

06;09;11

©1993 г.

КВАНТОВОЕ УСИЛЕНИЕ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН В ФЕРРИТ-ПАРАМАГНИТНЫХ СТРУКТУРАХ

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

Представлены результаты анализа процесса квантового усиления дипольных спиновых магнитостатических волн (МСВ) в структурах феррит-мазерный кристалл и эпитаксиальная ферритовая пленка на подложке диамагнитного граната с активными парамагнитными примесями. В обоих случаях возможна реализация мазера бегущей волны с коэффициентом усиления более 20 дБ/см при температурах 4.2 К и выше. Предложен метод расширения динамического усиления за счет неоднородного распределения мазерных примесей, проведены оценки усиления МСВ в миллиметровом диапазоне длин волн для структуры бариевый феррит-кристалл рутила с примесями ионов трехвалентного железа, а также шумовой температуры и полосы усиления указанных структур.

Введение

Возможность квантового усиления спиновых волн обсуждалась в [1,2] и впоследствии в [3]. В этих работах предлагалось создание инверсной населенности в системе парамагнитных примесей, введенных в магнитоупорядоченный кристалл.

Малость энергии квантов СВЧ диапазона обуславливает даже при низких температурах относительно небольшие значения коэффициента квантового усиления и рекордно низкие собственные шумы [4], что требует при практической реализации усилителя тщательной минимизации всех видов потерь. Среди магнитоупорядоченных материалов наименьшими потерями обладает чистый кристалл железо-иттриевого граната (ЖИГ) $Y_3Fe_5O_{12}$, однако введение большинства парамагнитных примесей, как правило, приводит к резкому возрастанию затухания магнонов, особенно при низких температурах (см., например, [5]). В этой связи был предложен [6-8] вариант усиления дипольных магнитостатических спиновых волн (МСВ) инвертированной спиновой системой парамагнитного мазерного кристалла в составной структуре ЖИГ-рубин. МСВ характеризуются хорошей связью с электромагнитной системой возбуждения и съема сигнала, а также с парамагнитным кристаллом, находящимся в непосредственном контакте с пластиной ЖИГ. В этом случае изменение амплитуды волны при ее распространении на длине l структуры

ЖИГ-рубин можно записать в виде

$$h = h_0 \exp \left\{ \left(-k_f'' - k_p'' \right) \cdot l \right\}, \quad (1)$$

где h_0 — магнитное поле МСВ на входе системы; k_p'' — затухание, вызванное парамагнитным поглощением; k_f'' — релаксация МСВ в феррите, для которой в [9] получено выражение

$$k_f'' \cong \gamma \frac{\Delta H}{2} V_g^{-1} = \omega_r \cdot V_g^{-1}. \quad (2)$$

Здесь V_g и ω_r — групповая скорость и частота релаксации МСВ, ΔH — ширина линии ферромагнитного резонанса (ФМР), γ — гиромагнитное отношение. Величина k_p'' может быть определена в виде [10]

$$k_p'' = \frac{1}{2} \omega \cdot d_m \cdot V_g^{-1}. \quad (3)$$

Здесь ω — частота электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) активного кристалла; d_m — магнитный декремент, численно равный произведению магнитной проницаемости парамагнетика на коэффициент его использования [7] и характеризующий отношение энергии, запасенной в парамагнетике, ко всей энергии МСВ, распространяющейся вдоль структуры, а также степень отклонения поляризации магнитного поля от оптимальной.

В случае инверсии парамагнитного мазерного кристалла величина k_p'' становится отрицательной, и если $|k_p''| > k_f''$, то в структуре будет иметь место нарастание амплитуды сигнала, т.е. усиление волны.

Таким образом, с учетом (2), (3) для коэффициента квантового усиления МСВ на единицу пути распространения в структуре феррит-парамагнетик получаем выражение [8] (частоты ЭПР и МСВ совпадают)

$$G(\text{дБ/см}) = \frac{4.34}{V_g} (d_m \cdot \omega - 2 \cdot \omega_r). \quad (4)$$

Выражение (4) получено в рамках метода мазеров бегущей волны (МБВ), использование которого возможно вследствие малости d_m типичных мазерных кристаллов ($d_m < 10^{-3} - 10^{-4}$). Строгое обоснование применимости этого приближения получено в результате решения граничной электродинамической задачи для многослойной феррит-парамагнитной структуры [9,11].

Расчеты [6-8,11,12] и экспериментальные исследования [13] показали, что коэффициент усиления и ширина полосы усиления в слоистой структуре ЖИГ-рубин больше, чем у типичных МБВ, а габариты охлаждаемой части такого усилителя в диапазоне частот 1-10 ГГц много меньше. В развитие этих работ, а также с точки зрения практики необходимо проанализировать возможность квантового усиления в миллиметровом диапазоне длин волн, расширения динамического диапазона и полосы усиления и от составных структур перейти к монолитным. Все эти вопросы обсуждаются в настоящей работе.

Для создания мазеров в диапазоне частот более 30 ГГц, что особенно важно для систем радиолокации, радиометрии и космической связи [14], возможно использование взаимодействия МСВ, распространяющихся в кристалле бариевого феррита (БФ) $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$, с кристаллом рутила $\text{TiO}_2:\text{Fe}^{3+}$, имеющим частоты ЭПР в миллиметровом диапазоне длин волн.

В кристалле БФ в относительно малых и даже нулевом внешнем магнитном поле создается регулярная доменная структура, которая не вносит существенного вклада в затухание МСВ. Дисперсионные соотношения для этого случая получены в [15], причем наименее затухающими, а следовательно, имеющими наибольшее практическое значение оказались объемные МСВ, распространяющиеся в касательно намагниченном слое, когда внешнее магнитное поле направлено вдоль нормали к доменной границе. На рис. 1 приведены частотно-полевые области существования этого типа МСВ в БФ и ЭПР в рутиле при $T = 4.2 \text{ К}$, а на рис. 2 — частотная зависимость коэффициента квантового усиления МСВ в структуре рутил-БФ-рутил. Для вычислений выбраны параметры бариевого феррита и рутила при 4.2 К [10,16], в частности, $\Delta H = 30 \text{ Э}$, процентное содержание в кристалле рутила парамагнитных ионов Fe^{3+} по отношению к замещаемым диамагнитным ионам $C_{at} = 0.075\%$, ширина линии ЭПР $\Delta f = 45 \text{ МГц}$, толщину ферритового слоя выберем 10 мкм. Анализ такой структуры показал возможность квантового усиления МСВ в миллиметровом диапазоне (длина волны $\lambda = 6.5 \text{ мм}$). Максимальное расчетное усиление (до 30 дБ/см) получено для минимальных значений внешне-

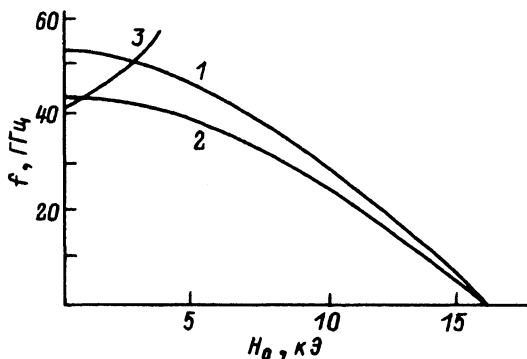
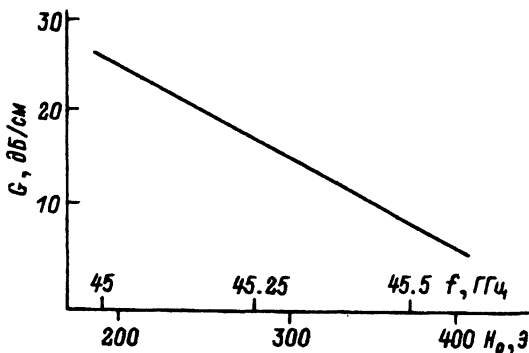


Рис. 1. Частотно-полевые области совпадения МСВ в слое бариевого феррита (1 и 2 — верхняя и нижняя частотные границы спектра) и ЭПР иона Fe^{3+} в кристалле рутила (3, переход $1 \rightarrow 4$, внешнее магнитное поле параллельно оси C кристалла).

Рис. 2. Квантовое усиление МСВ в структуре $\text{TiO}_2:\text{Fe}^{3+}-\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}-\text{TiO}_2:\text{Fe}^{3+}$ при $T = 4.2 \text{ К}$.



го магнитного поля; уменьшение коэффициента усиления с ростом поля объясняется частотной зависимостью групповой скорости МСВ и коэффициента использования мазерного кристалла.

Приведенные величины коэффициента усиления не хуже типичных МВВ миллиметрового диапазона. Например, в [17] приведены сведения о парамагнитном усилителе на кристалле андалузита с ионами Fe^{3+} , $\lambda = 4-8$ мм, $T = 1.6-2$ К. Коэффициент усиления составляет 20-30 дБ при длине замедляющей структуры (штыревая гребенка с диэлектриком) $l = 20$ мм.

Отметим также, что использование кристалла $\text{BaFe}_{12-x}(\text{Ga},\text{Al})_x\text{O}_{19}$ взамен чистого БФ вследствие незначительного изменения его магнитных параметров [16] и соответствующего смещения спектра МСВ, обеспечивающего совпадение частот ЭПР в $\text{TiO}_2 \cdot \text{Fe}^{3+}$ и МСВ в БФ-Ga,Al при $H_0 = 0$, может позволить создать мазер, работающий в нулевом внешнем магнитном поле на частоте 43.3 ГГц.

Усиление МСВ в монокристаллических активных структурах

Синтезируемые в настоящее время эпитаксиальные структуры ЖИГ содержат в качестве подложки кристалл гадолиний-галлиевого граната (ГГГ), обладающий большим магнитным моментом и сильным парамагнитным поглощением при низких температурах [18-20]. Поэтому для достижения эффектов квантового усиления в монокристаллической структуре необходим поиск диамагнитных материалов в качестве подложек гранатовых пленок. Особо перспективным представляется найденный в ряду замещенных гранатов и синтезированный кристалл иттрий-галлиевого граната (ИГГ) с частичным кальций-магний-циркониевым замещением $\{\text{Y}, \text{Ca}\}_3(\text{Ga}, \text{Mg}, \text{Zr})_2[\text{Ga}]_3\text{O}_{12}$ [21]. Ширина линии ФМР эпитаксиальной пленки ЖИГ, выращенной на такой подложке, составила менее 1 Э, а ширина линии спиновых волн 0.25 Э. Указанный подложечный кристалл можно как диамагнитную решетку легировать парамагнитными центрами (например, ионом Cr^{3+}) и использовать одновременно в качестве мазерного кристалла.

Найдем области совпадения частот ЭПР в предполагаемом кристалле и МСВ в пленке ЖИГ. Для этого необходимо решить стационарное уравнение Шредингера для парамагнитного иона Cr^{3+} (спин 3/2), помещенного в кристаллическую решетку граната. Оператор Гамильтона выберем в виде, приведенном в [22] для кристалла $\text{Y}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12} \cdot \text{Cr}^{3+}$,

$$\hat{H} = g \cdot \mu_B \cdot H \cdot \hat{S}_z + D \cdot \left(\hat{S}_z^2 + 5/4 \right), \quad (5)$$

где \hat{S}_z — оператор проекции спина; D и g — константы, определяемые экспериментально для конкретного кристалла и равные в рассматриваемом случае 10.463 ГГц и 1.98 соответственно [22].

Будем полагать, что частичное Ca-Mg-Zr замещение в ИГГ не повлияет существенно на величины констант D и g в нем.

Решение стационарного уравнения Шредингера с учетом (5) позволило определить частоты и компоненты матрицы вероятностей энергетических переходов в предполагаемом кристалле. На рис. 3 приведены области совпадения частот ЭПР иона Cr^{3+} в ИГГ и прямых объемных МСВ

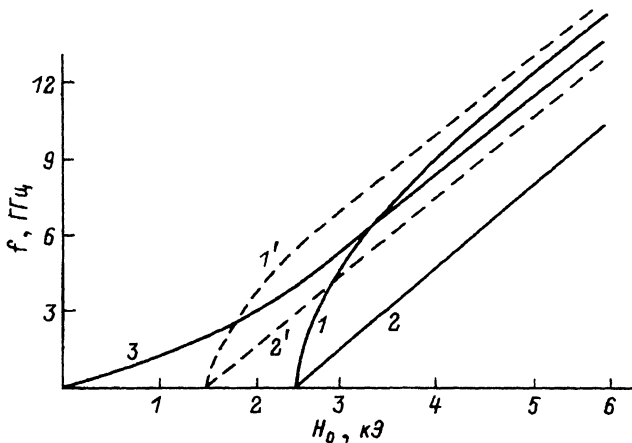


Рис. 3. Области совпадения частот ЭПР иона Cr^{3+} в ИГГ (3, переход $3 \rightarrow 4$) и ПОМСВ в монокристаллах $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (1 и 2 — верхняя и нижняя частотные границы спектра) и $\text{Y}_3\text{Fe}_{4.7}\text{Ga}_{0.3}\text{O}_{12}$ (1' и 2' — верхняя и нижняя частотные границы спектра).

(ПОМСВ) в пленках $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ и $\text{Y}_3\text{Fe}_{4.7}\text{Ga}_{0.3}\text{O}_{12}$. На рис. 4 представлены зависимости величины квантового усиления нижней моды ПОМСВ от величины внешнего магнитного поля (частоты волны) в структуре ИГГ-ЖИГ-Ga при температурах 77 (кривая 1) и 100 К (кривая 2); при $T = 4.2$ К величина коэффициента усиления составляет более 100 дБ/см без учета эффекта насыщения. При расчетах использовались следующие параметры: $\Delta H = 0.5$ Э, $\Delta f = 60$ МГц, $C_{\text{at}} = 0.05\%$, $s = 10$ мкм. Частотно-полевая зависимость коэффициента усиления МСВ объясняется совместным влиянием магнитного декремента парамагнетика, групповой скорости и величины потерь МСВ в ферритовой пленке. Уменьшение усиления при повышении температуры связано с соответствующим уменьшением d_m . Таким образом, проведенное исследование впервые показало возможность создания мазера бегущей волны, работающего при температуре жидкого азота.

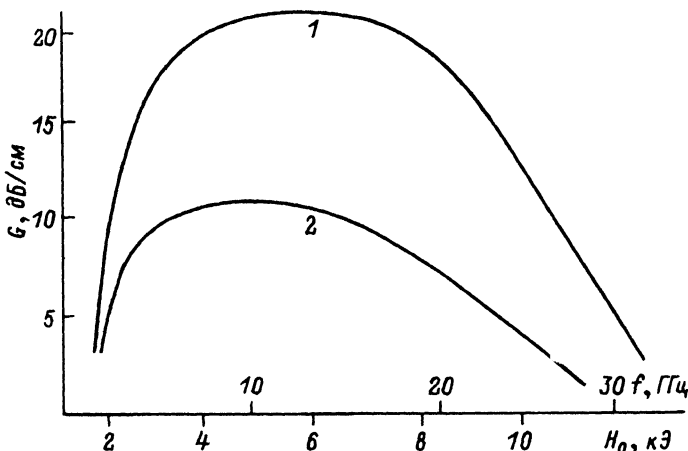


Рис. 4. Квантовое усиление нижней моды ПОМСВ в монокристаллической активной структуре при $T = 77$ (1) и 100 К (2).

Квантовое усиление МСВ в неоднородных активных структурах

Важнейшей характеристикой усиливающей структуры феррит-парамагнетик, определяющей возможность ее практического применения, является величина динамического диапазона. Его нижняя граница определяется собственными шумами многослойной структуры, а существование верхней границы динамического диапазона усиления обусловлено эффектами насыщения сигнального перехода мазерного кристалла, что приводит к уменьшению магнитного декремента с ростом амплитуды переменного магнитного поля МСВ [12].

Предлагается метод расширения динамического диапазона квантового усиления путем создания неоднородного распределения парамагнитных примесей в мазерном кристалле в соответствии с конфигурацией СВЧ поля МСВ, который проанализируем на примере структуры ЖИГ-рубин.

Предположим, что концентрация парамагнитных ионов Cr^{3+} в слое диамагнитной матрицы Al_2O_3 распределяется по его толщине в соответствии с законом

$$C_{at}(x) = C_{at}^0 \exp \{ \Lambda \cdot (s - x) \}, \quad (6)$$

где C_{at}^0 — концентрация ионов Cr^{3+} на границе ЖИГ-рубин, $\Lambda > 0$ — показатель легирования.

Разобьем рубин на такие слои, в пределах которых величину переменного магнитного поля и концентрацию парамагнитных ионов хрома мож-

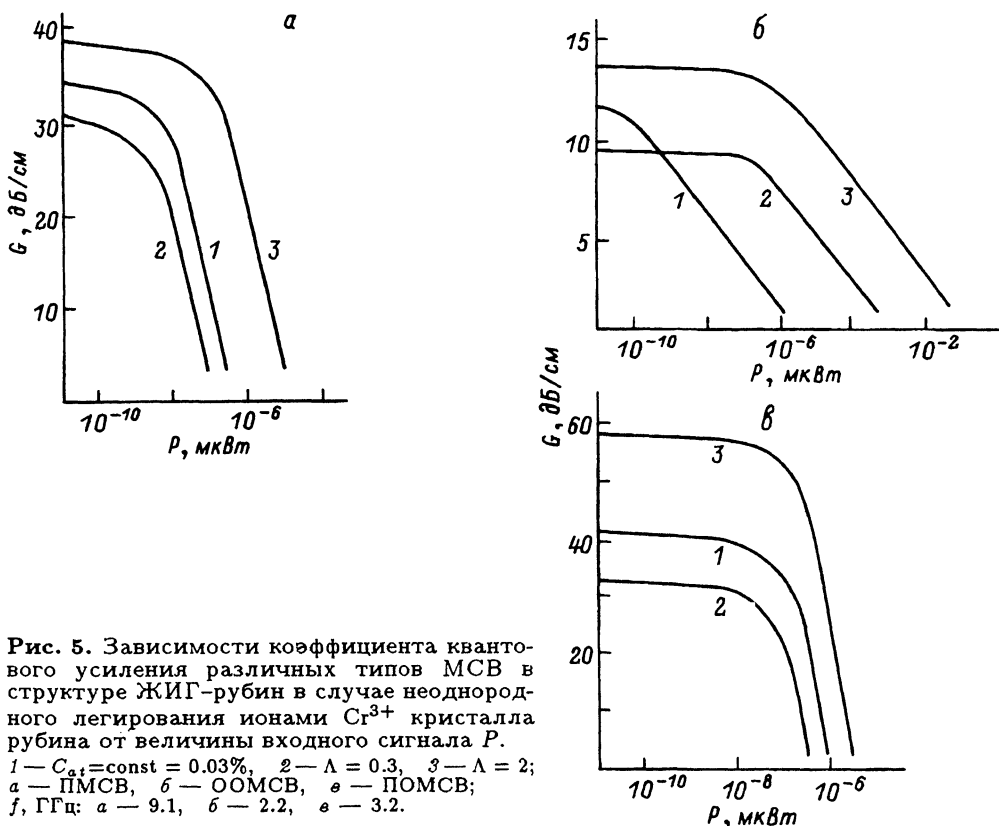


Рис. 5. Зависимости коэффициента квантового усиления различных типов МСВ в структуре ЖИГ-рубин в случае неоднородного легирования ионами Cr^{3+} кристалла рубина от величины входного сигнала P .

1 — $C_{at} = \text{const} = 0.03\%$, 2 — $\Lambda = 0.3$, 3 — $\Lambda = 2$;
 а — ПМСВ, б — ОМСВ, в — ПОМСВ;
 г, ГГц: а — 9.1, б — 2.2, в — 3.2.

но считать постоянными. Коэффициент усиления каждого из таких слоев определяется формулой (4), а суммарный коэффициент усиления может быть найден путем интегрирования по всему объему активного кристалла. В результате получаем выражение для коэффициента усиления МСВ в указанной структуре с учетом (6) и эффектов насыщения, на основании которого проведен анализ эффектов квантового усиления в неоднородных активных структурах. В расчетах приняты параметры кристаллов ЖИГ и рубина при температуре 4.2 К [10,16].

На рис. 5,а-в приведены зависимости коэффициента усиления МСВ от величины подаваемого на активную многослойную структуру электромагнитного сигнала. Расчеты проводились для различных значений показателя легирования и сравнивались с соответствующими зависимостями для однородного (традиционного) легирования ионами Cr^{3+} кристалла Al_2O_3 ($C_{\text{ат}} = 0.03\%$); для всех типов волн выбраны участки с максимальными коэффициентами усиления.

В случае неоднородного легирования насыщение мазерного кристалла около поверхности феррита, где концентрация парамагнитных ионов и амплитуда МСВ максимальны, наступает при больших значениях сигнала. Наибольший эффект, как видно из рис. 5, имеет место для $\Lambda = 0.3-0.5$. В случае ПОМСВ величина мощности насыщения P_{sat} увеличивается на порядок по сравнению с $C = \text{const}$, ПМСВ и ООМСВ — на два-три и составляет более 10^{-3} мкВт. Это обеспечивает соответствующее расширение динамического диапазона квантового усиления с 40 до 55 дБ. Возможно также увеличение коэффициента усиления волны для $\Lambda = 0.3-0.5$, что связано с зависимостью ширины линии ЭПР рубина от концентрации ионов Cr^{3+} [10]:

Шумовые характеристики феррит-парамагнитных структур

Как уже указывалось, нижняя граница динамического диапазона квантового усиления МСВ определяется собственными шумами многослойной структуры, связанными с потерями на возбуждение МСВ и преобразование их энергии в энергию электромагнитного сигнала, потерями при распространении МСВ, спонтанным излучением мазерного кристалла и характеризуется величиной эквивалентной шумовой температуры T_n . В [12] приведена формула, полученная с учетом всех видов потерь, которая при реальных значениях входящих в нее параметров для структуры ЖИГ-рубин и $T = 2$ К дает величину 5 К, что является типичным для существующих мазеров; можно полагать, что и в неоднородной активной структуре ЖИГ-рубин T_n составляет такую же величину.

В структуре БФ-рутил, обеспечивающей квантовое усиление МСВ в миллиметровом диапазоне, при гелиевой физической температуре имеем $T_n = 28$ К, что сравнимо с традиционными мазерами в этом диапазоне частот. В монокристаллической структуре ЖИГ-Ga-ИГГ: Cr^{3+} при $T = 77$ К соответствующая характеристика составляет 105 К.

Расширение полосы усиления

В МБВ ширина полосы усиления, как правило, составляет порядка трети ширины линии ЭПР мазерного кристалла. Полосой квантового усиления можно управлять с помощью изменения законов дисперсии волны в многослойных структурах, например металл-диэлектрик-феррит-диэлектрик-металл (МДФДМ), посредством изменения толщин

и параметров ее слоев. Изменяя толщину диэлектрика, можно реализовать сдвиг диапазона существования ПМСВ на 5 ГГц, а нижней моды ПОМСВ — на 2.5 ГГц. Таким образом, если в качестве диэлектрических слоев указанных структур использовать активные парамагнитные кристаллы, частоты ЭПР которых совпадают с областью существования МСВ ферритовой компоненты, то набор таких структур может представлять собою мазер с широкой полосой усиления. Ширина полосы мазера определится в этом случае суммой полос отдельных каналов. Такое устройство может быть организовано как на основе монокристаллических структур (с использованием структуры ЖИГ-Ga-ИГГ:Cr³⁺), так и составных систем (пластины ЖИГ и рубина).

Другим способом расширения полосы усиления является применение набора ферритовых компонент многослойных структур различной ширины. Дисперсия МСВ в них зависит от поперечного размера [23], что обеспечит максимум усиления на различных, но достаточно близких частотах для каждого ферритового волновода, расширяя тем самым полосу усиления в целом.

Подчеркнем, что прикладное значение рассмотренных эффектов не ограничивается созданием сверхмалозумящих усилителей — мазеров, предназначенных для предварительного усиления слабых сигналов в системах радиоастрономии и космической связи, локации. Кроме того, могут быть рассмотрены возможности разработки на основе феррит-парамагнитных структур спектрально чистых генераторов и высокодобротных активных фильтров. В первом случае для самовозбуждения феррит-парамагнитных резонаторов необходимо обеспечить выполнение условий баланса фаз и амплитуд. Во втором происходит лишь частичная компенсация потерь в резонаторе за счет энергии источника накачки (условие баланса амплитуд не выполняется) и активный фильтр обеспечивает фильтрацию сигнала на частотах, соответствующих собственным частотам (модам) феррит-парамагнитного резонатора.

Список литературы

- [1] Корнюшин Ю.В., Лось В.Ф., Машкевич В.С. // ЖЭТФ. 1972. Т. 62. Вып. 5. С. 1897–1901.
- [2] Korniyushin Yu.V., Los V.F., Mashkewich V.S. // Sol. St. Commun. 1972. Vol. 10. N 2. P. 1097–1100.
- [3] Ожогин В.И., Фарзетдинова Р.М., Михайлова А.С. // ЖЭТФ. 1990. Т. 97. Вып. 3. С. 863–871.
- [4] Сигмен М. Мазеры. М.: Мир, 1966. 520 с.
- [5] Гуревич А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и ферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 592 с.
- [6] Данилов В.В. // ФТТ. 1980. Т. 22. Вып. 5. С. 1539–1541.
- [7] Данилов В.В. // УФЖ. 1980. Т. 23. № 5. С. 853–855.
- [8] Данилов В.В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1980. Т. 23. № 12. С. 1511–1515.
- [9] Данилов В.В., Зависляк И.В., Балинский М.Г. Спин-волновая электродинамика. Киев: Лыбидь, 1991. 212 с.
- [10] Штейнцлегер В.Б., Мисежников Г.С., Лифанов П.С. Квантовые усилители СВЧ (мазеры). М.: Сов. радио, 1971. 430 с.
- [11] Балинский М.Г., Данилов В.В., Зависляк И.В. // Квантовая электроника. 1984. № 24. С. 34–42.
- [12] Балинский М.Г., Данилов В.В. // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1984. Т. 27. № 1. С. 68–69.
- [13] Данилов В.В., Балинский М.Г., Журиленко Б.Е. и др. // Тез. докл. Всесоюз. конф. по магнитному резонансу. Казань, 1984. Т. 2. С. 83.
- [14] Черпак Н.Т. // Изв. вузов. Радиофизика. 1984. Т. 27. № 7. С. 815–851.

- [15] *Зависляк И.В., Данилов В.В.* // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. Вып. 2. С. 72–74.
- [16] *Яковлев Ю.М., Генделев С.Ш.* Монокристаллы ферритов в радиотехнике. М.: Сов. радио, 1975. 360 с.
- [17] *Черпак Н.Т., Смирнова Т.А., Мыщенко В.В.* и др. // РиЭ. 1982. Т. 27. № 9. С. 1804–1813.
- [18] *Балинский М.Г., Данилов В.В., Нечипорук А.Ю., Талалаевский В.М.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т. 29. № 10. С. 1253–1258.
- [19] *Данилов В.В., Лыфарь Д.Л., Любонько Ю.В.* и др. // Изв. вузов. Физика. 1989. Т. 32. № 4. С. 48–53.
- [20] *Chen H., De Gasperis P., Marcelli R.* et al. // J. Appl. Phys. 1990. Vol. 67. N 9. Pt II-B. P. 5530–5532.
- [21] *Еськов Н.А., Данилов В.В., Дубинко С.В.* и др. // Тез. докл. Всесоюз. конф. “Материалы и изделия функциональных устройств электроники”. Львов, 1989. С. 45.
- [22] *Garson J., White R.* // J. Appl. Phys. 1961. Vol. 32. P. 1787–1792.
- [23] *Данилов В.В., Зависляк И.В., Фирсова Т.В.* // Тез. докл. Всесоюз. конф. по микроэлектронике. Таганрог, 1982. С. 164–165.

Киевский университет им. Т.Г.Шевченко
Киевский политехнический институт

Поступило в Редакцию
6 декабря 1991 г.
В окончательной редакции
14 сентября 1992 г.