

УДК 621.378.5

ЭФФЕКТЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН СО СПИНОВОЙ СИСТЕМОЙ ПАРАМАГНИТНОГО КРИСТАЛЛА

В. В. Данилов

Представлен расчет эффекта усиления поверхностных магнитостатических спиновых волн (ПМСВ) парамагнитным мазерным кристаллом. Коэффициент усиления G резко возрастает при приближении к верхней границе ПМСВ, где групповая скорость $v_g \rightarrow 0$. Эффекты насыщения сигнального перехода мазерного кристалла несколько ограничивают резкий рост величины G . Шумовое излучение такой системы определяется спонтанным излучением парамагнетика.

В современной радиофизике и технике СВЧ все большее применение находят элементарные возбуждения кристаллов. Спектр собственных колебаний и волн магнитоупорядоченных твердых тел, кроме упругих, содержит также спиновые ветви. До недавнего времени основное внимание уделялось обменным спиновым волнам, которые играют важную роль в процессах релаксации и параметрических явлениях. Эти волны имеют большие значения волнового числа k , хорошо взаимодействуют с тепловыми колебаниями решетки и, следовательно, быстро затухают. Поэтому они не нашли своего непосредственного применения в качестве носителя сигнала в СВЧ системах обработки информации.

Весьма перспективными в этом отношении оказались так называемые магнитостатические спиновые волны (МСВ), обязанные своим происхождением магнитному дипольному взаимодействию в ферритовых образцах конечных размеров [1]. Для протяженных ферритовых образцов они представляют собой медленные объемные или поверхностные магнитные волноводные моды. Значения волновых чисел распространяющихся МСВ для ферритового слоя толщиной s лежат в пределах $ks \leq 1$, что обеспечивает, во-первых, малое рассеяние на фонах, а во-вторых, — достаточный «выход» поля вне феррита. Указанные свойства МСВ дают возможность осуществить эффективное взаимодействие этих волн с активной средой. В частности, были реализованы эффекты компенсации потерь и электронного усиления в составных структурах феррит — полупроводник за счет энергии дрейфа носителей заряда [2, 3]. В качестве активной среды может быть использован также мазерный парамагнитный кристалл, находящийся в контакте с ферритом, в котором возбуждаются МСВ [4]. Отсутствие потока заряженных частиц должно привести к малой величине эффективной шумовой температуры такой системы.

Весьма благоприятным обстоятельством является также то, что основная часть энергии МСВ переносится магнитной компонентой поля, которая и вызывает вынужденные переходы в спиновой системе парамагнетика.

Точный расчет эффектов взаимодействия в слоистых структурах феррит — парамагнетик, металл — феррит — парамагнетик, а также металл — диэлектрик — феррит — парамагнетик можно провести на основе рассмотрения многослойных феррит-диэлектрических структур с двумя разнородными ферритовыми слоями [5]. Тензорный характер магнитной проницаемости парамагнетика позволяет при этом заменить

параметры одного из ферритовых слоев соответствующими характеристиками парамагнетика. Проще, однако, воспользоваться методикой расчета, хорошо зарекомендовавшей себя при анализе мазеров бегущей волны [6, 7], рассматривая феррит как непрерывную замедляющую структуру.

В этом случае изменение магнитного поля h МСВ на длине взаимодействия l с парамагнитным кристаллом можно записать в виде

$$h = h_0 \exp [-(\alpha_m + k'') l], \quad (1)$$

где α_m — параметр взаимодействия МСВ с парамагнетиком, k'' — мнимая часть волнового числа k . В соответствии с [6, 7] $\alpha_m = \frac{\omega d_m}{2v_g}$, где ω — частота ЭПР, v_g — групповая скорость МСВ, d_m — магнитный декремент парамагнитного кристалла.

Прежде всего, ясно, что наиболее эффективное взаимодействие имеет место при совпадении частот ЭПР и МСВ. Кроме того, мазерные парамагнитные кристаллы характерны тем, что величину α_m можно сделать отрицательной за счет энергии источника накачки на соответствующей холостой частоте. В этом случае будет иметь место компенсация потерь, а при $|\alpha_m| > k''$ — усиление МСВ.

Из (1) следует выражение для коэффициента усиления:

$$G_{дБ} = 4,34 \left(\frac{\omega d_m}{v_g} - 2k'' \right) l. \quad (2)$$

Таким образом, для количественных оценок необходимо определить v_g , k'' и d_m в условиях перекрытия частот МСВ и ЭПР. Расчет облегчается тем обстоятельством, что ввиду малости резонансной магнитной восприимчивости мазерных кристаллов ($\chi_p'' \leq 10^{-3}$) закон дисперсии МСВ в феррите не изменится. Тогда выражение для k'' найдем подстановкой в дисперсионное соотношение комплексной частоты $\omega \rightarrow \omega + i\omega_r$, где ω_r — частота релаксации, связанная с полушириной линии МСВ гиромагнитным отношением $\omega_r = \gamma \Delta H$. По определению [7] магнитный декремент $d_m = 4\pi\chi_p'' \eta$, где $\eta = \eta_s \eta_c$ — коэффициент использования. В нашем случае η_s характеризует отношение энергии, запасенной в парамагнетике, к энергии МСВ, η_c — степень отклонения вектора h от оптимального направления в активном кристалле. Для оценки потенциальных возможностей рассматриваемого метода усиления будем считать поле h имеющим оптимальную поляризацию, т. е. $\eta_c = 1$. Величину η_s будем оценивать, исходя из конкретного вида ПМСВ. Величина χ_p'' для известных мазерных кристаллов [6, 7] составляет 10^{-3} при $T = 4,2$ К.

Наиболее подходящим с точки зрения потерь ферритовым материалом является монокристаллический железиттриевый гранат (ЖИГ), для которого ширина линии МСВ $\Delta H \approx 0,1$ Э. В качестве активной среды выберем хорошо исследованный мазерный кристалл рубина $Al_2O_3 : Cr^{3+}$. Все оценки будем проводить для $T = 4,2$ К, соответствующей типичным условиям работы квантовых парамагнитных усилителей.

Для ферритового слоя, намагниченного в плоскости, характерно наличие поверхностных и объемных МСВ, распространяющихся соответственно перпендикулярно и параллельно постоянному магнитному полю H_0 . Ограничимся рассмотрением ПМСВ, которые более эффективно взаимодействуют с активной средой [2].

При этом возможны два случая.

1. Структура феррит — парамагнетик. ПМСВ распространяются по

границе раздела феррит — парамагнетик. Дисперсионное соотношение [1]

$$\exp(-2ks) = \frac{\omega^2 - \gamma^2(H_i + 2\pi M)^2}{\gamma^2(2\pi M)^2},$$

$$v_g = \frac{s}{\omega} [(H_i + 2\pi M)^2 \gamma^2 - \omega^2],$$

где M — намагниченность насыщения, H_i — величина внутреннего поля в феррите,

$$k'' = \frac{1}{2s} \operatorname{arctg} \frac{2\omega\omega_r}{[(H_i + 2\pi M)^2 \gamma^2 - \omega^2 + \omega_r^2]} \approx \frac{\omega_r}{v_g}.$$

Для оценки величины η_s будем считать толщину парамагнитного кристалла достаточно большой. Тогда, поскольку максимум амплитуды ПМСВ приходится на границу раздела феррит — парамагнетик, можно считать, что в последнем сосредоточена половина энергии волны, т. е. $\eta_s = 0,5$.

2. Структура металл — феррит — парамагнетик.

а) ПМСВ распространяются по границе раздела феррит — парамагнетик:

$$\exp(2ks) = \frac{2\pi M(H_i + 4\pi M - \omega/\gamma)}{(H_i + 4\pi M + \omega/\gamma)(H_i + 2\pi M - \omega/\gamma)},$$

$$v_g^{-1} = \frac{1}{2\gamma s} \left[\left(H_i + 2\pi M - \frac{\omega}{\gamma} \right)^{-1} - \left(H_i + 4\pi M - \frac{\omega}{\gamma} \right)^{-1} - \left(H_i + 4\pi M + \frac{\omega}{\gamma} \right)^{-1} \right].$$

Анализ выражения для k'' показывает, что здесь, как и в предыдущем случае $k'' \approx \frac{\omega_r}{v_g}$. Величину η_s также можно принять равной 0,5.

б) ПМСВ распространяются по границе металл — феррит:

$$\exp(2ks) = \frac{2\pi M [(H_i + 4\pi M)\gamma + \omega]}{\gamma [(H_i + 4\pi M)\gamma - \omega] [(H_i + 2\pi M)\gamma + \omega]},$$

$$v_g^{-1} = \frac{1}{2\gamma s} \left[\left(H_i + 4\pi M + \frac{\omega}{\gamma} \right)^{-1} - \left(H_i + 2\pi M + \frac{\omega}{\gamma} \right)^{-1} + \left(H_i + 4\pi M - \frac{\omega}{\gamma} \right)^{-1} \right].$$

Как и ранее, $k'' \approx \omega_r/v_g$.

В данном случае с парамагнетиком будет взаимодействовать лишь та часть энергии ПМСВ, которая выходит за границу феррит — парамагнетик, т. е. $\eta_s = \exp(-2ks)$.

На рис. 1 представлены дисперсионные характеристики рассматриваемых волн при $H_0 = 1 \text{ кЭ}$. Кривая 1 — неметаллизированный ферритовый слой, 2 — структура металл — феррит: а) — ПМСВ на неметаллизированной поверхности феррита, б) — ПМСВ на границе металл — феррит. Нижняя граница существования ПМСВ во всех случаях $\omega^H = \gamma(H_i B_i)^{1/2}$, где $B_i = H_i + 4\pi M$. Верхняя граница в случаях 1

и 2а составляет $\omega_1^B = \gamma(H_1 + 2\pi M)$, в случае 2б $\omega_2^B = \gamma(H_1 + 4\pi M)$. Зависимости границ существования ПМСВ от H_0 представлены на рис. 2. Здесь же пунктиром показана соответствующая зависимость частоты одного из мазерных переходов в рубине, ориентированного осью C перпендикулярно H_0 . Видно, что частичное перекрытие частот ПМСВ и ЭПР имеет место в случаях 1 и 2а. В случае 2б частота ЭПР

рассматриваемого перехода всегда лежит в спектре спиновых волн.

Соответствующие зависимости коэффициента усиления приведены на рис. 3. В расчетах принималась длина взаимодействия $l = 1$ см, толщина феррита $s = 10$ мкм. Эффект усиления в случаях 1 и 2а максимален при приближении к верхней границе ПМСВ, где $v_g \rightarrow 0$. Малое значение G в случае 2б объясняется большими значениями групповой скорости. Усиление в случаях 1 и 2а почти совпадает, так как соответствующие дисперсионные кривые (рис. 1) отличаются незначительно.

Следует заметить, что реальная зависимость $G(H_0)$ может несколько отличаться от приведенной на рис. 3, ввиду изменения χ_p'' с ростом H_0 .

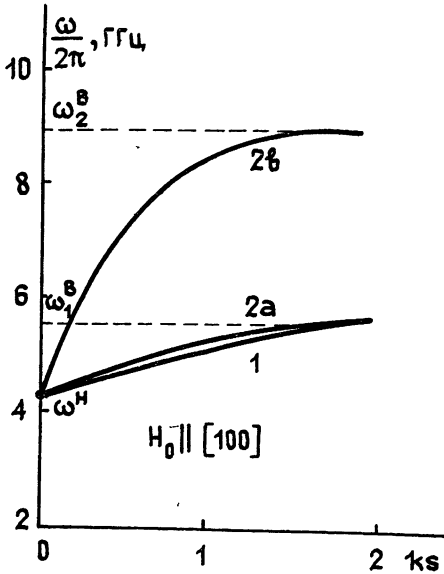


Рис. 1.

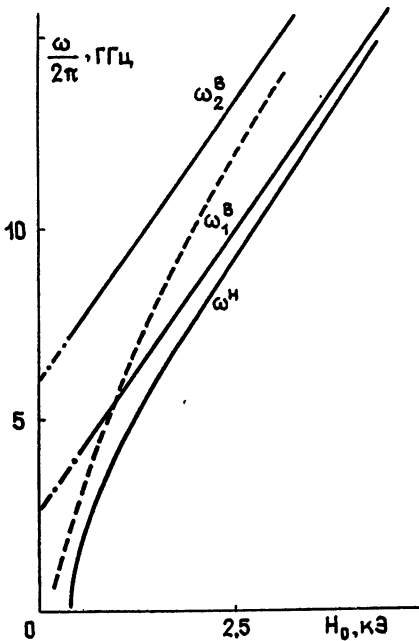


Рис. 2.

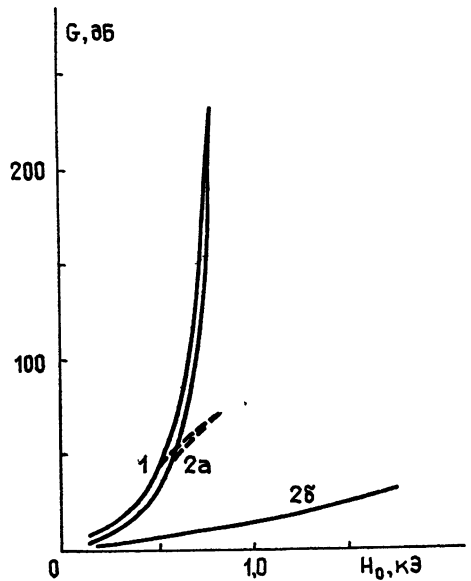


Рис. 3.

При определенных амплитудах сигнала усиление будет сопровождаться эффектами насыщения [5]. Последние можно учесть введением в выражение для d_m фактора насыщения, который в нашем случае имеет вид

$$\left(1 + \frac{1}{4} \gamma^2 T_1 T_2 \cdot 10^{0,1G} h_0^2\right)^{-1},$$

где T_1 и T_2 — соответственно времена спин-решеточной и спин-спиновой релаксации парамагнетика. Влияние этого фактора на величину G при входных величинах $h_0 = 2 \cdot 10^{-5}$ Э показано на рис. 3 пунктиром.

Для оценки величины шумов, сопровождающих рассматриваемый процесс усиления, воспользуемся выражением для собственной эффективной шумовой температуры $T_{ш}^c$ мазера бегущей волны [6]. В структуре феррит — парамагнетик потери волны характеризуются величиной k'' , тогда

$$T_{ш}^c = \frac{G-1}{G} \left(\frac{\alpha_m}{\alpha_m - k''} T_M + \frac{k''}{\alpha_m - k''} T_0 \right), \quad (3)$$

где T_M — абсолютная величина отрицательной спиновой температуры, T_0 — температура кристалла.

Анализ выражения (3) показывает, что ввиду малости величины k'' в кристалле ЖИГ температура шума будет мало отличаться от T_M . При использовании металлизированного феррита $T_{ш}$ соответственно возрастает из-за омических потерь в металле.

Для учета входных потерь на преобразование L электромагнитной волны в МСВ удобно воспользоваться выражением [5]

$$T_{ш} = T_{ш}^c + \frac{L_{\partial Б}}{G_{\partial Б}} T_0.$$

Для современных устройств на МСВ величина $L < 10$ дБ [8], т. е. шумовая температура может остаться достаточно малой.

ЛИТЕРАТУРА

1. Damon R. W., Eschbach J. R.— J. Phys. Chem. Solids, 1961, 19, № 3—4, p. 308.
2. Robinson V. B., Vural B., Patek J. P.— IEE Trans., 1970, ED-17, № 3, p. 224.
3. Беспятых Ю. И., Вашковский А. В., Зубков В. И., Кильдишев В. Н. — Микроэлектроника, 1978, 7, № 5, с. 430.
4. Данилов В. В. Тезисы докладов Всесоюзной конференции по физике магнитных явлений. — Харьков: Физико-технический институт низких температур АН УССР, 1979, с. 23.
5. Балинский М. Г., Данилов В. В., Зависляк И. В. Статья депонирована в УкрНИИНТИ, рег. № 1483. Деп. от 24 мая 1979 г.
6. Сигмен А. Мазеры. — М.: Мир, 1966.
7. Штейншлейгер В. Б., Мисежников Г. С., Лифанов П. С. Квантовые усилители СВЧ. — М.: Сов. радио, 1971.
8. Wu H. J., Smith C. V., Owens J. M.— J. Appl. Phys., 1979, 50, № 3, p. 2457.

Киевский государственный университет

Поступила в редакцию
22 января 1980 г.

INTERACTION EFFECTS OF SURFACE MAGNETOSTATIC WAVES WITH SPIN SYSTEM OF A PARAMAGNETIC CRYSTAL

V. V. Danilov

A calculation is presented for the amplification effect of surface magnetostatic spin waves (SMSW) by a paramagnetic maser crystal. The amplification coefficient G increases sharply when approaching to the upper boundary of SMSW, where the group velocity $v_g \rightarrow \infty$. Saturation effects of a maser crystal signal transition somehow limit a sudden increase of the value G . Noise radiation of such a system is defined by spontaneous radiation of a paramagnetic.