

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Моноатомные ступени на поверхности кремния

А.В. Латышев, А.Л. Асеев

*Приведен обзор результатов исследования моноатомных ступеней на поверхностях кремния с помощью *in situ* экспериментов в методе отражательной электронной микроскопии в сверхвысоком вакууме. Приведены данные об увеличении динамического линейного натяжения ступеней при сублимации, о процессах формирования эшелонов и антиэшелонов моноатомных ступеней, об эффектах электромиграции, об аномально высокой плотности адатомов на нереконструированной поверхности и начальных стадиях эпитаксиального роста.*

PACS numbers: 68.35.p, 68.35.Fx, 68.55.a, 81.15.Ni

Содержание

1. Введение (1117).
2. Отражательная электронная микроскопия (1117).
3. Динамические свойства моноатомных ступеней (1119).
4. Нестабильность систем моноатомных ступеней (1120).
5. Моноатомные ступени при фазовых переходах (1122).
6. Эпитаксиальный рост на поверхности кремния (1123).
7. Поведение моноатомных ступеней при гетероэпитаксии (1125).
8. Заключение (1126).

Список литературы (1126).

1. Введение

Элементарные структурные процессы, протекающие на поверхности кристаллов кремния, играют важную роль при получении тонкопленочных структур и других систем пониженной размерности: квантовых точек и нитей, сверхрешеток и самоорганизующихся адсорбатов. Принимая во внимание тот факт, что кристаллы кремния являются основным материалом современной полупроводниковой микро- и нанoeлектроники, определение фундаментальных физических и кристаллографических свойств моноатомных ступеней (высотой в одно межплоскостное расстояние) является чрезвычайно актуальной задачей современного материаловедения [1, 2].

В течение длительного времени прямое наблюдение и исследование моноатомных ступеней на поверхностях кремния было затруднено из-за необходимости сочета-

ния высокоразрешающих методов электронной микроскопии с условиями сверхвысокого вакуума [3]. Последнее обусловлено высокой реакционной способностью поверхности кремния, приводящее к формированию пленки естественного окисла и примесных адсорбатов не только при атмосферных условиях, но и при вакууме 10^{-7} Торр, характерном для современных электронных микроскопов [4, 5].

Прогресс в развитии экспериментальных методов в 80-х годах привел к появлению таких уникальных методов изучения структурных свойств поверхности, как сканирующая туннельная микроскопия (СТМ) [6], отражательная электронная микроскопия (ОЭМ) [7–9] и микроскопия медленных электронов (ММЭ) [10, 11], обеспечивающих визуализацию моноатомных ступеней на поверхности кремния. Значительным достижением указанных методов является возможность проведения *in situ* экспериментов, которая наиболее полно реализована в методе сверхвысоковакуумной отражательной электронной микроскопии (СВВ ОЭМ).

Целью настоящей публикации является обзор авторских результатов последних лет, относящихся к исследованию методом СВВ ОЭМ фундаментальных аспектов поведения моноатомных ступеней на поверхностях кремния при сублимации, фазовых переходах и эпитаксиальном росте.

2. Отражательная электронная микроскопия

В методе отражательной электронной микроскопии пучок высокоэнергетических электронов с энергией 50–100 кэВ направляется на поверхность массивного кристалла под брэгговским углом порядка нескольких угловых градусов. ОЭМ-изображение формируется упруго рассеянными электронами, попадающими в апертурную диафрагму объективной линзы электронного микроскопа. Следует отметить, что данная геометрия была использована в основополагающих экспериментах по электронной микроскопии еще в 30-х годах [12]. Поскольку в условиях, отличных от СВВ, на реальной

А.В. Латышев, А.Л. Асеев. Институт физики полупроводников СО РАН

630090 Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева 13, Россия

Тел. (3832) 35-52-82, 33-39-50

Факс (3832) 33-10-80, 33-27-60

E-mail: latyshev@thermo.isp.nsc.ru, aseev@thermo.isp.nsc.ru

Статья поступила 26 января 1998 г.

поверхности твердых тел присутствует аморфная пленка адсорбатов и естественного оксида, а глубина проникновения электронов в данной геометрии не превышает единиц нанометров, то контраст на изображениях поверхности обусловлен, главным образом, ее микрошероховатостью (так называемый теневой контраст). Такой тип контраста малоинформативен для изучения кристаллической структуры изучаемого объекта, поэтому метод ОЭМ не получил широкого распространения по сравнению с методом просвечивающей электронной микроскопии, в котором исследуется внутренняя структура тонких кристаллов или проводится изучение тонких реплик с поверхности твердых тел. К тому же проблема обеспечения сверхвысоковакуумных условий в колонне электронного микроскопа длительное время оставалась нерешенной. Это обусловлено конструктивными особенностями колонны электронного микроскопа, связанными с большим количеством подвижных уплотнений для юстировки электронно-оптической системы и невозможностью высокотемпературного прогрева колонны. Новый импульс в развитии метода ОЭМ связан с применением устройств криогенной откачки для обеспечения сверхвысоковакуумных условий в объектной камере электронного микроскопа просвечивающего типа.

Наиболее эффективные конструкции криогенных систем СВВ ОЭМ реализованы для электронного микроскопа с боковой постановкой объектного столика в Токийском институте технологий (Токио) [13] и для электронного микроскопа с верхней постановкой объектного столика в Институте физики полупроводников СО РАН (Новосибирск) [14]. Устройство криогенной откачки располагается в объектной камере электронного микроскопа и представляет собой замкнутый металлический цилиндр с каналами для хладагента (жидкий азот или пары жидкого гелия) в его стенках и небольшими отверстиями для входа и выхода электронного пучка [15].

Исследуемый образец, имеющий возможность наклона образца по брэгговскому углу и его вращения в азимутальной плоскости, располагается внутри цилиндра криогенного устройства. Образец представляет собой пластину кремния размерами $0,3 \times 1,2 \times 8$ мм, вырезанную из стандартной шайбы монокристаллического кремния. Образец, закрепленный с помощью танталовых держателей, нагревается за счет прямого пропускания электрического тока. Конструкция системы СВВ ОЭМ позволяет менять образец без нарушения вакуума в колонне микроскопа и напыление различных материалов на поверхность исследуемого образца непосредственно в колонне микроскопа с помощью миниатюрных испарителей, которые помещаются внутри устройства криогенной откачки. Также ОЭМ-устройство позволяет проводить измерение интенсивности дифрагированных электронных пучков и записи электронно-микроскопических изображений в телевизионном формате в процессе *in situ* экспериментов.

Получение атомарно чистой поверхности кремния достигается кратковременным прогревом исследуемого кристалла при температуре 1200°C [16, 17]. В результате высокотемпературного прогрева происходит удаление пленок естественного оксида и загрязнений, основным из которых является карбид кремния, сформированный при взаимодействии углерода с кремнием. Типичное

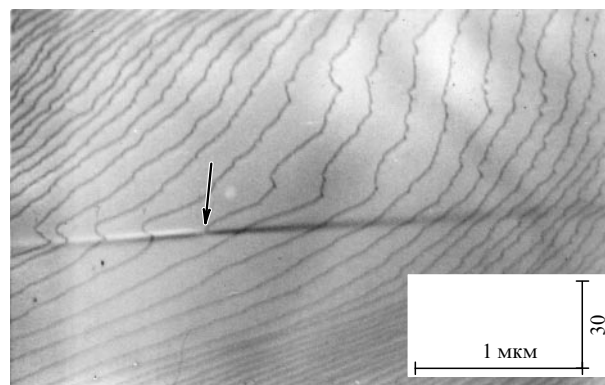


Рис. 1. Изображение ступенчатой поверхности кремния (111), полученное с помощью сверхвысоковакуумной отражательной электронной микроскопии. Темные линии представляют собой моноатомные ступени высотой 0,31 нм. Стрелкой указана точка выхода дислокации на поверхность, черно-белое изображение которой формируется за счет знакопеременного поля упругих деформаций.

ОЭМ-изображение чистой поверхности кремния (111) представлено на рис. 1. Следует обратить внимание, что ОЭМ-изображения "сжаты" (примерно 30 – 50 раз) вдоль направления падения электронов, что связано с малым углом наблюдения. Это приводит к существованию различных масштабов увеличения параллельно и перпендикулярно направлению электронного пучка на ОЭМ-изображениях поверхности. Темные линии представляют собой изображения атомных ступеней, а штриховой контраст в центре снимка (отмеченный стрелкой) является изображением дислокации, выходящей на поверхность. Наличие винтовой компоненты вектора Бюргерса дислокации, перпендикулярной поверхности, является причиной того, что одна из ступеней обрывается в точке выхода дислокации. Это является свидетельством того, что данная ступень является моноатомной (высота ступени равна 0,31 нм). Поскольку все атомные ступени на поверхности имеют одинаковый контраст, то и остальные ступени на рис. 1 являются моноатомными. Последнее неоднократно было показано как в авторских, так и других работах на основе различных методов: расчет ОЭМ-контраста, вычисление из рентгеновских данных, сравнения скорости движения ступеней со скоростью осаждения атомов кремния при гомоэпитаксии и др. [14, 16].

Контраст атомных ступеней и дислокаций на ОЭМ-изображениях является суперпозицией двух типов контраста — дифракционного и фазового [18]. Дифракционный (брэгговский) тип контраста вызван наличием деформированных областей вблизи моноатомных ступеней, которые локально изменяют дифракционные условия на ступенях. Фазовый (френелевский) контраст связан с наличием смещения фазы электронов, отраженных от соседних атомных плоскостей, которые разделены моноатомной ступенью. Суперпозиция дифракционного и френелевского контраста ОЭМ-изображений обуславливает сильную зависимость интенсивности дифрагированных электронных пучков к структурному совершенству кристаллической решетки вблизи поверхности. Из сравнительного анализа контраста моноатомных ступеней с контрастом деформаций атомной решетки вокруг дислокации, выходящей на поверх-

ность, была оценена величина деформации кристаллической решетки на ступенях, поскольку поле деформаций отдельной дислокации известно. Для монокристаллических ступеней на поверхности кремния (111) эта величина составляет $\approx 2 \times 10^{-4}$ [19, 14].

Следует отметить, что монокристаллические ступени (высотой 0,14 нм) на поверхности кремния (001) визуализируются на ОЭМ-изображениях благодаря чередованию сверхструктурных доменов (2×1) и (1×2) на соседних террасах по обе стороны от ступени [20]. Реконструкция грани (001) обусловлена димеризацией атомов, имеющих по две разорванные связи, вдоль направления $\langle 110 \rangle$ с образованием сверхструктуры (1×2). В следующей атомной плоскости (001), отстоящей от предыдущей на одно межплоскостное расстояние, направление димеризации изменяется на 90° и на ней формируется сверхструктура (2×1). Таким образом, поверхность, содержащая ступени монокристаллической высоты, имеет соседние террасы с различными сверхструктурными доменами (1×2) и (2×1), при этом граница, разделяющая разный тип сверхструктурных доменов, является линией монокристаллической ступени на поверхности. При использовании одного из сверхструктурных пучков для формирования ОЭМ-изображения ступенчатой поверхности кремния (100) наблюдается чередование светлых и темных областей, соответствующих различным доменам сверхструктуры, и граница между этими областями является монокристаллической ступенью (рис. 2). Можно видеть два типа атомных ступеней (гладкая граница перехода контраста слева направо от белого к черному и, наоборот, извилистая граница при переходе от черного к белому) на поверхности кремния (001), известные как S_A и S_B ступени.



Рис. 2. СВВ ОЭМ-изображение поверхности кремния (001) с регулярной системой монокристаллических ступеней. Чередование областей черного и белого контраста обусловлено чередованием сверхструктур (2×1) и (1×2) на террасах между ступенями.

3. Динамические свойства монокристаллических ступеней

При повышении температуры кристалла кремния до 900°C происходит процесс генерации, перемещения и поглощения адсорбированных атомов на поверхности, что приводит к флуктуациям формы монокристаллических ступеней, регистрируемых с помощью *in situ* СВВ ОЭМ. Эти флуктуации ступеней на поверхности кремния (111) имеют характеристики броуновского движения, в котором адатомы и вакансии случайным образом генерируются или поглощаются краями монокристаллических ступеней [21]. Анализ баланса между термически активируемыми процессами генерации и поглощения адатомов и учет минимизации упругой энергии искривленных участ-

ков ступеней с помощью соотношений Ланжевена позволил определить значение линейного натяжения ступеней на поверхности кремния (111) при термодинамическом равновесии: $\beta \approx 8 \times 10^{-10}$ Дж м $^{-1}$ [22].

Исследование линейного натяжения монокристаллических ступеней на поверхности кремния (111) при неравновесных условиях проведено в экспериментах по взаимодействию движущихся за счет сублимации монокристаллических ступеней с точками выхода краевых дислокаций на поверхность [23]. Было показано, что точка выхода дислокации является центром зацепления движущейся ступени и отрыв ступени от дислокации происходит при достижении некоторой критической кривизны монокристаллической ступени (рис. 3). Отметим, что данные эксперименты позволяют измерить время восстановления начальной конфигурации монокристаллической ступени в зависимости от температуры кристалла, знание которого крайне важно для реализации методов выравнивания поверхности в технологии молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Временная зависимость амплитуды h , характеризующей величину возмущения формы ступени при взаимодействии с дислокацией, приведена на рис. 4 [24]. Скорость релаксации $V_{\text{relax}} = \partial h / \partial t$ изгиба ступени после ее отрыва от дислокации описывается как разность между скоростями движения прямолинейной

$$V_{\text{step}} = \chi \left(\exp \frac{\Delta\mu}{kT} - 1 \right)$$

и изогнутой ступени

$$V_{\text{curv}} = V_{\text{curv}}(K, U) = \chi \left(\exp \frac{\Delta\mu}{kT} - \exp \frac{\Omega U}{kT} \exp \frac{\Omega \beta K}{kT} \right),$$

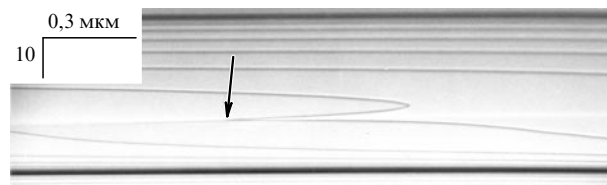


Рис. 3. Изменение формы монокристаллической ступени при прохождении точки выхода дислокации (указана стрелкой) на поверхности кремния (111).

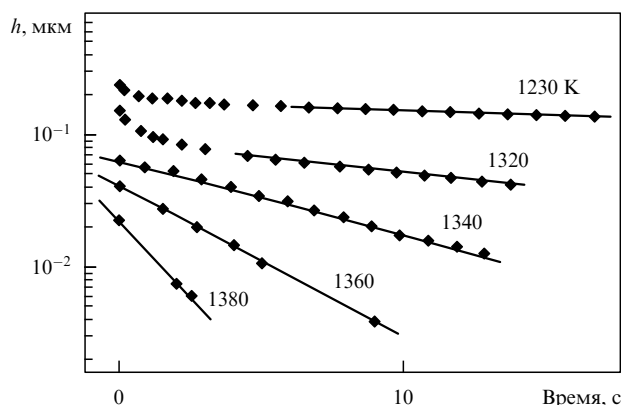


Рис. 4. Временные зависимости параметра h , характеризующего изменение формы монокристаллической ступени при взаимодействии с дислокацией, для различных температур.

где $\chi = 2v\lambda_s \exp(-W/kT) \tanh(d/\lambda_s)$ — кинетический коэффициент, $\Delta\mu$ — смещение химического потенциала, U — плотность поверхностной энергии деформации решетки, λ_s — диффузионная длина адсорбированных атомов, W — энергия сублимации, T — температура кристалла, d — расстояние между ступенями, Ω — атомная площадь, v — атомная частота, k — постоянная Больцмана. Здесь кривизна ступени $K = 2h/(h^2 + L^2/4) \approx 8h/L^2$, где L — длина волны изгиба ступени, сформированного при взаимодействии с дислокацией. Учитывая, что релаксация изгиба происходит, в основном, на значительном удалении от точки выхода дислокации, можно положить $U \approx 0$ и переписать приведенное выше уравнение в следующем упрощенном виде:

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \chi \exp \frac{\Omega U}{kt} \exp \left(\frac{\Omega \beta K}{kT} - 1 \right).$$

После решения дифференциального уравнения, процесс релаксации моноатомной ступени при неравновесных условиях может быть представлен следующим выражением:

$$h = h_0 \exp \left(-\frac{t}{\tau_{\text{relax}}} \right),$$

где $\tau_{\text{relax}}(T) = kTL^2/8\Omega\chi\beta$ — время релаксации, h_0 — размер изгиба ступени в момент отрыва из центра торможения, t — время. Согласно этому выражению на основе экспериментальных измерений релаксационных времен, представленных на рис. 4, следует, что значение линейного натяжения моноатомных ступеней на поверхности кремния (111) в условиях сублимации при высокой температуре возрастает до $\beta \approx 10^{-9}$ Дж м⁻¹.

Таким образом, динамическое линейное натяжение моноатомных ступеней на поверхности кремния (111) возрастает при повышении температуры (рис. 5), что является достаточно неожиданным с точки зрения результатов теоретического рассмотрения в [25]. При повышении температуры кристалла следует ожидать увеличение амплитуды флуктуаций сегментов моноатомных ступеней поверхности из-за увеличения концентрации элементарных изломов (кинков), что должно приводить к увеличению эффективной ширины моноатомных ступеней и, эквивалентно, к понижению линейного натяжения ступени. Здесь под эффективной шири-

ной ступеней подразумевается среднестатистическое отклонение сегментов данной ступени от ее среднего положения. При превышении некоторой критической температуры поверхности данное явление приведет к морфологическому переходу — "поверхностному плавлению", при котором эффективная ширина ступеней становится бесконечной. Данный эффект был установлен на поверхности многих металлов и грани кремния (001) [26].

Согласно [27, 14], одной из причин возрастания линейного натяжения моноатомных ступеней на поверхности кремния (111) при увеличении температуры является анизотропия взаимодействия адатомов с моноатомной ступенью со стороны верхних и нижних террас, известная как эффект Швевеля [28]. Подтверждением существования этого эффекта на поверхности кремния (111) являются результаты экспериментального измерения зависимости скорости движения индивидуальных моноатомных ступеней от ширины верхней и нижней террас при сублимации, эпитаксии и фазовых переходах. С учетом эффекта Швевеля в условиях диффузионного обмена адатомами скорость движения ступени при сублимации определится следующим выражением:

$$V = \sigma v \exp \left(-\frac{W}{kT} \right) (\gamma_t d_t + \gamma_b d_b),$$

где $\gamma_{t,b} = \exp(E_{t,b}/kT)$ и $E_{t,b}$ — вероятность и величина энергетического барьера для встраивания адатомов в моноатомную ступень со стороны верхней и нижней террас соответственно, d_t и d_b — ширина верхней и нижней террас, σ — недосыщение в газовой фазе [29]. Из экспериментально измеренных скоростей движения ступеней было установлено, что различие энергетических барьеров для встраивания адатомов в ступень со стороны верхней и нижней террас на грани кремния (111) составляет $\Delta E = E_t - E_b = 0,2 \pm 0,1$ эВ. Таким образом, анизотропия коэффициентов взаимодействия адатомов с моноатомной ступенью приводит к выглаживанию неровностей ступени в условиях сублимации за счет повышенной генерации адатомов на нижнюю террасу выступами ступеней.

4. Нестабильность систем моноатомных ступеней

При наблюдении поверхностных структурных процессов методом *in situ* ОЭМ была обнаружена нестабильность системы регулярных моноатомных ступеней на поверхностях кремния (111) и (100) при сублимации в условиях нагрева прямым пропусканием электрического тока. Результатом этой нестабильности является переход регулярного распределения моноатомных ступеней в эшелон близкого расположенных ступеней, разделенных террасами с пониженной плотностью атомных ступеней [30–32]. На рисунке 6 представлены ОЭМ-микрофотографии поверхности кремния (111) с регулярной системой моноатомных ступеней (рис. 6а) и системой эшелон ступеней (рис. 6б). Весьма необычным является обнаружение строго определенных температурных интервалов сублимации, в которых наблюдается эффект эшелонирования. Стабильность регулярных ступеней в каждом температурном интервале зависела от электро-

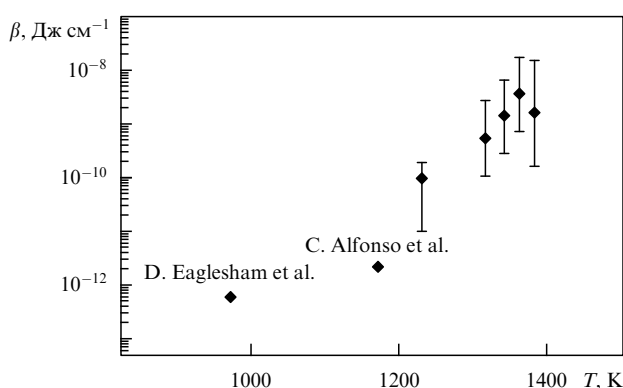


Рис. 5. Линейное натяжение моноатомных ступеней на поверхности кремния (111) в зависимости от температуры кристалла, включая данные литературы.

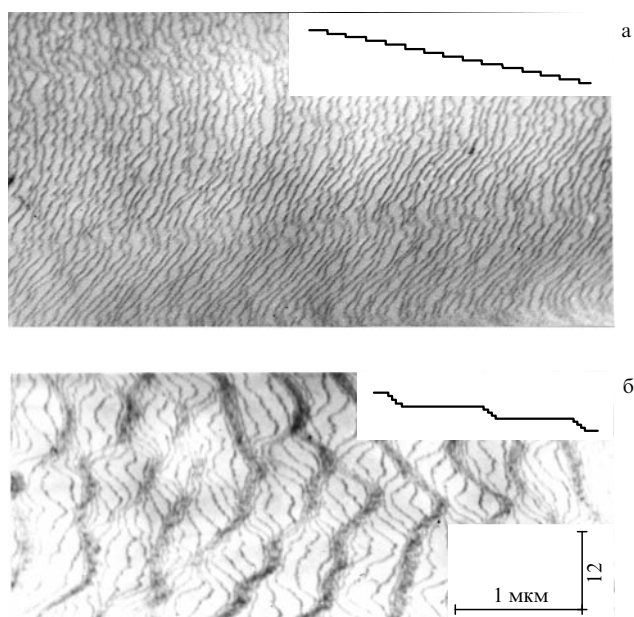


Рис. 6. Ступенчатая поверхность кремния (111) при температуре сублимации 1270 °С (а) и 1180 °С (б). Нагрев кристалла осуществлялся постоянным электрическим током в направлении верхних террас. На вставках схематически изображены профили ступенчатой поверхности.

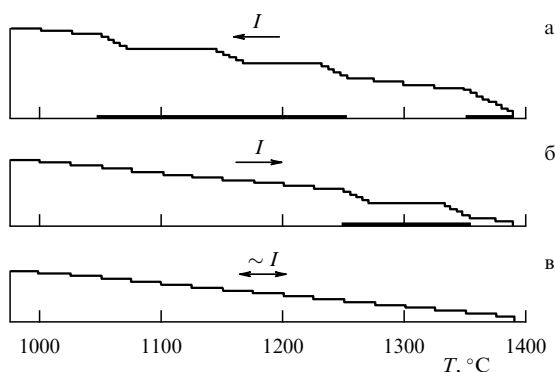


Рис. 7. Температурные интервалы существования эффекта эшелонирования (отмечены жирными линиями на оси температур) на поверхности кремния (111) при сублимации. Стрелками на (а, б) указано направление постоянного электрического тока, нагревающего кристалл; (в) нагрев переменным током.

миграционных явлений на поверхности кристалла, связанных с направлением электрического тока, нагревающего кристалл (рис. 7).

Следует отметить, что эшелонирование не наблюдается при использовании переменного тока для нагрева кристалла. Важным представляется обратимый характер эффекта эшелонирования, т.е. дезинтеграция эшелонов ступеней в систему регулярно расположенных моноатомных ступеней при изменении температуры сублимации за пределы температурных интервалов эшелонирования или при смене направления электрического тока при фиксированной температуре сублимации.

Подсчет количества ступеней в эшелоне вместе с измерением ширины эшелона приводит к заключению о

том, что отдельные моноатомные ступени в эшелоне разделены расстоянием в несколько нанометров, т.е. эшелон не представляет собой атомную плоскость иной ориентации по сравнению с исходной поверхностью (фасетку). При длительных временах сублимации происходит коалесценция близко расположенных эшелонов, так что формируются террасы шириной до нескольких десятков микрометров в зависимости от температуры сублимации и времени отжига кристалла. Данный факт свидетельствует о большой величине диффузионной длины адатомов на поверхности кремния в условиях сублимации.

Указанные особенности эффекта эшелонирования нашли подтверждение при исследовании ступенчатой структуры поверхности кремния (111) методами СВВ сканирующей электронной микроскопии в режиме отражения [33, 34], атомной силовой микроскопии [35], туннельной электронной микроскопии [36] и с помощью дифракции синхротронного излучения [37]. Более сложный характер эффекта эшелонирования моноатомных ступеней наблюдается для поверхности кремния (100) [38]. Во-первых, эшелонированию предшествует стадия попарного объединения моноатомных ступеней. Во-вторых, для направления электрического тока в сторону верхних террас существует критическая величина расстояния между ступенями, ниже которого эффект эшелонирования не наблюдается [32].

В течение последнего времени явление эшелонирования на поверхности кремния является объектом интенсивного теоретического исследования. Принято считать, что формирование эшелонов связано с образованием кинематических волн плотности моноатомных ступеней, описываемых уравнением непрерывности

$$\frac{dk}{dt} + c(k) \frac{dk}{dx} = 0,$$

где k — плотность ступеней, $c(k) = dq/dk$ — скорость перемещения кинематической волны, необязательно совпадающей со скоростью перемещения отдельной ступени $v(k) = q/k$, q — число ступеней, проходящих через определенную точку поверхности в единицу времени (поток ступеней). Данный подход основан на более ранних работах Лайтхилла и Уайтхэма [39], а также Чернова [40] и Гегузина и Кагановского [41]. Микроскопический подход основан на решении известных уравнений Бартон, Кабреры, Франка [42] для одномерного движения диффузионно-связанной системы моноатомных ступеней с учетом дрейфа адатомов, обусловленного эффектом электромиграции при нагреве кристалла постоянным электрическим током. Предельные случаи данного подхода рассмотрены аналитически в работах Стоянова [43]. Численное решение эшелонирования, предложенное в [44–46] при учете дополнительных сил упругого отталкивания ступеней, базируется на результатах известной работы Марченко и Паршина [47]. Следует отметить также работы, направленные на учет анизотропии коэффициентов миграции адатомов [48], и работы, в которых решается двумерная система уравнений движения ступеней в рамках модели "пересекающихся лучей" [49]. Несмотря на большое количество теоретических работ, в настоящее время основные особенности процесса эшелонирования на поверхности кремния могут быть описаны лишь качественно.

Сила, действующая на атом в рамках поверхностной электромиграции, может быть представлена в виде кулоновского взаимодействия как

$$F = Z_{\text{eff}}E,$$

где E — приложенное электрическое поле и Z_{eff} — эффективный заряд атома, который в общем случае определяется выражением

$$Z_{\text{eff}} = e(Z_0 - n\sigma_n l_n + p\sigma_p l_p).$$

Здесь Z_0 — степень ионизованности атома; σ_n, p, l_n, p — соответственно сечения рассеяния и длины пробега электронов (n) и дырок (p), e — заряд электрона [50]. Первый член в данном выражении связан с непосредственной ионизацией атомных оболочек адсорбированного на поверхности атома, а два других — с эффектами увлечения атомов направленными потоками носителей зарядов в полупроводнике. Из сравнения теоретических выражений для температурных интервалов эшелонирования с экспериментальными данными сила, действующая на атомы при нагреве кристалла кремния постоянным электрическим током, оценена как $F \approx 10^{-16}$ Н, а эффективный заряд атома на поверхности кремния (111) $Z_{\text{eff}} \approx 0,1e$ [43]. Однако в общем случае величина эффективного заряда атомов зависит от температуры [51].

В недавних работах авторской группы было показано, что явление эшелонирования на поверхности кремния носит еще более сложный характер и при длительном времени сублимации образуются так называемые антиэшелоны [52]. Антиэшелоны представляют собой эшелоны из моноатомных ступеней противоположного знака, сформированные на некотором расстоянии от эшелона и, как правило, повторяющие форму эшелона (рис. 8).

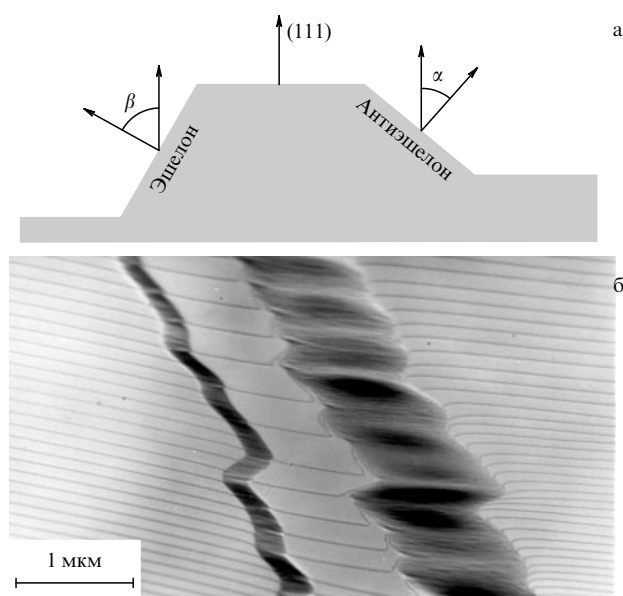


Рис. 8. Схематическое представление (а) и ОЭМ-изображение (б) поверхности кремния (111), содержащей антиэшелоны. Углы α и β для эшелонов и антиэшелонов составляют величины менее одного градуса.

Формирование антиэшелонов обусловлено сменой направления движения моноатомных ступеней при образовании эшелонов, так что ступени движутся в направлении параллельном эшелонам. Поскольку эшелоны сильно изменяют распределение атомов в их окрестности, то скорость движения сегментов ступеней на разном расстоянии от эшелона различна, что приводит в конечном счете к возникновению макроизломов на моноатомных ступенях и формированию антиэшелона, расположенного параллельно эшелону исходной поверхности.

Образование антиэшелонов, как и образование эшелонов, является обратимым процессом и поэтому смена направления электрического тока, нагревающего кристалл, или изменение температуры сублимации сопровождается процессами развала антиэшелонов. Из-за конечных скоростей процессов формирования и дезинтеграции эшелонов и антиэшелонов при длительном отжиге поверхности кремния в условиях сублимации с изменением температуры микроморфология поверхности кремния может претерпевать весьма сложные изменения [53].

5. Моноатомные ступени при фазовых переходах

С помощью *in situ* экспериментов в системе СВВ ОЭМ показано [54–56], что при сверхструктурном фазовом переходе $(1 \times 1) \leftrightarrow (7 \times 7)$ на поверхности кремния (111) верхние края моноатомных ступеней являются центрами зарождения доменов сверхструктуры (7×7) (рис. 9). При наблюдении за положением отдельных моноатомных ступеней непосредственно в процессе фазового перехода обнаружено смещение моноатомных ступеней в сторону нижних террас при переходе (1×1) в (7×7) , т.е. при понижении температуры ниже точки фазового перехода (около 830°C) ступени сдвигаются в сторону нижних террас, а при обратном переходе от (7×7) к (1×1) ступени сдвигаются в сторону верхних террас (рис. 10) [55, 56]. Величина смещения ступеней составляет $0,2–0,3$ ширины террас между ними. Таким образом, ступени поглощают атомы поверхности при переходе от неперестроенной поверхности кремния (111) (1×1) к перестроенной поверхности со сверхструктурой (7×7) и являются источником атомов при обратном переходе. Подобным же образом при указанном фазовом переходе

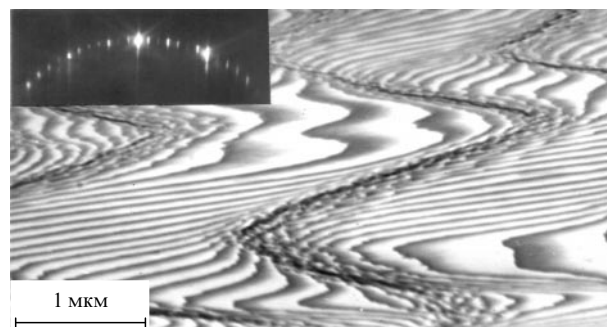


Рис. 9. ОЭМ-изображение ступенчатой поверхности кремния (111) при сверхструктурном переходе $(1 \times 1) \leftrightarrow (7 \times 7)$. Темные области соответствуют перестроенной поверхности (7×7) . На врезке представлена картина микродифракции.

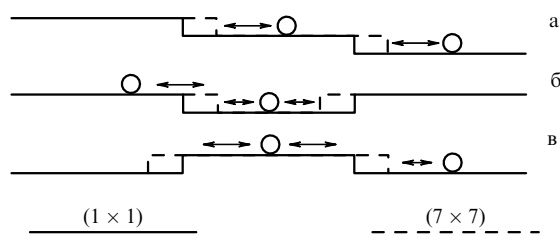


Рис. 10. Схема обратимого смещения моноатомных ступеней поверхности кремния (111) при сверхструктурном переходе $(1 \times 1) \leftrightarrow (7 \times 7)$ в регулярной системе ступеней (а), при изменении размера двумерного островка сублимации (б) и двумерного островка роста (в). Сплошная линия указывает на положение ступеней для структуры (1×1) , штриховая — для (7×7) .

изменяются размеры двумерных островков роста и испарения (рис. 10б, в).

Количественный анализ уменьшения интенсивности дифрагированных и зеркальных электронных пучков при переходе от перестроенной к неперестроенной поверхности кремния (111) отвечает увеличению атомной шероховатости неперестроенной поверхности, что подтверждается также данными лазерной эллипсометрии [56]. Отсюда следует важный вывод о том, что неперестроенная поверхность кремния при температуре выше точки фазового перехода не является кристаллографически плоской, а содержит аномально высокую концентрацию адсорбированных атомов, которая соответствует приблизительно 0,2 монослоя.

Данный вывод был подтвержден результатами расчета интенсивности дифракции электронов от неперестроенной поверхности кремния (111) в работе [57], где наилучшее совпадение с экспериментальными данными достигается для поверхности с высокой плотностью адсорбированных адатомов. Непосредственные указания на существование на грани кремния (111) неупорядоченного слоя подвижных адатомов получены также при исследовании фазового перехода $(7 \times 7) \leftrightarrow (1 \times 1)$ методом высокотемпературной сканирующей туннельной микроскопии в работе [58]. Отмечено, что существование слоя подвижных адатомов делает невозможным визуализацию регулярной атомной структуры неперестроенной поверхности.

Существование избыточной плотности адатомов на неперестроенной поверхности кремния (111) по отношению к перестроенной поверхности подтверждено также в экспериментах по СТМ исследованию структуры поверхности кремния, отжигаемой после быстрого охлаждения от температуры выше точки фазового перехода [59]. В этом случае наряду с доменами сверхструктур (7×7) и (11×11) происходит формирование кластеров адатомов, поскольку поглощение адатомов моноатомными ступенями затруднено из-за высокой скорости охлаждения поверхности и низких температур последующего отжига.

Обратимый фазовый переход $(2 \times 1) \leftrightarrow (1 \times 2)$, индуцированный эффектом электромиграции адатомов, обнаружен с помощью *in situ* СВВ ОЭМ на поверхности кремния (100) [60]. Показано, что дрейф адатомов под действием силы электромиграции на террасах высокой подвижности (направление димеризации поверхностных атомов, инициированное поверхностной реконструкцией, параллельно моноатомным ступеням) приводит к

попарному объединению моноатомных ступеней. При этом тип преобладающей на поверхности сверхструктуры (2×1) или (1×2) зависит от направления электрического тока, нагревающего кристалл. Важно отметить, что, как и в случае индуцированного электромиграцией эффекта эшелонирования на поверхности (111), на грани (001) не происходит полного слияния моноатомных ступеней при их объединении. Указанное обстоятельство свидетельствует в пользу упругого отталкивания моноатомных ступеней на поверхности кремния (100) подобно моноатомным ступеням на поверхности (111). Подтверждением этому является влияние механических деформаций кристалла, обнаруженного с помощью СТМ [61], на тип сверхструктурных доменов, преобладающих на поверхности кремния (100).

6. Эпитаксиальный рост на поверхности кремния

In situ эксперименты по изучению эпитаксиального роста методом СВВ ОЭМ дают возможность для получения новых данных о поведении моноатомных ступеней при формировании монослойных покрытий. В работе [62] показано, что скорость перемещения моноатомных ступеней при осаждении субмонослоев германия зависит в большей степени от ширины нижней террасы по сравнению с зависимостью от ширины верхней террасы. Это обстоятельство связано с меньшей величиной энергетического барьера для встраивания адатомов кремния со стороны нижней террасы по сравнению с величиной энергетического барьера для встраивания адатомов в ступень со стороны верхней террасы. Однако эпитаксиальный рост посредством встраивания адатомов в моноатомные ступени подложки реализуется в том случае, когда диффузионная длина адатомов превышает расстояние до ближайшей ступени, т.е. при ширине террасы, меньшей критической: $d_c = 2\lambda_s$. В противном случае на террасах между ступенями формируются двумерные островки роста, как показано на рис. 11. При

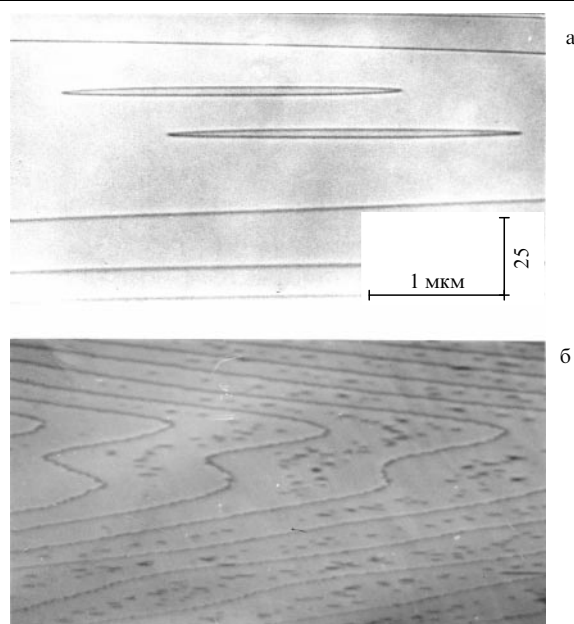


Рис. 11. Двумерные островки роста на ступенчатой поверхности кремния (111) при температуре кристалла 950 °C (а) и 850 °C (б).

этом анизотропия коэффициентов встраивания адатомов в моноатомную ступень является причиной асимметричного распределения двумерных островков на террасах.

Методом СВВ ОЭМ было проведено измерение критического расстояния между моноатомными ступенями для возникновения двумерных островков роста в зависимости от температуры и потока осаждаемых адатомов. При этом авторами данной статьи был развит и успешно реализован оригинальный метод измерения критических расстояний на основе использования поверхностной морфологии: эшелон и антиэшелон (рис. 12) [63]. Медленное увеличение расстояния между эшелонами и антиэшелонами при их движении в противоположных направлениях за счет присоединения адатомов дает возможность для достаточно точного определения величины критической ширины террас, при которой происходит формирование двумерных островков роста. Результаты этих измерений, представленные в аррениусовских координатах, позволяют определить энергию активации процесса эпитаксиального роста. Было показано, что температурная зависимость критического расстояния характеризуется энергией активации, зависящей от величины потока осаждаемых адатомов (рис. 13).

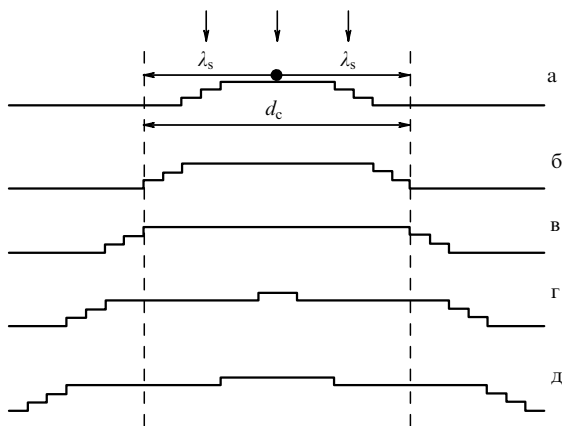


Рис. 12. Схема изменения (а–д) морфологии поверхности, содержащей эшелон и антиэшелон, в процессе эпитаксиального роста с формированием двумерного островка.

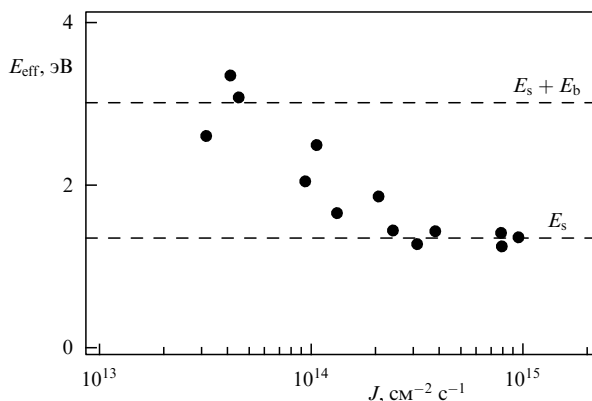


Рис. 13. Эффективная энергия активации, определяющая температурную зависимость критического расстояния для формирования двумерных островков роста, при различных значениях потока атомов на поверхность.

Принято считать, что диффузионная длина адатомов λ_s определяется классическим соотношением Эйнштейна

$$\lambda_s^2 = 2D_s\tau_s,$$

где $D_s = D_0 \exp(-E_s/kT)$ — коэффициент диффузии отдельного адатома, E_s — энергия активации поверхностной диффузии отдельного адатома, $D_0 = va^2 \exp(S/k)$ — предэкспоненциальный множитель, описываемый межатомным расстоянием a и энтропией активации S , и τ_s — время жизни одиночного адатома, которое при достаточно высоких температурах определяется десорбцией адатомов с поверхности: $\tau_s = v^{-1} \exp(E_{des}/kT)$, где E_{des} — энергия десорбции. Для температуры подложки, при которой десорбция несущественна, время жизни адатомов определяется процессами их захвата поверхностными стоками, в том числе процессом формирования зародышей критического размера при островковом росте. Соотношение между d_c и числом атомов i в критическом зародыше имеет следующий вид:

$$2 \ln d_c \propto \Gamma_{i^*} \left(\ln J^{-1} - \frac{E_{i^*} + E_s}{kT} \right),$$

где $E_{i^*} = E_b(i^* - 1)$ — энергия связи адатомов в критическом зародыше размером i^* и Γ_{i^*} — параметр, связанный с размером островка как $i^*(i^* + 1)^{-1}$ [64] или $i^*(i^* + 2)^{-1}$ [65]. Отметим, что E_s может быть однозначно определено из экспериментальных данных для случая $E_{i^*} = 0$ или, другими словами, для случая, когда размер критического зародыша $i^* = 1$.

При увеличении размера критического зародыша температурная зависимость d_c определяется эффективной энергией активации E_{eff} :

$$E_{eff} = \frac{(E_{i^*}/i^* + E_s)i^*}{i^* + 1}.$$

Для достаточно большого числа атомов в зародыше критического размера ($i^* > 5$) эффективная энергия активации $E_{eff} \approx E_b + E_s$. В соответствии с экспериментальными данными, представленными на рис. 13, следует, что при потоке адатомов, меньшем $J^* \approx 3 \times 10^{14} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, измеряемая из экспериментальных данных величина энергии активации для температурной зависимости d_c представляет собой сумму энергии активации для диффузии адатомов $E_s \approx 1,3 \text{ эВ}$ и энергии связи для кремния $E_b = 1,7 - 2,2 \text{ эВ}$. Отметим, что использование соотношения Эйнштейна для определения диффузионной длины адатомов на поверхности кремния является корректным при потоке осаждаемых на поверхность атомов, превышающем $J^* \approx 3 \times 10^{14} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, т.е. для большого пересыщения. Данное обстоятельство объясняет широкий разброс значений энергии активации для диффузии адатомов на поверхности кремния, приводимых в различных экспериментах (см. обсуждение этой проблемы в [63]).

Реконструкция поверхности существенно изменяет расположение поверхностных атомов и может изменять диффузионную длину адатомов. С этой точки зрения интерес представляет измерение диффузионной длины в окрестностях температуры для сверхструктурного фазового перехода на поверхности кремния (111). На рисунке 14 приведены результаты *in situ* эксперимен-

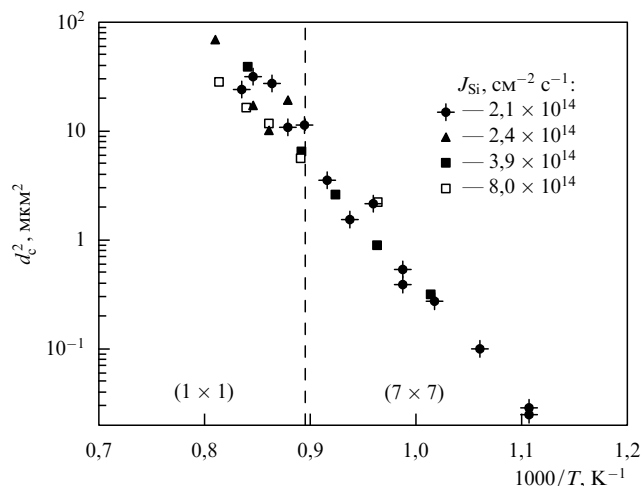


Рис. 14. Температурная зависимость критического расстояния для смены механизма эпитаксиального роста от ступенчато-слоевого к зарождению двумерных островков для различных значений потока атомов. Штриховой линией отмечена температура фазового перехода $(7 \times 7) \leftrightarrow (1 \times 1)$.

тов в СВВ ОЭМ для измерения температурной зависимости критической длины формирования двумерных островков при эпитаксии кремния, включая температуру сверхструктурного перехода $(1 \times 1) \leftrightarrow (7 \times 7)$ [66]. Видно, что сверхструктурная перестройка поверхности не приводит к существенному изменению диффузионной длины адатомов кремния. Таким образом, дальнедействующее взаимодействие между поверхностными атомами на перестроенной поверхности не сказывается существенно на процессах массопереноса на поверхности кремния (111).

В заключении данного раздела необходимо отметить, что диффузионная длина адатомов при высокой температуре, т.е. при заметной десорбции адатомов, в наших экспериментах составляет величины порядка нескольких микрометров (см. также раздел 4). Это соответствует соотношению Эйнштейна при достаточно большом значении предэкспоненциального множителя D_0 , как это обсуждалось ранее в [67]. Данное обстоятельство свидетельствует в пользу предположения о так называемых "длинных прыжках" адатомов при диффузии по поверхности кремния, при которых элементарный прыжок адатомов на поверхности значительно превышает межатомное расстояние [68].

7. Поведение моноатомных ступеней при гетероэпитаксии

Исследование процессов атомных перестроек при гетероэпитаксии германия на ступенчатой поверхности кремния (111) методом СВВ ОЭМ показало, что формирование первых монослоев подчиняется тем же закономерностям, что и в процессе гомоэпитаксии. Адаптомы германия встраиваются в моноатомные ступени подложки при ступенчато-слоевом механизме роста и формируют двумерные островки роста при ширине террас, меньшей критической $d_c = 2\lambda_s$. При этом температурная зависимость диффузионной длины адатомов германия λ_s определяется энергией активации $E_s \approx 1,2$ эВ [69]. В соответствии с фазовой диаграммой, полученной мето-

дом дифракции высокоэнергетических электронов, поверхность кремния (111), покрытая германием, характеризуется сверхструктурой, тип которой определяется температурой и количеством осажденного германия [70]. Использование контроля за формированием фракционных монослоев германия на ступенчатой поверхности кремния (111) позволяет реализовать условия получения правильных латеральных сверхрешеток, в которых полосы фракционного германия вдоль моноатомных ступеней поверхности чередуются с полосками кремниевой поверхности.

Основным фактором, затрудняющим формирование латеральных сверхрешеток при осаждении субмонослоев германия на поверхность кремния, является эффект кластеризации моноатомных ступеней подложки при полицентрическом зарождении реконструированных доменов, индуцированных германием. На рисунке 15 показано схематическое представление процесса кластеризации ступеней. Если граница распространяющегося по поверхности сверхструктурного домена встречается с моноатомной ступенью поверхности кремния, то в дальнейшем граница домена и моноатомная ступень движутся как единое образование до встречи с такой же моноатомной ступенью. В результате на поверхности преобладают ступени с высотой в несколько межатомных расстояний, т.е. происходит огрубление рельефа поверхности по сравнению с регулярным расположением моноатомных ступеней на исходной вицинальной

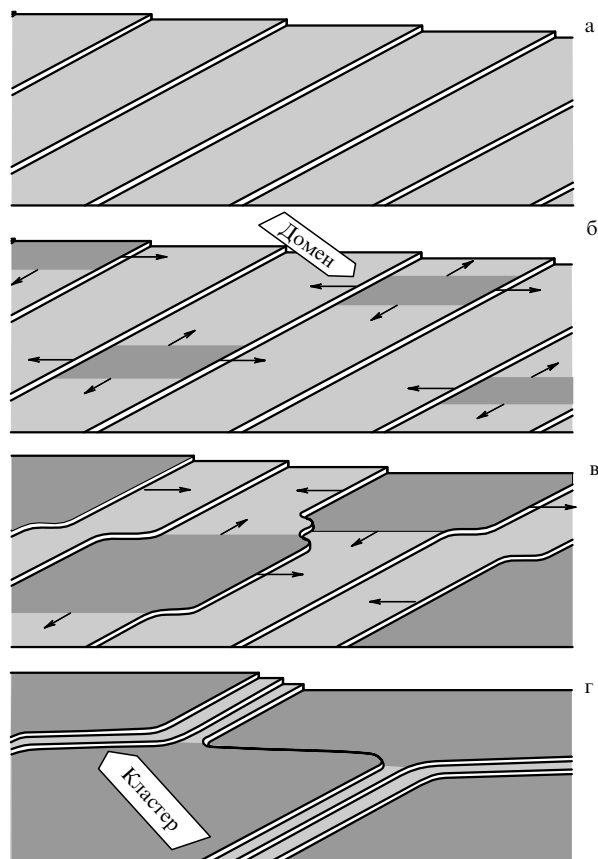


Рис. 15. Схема последовательных стадий формирования кластеров моноатомных ступеней на поверхности кремния при образовании и росте примесно-индуцированных сверхструктурных доменов (отмечены штриховкой).

поверхности кремния. Данный морфологический переход является обратимым и кластеризованные ступени рассыпаются на отдельные моноатомные ступени при обратном сверхструктурном переходе [71, 72].

Эффект кластеризования моноатомных ступеней при полицентрическом зарождении сверхструктурных доменов и условиях, обеспечивающих массоперенос между моноатомными ступенями, ограничивающими домены, наблюдался методом СВВ ОЭМ также при осаждении на поверхность кремния (111) атомов золота, кальция и меди. При этом было обнаружено сильное перераспределение моноатомных ступеней подложки в окрестностях границ сверхструктурных доменов. При формировании индуцированных кальцием доменов (3×1) обнаружено влияние направления электрического тока, нагревающего кристалл, на форму доменов и конфигурацию кластеров моноатомных ступеней поверхности, что обусловлено электромиграцией адсорбированных атомов [73].

8. Заключение

Исследование поведения моноатомных ступеней на поверхностях кремния с помощью *in situ* метода отражательной электронной микроскопии в сверхвысоком вакууме позволило обнаружить ряд необычных свойств моноатомных ступеней, в числе которых необходимо указать следующие: наличие полей упругих деформаций моноатомных ступеней; повышение динамического линейного натяжения ступеней при увеличении температуры в условиях сублимации; нестабильность системы моноатомных ступеней относительно формирования эшелонов и антиэшелонов моноатомных ступеней, индуцированная электромиграцией адатомов; попарное объединение моноатомных ступеней на поверхности (100); эффект перемещения моноатомных ступеней при сверхструктурном фазовом переходе на поверхности (111); кластеризование моноатомных ступеней при формировании примесно-индуцированных сверхструктурных доменов.

Большим преимуществом метода СВВ ОЭМ является возможность получения количественных данных об атомных процессах на поверхности из анализа поведения моноатомных ступеней, в том числе о характерных временах установления квазиравновесия, диффузионной длине и концентрации адсорбированных атомов. Важным представляется использование данного круга явлений на вицинальных поверхностях кремния для формирования различного рода самоорганизованных систем без применения литографии, в том числе упорядоченных систем эшелонов ступеней, полосок примесно-индуцированных сверхструктур вдоль эшелонов ступеней и латеральных поверхностных сверхрешеток.

В заключение авторы считают необходимым отметить существенный вклад в развитие и проведение основополагающих исследований методом СВВ ОЭМ преждевременно ушедшего из жизни профессора С.И. Стенина. Авторы глубоко признательны соавторам оригинальных работ — сотрудникам Института физики полупроводников СО РАН А.Б. Красильникову, Л.В. Литвину, Л.В. Соколову, Д.А. Насимову и сотрудникам Токийского института технологий К. Яги, Х. Минода, Я. Таниширо.

Данные исследования были поддержаны грантами РФФИ и программой Министерства науки и технологий РФ "Поверхностные атомные структуры" (грант 2-15).

Список литературы

1. Ржанов А В *Электронные процессы на поверхности полупроводников* (М.: Наука, 1971) с. 479
2. Hasegawa S, Ino S *Int. J. Mod. Phys. B* **7** 3817 (1993)
3. Бехштедт Ф, Эндерлайн Р *Поверхности и границы раздела полупроводников* (М.: Мир, 1990) с. 488
4. Нестеренко Б А, Снитко О В *Физические свойства атомарно-чистой поверхности полупроводников* (Киев: Наукова думка, 1983) с. 261
5. Нестеренко Б А, Ляпин В Г *Фазовые переходы на свободных гранях и межфазных границах в полупроводниках* (Киев: Наукова думка, 1990) с. 152
6. Wiesendanger R, Guntherodt H-J (Eds) *Scanning Tunneling Microscopy III* (Berlin, New York: Springer-Verlag, 1993)
7. Kondo Y et al. *Ultramicroscopy* **35** 111 (1991)
8. Aseev A L, Latyshev A V, Stenin S I *Electron Microscopy Vol. 2* (Budapest, 1984) p. 1215
9. Uchida Y, Lehmpfuhl G *Surf. Sci.* **188** 364 (1987)
10. Bauer E et al. *Ultramicroscopy* **31** 49 (1989)
11. Telieps W, Bauer E *Surf. Sci.* **162** 163 (1985)
12. Ruska E *Z. Phys.* **83** 492 (1933); Руска Э *УФН* **154** 243 (1988)
13. Takayanagi K et al. *J. Phys. Sci. Instrum.* **11** 441 (1978)
14. Асеев А Л, Латышев А В, Стенин С И, в сб. *Проблемы электронного материаловедения* (Новосибирск: Наука, 1986) с. 109
15. Латышев А В и др. Авт. свид. СССР № 1772702 с приоритетом от 26.01.1990
16. Osakabe N et al. *Surf. Sci.* **97** 393 (1980)
17. Ishikawa Y et al. *Surf. Sci.* **159** 256 (1985)
18. Wang Z L *Reflection Electron Microscopy and Spectroscopy for Surface Analysis* (Cambridge, New York: Cambridge Univ. Press, 1996) p. 430
19. Yagi K *Surf. Sci. Rep.* **17** 305 (1993)
20. Latyshev A V et al. *Surf. Sci.* **227** 24 (1990)
21. Alfonso C et al. *Surf. Sci.* **262** 371 (1992)
22. Bartelt N C et al. *Phys. Rev. B* **48** 15453 (1993)
23. Latyshev A V et al. *Phys. Rev. Lett.* **76** 94 (1996)
24. Latyshev A V et al. *Jpn. J. Appl. Phys.* **34** 5768 (1995)
25. Nozieres P, in *Solids Far from Equilibrium* (Ed. C Godreche) (Cambridge, New York: Cambridge Univ. Press, 1991) p. 1
26. Bartelt N C, Tromp R M, Williams E D *Phys. Rev. Lett.* **73** 165 (1994)
27. Uwaha M, Saito Y, Sato M *J. Cryst. Growth* **146** 164 (1995)
28. Schwoebel R L, Shipsey E J *J. Appl. Phys.* **37** 3682 (1966)
29. van Leeuwen C, van Rosmalen R, Bennema P *Surf. Sci.* **44** 213 (1974)
30. Латышев А В и др. *ДАН СССР* **300** 84 (1988)
31. Latyshev A V et al. *Surf. Sci.* **213** 157 (1989)
32. Litvin L V, Krasilnikov A B, Latyshev A V *Surf. Sci. Lett.* **244** L121 (1991)
33. Stoyanov S, Nakahara H, Ishikawa M *Jpn. J. Appl. Phys.* **33** 254 (1994)
34. Homma Y, Suzuki M *Appl. Surf. Sci.* **60/61** 479 (1992)
35. Suzuki M et al. *Appl. Surf. Sci.* **60/61** 460 (1992)
36. Tokumoto H, Iwatsuki M *Jpn. J. Appl. Phys.* **32** 1368 (1993)
37. Ramstad M J et al. *Europhys. Lett.* **24** 653 (1993)
38. Latyshev A V, Litvin L V, Aseev A L *Appl. Surf. Sci.* (1998) (in press)
39. Lighthill M J, Whitham G B *Proc. R. Soc. London Ser. A* **229** 281 (1955)
40. Чернов А А *УФН* **73** 277 (1961)
41. Гегузин Я Е, Кагановский Ю С *Диффузионные процессы на поверхности кристаллов* (М.: Энергоатомиздат, 1984) с. 128
42. Burton W K, Cabrera N, Frank F C *Philos. Trans. R. Soc. London Ser. A* **243** 299 (1951)
43. Stoyanov S *Jpn. J. Appl. Phys.* **29** L659 (1990); *Appl. Surf. Sci.* **60/61** 55 (1990); *Jpn. J. Appl. Phys.* **30** 1 (1991)

44. Natori A, Fujimura H, Fukuda M *Appl. Surf. Sci.* **60/61** 85 (1992)
45. Natori A, Fujimura H, Yasunaga H *Jpn. J. Appl. Phys.* **31** 1164 (1992)
46. Yasunaga H, Natori A *Surf. Sci. Rep.* **15** 205 (1992)
47. Марченко В И, Паршин А Я *ЖЭТФ* **79** 257 (1980)
48. Krug J, Dobbs H T *Phys. Rev. Lett.* **73** 1947 (1994)
49. Kandel D, Weeks J D *Phys. Rev. Lett.* **69** 3758 (1992); **72** 1678 (1994); **74** 3632 (1995)
50. Фикс В Б *ФТТ* **1** 1321 (1959)
51. Kandel D, Kaxiras E *Phys. Rev. Lett.* **76** 1114 (1996)
52. Latyshev A V, Krasilnikov A B, Aseev A L *Ultramicroscopy* **48** 377 (1993)
53. Latyshev A V, Krasilnikov A B, Aseev A L *Surf. Sci.* **311** 395 (1994)
54. Tanishiro Y, Takayanagi K, Yagi K *Ultramicroscopy* **11** 95 (1983)
55. Латышев А В, Асеев А Л, Стенин С И *Письма в ЖЭТФ* **47** 448 (1988)
56. Latyshev A V et al. *Surf. Sci.* **254** 90 (1991)
57. Kohmoto S, Ichimiya A *Surf. Sci.* **223** 400 (1989)
58. Iwatsuki M et al. *Appl. Surf. Sci.* **60/61** 580 (1992)
59. Yang Y-N, Williams E D *Phys. Rev. Lett.* **72** 1862 (1994)
60. Латышев А В и др. *Письма в ЖЭТФ* **48** 484 (1988)
61. Webb M et al. *Surf. Sci.* **242** 23 (1991)
62. Latyshev A V et al. *Phys. Status Solidi A* **113** 421 (1989)
63. Latyshev A V, Krasilnikov A B, Aseev A L *Phys. Rev. B* **54** 2586 (1996)
64. Stoyanov S J. *Cryst. Growth* **94** 751 (1989)
65. Venables J A, Spiller G D T, Hanbucken M *Rep. Prog. Phys.* **47** 399 (1984)
66. Latyshev A V, Krasilnikov A B, Aseev A L *Phys. Status Solidi A* **146** 251 (1994)
67. Alfonso C, Heyraud J C, Metois J J *Surf. Sci. Lett.* **291** 745 (1993)
68. Senft D C, Ehrlich G *Phys. Rev. Lett.* **74** 294 (1995)
69. Latyshev A V, Krasilnikov A B, Aseev A L *Thin Solid Films* **281/282** 20 (1996)
70. Lamin M A et al. *Surf. Sci.* **207** 418 (1989)
71. Aseev A L, Latyshev A V, Krasilnikov A B *J. Cryst. Growth* **115** 393 (1991)
72. Krasilnikov A B et al. *J. Cryst. Growth* **116** 178 (1992)
73. Krasilnikov A B, Latyshev A V, Aseev A L *Surf. Sci.* **290** 232 (1993)

Monoatomic steps on silicon surfaces

A.V. Latyshev, A.L. Aseev

Institute of Semiconductor Physics, Russian Academy of Sciences Siberian Branch

prosp. akad. Lavrent'eva 13, 630090 Novosibirsk, Russia

Tel. (7-3832) 33-52 82, 33-39 50

Fax (7-3832) 33-10 80, 33-27 60

E-mail: latyshev@thermo.isp.nsc.ru, aseev@thermo.isp.nsc.ru

The results of studies of monatomic steps on silicon surfaces using *in-situ* ultrahigh vacuum reflection electron microscopy are reviewed. The topics covered include the increase in dynamic step edge stiffness under non-equilibrium conditions; step bunch and step antibunch formation processes; electromigration effects; the anomalously high density of Si(111) adatoms; and the early stages of epitaxial growth.

PACS numbers: **68.35.p**, **68.35.Fx**, **68.55.a**, **81.15.Hi**

Bibliography — 73 references

Received 26 January 1998