

К. Л. Чопра

Электрические явления в тонких пленках
Физика твердого тела

Москва
«Книга по Требованию»

УДК 53
ББК 22.3
К11

К11 **К. Л. Чопра**
Электрические явления в тонких пленках: Физика твердого тела / К. Л. Чопра – М.: Книга по Требованию, 2013. – 414 с.

ISBN 978-5-458-33110-4

Избранные главы из книги Thin film phenomena. Книга представляет собой фундаментальный труд по вопросам зарождения, роста и структуры тонких слоев, явлениям переноса носителей тока в аморфных, поликристаллических и эпитаксиальных пленках металлов, полупроводников и диэлектриков. Особое место в книге отводится тонкопленочной сверхпроводимости; освещены вопросы возможного применения этого явления в новой технике.

ISBN 978-5-458-33110-4

© Издание на русском языке, оформление
«YOYO Media», 2013
© Издание на русском языке, оцифровка,
«Книга по Требованию», 2013

Эта книга является репринтом оригинала, который мы создали специально для Вас, используя запатентованные технологии производства репринтных книг и печати по требованию.

Сначала мы отсканировали каждую страницу оригинала этой редкой книги на профессиональном оборудовании. Затем с помощью специально разработанных программ мы произвели очистку изображения от пятен, клякс, перегибов и попытались отбелить и выровнять каждую страницу книги. К сожалению, некоторые страницы нельзя вернуть в изначальное состояние, и если их было трудно читать в оригинале, то даже при цифровой реставрации их невозможно улучшить.

Разумеется, автоматизированная программная обработка репринтных книг – не самое лучшее решение для восстановления текста в его первоизданном виде, однако, наша цель – вернуть читателю точную копию книги, которой может быть несколько веков.

Поэтому мы предупреждаем о возможных погрешностях восстановленного репринтного издания. В издании могут отсутствовать одна или несколько страниц текста, могут встретиться невыводимые пятна и кляксы, надписи на полях или подчеркивания в тексте, нечитаемые фрагменты текста или загибы страниц. Покупать или не покупать подобные издания – решать Вам, мы же делаем все возможное, чтобы редкие и ценные книги, еще недавно утраченные и несправедливо забытые, вновь стали доступными для всех читателей.

атом гораздо легче атомов подложки или если его кинетическая энергия велика, то коэффициент соударения много меньше единицы.

Среднее время релаксации τ_e , необходимое для того, чтобы атом пришел в термическое равновесие с подложкой, должно быть по оценкам [13] меньше $2/\nu$, где ν — частота колебаний атома на поверхности. По Мак-Карролу и Эрлиху [14] в том случае, когда массы налетающего и ударяемого атомов сравнимы, захваченный атом теряет почти всю энергию E_I , кроме нескольких процентов, уже за первые три периода колебаний решетки. Такой атом перемещается по поверхности. Среднее время его жизни на ней до десорбции запишется в виде

$$\tau_s = (1/\nu) \exp(Q_{\text{дес}}/kT). \quad (1.2)$$

Следовательно,

$$\tau_e \approx 2\tau_s \exp(-Q_{\text{дес}}/kT). \quad (1.3)$$

При большой энергии связи ($Q_{\text{дес}} \gg kT$) время τ_s имеет очень большую величину, а τ_e — малую. В этом случае термическое равновесие устанавливается быстро, и атомом можно считать локализованным и диффундирующим по поверхности отдельными перескоками. Если же $Q_{\text{дес}} \approx kT$, то равновесие атомов с поверхностью устанавливается не сразу и, следовательно, атомы остаются «горячими», вследствие чего коэффициент конденсации оказывается меньше единицы. В этом случае подвижные атомы можно рассматривать как частицы некоего двумерного газа и использовать для анализа их поведения кинетическую теорию газов. Ради удобства расчетов в теориях зародышеобразования полагают, что в адсорбированном слое устанавливается термодинамическое равновесие и что кинетической энергией в процессах конденсации можно пренебречь.

За период жизни в адсорбированном состоянии атомом, пришедший в равновесие с подложкой, мигрирует по поверхности со средней длиной диффузионного пробега \bar{X} , определяемой броуновским движением по формуле Эйнштейна

$$\bar{X}^2 = (2D_s\tau_s)^{1/2} = (2\nu\tau_s)^{1/2} a \exp(-Q_{\text{диф}}/2kT) = \quad (1.4)$$

$$= 2^{1/2} a \exp[(Q_{\text{дес}} - Q_{\text{диф}})/2kT], \quad (1.4a)$$

где a — расстояние перескока между адсорбционными узлами поверхности, $Q_{\text{диф}}$ — энергия активации перескока при поверхностной диффузии, а коэффициент поверхностной диффузии D_s равен $a^2\nu \exp(-Q_{\text{диф}}/kT)$.

Ясно, что $Q_{\text{дес}}$ и $Q_{\text{диф}}$ играют важную роль в процессе конденсации, и их величины, следовательно, представляют большой

Таблица I.1

Экспериментальные данные по энергии связи $Q_{\text{дес}}$ и энергии активации поверхностной диффузии $Q_{\text{диф}}$ в некоторых типичных системах

Конденсат	Подложка	$Q_{\text{дес}}$, эВ	$Q_{\text{диф}}$, эВ	Источники
Ag	NaCl		0,2	27
			0,15 (испарение) 0,10 (катодное распыление)	52
Al	NaCl	0,6		6
	Слюда	0,9		
Ba	W	3,8	0,65	11
Cd	Ag (свежая пленка)	1,6		6
	Ag, стекло	0,24		
Cu	Стекло	0,14		6
Cs	W	2,8	0,61	11
Hg	Ag	0,11		6
Pt	NaCl		0,18	109
W	W	3,8	0,65	11

интерес (табл. I.1) Эти величины сильно зависят от состояния поверхности, как видно по значениям энергий активации для диффузии кадмия на чистом и загрязненном серебре. Точная взаимосвязь между $Q_{\text{диф}}$ и $Q_{\text{дес}}$ неизвестна, но принято считать, что $Q_{\text{диф}}$ примерно равна $(1/4)Q_{\text{дес}}$.

1.2. ТЕОРИЯ КОНДЕНСАЦИИ ПО ЛЭНГМЮРУ – ФРЕНКЕЛЮ

По модели¹⁾ Лэнгмюра [8] и Френкеля [15] атомы за время жизни в адсорбированном состоянии, перемещаясь по поверхности, образуют пары, которые в свою очередь действуют как центры конденсации других атомов. Если предположить, что между потоками падающих и десорбирующихся частиц установилось стационарное состояние и что атомные пары образуются на поверхности при температуре T , то критическая плотность потока частиц определяется выражением

$$R_{\text{кр}} = (\nu/4A) \exp(-\mu/kT). \quad (\text{I. 5})$$

¹⁾ В этой модели рассматривается переход пар → твердая фаза. Если подложка сильно нагрета, то возможна конденсация по схеме пар → (аморфная) жидкость → твердая фаза (этот вариант обсуждается дальше). Семечков [16] высказал предположение, что при гетерогенном зарождении всегда сначала возникает аморфная пленка, внутри которой затем образуются зародки кристаллов.

Здесь A — сечение захвата атома, а μ — сумма энергии адсорбции одиночного атома на поверхности и энергии диссоциации пары атомов. Это представление о критической плотности потока подтверждается экспериментальными данными Кокрофта [17] в случае конденсации кадмия на меди, а также наблюдениями других авторов [18], однако соотношение между плотностью потока и температурой подложки далеко не столь тривиально, как формула (1.5), поскольку существует барьер образованию зародышей, который зависит от температуры, химической природы, структуры и чистоты поверхности. С началом зародышеобразования величина $R_{кр}$ сразу же заметно убывает.

Теорию Лэнгмюра — Френкеля развил Цинсмейстер [19], который учел равновесие между ростом и распадом группировок атомов. Качественные выводы этой теории, по-видимому, в общем согласуются с экспериментальными данными, однако роль процессов распада нуждается в экспериментальной проверке¹⁾.

1.3. ТЕОРИЯ ЗАРОДЫШЕОБРАЗОВАНИЯ

Рассмотрим теперь условия роста кластеров, определим скорость образования критических зародышей в зависимости от параметров процесса конденсации и сделаем некоторые практические выводы.

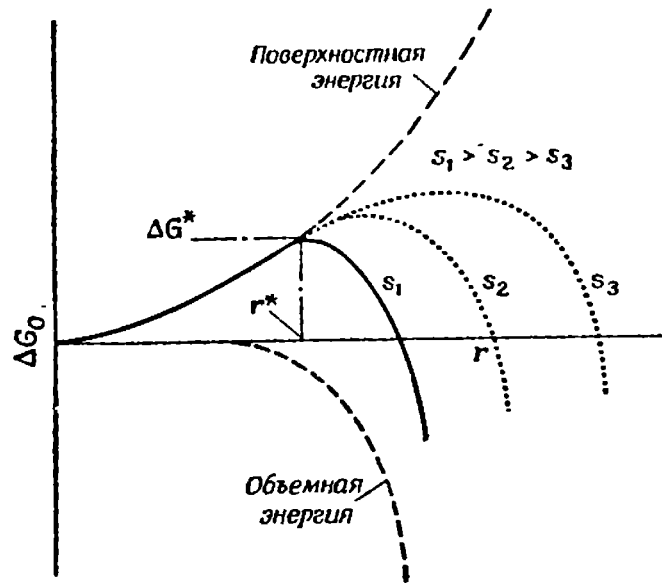
1. Капиллярная (термодинамическая) теория. Фольмер и Вебср [20], а также Беккер и Дёринг [21] выдвинули теорию гомогенного образования зародышей с учетом общей свободной энергии образования кластера из адатомов (см. обзор Холомона и Тэрнбалла [22]). Впоследствии она была распространена Фольмером [20] на случай гетерогенного образования зародышей, а также Паундом и др. [2, 23] на кластеры различной формы в случае роста тонких пленок. Согласно этой теории, кластеры (называемые также докритическими зародышами или дозародышами) образуются при соударении адатомов на поверхности подложки или в паровой фазе в условиях достаточно высокого пересыщения. На начальной стадии рост таких кластеров сопровождается увеличением свободной энергии (фиг. 1.1), пока они не достигнут критического размера, после чего дальнейший рост сопровождается убыванием свободной энергии кластеров. Если предположить, что свойства кластеров можно описывать термодинамическими параметрами, присутствующими в объемной фазе, то термодинамический потенциал образования критического кластера радиусом $r_{кр}$ определяемый суммой удельной

¹⁾ См. также последние работы этого автора, Zinmeister, *This Solid Films*, 2, 497 (1968); 4, 363 (1968). — Прим. пер.

поверхностной энергии и объемной энергии конденсации, записывается в виде

$$\Delta G_0 = 4\pi r^2 \sigma_{cv} + \frac{4}{3} \pi r^3 \Delta G_v. \quad (I. 6)$$

Здесь σ_{cv} — свободная энергия поверхности раздела конденсат — пар; удельное (по объему) изменение термодинамического потенциала при конденсации ΔG_v равно $(-kT/V) \ln(p/p_e)$, где V — молекулярный объем, p — давление пересыщенного пара и p_e — равновесное давление пара (пересыщение $p/p_e \equiv s$). На кривой



Фиг. I. 1. Полная свободная энергия (сумма поверхностной и объемной свободных энергий) образования группировок атомов в зависимости от размера группировки r при разных степенях пересыщения s .

изменения ΔG_0 в зависимости от r есть максимум (фиг. I. 1) при значении

$$r^* = - \frac{2\sigma_{cv}}{\Delta G_v} = \frac{2\sigma_{cv}V}{kT \ln(p/p_e)}. \quad (I. 7)$$

Это и есть радиус критического зародыша. Кластеры, радиус которых меньше r^* , неустойчивы; те же кластеры, у которых радиус больше r^* , развиваются в устойчивые образования¹⁾.

Если критический зародыш имеет форму купола, то его контактный угол в системе конденсат — пар — подложка определяется уравнением Юнга, устанавливающим минимум свободных поверхностных энергий:

$$\sigma_{cv} \cos \theta = \sigma_{sv} - \sigma_{sc}. \quad (I. 8)$$

¹⁾ Их называют так. энергетическими зародышами или центрами коа-

Здесь σ_{cv} , σ_{sv} , σ_{sc} — энергии поверхностей раздела систем соответственно конденсат — пар, подложка — пар и подложка — конденсат. Выражая изменение термодинамического потенциала через поверхностные энергии, находим

$$\Delta G_0 = \frac{1}{3} \pi r^3 \Delta G_v (2 - 3 \cos \theta + \cos^3 \theta) + 2(1 - \cos \theta) \pi r^2 \sigma_{cv} + \pi r^2 \sin \theta (\sigma_{sc} - \sigma_{sv}). \quad (I. 9)$$

Величина r^* по-прежнему определяется выражением (I. 7) для любых значений $\theta > 0$. Критическое значение ΔG_0 запишется теперь в виде

$$\Delta G^* = \frac{16}{3} \pi \frac{\sigma_{cv}^3}{\Delta G_v^2} \varphi(\theta), \quad (I. 10)$$

где $\varphi(\theta) = (1/4)(2 - 3 \cos \theta + \cos^3 \theta)$.

Как видно из фиг. I. 1, чем больше пересыщение (например, для более тугоплавких материалов и при более низких температурах подложки), тем меньше r^* , т. е. тем больше доля стабильных зародышей среди частиц малых размеров. Эта тенденция, однако, несущественна, поскольку в рамках рассматриваемой здесь теории вычисленные значения r^* в большинстве случаев близки к размерам атомов. Например, если исходить из объемных значений σ_{cv} , то при напылении серебра со скоростью $1 \text{ \AA}/\text{сек}$ и температуре подложки 300° K величина r^* близка к $2,2 \text{ \AA}$.

Если $\theta = 0^\circ$ (случай полного смачивания, когда $\sigma_{sv} \geq \sigma_{sc} + \sigma_{cv}$), то $\Delta G^* = 0$; следовательно, активационный барьер на пути образования зародышей конденсированной фазы отсутствует. Если $\theta = 180^\circ$ (полное несмачивание), то $\varphi(\theta) = 1$; в этом случае чужеродная подложка никакой активности в процессе образования зародышей не проявляет. Отметим, что величина r^* не зависит от θ . С другой стороны, ΔG^* зависит от θ . Чакраверти и Паунд [24] показали, что в случаях $\theta < 45^\circ$ и $50^\circ < \theta < 105^\circ$ кластеры станут образовываться при малых ΔG^* скорее на ступенях, чем на плоских поверхностях. Следовательно, концентрация критических зародышей на ступенях должна быть по сравнению с плоскими участками больше, что ведет к хорошо известному эффекту поверхностного декорирования. Существующие на атомах пара или в адсорбционных позициях электростатические заряды также способны снизить ΔG^* , что благоприятствует процессу конденсации. Примеси облегчают или затрудняют конденсацию в зависимости от того, понижают или повышают они ΔG^* .

Скорость образования зародышей I пропорциональна концентрации критических зародышей

$N^* = N_0 \exp(-\Delta G^*/kT)$ на скорость Γ , с которой молекулы присоединяются к критическим зародышам благодаря диффузионному процессу¹⁾. Здесь N_0 есть плотность узлов адсорбции. Таким образом,

$$I \approx Z (2\pi r^* \sin \theta) \Gamma N^*, \quad (I. 11)$$

где $2\pi r^* \sin \theta$ — длина периферии критического зародыша, а Z — поправочный множитель Зельдовича, учитывающий отклонение от равновесия, обусловленное зародышеобразованием, и тот факт, что некоторые зародыши должны распадаться. Для куполообразных и дискообразных зародышей этот множитель близок к 10^{-2} .

Таким образом, при диффузионном процессе

$$\Gamma \approx N_1 a_0 \nu' \exp(-Q_{\text{диф}}/kT), \quad (I. 12)$$

где a_0 — расстояние между адсорбционными позициями, частотный множитель ν' есть величина порядка 10^{12} сек^{-1} , $Q_{\text{диф}}$ — энергия активации поверхностной диффузии, а плотность адатомов N_1 , равная $R\tau_s$, определяется формулой

$$N_1 = (R/\nu) \exp(Q_{\text{дес}}/kT). \quad (I. 13)$$

Здесь R — скорость поступления одиночных атомов из пара (так называемая плотность потока), а $Q_{\text{дес}}$ — энергия десорбции одиночных атомов с подложки. Если предположить, что $\nu \approx \nu'$, то, объединив соотношения (I. 11) — (I. 13), выразим I в виде

$$I = (4\pi \sigma_{cv}/\Delta G_0) \sin \theta \cdot R a_0 N_0 \exp[(Q_{\text{дес}} - Q_{\text{диф}} - \Delta G^*)/kT]. \quad (I. 14)$$

2. Статистическая (атомистическая) теория. Как следует из уже рассмотренной капиллярной теории, критический зародыш металлов обычно имеет атомные размеры и содержит всего несколько атомов. Следовательно, применимость капиллярной модели к столь малым кластерам и правдоподобность в данном случае использования объемных термодинамических параметров вызывают сомнения. Эти трудности можно преодолеть, если функции состояния и потенциальные энергии записать для вступающих в реакцию веществ и образующихся продуктов реакции [25]. Приближенный анализ, учитывающий эти энергии и связи кластеров (рассматриваемых как макромолекулы), был проведен Уолтоном и Родином [5, 26, 27]. В соответствии с этим анализом при низких температурах подложки или при очень высоких пересыщениях критическим зародышем может быть одиночный атом, образующий при случайной встрече с другим атомом пару, которая становится устойчивым кластером и самопро-

¹⁾ Эффективная площадь захвата ($\sim \pi \bar{X}^2$) при диффузионном процессе гораздо больше физической площади соударения.

извольно разрастается. При этом полагают, что на атом приходится одна связь. При более высоких температурах подложки пара атомов уже перестает быть устойчивым кластером. У следующего устойчивого кластера на атом приходится минимум две связи, причем новый атом завершает образование треугольника. Четырехатомный кластер с двумя связями на атом должен образовывать квадрат.

Скорость образования зародышей по этой теории опять-таки пропорциональна N^*G . Если предположить, что колебательные функции состояний равны единице, и обозначить через E_n энергию, необходимую для разложения кластера из n адатомов на n одиночных адсорбированных поверхностью атомов, то общее выражение для скорости образования критических зародышей, содержащих n^* атомов, записывается в виде

$$I = Ra_0^2 N_0 \left(\frac{R}{vN_0} \right)^{n^*} \exp \left[\frac{(n^* + 1) Q_{\text{дес}} - Q_{\text{лиф}} + E_{n^*}}{kT} \right]. \quad (I. 15)$$

Смысл обозначений здесь тот же, что и в предыдущих формулах. Отметим, что по мере увеличения размеров критического зародыша, т. е. с ростом n^* , скорость образования зародышей и температурная зависимость возрастают пропорционально R^{n^*+1} .

Для определения условий перехода от стабильного кластера из n^* атомов к стабильному же кластеру из $n^* + 1$ атомов при повышении температуры подложки нужно уравнять два соответствующих выражения в уравнении (I. 15). Переход от двухатомного кластера к трехатомному происходит при условии

$$T = - \frac{Q_{\text{дес}} + \frac{1}{2} E_3}{k \ln (R/vN_0)}. \quad (I. 16)$$

О физическом смысле этой температуры перехода при эпитаксиальном росте речь пойдет несколько дальше.

Если учесть общность основополагающих принципов, то едва ли следует удивляться тому, что уравнение (I. 14) из капиллярной теории походит на уравнение (I. 15) из атомистической теории. Различие состоит лишь в том, что в капиллярной модели рассматривают непрерывное изменение поверхностной энергии, и отсюда изменение размеров кластеров; согласно же атомистической модели, размеры кластеров изменяются при скачкообразных изменениях энергии адатомов. Конечно, в случае малого кластера прерывный процесс атомистической модели подходит ближе к действительности. Рассмотрев макроскопические данные в свете атомистической модели, Льюис [28, 29] провел детальный теоретический анализ процессов образования зародышей в рамках этих двух моделей. Он показал, что из-за разницы степеней пересыщения для малых зародышей капиллярная

модель предсказывает относительно больший размер критического зародыша и более низкую скорость образования зародышей. Это различие компенсируется тем фактом, что капиллярная модель предсказывает благодаря идеализации формы зародыша более высокие энергии образования кластеров, меньшие размеры критических зародышей и более высокую скорость образования зародышей. В целом же эти две модели взаимно согласуются по многим пунктам.

3. Другие модели. 1. Для анализа процесса конденсации путем образования зародышей, состоящих из немногих атомов, можно прибегнуть к универсальному расчету методом Монте-Карло. Если предписать атомам некоторую простую систему правил поведения (движения), то, как показывают предварительные расчеты [30], качественно надо ожидать образования кластеров атомов. По мере уточнения этот анализ, несомненно, привлечет к себе внимание.

2. Более сложная проблема образования зародышей конденсированной фазы бинарных соединений представляет значительный интерес для техники, поскольку она тесно связана с осаждением пленок сплавов и соединений. Некоторых успехов в теоретическом анализе этой проблемы достиг Рейсс [31]. Здесь нет возможности подробно останавливаться на этих результатах. Отметим, однако, что Гюнтер [32] воспользовался простыми представлениями о критической стадии конденсации для качественного анализа образования различных фаз при одновременном испарении разных веществ.

4. Некоторые дополнительные выводы из теорий зародышеобразования. 1. Скорость образования зародышей очень чувствительна к пересыщению (из-за экспоненциальной зависимости от ΔG^* в капиллярной теории и от E_n^* в атомистической теории). Фактически эта скорость изменяется почти скачкообразно от некоторого пренебрежимо малого значения до очень высокого уровня в узком интервале около определенного «критического» пересыщения. Более того, эффективное пересыщение сильно зависит от температуры подложки, благодаря чему небольшие колебания этой температуры меняют критическое пересыщение на несколько порядков величины.

2. Скорость образования зародышей пропорциональна плотности потока частиц (по капиллярной теории) и квадрату этой плотности для самых малых кластеров (по атомистической теории).

3. В рассмотренных двух теориях скорости относятся к случаю некогерентного¹⁾ образования зародышей. Если зародыше-

¹⁾ О когерентности при срастании двух фаз см. в работе [332] (стр. 156 в переводном издании). — *Прим. перев.*

образование происходит когерентно (как в случае псевдоморфизма, речь о котором пойдет несколько ниже), то поверхностная энергия и, следовательно, форма кластера в капиллярной модели должны зависеть от вида граней, с которыми развивается зародыш.

4. Обе теории предсказывают аналогичную температурную зависимость [см. уравнения (I. 14) и (I. 15)]. Если измерить параметры критической стадии и скорость образования зародышей в зависимости от температуры, то уравнение Аррениуса должно давать прямую линию (или линии). Если задаться подходящими значениями θ и полагать справедливым термодинамическое соотношение (I. 10), то можно определить величину $Q_{\text{дес}} - Q_{\text{диф}}$. Этот же параметр можно определить и в атомистической теории, если сформулировать разумные предположения относительно n^* и E_{n^*} . Таким образом, для отыскания разумных значений $Q_{\text{дес}} - Q_{\text{диф}}$ в обеих теориях необходимы определенные предположения об эмпирических параметрах.

5. И капиллярная и атомистическая теории дают значения скорости образования зародышей для стационарного случая, верного лишь до тех пор, пока плотность зародышей не достигнет максимума, т. е. пока среднее расстояние между зародышами соответствует среднему диффузионному пробегу. С этого времени зародыши развиваются путем захвата диффундирующих адатомов. Возникающее при этом обеднение препятствует дальнейшему образованию зародышей. Достигающая насыщения плотность зародышей не зависит от плотности потока при следующих условиях: а) если попадающие на поверхность атомы приходят в равновесие с ней мгновенно; б) если ролью количества движения атомов пара можно пренебречь; в) если плотность потока налетающих атомов меньше плотности диффузионного потока, т. е. если успевает устанавливаться равновесие. В этих условиях плотность зародышей при насыщении убывает с повышением температуры¹⁾ подложки по закону

$$N_s = N_0 \exp\left(-\frac{Q_{\text{дес}} - Q_{\text{диф}}}{kT}\right). \quad (\text{I. 17})$$

6. Стационарное состояние достигается по истечении «индукционного периода», который складывается из времени, необходимого адатомам, чтобы прийти в кинетическое равновесие с паром, и времени, требующегося для установления равновесия в системе из дозародышей разного размера. С этого момента времени плотность зародышей быстро возрастает, достигая насыщения со скоростью, зависящей от пересыщения.

¹⁾ Подразумевается эффективная температура, учитывающая влияние таких факторов, как теплога конденсации и кинетическая энергия налетающих атомов пара.

1.4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Эксперименты по явлениям конденсации в общем сводятся к исследованию момента начала конденсации, измерениям коэффициента конденсации (прилипания) и скорости образования зародышей в зависимости от плотности потока налетающих атомов и температуры подложки.

1. Коэффициент конденсации. Момент начала конденсации определяют по-разному: визуально, с помощью электронного и ионного проекторов или масс-спектрометрически. Если условия «критического» пересыщения выполнены, то обычно начинается очень быстрая спонтанная конденсация. Полагают, что коэффициент конденсации уменьшается с повышением температуры подложки и уменьшением энергии связи адсорбата с подложкой. Он должен возрастать по мере заполнения подложки, приближаясь к единице в случае осаждения атомов на собственной подложке. Эти выводы в общем качественно согласуются с различными наблюдениями, описанными в обзоре Векслера [6] и в монографии Хирса и Паунда [2]. Для иллюстрации этих выводов в табл. 1.2 приведены некоторые измеренные коэффициенты конденсации для ряда веществ при разных температурах и для пленок разной толщины.

Таблица 1.2

Зависимость коэффициента конденсации паров некоторых веществ от толщины пленки (для кадмия), температуры подложки (для золота) и несоответствия решеток (данные по пленкам кадмия и золота заимствованы из статей [13], по пленкам серебра — из работ [35])

Конденсат	Подложка ¹⁾	Температура подложки, °С	Толщина пленки, Å	Коэффициент конденсации	
Cd	Cu	25	0,8	0,037	
			4,9	0,26	
			6	0,24	
			42,4	0,60	
Au	Стекло, Cu, Al	25	}	0,90—0,99	
				350	0,84
				360	0,50
				320	0,72
Ag	Al	345	}	0,37	
				Ag (0)	1,0
				Au (0,18)	0,99
				Pt (3,96)	0,86
				Ni (13,7)	0,64
	Стекло			0,31	
			То же		

¹⁾ В скобках дано процентное несоответствие решеток по отношению к серебру.

Коэффициент конденсации сурьмы, кадмия и золота на подложках из меди, алюминия, слюды и стекла многократно из-