

- [1] Добровольский В. Н., Жубаев С. Т., Иллидзе Г. К., Федосеев Н. П. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. Вып. 1. С. 55—59.
 [2] Green M. A., Shewchun J. // Sol. St. Electron. 1974. Vol. 17. P. 349—365.
 [3] Манассон В. А., Баранюк В. Б., Товстюк К. Д. // ФТН. 1987. Т. 21. Вып. 6. С. 1047—1050.
 [4] Манассон В. А., Баранюк В. Б., Товстюк К. Д. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. Вып. 13. С. 763—771.

Институт проблем материаловедения АН УРСР
Черновицкое отделение

Поступило в Редакцию
13 апреля 1989 г.

06

Журнал технической физики, т. 60, в. 4, 1990

© 1990 г.

ДИНАМИЧЕСКАЯ СТАБИЛИЗАЦИЯ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В ФЕРРИТ-ГРАНАТОВЫХ ПЛЕНКАХ

А. Н. Ануфриев

Исследованию кооперативных колебаний доменных границ (ДГ) в магнитных пленках посвящено большое количество работ [1-7]. В основном это работы, описывающие резонансные явления в доменной структуре [1-3] или релаксацию доменных границ в переменных [4-5] и импульсных [6] магнитных полях. Исследования в этой области позволяют оптимизировать режимы работы магнитооптических модуляторов и дефлекторов, основанных на использовании кооперативных колебаний ДГ.

№ образца	h, мкм	ω, мкм	α	H ₀ , кА/м	H _s , кА/м
1	6.6	19	0.035	1.8	1.9
2	6.8	17	0.035	1.6	1.7
3	7.0	19	0.035	1.7	1.8
4	6.6	20	0.030	1.6	1.8
5	5.8	7.5	0.035	4.8	5.1

Примечание. h — толщина пленки, ω — полупериод доменной структуры, α — коэффициент затухания, H₀ — поле коллапса, H_s — поле насыщения пленки.

Работ, посвященных исследованию самоорганизации ДГ в условиях внешней накачки, процессам динамической стабилизации ДГ и образования устойчивых динамических структур, значительно меньше, хотя эти явления могут играть существенную роль в динамике перематничивания феррит-гранатовых пленок.

В работе [7] описывается возникновение устойчивых динамических конфигураций ДГ в виде спиралей, имеющих различное количество витков и различные направления закручивания. Динамическая стабилизация ДГ, возникновение устойчивых динамических конфигураций ДГ в указанной работе наблюдались при воздействии на пленку синусоидальным магнитным полем с частотой 150 Гц — 18 кГц. Эффект проявлялся при амплитудах магнитного поля накачки, составляющих 0.75—0.95 поля насыщения пленки. Время жизни спиралей достигало десятков секунд.

Данная работа посвящена исследованию обнаруженного нами эффекта динамической стабилизации ДГ в импульсном магнитном поле в присутствии постоянного поля смещения, противоположного по направлению импульсному полю накачки.

Исследовались феррит-гранатовые пленки состава (BiTm)₃(FeGa)₅O₁₂, выращенные на подложках из галлий-гадолиниевого граната (ГГГ) с ориентацией (111). Параметры образцов приведены в таблице.

Образец 4 представлял собой часть образца 1, имплантированную ионами аргона с энергией 50 кэВ и дозой 6·10¹⁵ см⁻². Наблюдения доменной структуры проводились с помощью

поляризации микроскопа NU-2E. Перемагничивание осуществляли прямоугольными импульсами магнитного поля длительностью 0.1—10 мкс и амплитудой 0—8 кА/м. Фронт импульса был не хуже 50 нс. Частота следования импульсов варьировалась в пределах 10^2 — 10^4 Гц.

Динамическая стабилизация ДГ осуществлялась следующим образом. Повышали амплитуду импульсного поля, ориентированного перпендикулярно плоскости пленки, до величин, при которой наблюдалось «размытие» доменной структуры пленки, до величин, при которой наблюдалось «размытие» доменной структуры пленки. Затем начинали увеличивать поле смещения, ориентированное против импульсного поля. При определенном значении поля смещения ($H_{см} = H_{ст}$) наблюдалась динамическая стабилизация ДГ, что выражалось в появлении устойчивой доменной структуры с четкими границами доменов. При дальнейшем увеличении поля смещения ($H_{см} > H_{ст}$) вновь наблюдалось «размытие» доменной структуры, затем плотность ДГ резко падала и пленка переходила в насыщенное состояние. Интервал

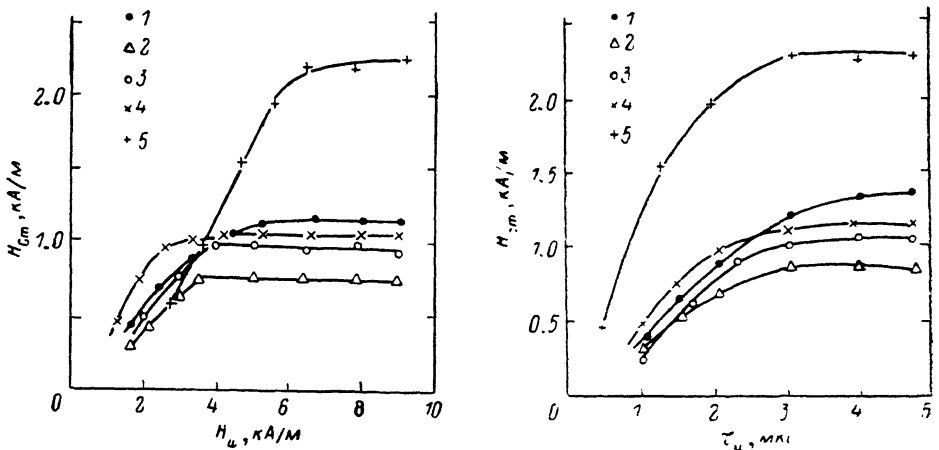


Рис. 1. Зависимость поля стабилизации ДГ $H_{ст}$ от амплитуды импульсного поля H_n для образцов.

1 — 1, 2 — 2, 3 — 3, 4 — 4, 5 — 5.

Рис. 2. Зависимость поля стабилизации ДГ $H_{ст}$ от длительности прямоугольного импульса τ_n для образцов.

1 — 1, 2 — 2, 3 — 3, 4 — 4, 5 — 5.

полей смещения $\Delta H_{ст}$, в которых наблюдалась динамическая стабилизация ДГ, составлял 5—10 % от поля стабилизации $H_{ст}$. Интересно отметить, что поле стабилизации практически не зависело от частоты следования импульсов в исследуемом диапазоне (100 Гц—10 кГц).

С ростом амплитуды импульсного поля H_n наблюдалось увеличение поля стабилизации ДГ. Длительность импульса τ_n и частота следования $f_{сл}$ поддерживались постоянными и составляли 5 мкс и 0.3 кГц соответственно. На рис. 1 можно выделить два участка: участок линейного роста $H_{ст}$ и участок насыщения поля стабилизации ДГ. Видно, что поле стабилизации ДГ тем выше, чем выше поле насыщения пленки H_s (см. таблицу).

При увеличении длительности импульса и неизменных значениях $H_n = 8$ кА/м и $f_{сл} = 0.3$ кГц наблюдается рост поля стабилизации ДГ (рис. 2), причем начиная с $\tau_n = 2$ —3 мкс кривая выходит на насыщение.

Анализ колебаний ДГ с помощью фотоотклика показал, что стабилизация ДГ наблюдается тогда, когда доменная граница равномерно движется во время действия прямоугольного импульса, причем насыщение пленки (максимальное значение амплитуды импульса фотоотклика) соответствует моменту окончания перемагничивающего импульса (рис. 3). При полях смещения $H_{см} < H_{ст}$ насыщение пленки наблюдается до окончания перемагничивающего импульса, о чем говорит насыщение амплитуды сигнала фотоотклика при $\tau_{нас} < \tau_n$ (рис. 3, а). В течение времени $\tau^* = \tau_n - \tau_{нас}$ пленка пребывает в насыщенном состоянии. После окончания перемагничивающего импульса в ней формируется лабиринтная доменная структура с конфигурацией, отличающейся от предыдущей, что вызывает эффект «размывания» доменной структуры при многократном перемагничивании.

При $H_{см} = H_{ст}$ (рис. 3, б) ДГ равномерно движется в течение всего импульса и достигает максимальной амплитуды в момент окончания импульса τ_n . Время пребывания пленки в насыщенном состоянии практически равно нулю. Лабиринтная доменная структура, формирующая

сядая в пленке после окончания перематгничующего импульса, по конфигурации практически идентична предыдущей, так как упругая возвращающая сила устанавливает ДГ в положение, близкое к первоначальному.

При $H_{cm} > H_{ct}$ (рис. 3. в) ДГ движется равномерно в течение длительности перематгничующего импульса τ_n , но пленка в момент τ_n далека от насыщения, что подтверждается малой амплитудой сигнала фотоотклика. Плотность ДГ при большом поле смещения невелика. Соседние ДГ не могут преодолеть разделяющее их расстояние за время действия импульса τ_n , упругое взаимодействие между ними слабое, что приводит к «размыванию» доменной структуры при перематгничивании.

С позиции данной модели легко объяснить кривые, приведенные на рис. 1, 2. С ростом амплитуды импульса H_n происходит увеличение скорости ДГ, следовательно, растет расстояние, проходимое соседними доменными стенками за время τ_n . При этом необходимо увеличивать H_{ct} для увеличения расстояния между движущимися навстречу друг другу границами, так как H_{ct} ориентировано против импульсного поля. С насыщением скорости ДГ кривые

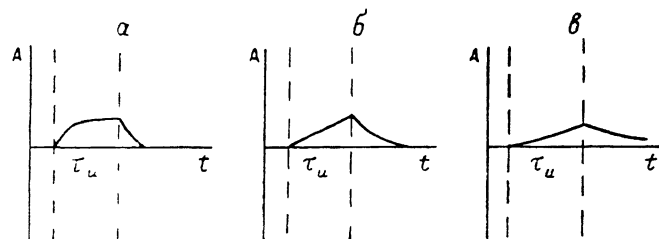


Рис. 3. Зависимость формы сигнала фотоотклика от величины поля смещения H_{cm} при $H_n = 8$ кА/м и $\tau_n = 5$ мкс.

$H_{ct} = f(H_n)$ также выходят на насыщение. Проверка показала, что кривые зависимостей скорости ДГ от амплитуды импульсного поля идентичны кривым $H_{ct} = f(H_n)$, приведенным на рис. 1.

С ростом длительности импульса τ_n также происходит увеличение расстояния, проходимого доменными границами за время τ_n , что приводит к росту поля стабилизации ДГ. Выход кривых на насыщение можно объяснить снижением плотности ДГ в полях смещения, близких к полю насыщения пленки.

Анализируя полученные результаты, можно сделать вывод о том, что динамическая стабилизация ДГ наблюдается при условии достижения насыщенного состояния пленки в момент окончания длительности перематгничующего импульса, т. е. время движения соседних ДГ до момента их встречи должно быть равно длительности перематгничующего импульса

$$0.5 \cdot a(H_{ct})/V = \tau_n,$$

где $a(H_{ct})$ — размер широкой части страйпа в поле смещения, равном полю стабилизации H_{ct} ; V — скорость ДГ.

Явление динамической стабилизации ДГ можно использовать для сравнительно простой оценки скорости ДГ по формуле

$$V = 0.5 \cdot a(H_{ct})/\tau_n.$$

Следует отметить, что в полях H_n , меньших поля насыщения скорости ДГ, стабилизация доменных границ более устойчива, чем в полях, превышающих это значение. Данный факт можно объяснить формированием динамических блоховских линий в ДГ и возникновением изгибных колебаний в доменных стенках [9].

Список литературы

- [1] Малоземов А., Слозуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982. 382 с.
- [2] Argube B. E., Jantz W., Slonezewski J. C. // J. Appl. Phys. 1983. Vol. 54. N 6. P. 3370—3386.
- [3] Slonezewski J. C. // Phys. Magn. Mater. (proc. Conf.) 1981. P. 184—195.
- [4] Великов Л. В., Ляшенко Е. П., Маркианова С. С. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. Вып. 2. С. 783—791.
- [5] Шахова Н. В. // ФТТ. 1983. Т. 25. Вып. 3. С. 920—922.

ГЕНЕРАЦИЯ КРУПНОМАСШТАБНЫХ ЦИКЛОНИЧЕСКИХ ВИХРЕЙ В НЕУСТОЙЧИВО-СТРАТИФИЦИРОВАННОЙ ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ЖИДКОСТИ

Г. П. Богатырев, В. Д. Зимин, С. С. Моисеев, С. Е. Старцев

Крупномасштабные спиральные циклонические вихри аномальной интенсивности, возникающие в атмосфере тропических широт, до сих пор не имели достаточно реалистичных аналогов в лабораторных гидродинамических экспериментах. Основными характерными чертами турбулентной конвекции в тропической атмосфере являются высокая степень однородности среднестатистических условий теплообмена по широте и долготе, неустойчивая стратификация по вертикали и вращение. Именно эти факторы воспроизведены в описываемых ниже экспериментах.

Механизмы возникновения крупномасштабных спиральных вихрей, приводящих к резкой интенсификации теплообмена, интересны не только для объяснения природных явлений, но и для воспроизведения подобных структур в новых технологических процессах, включающих конвективный теплообмен во вращающихся потоках жидкости или газа.

Анализ энергетического баланса крупномасштабных конвективных структур в тонких слоях жидкости показывает, что одним из важнейших условий их существования является низкий уровень тепловых потерь через горизонтальные границы при высокой интенсивности мелкомасштабной конвекции.

Для обычных условий, используемых при лабораторном исследовании релеевской конвекции, эти условия противоречивы. В данных экспериментах противоречие снято за счет объемного ввода джоулева тепла в слой электролита, теплоизолированного снизу, и создания интенсивного притока тепла к верхней свободной границе за счет высокой разности температур жидкости и окружающего воздуха при низком значении коэффициента теплоотдачи. Таким образом, удавалось достигать высоких значений вертикального потока тепла, генерирующего интенсивную мелкомасштабную конвекцию, обеспечив при этом хорошую теплоизоляцию границ слоя жидкости.

В склеенную из листов пенопласта кювету с внутренним размером 0,7 × 0,7 м в плане и высотой 0,06 м заливался слой однопроцентного водного раствора Na₂SO₄. Слой жидкости однородно нагревался за счет пропускания вдоль него переменного электрического тока, подводящегося с помощью медных электродов, установленных вертикально у двух противоположных стенок кюветы.

Отвод тепла от жидкости происходил за счет испарения и естественной конвекции воздуха над свободной поверхностью жидкости. Для уменьшения коэффициента теплоотдачи в некоторых экспериментах на поверхность жидкости наливался слой трансформаторного масла толщиной 0,002 м. Слой масла предотвращал испарение воды.

Кювета устанавливалась на горизонтальную платформу, которая могла равномерно вращаться относительно вертикальной оси с угловыми скоростями 0,21, 0,42, 0,63 рад/с. Движение жидкости визуализировалось с помощью алюминиевой пудры и регистрировалось портативной цветной видеокамерой, установленной на вращающейся платформе.

В качестве безразмерных параметров задачи были выбраны число Релея Ra, число Россби ε, число Био Bi и δ — отношение высоты слоя h к размерам кюветы в плане L

$$Ra = \frac{g\beta}{\nu\chi} \frac{q}{\alpha} h^4, \quad \varepsilon = \frac{v}{fh}, \quad Bi = \frac{\alpha}{\rho cv}, \quad \delta = \frac{h}{L}.$$

Здесь g — ускорение силы тяжести; ν, χ, α, β, c — коэффициенты кинематической вязкости, температуропроводности, теплопроводности, теплового расширения и удельной теплоемкости