

06; 09

© 1990 г.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН В НЕОДНОРОДНОМ ПОСТОЯННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ ТИПА ПРОТЯЖЕННОЙ ЯМЫ

А. В. Вашковский, В. И. Зубков, Э. Г. Локк, В. И. Щеглов

Впервые теоретически и экспериментально исследовано распространение поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) различных частот в ферритовой пленке, намагниченной неоднородным магнитным полем с профилем типа ямы. Изучены траектории ПМСВ и зависимости угла наклона фазового фронта ПМСВ в плоскости ферритовой пленки при различных углах наклона входного преобразователя к продольной оси магнитной ямы. Полученные результаты создают основы для проектирования ряда устройств на ПМСВ.

Возможности использования магнитостатических волн (МСВ), распространяющихся в ферритовых пленках и слоистых структурах на их основе, для создания твердотельных систем аналоговой обработки информации в СВЧ диапазоне ставят задачу изучения способов управления дисперсионными свойствами МСВ. Как известно, эти свойства определяются геометрией ферритовой пленки, распределением намагниченности насыщения по ее толщине и величине, направлением и распределением постоянного магнитного поля в плоскости ферритовой пленки и изменяются при изменении любого из этих факторов (см. [1] и библиографию там).

Среди способов управления дисперсионными свойствами МСВ весьма перспективным, но малоизученным является создание неоднородности магнитного поля на пути распространения МСВ [1-8]. Настоящая работа и посвящена исследованию этого способа управления путем создания неоднородности внешнего постоянного магнитного поля в плоскости ферритовой пленки.

В теоретическом аспекте задача аналогична рассмотренной в [9], отличие заключается в том, что вместо неоднородности внутреннего постоянного магнитного поля из-за размагничивающего поля ферритового образца вводится неоднородное внешнее постоянное магнитное поле, создаваемое специальной конструкцией магнитной системы. Как и в [9], решаются уравнения Максвелла в магнитостатическом приближении и уравнение Ландау—Лифшица для движения намагниченности (без учета потерь) при граничных условиях, требующих непрерывности нормальной компоненты магнитной индукции и тангенциальной компоненты магнитного поля. Полагаем, что плоскость ферритовой пленки совпадает с плоскостью yOz , поверхностная МСВ (ПМСВ) распространяется в плоскости ферритовой пленки под углом φ к оси Oy , а постоянное магнитное поле приложено вдоль оси Oz и имеет только компоненту $H_z(z)$. Последнее предположение не является строгим, так как из уравнений Максвелла следует, что неоднородное поле $H_z(z)$ порождает и неоднородное поле $H_x(z)$. Однако в реальных условиях $H_x(z) = 0.1 H_z(z)$ и на фоне большого размагничивающего поля H_x , равного намагниченности насыщения ферритовой пленки, им можно пренебречь. Подробное обоснование приближения $H_x(z) = H_y(z) = 0$ дано в [2, 8].

В указанных выше приближениях дисперсионное соотношение для ПМСВ запишется в виде

$$k = \frac{1}{2d\alpha} \ln \frac{\beta + 2\mu\alpha}{\beta - 2\mu\alpha}, \quad (1)$$

где

$$\begin{aligned} \alpha &= \sqrt{\cos^2 \varphi + \mu^{-1} \sin^2 \varphi}, \\ \beta &= (v^2 - \mu^2) \cos^2 \varphi - \mu \sin^2 \varphi - 1, \\ \mu &= 1 + \frac{\Omega_H(z)}{\Omega_H^2(z) - \Omega^2}, \quad v = -\frac{\Omega}{\Omega_H^2(z) - \Omega^2}, \\ \Omega_H(z) &= \frac{H_z(z)}{4\pi M_0}, \quad \Omega = \frac{\omega}{4\pi |\gamma| M_0}, \end{aligned} \quad (2)$$

k — волновое число ПМСВ, ω — частота ПМСВ, d — толщина ферритовой пленки, $4\pi M_0$ — намагниченность насыщения ферритовой пленки, γ — гиромагнитное отношение для электрона.

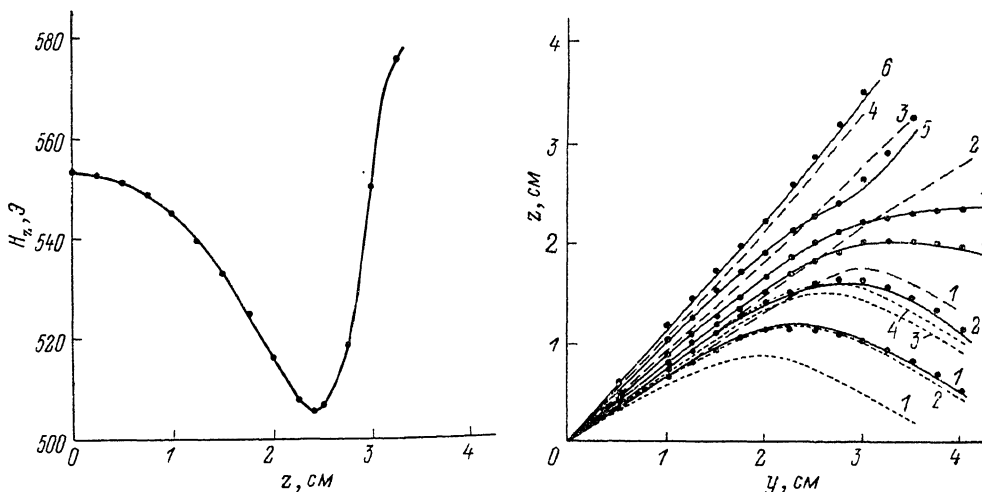


Рис. 1. Зависимость поля $H_z(z)$ от координаты z .

Точки — эксперимент; сплошная кривая — аппроксимация, взятая для расчетов.

Рис. 2. Траектории ПМСВ в плоскости ферритовой пленки на различных частотах (кривые 1—6) и при различных углах φ_0 (штриховые, сплошные и пунктирные кривые).

Точки — эксперимент.

Задача о распространении ПМСВ в неоднородном внешнем магнитном поле $H_z(z)$ сводится к построению траекторий движения волнового пакета, совпадающих в каждой точке поверхности ферритовой пленки с направлением групповой скорости ПМСВ. Траектории ПМСВ находятся из решения системы уравнений

$$\begin{aligned} \frac{dz}{dy} &= -\frac{\frac{\partial k}{\partial \varphi} \cos \varphi - k \sin \varphi}{\frac{\partial k}{\partial \varphi} \sin \varphi + k \cos \varphi}, \\ \frac{dk}{dy} &= \frac{\frac{\partial k}{\partial z} \cdot k \cdot \sin \varphi}{\frac{\partial k}{\partial \varphi} \sin \varphi + k \cos \varphi}, \\ \frac{d\varphi}{dy} &= \frac{\frac{\partial k}{\partial z} \cos \varphi}{\frac{\partial k}{\partial \varphi} \sin \varphi + k \cos \varphi}, \end{aligned} \quad (3)$$

где частные производные $\partial k/\partial \varphi$ и $\partial k/\partial z$ вычисляются из (1).

Система (3) отличается от приведенной в [9] тем, что в нашем случае $dk/dy=0$.

При расчете траекторий ПМСВ использовалась экспериментально измеренная зависимость поля $H_z(z)$, приведенная на рис. 1. Такое неоднородное поле $H_z(z)$ в плоскости круглой (диаметром 76 мм) пленки железиттриевого граната (ЖИГ) создавалось, когда пленка ЖИГ и железный цилиндр длиной 18 см и диаметром 16 мм помещались посередине между полюсами (круги диаметром 20 см) постоянного магнита, продольная ось которых лежала в плоскости пленки ЖИГ. Расстояние между полюсами магнита равнялось 20 см. Железный цилиндр размещался под пленкой ЖИГ со стороны ее подложки. Ось железного цилиндра была параллельна плоскостям полюсов магнита, при этом ее расстояние до плоскости пленки ЖИГ равнялось 24 мм.

На рис. 2 приведены рассчитанные траектории ПМСВ различных частот в плоскости yoz при различных направлениях распространения ПМСВ (углах φ_0). Штриховые кривые соответствуют $\varphi_0 = -45^\circ$, сплошные — $\varphi_0 = -37^\circ$, пунктир — $\varphi_0 = -29^\circ$. Кривые 1 соответствуют частоте $f = \omega/2\pi = 3216$, кривые 2 — 3276, кривые 3 — 3356, кривые 4 — 3380, кривые 5 — 3420, кривые 6 — 3500 МГц. Видно, что траектории сильно зависят от угла φ_0 . При малых углах ($|\varphi_0| = 29^\circ$, пунктир) ситуация такая же, как и в [7], т. е. чем больше частота ПМСВ, тем при меньшем значении поля $H_z(z)$ происходит поворот траектории в сторону более высоких значений поля $H_z(z)$ и тем сильнее выгнута траектория пучка ПМСВ. При увеличении $|\varphi_0|$ до 37° (сплошные кривые), траектории 1—3 ПМСВ с «низкими» частотами качественно ведут себя так же, как при $|\varphi_0| = 29^\circ$ и в [7], траектория 4 ПМСВ со «средней» частотой идет вдоль дна «магнитной ямы», а траектории 5, 6 ПМСВ с «большими» частотами «проскакивают» магнитную яму и начинают отклоняться в сторону более высоких значений поля $H_z(z)$ тем сильнее, чем больше их частота, при этом выгиб траектории 5, 6 происходит в сторону оси Oz , а не в сторону оси Oy , как это происходит с траекториями 1—3. При еще больших углах ($|\varphi_0| = 45^\circ$, штриховые линии) только траектория 1 ПМСВ с самой низкой частотой отражается от магнитной ямы, а все остальные проскакивают через нее.

Для проверки теоретически построенных траекторий был проведен эксперимент на пленке ЖИГ толщиной 14.5 мкм с намагниченностью насыщения $4\pi M_0 = 1810$ Гс и шириной резонансной линии $2\Delta H = 0.58$ Э. Плоскость пленки ЖИГ совпадала с кристаллографической плоскостью (111), поле $H_z(z)$ направлено вдоль кристаллографической оси $\bar{1}10$. Пленка ЖИГ помещалась в макет, в котором над ее поверхностью перемещались подвижные входной и выходной преобразователи электромагнитной волны в ПМСВ, далее для краткости называемые антеннами. Они представляли собой коротко замкнутые отрезки позолоченной вольфрамовой проволоки диаметром 10 мкм и длиной 4 мм и были параллельны поверхности пленки ЖИГ. При работе входная антенна фиксировалась в выбранном направлении под углом $(\varphi_0 + 90^\circ)$, а выходная сканировала поверхность пленки ЖИГ с заданным шагом, настраиваясь в каждой точке на максимум сигнала вращением вокруг оси, перпендикулярной плоскости пленки ЖИГ и проходящей через середину антенны. Создавались условия, когда дифракционные явления, обусловленные конечностью размеров антенн, отсутствовали [10]. Угол φ_0 был выбран равным -37° . Результаты эксперимента отмечены на рис. 2 черными точками. Поскольку в эффективном магнитном поле, подставляемом в уравнение (1), ростовая и кристаллографическая анизотропии не учитывались, то ожидать точного попадания экспериментальных точек на теоретические кривые не приходится. Было учтено влияние ростовой анизотропии, поскольку влияние кристаллографической анизотропии в исследуемой пленке ЖИГ на спектр ПМСВ незначительно [11]. Для этого, установив сначала частоту ПМСВ с траекторией 6, стали увеличивать частоту ПМСВ до тех пор, пока экспериментальные точки не стали ложиться на траекторию 6. Оказалось, что эта частота равна 3564 МГц, т. е. выше расчетной на 64 МГц. Увеличив частоту всех траекторий на 64 МГц, сняли новые зависимости. Как видно из рис. 2, после этой процедуры все экспериментальные точки оказались близки к расчетным траекториям. Хорошее совпадение расчетных и экспериментально снятых траекторий при $\varphi_0 = -37^\circ$ позволяет надеяться на такое хорошее совпадение и при всех других зна-

чениях угла φ_0 , что было подтверждено изменением ряда экспериментальных точек.

В эксперименте входная антенна имеет конечную апертуру и возбуждает ограниченный волновой пучок ПМСВ. Профиль этого пучка характеризует распределение энергии ПМСВ с заданной частотой в направлении, перпендикулярном его траектории. Для ПМСВ, траектории которых отражаются от дна магнитной ямы, ширина профиля волнового пучка минимальна в точке поворота траектории и тем меньше, чем ближе подходит траектория ко дну магнитной ямы, при этом длина участка траектории вблизи точки поворота, на котором ширина пучка ПМСВ приблизительно постоянна, тем больше, чем ближе подходит траектория ПМСВ ко дну магнитной ямы. При $\varphi_0 = -37^\circ$ ширина пучка минимальна, а указанная длина максимальна для ПМСВ с частотой 3356 МГц при $y \approx 3$ см. Для ПМСВ с частотой 3380 МГц при $y > 3$ см наблюдается, как и в [7], расщепление пучка ПМСВ на два. Его легко объяснить, если построить траектории ПМСВ, исходящие из концов входной антенны: они отклоняются в разные стороны от траектории 4.

Описанное поведение траекторий ПМСВ аналогично поведению траекторий заряженной капли, движущейся к одинаково заряженному с ней барьеру. При заданной (постоянной) энергии капли она отталкивается от барьера, если угол, под которым она направлена на барьер мал, и перескакивает через барьер, если этот угол велик. При заданном угле падения на барьер капля с малой энергией отражается от него, а капля с большой энергией проскакивает через него. Вблизи оси симметрии барьера капля растягивается вдоль нее и сжимается в перпендикулярном направлении. Если энергия капли такова, что она движется вдоль барьера по его вершине, то, пройдя некоторое расстояние, капля расщепляется на две, которые движутся по разные стороны от барьера, и т. п.

При экспериментальном исследовании выходная антенна вращалась вокруг оси, перпендикулярной плоскости пленки ЖИГ и проходящей через середину антенны, до получения максимума сигнала. Углы поворота этой антенны в плоскости yOz были измерены и по ним определен угол наклона фазового фронта ПМСВ φ (угол между волновым вектором \mathbf{k} и осью Oy) в каждой точке траектории. С другой стороны, этот же угол φ был вычислен из (3). На рис. 3 приведены расчетные зависимости угла φ от координаты y при тех же частотах и тех же положениях входной антенны, что и на рис. 2. Поэтому выполнение кривых и номера у них на рис. 3 имеют тот же смысл, что и на рис. 2.

Сравнивая рис. 2 и 3, легко заметить, что угол φ однозначно связан с видом траекторий ПМСВ. Угол $\varphi < 0$ там, где траектории ПМСВ имеют $dz/dy > 0$, и угол $\varphi > 0$ там, где траектории ПМСВ имеют $dz/dy < 0$. Угол $\varphi = 0$ при тех же значениях y , где траектории ПМСВ имеют $dz/dy = 0$, т. е. начинают поворачиваться от области магнитной ямы назад в сторону оси Oy . Зависимости $\varphi(y)$ имеют максимумы при тех y , где траектории ПМСВ, пройдя магнитную яму, начинают поворачиваться в сторону оси Oz . Экспериментальные точки (на рис. 3 не нанесены) хорошо ложатся на сплошные кривые рис. 3.

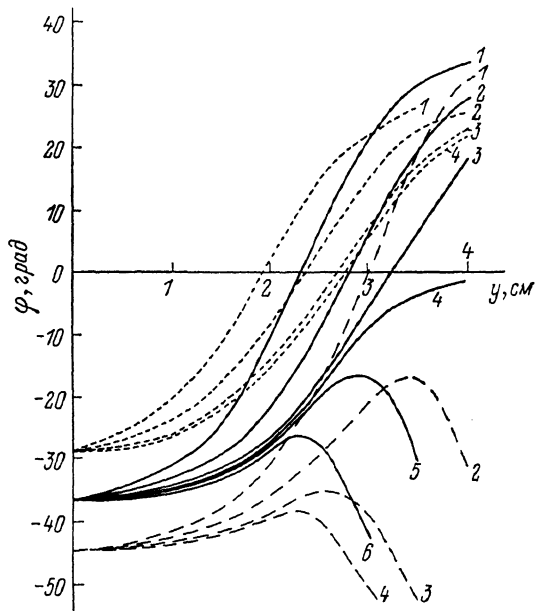


Рис. 3. Зависимости угла наклона φ волнового вектора \mathbf{k} к оси Oy на различных частотах и при различных углах φ_0 .

Для полноты картины была изучена и зависимость волнового числа k ПМСВ от координаты y , даваемая уравнением из (3). Оказалось, что для ПМСВ, траектории которых отражаются от магнитной ямы, волновое число k меняется незначительно (не более чем на 20 % от начального значения $\sim 400 \text{ см}^{-1}$), уменьшаясь по мере приближения траектории ПМСВ к магнитной яме и увеличиваясь при удалении от нее. Для ПМСВ, траектории которых проходят сквозь магнитную яму, волновое число k увеличивается с ростом y от того же начального значения в 1.5—2 раза, при этом в области магнитной ямы увеличение слабее, чем вне ее.

Таким образом, впервые выяснены законы распространения ПМСВ в неоднородном магнитном поле типа протяженной ямы в зависимости от частоты ПМСВ и угла между волновым вектором ПМСВ и осью симметрии ямы. Полученные результаты создают основу для проектирования различных многоканальных частотно-разделительных устройств.

Список литературы

- [1] *Ванн Г. М.* // Обзоры по электронной технике. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1984. № 8. С. 1060.
- [2] *Зубков В. И., Шеглов В. И.* // РИЭ. 1972. Т. 17. № 12. С. 2590—2591.
- [3] *Stancil D. D., Morgenthaler F. R.* // J. Appl. Phys. 1983. Vol. 54. N 3. P. 1613—1618.
- [4] *Tsutsumi M., Masaoka J., Ohira T., Kumagai N.* // IEEE Trans. 1981. Vol. MTT-29. N 6. P. 583—587.
- [5] *Бурлак Г. Н.* // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. Вып. 24. С. 1476—1480.
- [6] *Каменецкий Е. О., Соловьев О. В.* // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 12. С. 2411—2414.
- [7] *Вашковский А. В., Зубков В. И., Локк Э. Г., Шеглов В. И.* // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 4. С. 1—4.
- [8] *Вашковский А. В., Зубков В. И., Локк Э. Г., Шеглов В. И.* // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 4. С. 5—8.
- [9] *Беспятых Ю. И., Зубков В. И., Тарасенко В. В.* // ЖТФ. 1980. Т. 50. Вып. 1. С. 140—146.
- [10] *Вашковский А. В., Гречушкин К. В., Стальмахов А. В., Тюлюкин В. А.* // РИЭ. 1988. Т. 33. № 4. С. 876—879.
- [11] *Чивилева О. А., Гуревич А. Г., Эмирян Л. М.* // ФТТ. 1987. Т. 29. Вып. 1. С. 110—115.

Институт радиотехники
и электроники АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
5 июля 1989 г.