

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПЛЕНОК ФЕРРИТ-ГРАНАТОВ НА ГЕНЕРАЦИЮ МАГНИТНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ ДВИЖУЩИМИСЯ ДОМЕННЫМИ ГРАНИЦАМИ

А. С. Логгинов, Г. А. Непокойчицкий, Т. Б. Розанова

Известно, что при движении доменных границ (ДГ) в тонких монокристаллических пленках феррит-гранатов под действием импульсного магнитного поля по достижении им некоторой величины впереди ДГ могут возникать локальные образования — так называемые магнитные возмущения (МВ) [1]. С течением времени они прорастают в сквозные по толщине образца микродомены и сливаются с доменной границей, вызывая кажущееся увеличение скорости ее движения [2]. В разных образцах интенсивность генерации МВ оказывается различной. Исчерпывающего объяснения природы таких образований пока не существует.

В данной работе проведен анализ особенностей генерации магнитных возмущений в зависимости от свойств материала. В качестве образцов использовались эпитаксиальные пленки ФГ, выращенные на подложках из $Gd_3Ga_5O_{12}$ ориентации (111) составов $(BiTm)_3(FeGa)_5O_{12}$ (образцы 1, 4, 9), $(YBiTm)_3(FeGa)_5O_{12}$ (3) и $(BiLu)_3(FeGa)_5O_{12}$ (2, 5—8). Основные параметры образцов приведены в таблице.

Параметры исследованных пленок ФГ

Номер образца	Намагниченность насыщения $4\pi M_s$, Гс	Поле коллапса H_0 , Э	Поле одноосной анизотропии H_K , Э	Константа одноосной анизотропии K_1 , эрг/см ³	Фактор качества Q	Толщина h , мкм	Период полосовых доменов ρ_0 , мкм
1	70.1	17.8	4950	13800	70.6	7.32	37.6
2	72	14.4	4540	15800	63.1	8.22	53.2
3	218.3	99.3	3070	26700	14.1	5.0	11.5
4	144	129.8	950	5440	6.6	10	8.7
5	101.5	57	3100	12500	30.5	14.7	27.0
6	78.5	41	4500	14100	57	19	39.2
7	78.7	36	3430	10740	44.5	10.9	35.6
8	107.0	57	3150	13400	29.4	13.3	27.7
9	173	133	650	4500	3.8	7.5	8.5

Исследования динамики перемагничивания проводились методом высокоскоростной фотографии с временным разрешением ~ 8 нс и пространственным ~ 1 мкм.

В результате экспериментов установлено, что интенсивность генерации МВ находится в прямой зависимости от фактора качества материала. Так, в образце 1 с большим фактором качества зарегистрировать МВ при расширении полосовых или цилиндрических магнитных доменов (ЦМД) вообще не удается. Однако их удалось наблюдать впереди сквозной по толщине образца доменной границы, образовавшейся в результате остановки волны опрокидывания магнитных моментов [3—5] в градиентном поле импульсной катушки, в полях, сравнимых с полем одноосной анизотропии. Серия фотографий, на которой представлен процесс формирования такой границы и появления впереди нее магнитных возмущений, приведена на рис. 1, А.

В образце 2 генерация МВ наблюдается лишь в ограниченном диапазоне импульсных магнитных полей $2.3 \text{ кЭ} < H_{\text{имп}} < 2.7 \text{ кЭ}$, причем в течение импульса магнитного поля интенсивность генерации практически не изменяется. Изменение доменной структуры с течением времени представлено на рис. 1, Б. Фотографии а—е этой серии выполнены с двухимпульсной

подсветкой, на них видно исходное статическое и динамическое состояние доменов, фотография z — с одноимпульсной подсветкой в полностью скрещенных поляроидах.

В образцах 9 и 4, характеризующихся относительно низким фактором качества, наблюдается усиление генерации МВ с ростом напряженности импульсного магнитного поля. Магнитные возмущения сливаются друг с другом, образуя впереди ДГ сплошную область, в ко-

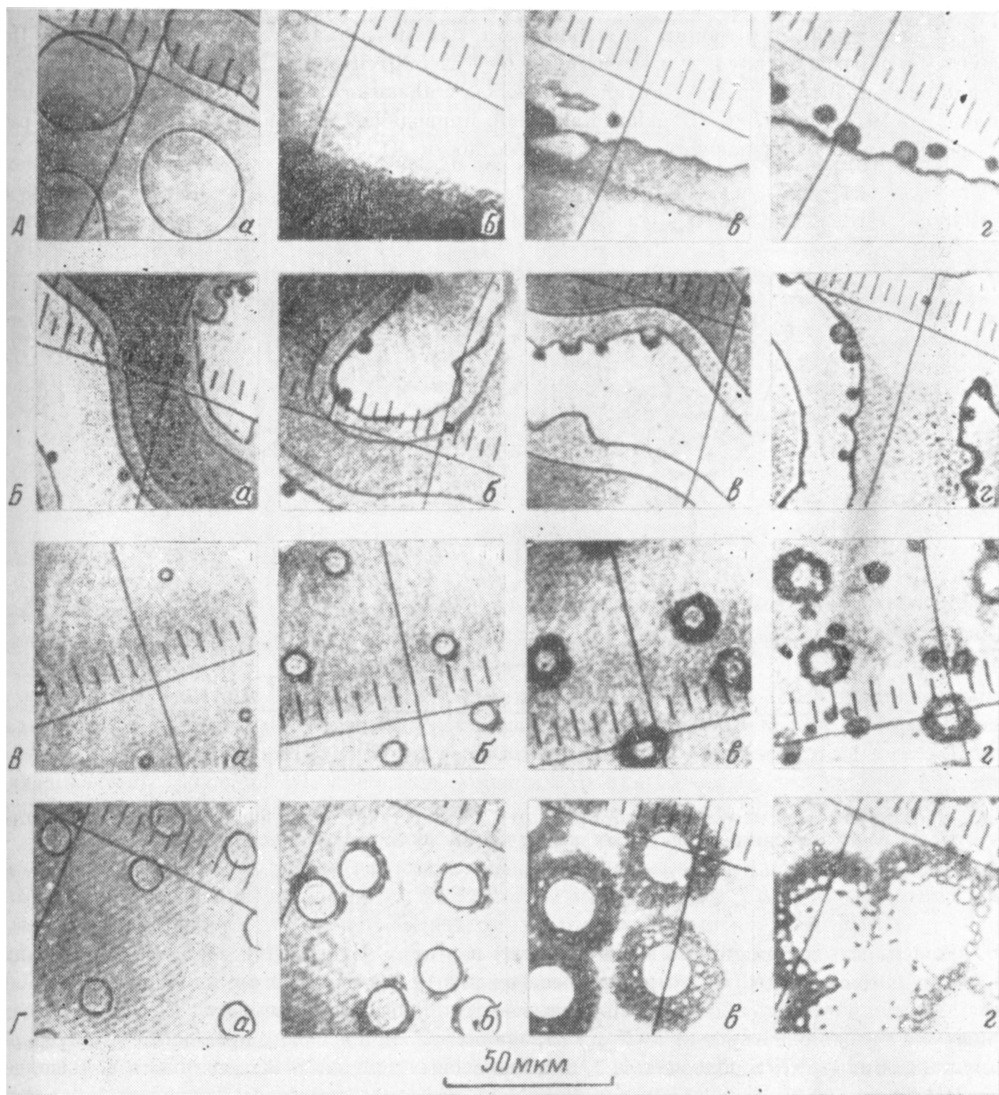


Рис. 1. Генерация магнитных возмущений в пленках ФГ.

A — образец 1, $H_{\text{нмл}}=1700$ Э, $H_{\text{см}}=20$ Э; t , нс: а — 0, б — 100, в — 300, г — 380; Б — образец 2, $H_{\text{нмл}}=2600$ Э, $H_{\text{см}}=5$ Э; t , нс: а — 500, б — 580, в — 700, г — 740; В — образец 9, $H_{\text{см}}=130$ Э, $t=100$ нс; $H_{\text{нмл}}$: а — 0, б — 148, в — 200, г — 225; Г — образец 4, $H_{\text{см}}=105$ Э, $t=500$ нс; $H_{\text{нмл}}$, Э: а — 80, б — 240, в — 330, г — 680

торой идет неоднородное вращение векторов намагниченности (рис. 1, В, Г). Этот процесс продолжается вплоть до достижения значений импульсного поля $H_{\text{нмл}} \approx H_k$, при которых уже по всему участку образца, ограниченному импульсной катушкой, начинается рост зародышей обратной намагниченности (рис. 1, В, Г).

Эффективное поле, действующее на магнитные моменты, складывается из внешнего поля H , поля размагничивания H_m , эффективных полей анизотропии H_k и обменного взаимодействия $H_{об}$

$$H_{эф} = H + H_m + H_k + H_{об}, \quad (1)$$

а фактором качества по определению называется отношение эффективного поля одноосной анизотропии к напряженности размагничивающего поля однородно намагниченной пленки [6]

$$Q = \frac{H_k}{4\pi M_s} \cdot \quad (2)$$

Поэтому можно утверждать, что чем выше значение фактора качества, тем больший вклад в $H_{эфф}$ дают поля анизотропии по сравнению с полями размагничивания, и наоборот. Поскольку в образцах с высокими значениями Q ($Q \geq 50$) генерация МВ является слабо выраженной или практически отсутствует, а в пленках с низким Q ($Q \leq 10$) проявляется наиболее сильно, то мы считаем, что основной причиной, приводящей к появлению МВ, является распределение размагничивающих полей в окрестности ДГ.

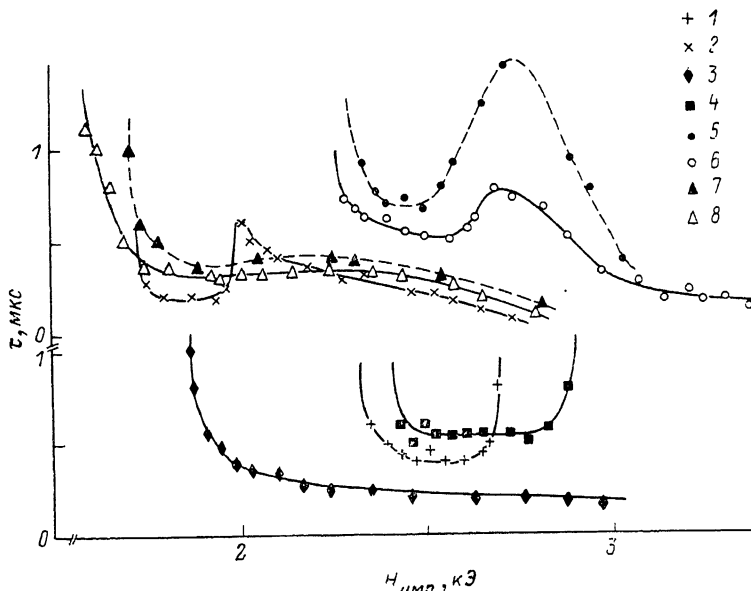


Рис. 2. Зависимость минимального времени τ между передним фронтом $H_{имп}$ и началом генерации магнитных возмущений от напряженности $H_{имп}$.

Сплошные линии — для полосовых доменов, штриховые — для ЦМД. Обозначения 1—8 соответствуют номерам образцов.

Зависимость минимального времени между передним фронтом $H_{имп}$ и началом генерации МВ τ от напряженности $H_{имп}$ представлена на рис. 2. Штриховые линии соответствуют минимальному времени для ЦМД τ_1 , сплошные — для полосовых доменов τ_2 . Если для образца приведена только одна кривая $\tau(H_{имп})$, то, значит, различия между временами τ_1 и τ_2 не обнаружено. Видно, что в образцах 4, 7, 8 на полосовых доменах МВ появляются раньше, чем на ЦМД.

Впервые отличие во временах τ_1 и τ_2 было обнаружено в образце 4 и описано в работе [7]. Для объяснения этого факта проводится сравнение плоскостных компонент магнитостатического поля в окрестности границы полосового домена $H_{м||}^{ПД}$ и ЦМД $H_{м||}^{ЦМД}$. В [7] установлено, что $H_{м||}^{ПД}$ превышает $H_{м||}^{ЦМД}$, причем их отношение с точностью 10—15% равно обратному отношению времен τ_1 и τ_2

$$\frac{H_{м||}^{ПД}}{H_{м||}^{ЦМД}} \approx \frac{\tau_1}{\tau_2} \cdot \quad (3)$$

Это можно рассматривать как еще один факт, свидетельствующий в пользу гипотезы об определяющем влиянии на генерацию МВ магнитодипольного взаимодействия.

Зависимости $\tau(H_{имп})$, приведенные на рис. 2, можно разделить на три группы. К первой группе отнесем образцы, в которых генерация МВ наблюдается в ограниченном диапазоне импульсных полей (образцы 2, 6); в пределах этого диапазона τ от $H_{имп}$ практически не зависит. В таких образцах возникают лишь редкие, одиночные магнитные возмущения. Как видно из таблицы, эти образцы характеризуются значениями фактора качества $Q > 50$.

Во вторую группу войдут образцы, у которых, начавшись, генерация МВ не прекращается с ростом H_k вплоть до поля одноосной анизотропии H_k , однако на зависимости $\tau(H_{имп})$ существует либо максимум, либо плато (образцы 3, 4, 7, 8). В образцах этого типа вначале идет генерация мелких, не сливающихся друг с другом и не прорастающих в сквозные микродомены МВ (рис 1, Г, б), с ростом $H_{имп}$ процесс несколько ослабевает или наблюдается лишь при больших задержках. При дальнейшем увеличении $H_{имп}$ генерация вновь усиливается и τ начинает уменьшаться. При этом МВ, как правило, имеют более крупные размеры, прорастают в микродомены, сливаются друг с другом и с ДГ (рис. 1, Г, в, з). Наконец, в образцах третьего типа (образец 5) с ростом $H_{имп}$ наблюдается монотонное уменьшение τ и усиление генерации МВ. Интересно, что различие между τ_1 и τ_2 обнаружено только в образцах второй группы. Можно предположить, что образцы этой группы являются в какой-то степени переходными между первым и третьим типом. В диапазоне $H_{имп}$ от начала генерации МВ до максимума зависимости $\tau(H_{имп})$ эти образцы ведут себя подобно пленкам 2, 6, а генерация МВ на последующем спаде зависимости $\tau(H_{имп})$ имеет, по всей видимости, ту же природу, что и

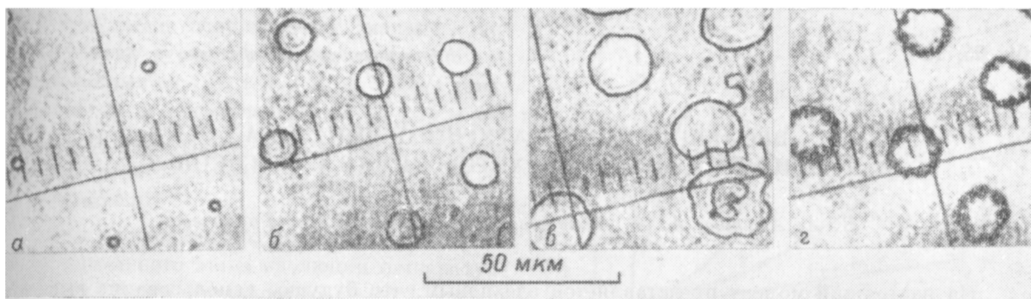


Рис. 3. Генерация МВ границами ЦМД после окончания импульса магнитного поля.

Образец 9; $H_{с1} = 130.7$ Э, $H_{к.ц} = 110$ Э, $t_{имп} = 500$ нс; t , нс: а — 0, б — 200, в — 490, з — 590.

в образце 5. В этой области импульсное поле уже сравнимо с полем одноосной анизотропии, и генерации МВ можно рассматривать как начало неоднородного вращения векторов на магнитченности в тех участках образца, где воздействие внешнего импульсного магнитного поля складывается с полем размагничивания доменных границ. Отметим, что во всех образцах появление магнитных возмущений — пороговое явление по импульсному полю.

Интересной особенностью в этой связи обладает образец 9. Для него можно выделить узкий диапазон импульсных полей, когда при прямом процессе — расширении ЦМД генерация МВ отсутствует на протяжении всего импульса магнитного поля (рис. 3, а—в), а после его окончания при релаксации доменов к исходному состоянию на доменных границах ясно видны МВ, ориентированные внутрь ЦМД (рис. 3, з). Различие в пороговых полях генерации МВ при расширении и сжатии доменной структуры составляет примерно 55 Э. Генерация МВ в этом образце при расширении ЦМД начинается при напряженности импульсного поля $H_{имп} \approx 126$ Э и постоянного поля смещения $H_{см} \approx 130$ Э. Таким образом, внешнее магнитное поле H при этом было близко к нулю, основной вклад в динамику ДГ давали эффективные поля магнитодипольного, анизотропного и обменного взаимодействия.

Таким образом, в работе рассмотрено протекание процесса генерации магнитных возмущений в пленках ФГ с различными параметрами. Установлена связь между фактором качества материала и интенсивностью генерации МВ. Исследована зависимость минимального времени начала генерации МВ от напряженности импульсного магнитного поля и выделено три типа таких зависимостей. В ряде образцов обнаружено, что процесс генерации МВ на границах ЦМД развивается позже, чем на границах полосовых доменов. Разницу во временах можно объяснить различием в величинах размагничивающих полей в окрестности ДГ полосового и цилиндрического доменов. Показано, что при релаксации доменной структуры после окончания импульса магнитного поля также может наблюдаться генерация МВ, ориентированных внутрь доменов, причем этот процесс начинается в более слабых импульсных полях, чем при расширении ЦМД.

Список литературы

- [1] Иванов Л. П., Логгинов А. С., Непокойчицкий Г. А. // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1982. Т. XXV. № 8. С. 99—100.

- [2] *Иванов Л. П., Логгинов А. С., Непокойчицкий Г. А. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. Вып. 3. С. 1006—1022.
- [3] Логгинов А. С., Непокойчицкий Г. А. // Письма в ЖЭТФ. 1982. Т. 35. Вып. 1. С. 22—35.
- [4] Кудельник Н. Н., Рандошкин В. В. // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 38. Вып. 10. С. 481—483.
- [5] Кудельник Н. Н., Прохоров А. М., Рандошкин В. В. и др. // ДАН СССР. 1985. Т. 281. № 4. С. 848—851.
- [6] Эшенфельдер А. Физика и техника цилиндрических магнитных доменов. М.: Мир, 1983. 496 с.
- [7] Логгинов А. С., Непокойчицкий Г. А., Никитин Н. И. и др. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 7. С. 178—180.

Московский государственный
университет
им. М. В. Ломоносова

Поступило в Редакцию
1 июня 1989 г.
В окончательной редакции
6 ноября 1989 г.

01; 05; 12

Журнал технической физики, т. 60, в. 7, 1990

© 1990 г.

ЭВОЛЮЦИЯ ТЕМПЕРАТУРНОГО ИМПУЛЬСА В КОМБИНИРОВАННОМ СВЕРХПРОВОДНИКЕ С ВЫСОКОЙ T_c

В. А. Альтов, А. А. Азметов, В. В. Сычев, Е. А. Трухачева

На настоящий момент представляется очевидным, что будущее использование высоко-температурных сверхпроводников (ВТС) для транспорта тока возможно преимущественно в форме комбинированных проводников (композигов), в которых ВТС находится в контакте со стабилизирующим его нормальным металлом. Некоторые особенности процесса теплового разрушения сверхпроводимости в ВТС композитах уже изучены [1]. Отмечено, в частности, что из-за наличия падающего участка на зависимости теплопроводности нормального металла от температуры $\Lambda = \Lambda(T)$ (см., например, [2]) область, в которой происходит перегрев проводника, практически не расширяется. Более того, увеличение температуры в центре нормальной зоны может происходить одновременно с уменьшением полуширины температурного распределения $T(x)$ (ширины, определенной на половине высоты).

В настоящей работе продолжено численное исследование процесса перегрева гипотетического композита с $T_c = 100$ К, помещенного в охладитель с температурой кипения $T_0 = 27$ К (неон). В отличие от [1], где в упрощенной форме учитывался кризис кипения охладителя, здесь предполагается прямая пропорциональность между интенсивностью теплоотвода от композита и разностью $T - T_0$. Другие допущения относятся к свойствам ВТС: считается, что критический ток линейно зависит от температуры, а теплопроводностью и электропроводностью ВТС в нормальном состоянии в соответствии с данными [3] можно пренебречь. Тогда для одномерной геометрии можно записать

$$c\theta \frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \frac{\partial \theta}{\partial x} \left(\lambda(\theta) \frac{\partial \theta}{\partial x} \right) + \alpha i_c(\theta) [(\theta + i - 1) \eta(\theta + i - 1) - (\theta - 1) \eta(\theta - 1)] - \theta,$$

где $\theta = (T - T_0)/(T_c - T_0)$ — приведенная температура,

$$\lambda(\theta) = \frac{\lambda(T_0 + (T_c - T_0)\theta)}{\lambda(T_c)}, \quad \varphi(\theta) = \frac{\varphi_n(T_0 + (T_c - T_0)\theta)}{\varphi_n(T_0)},$$

$$c(\theta) = \frac{C(T_0 + (T_c - T_0)\theta)}{C(T_0)},$$

C — удельная теплоемкость, φ_n — электросопротивление нормального металла, α — параметр стабильности [4, 5], i — приведенный транспортный ток, η — функция Хевисайда.

Координата x и время τ в уравнении нормированы стандартным образом [1, 4, 5] на тепловую длину и тепловое время при $\theta = 0$. Используемые для расчета зависимости $C = C(T)$ и $\varphi_n = \varphi_n(T)$ (см. также [1]) получены из экспериментальных данных для технической меди, теплопроводность определялась по правилу Видемана—Франца. Кривые $\rho = \rho(\theta)$, $\lambda = \lambda(\theta)$ и $c = c(\theta)$ приведены на рис. 1. Видно, что при $\theta > 0$ одновременно с возрастанием электро-сопротивления начинается уменьшение теплопроводности образца.