

сии поверхностной проводимости полупроводника. Причем представленная впервые в настоящей работе АЭ бистабильность в непрерывном режиме ПАВ осуществляется при более сильной инверсии.

Таким образом, бистабильность АЭ явлений в безрезонаторных системах без внешних обратных связей реализуется как в импульсно-периодическом, так и в непрерывном режимах следования бегущих (а не стоячих) ПАВ. В импульсно-периодическом режиме реализация бистабильности облегчается. Эти особенности могут быть учтены при построении теории явления.

Список литературы

- [1] Гуляев Ю. В., Медведь А. В. // Изв. вузов СССР. Радиофизика. 1983. Т. 26. № 8. С. 911—946.
- [2] Вьюн В. А., Ржанов А. В., Яковкин И. Б. Акустоэлектронные методы исследования поверхности полупроводников. Новосибирск: ИФП СО АН СССР, 1987. 126 с.
- [3] Balakirev M. K. // Nonlinear Phenomena in Solid. Modern Topics. Singapore, 1985. P. 191—232.
- [4] Вьюн В. А., Пнев В. В., Яковкин И. Б. // ФТТ. 1986. Т. 28. Вып. 5. С. 1538—1540.
- [5] Вьюн В. А., Гайнер А. В., Сурдатович Г. И., Яковкин И. Б. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. Вып. 13. С. 799—802.
- [6] Вьюн В. А., Гайнер А. В., Сурдатович Г. И., Яковкин И. Б. // ДАН СССР. 1987. Т. 296. № 3. С. 583—587.
- [7] Вьюн В. А., Яковкин И. Б. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. Вып. 15. С. 941—944.
- [8] Вьюн В. А., Гайнер А. В., Сурдатович Г. И., Яковкин И. Б. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. Вып. 13. С. 799—802.
- [9] Вьюн В. А., Яковкин И. Б. // Акуст. журн. 1987. Т. 33. Вып. 5. С. 840—842.
- [10] Вьюн В. А., Яковкин И. Б. // ФТТ. 1987. Т. 29. Вып. 1. С. 230—232.
- [11] Вьюн В. А., Яковкин И. Б. // Сб. тр. Симпозиума по нелинейной акустике «Проблемы нелинейной акустики». Новосибирск, 1987. Ч. I. С. 341—344.
- [12] Бондаренко В. С., Громашевский В. Л., Ереценко И. Н. и др. // ФТТ. 1984. Т. 26. Вып. 3. С. 848—850.
- [13] Вьюн В. А., Ржанов А. В., Юмашев В. Н., Яковкин И. Б. // IX Всесоюз. симпозиум «Электронные процессы на поверхности и в тонких слоях полупроводников». Новосибирск, 1988. Ч. I. С. 102—103.

Институт физики полупроводников
СО АН СССР
Новосибирск

Поступило в Редакцию
19 января 1988 г.
В окончательной редакции
5 февраля 1991 г.

65

Журнал технической физики, т. 61, в. 6, 1991

© 1991 г.

ДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В ПЛЕНКАХ ФЕРРИТ-ГРАНАТОВ ОРИЕНТАЦИИ (210)

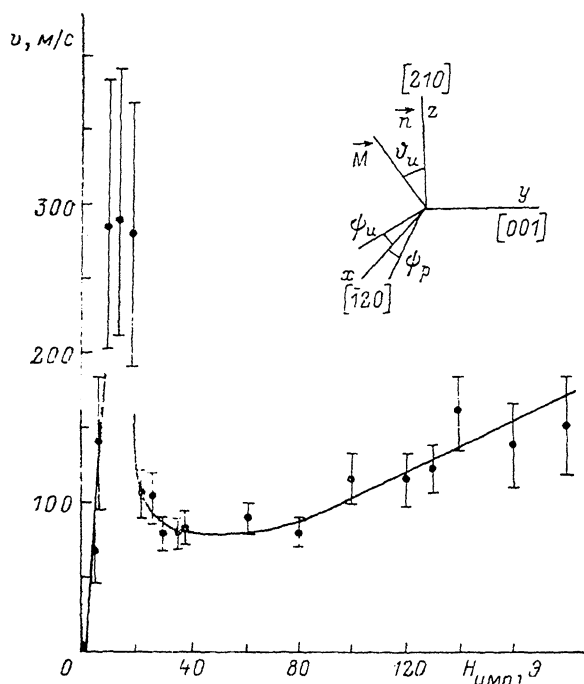
А. М. Балбашов, А. С. Логинов, Е. П. Шабазва

Одним из способов увеличения предельной скорости движения доменных границ (ДГ) в одноосных пленках феррит-гранатов (ФГ) является использование ромбической анизотропии [1]. Установлено, что сильная ромбическая анизотропия индуцируется в пленках ФГ ориентации (110) [2]. Однако выращивание пленок высокого качества с такой ориентацией сопряжено с некоторыми технологическими трудностями. Один из возможных путей их преодоления заключается в использовании подложек, ориентированных в плоскости (210). Отклонение оси [210] от оси [110] составляет всего 18.43°, что позволяет надеяться на получение высоких значений констант ромбической анизотропии [3].

В настоящей работе экспериментально исследованы динамические свойства ДГ в феррит-гранатовых пленках $(\text{BiLu})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$, выращенных на подложке $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ с ориентацией (210). Для анализа статических и динамических свойств ДГ введем систему координат, показанную на вставке к рис. 1. В качестве направлений x , y , z будем использовать соответственно оси $[120]$, $[004]$ и $[210]$. Магнитоэлектронные параметры образцов приведены в таблице, где h — толщина пленки, P_0 — период полосовой доменной структуры, $4\pi M_s$ — намагниченность насыщения, H_0 — поле коллапса цилиндрических магнитных доменов

(ЦМД), K_u — константа одноосной анизотропии, K_p — константа ромбической анизотропии, K_c — константа кубической анизотропии, φ_u — угол отклонения оси легкого намагничивания (ОЛН) от нормали, угол Ψ_u характеризует проекцию ОЛН на плоскость пленки, а Ψ_p — направление ромбической анизотропии, $v_{\text{пик}}$ — пиковая скорость ДГ, $v_{\text{нас}}$ — скорость насыщения ДГ.

Эксперименты проводились методом высокоскоростной фотографии с пространственным и временным разрешениями ~ 1 мкм и ~ 10 нс соответственно в импульсном магнитном



поле $H_{\text{имп}}$ прямоугольной формы с длительностями фронта ~ 2 нс и импульса $\tau_{\text{имп}} \sim 1$ мкс.

Прежде всего отметим, что во всех образцах существует выделенное направление, вдоль которого ориентируются полосовые домены (ПД) (рис. 2, а). На вставке рис. 1 показаны взаимное расположение кристаллографических осей пленки ФГ ОЛН и направления ромбической анизотропии. Для образца 1 ориентация ПД совпадает с направлением оси $[1\bar{2}0]$ (ось Ox). Наряду с полосовыми доменами в образцах удается зародить ЦМД, которые ста-

Рис. 1. Зависимость скорости ДГ от амплитуды импульсного магнитного поля (для образца 1).

На вставке система координат, используемая для описания динамических свойств ДГ.

тически устойчивы в очень малом диапазоне полей смещения ($H_{\text{см}} \sim 2-3$ Э). Для исследованных образцов характерно существенное отклонение ОЛН от нормали (см. таблицу). Это приводит к тому, что ЦМД несколько вытянуты в направлении Ox , причем участки ДГ, перпендикулярные Ox (рис. 2), диффузные, а параллельные Ox участки ДГ остаются тонкими.

Общая картина динамических процессов в исследованных образцах практически одинакова. Определим основные характерные моменты в динамике ДГ. На рис. 3 приведены зависимости смещения ДГ от времени для различных $H_{\text{имп}}$. Так, для $H_{\text{имп}} \sim 10$ Э время движения ДГ $\tau_{\text{дв}} \sim 20$ нс. С увеличением $H_{\text{имп}}$ $\tau_{\text{дв}}$ также увеличивается и в $H_{\text{имп}} \sim 30-$

Параметры	Номер образца			
	1	2	3	4
h , мкм	11	9.7	7.4	18.7
P_0 , мкм	35.6	34.5	43.7	26.3
$4\pi M_s$, Гс	43.5	53.5	76.8	62.2
H_0 , Э		18.9	16.8	40.8
K_u , эрг/см ³	1054	853	732	-312
K_p , эрг/см ³	1830	2440	5333	3338
K_s , эрг/см ³	1016	1375	3208	1555
φ_u , град	46.2	40	46.1	50.2
Ψ_u , град	-16.7	189.4	207.2	-203
Ψ_p , град	9.7	9.44	21.35	-185
$v_{\text{пик}}$, м/с	300	230	205	
$v_{\text{нас}}$, м/с	80	83		115

40 Э достигает 100 нс. Смещение ДГ неравномерно. Обнаружено, что в первые несколько нс ДГ движется с большей скоростью, после чего наступает резкий переход к состоянию с низким значением скорости. Подобное явление наблюдалось ранее в образцах ориентации

(111) [4], однако полученные результаты теоретически объяснить не удалось. Оценить большую скорость трудно, так как смещения небольшие (~ 1 мкм) и происходят за ~ 10 нс (длительность импульса подсветки), реально она проявляется в смазанности изображения

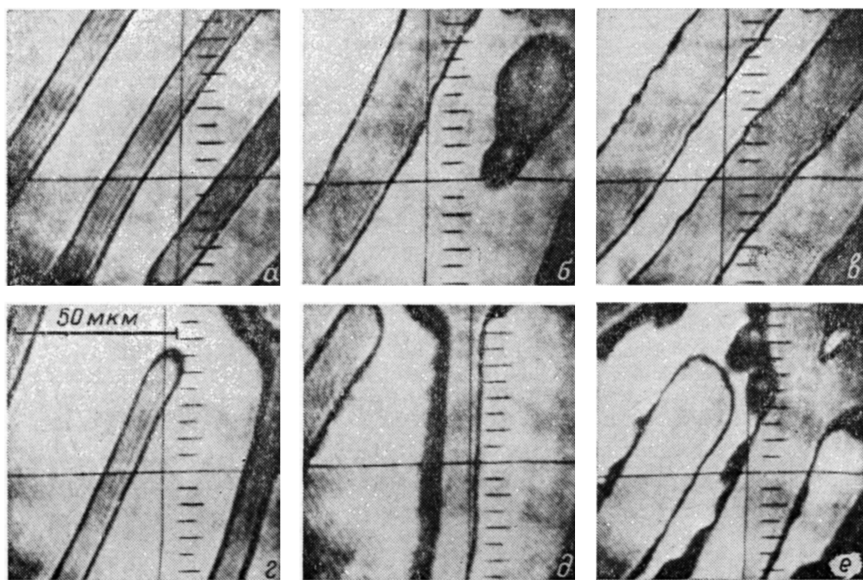


Рис. 2. Характерные доменные конфигурации, наблюдаемые при воздействии импульсного магнитного поля $H_{\text{имп}}$ (для образца 1).

$H_{\text{имп}}$, Э: а-в — 25, г-е — 65; $H_{\text{см}}$: а-в — 11.7, г-е — 18.5; τ , нс: а, г — 0; б — 80; е, е — 100, д — 40.

ДГ. Затем смещение ДГ происходит пропорционально времени. В дальнейшем скорость доменной границы вычисляется именно за этот интервал времени.

В $H_{\text{имп}} \sim 15 \div 20$ Э форма ДГ начинает искажаться. Доменная стенка изгибается по своему периметру, на ней возникают локальные уширения (рис. 2, б, е). Подобные изменения ДГ начинают проявляться при $\tau \sim 50-60$ нс и наблюдаются в течение всего времени движения ДГ. С увеличением $H_{\text{имп}}$ локальные уширения становятся более ярко выраженными. При $H_{\text{имп}} \sim 30 \div 50$ Э выделенное направление полосовой доменной структуры утрачивается. ПД ориентируются произвольным образом. При этом наибольшее уширение проявляется на одной из двух ДГ, ориентированных под углом к оси Ox (рис. 2, д). Отметим, что такое неодинаковое уширение ДГ можно наблюдать на примере ЦМД в существенно меньших $H_{\text{имп}}$. В начальный момент движения оба участка ДГ ЦМД, перпендикулярные Ox , диффузные. С течением времени диффузное уширение одной ДГ возрастает, другая ДГ практически не изменяется. В $H_{\text{имп}} \geq 40$ Э доменная граница начинает генерировать впереди себя магнитные возмущения (МВ). Явление не носит ярко выраженного порогового характера. Вначале МВ возникают впереди уширенной ДГ, а при увеличении $H_{\text{имп}}$ обе ДГ расширяющегося ПД (или ЦМД) генерируют впереди себя локализованные МВ (рис. 2, е). Такое поведение динамической ДГ характерно для всех исследованных образцов.

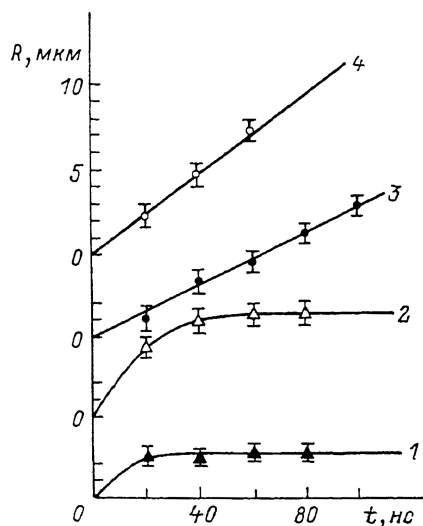


Рис. 3. Зависимости смещения ДГ от времени.

$H_{\text{см}}$, Э: 1 — 8, 2 — 11.7, 3 — 18.1, 4 — 18.4; $H_{\text{имп}}$, Э: 1 — 10, 2 — 20, 3 — 30, 4 — 160.

На рис. 1 представлен график зависимости скорости ДГ от амплитуды импульсного магнитного поля $H_{\text{имп}}$. С увеличением $H_{\text{имп}}$ до ~ 20 Э скорость ДГ увеличивается пропорционально полю и достигает значения $v_{\text{лик}} \sim 300$ м/с. В интервале $H_{\text{имп}} \sim 20$ Э ошибка измерения скорости ДГ достигает 30%. С одной стороны, это определяется методикой экспери-

мента (время движения ДГ составляет 20—60 нс на при нестабильности запуска импульса подсветки ~ 10 нс). Кроме того, в $H_{\text{нмп}} \sim 20$ Э, как было отмечено выше, форма ДГ несколько искажается, что увеличивает погрешность при определении смещения ДГ. Очевидно, искажения ДГ вызваны изменениями структуры доменной стенки. Согласно теории [5], в ДГ начинаются процессы зарождения и аннигиляции блоховских линий, что приводит к большому разбросу при определении скорости ДГ. При дальнейшем увеличении $H_{\text{нмп}}$ скорость ДГ резко уменьшается до ~ 80 м/с и в интервале $20 \leq H_{\text{нмп}} \leq 80$ Э практически не изменяется. В $H_{\text{нмп}} > 80$ Э скорость ДГ растет пропорционально амплитуде магнитного поля. Для других исследованных образцов $v_{\text{вжк}}$, $v_{\text{нас}}$ имеют сравнимые значения. Подвижность $\mu \sim 2 \times 10^3$ см/Э.с.

Таким образом, в работе экспериментально исследованы динамические свойства ДГ в пленках феррит-гранатов ориентации (210). Установлено существенное увеличение предельной скорости движения ДГ по сравнению с образцами ориентации (111).

Список литературы

- [1] *Schlömann E.* // J. Appl. Phys. 1976. Vol. 47. N 3. P. 1142—1150.
- [2] *Wolfe R., Le Craw R. C., Blank S. L., Pierce R. D.* // Appl. Phys. Let. 1976. Vol. 29. N 2. P. 815—817.
- [3] *Балбашов А. М., Лисовский Ф. В., Мансветова Е. Г.* Препринт Института радиоэлектроники. № 25. М., 1988. 26 с.
- [4] *Zimmer G. J., Gal L., Humprey F. B.* // AIP Conf Proc. 1976. N 29. P. 85—86.
- [5] *Малоземов А., Слонзуски Дж.* Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982. 382 с.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

Поступило в Редакцию
26 января 1990 г.

09; 10; 12

Журнал технической физики, т. 61, в. 6, 1991

© 1991 г.

ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ КОЭФФИЦИЕНТА УСИЛЕНИЯ ЛАЗЕРА НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ, УЧИТЫВАЮЩИЙ МОДУЛЯЦИЮ ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА ПРИ ЕГО ИНЖЕКЦИИ В ЛАЗЕР

А. В. Серов

При описании взаимодействия релятивистского электронного пучка с электромагнитной волной в лазере на свободных электронах (ЛСЭ) обычно считают, что перед входом в ондулятор электронный пучок непрерывен и однороден. На практике параметры пучка всегда модулированы. Модуляция происходит при выводе пучка на ось ондулятора и оптического резонатора, когда электроны движутся через поворотный магнит в неоднородном поле электромагнитного луча. На этом участке траектории частицы в зависимости от начальной фазы приобретают ту или иную дополнительную поперечную скорость, модулируются по энергии, что при дальнейшем движении приведет к пространственной модуляции. Как известно [1], группировка частиц в области замедляющих фаз является тем процессом, который обеспечивает вынужденное излучение и тем самым увеличивает мощность излучения. Модуляция плотности частиц в продольном направлении приводит к росту излучения за счет разницы числа частиц, отдающих энергию волне и приобретающих энергию за счет волны. Такая модуляция успешно используется в оптическом клистроне для повышения коэффициента усиления [2]. Модуляция поперечных скоростей и координат пучка также может вызвать увеличение интенсивности излучения, если частицы, отдающие энергию, будут двигаться в более сильных полях, чем частицы, ускоряемые волной [3]. В этом случае используется разница в величине полей, с которыми взаимодействуют ускоряемые и замедляемые частицы. Поэтому представляет практический интерес изучение влияния модуляции параметров пучка при его инжекции в ЛСЭ на коэффициент усиления. В настоящей работе это влияние исследуется путем численного расчета взаимодействия волны с пучком на всех участках его движения в ЛСЭ от инжекции до выхода из ондулятора.