

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Научная сессия Отделения общей физики
и астрономии Российской академии наук

(29 января 1997 г.)

29 января 1997 г. в Институте физических проблем им. П.Л. Капицы РАН состоялась научная сессия Отделения общей физики и астрономии Российской академии наук. На сессии были заслушаны доклады:

1. Бимберг Д., Ипатова И.П., Копьев П.С., Леденцов Н.Н., Малышкин В.Г., Шукин В.А. (Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург). *Спонтанное упорядочение полупроводниковых наноструктур.*

2. Кукушкин И.В. (Институт физики твердого тела, Черноголовка, Московская обл.). *Экспериментальная проверка концепции скирмионов.*

3. Гиппиус Н.А., Кулаковский В.Д., Тиходеев С.Г. (Институт общей физики РАН, Москва; Институт физики твердого тела, Черноголовка, Московская обл.). *Влияние перераспределения электрического поля на электронные и оптические свойства наноструктур.*

4. Капаев В.В., Капаев Ю.В., Токаглы И.В. (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва). *Зависимость от импульса размерности электронных состояний в гетероструктурах.*

5. Лысенко В.Г. (Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, Черноголовка, Московская обл.). *Блоховские осцилляции в сверхрешетках.*

6. Крупенин В.А., Лотхов С.В., Пашкин Ю.А., Преснов Д.Е. (Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва). *Экспериментальное исследование зарядовых эффектов в сверхмалых туннельных переходах.*

Содержания пяти докладов публикуются ниже.

PACS numbers: 68.90. + g, 73.90. + f

Спонтанное упорядочение
полупроводниковых наноструктур

Д. Бимберг¹, И.П. Ипатова, П.С. Копьев,
Н.Н. Леденцов, В.Г. Малышкин, В.А. Шукин

1. Введение

Структуры с модуляцией состава в твердых растворах полупроводников, периодически фасетированные

поверхности, поверхностные структуры плоских доменов, упорядоченные массивы трехмерных когерентно напряженных островков описываются с единых позиций как равновесные структуры упругих доменов. Несмотря на то, что причины неустойчивости однородного состояния различны для каждого из классов наноструктур, имеется общая причина для возникновения упорядоченной структуры в неоднородном состоянии — упругое взаимодействие.

Рассмотрены спонтанно упорядоченные структуры с модулированным составом в эпитаксиальных пленках твердых растворов полупроводников (рис. 1а), периодически фасетированные поверхности (рис. 1б), периодические структуры плоских доменов на поверхности (рис. 1в) и упорядоченные массивы трехмерных когерентно напряженных островков в гетероэпитаксиальных системах (рис. 1г). Поскольку во всех этих системах соседние домены различаются параметрами кристаллической решетки и/или структурой поверхности, доменные границы являются источником дальнедействующих полей упругих напряжений. Предложен общий подход, где все эти структуры рассматриваются как *равновесные структуры упругих доменов*, соответствующие минимуму свободной энергии. Данный подход относится к экспериментам, проводимым, например, при отжиге или пре-

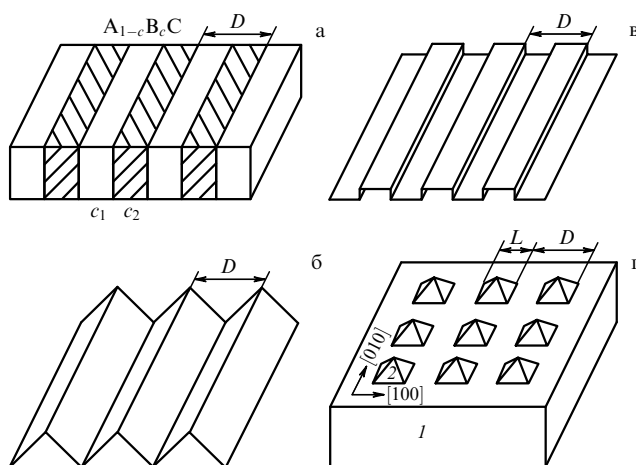


Рис. 1. Различные классы спонтанно упорядоченных наноструктур: (а) структуры с модулированным составом твердого раствора; (б) периодически фасетированные поверхности; (в) периодические структуры плоских доменов; (г) упорядоченные массивы когерентно напряженных островков 2 на подложке 1.

¹ Technische Universität Berlin, D-10623, Germany.

рывании роста. Ссылки на экспериментальные работы приведены в [1].

2. Концентрационные упругие домены в твердых растворах полупроводников

Возникновение структур с модулированным составом в твердых растворах $A_{1-c}B_cC$ обусловлено неустойчивостью однородного твердого раствора относительно флуктуаций состава $\delta c(\mathbf{r})$. Неустойчивость означает, что твердый раствор с некоторым неоднородным профилем состава $c(\mathbf{r}) = \bar{c} + \delta c(\mathbf{r})$ имеет меньшую свободную энергию, чем однородный твердый раствор с составом $c(\mathbf{r}) = \bar{c}$. Изменение свободной энергии системы, обусловленное флуктуациями состава $\delta c(\mathbf{r})$, равно

$$\delta F = \int \left\{ [H(\bar{c} + \delta c(\mathbf{r})) - TS_{\text{mix}}(\bar{c} + \delta c(\mathbf{r}))] - [H(\bar{c}) - TS_{\text{mix}}(\bar{c})] \right\} dV + E_{\text{el}}(1)$$

где H — энтальпия, S_{mix} — энтропия смешивания, T — температура, E_{el} — упругая энергия. Неустойчивость однородного твердого раствора относительно флуктуаций состава возникает, когда энтальпия образования твердого раствора $A_{1-c}B_cC$ из бинарных компонент АС и ВС положительна, $\Delta H_{\text{form}} \equiv H(A_{1-c}B_cC) - (1-c)H(AC) - cH(BC) > 0$. Тогда при $T = 0$ двухфазная смесь чистых материалов АС и ВС имеет меньшую свободную энергию, чем однородный твердый раствор $A_{1-c}B_cC$, и последний оказывается неустойчивым. При конечных T вклад S_{mix} в свободную энергию способствует перемешиванию компонент и стабилизирует однородный твердый раствор.

Упругая энергия обусловлена зависимостью равновесий постоянной решетки твердого раствора a от состава c согласно правилу Вегарда. Области твердого раствора с различным составом имеют различные значения равновесий постоянной решетки. Сопряжение двух областей происходит путем упругой деформации, с которой связана упругая энергия. Поскольку $E_{\text{el}} = 0$ в однородном твердом растворе и $E_{\text{el}} > 0$ в неоднородном твердом растворе, упругая энергия стабилизирует однородный твердый раствор.

"Мягкая мода", соответствующая наиболее неустойчивым флуктуациям состава, определяется упругой анизотропией кристалла и может быть представлена как волна состава с волновым вектором, параллельным направлению наилегчайшего сжатия кристалла [2]. Для большинства кубических материалов это направления $[100]$, $[010]$ и $[001]$. Конечное состояние распадающегося твердого раствора — это одномерная слоистая структура концентрационных упругих доменов, чередующихся вдоль одного из направлений наилегчайшего сжатия [3].

Теория [2, 3] была распространена на эпитаксиальные пленки твердых растворов на (001)-подложке кубического кристалла, согласованного по постоянной решетки с однородным твердым раствором со средним составом $\bar{c}$ [4]. Показано, что "мягкая мода" флуктуаций состава локализована вблизи свободной поверхности $z = 0$ и затухает экспоненциально в глубину пленки: $\delta c(\mathbf{r}) \propto \exp(-|kz|) \exp(ikx)$, где волновой вектор $\mathbf{k}$ направлен вдоль оси наилегчайшего сжатия $[100]$ (или $[010]$) в плоскости поверхности. Благодаря релаксации упругих напряжений вблизи свободной поверхности упругая энергия, связанная с "мягкой модой", уменьшена на

множитель $\simeq 1/3$ по сравнению с упругой энергией в объемном образце. Равновесный профиль состава представляет собой комбинацию "мягких мод" с различными значениями $\mathbf{k}$. Амплитуда модуляции максимальна на свободной поверхности и затухает в глубь пленки (рис. 2), а период D модуляции состава по порядку величины равен толщине эпитаксиальной пленки h : $D \simeq h$.

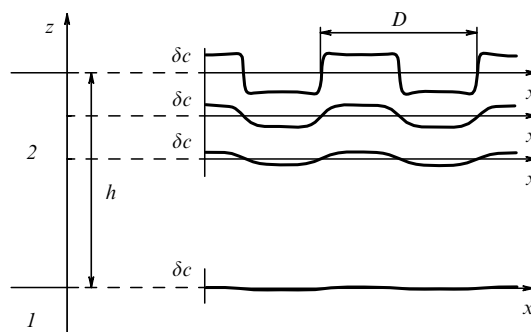


Рис. 2. Равновесный профиль состава твердого раствора в эпитаксиальной пленке 2 на подложке 1.

Структуры с модулированным составом твердого раствора наблюдались в многочисленных металлических сплавах, где эксперименты по отжигу подтвердили, что эти структуры являются равновесными [3]. Для твердых растворов полупроводников необходимы дополнительные эксперименты, которые бы позволили определить, имеют ли наблюдаемые структуры равновесную или неравновесную природу.

3. Периодически фасетированные поверхности

Теория спонтанного образования периодически фасетированных поверхностей и поверхностных структур плоских доменов была построена в работах Андреева и Марченко [5–7]. Здесь приводится краткое изложение этой теории, поскольку на ней в значительной степени основано наше рассмотрение массивов трехмерных напряженных островков.

Причиной спонтанного фасетирования плоской поверхности кристалла является ориентационная зависимость поверхностной свободной энергии. Если плоская поверхность имеет большую удельную поверхностную энергию, то она спонтанно трансформируется в структуру "холмов и долин" (рис. 1б). Это уменьшает полную свободную энергию поверхности, несмотря на увеличение ее площади.

Поскольку тензор поверхностных натяжений τ_{ij} различен на соседних гранях, имеется скачок этого тензора на ребрах между гранями. Этот скачок тензора τ_{ij} является источником полей упругой деформации.

Полная свободная энергия периодически фасетированной поверхности с периодом D , определенная на единицу площади первоначально плоской поверхности, равна [5]

$$F = F_{\text{surf}} + E_{\text{edges}} + \Delta E_{\text{el}}, \quad (2)$$

где $F_{\text{surf}} = \text{const}(D)$ — поверхностная свободная энергия наклонных граней, $E_{\text{edges}} = C_1 D^{-1}$ — короткодействующая составляющая энергии ребер, $\Delta E_{\text{el}} = -C_2 D^{-1} \ln(D/a)$ — энергия упругой релаксации. Поскольку деформации создаются линейными источниками (ребрами), ΔE_{el} зависит логарифмически от D . Поэтому

свободная энергия (2) всегда имеет минимум при некотором оптимальном периоде $D_{\text{opt}} = a \exp[C_1/C_2 + 1]$.

4. Поверхностные структуры плоских доменов

Структуры плоских доменов на поверхности возникают тогда, когда на поверхности могут сосуществовать различные фазы [6], например фазы поверхностной реконструкции (2×1) и (1×2) на Si(001), островки монослойной высоты в гетерофазных системах и т.п. Тогда соседние домены имеют различные значения тензора поверхностных натяжений τ_{ij} , что приводит к упругой релаксации. Полная энергия системы плоских доменов равна [7]

$$E = E_{\text{surf}} + E_{\text{bound}} + \Delta E_{\text{el}}. \quad (3)$$

Поверхностная энергия E_{surf} не зависит от периода структуры D , энергия доменных границ равна $E_{\text{bound}} = C_1 D^{-1}$, энергия упругой релаксации равна $\Delta E_{\text{el}} = -C_2 D^{-1} \ln(D/a)$, и полная энергия (3) всегда имеет минимум при некотором оптимальном периоде D_{opt} . Таким образом, упругая релаксация, обусловленная скачком тензора τ_{ij} на доменных границах, является движущей силой образования поверхностных структур плоских доменов.

5. Упорядоченные массивы трехмерных когерентно напряженных островков

Движущей силой образования трехмерных когерентно напряженных островков в рассогласованных гетероэпитаксиальных системах является объемная упругая релаксация, т. е. уменьшение упругой энергии при формировании островков по сравнению с упругой энергией однородно напряженной эпитаксиальной пленки [8]. В системе трехмерных островков имеются два источника упругих деформаций: во-первых, рассогласование по постоянной решетки между материалами островков и подложки и, во-вторых, скачки тензора поверхностных натяжений на ребрах островков. Таким образом, изменение полной энергии системы, вызванное образованием одного трехмерного когерентно напряженного островка с линейным размером L равно

$$\tilde{E}_{\text{isl}} = \tilde{\Delta E}_{\text{el}}^V + \tilde{\Delta E}_{\text{surf}} + \tilde{E}_{\text{edges}} + \tilde{\Delta E}_{\text{el}}^{\text{edges}}. \quad (4)$$

Здесь $\tilde{\Delta E}_{\text{el}}^V \propto -L^3$ — энергия объемной упругой релаксации; $\tilde{\Delta E}_{\text{surf}} \propto \pm L^2$ — изменение поверхностной свободной энергии системы за счет возникновения наклонных граней островков, исчезновения плоской поверхности и появления границы раздела трехмерного островка и подложки; эта величина может иметь любой знак; $\tilde{E}_{\text{edges}} \propto L$ — короткодействующий вклад ребер в энергию; $\tilde{\Delta E}_{\text{el}}^{\text{edges}} \propto -L \ln L$ — вклад ребер островков в энергию упругой релаксации.

Для разреженного массива островков энергия на единицу площади равна $E = N \tilde{E}_{\text{isl}}$, где N — концентрация островков. Равновесные условия означают, что островки могут обмениваться атомами путем поверхностной миграции, в то время как полное количество материала во всех островках фиксировано, т.е. $N L^3 = \text{const}$. Тогда энергия массива островков на единицу площади равна $E \sim \tilde{E}_{\text{isl}} L^{-3}$, а ее зависимость от размера островка L следует из (4):

$$E = -\text{const} + \frac{C_0}{L} + \frac{C_1}{L^2} - \frac{C_2}{L^2} \ln\left(\frac{L}{a}\right). \quad (5)$$

Соотношение величин E_{edges} и $\Delta E_{\text{el}}^{\text{edges}}$ (третьего и четвертого слагаемых в (5)) определяет характерный масштаб длины $L_0 = a \exp(C_1/C_2 + 1/2)$. Зависимость E от L (5) существенно отличается от таковой для случая фасетированной поверхности из-за зависимости поверхностной энергии ΔE_{surf} от размера островка L . Функция $E(L)$, приведенная на рис. 3, демонстрирует различное поведение, которое управляется параметром $\alpha = \exp(1/2) C_0 L_0 / C_2$. Если $\alpha > 1$, абсолютный минимум энергии достигается асимптотически при $L \rightarrow \infty$. Это означает, что система стремится уменьшить полную площадь поверхности, и весь осажденный материал собирается в один макроскопический кластер, т. е. имеет место коалесценция. Если $\alpha \leq 1$, то абсолютный минимум энергии E достигается при конечном размере островка L_{opt} , что соответствует образованию островков одного размера и отсутствию коалесценции [9, 10]. Особый интерес представляет случай $\alpha < 0$, когда образование островка сопровождается не только уменьшением упругой энергии, но и уменьшением поверхностной энергии системы. При этом минимум энергии $E(L)$, полученный для разреженного массива островков, сохраняется и для плотного массива островков, когда учитывается упругое взаимодействие между островками [10].

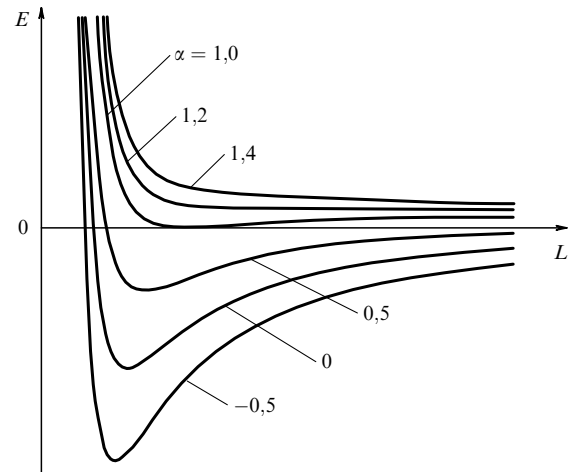


Рис. 3. Энергия разреженного массива трехмерных когерентно напряженных островков на единицу площади поверхности в зависимости от размера островка. Параметр α — это отношение изменения поверхностной энергии при образовании островка и вклада ребер островка в энергию упругой релаксации. Если $\alpha > 1$, происходит коалесценция островков. Если $\alpha \leq 1$, существует оптимальный размер островков, и коалесценция не происходит.

Движущая сила упорядочения островков в плоскости — это упругое взаимодействие между островками. В [10] показано, что среди различных массивов на поверхности (001) упругоанизотропного кубического кристалла упругая энергия имеет минимум для *периодической квадратной решетки* с векторами примитивной решетки, направленными вдоль направлений наилегчайшего сжатия [100] и [010] (рис. 1г).

Теория согласуется с экспериментальными данными [11] по наблюдению спонтанного образования массива островков InAs на поверхности GaAs (001), где островки имеют одинаковую (пирамидальную) форму и узкое распределение по размерам, а у каждого островка есть характерные для квадратной решетки четыре ближай-

ших соседа, что свидетельствует о наличии ближнего порядка в системе.

Отличительная особенность массивов трехмерных когерентно напряженных островков по сравнению с другими классами наноструктур состоит в том, что для массивов островков существуют как режим упорядочения островков, так и режим коалесценции. Это позволяет переводить систему островков из режима упорядочения в режим коалесценции, например, путем изменения давления As, что меняет все поверхностные энергии в системе. Такой фазовый переход из режима упорядочения в режим коалесценции наблюдался экспериментально в [12].

6. Заключение

Дан обзор теоретических концепций явления спонтанного образования периодических наноструктур. Использован единый подход, в котором несколько различных классов наноструктур рассматривались как равновесные структуры упругих доменов. Для всех структур упорядочение обусловлено упругим дальним действием, и упругая анизотропия во многих случаях определяет пространственную ориентацию доменной структуры относительно осей кристалла. Явления спонтанного упорядочения наноструктур находят широкое применение в технологии получения сверхрешеток квантовых проволок и квантовых точек.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант 96-02-17943а) и государственной программой "Физика твердотельных наноструктур" (грант 2-001).

Список литературы

1. Shchukin V A, in *Proc. 23rd Int. Conf. Phys. Semicond., July 22–26 1996, Berlin, Germany* Vol. 2 (Eds M Scheffler, R Zimmermann) (Singapore: World Scientific, 1996) p. 1261
2. Cahn J W *Trans. Metall. Soc.* **242** 166 (1968)
3. Khachaturyan A G *Theory of Phase Transformations in Solids* (New York: John Wiley and Sons, 1983)
4. Ipatova I P, Malyshev V G, Shchukin V A *J. Appl. Phys.* **74** 7198 (1993), *Phil. Mag. B* **70** 557 (1994)
5. Марченко В И *ЖЭТФ* **81** 1141 (1981)
6. Андреев А Ф *Письма в ЖЭТФ* **32** 654 (1980)
7. Марченко В И *Письма в ЖЭТФ* **33** 397 (1981)
8. Vanderbilt D, Wickham L K *MRS Proc.* **202** 555 (1991)
9. Shchukin V A et al. *Surf. Sci.* **352–354** 117 (1996)
10. Shchukin V A et al. *Phys. Rev. Lett.* **75** 2968 (1995)
11. Grundmann M et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 4043 (1995)
12. Ledentsov N N et al. *Sol. St. Electron.* **40** 785 (1996)

PACS numbers: 12.39.Dc, 73.40.Hm

Экспериментальная проверка концепции скирмионов

И.В. Кукушкин

В теории Лафлина [1], объясняющей дробный квантовый эффект Холла (ДКЭХ) при факторе заполнения $\nu = 1/m$ (m — целое нечетное число), электронное состояние считается полностью поляризованным по спину. Однако, как впервые отмечалось в работе [2], в слабых магнитных полях из-за малости электронного g -фактора в некоторых состояниях ДКЭХ минимум по энергии может отвечать неполяризованной по спину электронной системе. Это предположение было проверено в

численных расчетах [3, 4], в которых было обнаружено, что в пределе нулевой зеемановской энергии основное состояние электронной системы при различных дробных значениях фактора заполнения может соответствовать как полный, так и частичной или нулевой спиновой поляризации. Различие спиновой поляризации основного состояния электронной системы в разных состояниях ДКЭХ объяснялось в работе [5] конкуренцией обменной и корреляционной энергий. Косвенное экспериментальное подтверждение выводов теории о различной спиновой поляризации дробных состояний было получено в транспортных измерениях активационной щели в наклонном магнитном поле [6, 7], однако до сих пор не было экспериментального метода, позволяющего прямо измерять коэффициент спиновой поляризации электронной системы в различных состояниях ДКЭХ.

Актуальность исследований спиновой поляризации системы двумерных электронов в перпендикулярном магнитном поле значительно выросла в последнее время в связи с появлением теории скирмионов [8, 9] и ее экспериментальным подтверждением [10]. Согласно этой теории, основное состояние электронной системы при $\nu = 1$ и малой величине g -фактора является полностью поляризованным по спину, однако небольшое отклонение от полного заполнения приводит к сильной спиновой деполаризации. Основное состояние электронной системы вблизи $\nu = 1$ с одним дополнительным электроном с противоположным спином соответствует не одиночному перевернутому спину, а макроскопически большому спиновому дефекту, который обеспечивает плавный поворот спинового поля от антипараллельного к параллельному спину. Такой дефект называется скирмионом [8]. Размер скирмиона определяется конкуренцией между энергией кулоновского взаимодействия и зеемановской энергией и логарифмически увеличивается при стремлении g -фактора электронов к нулю [8]. Из-за малой величины электронного g -фактора в GaAs ($g = -0,44$) можно ожидать экспериментального проявления скирмионных возбуждений в системе двумерных электронов, особенно в слабых магнитных полях, когда зеемановская энергия мала по сравнению с кулоновской энергией.

В настоящей работе мы использовали метод, основанный на анализе циркулярной поляризации излучательной рекомбинации двумерных электронов с фотовозбужденными дырками, связанными на акцепторах. Этот метод позволяет прямым образом измерять коэффициент спиновой поляризации электронной системы в различных состояниях ДКЭХ и вблизи $\nu = 1$. Обнаружено, что в слабых магнитных полях некоторые дробные состояния являются неполяризованными по спину, и показано, что с увеличением магнитного поля спиновая поляризация электронов в этих состояниях увеличивается от нуля до единицы. Полученные результаты не подтверждают существование скирмионных возбуждений в пределе сильных магнитных полей ($B > 4$ Тл), однако спиновая деполаризация электронной системы, обнаруженная в малых магнитных полях ($B < 2$ Тл) вблизи $\nu = 1$, указывает на то, что для существования скирмионов требуется подавление зеемановской энергии.

В работе исследовалось несколько одиночных гетеропереходов GaAs/AlGaAs высокого качества (подвижность двумерных электронов $(0,5–2) \times 10^6$ см² (В с)^{–1} при концентрации $(0,28–2,4) \times 10^{11}$ см^{–2}) с монослоем