

## ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКИ ВОЗБУЖДЕННЫХ СПИНОВЫХ ВОЛН НА ДИСПЕРСИЮ И ЗАТУХАНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН В ФЕРРИТОВЫХ ПЛЕНКАХ

Г. Т. Казаков, А. В. Кожевников, Ю. А. Филимонов\*

*Саратовский филиал Института радиотехники и электроники  
Российской академии наук  
410019, Саратов, Россия*

Поступила в редакцию 18 июня 1998 г.

Экспериментально исследованы изменения дисперсии и затухания поверхностных магнитостатических волн в ферритовых пленках, обусловленные трех- и четырехмагнитным взаимодействием с параметрическими спиновыми волнами, возбуждаемыми дополнительной поверхностной магнитостатической волной накачки с частотой  $f_p$ . Изменения дисперсии и затухания отождествлялись, соответственно, с изменениями действительной  $\Delta k'$  и мнимой  $\Delta k''$  частями волнового числа поверхностной магнитостатической волны. Величины  $\Delta k'$  и  $\Delta k''$  определялись как отношение изменений набега фазы  $\Delta\phi$  и амплитуды  $\Delta A$  поверхностной магнитостатической волны к длине  $L$  «неравновесного» участка пленки, где существуют параметрические спиновые волны. Обнаружено, что в условиях, когда для волны накачки и зондирующей поверхностной магнитостатической волны разрешены процессы трехмагнитного распада, зондирующая волна может существенно менять распределение параметрических спиновых волн в пленке.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Процессы параметрического возбуждения спиновых волн в ферритовых пленках бегущими магнитостатическими волнами представляют значительный интерес как с научной, так и с прикладной точек зрения [1]. Одним из эффективных методов экспериментального исследования параметрической неустойчивости магнитостатических волн является метод «двух накачек» [2–6]. В основу этого метода положены эффекты взаимодействия зондирующего сигнала магнитостатической волны, имеющего мощность  $P$  меньше порога параметрической неустойчивости  $P_{th}$ , с параметрическими спиновыми волнами, созданными волной накачки с частотой  $f_p$  и мощностью  $P_p \geq P_{th}$ . При прохождении зондирующего сигнала через «неравновесный» участок пленки, содержащий параметрические спиновые волны, в его амплитуде  $A$  и фазе  $\phi$  могут наблюдаться изменения, по которым судят о возникновении параметрической неустойчивости волны накачки и ее запороговом поведении [2–6]. С другой стороны, представляют интерес сами изменения амплитуды  $\Delta A$  и фазы  $\Delta\phi$  зондирующей волны, так как они несут информацию о дисперсии и затухании магнитостатических волн на «неравновесном» участке пленки. Наконец, представляет интерес поиск условий, при которых зондирующая волна не только испытывает воздействие параметрических спиновых волн, но и сама оказывает влияние на их распределение в пленке. Цель данной работы — эксперимен-

\* E-mail: fil@sfire.saratov.su

тально исследовать влияние параметрических спиновых волн на дисперсию и затухание магнитостатических волн в пленке железоиттриевого граната, обнаружить влияние магнитостатических волн на распределение параметрических спиновых волн в пленке.

Следует отметить, что впервые влияние параметрических спиновых волн на магнитостатические волны в пленке железоиттриевого граната рассматривалось, по-видимому, в работе [7]. При этом в пленке распространялись обратные объемные магнитостатические волны, источником параметрических спиновых волн служила локально-однородная параллельная накачка, а частота возбуждения магнитостатической волны  $f$  и интервал магнитных полей  $H_0$  выбирались такими, что выполнялось условие

$$f < f_{th}^{3m}, \quad (1)$$

где  $f_{th}^{3m}$  — граничная частота для процессов трехмагнного распада. Выполнение условия (1) означает [8], что трехмагнные процессы для магнитостатических волн запрещены законами сохранения, а магнитостатические и параметрические спиновые волны могут непосредственно взаимодействовать только за счет четырехмагнных процессов типа [1]

$$2f = f_1 + f_2, \quad 2k = k_1 + k_2, \quad (2)$$

где  $f$  и  $k$  — соответственно частота и волновой вектор магнитостатической волны, а  $f_{1,2}$  и  $k_{1,2}$  — аналогичные величины, характеризующие параметрические спиновые волны.

В отличие от [7] в данной работе рассматриваются изменения в дисперсии и затухании поверхностных магнитостатических волн Деймона—Эшбаха [9] в пленке железоиттриевого граната под влиянием таких параметрических спиновых волн, которые возбуждаются неоднородной накачкой в виде дополнительной поверхностной магнитостатической волны с частотой  $f_p$ . Кроме того, мы рассмотрим изменения дисперсии и затухания поверхностной магнитостатической волны, вызванные взаимодействием с параметрическими спиновыми волнами, как при процессах вида (2), так и при трехмагнных процессах, при которых выполняются законы сохранения [1]

$$f = f_1 + f_2, \quad k = k_1 + k_2. \quad (3)$$

При определении влияния параметрических спиновых волн на дисперсию и затухание поверхностных магнитостатических волн здесь используется подход, при котором изменения фазы  $\Delta\phi$  и амплитуды  $\Delta A$  зондирующего сигнала, прошедшего пленку, соотносятся с интегральными изменениями действительной  $\Delta k'$  и мнимой  $\Delta k''$  частей волнового числа поверхностной магнитостатической волны  $k = k' + ik''$  на длине  $L$  «неравновесного» участка пленки:

$$\Delta\phi = \int_0^L \Delta k'(x) dx, \quad (4)$$

$$\Delta A = -8.68 \int_0^L \Delta k''(x) dx, \quad (5)$$

где  $\Delta\phi$  — изменение фазы сигнала в радианах,  $\Delta A$  — изменение амплитуды поверхностной магнитостатической волны в децибеллах,  $x$  — координата вдоль пленки. Тогда усредненные по длине неравновесного участка пленки значения  $\Delta k'$  и  $\Delta k''$  будут определяться соотношениями

$$\Delta k' = \frac{\Delta\phi}{L}, \quad (6)$$

$$\Delta k'' = -\frac{\Delta A}{8.68L}. \quad (7)$$

Понятно, что для реализации такого подхода необходимо знать протяженность «неравновесного» участка  $L$ , которая зависит от мощности  $P_p$  и типа (трех- или четырехмагнетонный) процесса параметрической неустойчивости волны накачки [4–6]. Мы покажем, что указанную проблему можно решить, если для возбуждения накачки и зондирующей волны аналогично работам [4–6] использовать отдельные преобразователи, расстояние между которыми  $S$  может меняться за счет перемещения одного из них вдоль поверхности пленки так, как это имеет место в методе «подвижного зонда» [10].

## 2. ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКИХ СПИНОВЫХ ВОЛН НА ДИСПЕРСИЮ И ЗАТУХАНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН

Исследования проводились с помощью макета линии задержки на поверхностных магнитостатических волнах, состоящего из трех расположенных параллельно друг другу микрополосковых преобразователей длиной 4 мм и шириной 40 мкм (рис. 1). Преобразователь 1 располагался на отдельной поликоровой плате 4, тогда как поликоровая плата 5 была общей для преобразователей 2 и 3 и, как это делалось в методе «подвижного зонда» [10], передвигалась относительно поликоровой платы 4, оставаясь с ней в одной плоскости. При этом расстояние  $S_1$  между преобразователями 1 и 2 могло меняться в пределах  $S_1 = 0.1$ –4 мм, а расстояние между преобразователями 2 и 3 было фиксированным и равным  $S_2 = 4$  мм. На преобразователях размещалась эпитаксиальная пленка железиттриевого граната на подложке из гадолиний-галлиевого граната ориентации (111). В проводимых исследованиях использовались образцы размером 30 мм × 5 мм, у которых толщина пленок составляла  $h \approx 5$  мкм и  $\approx 7$  мкм, намагнитченность насыщения  $4\pi M_0 = 1750$  Гс, ширина линии ферромагнитного резонанса  $\Delta H = 0.2$ –0.3 Э.

Сигнал накачки с частотой  $f_p = 3455.0$  МГц и мощностью  $P_p^{in} \leq 60$  мВт подавался на преобразователь 2 или 1. При этом два других использовались для исследования амплитудно-частотной и фазочастотной характеристик зондирующего сигнала с частотой  $f_z = 3$ –5.6 ГГц и мощностью  $P_z^{in} = 0.01$ –1 мкВт, где нижний предел обуславливался чувствительностью измерительной установки. Одновременно с преобразователя 3 контролировался спектр сигнала накачки, прошедшего пленку.

Магнитное поле ориентировалось параллельно преобразователям и менялось в пределах  $H_0 = 430$ –610 Э, что отвечало, во-первых, условию возбуждения поверхностных магнитостатических волн на частотах накачки и зондирующего сигналов, во-вторых, при значениях  $H_0 = 560$ –610 Э граничная частота для трехмагнетонных распадов  $f_{th}^{3m}$  находилась в пределах полосы частот  $f_0 < f_{th}^{3m} < f_s$ , где  $f_0$  и  $f_s$  — соответственно длинноволновая и коротковолновая границы спектра поверхностных магнитостатических волн

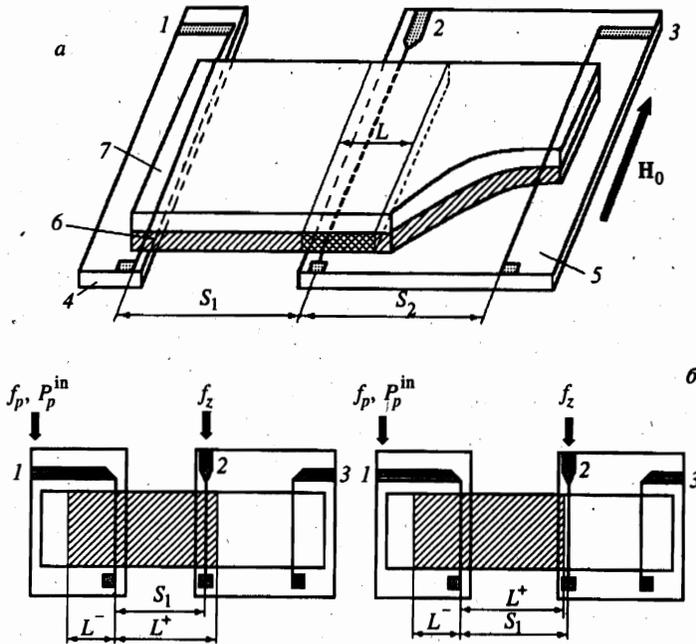


Рис. 1. Макет линии задержки. *a* — Конструкция: 1 — входной преобразователь зондирующего сигнала  $f_z$ ; 2 — входной преобразователь сигнала накачки  $f_p$  для создания неравновесной области  $L$ ; 3 — выходной преобразователь; 4 — плата с подвижным преобразователем; 5 — плата с неподвижными преобразователями; 6 — эпитаксиальная пленка железоиттриевого граната; 7 — подложка из гадолиний-галлиевого граната. *б* — Определение длины неравновесной области  $L^+$

в пленке [8]. При этом в интервале частот  $f_{th}^{3m} - f_s$  выполнялись условия для трехмагнотонных процессов с участием параметрических спиновых волн, тогда как на частотах  $f_0 - f_{th}^{3m}$  основную роль играли четырехмагнотонные процессы. Для поверхностной магнитостатической волны накачки с фиксированной частотой  $f_p$  процессы трехмагнотонного распада оказываются возможными при  $H_0 < H_0^{3m}$ , а четырехмагнотонные процессы — при  $H_0 > H_0^{3m}$ , где  $H_0^{3m}$  отвечает условию  $f_p = f_{th}^{3m}(H_0^{3m})$ .

Экспериментально значения граничной частоты  $f_{th}^{3m}$  и поля  $H_0^{3m}$  определялись с помощью эффекта ограничения выходной мощности поверхностной магнитостатической волны при распространении в условиях трехмагнотонного распада [1, 8]: мощность поверхностной магнитостатической волны ограничивается на частотах  $f \geq f_{th}^{3m}$ . (Типичный вид амплитудно-частотной характеристики и положение граничной частоты  $f_{th}^{3m}$  в случае, когда частота  $f_{th}^{3m}$  находится в пределах полосы частот возбуждения поверхностной магнитостатической волны, показаны на рис. 2.) Для выбранного значения частоты накачки и исследуемой пленки было получено значение поля  $H_0^{3m} \approx 589$  Э, что согласуется с расчетами величин  $H_0^{3m}$  и  $f_{th}^{3m}$ , выполненными с учетом влияния полей анизотропии и неоднородного обмена так, как указано в работе [11].

Для исследования влияния параметрических спиновых волн на дисперсию и затухание зондирующей волны сигнал накачки подавался на преобразователь 2, а зондирующая поверхностная магнитостатическая волна возбуждалась и принималась преобра-

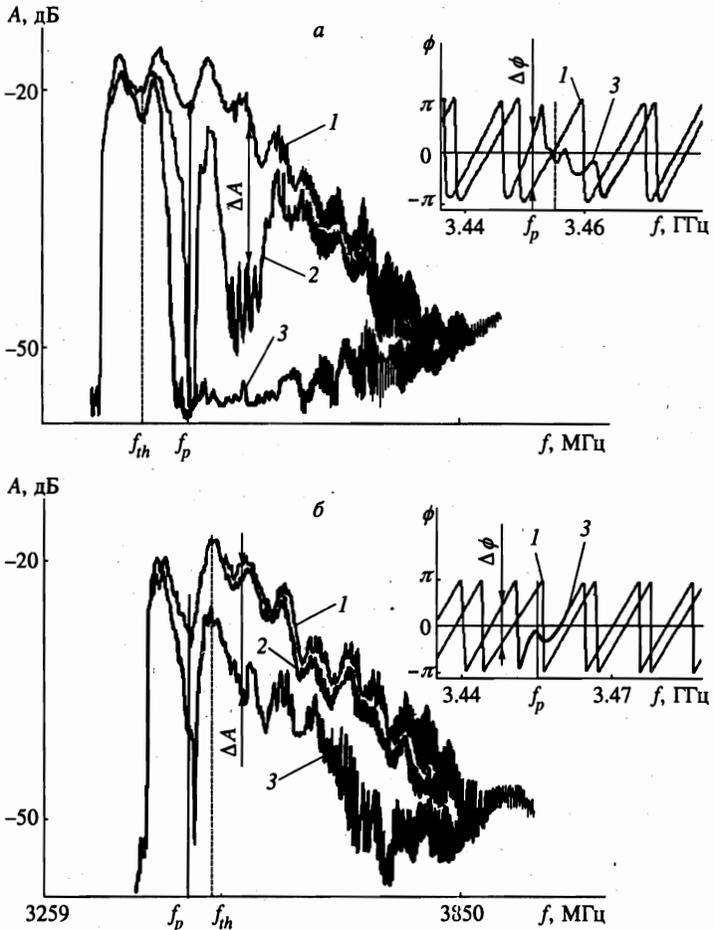


Рис. 2. Амплитудно-частотная и фазочастотная (на вставках) характеристики макета с поверхностной магнитостатической волной, снятые для зондирующего сигнала  $f_z$  при разных уровнях мощности  $P_p$  сигнала накачки ( $f_p = 3455$  МГц): 1 —  $P_p < P_{th}$ ; 2 —  $P_p > P_{th}$ ; 3 —  $P_p \gg P_{th}$ . а —  $H_0 = 579$  Э, при трехмагнотонном распаде,  $f_p > f_{th}^{3m}$ ; б —  $H_0 = 598$  Э, при четырехмагнотонной неустойчивости,  $f_p < f_{th}^{3m}$ ;  $\Delta A$  — дополнительное затухание зондирующей магнитостатической волны,  $\Delta\phi$  — изменение фазы зондирующего сигнала на выходе макета, вызванные параметрическим взаимодействием с параметрическими спиновыми волнами

зователями 1 и 3 соответственно (рис. 1а). В этом случае волна накачки мощностью  $P_p > P_{th}$  на пути зондирующей поверхностной магнитостатической волны создавала «неравновесный» участок пленки (см. штриховку на рис. 1). Общая протяженность участка  $L$  складывалась из длин «неравновесных» участков в «прямом» ( $L^+$ ) и «обратном» ( $L^-$ ) направлениях, которые отвечают поверхностным магнитостатическим волнам накачки, локализованным на границах между пленкой и воздухом и пленкой и подложкой и распространяющихся в противоположных направлениях от преобразователя 2. При прохождении через «неравновесный» участок в амплитудно-частотной и фазочастотной характеристиках зондирующей волны возникали изменения, аналогичные тем, которые наблюдались в работах [2–6].

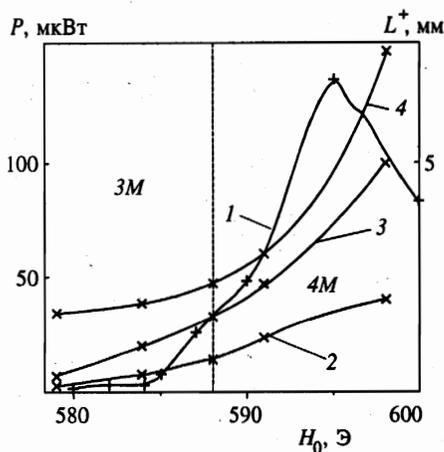


Рис. 3. Зависимости от величины внешнего магнитного поля  $H_0$  пороговой мощности  $P_{th}$  процессов распада (кривая 1) и длины неравновесной области  $L^+$  при значениях надкритичности  $C = 10$  дБ (кривая 2), 20 дБ (кривая 3) и 30 дБ (кривая 4). Штриховой линией показана граница между областями трехмагнетонного и четырехмагнетонного процессов

На рис. 2 для случаев, когда поверхностная магнитостатическая волна накачки возбуждает параметрические спиновые волны в результате трехмагнетонного и четырехмагнетонного процессов, показано поведение амплитудно-частотной и фазочастотной характеристик с ростом надкритичности накачки  $C = 10 \lg(P_p/P_{th})$ , где  $P_p$  отвечает мощности волны под входным преобразователем. Мощность  $P_p$  определялась соотношением

$$P_p = P_R(H_{01}) - P_R(H_0), \quad (8)$$

где  $P_R$  — отраженная от входного преобразователя мощность, измеренная при значениях полей, отвечающих условиям возбуждения поверхностной магнитостатической волны  $H_0$ , и поля  $H_{01} > f_p/\gamma$ , при котором частота накачки лежит ниже «дна» спектра спиновых волн. Типичные значения мощности поверхностной магнитостатической волны накачки составляли 5–50% от падающей мощности  $P_p^{in}$ . Под пороговой мощностью  $P_{th}$ , как и в [2–6], понималась мощность волны накачки  $P_p$ , при которой в амплитудно-частотной характеристике зондирующего сигнала формируется полоса поглощения вблизи частоты  $f_p$ . На рис. 3 кривой 1 показана зависимость пороговой мощности на частоте накачки  $f_p$  в пленке от поля  $H_0$ .

Изменения амплитуды  $\Delta A$  и фазы  $\Delta \phi$  зондирующей волны на частоте зондирующего сигнала  $f_z$  определялись экспериментально так, как показано на рис. 2. Полученные таким образом значения  $\Delta A$  и  $\Delta \phi$  затем использовались для расчета с помощью соотношений (6) и (7) поправок к законам дисперсии,  $\Delta k'$ , и затухания,  $\Delta k''$ , на выбранной частоте  $f$ .

Для определения протяженности «неравновесного» участка  $L$  сигнал накачки подавался на преобразователь 1, а преобразователи 2 и 3, которые использовались для анализа амплитудно-частотной характеристики зондирующей волны, перемещались вдоль пленки (рис. 1б). Очевидно, что полосы поглощения в амплитудно-частотной характеристике зондирующей волны типа показанных на рис. 2 будут наблюдаться только до тех пор, пока преобразователь 2 находится на неравновесном участке пленки ( $S_1 < L^+$ ). Расстояние  $S_1$ , при котором накачка переставала влиять на амплитудно-частотную характеристику, считалось равным протяженности неравновесного участка  $L^+$  для заданного уровня надкритичности накачки  $C$ . Для определения протяженности неравнес-

ного участка  $L^-$ , отвечающего поверхностной магнитостатической волне накачки, распространяющейся по границе между пленкой и подложкой, менялось направление поля  $H_0$ . Из-за эффекта невзаимности поверхностных магнитостатических волн [1] длина участка в обратном направлении  $L^-$  всегда была меньше, чем в прямом направлении, и составляла в нашем случае  $L^- \leq L^+/5$ . Отметим, что помимо эффекта невзаимности на соотношение длин  $L^+$  и  $L^-$  может влиять различие параметров пленки на границах между пленкой и воздухом и пленкой и подложкой.

На рис. 3 кривыми 2–4 показаны зависимости длины неравновесного участка в прямом направлении  $L^+$  от поля  $H_0$  при разных уровнях надкритичности накачки. Видно, что с ростом  $C$  размеры неравновесной области увеличиваются и при четырехмаглонной неустойчивости поверхностной магнитостатической волны оказываются всегда больше, чем при трехмаглонных распадах. Однако характер зависимостей  $L^+ = L^+(C)$  существенно определяется типом неустойчивости поверхностной магнитостатической волны. В условиях трехмаглонного распада поверхностной магнитостатической волны накачки длина неравновесного участка начинает быстро увеличиваться с ростом  $C$  в области значений  $C > 20$  дБ, при которых рождается «кинетическая неустойчивость» спиновых волн [12, 13, 5, 6]. При значениях  $H_0 > H_0^{3m}$  рост  $L^+$  замедляется в области значений  $C > 12$  дБ, где для четырехмаглонных процессов с участием поверхностных магнитостатических волн возникает кинетическая неустойчивость [6].

Отметим, что как в случае трехмаглонного распада, так и в случае четырехмаглонной неустойчивости поверхностной магнитостатической волны с частотой  $f_p$ , близкой к граничной для трехмаглонных распадов, возбуждаются спиновые волны, распространяющиеся практически вдоль поля  $H_0$  [2–6]. Поэтому в нашем случае вынос продуктов взаимодействия не должен приводить к существенному различию в протяженности неравновесных участков при трехмаглонной и четырехмаглонной неустойчивости поверхностной магнитостатической волны накачки. Следовательно, значительное увеличение размеров неравновесной области, наблюдающееся при  $H_0 > H_0^{3m}$ , следует связывать с меньшим затуханием волны накачки в условиях четырехмаглонной неустойчивости, чем при трехмаглонных процессах распада.

На рис. 4 и 5 показаны частотные зависимости поправок к законам дисперсии,  $\Delta k'$ , и затухания,  $\Delta k''$ , в условиях трехмаглонной и четырехмаглонной неустойчивости поверхностной магнитостатической волны накачки, соответственно рассчитанные по экспериментальным значениям  $\Delta A$  и  $\Delta \phi$  с помощью соотношений (6) и (7). Здесь же приведены спектры сигнала накачки, прошедшего пленку.

Прежде всего сопоставим вид частотных зависимостей поправок к  $\Delta k'$  и  $\Delta k''$  с видом спектра выходного сигнала накачки (см. рис. 4 и 5). В условиях четырехмаглонной неустойчивости волны накачки характер зависимостей  $\Delta k'(f)$  и  $\Delta k''(f)$  в целом соответствует виду спектра: полоса частот, в которой возникают поправки к закону дисперсии и затухания, соответствует полосе частот существования шумового спектра вблизи частоты накачки (рис. 5).

На рис. 4 видно, что в условиях трехмаглонного распада частоты существования спутников  $F_s$  в спектре накачки и возникновения поправок к дисперсии  $\Delta k'$  и затуханию  $\Delta k''$  зондирующей поверхностной магнитостатической волны могут заметно различаться. Так как величины  $\Delta k'(f)$  и  $\Delta k''(f)$  отличны от нуля лишь на частотах  $F_a$  существования полос поглощения амплитудно-частотной характеристики, то указанное различие является следствием несовпадения частот  $F_s$  и  $F_a$  — факт, отмеченный ранее в работах [2, 4–6]. Вместе с тем следует ожидать, что между спутниками и по-

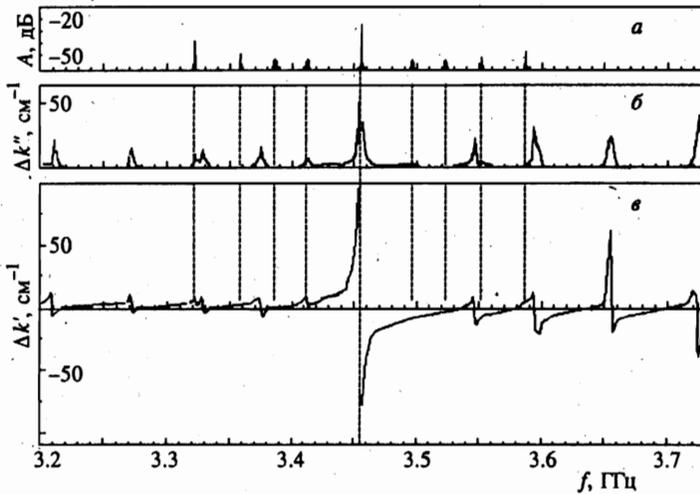


Рис. 4. Спектр выходного сигнала накачки (а). Частотные зависимости дополнительных потерь  $\Delta k''$  (б) и изменений дисперсии зондирующей магнитостатической волны  $\Delta k'$  (в), вызванных взаимодействием зондирующей волны с параметрическими спиновыми волнами в неравновесной области при  $H_0 = 490$  Э,  $C = 22.5$  дБ, в случае трехмагнного распада,  $f_p > f_{th}^{3m}$

лосами поглощения в амплитудно-частотной характеристике имеется определенное соответствие. Для его установления оказалось удобным воспользоваться зависимостями частот  $F_a$  и  $F_s$  от поля  $H_0$ . На рис. 6 показаны экспериментальные зависимости от поля частот спутников и полос поглощения, лежащих ниже частоты накачки  $f_p$ . Можно видеть, что те спутники и полосы поглощения, частоты которых связаны соотношением  $F_a(H_0) \approx 2F_s(H_0) - f_p$ , существуют в одном и том же диапазоне магнитных полей  $H_0$  (одна из таких пар — кривые  $b, b'$  на рис. 6). Следует ожидать, что между такими спутниками и полосами поглощения имеется прямая связь.

Отметим, что спутники являются «вторичными» поверхностными магнитостатическими волнами, рождаемыми на «неравновесном» участке пленки в результате процессов слияния параметрических спиновых волн вида [14]

$$f_1 + f_2 = F_s, \quad \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_s. \quad (9)$$

Отметим также, что зависимости  $F_s(H_0)$  имеют типичный вид [8, 14].

Как видно на рис. 2–5, неустойчивость волны накачки приводит к возрастанию пространственного декремента и изменениям волнового числа зондирующей поверхностной магнитостатической волны. Указанные изменения имеют место только на тех частотах  $f$  зондирующей волны, на которых выполняются условия (2) или (3), отвечающие соответственно четырехмагнному или трехмагнному взаимодействию с параметрическими волнами, возбужденными волной накачки. При этом значения величин  $\Delta k'$  и  $\Delta k''$ , зарегистрированные в условиях трехмагнного распада волны накачки, оказываются на порядок больше, чем при четырехмагнной неустойчивости. Следует также отметить, что дисперсия зондирующей волны принимает аномальный характер в области тех частот, где наблюдается максимум поглощения.

В линейном приближении дисперсионное уравнение для поверхностных магнитостатических волн в ферромагнитной пленке имеет вид [9]

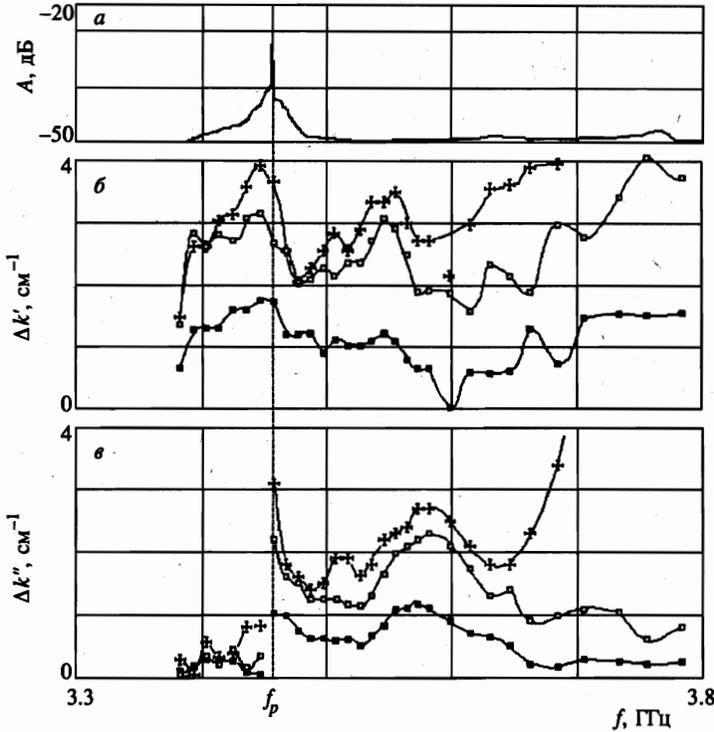


Рис. 5. Спектр выходного сигнала накачки (а) и частотные зависимости дополнительных потерь  $\Delta k''$  (б) и изменений дисперсии зондирующей магнитостатической волны  $\Delta k'$  (в), вызванных взаимодействием последней с параметрическими спиновыми волнами в неравновесной области при  $H_0 = 595$  Э,  $C = 11$  дБ (темные квадраты),  $C = 16.2$  дБ (светлые квадраты),  $C = 19$  дБ (кресты) в случае четырехмагنونной неустойчивости,  $f_p < f_{th}^{3m}$

$$\exp(2kd) = \frac{(2 + \chi_1)^2 - \chi_2^2}{\chi_1^2 - \chi_2^2}, \tag{10}$$

где  $\chi_1 = \omega_H \omega_m / (\omega_H^2 - \omega^2)$  и  $\chi_2 = \omega \omega_m / (\omega_H^2 - \omega^2)$  — компоненты тензора магнитной восприимчивости ферромагнетика. Если предположить, что для зондирующей волны процессы (2) и (3) не меняют вида дисперсионного уравнения (10), а влияют только на величину восприимчивости ферромагнетика, приводя к малым нелинейным добавкам к восприимчивости  $\delta\chi$  ( $\chi \gg \delta\chi$ ), то для длинноволновых ( $2kd \ll 1$ ) поверхностных магнитостатических волн получим

$$\Delta k' \sim \text{Re } \delta\chi, \quad \Delta k'' \sim \text{Im } \delta\chi. \tag{11}$$

Сопоставляя характер частотных зависимостей  $\Delta k'$  и  $\Delta k''$  с выражениями (11), можно видеть, что они по существу отражают соотношение Крамерса—Кронига для действительной и мнимой частей нелинейных добавок к восприимчивости.

Рост потерь и изменение дисперсии поверхностной магнитостатической волны, показанные на рис. 4, 5, могут возникать не только за счет взаимодействия с параметрическими спиновыми волнами при прохождении через неравновесный участок, но также за счет влияния последних на процессы возбуждения и приема зондирующей волны [2, 4]

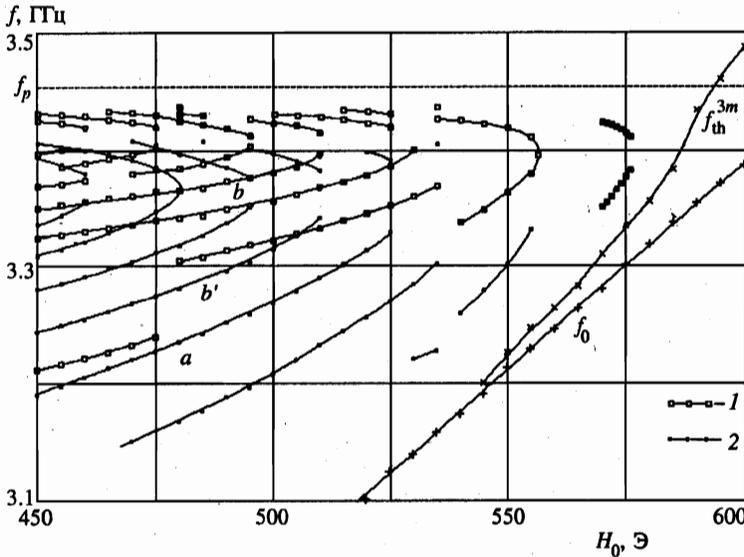


Рис. 6. Зависимости от величины внешнего магнитного поля  $H_0$  частот спутников в спектре выходного сигнала накачки (1) и полос затухания в амплитудно-частотной характеристике зондирующей магнитостатической волны, вызванных взаимодействием с «пакетами» параметрических спиновых волн в неравновесной области, для пленки  $h \approx 7$  мкм. Кривые  $b$ ,  $b'$  — пример параметрически взаимосопоставляемых зависимостей спутников и полос затухания;  $a$  и  $b$ ,  $b'$  — зависимости, отвечающие рис. 8а и 8б соответственно

и теплового нагрева пленки волной накачки [7]. Влияние параметрических спиновых волн на процессы возбуждения и приема исключалось за счет размещения преобразователей 1 и 3 за пределами неравновесного участка:  $S_1 > L^-$ ,  $S_2 > L^+$ .

Для оценки влияния теплового нагрева пленки на результаты измерений исследовалась зависимость величин  $\Delta A$  и  $\Delta \phi$  от скважности  $U$  при модуляции сигнала накачки прямоугольными импульсами с частотой  $f_m = 1$  кГц. Отметим, что время установления стационарного распределения температуры по толщине  $s = 0.5$  мм структуры из пленки с подложкой составляет  $\tau \approx 0.1$  с и может быть рассчитано с помощью соотношения  $\tau = s^2/D$  [15], где  $D = 0.02$  см<sup>2</sup>/с — коэффициент тепловой диффузии. Оказалось, что изменение скважности в пределах  $1 \leq U \leq 5000$  не приводит к изменениям величин  $\Delta A$  и  $\Delta \phi$  с точностью ошибки измерения самих этих величин, которая во всем частотном диапазоне возбуждения поверхностных магнитостатических волн не превышала 3%.

Разумеется, отсутствие заметных изменений величин  $\Delta A$  и  $\Delta \phi$  отнюдь не означает отсутствия нагрева пленки СВЧ-мощностью — возрастание температуры  $\Delta T$  участка пленки вблизи преобразователя 2, измеренное при максимальном уровне убывающей мощности с помощью термопары, составило  $\Delta T \approx 0.2^\circ\text{C}$ . Если предположить, что температура всей пленки увеличилась на  $\Delta T \approx 0.2^\circ\text{C}$ , и учесть, что при комнатных температурах скорость изменения намагниченности с изменением температуры составляет [15]  $\approx 3.3$  Гс/град., то намагниченность всей пленки изменится на  $\approx 0.7$  Гс. Если допустить, что остальные параметры пленки остались неизменными, то приращения действительной и мнимой частей волновых чисел, полученные решением дисперсионного уравнения для поверхностных магнитостатических волн [9] при параметрах, отвечаю-

щих рис. 2, составят  $\Delta k' \approx 0.5\text{--}2 \text{ см}^{-1}$  и  $\Delta k'' \approx 0.001\text{--}0.002 \text{ см}^{-1}$ . Таким изменениям волновых чисел в нашем случае будут отвечать изменения амплитуды  $\Delta A \approx 0.1\text{--}0.2 \text{ дБ}$  и фазы  $\Delta \phi \approx 30\text{--}90^\circ$ . Сравнение этих значений  $\Delta A$  и  $\Delta \phi$  с наблюдаемыми в экспериментах (см. рис. 2.) показывает, что вклад теплового нагрева в наблюдаемое изменение фазы поверхностной магнитостатической волны в ряде случаев мог составить  $\approx 50\%$ , тогда как влиянием нагрева на ослабление сигнала следует пренебречь. Однако изменение фазы поверхностной магнитостатической волны, связанное с нагревом, не проявлялось в экспериментах с модулированным сигналом накачки. Такое противоречие можно объяснить, предполагая, что прогревается лишь часть пленки вблизи преобразователя 2. Если исходить из точности 3% при определении  $\Delta \phi$ , то для случая, которому соответствует рис. 2, где  $\Delta \phi \approx 130^\circ\text{--}300^\circ$ , область нагрева не должна превышать  $\approx 1 \text{ мм}$ . Поскольку используемые для измерений термопары сами имели размеры  $\approx 0.5 \text{ мм}$ , мы смогли убедиться лишь в том, что область нагрева в нашем случае не превышает 2 мм.

### 3. ВЛИЯНИЕ ЗОНДИРУЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ МАГНИТОСТАТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКИХ СПИНОВЫХ ВОЛН В $(\omega, \mathbf{k})$ -ПРОСТРАНСТВЕ

Взаимодействие зондирующей поверхностной магнитостатической волны и параметрических спиновых волн, созданных накачкой, может проявляться не только в изменении дисперсии и в затухании поверхностной магнитостатической волны, но и в перестройке распределения параметрических спиновых волн в  $(\omega, \mathbf{k})$ -пространстве. Если предположить, что в отсутствие зондирующей поверхностной магнитостатической волны волна накачки с частотой  $f_p$  и мощностью  $P_p > P_{th}$  устанавливала стационарное распределение  $n_0(\omega, \mathbf{k})$  параметрических спиновых волн в  $(\omega, \mathbf{k})$ -пространстве, то процессы (2) и (3) с участием зондирующей волны могут приводить как к изменению числа уже существующих параметрических спиновых волн,  $n(\omega, \mathbf{k}) = n_0(\omega, \mathbf{k}) + \delta n(\omega, \mathbf{k})$ , так и к их появлению в других областях  $(\omega, \mathbf{k})$ -пространства. При этом в спектре выходного сигнала накачки могут появиться новые частотные составляющие или наблюдаться изменения амплитуды уже существующих спутников. Разумеется, указанные изменения спектра выходного сигнала возможны, если величины  $\delta n(\omega, \mathbf{k})$  будут существенно превышать уровень тепловых спиновых волн  $n_T(\omega, \mathbf{k})$  ( $\delta n(\omega, \mathbf{k}) \gg n_T(\omega, \mathbf{k})$ ).

При использовании макета линии задержки, изображенного на рис. 1а, влияние зондирующей волны на распределение параметрических спиновых волн, созданных накачкой, будет определяться уровнем мощности  $P_z$  и частотой  $f_z$  зондирующего сигнала, а также расстоянием  $S_1$  между преобразователями, возбуждающими зондирующую волну и поверхностную магнитостатическую волну накачки. Величиной  $S_1$  определяются не только потери зондирующей волны на пути от преобразователя 1 до границ «неравновесной» области пленки, но и механизм влияния зондирующей волны на распределение параметрических спиновых волн, устанавливаемое накачкой. Действительно, при мощности зондирующей волны больше пороговой вблизи преобразователя 1 тоже возникнет «неравновесная» область размером  $L_z$ , содержащая параметрические спиновые волны, созданные зондирующей волной. Если при этом  $S_1 < L_z^+ + L_p^-$ , то к изменению распределения параметрических спиновых волн, рождаемых волной накачки, может приводить не только сама зондирующая поверхностная магнитостатическая волна, но и создаваемые ею параметрические спиновые волны [16].

Здесь рассматриваются результаты для пленки  $h \approx 7 \text{ мкм}$ , полученные при таком

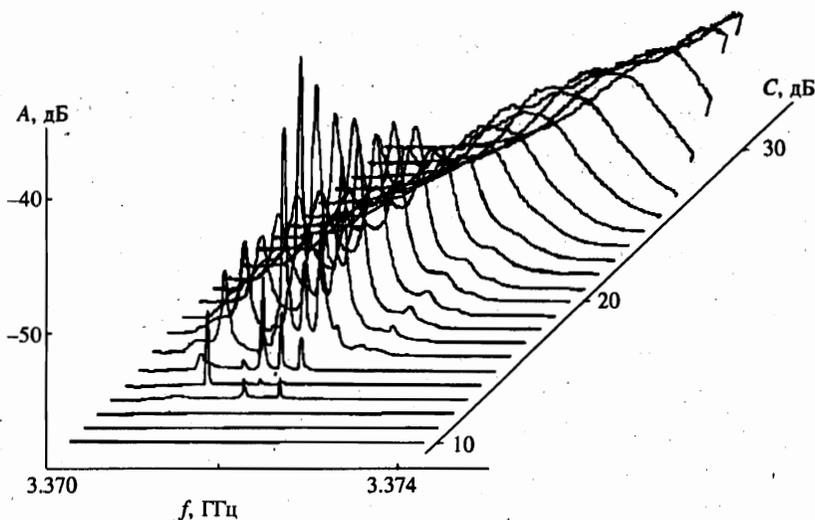


Рис. 7. Изменение спектральной структуры одного из спутников в зависимости от надкритичности накачки  $C$  при  $H_0=480$  Э

расстоянии  $S_1$ , что «неравновесные» области вблизи преобразователей 1 и 2 не перекрывались ни при каких используемых значениях  $P_p$  и  $P_z$ :  $S_1 > L_z^+ + L_p^-$ . Кроме того, частоты зондирующей волны и волны накачки брались различными,  $f_z \neq f_p$ , и такими, что для поверхностной магнитостатической волны на этих частотах оказывались разрешенными процессы трехмагنونного распада. Мощность зондирующей волны менялась в пределах  $P_z = 0.1-100$  мкВт.

Отметим, что при  $f_z = f_p$  сложение мощностей зондирующей волны  $P_z$  и волны накачки  $P_p$  даст эффект аналогичный простому изменению уровня надкритичности накачки. Происходящие при этом в системе параметрических спиновых волн процессы для случая трехмагنونного распада поверхностной магнитостатической волны изучались в работах [2-6, 8, 14, 17]. Было показано, что для магнитных полей  $H_0 = 430-600$  Э и уровней надкритичности  $C \approx 5-25$  дБ в спектре сигнала, прошедшего пленку, появляются спутники, отстоящие от частоты накачки на  $\Delta F_s = |f_p - F_s| \approx 5-200$  МГц [8]. Поскольку указанные спутники образуются в результате беспороговых процессов слияния параметрических спиновых волн вида (9), амплитуда спутников  $A_s$  связана с числами параметрических спиновых волн в областях  $(\omega_1, k_1)$  и  $(\omega_2, k_2)$  соотношением

$$A_s \propto n_{01}(\omega_1, k_1)n_{02}(\omega_2, k_2). \quad (12)$$

Существенно, что спутники с увеличением поля  $H_0$  изменяют свою ширину в пределах 0.5-8 МГц и при некотором значении поля становится различной их «тонкая» структура. На рис. 7 при значениях  $C$  близких порогу возникновения спутника хорошо видна эта структура, которая представляет собой набор более «узких» спутников шириной  $\Delta\Omega \sim 10-100$  кГц, нестабильных из-за паразитной девиации частоты генератора и флуктуаций магнитного поля.

Можно предположить, что при выбранных параметрах эксперимента ( $f_z \neq f_p$ ,  $S_1 > L_p^- + L_z^+$ ) влияние зондирующей поверхностной магнитостатической волны на

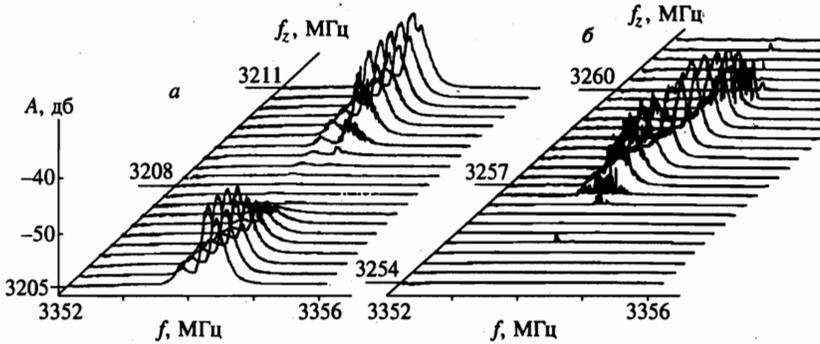


Рис. 8. Поведение спектра выходного сигнала накачки в окрестности частоты спутника при  $H_0 = 457$  Э,  $f_p = 3455$  МГц,  $S_1 = 4$  мм при изменении частоты зондирующего сигнала  $f_z$  в окрестности, не соответствующей данному спутнику полосы поглощения при  $C = 20.3$  дБ,  $C_z = -2$  дБ (а); и соответствующей спутнику полосы поглощения при  $C = 16$  дБ;  $C_z = -2$  дБ (б)

процессы в системе параметрических спиновых волн в совокупности с волной накачки будет заметным, если выполнить два условия. Во-первых, должна найтись такая область  $(\omega, \mathbf{k})$ -пространства, где спиновые волны одновременно находятся в условиях параметрического резонанса как с поверхностной магнитостатической волной накачки, так и зондирующей волной. Во-вторых, указанные спиновые волны при уровне накачки  $C \approx 5-25$  дБ должны быть близки к потере устойчивости.

Необходимость выполнения второго условия связана с выбранной методикой эксперимента, когда о процессах трехмагنونного распада судят по спектрам выходного сигнала или по изменению амплитудно-частотной и фазочастотной характеристик зондирующей волны. При этом в указанном интервале надкритичностей, с одной стороны, накачка возбуждает параметрические спиновые волны в достаточно узких областях  $(\omega, \mathbf{k})$ -пространства, с другой, взаимодействие параметрических спиновых волн между собой еще не настолько велико, чтобы привести к рождению шумового спектра — «кинетической неустойчивости» [12, 5, 6].

Чтобы выбрать параметры эксперимента, при которых выполняется первое требование, оказалось достаточно при фиксированном значении  $H_0$  установить частоту зондирующей волны в пределах интервала частот одной из полос поглощения в амплитудно-частотной характеристике,  $f_z = F_a$ . При этом для расстояния между преобразователями  $S_1 = 0.1-4$  мм под влиянием зондирующего сигнала у спутников наблюдались изменения амплитуды, характер которых существенно зависел от их ширины и структуры.

Когда ширина спутников не превышала 1-2 МГц, наблюдалось изменение амплитуды спутников в целом. При этом амплитуда спутника, имеющего прямую связь с выбранной полосой поглощения в амплитудно-частотной характеристике и отстоящего от частоты накачки на  $\Delta F_s \approx |F_a - f_p|/2$ , могла увеличиваться на величину  $\delta A_s \approx 1-18$  дБ. Одновременно амплитуды всех остальных спутников могли уменьшаться на величину  $\delta A_s \approx 1-18$  дБ. В качестве иллюстрации сказанного на рис. 8 представлена зависимость спектра сигнала спутника с центральной частотой  $F_s = 3354.6$  МГц от частоты  $f_z$  в поле  $H_0 = 457$  Э (на рис. 6 кривая б). На рис. 8а проиллюстрирована ситуация, когда частота  $f_z$  проходила ряд значений в окрестности полосы поглощения  $F_a \approx 3208$  МГц, которая не имела прямой связи с выбранным спутником (на рис. 6 кривая а). Рисунок 8б

иллюстрирует характер изменений в спектре спутника при частотах зондирующего сигнала, отвечающих полосе поглощения с центральной частотой  $F_a \approx 3258$  МГц, которая имеет прямую связь с выбранным спутником (кривая  $b'$  на рис. 6). Следует отметить, что при приведенных параметрах взаимодействие наблюдалось даже при уменьшении  $C_z$  вплоть до  $-6$  дБ.

Когда ширина спутника находилась в пределах 2.5–8 МГц, наличие «тонкой» структуры приводило к неоднозначному характеру взаимодействия, поэтому возрастание амплитуды при  $f_z = F_a$  наблюдалось в интервале частот меньшем ширины спутника. В случае же  $f_z \neq F_a$  подавление спутника происходило также в узком интервале частот, в то время как остальная часть спутника могла увеличивать свою амплитуду.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании проведенных экспериментов можно сделать следующие выводы.

1. В изменение дисперсии и затухания поверхностной магнитостатической волны на участке пленки, подверженном действию СВЧ-накачки в виде дополнительной поверхностной магнитостатической волны на частоте  $f_p$ , основной вклад вносят процессы трехмагнотонного и четырехмагнотонного взаимодействий с участием параметрических спиновых волн, возбуждаемых накачкой. При одинаковых уровнях надкритичности накачки изменение дисперсии и затухания поверхностной магнитостатической волны в условиях трехмагнотонного взаимодействия оказывается на порядок больше, чем при четырехмагнотонном взаимодействии.

2. В условиях трехмагнотонной неустойчивости накачки и зондирующей волны одновременно с дисперсией и затуханием зондирующей волны может существенно меняться распределение параметрических спиновых волн в  $(\omega, \mathbf{k})$ -пространстве.

Работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант 96-02-16168А) и Министерством науки и технической политики Российской Федерации (грант 3.911/2-96).

#### Литература

1. А. Г. Гуревич, Г. А. Мелков, *Магнитные колебания и волны*, Наука, Москва (1984), с. 464.
2. О. А. Чивилева, А. Н. Анисимов, А. Г. Гуревич и др., *Письма в ЖТФ* 13, 1497 (1987).
3. А. В. Вашковский, В. Н. Зубков, Э. Г. Локк, С. А. Никитов, *ФТТ* 30, 827 (1988).
4. А. Н. Анисимов, О. А. Чивилева, А. Г. Гуревич, *ФТТ* 32, 1622 (1990).
5. Г. Т. Казаков, А. В. Кожевников, Ю. А. Филимонов, *Письма в ЖТФ* 21(14), 47 (1995).
6. Г. Т. Казаков, А. В. Кожевников, Ю. А. Филимонов, *ФТТ* 39, 330 (1997).
7. И. В. Круценко, Г. А. Мелков, С. А. Уханов, *ФТТ* 26, 3433 (1984).
8. А. М. Медников, *ФТТ* 23, 242 (1981).
9. R. W. Damon and J. R. Eshbach, *J. Phys. Chem. Sol.* 19, 308 (1961).
10. П. Е. Зильберман, Г. Т. Казаков, В. В. Тихонов, *Радиоэлектроника* 30, 1164 (1985).
11. V. Hillebrands, *Phys. Rev. B* 37, 9885 (1988).
12. А. В. Лавриненко, В. С. Львов, Г. А. Мелков, В. Б. Черепанов, *ЖЭТФ* 81, 1022 (1981).

13. Г. М. Дудко, Г. Т. Казаков, А. В. Кожевников, Ю. А. Филимонов, в сб. *Тез. докл. рег. конф. «Спин-волновая электроника СВЧ»*, Краснодар (1987), стр. 119.
14. А. Г. Темирязов, ФТТ 29, 313 (1987).
15. Г. Т. Казаков, М. Л. Кац, А. Г. Сухарев, Ю. А. Филимонов, ЖТФ 62(11), 115 (1992).
16. Г. А. Мелков, ФТТ 17, 1728 (1975).
17. Г. А. Мелков, С. В. Шолом, ЖЭТФ 96, 712 (1989).