

05; 08; 09

© 1992

НОВЫЕ ТИПЫ ШЕЛЕВЫХ МАГНИТОУПРУГИХ ВОЛН ВБЛИЗИ ТОЧКИ МАГНИТНОЙ КОМПЕНСАЦИИ ДВОЙНЫХ МАГНИТНЫХ СЛОЕВ

С.В. Т а р а с е н к о

Одной из актуальных задач при создании объемных интегральных схем для обработки СВЧ сигналов на основе многослойных феррит-диэлектрических структур является, как известно, изучение таких типов магнитных возбуждений, которые реализуются вследствие интерференции свойств магнитных и немагнитных слоев, составляющих конкретную гибридную структуру [1]. В частности, в работах [2, 3] показано, что последовательный учет динамического магнитоупругого взаимодействия в планарной структуре из сдвоенных, одинаковых по своим физическим свойствам магнитных слоев, разделенных немагнитной прослойкой (магнитная сэндвич-структура), при определенных условиях может приводить к формированию особого типа поверхностных возбуждений: шелевых магнитоупругих волн (ШМУВ). Однако до сих пор в качестве единственно возможного механизма формирования (ШМУВ) из поверхностных магнитоупругих возбуждений рассматривалось только косвенное взаимодействие магнитных слоев через магнитодипольных полей в немагнитной щели. Таким образом, такой тип ШМУВ оказывается зависящим от проводящих свойств немагнитной щели и в случае, когда толщина прослойки d превышает глубину скин-слоя, рассмотренный в [2, 3], вовсе не реализуется. Кроме того, интенсивность неслоевого магнитодипольного взаимодействия пропорциональна величине равновесной намагниченности, которая стремится к нулю по мере приближения в точке магнитной компенсации магнитных слоев.

В данной работе показано, что включение внешнего магнитного поля H может приводить в точке магнитной компенсации $\psi = 0$ планарной структуры феррит-диэлектрик-феррит к формированию новых, ранее не известных немагнитостатических типов шлеевых магнитоупругих волн, отсутствующих при $H = 0$. В качестве магнитной среды рассмотрим двухподрешоточную ($\vec{M}_{1,2}$ - намагниченности подрешеток, M_0 - намагниченность насыщения) модель легкоосного (ось OZ) ферритмагнетика [4]. В точке компенсации $\psi = 0$ ($\psi = (\vec{M}_1 - \vec{M}_2) / 2 M_0$) равновесное значение вектора ферромагнетизма $m = 0$ ($\vec{m} = (\vec{M}_1 + \vec{M}_2) / 2 M_0$), магнитоупругие и упругие свойства которой будем для простоты расчетов и наглядности полагать изотропными. Чтобы при любой величине внешнего магнитного равновесия ориентация вектора антиферромагнетизма $\vec{l} = (\vec{M}_1 - \vec{M}_2) / 2 M_0$

не изменилась по сравнению со случаем $\vec{H}=0$ ($\vec{l} \parallel OZ$), будем полагать, что $\vec{H} \in OY$. Если считать, что нормаль к поверхности данной гибридной структуры $\vec{n} \parallel OX$, а внешние поверхности свободны от напряжений, то из совместного анализа уравнений Ландау-Лифшица для намагниченностей подрешеток и уравнения Навье-Ламэ для вектора смещений решетки \vec{u} следует, что в основном состоянии рассматриваемая магнитная структура является однороднонамагниченной: вектор антиферромагнетизма $\vec{l} \parallel OZ$. В этом случае, следуя стандартной процедуре расчета (см., например, [5]), может быть получено громоздкое дисперсионное уравнение, определяющее при произвольной относительной ориентации векторов \vec{n} и \vec{k} спектр взаимодействующих спиновых и упругих колебаний с учетом граничных условий. Анализ его, в частности, показал, что оно существенно упрощается, если волновой вектор магнитоупругих колебаний $k \in XY$, вектор упругих смещений решетки $\vec{u} \parallel OZ$. Считая, что среда 2: магнитный (толщиной t и l) и среда 1: немагнитный (толщиной d) слои в данной планарной структуре акустически связаны, а внешние поверхности магнитных пленок свободны от напряжений, соответствующее дисперсионное уравнение для ШМУВ в безобменном пределе может быть представлено в виде ($\vec{n} \parallel OX$):

$$\mu_1^2 k_1^2 t h k_2 l t h k_2 t + \mu_2 \mu_1 \mu_{xx} k_2 k_1 (t h k_2 l + t h k_2 t) c t h k_1 d + \mu_2^2 \mu_{xx}^2 k_2^2 = 0, \quad (1)$$

$$k_1^2 = \mu_{yy} k_y^2 / \mu_{xx} \omega^2 / s_2^2 \mu_{xx}; \quad k_2^2 = k_y^2 - \omega^2 / s_1^2, \quad (2)$$

$$\mu_{xx} = \frac{(\omega^2 - \omega_y^2 + \omega_{me}^2)(\omega^2 - \omega_x^2) - \omega_{xy}^4}{(\omega^2 - \omega_x^2)(\omega^2 - \omega_y^2) - \omega_{xy}^4}; \quad \omega_x^2 = \omega_0^2 + \omega_{me}^2 + \omega_H^2 \cos^2 d; \quad (3)$$

$$\mu_{yy} = \frac{(\omega^2 - \omega_y^2 + \omega_{me}^2)(\omega^2 - \omega_x^2) - \omega_{xy}^4}{(\omega^2 - \omega_x^2)(\omega^2 - \omega_y^2) - \omega_{xy}^4}; \quad \omega_y^2 = \omega_0^2 + \omega_{me}^2 + \omega_H^2 \sin^2 d; \quad (4)$$

$$\mu_{xy} = \frac{\omega_{me} \omega_H^2 \sin d \cos d}{(\omega^2 - \omega_x^2)(\omega^2 - \omega_y^2) - \omega_{xy}^4}; \quad \omega_{xy}^2 = \omega_H^2 \sin d \cos d, \quad (5)$$

где ω_{me}^2 - магнитоупругая щель, ω_0^2 - активация спектра спиновых волн ЛО ФМ, обусловленная легкоосной магнитной анизотропией, $\omega_H = g(H_x^2 + H_y^2)^{1/2}$ - активация спин волнового спектра ЛО ФМ, обусловленная магнитным полем $\vec{H} \in XY$, относительная ориентация которого в плоскости XY определяется углом d , отсчитываемым от оси $OX \parallel n$, $s_{1,2}$, $\mu_{1,2}$ - соответственно скорость распространения поперечной упругой волны и модуль сдвига в среде 1(2).

Из анализа (1)–(5) при $H \neq 0$ ($\vec{H} \perp \vec{v}$) следует, что включение внешнего магнитного поля приводит при $\mu_{xx} < 0$ к формированию двух возможных типов ШМУВ, частотные диапазоны которых не перекрываются. Один из них (ШМУВ-1) имеет место при $\mu_{xx} < 0$, $\mu_{yy} < 0$, тогда как второй (ШМУВ-2) формируется при $\mu_{xx} < 0$, $\mu_{yy} > \omega^2/s_2^2 k_y^2$. Таким образом, ШМУВ-1 в эластостатическом пределе $\omega \ll s_{1,2} k$ представляет щелевую эластостатическую спиновую волну, существующую и при $H=0$, тогда как ШМУВ-2 при $H=0$ не реализуется. Из анализа (2)–(5) следует, что наличие внешнего магнитного поля приводит к сужению частотного интервала, в котором возможно формирование ШЭСВ-1 вплоть до полного исчезновения при $\omega_y^2 > \omega_x^2 + \omega_{me}^2$ (если $\vec{n} \parallel OX$, $\vec{H} \parallel OY$) или $\omega_x^2 > \omega_y^2 + \omega_{me}^2$ (если $\vec{n} \parallel OX$, $\vec{H} \parallel OX$). Непосредственной физической причиной формирования данных типов ШМУВ является косвенный обмен спинов как в магнитных слоях, так и между слоями через поле эластостатических фононов, который в условиях наведенной магнитным полем $\vec{H} \in XY$ магнитной анизотропии привел к указанным выше „анизотропным“ типам ШМУВ. Качественно иной тип ШМУВ реализуется при $\vec{H} \parallel \vec{v} \parallel OZ$. Если по-прежнему $\vec{n} \parallel OX$, $\vec{k} \in XY$, а внешние поверхности рассматриваемой трехслойной структуры свободны от напряжений в безобменном приближении, соответствующее дисперсионное уравнение имеет вид:

$$\begin{aligned} & \mu_1^2 k_1^2 t h k_2 \bar{v} t h_2 t + \mu_2 \mu_1 \mu_{xx} k_2 k_1 (t h k_2 \bar{v} + t h k_2 t) c t h k_1 \bar{d} + \\ & + \mu_{2a} \mu_1 \mu_2 (t h k_2 t \pm t h k_2 \bar{v}) k_1 k_y + \mu_1^2 (\mu_{xx}^2 k_2^2 - \mu_{2a}^2 k_1^2) k_y^2 = 0. \end{aligned} \quad (6)$$

Структурные выражения для μ_{xx} , μ_{yy} по-прежнему совпадают с (3)–(5), однако теперь $\omega_x^2 = \omega_y^2 = \omega_0^2 + \omega_{me}^2 + \omega_H^2$, $\omega_{xy}^2 = \omega^2 \omega_H^2$ ($\vec{H} \parallel OZ$), а числитель μ_{xy} в (5) равен $i_{me}^2 \omega_H \omega$. Знак плюс в коэффициенте при μ_{2a} в (6) соответствует случаю, когда направление магнитного поля ($\vec{H} \parallel OZ$) в обоих магнитных слоях совпадает, а минус – если оно противоположно.

Из анализа (6) следует, что уже в безобменном приближении косвенный обмен спинов через поле эластостатических фононов не только в магнитных пленках, но и немагнитной прослойке ($\omega \ll \ll s_{1,2} k_y$) приводит при $H_z \neq 0$ и $t \neq 1$ к появлению эффекта не взаимности спектра ($\omega_y(k) \neq \omega(-k_y)$) распространяющихся в точке магнитной компенсации магнитных слоев ШМУВ с $\vec{k} \in XY$. Кроме того, при заданном направлении распространения ШМУВ (k_y) число мод ШМУВ во внешнем магнитном поле $\vec{H} \parallel \vec{v} \parallel OZ$ по сравнению со случаем $H=0$ удваивается.

В заключение автор выражает глубокую благодарность Е.П. Стефановскому и А.Л. Сукстанскому за поддержку и плодотворные обсуждения.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Г в о з д е в В.И., Н е ф е д о в Е.И. Объемные интегральные схемы СВЧ. М.: Наука, 1987. 111 с.
- [2] Ф и л и п п о в В.В., Я н О.В. Связанные поверхностные магнитоупругие волны в системе двух ферромагнитных кристаллов, разделенных зазором. Препринт № 496. Минск, 1987. 25 с.
- [3] К а й б и ч е в И.А., Ш а в р о в В.Г. // ЖТФ. 1988. Т. 58. В. 10. С. 1832-1839.
- [4] И в а н о в Б.А., С у к с т а н с к и й А.Л. // ЖЭТФ. 1983. В. 1. С. 480.
- [5] Ф и л и п п о в Б.Н. Поверхностные спиновые и магнитоупругие волны в ферромагнетике. Препринт. ИФМ 80/1. Свердловск. 1980. 62 с.

Поступило в Редакцию

24 июня 1992 г.