

11;12

Процессы в открытых системах на поверхностях кристаллов с низкими индексами Миллера

© В.А. Войтенко

Санкт-Петербургский технический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 31 марта 2000 г.)

Собраны и проанализированы экспозиционные характеристики, полученные при выращивании различных пленок на естественных, с низкими индексами Миллера поверхностях некоторых кристаллов. Построена эволюционная теория, объясняющая их характерный вид. Показано, что наблюдаемая форма дозовых характеристик говорит о реконструкции, неравновесном структурном фазовом переходе, происходящем на поверхности. Проведен количественный анализ существующих экспериментов. В частности, получена количественная оценка того, в какой степени покрытие свинцом замедляет окисление никелевой поверхности. При интенсивном световом или при электронном облучении кремния преимущественными центрами образования точечных и протяженных радиационных дефектов, а также локальных областей плавления являются дивакансии. Для некоторых двумерных систем (дивакансий, атомов серы на поверхностях пассивированных полупроводников, оксидных пленок) определены времена задержки и времена эволюции возникающей самоорганизованной структуры.

Введение

В открытой ростовой системе на поверхностях кристаллов для процессов зародышеобразования пленок характерно возникновение периодических флуктуаций концентрации адатомов. Возможны различные способы развития двумерных зародышей новой фазы, по механизму Фольмера–Вебера и Странского–Крастанова, но определяющим является именно возникновение крупномасштабных периодических флуктуаций [1].

В недавних работах [2,3] производилось нанесение магнитной пленки с помощью экранируемого, охлаждаемого жидким азотом распылителя на подвергнутые сульфидной пассивации поверхности полупроводников Ge и GaAs. Аналогичное распыление кислорода на поверхность чистого и покрытого свинцом никеля проделано в [4]. Пассивация поверхности серебра хлором при распылении в сверхвысоком вакууме изучалась в [5]. Развиваются автоматизированные методы контроля ростовой поверхности. Один из них связан с определением временной зависимости яркости электронных дифракционных картин [6], которая исследуется в настоящей работе. Эти исследования подтвердили известный из биологии [7] и экономики [8] результат, согласно которому свойства открытых систем более тесно, чем в равновесном случае, связаны с характером их микроскопических взаимодействий. Тем не менее обычно удается выявить общие эмпирические закономерности, объяснению которых для случая пленок посвящена данная работа. В частности, обсуждается роль температуры распыления пленок. С одной стороны, с ростом температуры распыления (магнитной пленки, или при пассивации, окислении) происходит значительная взаимная диффузия основных контактирующих компонент. При этом

магнитный момент железной пленки оказывается равным нулю, а сверхрешетка разрушается. С другой стороны, при понижении температуры напыления уменьшение диффузии вдоль поверхности соприкосновения приводит к тому, что выращенная пленка, например фотокатод, оказывается очень груба и высокодефектна. Сбережение магнитную структуру пленок или кристаллическую отдельных слоев фотокатода, не ухудшив при этом резкости, плоскостности границ, позволяет применение буферных покрытий.

Сохранение стабильного роста энергетически невыгодной свободной поверхности железа при газозпитанном наращивании пленок его гранцентрированной кубической модификации на сульфидированную поверхность (100) полупроводников связывается в [2,3] с взаимодействием атомов серы и растущего слоя. Уменьшение энтропии роста достигается, по-видимому, за счет всплывания слоя серы на свободную поверхность. Контроль процессов на поверхности осуществляется методами оже-электронной спектроскопии [2–4] и дифракции медленных электронов [2,3]. Несмотря на перспективы практических применений и большое число теоретических моделей [9,10], на данный момент по-прежнему нет ясности с эволюционными процессами, которые происходят при адгезии пленок низкоиндексными поверхностями (поверхностями с малыми индексами Миллера).

На микроскопическом уровне залог формирования идеальной пленки на полупроводниковой поверхности, по-видимому, состоит в отсутствии электронной орбитали у наносимых атомов, дающей энергетический уровень в запрещенной зоне основного кристалла. При этом не происходит переноса заряда на связывающие орбитали, поэтому атомы покрытий могут свободно перемещаться вдоль поверхности или границы. При таком перемещении и возникают те самые крупномасштабные флуктуа-

ции концентрации, на базе которых формируются кластеры новой фазы, как и при диффузионном распаде твердых растворов [1]. В целом основным явлением, определяющим структуру, морфологию и резкость возникающей пленки, является диффузия более легкого атома (серы, кислорода) вдоль границы между более тяжелыми веществами (полупроводником и железом, никелем и свинцом). Например, вероятность образования сульфидных связей на поверхности полупроводника при сульфидировании определяется диффузией вакансий кислорода в окисной пленке [11]. Примененная в [4] к случаю окисления чистого никеля трехмерная диффузионная теория роста не позволила дать какого-либо объяснения первому плато на экспозиционной зависимости интенсивности кислородного оже-пика. Экспозиционная кривая окисления никеля со свинцовым покрытием в [4] вообще никак не интерполируется; экспериментальным точкам не сопоставляется никакой модели. Авторы работ [2,3] также не приводят никакой аппроксимации для полученной ими экспозиционной зависимости яркости картины дифракции медленных электронов. Все это проделано в настоящей работе. Показано, что удовлетворительное согласие теории с экспериментом можно получить, предполагая, что эволюционные процессы на поверхности начинаются со слияния пары диффундирующих адатомов. Сетка нанокластеров, возникающая в процессе напыления на поверхности, определяется количеством начальных протопар. Внешне ситуация представляется так, как если бы в течение всего процесса конденсации адатомов критические зародыши содержали бы всего по одной паре.

Теория эволюционных процессов Странского–Крастанова

Адгезия пленок железа на сульфидированные (100) — поверхности полупроводников стабилизируется благодаря непрерывной сегрегации серы сквозь упорядоченный $C(2 \times 2)$ железный слой. Стабилизация процесса, как явствует из сходства дозовых характеристик, происходит и при окислении поверхности никеля (100); здесь поперечное поверхности движение происходит внутрь. В обоих случаях ключевым событием служит образование молекул типа FeS_2 и NiO_2 , например



Предположим, что не только в поперечном, но и в параллельном границе раздела движении принимают участие только самые легкие из адсорбированных атомов (сера, кислород), миграция же тяжелых атомов (железа, свинца) отсутствует. При нанесении железной пленки инициируется диффузионное движение в ранее адсорбированном слое атомов серы, которое сопровождается всплыванием серы на свободную поверхность в перпендикулярном направлении. Диффузия происходит

в соответствии с уравнением

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \text{div}(nb\mathbf{F} - D\nabla n) = G(n) - \frac{n}{\tau}. \quad (2)$$

Здесь n — концентрация адсорбированных атомов в расчете на единицу поверхности; D — коэффициент диффузии атомов параллельно поверхности; τ — время жизни атомов на поверхности относительно десорбции; $G(n)$ есть темп генерации адсорбированных атомов на поверхности; \mathbf{F} есть упругая сила [12], которая возникает ввиду зависимости постоянной решетки от состава пленки; b есть подвижность. В (2) $G(n)$ и \mathbf{F} рассматриваются как функции концентрации n . Согласно (1), для формирования одной сульфидной связи, способствующей адгезии железной пленки–покрытия на сульфидированную полупроводниковую подложку, требуется локализация на одном неподвижном атоме железа сразу двух атомов серы. Оксид никеля имеет переменный состав вида NiO_x с $x \in [0.98, 1.7]$ и потому [13] может рассматриваться как твердый раствор двух соединений NiO и NiO_2 . Таким образом, вероятность независимой локализации сразу пары атомов кислорода вблизи одного атома никеля существенна и для образования оксидной пленки.

Однородно протекающие химические решеточные реакции, такие как образование составных, вторичных радиационных дефектов [14,15], окисление или синтез молекул (1) удовлетворяют уравнению баланса

$$G(n) = \frac{n}{\tau}. \quad (3)$$

В двумерном случае [11,15–17] уравнение (3) может приводить к бистабильности атомного покрытия, т.е. к его стремлению находиться в одном из двух состояний с разной установившейся концентрацией n . Для этого необходимо, чтобы темп генерации $G(n)$ первичных квазичастиц был бы нелинейной функцией концентрации n . Среди множества открытых систем часто встречаются объекты рассматриваемого типа. Так, переход к бистабильности решений однородного уравнения баланса (3) происходит в случае, например, теплопроводящих [16] или оптических [17] систем, а также при радиационном дефектообразовании [14,15]. Такой структурный фазовый переход может быть связан с тем, что образование химической связи на начальной и конечной стадиях реакции происходит с разной скоростью. Например, образование молекулы сульфида FeS является более высокоактивируемым процессом, характеризующимся меньшей вероятностью G_1 , чем вероятность присоединения (G_2) атома серы к слою, уже имеющему такие молекулы. Это означает, что $G_2 > G_1$ и график функции $G(n)$ имеет вид, показанный на рис. 1 сплошной кривой. Хорошо установлено существование нескольких стадий окисления (никеля кислородом [4] или серебра хлором [5]), включающих 1) хемисорбцию окислителя на свободную поверхность, 2) полное окисление поверхности до образования одного или нескольких монослоев окисла, 3) медленное утолщение окисной пленки.

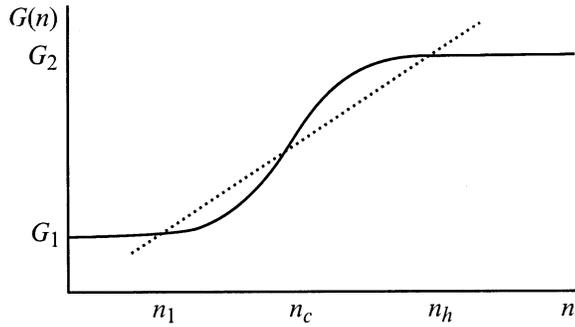


Рис. 1. Схематические зависимости приходного $G(n)$ (сплошная кривая) и уходного n/τ (пунктир) членов кинетического уравнения (2) от концентрации частиц n . На горизонтальной оси отмечены устойчивые n_1 и n_h и неустойчивое n_c решения стационарного однородного уравнения (3); на вертикальной оси — предельные значения G_1 и G_2 для функции $G(n)$.

Несколько стадий реакции приводят к немонотонной ее скорости как функции n , что соответствует нелинейной зависимости $G(n)$. Как указывалось выше, уравнение (3) может в случае указанной нелинейности $G(n)$ иметь три решения. Среди отмеченных на рис. 1 решений, отвечающих разреженному n_1 , промежуточному n_c и плотному n_h , состоянию системы адсорбированных атомов или иных квазичастиц двум устойчивым ее состояниям отвечают крайние решения. В промежуточной области концентраций $n_1 < n < n_h$ уравнение баланса (3) приводит к бистабильности однородного состояния системы. Возникающая вследствие этого неустойчивость решений диффузионно-кинетического уравнения (2) может быть рассмотрена по аналогии с известными из гидродинамики бифуркациями [18].

Существуют два известных из гидродинамики и различающихся симметрией режима потери устойчивости решений дифференциальных уравнений [18]. Из экспериментальные проявления весьма разнообразны и состоят для поверхностей в том, что на них образуются геометрические узоры различных форм. Они наблюдаются на металлических электродах при электрополировании [19], в виде областей плавления на освещенном кремнии [20]. Режим изотропной турбулентности куэттовского течения (например, в пространстве между коаксиальными цилиндрами) соответствует в (2) случаю равной нулю упругой силы $\mathbf{F} = 0$. Он приводит к преобразованию замкнутых изолиний. Другой режим, допускающий линейный анализ устойчивости по критерию Ляпунова (см., например, [21]), характеризуется плоской симметрией и отвечает паузейловому течению [18]. Ляпуновские экспоненты переводят ламинарное движение в турбулентный режим; обобщение этого закона на фазовое пространство определяет новое характерное время системы [22]. Именно плоский режим реализуется при выращивании железной пленки на поверхностях полупроводников Ge, GaAs. При всасывании пассивирующего границу полупроводника слоя серы сквозь железный

слой концентрация атомов n максимальна у границы и сходит на нет у свободной поверхности из-за испарения. Приблизительно это кинетическое состояние описывается установлением линейного градиента $\partial n/\partial x = \text{const}$. В качестве оси x взят перпендикуляр к плоскости поверхности. Проведя фурье-преобразование по продольной поверхности координате y , которая ориентирована параллельно \mathbf{F} [15,18], получим для линейной добавки к стационарной концентрации

$$\delta n = A(t) \exp\{i(ky - \omega t)\} f(x), \quad (4)$$

где k и ω — волновой вектор и частота волнообразного возмущения.

В этом же приближении представим функции $G(n)$ и $F(n)$ в виде разложений по малой добавке δn

$$F(n) = C\delta n, \quad G(n) = \left(\frac{1}{\tau} + \nu\right) \delta n. \quad (5)$$

Здесь C — коэффициент линейного разложения, определяемого упругой силой [12], возникающей под действием облучающего пучка частиц, частота ν равна

$$\nu = \frac{\partial G}{\partial n} - \frac{1}{\tau}. \quad (6)$$

Подставляя (4)–(6) в (2), получим, как подробнее описано в [15], что вдоль поверхности устанавливается продольная волна; при постоянстве градиента $\partial n/\partial x$ она характеризуется частотой $\omega = knCb$ и затуханием $\gamma = k^2D - \nu$. Поэтому достаточным условием устойчивости решений (2) в смысле Ляпунова является значительный сток частиц

$$\frac{1}{\tau} \geq \frac{\partial G}{\partial n}. \quad (7)$$

Условие (7) выполняется в области крайних корней n_1 и n_h , вблизи которых поэтому химическая решетчатая реакция идет устойчиво и однородно. Если же сток частиц недостаточен, так что $\nu > 0$, то возможно отрицательное затухание $\gamma = k^2D - \nu < 0$. Это имеет место в центральной части рис. 1, где в некоторой области корня (3) прямая n/τ имеет меньший, чем у кривой $G(n)$, горизонтальный наклон. При нарушении критерия устойчивости (7) происходит рост амплитуды $A(t)$ в соответствии с ляпуновской экспонентой [22] вследствие отрицательного затухания γ . Вместе с тем этот рост ограничивается нелинейной природой уравнения (2). Усредненное по периоду волны уравнение для квадрата модуля амплитуды $A(t)$, описывающее ее насыщение, можно получить методом Ландау [18]. Конечно, есть ограничения, присущие этому методу, но выполненное ниже сравнение с экспериментом [2–4] говорит, что, по-видимому, все они выполнены. Именно фактическая граница устойчивости, находящаяся из критерия Ляпунова [21,22], должна определяться тем единственным видом возмущений и той самой частотой $\omega(k)$, которые дают

равное нулю затухание $\gamma = 0$. При этом удается провести разложение усредненной временной производной от $|A|^2$, т.е. $\langle \partial|A|^2/\partial t \rangle$, по A , в котором по причинам, указанным в [18], достаточно удерживать только несколько ближайших, не исчезающих при усреднении членов. Члены нечетных порядков по амплитуде A непременно содержат периодический множитель и при усреднении выпадают. Среди членов четного, например четвертого, порядка по A есть слагаемые типа $A^2 A^{*2} = |A|^4$, при усреднении не выпадающие.

Здесь, следует заметить, возвращаясь к упомянутым ограничениям принятого метода, что рассматриваемые временные производные типа $\langle \partial|A|^2/\partial t \rangle$ являются прямыми математическими аналогами "вероятностей перехода в единицу времени", которые вычисляются по теории возмущений из нестационарного уравнения Шредингера квантовой механики [23]. В этом смысле метод Ландау применим для невырожденных систем. При температуре абсолютного нуля любая система находится в невырожденном состоянии. Аналогом температуры для открытых систем является, по-видимому, интенсивность внешнего воздействия, так что развиваемая здесь теория применима для исчезающе малых внешних потоков. В финансово-кредитной области знаний [8] сделанные ниже выводы могут быть интересны при недофинансировании. Наш интерес к квадрату модуля $|A|^2$ в данном случае связан с тем, что вероятность слияния на единице площади пары атомов или образования других подобных микро-структур, например дивакансий, пропорциональна статистическому весу — числу сочетаний $C_n^2 = n(n-1)/2$. Усредняя разложение этого числа в ряд по амплитуде A , получим как раз $|A|^2$, при этом темп генерации сульфидных связей, молекул FeS_2 , окислов NiO_2 или дивакансий в пластинах кремния равен

$$\frac{\partial N_W}{\partial t} = \frac{1}{2} \left\langle \frac{\partial |A|^2}{\partial t} \right\rangle. \quad (8)$$

Он дается средней временной производной от величины указанного типа. Выражая постоянную Ландау α , введенную в [18] в аналогичном разложении, через предельную концентрацию двойных связей N_{0W} , получим

$$\frac{\partial N_W}{\partial t} = \frac{N_W}{\tau_l} \left(1 - \frac{N_W}{N_{0W}} \right), \quad (9)$$

где τ_l есть характерное время определяемое ляпуновской экспонентой [22].

Ранее было показано [11,15], что по прошествии этого времени происходит фиксация крупномасштабных флуктуаций δn , которые приводят к эволюции структуры полупроводниковых пластин и в ряде случаев наблюдаются в виде характерных узоров на поверхности. Решением уравнения (9) является экспозиционная дозовая характеристика эволюционного вида

$$N_W = \frac{N_{0W}}{1 + \exp[(t_0 - t)/\tau_l]}. \quad (10)$$

Скейлинговые соображения позволяют однозначно сопоставить параметры напыления пленок в [2–4] или выжигания расплавленных областей в [20] с выражающими их теоретическими константами, что фактически уже проведено в формуле (10). Поскольку уравнение (9) первого порядка, то при его интегрировании возникла единственная постоянная, обозначенная в (10) как $\exp(t_0/\tau_l)$. Есть основания думать, что входящая сюда константа t_0 — это именно то время, которое требуется для накопления кинетической энергии, необходимой на "раскачку" соответствующей флуктуации. Например, задержка t_0 может произойти между началом бомбардировки поверхности атомами железа и всплыванием с поверхности атомов серы из-за инерции последних. Время задержки t_0 может считаться не зависящим от интенсивности внешнего воздействия I , в частности от плотности потока атомов извне. Примечательна зависимость от интенсивности воздействия I эволюционного времени τ_l . Учитывая сказанное относительно малости внешнего воздействия I , проведем разложение обратного времени в ряд по I : $\tau_l^{-1} = \xi + \eta I$, где ξ и η есть положительные феноменологические константы. Завершая рассмотрение теории эволюционных процессов Странского–Крастанова, заметим, что именно так растут латеральные структуры — квантовые нити и точки. Они формируются благодаря диффузионному механизму возникновения единичного монослоя, который сопровождается распадом по механизму Странского–Крастанова. Напротив, для выращивания сверхрешеток требуется использование вицинальной поверхности [24] и в таком росте тепловая диффузия приводит к разрушению террас роста.

Анализ экспериментальных результатов

Структура напыленных на пассивированные поверхности полупроводников железных пленок контролировалась в [2,3] методом дифракции медленных электронов (LEED). Построенная выше теория позволяет описать характерный эволюционный вид полученной по LEED-исследованиям экспозиционной характеристики. При окислении чистой и покрытой свинцом поверхности никеля [4] измерения проводились по интенсивности кислородного оже-сигнала, который, как оказалось, также зависит от времени экспозиции. В последнем случае частичному окислению подвергалась также свинцовая пленка; процесс окисления заключался в диффузии кислорода в промежутке между никелем и свинцом. Ситуация была в целом такая же, как и при нанесении железных пленок на сульфидированную поверхность. Удовлетворительное согласие теории с экспериментом указывает на неоднородную реконструкцию полупроводниковых и металлических поверхностей в процессе напыления.

На рис. 2 показано изменение интенсивности сигнала дифракционных рефлексов квадратной решетки атомов

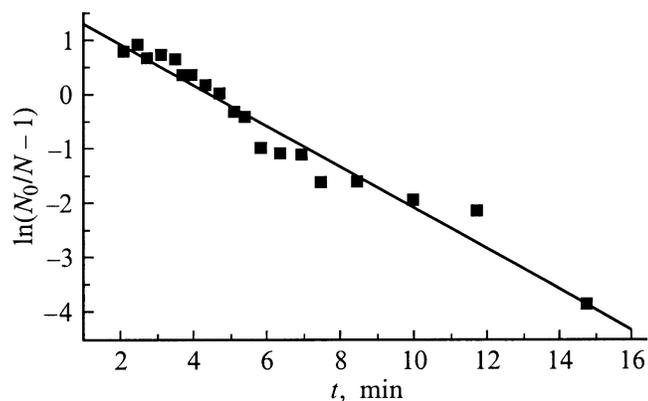


Рис. 2. Изменение яркости дифракционного рефлекса S/Fe (100) [1/2,1/2] в процессе распыления железа при 150°C. Экспериментальные значки представлены согласно [2], а кривая получена линейным методом наименьших квадратов по (10). Параметры подгонки $a = t_0/\tau_1 = 1.66$ и $b = 1/\tau_1 = -0.37 \text{ min}^{-1}$.

серы на поверхности железа S/Fe (100) [1/2,1/2]-LEED-точек в процессе распыления железа при температуре 150°C согласно работе [2]. В процессе напыления железа и всплытия атомов серы вокруг пар атомов серы формируется цепочка и так образуется кластер квадратной решетки атомов серы. Мы считаем, что яркость S/Fe (100) [1/2,1/2]-LEED-точек пропорциональна числу образовавшихся таким образом нанокластеров, т.е. числу первоначальных пар — молекул FeS₂. В связи с этим прямая линия выражает подгонку дозовой зависимости указанных дифракционных рефлексов с помощью формулы (10). На рис. 2 указаны численные значения коэффициентов представления прямой $y = a + bt$; соответствующее время эволюции $\tau_1 = -1/b$ для рис. 2 получилось равным $\tau_1 = 2.70 \text{ min}$. Хорошее выполнение условий теории ограниченно-неоднородной реконструкции поверхности (10), на наш взгляд, предопределило сохранение магнитных свойств пленок [2]. Примечательно, что это высокое качество было получено при относительно невысокой температуре распыления $t = 150^\circ\text{C}$, достигнутой благодаря преимуществам методики сульфидирования [11]. Подгоночное время задержки оказалось равным $t_{02} = 4.48 \text{ min}$. Магнитная структура пленки контролируется образованием внутри нее сульфидных пар. Разбиение всего слоя железа на области с малой концентрацией серы n_l и с большой концентрацией n_h объясняет сохранение магнитных свойств пленки при ее насыщении серой. При этом магнитные домены замыкаются по областям с малой концентрацией серы n_l .

На рис. 3,4 показаны дозовые характеристики процессов окисления чистой и покрытой свинцом поверхности никеля. Кривые выражают подгонку указанных экспериментальных значков, полученных методом оже-спектроскопии, при помощи формулы (10) по линей-

ному методу наименьших квадратов. Время эволюции $\tau_1 = -1/b$ для чистой поверхности (рис. 3) получилось равным $\tau_1 = 3.00 \text{ min}$ и для покрытой свинцом (рис. 4) — $\tau_1 = 26.3 \text{ min}$. Времена задержки t_0 также отличаются почти на порядок, а именно: $t_{01} = 8.3 \text{ min}$ для чистой поверхности и $t_{02} = 48.4 \text{ min}$ для покрытой свинцом поверхности. Хорошее совпадение между экспериментом и построенной здесь теорией, так же как и в случае железных пленок, указывает на качество пленок; напыление кислородных пленок производилось при комнатной температуре. Указанное различие времен для двух условий окисления характеризует защитное действие свинцовой оболочки и также подтверждает адекватность теории.

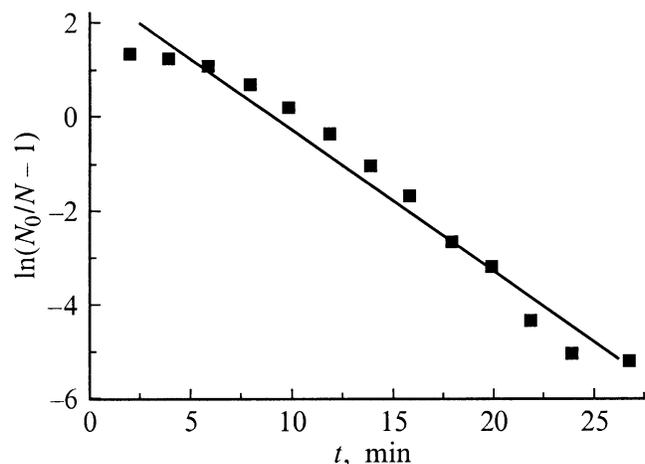


Рис. 3. Высота кислородного оже-пика как функция времени распыления кислорода на чистую никелевую поверхность (100). Экспериментальные значки представлены согласно работе [4], а кривая получена линейным методом наименьших квадратов по (10). Параметры подгонки $a = t_0/\tau_1 = 2.77$ и $b = 1/\tau_1 = -0.33 \text{ min}^{-1}$.

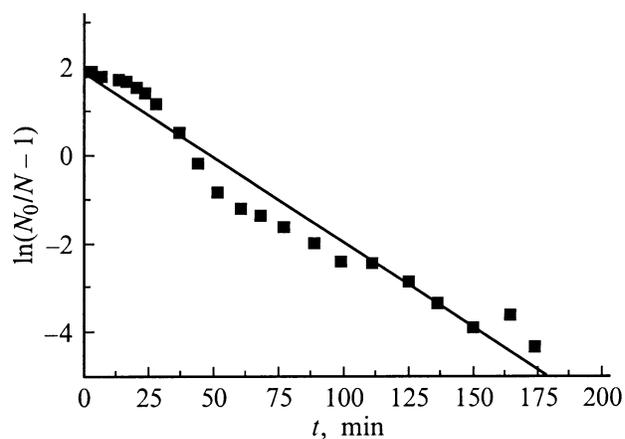


Рис. 4. То же, что на рис. 3, для распыления кислорода на покрытую свинцом никелевую поверхность (100). Параметры подгонки $a = t_0/\tau_1 = 1.84$ и $b = 1/\tau_1 = -0.038 \text{ min}^{-1}$.

Список литературы

- [1] *Karpov V.G., Grimsdith M.* // Phys. Rev. B. 1995. Vol. 51. N 13. P. 8152.
- [2] *Anderson G.W., Ma P., Norton P.R.* // J. Appl. Phys. 1996. Vol. 79. P. 5641-5645.
- [3] *Anderson G.W., Hanf M.C., Norton P.R.* // Phys. Rev. Lett. 1995. Vol. 74. P. 2764-2744.
- [4] *Argile C.* // Surf. Sci. 1998. Vol. 409. P. 265-271.
- [5] *Андрюшечкин Б.В., Ельцов К.Н., Мартынов В.В.* // Поверхность. 1999. № 8. С. 72-78.
- [6] *Петров В.Н., Демидов В.Н., Корнеева Н.П. и др.* // ЖТФ. 2000. Т. 70. Вып. 5. С. 97-101.
- [7] *Ратис Е.Г.* // ЖТФ. 2000. Т. 70. Вып. 1. С. 122-133.
- [8] *Cavagna Andrea, Garrahan Juan P., Giardina Irene, Sherrington David* // Phys. Rev. Lett. 1999. Vol. 83. N 21. P. 4429-4432.
- [9] *Venables J.A., Spiller G.D.T., Hanbucken M.* // Rep. Prog. Phys. 1984. Vol. 47. N 4. P. 399-459.
- [10] *Кужушкин С.А., Слезов В.В.* Дисперсионные системы на поверхности твердых тел: механизмы образования тонких пленок. Л.: Наука, 1996.
- [11] *Войтенко В.А., Мальханов С.Е.* // Поверхность. 1999. № 10. С. 72-78.
- [12] *Ipatova I.P., Malyshkin V.G., Shchukin V.A. et al.* // Physics of Low Dim. Structures. 1997. Vol. 3-4. P. 23-29.
- [13] *Кипнис А.Я.* // Популярная библиотека химических элементов. Т. 1. М.: Наука, 1977.
- [14] *Войтенко В.А., Мальханов С.Е.* // ЖЭТФ. 1997. Т. 112. Вып. 2. С. 707-714.
- [15] *Войтенко В.А., Мальханов С.Е.* // ЖЭТФ. 1998. Т. 114. Вып. 3. С. 1067-1078.
- [16] *Субашиев А.В., Фишман И.М.* // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. Вып. 6. С. 2264-2268.
- [17] *Розанов Н.Н.* Оптическая бистабильность и гистерезис в распределенных нелинейных системах. М.: Наука, 1997.
- [18] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Гидродинамика. М.: Наука, 1986.
- [19] *Yuzhakov V.V., Hsueh-Chia Chang, Miller A.E.* // Phys. Rev. B. 1997. Vol. 56. P. 12 608-12 614.
- [20] *Фаттахов Я.В., Хайбуллин И.Б., Баязитов Р.М. и др.* // Поверхность. Физика, химия, механика. 1989. № 11. С. 61-69.
- [21] *Корн Г., Корн Т.* Справочник по математике. М.: Наука, 1973.
- [22] *Arjendu K. Pattanayak* // Phys. Rev. Lett. 1999. Vol. 83. N 2. P. 4526-4529.
- [23] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Квантовая механика. Нерелятивистская теория. М.: Наука, 1989.
- [24] *Алейнер И.Л., Сурис Р.А.* // ФТТ. 1992. Т. 34. Вып. 5. С. 1522-1540.