преобладании нелинейности пучок волн не только движется как единое целое, но в процессе движения может еще и распыляться. Распыление пучков вызывается дисперсией, т. е. непостоянством фазовой скорости $v_\phi = [\omega(q)/q]$, зависимость этой скорости от q . Представим себе, что амплитуда A случайно возросла в некоторой небольшой области пространства, т. е. образовался волновой пучок. Из-за дисперсии пучок начнет расплываться. Теперь примем во внимание нелинейность, а именно зависимость частоты ω от амплитуды A , которая выражается функцией $\omega(q, A)$. Эта зависимость может способствовать дальнейшему росту A и формированию пучка. Иными словами, может получиться, что дисперсия и нелинейность действуют в противоположные стороны. Тогда понятно, что если действие нелинейности превысит действие дисперсии, то волна станет неустойчивой относительно вариаций амплитуды — случайно возникающая вариация будет нарастать.

Иными словами, самопроизвольно будет развиваться амплитудная модуляция волн. Такую неустойчивость называют модуляционной.

Интересно посмотреть, к какому конечному результату приводит развитие модуляционной неустойчивости. По мере нарастания амплитуды A одна из возможностей состоит в том, что устанавливается такая скорость и форма пучка, при которой действие дисперсии и нелинейности компенсируют друг друга. После этого пучок распространяется без каких-либо деформаций. Такой пучок называют солитоном. Точнее, солитоном называют пучок, поскольку речь идет именно о пучке волн. Собственно, солитоном (уединенной волной) называют импульс без высокочастотного заполнения.

Ометим, что условия наступления модуляционной неустойчивости СВ, равно как и условия образования солитонов СВ, выполняются в пленках ЖИГ, помещенных в нормальное поле H_e . Правда, развитие этих процессов мешает диссипация. Тем не менее модуляционная неустойчивость и солитоны были обнаружены экспериментально в тонких пленках ЖИГ в узком интервале частот волн и несколько ниже частот СВР. Обращение солитонов можно было зарегистрировать по увеличению прозрачности пленки для проходящего через нее импульса СВ. Такое увеличение прозрачности («самондуплицированная прозрачность») обнаруживалось в экспериментах в том только случае, когда мощность импульса СВ лежала в определенных пределах, например в пределах от 20 до 40 мВт. Модуляционная неустойчивость регистрировалась непосредственно по колебаниям во времени амплитуды сигнала на выходном преобразователе.

Распады и кинетическая неустойчивость СВ. Увеличивая амплитуду СВ, мы чаще всего сталкиваемся с различного рода распадными нелинейными эффектами. В отличие от модуляционной неустойчивости, распадные эффекты в принципе происходят во всем частотном диапазоне существования СВ. Общей чертой таких эффектов является существование порогового значения амплитуды A_e (или мощности P_e). При $A > A_e$ (или $P > P_e$) СВ с волновым вектором q и частотой ω порождает новые волны. В частности, если рождаются всего две новые волны с волновыми векторами q_1 и q_2 и час-

тотами $\omega_1(q_1)$ и $\omega_2(q_2)$, то должны выполняться следующие равенства:

$$\omega(q) = [\omega_1(q_1) + \omega_2(q_2)], \quad q = (q_1 + q_2). \quad (17)$$

Равенства (17) легче интерпретировать, если умножить их на постоянную Планка \hbar . Тогда они превратятся в законы сохранения энергии и импульса магнов. Эти законы сохранения говорят нам, что исходный магнон с энергией $\hbar\omega(q)$ и импульсом $\hbar q$ распадается на два новых магнона с энергиями $\hbar\omega_1(q_1)$ и $\hbar\omega_2(q_2)$ и импульсами $\hbar q_1$ и $\hbar q_2$. В соответствии с такой интерпретацией эффекты рождения новых волн называются распадами. В данном случае речь идет о трехмагнонных распадах. Может оказаться, что законы дисперсии волн, участвующих в процессе $[\omega(q), \omega_1(q_1) \text{ и } \omega_2(q_2)]$ таковы, что равенства (17) нельзя удовлетворить ни при каких физических приемлемых векторах q, q_1 и q_2 . В таких случаях трехмагнонные распады не происходят. Они, как говорят, запрещены законами сохранения.

Рассмотрим пример ситуации, когда трехмагнонные распады разрешены, а именно пример касательно намагниченной пленки ЖИГ, в которой бежит ПМСВ с волновым вектором q , перпендикулярным полю H_e , и частотой $(\omega/2\pi) < 4,9$ ГГц. В этом примере пороговая мощность ПМСВ получается очень малой, $P_e \sim 1$ мкВт. В результате распада рождаются две ООМСВ с волновыми векторами q_1 и q_2 , которые почти параллельны полю H_e и направлены в противоположные стороны, причем $q_1 = q_2$ и q_1 гораздо больше q . Отсюда и из (17) вытекает, что $\omega_1 = \omega_2 = (\omega/2)$, т. е. ООМСВ рождаются на половинной частоте. Такие ООМСВ не могут быть приняты выходным преобразователем в обычной схеме измерений, показанной на рис. 6. В самом деле, в этой схеме ООМСВ будут почти параллельно выходному преобразователю. Зато при таких измерениях по достижении $P > P_e$ можно четко наблюдать ослабление спектральной компоненты принимаемого сигнала ПМСВ на частоте ω и одновременно появление в этом сигнале новых спектральных компонент на частотах $\omega'_n = \omega + \Omega'_n$, где $\Omega'_n \ll \omega$ и $n' = 1, 2, 3, \dots$. Эти новые частоты—

сателлиты, несомненно, также принадлежит ПМСВ, которые бегут параллельно исходной ПМСВ. Появление этих новых ПМСВ объясняется процессом, обратным распаду. Именно рождаемые при распаде ООМСВ затем сливаются и вновь образуют ПМСВ. Благодаря существованию многих ветвей закона дисперсии, показанных на рис. 3, б, рождаемые ООМСВ могут принадлежать разным ветвям, например ветвям с $n=1$ и 2. Если затем сливаются два матрона ООМСВ, принадлежащих одной и той же ветви, например ветви $n=1$, то в результате образуется ПМСВ со слегка сдвинутой частотой, что и наблюдается в экспериментах.

В нормальном поле H_e трехматронные распады чаще всего запрещены. Однако вполне возможны четырехматронные распады, при которых два исходных матрона с энергией $\hbar\omega(q)$ одновременно порождают два новых матрона с энергиями $\hbar\omega_1(q_1)$ и $\hbar\omega_2(q_2)$. Законы сохранения в этом процессе гласят:

$$2\omega(q) = [\omega_1(q_1) + \omega_2(q_2)], \quad 2q = (q_1 + q_2). \quad (18)$$

Поскольку в четырехматронном процессе участвует больше матонов, чем в трехматронном, то вероятность его меньше. В свою очередь, уменьшение вероятности приводит к возрастанию пороговых значений A_e и P_e . Например, в пленках ЖИГ с толщинами $d=(0,5-1)$ мкм в нормальном поле H_e получается, что $P_e \sim (0,5-3)$ мВт. Пусть входной преобразователь возбуждает СВ на частоте ω с волновым вектором q и мощностью $P > P_e$. Пройдя пленку, такая СВ будет принята выходным преобразователем. Частотный спектр выходного сигнала можно рассмотреть с помощью анализатора спектра. На 4-й стр. обложки представлены типичные фотографии с экрана анализатора спектра. Видно, что с ростом P , кроме исходной частоты ω , появляются новые частоты — сателлиты. Имеется несколько таких близко расположенных друг к другу частот, причем их число растет с увеличением P . Наличие нескольких частот показывает, что равенства (18) удовлетворяются не для одной исключительной пары частот (ω_1, ω_2), а для многих пар близко расположенных частот. Можно сказать, что четырехматронные распады идут параллельно по многим каналам, причем

число каналов возрастает по мере увеличения P . Как видно из фотографии (см. 3 на 4-й стр. обложки), при большом числе каналов происходит сильное дискретных частот-сателлитов в широкий шумоподобный пик. Это сильное вызвано взаимодействием рождающихся волн друг с другом и хаотизацией фаз этих волн. Такой распад СВ, в результате которого рождаются не отдельные новые волны, а шумовое возбуждение, называют кинетической неустойчивостью СВ.

Распады с участием упругих волн. При распаде СВ одним из продуктов распада может оказаться упругая волна. Эксперименты показывают, что в пленках ЖИГ распады с участием упругих волн идут легче всего, если рождаются моды Лэмба структуры пленка — подложка. При этом энергия упругих волн накапливается благодаря высокой акустической добротности структуры, и это приводит к снижению порога. На фотографиях (см. 4-ю стр. обложки 1, 2) показаны частотные спектры сигнала СВ, прошедшего нормально на магнитонную пленку ЖИГ и испытывающего по пути распространения распады с рождением мод Лэмба. Спектр (см. 4 на 4 стр. обложки) соответствует распаду быстрой МУВ, т. е. волны, которая возбуждена в пленке на частоте, близкой к одной из частот отечки мод Лэмба. При таком распаде разность частот соседних спектральных линий меньше частотной полосы существования гибридных быстрых МУВ, т. е. меньше (50—200) кГц (см. рис. 9). На (рис. 2, см. 4-ю стр. обложки) показан спектр, который соответствует распаду СВ на быструю МУВ и звуковую волну. Наиболее интенсивная линия принадлежит исходной СВ, ее ближайший сосед слева — быстрой МУВ, а разность частот исходной СВ и быстрой МУВ равна частоте звуковой волны. Появление звуковой волны в процессе распада можно было специально проверить. Для этого к структуре пленка — подложка прижимался пьезоэлектрический преобразователь, который действительно регистрировал колебания на частоте, равной разности частот СВ и соседней быстрой МУВ. Большое число линий (см. рис. 5, 6 на 4-й стр. обложки) можно объяснить процессом автомодуляции.

Заключение

Таким образом, 15—20 лет назад возникло и стало быстро развиваться новое направление в прикладной физике твердого тела и электронике — исследование бегущих спинового волн в пластинках и пленках ферромагнетиков или спинволновой электроники. На первом этапе задача состояла в том, чтобы доказать содержательность этих исследований и перспективность для создания нового класса устройств для обработки радиосигналов СВЧ диапазона непосредственно в этом диапазоне, т. е. без преобразования к промежуточной частоте. Лабораторная практика постепенно рассеяла существующие вначале сомнения в возможности получения воспроизводимых результатов при работе со спиновыми волнами. Созданы образцы устройств. Однако дальнейшее развитие требует широкого привлечения интереса промышленности.

Заинтересованному читателю

Лэкс В., Баттон К. Сверхвысокочастотные ферриты и ферромагнетики. — М.: Мир, 1965.

Гуревич А. Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. — М.: Наука, 1973.

Яковлев Ю. М., Генделев С. III. Монокристаллы ферритов в радиоэлектронике. — М.: Сов. радио, 1975.

Адам Дж. Д., Денел М. Р., Шредер Д. К. Применение устройств на магнитостатических волнах — один из путей микроинтеграции СВЧ приборов // Электроника. — 1980. — № 11. — С. 36—44.

Стальмахов В. С., Игнатьев А. А. Теории по синовым волнам. Часть I. — Саратов: Изд-во Саратовского университета, 1983.

Научно-популярное издание

Юрий Васильевич Гуляев, Петр Ефимович Зиябсман
СПИНВОЛНОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

Гл. отраслевой редактор *Т. А. Еранкин*, Редактор *Б. М. Васильев*, Мл. редактор *Н. А. Васильев*, Художник *Л. П. Романченко*, Худож. редактор *П. Т. Хрипачев*, Техн. редактор *Н. В. Касина*, Корректор *В. П. Гуденко*
ИБ № 9208

Сдано в набор 10.03.88. Подписано к печати 20.05.88. Т 08296, формат бумаги 84X106/32. Бумага тип. № 3. Тиражируется литературная. Печать высокая. Усл. печ. л. 3,36. Усл. кр.-отт. 3,57. Уч.-изд. л. 3,34. Тираж 46314 экз. Заказ 530. Цена 11 коп. Издательство «Знание», 101835, ГСП, Москва, Центр, проезд Серова, д. 4. Индекс заказа 884606.
Типография Всесоюзного общества «Знание», Москва, Центр. Новая ул., д. 3/4.