

УДК 538.245

ЗАТУХАНИЕ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ СПИНОВЫХ ВОЛН В ПОДЛОЖКАХ

М. Г. Балинский, В. В. Данилов, А. Ю. Нечипорук,
В. М. Талалаевский

В работе исследуется затухание магнитостатических спиновых волн (МСВ), связанное с диэлектрическими и омическими потерями в подложках. Показано, что 1) величина потерь в подложке из галлий-гадолиниевого граната (ГГГ) для качественных пленок сравнима с величиной затухания в самой ферритовой пленке, 2) необходимость использования эпитаксиальных пленок при пониженных температурах, равно как и на частотах более 15—20 ГГц при обычных температурах, требует поиска диамангнитных материалов для подложек. Сравнение теоретических и экспериментальных данных проведено на примере поверхностных МСВ.

Наряду с поверхностными акустическими волнами широкое применение в СВЧ микроэлектронике находят дипольные или магнитостатические спиновые волны (МСВ). На их основе создаются волноводные структуры, а также устройства обработки СВЧ сигналов (дисперсионные и бездисперсионные линии задержки, конвольверы и др.). Удобными величинами для количественного описания затухания являются потери энергии в децибелах на единицу пути α_p в первом случае или времени распространения МСВ α_s — во втором. Они определяются в результате решения дисперсионного соотношения вида $F(\omega, k) = 0$ по формулам α_p [дБ/см] = $8,69k''$, α_s [дБ/мкс] = $8,69 k'' v_{гp} \cdot 10^{-6}$. Здесь ω — круговая частота, $v_{гp}$ — групповая скорость МСВ, $k = k' - ik''$ — комплексное волновое число.

На практике всегда имеют дело со слоистыми структурами, так как феррит-гранатовые пленки выращиваются на диэлектрических подложках, например $Y_3Fe_5O_{12}$ (ЖИГ) на $Gd_3Ga_5O_{12}$ (ГГГ). Кроме того, часто применяются металлические экраны или металлизация ферритового слоя, используются составные структуры феррит—полупроводник [1, 2], феррит—парамагнетик [3]. Возможности практического использования таких структур во многом определяются характеристиками их затухания, которые изучены явно недостаточно.

В настоящей работе исследовано затухание МСВ, связанное с диэлектрическими и омическими потерями в подложках, которые характеризуются соответственно тангенсом угла диэлектрических потерь $\text{tg } \Delta$ и проводимостью σ . При условии малых затуханий ($k'' \ll k'$) вклад каждого из механизмов можно рассматривать отдельно, а общие потери при распространении МСВ находить как сумму потерь, обусловленных каждым из них.

Как известно [4], потери энергии электромагнитных колебаний в диэлектриках связаны с инерционностью поляризации и намагничивания вещества и описываются при помощи комплексных проницаемостей ϵ и μ . В связи с этим корректное рассмотрение должно проводиться, исходя из полной системы уравнений Максвелла, поскольку магнитостатическое приближение не учитывает запаздывания индукций по отношению к полям. Ниже, однако, будет показано, что запаздывание оказывает влияние на затухание МСВ лишь в отдельных случаях, и во всех других приближение магнитостатики полностью оправдано.

Рассмотрим структуру, состоящую из касательно намагниченного изолированного ферритового слоя толщиной s , снизу и сверху окруженного веществами со скалярными параметрами $(\epsilon_1, \mu_1, \sigma_1)$ и $(\epsilon_2, \mu_2, \sigma_2)$ соответственно (рис. 1). Система уравнений для «магнитной» H -волны, распространяющейся вдоль оси Oy нормально к направлению внутреннего постоянного магнитного поля H_i , имеет вид [6]

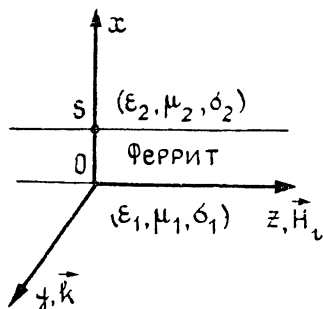


Рис. 1.

Здесь $\mathbf{h} = (h_x, h_y, h_z)$ — переменное магнитное поле волны, e_z — компонента переменного электрического поля, $k_0 = \omega/c$, μ_{ij} — компоненты тензора магнитной проницаемости μ феррита [7], а эффективная диэлектрическая проницаемость $\epsilon^{\text{эфф}}$ определяется соотношением $\epsilon^{\text{эфф}} = \epsilon - i(4\pi/\omega)\sigma$.

Решая приведенную систему дифференциальных уравнений относительно компонент полей e_z, h_x, h_y и используя граничные условия, требующие непрерывности тангенциальных компонент полей на поверхностях раздела $x=0$ и $x=s$, получаем следующее дисперсионное соотношение:

$$A' e^{-\beta_2 s} - B' e^{\beta_1 s} = 0, \quad (1)$$

где

$$A' = \frac{\beta_2/\mu_2 + (1/\mu_{\perp}) (k\mu_{12}/\mu - \beta_m)}{\beta_1/\mu_1 - (1/\mu_{\perp}) (k\mu_{12}/\mu - \beta_m)},$$

$$B' = \frac{\beta_2/\mu_2 + (1/\mu_{\perp}) (k\mu_{12}/\mu + \beta_m)}{\beta_1/\mu_1 - (1/\mu_{\perp}) (k\mu_{12}/\mu + \beta_m)},$$

$$\beta_{1,2} = \sqrt{k^2 - \epsilon^{\text{эфф}} \mu_{1,2} k_0^2}, \quad \beta_m = \sqrt{k^2 - \mu_{\perp} k_0^2}.$$

Для простоты взят случай, когда $\mu_{11} = \mu_{22} = \mu$ и введено обозначение $\mu_{\perp} = \mu - \mu_{12}^2/\mu$.

Если по обе стороны ферритового слоя расположен диэлектрик ($\sigma_{1,2} = 0$) и выполняется магнитостатическое приближение $k \gg \sqrt{\epsilon \mu} k_0$, то $\beta_{1,2} = \beta_m = k$ и уравнение (1) переходит в известное дисперсионное соотношение для поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) [7].

Выясним, в каких случаях в полученном уравнении (1) можно применять приближение магнитостатики.

1. Феррит граничит с металлом. При этом можно считать, что $\epsilon^{\text{эфф}} = -i(4\pi/\omega)\sigma$, $\mu_{1,2} = 1$, а $\beta = \sqrt{k^2 + i(4\pi/c^2)\sigma\omega}$. В диапазоне СВЧ для всех металлов справедливо неравенство $(4\pi/c^2)\sigma\omega \gg k_0^2$, которое всегда позволяет использовать магнитостатическое приближение. Отметим, что часто выполняется даже более сильное условие

$$(4\pi/c^2)\sigma\omega \gg k^2,$$

что позволяет применять для анализа затухания МСВ в металлизированных структурах приближенные граничные условия Леонтовича.

2. Феррит граничит с диэлектриком. В этом случае $\epsilon^{\text{эфф}} = \epsilon$. Будем считать $\epsilon_{1,2}, \mu_{1,2}$ комплексными и введем углы электрических и магнитных потерь Δ^{ϵ} и Δ^{μ} :

$$\epsilon_{1,2} = \epsilon'_{1,2} - i\epsilon''_{1,2} = \epsilon'_{1,2} (1 - i \operatorname{tg} \Delta_{1,2}^{\epsilon}), \quad \mu_{1,2} = \mu'_{1,2} - i\mu''_{1,2} = \mu'_{1,2} (1 - i \operatorname{tg} \Delta_{1,2}^{\mu}).$$

Рассмотрим величину β_1/μ_1 (для β_2/μ_2 результаты аналогичны). При этом будем считать, что потери малы, т. е. $\text{tg } \Delta_1^m \ll 1$. Тогда

$$\frac{\beta_1}{\mu_1} \cong \frac{k}{\mu_1' \sqrt{1-E}} \left\{ \frac{1-E+i[(1/2)E(\text{tg } \Delta_1^a + \text{tg } \Delta_2^m) + (1-E)\text{tg } \Delta_1^m]}{\sqrt{1-E}} \right\}, \quad (2)$$

где
$$E = \epsilon_1' \mu_1' k_0^2 / k^2.$$

Вплоть до миллиметрового диапазона, когда выполняется приближение магнитостатики, первым членом в квадратных скобках (2) можно пренебречь, по сравнению со вторым, который описывает потери, связанные с магнитной природой МСВ. Следовательно, и в случае диэлектрической подложки затухание МСВ может описываться в магнитостатическом приближении.

Обратимся к более детальному анализу затухания МСВ в диэлектрических подложках. Обозначим величину в квадратных скобках (2) через a_1 (в случае второй среды — через a_2) и будем считать, что $\beta_m = k$. Тогда дисперсионное соотношение (1) принимает вид

$$\frac{\mu_+ - 1 + i\mu_+ a_2}{\mu_+ + 1 + i\mu_+ a_1} e^{-ks} - \frac{\mu_- - 1 + i\mu_- a_2}{\mu_- + 1 + i\mu_- a_1} e^{ks} = 0, \quad (3)$$

где $\mu_{+,-} = \mu \pm \sqrt{\mu}$.

Пусть выполняются неравенства, соответствующие малым затуханиям:

$$|\mu_{+,-} + 1| \gg \mu_{+,-} a_1, \quad |\mu_+ - 1| \gg \mu_+ a_2, \quad |\mu_- + 1| \gg \mu_- a_1, \quad |\mu_- - 1| \gg \mu_- a_2. \quad (4)$$

Можно показать, что из всех соотношений (4) самым сильным является последнее, а условие $\mu_- - 1 = 0$ дает верхнюю частотную границу спектра ПМСВ. Поэтому для выполнения всех неравенств (4) достаточно удовлетворить последнее из них, учитывая, что нарушаться оно может при больших значениях волновых чисел ПМСВ. При этом дисперсионное соотношение (3) может быть решено относительно ks , в результате чего получаются следующие формулы:

$$k's = (1/2) \ln(A/B); \quad (5)$$

$$k''s = (1/2) \text{arctg} \left\{ (\mu_+ - \mu_-) \left[\frac{a_1}{(\mu_+ + 1)(\mu_- + 1)} + \frac{a_2}{(\mu_+ - 1)(\mu_- - 1)} \right] \right\}, \quad (6)$$

где $A = (\mu_+ - 1)/(\mu_+ + 1)$, $B = (\mu_- - 1)/(\mu_- + 1)$. Таким образом, в приближении (4) дисперсия ПМСВ такая же, как и в отсутствие потерь, а затухание описывается формулой (6).

Из полученного выражения для $k''s$ видно, что основной вклад в затухание при больших k' будет давать слагаемое с a_2 , так как величина $(\mu_- - 1)$ стоит в знаменателе. Это и понятно, поскольку волна, распространяющаяся в направлении $+y$, локализована на поверхности феррита вблизи верхнего диэлектрика, параметры которого входят в a_2 . Как показано в [6], волне, распространяющейся в обратном направлении, отвечает замена во всех уравнениях величины μ_{12} на $(-\mu_{12})$. При этом μ_+ переходит в $(-\mu_-)$, а μ_- в $(-\mu_+)$ и

$$k''s = (1/2) \text{arctg} \left\{ (\mu_+ - \mu_-) \left[\frac{a_1}{(\mu_+ - 1)(\mu_- - 1)} + \frac{a_2}{(\mu_+ + 1)(\mu_- + 1)} \right] \right\}.$$

Теперь при больших k' потери в основном определяются членом с a_1 , в который входят параметры нижнего диэлектрика. В этом проявляется невязанность ПМСВ по отношению к направлению распространения.

При достаточно малых a_1 и a_2 справедлива приближенная формула

$$k''s = (1/2) (\mu_+ - \mu_-) \left[\frac{a_1}{(\mu_+ + 1)(\mu_- + 1)} + \frac{a_2}{(\mu_+ - 1)(\mu_- - 1)} \right],$$

из которой следует, что

$$k''s \sim \frac{k_0^2}{2(k's)^2} s^2 (\text{tg } \Delta^D + \text{tg } \Delta^M) + \text{tg } \Delta^M. \quad (7)$$

Как уже отмечалось, первое слагаемое в (7) исчезает, если выполняется магнитостатическое приближение. В противном случае этот член дает затухание, прямо пропорциональное квадрату частоты (так как $k_0^2 \sim f^2$) и толщине ферритового слоя. В случае нарушения приближения магнитостатики необходимо также учитывать, что соотношение $\beta_m \cong k$, которое использовалось при получении (3), становится несправедливым. Согласно (7) вклад второго слагаемого в потери обратно пропорционален s , а частотная зависимость определяется функцией $\text{tg } \Delta^M(f)$.

Итак, в результате рассмотрения затухания ПМСВ в диэлектрических подложках на основании полной системы уравнений Максвелла выяснилось, что оно может описываться в магнитостатическом приближении. Это позволяет использовать для анализа потерь различных типов МСВ общее дисперсионное соотношение (2.22) из [6], полученное для структуры с двумя магнитными компонентами. В частности, для структуры воздух — феррит — диэлектрик с магнитной проницаемостью $\mu_1 = 1 - i \text{tg } \Delta^M$ в случае обратных объемных волн (ОМСВ) имеем

$$k's = - \frac{\sqrt{|\mu|}}{2} (\arg \{Z\} + 2n\pi), \quad n=0, -1, -2, \dots; \quad (8)$$

$$k''s = - (1/2) \sqrt{|\mu|} \ln |Z|, \quad (9)$$

где

$$Z = (A_{II} - A_{IV}) / (B_{II} - A_{IV}),$$

$$A_{II} = (|\mu| - 1) / (|\mu| + 1) + i2\sqrt{|\mu|} / (|\mu| + 1),$$

$$B_{II} = A_{II}^*, \quad A_{IV} = (1/4) \text{tg}^2 \Delta^M - i (1/2) \text{tg } \Delta^M.$$

Для прямых объемных волн (ПОМСВ) аналогичные формулы выглядят следующим образом:

$$k's = (1/2 \sqrt{|\mu|}) (\arg \{Z\} + 2n\pi), \quad n=0, 1, 2, \dots; \quad (10)$$

$$k''s = (1/2 \sqrt{|\mu|}) \ln |Z|. \quad (11)$$

Соотношения (8) — (11) определяют дисперсию и затухание объемных МСВ обоих типов в структуре феррит — диэлектрик с потерями. В силу взаимности ОМСВ и ПОМСВ затухание волны, распространяющейся в обратном направлении, будет таким же, что и в прямом, а затухание в структуре с двумя диэлектрическими подложками будет определяться суммой потерь, обусловливаемых каждым из них и вычисляемых по формулам (9), (11).

На основе полученных результатов был проведен количественный анализ затухания различных типов МСВ в диэлектрических подложках для случая широко распространенных и применяемых на практике эпитаксиальных пленок ЖИГ, выращенных на подложке из галлий-гадолиниевого граната (ГГГ). При расчетах использовалась частотная зависимость параметра $\text{tg } \Delta^M$ для ГГГ, измеренная в [8]. Рис. 2 демонстрирует изменение потерь различных типов МСВ на единицу пути распространения (при $ks=1$) и микросекунду задержки, рассчитанное

по соответствующим формулам при комнатной температуре и толщине пленки ЖИГ 10 мкм в широком диапазоне частот. Потери резко возрастают с частотой, причем для прямых и обратных объемных волн (кривая 2) они меньше, чем для поверхностных, локализованных вблизи подложки (кривая 1), но больше, чем у ПМСВ, распространяющихся вдоль свободной поверхности феррита (кривая 3). Здесь же представлена зависимость потерь МСВ, связанных с затуханием в феррите

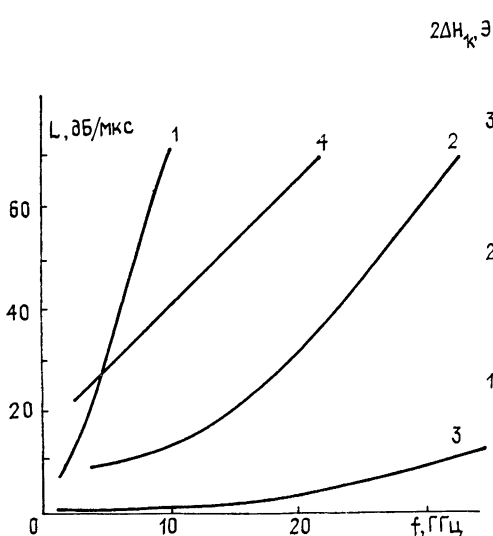


Рис. 2.

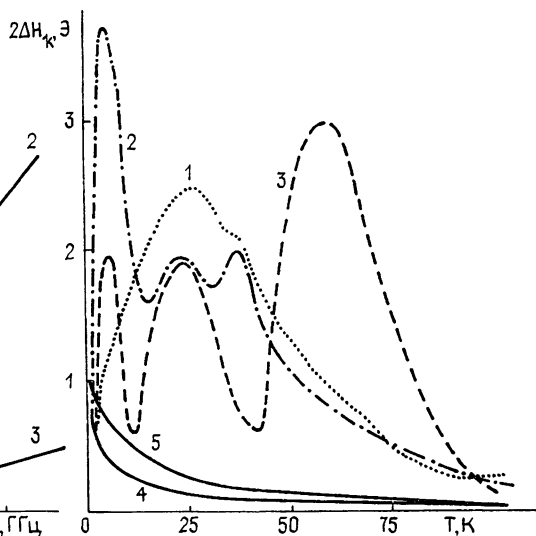


Рис. 3.

(кривая 4), для расчета которой использовалась частотная зависимость ширины линии ферромагнитного резонанса в ЖИГ, приведенная в [5]. Отметим, что потери ПМСВ, локализованные вблизи подложки, могут превышать потери, обусловленные затуханием в феррите.

Температурная зависимость затухания МСВ в диэлектрических слоях определяется зависимостью $\text{tg } \Delta^M(T)$ для данной подложки. В частности, для ГГГ, в котором потери обуславливаются электронным парамагнитным резонансом ионов Gd^{3+} , $\mu \sim 1/T$ и, следовательно, $\text{tg } \Delta^M \sim 1/T$. В этом случае затухание МСВ возрастает обратно пропорционально температуре, что не противоречит работе [9], где измерен в широком диапазоне температур параметр затухания $2\Delta H_k$ поверхностных МСВ для $k \sim 10^2 \text{ см}^{-1}$. На рис. 3 приведено сопоставление зависимостей $2\Delta H_k(T)$ при $f=9 \text{ ГГц}$, взятых из упомянутой работы (кривые 1, 2, 3), а также зависимости, рассчитанной на основе изложенных выше результатов (кривая 4) и определяющей вклад подложки ГГГ в затухание МСВ. Расчет проводился при тех же условиях, что и эксперимент в [9]. Здесь же приведена аналогичная зависимость для $k \sim 5 \cdot 10^2 \text{ см}^{-1}$ (кривая 5). Ввиду присутствия быстрорелаксирующих примесей в пленках, исследованных в [9], сравнение имеет смысл проводить только для температур менее 4,2 К, когда вклад примесей спадает. В этих условиях, как видно из рис. 3, результаты расчета и эксперимента достаточно близки. Для проведения более детального сравнения температурных зависимостей необходимо исследование пленок, выращенных из сверхчистых реактивов, и, кроме того, в экспериментах типа [9] следует учитывать возможное изменение закона дисперсии ПМСВ, обусловленное влиянием ГГГ при гелиевых температурах [10].

Для экспериментального исследования влияния диэлектрических потерь в кристалле ГГГ на затухание МСВ в пленке ЖИГ при комнатной температуре использовался открытый макет линии задержки на МСВ, причем методика позволяла измерять потери, вносимые кри-

таллом ГГГ, помещаемым на свободную поверхность железиттриевого граната. Выбором направления внешнего магнитного поля создавалась поверхностная волна, распространяющаяся по свободной поверхности феррита, что давало возможность регистрировать величину α_s при контакте феррита с пластиной ГГГ. Табл. 1 иллюстрирует хорошее согласование расчетных и экспериментальных данных.

Т а б л и ц а 1

H_0 , Э	f , МГц	s , мкм	α_s , дБ/мкс теория	α_s , дБ/мкс эксперимент
2282	8850	14	10,4	11
2340	8840	20,5	9	9,2
2378	9132	20,5	11	11,5
2507	9516	20,5	12,4	12,9

Таким образом, показано, что 1) величина затухания МСВ, связанного с потерями энергии в диэлектрической подложке ГГГ, для качественных пленок сравнима с величиной затухания в ферритовой компоненте структуры, 2) необходимость использования эпитаксиальных пленок при пониженных температурах или на частотах более 15 — 20 ГГц при обычной температуре требует поиска диамагнитных материалов для подложек, поскольку потери в ГГГ обратно пропорциональны величине абсолютной температуры и прямо пропорциональны частоте.

ЛИТЕРАТУРА

1. Беспятых Ю. И., Вашковский А. В., Зубков В. И., Кильдишев В. Н. — Микроэлектроника, 1978, № 5, с. 400.
2. Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е. — Радиотехника и электроника, 1978, 23, № 5, с. 897.
3. Данилов В. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1980, 23, № 5, с. 1511.
4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. — М.: Наука, 1982, с. 624.
5. Яковлев Ю. М., Генделев С. Ш. Монокристаллы ферритов в радиоэлектронике. — М.: Сов. радио, 1975, с. 360.
6. Зависляк И. В., Данилов В. В., Балинский М. Г. Рукопись депонирована в ГРНТБ УкрНИИИТИ, рег. № 2679. Деп. от 15 марта 1982 г.
7. Гуревич А. Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. — М.: Наука, 1973, с. 592.
8. Adam J., Collins J. — AIP Conf. Proc., 1976, № 29, p. 643.
9. Чивилева О. А., Эмирян Л. М., Гусев Б. Н., Гуревич А. Г., Винник М. А., Березин И. Л., Нам Б. П., Хе А. С., Костюк П. С. — ФТТ, 1985, 27, № 2, с. 534.
10. Балинский М. Г., Данилов В. В., Нечипорук А. Ю., Талалаевский В. М., Чевнюк Л. В. Тезисы докладов XVII Всесоюзной конференции по физике магнитных явлений — Донецк, 1985, с. 209.

Киевский государственный
университет

Поступила в редакцию
25 марта 1985 г.,
после переработки
8 октября 1985 г.

MAGNETOSTATIC SPIN WAVES DAMPING IN SUBSTRATES

M. G. Balinskij, V. V. Danilov, A. Yu. Nechiporuk, V. M. Talalaeuskij

Magnetostatic spin waves (MSW) damping connected with dielectric and ohmic losses in substrates is investigated. It's shown that: 1) losses value in GGG-substrate for qualitative films is comparable with damping in ferrite material, 2) application of epitaxial films at reduced temperatures and frequencies 15 — 20 GHz at ordinary temperatures demands the use of diamagnetic materials for substrates. Theoretical and experimental data comparison is carried out for surface MSW.