

01;05;09;11

©1995 г.

ПОРОГ ДВУХВОЛНОВОГО РАСПАДА ПОВЕРХНОСТНОЙ МАГНИТОСТАТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ В КАСАТЕЛЬНО НАМАГНИЧЕННОЙ КУБИЧЕСКИ АНИЗОТРОПНОЙ ФЕРРИТОВОЙ ПЛЕНКЕ В ДИПОЛЬНОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

П.Е.Зильберман, И.В.Шеин

Институт радиотехники и электроники РАН,
141120, Фрязино, Московская область, Россия
(Поступило в Редакцию 24 октября 1994 г.)

Излагается новый подход к описанию нелинейного распространения магнитостатических волн в ферритовых пленках. На основе этого подхода впервые приведен расчет порога распада поверхностной магнитостатической волны (накачки) в касательно намагниченной кубически анизотропной ферритовой пленке [111] на две объемные магнитодипольные волны. Показано, что минимальный порог соответствует распаду накачки на соседние моды спектра объемных волн, например на моды с номерами N_1 и $N_2 = N_1 + 1$. Порог зависит от углов θ_1 и θ_2 между направлениями распространения рождающихся волн и накачки. Оптимальные углы, при которых порог минимален, стремятся к $\pi/2$ с ростом N_1 , причем всегда $|\theta_1| < \pi/2$ и $|\theta_2| > \pi/2$. Оптимальные расчеты частоты с ростом N_1 стремятся к половине частоты накачки. Минимальная пороговая мощность P_0 уменьшается с ростом N_1 и волнового числа накачки. Предсказана сильная зависимость P_0 от угла поворота пленки вокруг оси [111]: при распаде на моды с $N_1 = 1$ и $N_2 = 2$ поворот на 30° ведет к изменению P_0 на 50%. Величина изменения P_0 при поворотах сильно зависит от N_1 .

Постановка задачи

Устройства на магнитостатических волнах в ферритовых пленках работают при мощностях, близких к пороговым мощностям параметрического возбуждения спиновых волн [1]. Этим вызван интерес к исследованию нелинейных процессов, в том числе распадных процессов первого порядка поверхностной магнитостатической волны (ПМСВ) в ферритовых пленках (см., например, [2-7]). Экспериментально [2-5] исследован механизм появления сателлитов в спектре ПМСВ, измерены величины пороговых полей, выявлены зависимости пороговой мощности от волнового числа ПМСВ. Теоретически [6,7] в рамках изотропной модели рассмотрены распады ПМСВ только на короткие волны

обменной природы. Между тем при небольшом превышении мощности волны накачки над пороговой распады на обменные и безобменные волны идут одновременно и независимо [2,3]. Поэтому важно было рассмотреть теоретически также и распады ПМСВ на безобменные магнитодипольные волны, что до сих пор сделано не было. Соответствующая теория должна в полной мере учитывать граничные условия для магнитоэлектрических полей на поверхностях пленки, но может строиться в дипольном приближении, т.е. в пренебрежении обменом. Подобная теория для описания трехволновых взаимодействий в пленках развивалась, по-видимому, только в работах [8-10], однако там рассматривались процессы в нормально намагниченных пленках и в основном лишь процессы слияния двух волн.

Цель данной работы заключалась в том, чтобы рассчитать в дипольном приближении и проанализировать пороговые мощности параметрического распада ПМСВ на две волны в касательно намагниченной кубически анизотропной ферритовой пленке.

Расчет производится на основе нового подхода к отысканию нелинейного решения. Суть этого подхода заключается в нахождении нелинейных решений в каждом из контактирующих слоев нашей структуры и последующей сшивке этих решений. Такой подход можно рассматривать как прямое обобщение процедуры сшивки решений, широко применяемой в линейном приближении. Если в линейной теории из условий осуществимости сшивки следуют дисперсионные соотношения для волн в структуре, то в нашей нелинейной теории из таких условий следуют уравнения для медленно меняющихся амплитуд взаимодействующих волн. Эти уравнения и служат основой для расчета порога распадной неустойчивости.

Отыскание нелинейного решения

Рассматривалась пленка феррита толщины d , лежащая в плоскости x, y (рис. 1). Внешнее поле H^e считалось параллельным оси y . Положение вектора равновесной намагниченности M_0 в общем случае определялось полями анизотропии и размагничивания. Углы, определяющие положение вектора M_0 в пространстве, вычислялись исходя из уравнений, приведенных в [11]. Пленка феррита считалась кубически анизотропной. Ось анизотропии $[111]$ направлена по нормали n к пленке. Положение оси $[11\bar{2}]$ в плоскости пленки по отношению к оси x определялось углом φ .

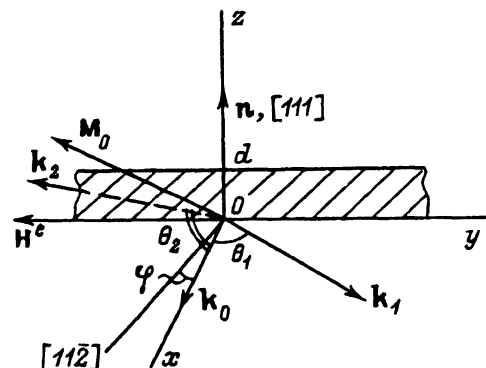


Рис. 1. Ориентация основных векторов. Пленка заштрихована.

Исходными данными служили уравнения уравнения для колебательной составляющей магнитостатического потенциала в волне $\psi(\mathbf{r}, t)$: уравнение Лапласа

$$\Delta\psi(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (1)$$

вне ферритовой пленки, т.е. при $z < 0$ и $z > d$, и уравнение Пуассона

$$\Delta\psi(\mathbf{r}, t) + 4\pi\nabla_i \left[\int_{-\infty}^{t+0} dt' Y_{ij}(t-t') \nabla_j \psi(\mathbf{r}, t') + \right. \\ \left. + \varepsilon \int_{-\infty}^{t+0} dt' \int_{-\infty}^{t+0} dt'' Y_{ijk}(t-t', t-t'') \nabla_j \psi(\mathbf{r}, t') \nabla_k \psi(\mathbf{r}, t'') + \varepsilon^2(\dots) \right] = 0 \quad (2)$$

внутри ферритовой пленки, т.е. при $0 \leq z \leq d$, причем тензоры $Y_{ij}(t-t')$, $Y_{ijk} = (t-t', t-t'')$, ... суть линейные и нелинейные обобщенные восприимчивости феррита, учитывающие диссипативные процессы, \mathbf{r} и t — радиус-вектор и время, малый параметр $\varepsilon \sim |\delta\mathbf{M}|/M_0$, где $\delta\mathbf{M}$ — колебания вектора намагниченности в волне. Полное определение и расчет тензоров Y_{ij} и Y_{ijk} для произвольно намагниченного анизотропного феррита (с произвольной анизотропией, учитываемой введением эффективных размагничивающих факторов анизотропии [12]) содержатся в работе [13]. Здесь укажем, что эти тензоры разлагались в ряды по степеням ε вида

$$Y_{ij} = \kappa_{ij} + \varepsilon D_{ij}^{(1)} + \dots, \quad Y_{ijk} = \kappa_{ijk} + \varepsilon D_{ijk}^{(1)} + \dots, \quad (3)$$

причем κ_{ij} , κ_{ijk} , ... суть тензоры, относящиеся к консервативной среде (без диссипации), а $D_{ij}^{(1)}$, $D_{ijk}^{(1)}$, ... — тензоры, учитывающие диссипацию. Тем самым диссипация и нелинейность учитывались в одинаковых порядках по ε , что соответствует реальному соотношению величин вблизи порога параметрической неустойчивости.

Отыскиваемые решения уравнений (1) и (2) подчинялись следующим граничным условиям: а) непрерывность $\partial\psi/\partial x$ и $\partial\psi/\partial y$ на плоскостях раздела $z = 0$ и $z = d$; б) исчезновение ψ на больших расстояниях от пленки, т.е. $\psi \rightarrow 0$ при $|z| \rightarrow \infty$; в) непрерывность нормальной компоненты индукции при $z = 0$ и $z = d$, т.е.

$$\left(\frac{\partial\psi(\mathbf{r}, t)}{\partial z} \right)_{z=-0, d+0} - \left(\frac{\partial\psi(\mathbf{r}, t)}{\partial z} \right)_{z=+0, d-0} - 4\pi \left[\int_{-\infty}^{t+0} dt' Y_{zj}(t-t') \nabla_j \psi(\mathbf{r}, t') + \right. \\ \left. + \varepsilon \int_{-\infty}^{t+0} dt' \int_{-\infty}^{t+0} dt'' Y_{zjk}(t-t', t-t'') \nabla_j \psi(\mathbf{r}, t') \nabla_k \psi(\mathbf{r}, t'') + \varepsilon^2(\dots) \right]_{z=+0, d-0} = 0. \quad (4)$$

Уравнение (2) и граничные условия (4) нелинейны. Решение нелинейной задачи искалось в виде

$$\psi(\mathbf{r}, t) = \sum_{N, \mathbf{k}} \left[A_{N\mathbf{k}}(z, \boldsymbol{\rho}, \tau) e^{i(\omega_{N\mathbf{k}}t - \mathbf{k}\mathbf{r})} + \text{к.с.} \right], \quad (5)$$

где суммирование ведется по всем типам собственных волн, способных распространяться в плоскости пленки в линейном приближении; N — номер моды; \mathbf{k} — волновой вектор, лежащий в плоскости пленки; $\omega_{N\mathbf{k}}$ — частота, определяемая законом дисперсии волны.

Комплексная амплитуда $A_{N\mathbf{k}}(z, \boldsymbol{\rho}, \tau)$ медленно зависит от радиус-вектора в плоскости пленки $\boldsymbol{\rho} = (\varepsilon x, \varepsilon y, 0)$ и от времени $\tau = \varepsilon t$, что отражает, в частности, возможность нелинейной трансформации волн друг в друга.

Зависимость от координаты z описывает профиль распределения амплитуды по толщине структуры. Последняя зависимость должна находиться из уравнений и граничных условий для амплитуд $A_{N\mathbf{k}}$, которые получаются после подстановки (5) в (1), (2) и (4) и приравнивания коэффициентов при одинаковых волновых экспоненциальных множителях. При отыскании амплитуд $A_{N\mathbf{k}}$ из этих уравнений они представлялись в виде рядов

$$A_{N\mathbf{k}} = A_{N\mathbf{k}}^{(0)} + \varepsilon A_{N\mathbf{k}}^{(1)} + \dots, \quad (6)$$

причем во всех рядах по ε типа (2), (4), (6) сохранялись члены не выше первого порядка по ε (процессы первого порядка). В первом порядке могут взаимодействовать только три волны: исходная интенсивная ПМСВ и две слабых волны, на которые ПМСВ может распадаться. Будем нумеровать эти волны соответственно числам 0, 1 и 2. Тогда условия синхронизма, которые связывают частоты и волновые векторы названных волн, примут вид

$$\omega_0 = \omega_1 + \omega_2 \quad \text{и} \quad \mathbf{k}_0 = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2. \quad (7)$$

Поскольку считалось, что $|A_0| \gg |A_1|, |A_2|$, то обратным влиянием слабых волн на исходную ПМСВ можно было пренебречь и считать A_0 заданной величиной. Таким образом, дело сводилось к отысканию двух амплитуд A_1 и A_2 .

В нулевом приближении $A_1^{(0)}$ получается из уравнений для амплитуд в следующем виде

$$A_1^{(0)}(z) = \begin{cases} a_1^+ e^{\lambda_1^+ z} + a_1^- e^{\lambda_1^- z}, & 0 \leq z \leq d, \\ b_1 e^{kz}, & z < 0, \\ c_1 e^{-k(z-d)}, & z > d, \end{cases} \quad (8)$$

где λ_1^+ и λ_1^- — характеристические показатели, фигурирующие в линейной теории, а коэффициенты a_1^+ , a_1^- , b_1 и c_1 суть функции только от $\boldsymbol{\rho}$ и τ .

Решение (8) должно удовлетворять условиям на граничных плоскостях $z = 0$, $z = d$ и, в частности, условию (4), взятому также в нулевом

приближении. Эти условия представляют собой систему линейных однородных алгебраических уравнений для определения a_1^+ , a_1^- , b_1 и c_1 . Приравняв нулю детерминант этой системы, получим дисперсионное соотношение для волны 1 $\omega_1 = \omega_1(\mathbf{k}_1)$. Коэффициенты a_1^+ , a_1^- и c_1 можно выразить через b_1 . Сама же величина $b_1(\rho, \tau)$ в нулевом приближении остается неопределенной. Ее можно назвать “интегральной” амплитудой волны 1 в том смысле, что она не имеет отношения к распределению амплитуды по толщине, а характеризует волну в целом. Для $A_2^{(0)}(z)$ получается аналогичное (8) представление с заменой $1 \rightarrow 2$ и аналогично вводятся дисперсионное соотношение $\omega_2 = \omega_2(\mathbf{k}_2)$ и “интегральная” амплитуда $b_2^*(\rho, \tau)$.

Уравнения первого приближения для $A_1^{(1)}(z)$ и $A_2^{(1)}(z)$ неоднородны, причем неоднородность определяется нулевым приближением, т. е. величинами $b_2^*(\rho, \tau)$ и $b_1(\rho, \tau)$. Поэтому решение этих уравнений представляется в виде суммы: 1) общего решения однородных уравнений, которое имеет структуру (8) с заменой коэффициентов $a_1^+ \rightarrow A_1^+$, $a_1^- \rightarrow A_1^-$, $b_1 \rightarrow B_1$ и т. д., и 2) частного решения неоднородных уравнений. При подстановке общего решения в граничные условия при $z = 0$ и $z = d$, записанные в первом приближении, получаются две системы линейных алгебраических уравнений: одна из них для определения A_1^+ , A_1^- , B_1 и C_1 и другая — для определения A_2^+ , A_2^- , B_2 и C_2 . Обе эти системы отличаются от уравнений в нулевом приближении только появлением в правой части неоднородности, зависящей соответственно от b_2^* и b_1 . Поскольку определители из коэффициентов при неизвестных (A_1^+ , A_1^- , B_1 , C_1 и A_2^+ , A_2^- , B_2 , C_2) в этих системах, как и в уравнениях нулевого приближения, равны нулю, то возникает необходимость потребовать, чтобы неоднородные уравнения были совместны. Требования совместности можно написать в виде равенства нулю некоторых новых определителей, которые получаются из уже упоминавшихся путем замены одного из столбцов на столбец неоднородных членов (см., например, [14]). Такие равенства дают систему уравнений для определения “интегральных амплитуд”, которая имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial b_1}{\partial \tau} + \mathbf{v}_1 \frac{\partial b_1}{\partial \rho} + \gamma_1 b_1 &= \Omega_1 b_0 b_2^*, \\ \frac{\partial b_2^*}{\partial \tau} + \mathbf{v}_2 \frac{\partial b_2^*}{\partial \rho} + \gamma_2 b_2^* &= \Omega_2^* b_0^* b_1, \end{aligned} \quad (9)$$

где \mathbf{v}_1 и \mathbf{v}_2 — групповые скорости волн 1 и 2 соответственно; γ_1 и γ_2 — декременты этих волн, определяемые диссипацией в феррите; Ω_1 и Ω_2^* — коэффициенты параметрической связи; b_0 — “интегральная” амплитуда интенсивной ПМСВ.

Уравнения (9) позволяют оценить пороговую интенсивность волны 0, при которой волны 1 и 2 начинают экспоненциально нарастать со временем, т. е. возникает неустойчивость. Пусть в пространстве амплитуды постоянны. Тогда, подставляя в (9) решения вида $b_1 \sim b_2^* \sim \exp(\Gamma\tau)$, получаем для возможных значений показателя

$$\Gamma^\pm = -\frac{(\gamma_1 + \gamma_2)}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{(\gamma_1 - \gamma_2)^2 + 4\Omega_1\Omega_2^*|b_0|^2}.$$

Одно из значений положительно подобно при

$$|b_0|^2 > \frac{\gamma_1 \gamma_2}{\Omega_1 \Omega_2^*}. \quad (10)$$

Неравенство (10) и есть искомое условие неустойчивости. Пороговая интенсивность волны 0 зависит от отношения диссипации к параметрической связи.

В работе [13] был выполнен подробный вывод формул для расчета Ω_1 , Ω_2^* и других фигурирующих в (9) коэффициентов. Выведенные формулы справедливы при любой анизотропии феррита и при произвольном направлении подмагничивающего поля H^e . В следующем разделе воспользуемся изложенной общей теорией для численного расчета порога волновых распадов ПМСВ. Пороговая интенсивность ПМСВ рассчитывается на основе (10). Волны-продукты распада 1 и 2 считаются удовлетворяющими условиям синхронизма (7).

Результаты расчета и их обсуждение

При численных расчетах берем поле кубической анизотропии $H_{A1} = -43 \text{ Э}$ ($H_{A1} \equiv K_1/M_0$ [12]), параметр $4\pi M_0 = 1750 \text{ Гс}$ и толщину пленки $d = 10 \text{ мкм}$, что характерно для пленок железо-иттриевого граната. Пусть исходная ПМСВ с частотой ω_0 и волновым числом k_0 распространяется вдоль оси x , а волны-продукты распада распространяются под углами θ_1 и θ_2 к оси x и имеют частоты ω_1 , ω_2 и волновые числа $k_1(\omega_1, \theta_1)$, $k_2(\omega_2, \theta_2)$ — заданные функции своих аргументов [15]. Расчеты показывают, что наименьший порог достигается, когда ПМСВ распадается на соседние моды в спектре объемных волн, что вполне согласуется с результатами, полученными экспериментально [3,5]. В дальнейшем будем рассматривать распады именно на соседние моды ООМСВ и обозначать наименьший номер моды как N_1 . Тогда номер второй моды будет $N_2 = (N_1 + 1)$. Если номера мод таким образом заданы и, кроме того, заданы характеристики исходной ПМСВ ω_0 и k_0 , то для каждого угла θ_1 из условий синхронизма (7) можно однозначно

Таблица 1. Результаты расчета параметров θ_1^{opt} , θ_2^{opt} , $\omega_1^{\text{opt}}/2\pi$ и k_1^{opt} волн 1 и 2, рождающихся при минимальном значении пороговой мощности ПМСВ, для различных значений номера моды N_1

N_1	θ_1^{opt} , град	θ_2^{opt} , град	$\omega_1^{\text{opt}}/2\pi$, ГГц	k_1^{opt} , см ⁻¹
0	88.5	-90.3	1.08	$0.782 \cdot 10^4$
1	88.5	-91.0	1.14	$0.143 \cdot 10^5$
2	88.5	-91.1	1.18	$0.208 \cdot 10^5$
4	88.5	-91.3	1.20	$0.338 \cdot 10^5$
7	88.8	-91.1	1.22	$0.532 \cdot 10^5$
10	88.9	-91.1	1.23	$0.727 \cdot 10^5$
20	89.0	-90.9	1.24	$0.137 \cdot 10^6$

Примечание. $H^e = 300 \text{ Э}$, $\omega_0/2\pi = 2.5 \text{ ГГц}$, $\varphi = 0$.

Таблица 2. Результаты расчета параметров θ_1^{opt} , θ_2^{opt} , $\omega_1^{\text{opt}}/2\pi$ и k_1^{opt} волн 1 и 2, рождающихся при минимальном значении пороговой мощности ПМСВ, для различных значений номера моды N_1

N_1	θ_1^{opt} , град	θ_2^{opt} , град	$\omega_1^{\text{opt}}/2\pi$, ГГц	k_1^{opt} , см ⁻¹
0	85.0	-88.6	1.9	$0.99 \cdot 10^4$
1	87.3	-89.05	1.95	$0.173 \cdot 10^5$
4	88.3	-90.1	2.0	$0.399 \cdot 10^5$
9	88.1	-90.9	2.02	$0.88 \cdot 10^5$
14	88.2	-91.1	2.03	$0.116 \cdot 10^6$
20	88.5	-91.1	2.04	$0.162 \cdot 10^6$

Примечание. $H^e = 600 \text{ Э}$, $\omega_0/2\pi = 4.1 \text{ ГГц}$, $\varphi = 0$.

найти ω_1 и θ_2 , причем $\omega_2 = (\omega_0 - \omega_1)$. Результаты представлены в табл. 1 и 2 для $\varphi = 0$ и для двух значений ω_0 и H^e , что эквивалентно заданию двух значений ω_0 и k_0 . Можно видеть, что по мере увеличения номеров мод волн-продуктов распада угол θ_1^{opt} между направлениями распространения ПМСВ и волны 1 с наименьшим номером моды N_1 стремится к 90° . Угол θ_2^{opt} , под которым распространяется волна с наибольшим номером моды N_2 , оказывается меньше (-90°), т. е. проекция k_2^{opt} на ось x отрицательна. Частоты волн-продуктов распада при увеличении их номеров мод стремятся к половинной частоте волны-накачки.

На рис. 2 представлена зависимость минимальной пороговой мощности от номеров мод волн-продуктов распада при двух различных значениях стороннего поля H^e и частоты ω_0 . В экспериментальных работах нет однозначного ответа на вопрос о том, на какие именно моды распадается ПМСВ с наименьшим порогом. Из рис. 2 видно, что в

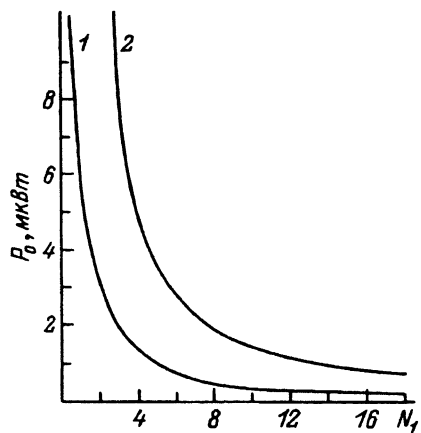


Рис. 2. Зависимость минимальной (по углу θ_1) пороговой мощности распада ПМСВ P_0 от наименьшего из номеров мод волн-продуктов распада. $d = 10 \text{ мкм}$; $H^e = 300$ (1), 600 Э (2); $\omega_0/2\pi = 2.5$ (1), 4.1 ГГц (2); $\varphi = 0$.

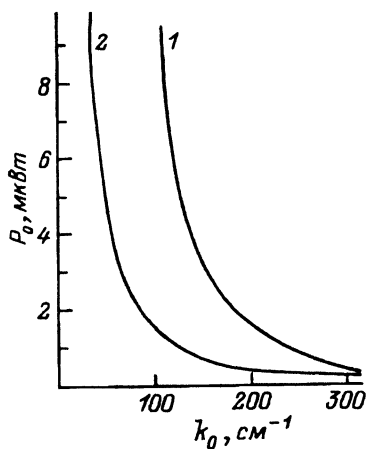


Рис. 3. Зависимость минимальной пороговой мощности P_0 распада от волнового числа ПМСВ k_0 . $\omega_0/2\pi = 2.5 \text{ ГГц}$, $\varphi = 0$, $d = 10 \text{ мкм}$; $N_1 = 1$ (1), 7 (2); $N_2 = 2$ (1), 8 (2).

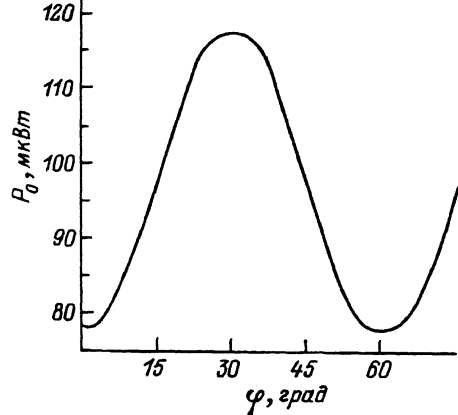


Рис. 4. Зависимость минимальной пороговой мощности от угла φ поворота пленки вокруг нормали.

$H^e = 350 \text{ Э}$, $\omega_0/2\pi = 2.5 \text{ ГГц}$, $N_1 = 1$.

рамках дипольного приближения для любых полей и частот наименьший порог достигается при распаде ПМСВ на моды с наибольшими номерами.

На рис. 3 показаны зависимости минимальной пороговой мощности P_0 от волнового числа k_0 для двух различных условий распада ПМСВ. Мы видим, что P_0 монотонно уменьшается с увеличением k_0 . Наибольшая крутизна зависимости $P_0(k_0)$ достигается при малых k_0 . Отметим, что при $k_0 \rightarrow 0$ пороговая мощность остается конечной (значение пороговой мощности при $k_0 = 0$ не укладывается в масштаб рисунка).

Пороговые мощности для ПМСВ, распространяющейся в изотропной и анизотропной пленках феррита с одним и тем же волновым числом k_0 при прочих равных условиях, различаются незначительно. Однако сильная зависимость пороговой мощности от волнового числа в начале спектра (рис. 3) приводит к ее значительному изменению при повороте пленки феррита относительно нормали, если частота ω_0 фиксирована. На рис. 4 приведена зависимость P_0 от угла φ при фиксированной частоте ω_0 . Поворот пленки на 30° вокруг нормали приводит за счет влияния кубической анизотропии к изменению волнового числа ПМСВ с $k_0 = 33 \text{ см}^{-1}$ при $\varphi = 0$ до $k_0 = 27.5 \text{ см}^{-1}$ при $\varphi = 30^\circ$. Изменение волнового числа на 5.5 см^{-1} ведет к изменению пороговой мощности на 50%. Возможно, что этот факт может облегчить экспериментальное определение номеров мод волн-продуктов распада, поскольку для различных номеров мод при одной величине волнового числа ПМСВ k_0 крутизна зависимости $P_0(k_0)$ различна.

Авторы благодарны Ю.В.Гуляеву и А.Г.Темиряеву за помощь в работе и полезные обсуждения.

Работа выполнена благодаря финансовой поддержке по гранту № 94-02-04928-а Российского фонда фундаментальных исследований.

Список литературы

- [1] Castera J.F. // J. Appl. Phys. 1984. Vol. 55. N 6. P. 2506-2511.
- [2] Медников А.М. // ФТТ. 1981. Т. 23. Вып. 1. С. 242-245.
- [3] Темиряев А.Г. // ФТТ. 1987. Т. 29. Вып. 2. С. 313-319.
- [4] Чивилева О.А., Гуревич А.Г., Анисимов А.Н. и др. // ФТТ. 1987. Т. 29. Вып. 6. С. 1774-1782.

- [5] Мелков Г.А., Шолом С.В. // ЖЭТФ. 1989. Т. 96. Вып. 2. С. 712-719.
- [6] Мелков Г.А. // ФТТ. 1988. Т. 30. Вып. 8. С. 2533-2534.
- [7] Калинин Б.А. Автореферат докт. дис. Л., 1985. 30 с.
- [8] Преображенский В.Л., Рыбаков В.П., Фетисов Ю.К. // РЭ. 1988. Т. 33. № 6. С. 1218-1225.
- [9] Преображенский В.Л., Рыбаков В.П., Фетисов Ю.К. // ФТТ. 1987. Т. 29. Вып. 8. С. 2525-2527.
- [10] Рыбаков В.П. Канд. дис. М., 1991. 171 с.
- [11] Дудко Г.М., Казаков Г.Т., Сузгарев А.Г. и др. // РЭ. 1990. Т. 35. № 5. С. 966-976.
- [12] Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. М.: Наука, 1994, 464 с.
- [13] Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Шейн И.В. Препринт ИРЭ РАН. № 4 (592). М., 52 с.
- [14] Маделунг Э. Математический аппарат физики. М.: Наука, 1968. 163 с.
- [15] Letens R.A., Auld B.A. // J. Appl. Phys. 1981. Vol. 52. N 12. P. 7360-7371.
-