

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 538.6

© 1995

РОЛЬ ДЕФЕКТОВ В ОБРАЗОВАНИИ
СПИРАЛЬНЫХ ДОМЕНОВ*В.В.Федотова, А.П.Гесь, Т.А.Горбачевская*

Институт физики твердого тела и полупроводников
академии наук Белоруссии,
220072, Минск, Белоруссия
(Поступило в Редакцию 17 октября 1994 г.)

В [1] показана возможность образования спиральных доменов (СД) в пленках ферритов-гранатов в статических магнитных полях. В той же работе высказано предположение о возможной роли дефектов в процессе зарождения доменных структур подобного типа.

Настоящая работа посвящена исследованию влияния различных неоднородностей в монокристаллических пленках со структурой феррита-граната на процесс возникновения и поведение спиральных доменных структур. Исследования проводились на пленках состава $(\text{YSmBi})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$, полученных методом жидкофазной эпитаксии на подложке гадолиний-галлиевого граната с ориентацией (111). Толщина пленок изменялась в пределах 5–8 μm . Контроль состава проводился электронно-зондовым методом как по поверхности, так и по толщине пленки.

СД являются стабильными образованиями диаметром от 10 до 20 μm (рис. 1, а), число витков в которых достигает 30. Процесс образования СД, как правило, происходит при переходе пленки из монодоменного состояния путем постепенного уменьшения поля смещения, перпендикулярного плоскости пленки, когда наряду со спиральной сосуществует лабиринтная доменная структура (при этом обе структуры практически не взаимодействуют друг с другом). Поле коллапса СД в пленках исследуемой системы составляет 58–60 Ое. Температурный интервал существования СД лежит в диапазоне от $T_1 = 230$ до $T_2 = 343$ К. В процессе проведения температурных исследований установлено существование пороговых значений толщины пленок: ниже $d = 5 \mu\text{m}$ спиральная структура при достижении T_1 исчезает, а при $d > 8 \mu\text{m}$ переходит в ПМД-структуру. Вблизи T_2 витки СД из гладких трансформируются в волнообразные и затем при T_2 переходят в лабиринтную структуру. Установлено, что, как правило, центром зарождения СД являются дефекты, формирующиеся в пленке в процессе



Рис. 1. Спиральный домен, существующий при воздействии внешнего магнитного поля $H = 50$ Oe (a) и в отсутствие внешнего магнитного поля (b).

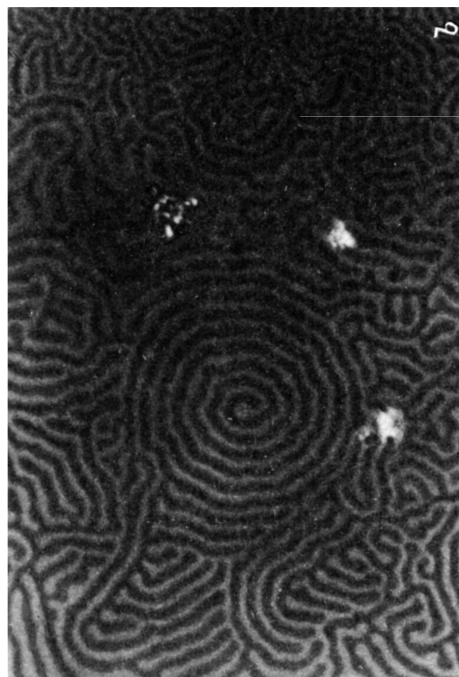


Рис. 2. Ростовой дефект, на котором возможно образование спирального домена.

роста. К ним относятся дефекты, связанные с образованием локальных микронапряжений, обусловленных нарушением статического распределения разнотипных замещающих ионов в кислородной матрице пленки, что приводит к росту отличных от ориентации (111) граней. Это, как правило, грани (110) и (211). Скорость роста их значительно меньше, чем грани (111), поэтому в месте их роста образуются ограниченные ямки, которые и являются центрами зарождения СД. Отмечена также положительная роль в процессе зарождения СД и дефектов дислокационного типа, связанных с наследованием дефектов подложки. К дефектам, на которых возможно образование СД, следует отнести и тетраэдры дефектов упаковки, возникновение которых связано со смещением ростовых дислокаций. Для всех ростовых дефектов, являющихся центром зарождения СД, характерен вид равностороннего тетраэдра с вершиной на глубине 1–2 μm и диаметром 2–3 μm (рис. 2). Вблизи ростовых дефектов образуются поля повышенных упругих напряжений и, следовательно, увеличивается поле анизотропии. Исследование поверхности пленки в поляризованном свете показало, что вокруг таких дефектов существует поле напряжений определенной симметрии. Установлено, что значение анизотропии, необходимое для возникновения СД, лежит в интервале определенных величин, в связи с этим и появление СД возможно только на дефектах определенного типа. Действительно, при полях смещения, достаточных для движения СД, их витки практически не взаимодействуют с дефектами, локальные поля анизотропии вокруг которых имеют другие значения. Анализ элементного состава пленки по поверхности вблизи дефекта выявил некоторые нарушения стехиометрии для галлия и железа.

Для выявления роли поверхности в процессе образования СД проведено облучение пленок пучком ионов кислорода с энергией 1 keV и дозами более $3 \cdot 10^{19}$ ион/см². Такая обработка приводит к удалению переходного поверхностного слоя пленки толщиной до 0,3 μm , обогащенного по сравнению с объемом примесями свинца и платины технологического происхождения. Заметного влияния ионной обработки на процесс формирования СД не обнаружено.

Для уменьшения точечных дефектов на этих же пленках был проведен ступенчатый отжиг в течение 8 h при температурах 900, 1100 и 1200°C, при $p = 1$ Атм кислорода. После отжига наблюдалось увеличение числа витков в отдельных спиральях, а также увеличение числа центров образования СД. После отжига изменился диапазон значений магнитных полей существования СД и доменной структуры в целом, достигнув величины 75–85 Ое. Известно, что при отжиге в интервале температур $1170 < T < 1570^\circ\text{C}$ происходит увеличение намагниченности насыщения за счет перераспределения ионов Ga между *d*- и *a*-подрешетками, что и наблюдалось в исследуемых образцах.

Сделана попытка искусственного создания дефектов как возможных центров зарождения СД. Для этого проведена имплантация ионов бора. Но возникновение радиационных дефектов при имплантации привело к исчезновению СД и возникновению на их месте лабиринтной структуры.

Среди дефектов, оказывающих заметное влияние на доменную структуру, можно выделить и переходной, сильнокоэрцитивный, слой пленка-подложка. Образование этого слоя связано с особенностями технологического выращивания эпитаксиальных пленок [2]. По мере

уменьшения толщины пленки ($d = 0.8 \mu\text{m}$) методом химического травления влияние этого магнитожесткого слоя увеличивается настолько, что делает возможным существование СД (рис. 1, *b*) и после снятия воздействия внешнего магнитного поля. Таким образом, впервые в пленках данного типа наблюдалось существование СД при полном отсутствии внешнего магнитного поля.

Список литературы

- [1] Гесь А.П., Федотова В.В., Богуш А.К., Горбачевская Т.А. Письма в ЖЭТФ 52, 9, 1079 (1990).
 [2] Летюк Л.М., Журавлев Г.И. Химия и технология ферритов. Л. (1985). 194 с.

УДК 539.293:539.2.012

© Физика твердого тела, том 37, № 9, 1995
 Solid State Physics, vol. 37, N 9, 1995

ПЛАЗМЕННЫЕ КОЛЕБАНИЯ В ТУННЕЛЬНО-СВЯЗАННЫХ КВАНТОВЫХ ЯМАХ

Э.М.Эпштейн

Научно-исследовательский «Платан»,
 141120, Фрязино, Московская обл., Россия
 (Поступило в Редакцию 30 декабря 1994 г.)

Исследование резонансных туннельных структур является одним из основных направлений в быстро развивающейся физике квазидвумерных полупроводниковых систем. В большинстве работ этого направления рассматриваются особенности вольт-амперных характеристик таких структур. Заслуживают внимания, однако, и коллективные эффекты в этих системах. Целью настоящей работы является рассмотрение плазменных колебаний в туннельно-связанных квантовых ямах.

Ограничимся простейшей ситуацией, когда заполнены лишь низшие подзоны размерного квантования в квантовых ямах и последние можно рассматривать как параллельные ямы с двумерным электронным газом, которые в дальнейшем для краткости мы будем называть просто «параллельные двумерные электронные газы (2МЭГ)». Предположим также, что расстояние между плоскостями 2МЭГ мало по сравнению с длиной рассеяния электронов. Тогда система, состоящая из двух параллельных 2МЭГ в плоскостях $z = z_a$ и $z = z_b$ с туннелированием между ними, будет описываться гамильтонианом

$$\begin{aligned}
 H = & \sum_{\mathbf{p}} \varepsilon_a(\mathbf{p}) a_{\mathbf{p}}^{\dagger} a_{\mathbf{p}} + \sum_{\mathbf{p}} \varepsilon_b(\mathbf{p}) b_{\mathbf{p}}^{\dagger} b_{\mathbf{p}} + \sum_{\mathbf{p}} T(\mathbf{p}) (a_{\mathbf{p}}^{\dagger} b_{\mathbf{p}} + b_{\mathbf{p}}^{\dagger} a_{\mathbf{p}}) + \\
 & + \sum_{\mathbf{p}, \mathbf{k}} \left[\varphi(\mathbf{k}, z_a) a_{\mathbf{p}+\mathbf{k}}^{\dagger} a_{\mathbf{p}} + \varphi(\mathbf{k}, z_b) b_{\mathbf{p}+\mathbf{k}}^{\dagger} b_{\mathbf{p}} \right], \quad (1)
 \end{aligned}$$

где \mathbf{p} — двумерный квазиимпульс, $a_{\mathbf{p}}^{\dagger}$, $a_{\mathbf{p}}$ и $b_{\mathbf{p}}^{\dagger}$, $b_{\mathbf{p}}$ — операторы рождения и уничтожения электронов в двух 2МЭГ, $\varepsilon_a(\mathbf{p})$ и $\varepsilon_b(\mathbf{p})$ — соответствующие энергии электронов (предполагается $\varepsilon_{a,b}(\mathbf{p}) p^2 / 2m_{a,b}$),