

пульсаров, см. [5]) электроны могут излучить мезон (за счет механизмов СИ) с массой

$$M \ll \sqrt{\frac{mp_0 H}{H_0}} \approx 10^{12} \text{ эВ.}$$

Сравнение этих значений с нижними границами масс промежуточных мезонов указывает на принципиальную возможность таких процессов. Современные оценки для угла Вайнберга дают приблизительно $\sin^2\theta_W \approx 0,23$ (см. [6]); это означает, что в (2) доминирующим вкладом будет аксиально-векторная часть, поскольку $|\alpha| \gg 1$. Тем самым фиксируется знак спиновой поправки (плюс при $s=1$). В целом же при $\Delta \gg 1$ спиновые поправки, как мы видим, малы, хотя и довольно критичны к величине $\alpha = (1 - 4 \sin^2\theta_W)^{-1} \approx 12,5$.

В заключение можно отметить, что вероятность (6) фактически представляет собой вероятность рождения мезона в скрещенном поле, которая может быть вычислена также на основе точных решений уравнения Дирака в скрещенном поле.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Жуковский В. Ч. Ядерная физика, 1978, **49**, с. 763. [2] Соколов А. А., Тернов И. М. Релятивистский электрон. М.: Наука, 1974. [3] Гальцов Д. В., Никитина Н. С. Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1974, **15**, № 4, с. 375. [4] Синхротронное излучение / Под ред. А. А. Соколова и И. М. Тернова. М.: Наука, 1966. [5] Tjütræg J. et al. Astrophys. J., 1978, **219**, p. 105. [6] Окунь Л. Б. УФН, 1981, **134**, с. 3.

Поступила в редакцию
03.08.81

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, т. 23, № 6

УДК 621.318.136

МЕХАНИЗМЫ МАГНИТНЫХ ПОТЕРЬ В МЕЛКОЗЕРНИСТЫХ Ni—Zn-ФЕРРИТАХ

В. Г. Ефремов, Е. В. Лебедева, М. А. Харинская

(кафедра радиофизики СВЧ)

Механизм влияния размера зерна на порог параметрического возбуждения $h_{\text{пор}}$ и потери спиновых волн исследуются давно. Предложена полукачественная модель [1], согласно которой в мелкозернистых поликристаллах время жизни спиновых волн ограничивается размерами зерна

$$\tau = l/v_{\text{гр}},$$

где l — размер зерна, $v_{\text{гр}}$ — групповая скорость спиновой волны.

Имеется большое количество экспериментальных работ, проведенных с целью проверки предложенной модели. Качественно результаты подтверждают основные выводы теории:

1) при уменьшении размера зерна до 1 мкм величина $h_{\text{пор}}$ возрастает для всех спиновых волн, при этом минимум кривой $h_{\text{пор}} = f(H)$ (H — постоянное магнитное поле) смещается в сторону более коротких спиновых волн [1, 2];

2) при дальнейшем уменьшении размера зерен кривая зависимости $h_{\text{пор}} = f(H)$ деформируется так, что наименьший порог оказывается у наиболее коротких спиновых волн [2];

3) для большинства исследованных материалов величина параметра потерь спиновых волн ΔH_k , рассчитанная по минимальному значению порогового поля $h_{\text{пор.мин}} = \omega \Delta H_k / 4\pi M \gamma$ (ω — частота накачки, $4\pi M$ — намагниченность, γ — гиромагнитное отношение), меняется с размером зерна как t^{-n} , $1 < n < 2$ [2, 3].

Однако имеется большое количество экспериментальных фактов [4, 5], которые такой моделью не объясняются. Это особенно относится к попыткам количественного сравнения экспериментальных результатов с теоретическими зависимостями, полученными в предположении плоских спиновых волн.

Поэтому интерес к проблеме сохраняется до сих пор, тем более, что создание мелкозернистых ферритов является одним из немногочисленных методов получения материала для устройств высокого уровня мощности.

В настоящей работе проведено исследование зависимости порогового поля спиновых волн от размера зерна поликристалла на образцах никель-цинковых ферритов с присадками кобальта. Такая система выбрана из следующих соображений.

1. Известно, что, изменяя содержание цинка в никель-цинковых ферритах, можно в широких пределах изменять намагниченность $4\pi M$ и поле анизотропии K/M образцов. Это позволяет создавать условия, при которых оказываются справедливыми различные модельные приближения — от приближения независимых зерен ($K/M \gg 4\pi M$) до спин-волнового приближения ($K/M \ll 4\pi M$). Так как в модели ограничения времени жизни спиновой волны размерами зерна существенным является предположение о независимости зерен, то ожидалось, что при уменьшении поля анизотропии, когда это условие нарушается, данные теории и эксперимента должны расходиться.

2. Известно, что введение ионов кобальта увеличивает магнитные потери материала. Меняя величину присадки кобальта и тем самым уровень магнитных потерь материала, можно создать условия, при которых длина свободного пробега спиновой волны будет меньше размера зерна. При этом механизмы рассеяния на границах зерен будут давать вклад в порог параметрического возбуждения спиновых волн, но этот вклад не будет основным.

Образцы. Метод приготовления. Основные параметры. В качестве объектов исследования были выбраны две группы материалов на основе Ni—Zn-феррита.

В первой группе $\text{Ni}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Fe}_{1,94}\text{Mn}_{0,02}\text{O}_{4-y}$ (где $x=0,2; 0,3$ и $0,6$) варьировалось содержание ионов цинка.

Во второй группе $\text{Ni}_{0,68-y}\text{Co}_y\text{Zn}_{0,3}\text{Fe}_{1,9}\text{Mn}_{0,08}\text{O}_{4-y}$ (где $y=0,01; 0,02; 0,03$ и $0,05$) при постоянном содержании цинка ($x=0,3$) менялось содержание ионов кобальта.

Небольшие добавки ионов Mn^{2+} введены в состав с целью предотвращения образования ионов Fe^{2+} .

Образцы для исследований (диски диаметром 50 мм и толщиной 7—8 мм) изготавливались методом горячего прессования с использованием в качестве исходных материалов окислов железа, цинка, закиси никеля и углекислого марганца. Перед горячим прессованием диски, спрессованные из ферритового порошка при комнатной температуре, обжигались при $T=1273$ К. Такой обжиг в значительной степени уменьшал концентрационные химические неоднородности в объеме горячепрессованных материалов, что подтверждалось результатами измерений электромагнитных свойств материалов, таких, как ширина

кривой ФМР, тангенс угла диэлектрических потерь; на частоте 10 ГГц для материала, прошедшего дополнительный обжиг, величина $\text{tg } \delta_e$ не превышала $4 \cdot 10^{-4}$.

Для получения образцов с разными размерами зерна изменялась только температура горячего прессования от 1373 до 1623 К.

Объемная пористость исследуемых образцов в основном не превышала 1%.

Средний размер зерна определялся по способу Джеффриса — Салтыкова [6] путем визуального наблюдения на микроскопе МБИ-15 при увеличении 1800. В расчет принималось не менее 1000 зерен. Основные физические параметры материалов приведены в таблице.

Состав		Пористость %	4 π M, Гс	Δ H, Э на частоте 10 ГГц	Δ H _k , Э
x	y				
0,2	0	0,7—1,0	4500	260—225	—
0,3	0	0,3—1,0	4900	197—160	7
0,6	0	0,5—1,0	4100	70—55	—
0,3	0,01	0,5—1,1	4900	165—136	15
0,3	0,02	0,4—1,2	4850	162—134	23
0,3	0,03	0,5—1,0	4800	160—125	30
0,3	0,05	0,5—1,3	4800	182—125	46

Экспериментальные результаты. Измерения пороговых полей проводились методом параллельной накачки на частоте 9,4 ГГц в минимуме порогового поля на сферических образцах диаметром 0,8—1,2 мм. Магнетрон работал в импульсном режиме при длительности импульса 1,5 мкс и частоте повторения 50 Гц. Специальные измерения, проведенные на образцах всех серий, показали, что минимум порогового поля лежит в области насыщенного состояния образца.

Результаты измерений зависимости $h_{\text{пор. мин}} = f(l)$ на образцах первой серии с различным содержанием x и $y=0$ приведены на рис. 1. Для всех образцов наблюдается хорошо известное возрастание порогового поля с уменьшением размера зерна. Одновременно наблюдается сдвиг положения минимума порогового поля в сторону малых подмагничивающих полей. Например, для образцов серии $x=0,3$ при $l=10$ мкм $H_{\text{мин}}=2200$ Э, что соответствует расчетному значению положения минимума порогового поля для $k \leq 10^4$ см⁻¹ (k — волновой вектор спиновой волны). Для $l=1$ мкм $H_{\text{мин}}=1910$ Э, что соответствует $k=1,6 \cdot 10^5$ см⁻¹.

Из графиков рис. 1 видно, что на образцах с $x=0,6$ (K/M близко к нулю) возрастание порога при уменьшении размера зерна происходит значительно медленнее, чем на образцах с $x=0,2$ и $0,3$.

На рис. 2 приведены зависимости $h_{\text{пор. мин}} = f(l)$ для различных составов никель-цинковых ферритов, полученных шенитным методом на химическом факультете МГУ [7]. И в этом случае с уменьшением поля анизотропии (т. е. с увеличением содержания цинка) зависимость порогового поля от размера зерен поликристалла становится более слабой.

Полученные результаты хорошо объясняются имеющейся моделью. Действительно, при уменьшении поля анизотропии справедливость при-

ближения независимых зерен должна нарушаться и при $K/M \ll 4\pi M$ в образце создаются условия, соответствующие спин-волновому приближению, что должно приводить к уменьшению влияния границ зерен на порог возбуждения спиновой волны. Естественно, все сказанное справедливо только в случае высокой плотности образцов.

Вторая серия измерений была проведена на образцах с $x=0,3$ с присадками кобальта. Полученные зависимости $h_{\text{пор.мин}} = f(l)$ приведены на рис. 3. На образцах с присадками кобальта так же, как и на чисто никель-цинковых ферритах, наблюдаются увеличение порого-

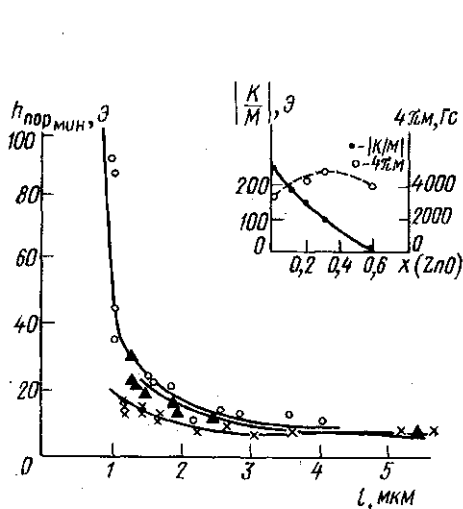


Рис. 1. Зависимость минимального порогового поля $h_{\text{пор.мин}}$ от размера зерна в горячепрессованных никель-цинковых ферритах с различным содержанием цинка: $x=0,2$ (O); $0,3$ (\blacktriangle) и $0,6$ (\times)

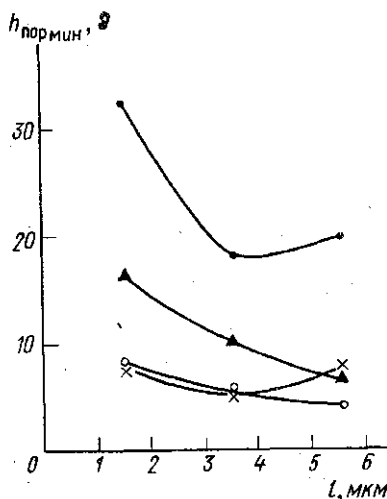


Рис. 2. Зависимость $h_{\text{пор.мин}}$ от размера зерна в никель-цинковых ферритах, изготовленных шенитным способом: $x=0$ (\bullet); $0,2$ (\blacktriangle); $0,4$ (O) и $0,6$ (\times)

го поля при уменьшении размера зерна и сдвиг положения минимума. Вместе с тем с увеличением содержания кобальта на кривых $h_{\text{пор.мин}} = f(l)$ появляются плоские участки, свидетельствующие о том, что вклад рассеяния на границах зерен в пороговое поле становится пренебрежимо мал. Например, для $y=0$ размер зерна перестает влиять на пороговое поле только при $l > 20$ мкм, в то время как для $y=0,03$ зависимость $h_{\text{пор.мин}}$ от размера зерна практически исчезает при $l \approx \approx 3$ мкм.

Попытки количественных оценок параметров релаксации спиновых волн встречают большие трудности. К настоящему времени имеется ряд работ (см., например, [8, 9]), в которых показано, что потери спиновых волн, обусловленные внутренними механизмами и процессами на границе образца, входят в пороговую формулу неаддитивно. Конкретный вид пороговых формул получен лишь в нескольких частных случаях. Так, для пластины и сферы с полностью поглощающими границами

$$h_{\text{пор.мин}} = \frac{\omega}{4\pi M \gamma} \sqrt{\Delta H_{R_1}^2 + \Delta H_{R_2}^2}$$

где ΔH_{k_1} — параметр потерь, связанный с потерями внутри зерна, ΔH_{k_2} — параметр потерь, обусловленный границами, причем предполагается, что $\Delta H_{k_2} \sim 1/l$.

Однако применимость этой формулы для поликристаллов вызывает сомнения. Микроструктура исследованных образцов показывает, что аппроксимация зерен сферами возможна только в очень грубом приближении. Кроме того, для мелкозернистых ферритов длина пара-

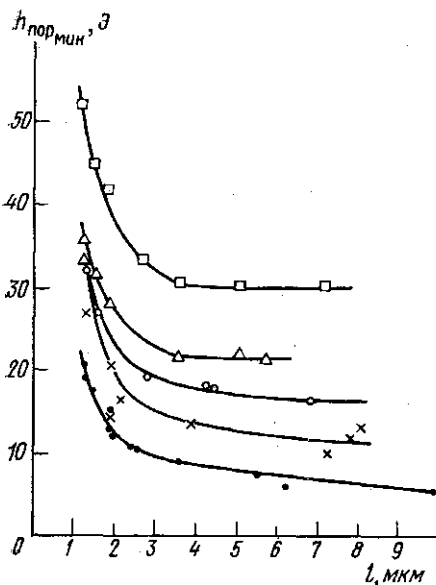


Рис. 3. Зависимость $h_{\text{пор, мин}}$ от размера зерна в образцах никель-цинковых ферритов с присадками кобальта, $x=0,3$; $y=0$ (●); $0,01$ (×); $0,02$ (○); $0,03$ (△) и $0,05$ (□)

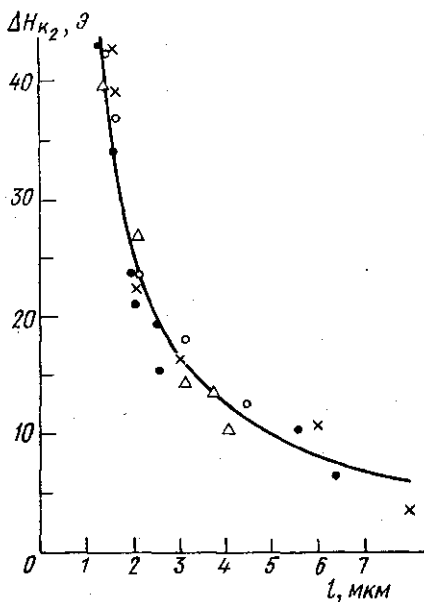


Рис. 4. Зависимость ΔH_{k_2} от размера зерна для образцов с $x=0,3$; $y=0 \div 0,03$. Обозначения те же, что на рис. 3. Сплошная линия — B/l ($B=50$)

метрически возбуждаемых спиновых волн становится соизмеримой с размерами зерен.

Результаты расчета ΔH_{k_2} по приведенной формуле для образцов с $x=0,3$, $y=0 \div 0,03$ приведены на рис. 4. Значения ΔH_{k_2} (см. таблицу) рассчитывались по $h_{\text{пор, мин}}$ при $l \approx 100$ мкм с учетом теоретической зависимости $h_{\text{пор}}$ от концентрации c ионов кобальта ($h_{\text{пор}} \sim c$), многократно подтвержденной экспериментальными данными.

Из графиков видно, что соответствие экспериментальных данных теоретическим вполне удовлетворительное. Для всех образцов наблюдается обратно пропорциональная зависимость ΔH_{k_2} от l , причем вклад рассеяния спиновых волн на границе оказывается для всех образцов одинаковым, независимо от величины внутренних потерь. Изменение формы кривых на рис. 3 объясняется только увеличением вклада собственных потерь в объеме зерна в пороговое поле. Для образца с $y=0,05$ (максимальное значение ΔH_{k_2}) экспериментально наблюдаемый рост $h_{\text{пор, мин}}$ при малых l резче, чем это следует из формулы.

- [1] Vrehan Q. H. F., Beljers H. G., De Lau J. G. M. IEEE Trans. Mag., 1969, 5, N 3, p. 617. [2] Patton C. E. J. Appl. Phys., 1970, 41, N 4, p. 1637. [3] Borghese C., Roveda R. J. Appl. Phys., 1969, 40, N 12, p. 4791. [4] Patton C. E. IEEE Trans. Mag., 1972, 8, N 3, p. 433. [5] White G. O., Patton C. E., Edmondson C. A. J. Appl. Phys., 1979, 50, N 3, p. 2110. [6] Салтыков С. С. Стереометрическая металлография. М.: Металлургия, 1970. [7] Анастасюк Н. В., Лебедева Е. В. и др. Вестн. Моск. ун-та. Сер. Химия, 1973, № 4, с. 451. [8] Войляк К. И., Горшков А. С. Радиотехн. и электроника, 1973, 18, № 10, с. 2075. [9] Черепанов В. Б. Канд. дис. Новосибирск, 1979.

Поступила в редакцию
24.08.81

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, т. 23, № 6

УДК 533.951

РАДИАЦИОННОЕ ЗАТУХАНИЕ ВОЛН В ХОЛОДНОЙ ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЕ

Л. С. Кузьменков, П. Б. Подосенов, П. А. Поляков

(кафедра теоретической физики)

Одной из причин затухания плазменных волн является излучение совершающих колебания заряженных частиц. Этот эффект во влассовском приближении проявляется в возникновении коллективной силы радиационного торможения [1—3]. В данной работе исследуется радиационное затухание волн в замагниченной холодной плазме, когда можно пренебречь тепловым разбросом частиц по скоростям. В этом случае для описания плазменных колебаний можно использовать гидродинамические уравнения для холодной плазмы [4]:

$$\partial(\nu_a \tau_a^i) / \partial x^i = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial x^i} (\tau_a^i \tau_a^j \nu_a) - \frac{1}{m_a c} \left[\left(\frac{e_a}{c} F^{ij} \tau_{ia} + g_a^j \right) \nu_a \right] = 0. \quad (2)$$

Здесь

$$g_a^j = \frac{2}{3} \frac{e_a^3}{m_a c^3} \frac{\partial F^{ij}}{\partial x^n} \tau_{ia} \tau_a^n - \frac{2e_a^4}{3m_a^2 c^5} F^{ij} F_{ni} \tau_a^n + \frac{2e_a^4}{3m_a^2 c^5} (F_{nm} \tau_a^m) (F^{ni} \tau_{ia}) \tau_a^j, \quad (3)$$

τ_a^i — 4-вектор гидродинамической скорости частиц, ν_a — инвариантная плотность, которая связана с плотностью числа частиц n_a соотношением $n_a = \nu_a \tau_a^0$. Индекс a нумерует сорт частиц, латинские индексы принимают значения 0, 1, 2, 3.

F^{ij} — тензор электромагнитного поля:

$$F_{ij} = \frac{\partial A_j}{\partial x^i} - \frac{\partial A_i}{\partial x^j}, \quad \frac{\partial^2 A^i}{\partial x_i \partial x^i} = 4\pi \sum_a e_a \tau_a^i \nu_a. \quad (4)$$

Уравнения (1), (2) получаются из релятивистского кинематического уравнения Власова [1—3] в гидродинамическом приближении [4]. Они отличаются от обычно используемых гидродинамических уравнений для холодной плазмы (см., например, [5]) наличием силы радиационного торможения [6].

Для решения уравнений (1)—(4) в линейном приближении пренебрежем колебаниями ионов и будем считать, что все возму-