

05;10;11;12

©1993 г.

НАНЕСЕНИЕ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНОК
МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ СОЕДИНЕНИЙ
МАГНЕТРОННЫМ РАСПЫЛЕНИЕМ
НА ПРИМЕРЕ $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$

Л.Г.Сахаров

На примере моделирования переноса атомов мишени при магнетронном напылении высокотемпературного сверхпроводника $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ показана принципиальная возможность напыления многокомпонентных соединений при использовании следующих режимов: напыления из подшихтованной мишени на большом расстоянии магнетрон-подложка, внеосевого напыления и применения аэродинамического переноса при напылении при больших давлениях из стехиометрической мишени. Проанализирована зависимость качества осаждаемых пленок от термодинамических условий, в которых находится подложка при напылении и скорости нанесения на нее вещества.

Развитие микроэлектроники выдвигает задачу качественных пленок сложного химического состава, отвечающих фазовому состоянию соединений, обладающих особыми свойствами, такими как высокотемпературная сверхпроводимость, полупроводимость, ферромагнетизм и другие. Одной из перспективных технологий, позволяющей унифицировать нанесение различных веществ, является магнетронное напыление [1].

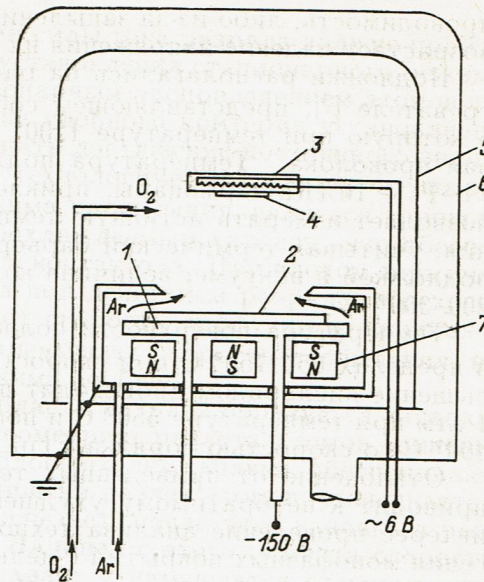
В настоящей работе на примере получения качественных пленок сверхпроводникового соединения $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ обсуждаются технологические аспекты магнетронного распыления.

В литературе [1-8] описано получение тонких пленок $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ на различных подложках методом магнетронного распыления стехиометрической мишени на постоянном токе. Нами были получены качественные сверхпроводящие пленки с началом падения сопротивления (рис. 1) при 95 К и достижением нулевого значения при 85-89 К в случае подложек из ориентированного $SrTiO_3$, 82-85 К для MgO и 75-79 К для кремниевых с буферным слоем ZrO_2 с помощью магнетронной распылительной системы, принципиальная схема которой показана на рис. 2.

В качестве распыляемой мишени использовался керамический диск состава $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ диаметром 40 мм и толщиной в пределах от 2 до 4 мм, который приклеивался с помощью серебряного контактола к катоду.

Рис. 1. Принципиальная схема магнетронной распылительной системы.

- 1 — катод,
- 2 — распыляемая мишень,
- 3 — нагревательный элемент,
- 4 — подложка,
- 5 — внутренний колпак,
- 6 — колпак вакуумной камеры,
- 7 — магнитная система.



Общее давление аргон-кислородной смеси с соотношением Ar/O_2 в пределах от 3 до 10 поддерживалось в пределах 0.2–0.4 Тор и контролировалось с помощью механотрона с точностью 10%. Также контролировались скорости потоков, отдельно подающихся непосредственно в разрядное пространство аргона и на расстоянии нескольких сантиметров от подложки кислорода. Было показано, что для получения качественных пленок скорость истечения потока аргона из магнетрона должна превышать величину порядка 10^4 см/с.

Магнитная система обеспечила устойчивый кольцевой разряд с диаметром кольца 25 мм и шириной 6 мм. В стационарном режиме напряжение разряда находится в пределах 140–160 В. Повышение напряжения разряда свидетельствует о нарушении режима обычно либо из-за повышения сопротивления мишени вследствие ее перегрева и уменьшения содержания кислорода ниже предельного, обеспечивающего ее высокую

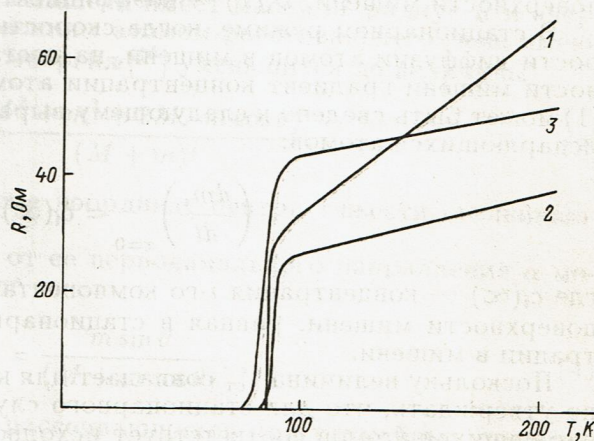


Рис. 2. Температурные зависимости сопротивления пленок $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, полученных методом магнетронного распыления на подложки из $SrTiO_3$ (1), MgO (2), Si с защитным слоем ZrO_2 (3).

проводимость, либо из-за запыления анодного кольца, в результате чего возрастает падение напряжения на аноде.

Подложки располагались на расстоянии 22–28 мм от мишени на нагревателе [9], представляющем собой высокоглиноземистую керамику, в которую при температуре 1200° С впечена платиновая или нихромовая проволока. Температура подложек контролировалась с помощью Pt–Pt + 10%Rh термодпары, приклеенной к контрольной подложке, что позволяет измерять истинную температуру подложки во время напыления, учитывая термический барьер между поверхностью нагревателя и подложкой в вакууме, величина которого обычно находится в пределах 200–300° С.

Температура поверхности подложки при напылении выдерживалась в пределах 650–750° С при скорости нанесения пленки 0.15–0.5 Å/с. Насыщение кислородом происходит после напуска кислорода до давления 1 атм при температуре 550° С и последующего охлаждения подложки до 400° С со скоростью порядка 5 град/мин.

Отклонение от приведенных технологических параметров процесса приводит к необратимому ухудшению качества пленки. Представляет интерес проведение анализа технологических условий процессов нанесения монофазных покрытий с целью создания теоретических основ для целенаправленной оптимизации аппаратурной конфигурации и технологических условий при постановке задачи обеспечения получения качественных покрытий на подложках, имеющих размеры порядка квадратного дециметра и более.

Основным достоинством магнетронных распылительных систем является совпадение соотношения потоков испаряющихся атомов с составом мишени. Рассмотрим выражение для потока атомов i -го сорта в мишени при разряде, стравливающем поверхность со скоростью $V_{ст}$. В системе координат, движущейся со скоростью стравливания мишени согласно закону Фика, выражение для потока атомов на удалении x от поверхности мишени равно

$$\left(\frac{dm_i}{dt}\right)_x = D_i(x) \cdot \left(\frac{dc_i(x)}{dx}\right) + c_i(x) \cdot V_{ст}, \quad (1)$$

где $c_i(x)$ — концентрация i -го компонента мишени на расстоянии x от поверхности мишени, $D_i(x)$ — коэффициент диффузии i -го атома.

В стационарном режиме, когда скорость распыления $V_{ст}$ больше скорости диффузии атомов в мишени, на достаточном удалении от поверхности мишени градиент концентрации атомов равен нулю и выражение (1) может быть сведено к следующему выражению для величины потоков испаряющихся атомов:

$$\left(\frac{dm_i}{dt}\right)_{x=0} = c_i(\infty) \cdot V_{ст}, \quad (2)$$

где $c_i(\infty)$ — концентрация i -го компонента на достаточном удалении от поверхности мишени, равная в стационарном случае исходной концентрации в мишени.

Поскольку величина $V_{ст}$ совпадает для каждого сорта атомов, то можно утверждать, что для стационарного случая соотношение потоков испаряющихся атомов соответствует исходному составу мишени.

При замене мишени или изменении силы тока разряда должно пройти время порядка нескольких часов до установления стационарного режима разряда, характеризующегося стационарным распределением атомов перед поверхностью мишени. В качестве удобного критерия установления стационарного режима может выступать достижение постоянного значения напряжения разряда. Важным технологическим фактором, позволяющим достичь стационарного режима распыления, является хороший термический контакт мишени с водоохлаждаемым катодом, что обеспечивается использованием серебряного контактола. При плохом термическом контакте мишень разогревается под действием разряда, в результате чего экспоненциально возрастает скорость диффузии и, начиная с определенной температуры, может превышать скорость распыления, не позволяя достичь стационарного режима вообще.

Во время распыления мишени в области разряда образуется канавка, конфигурация которой определяет геометрию разлета атомов мишени. По мере выработки мишени ширина плоского дна канавки, обеспечивающего перпендикулярный плоскости мишени разлет атомов, уменьшается в размерах и в пределе полностью исчезает, после чего канавка в разрезе приобретает форму полукруга. Начиная с этого момента скорость переноса атомов к подложке резко падает и нарушается стехиометрия наносимого покрытия настолько, что требуется установка новой мишени. Характерное время работы одной мишени с шириной канавки 6 мм и плотностью тока $0.2 \text{ \AA}/\text{с}$ до ее замены составляет 100 ч.

Атомы мишени, выбитые из нее в результате бомбардировки ионами аргона, имеют энергию порядка 1–10 эВ, что существенно выше энергии теплового движения 0.02 эВ. В результате их столкновений с атомами аргона происходит потеря энергии и после достижения значений, близких к энергии теплового движения, происходит переход от направленного переноса атомов мишени к хаотическому, подчиняющемуся законам диффузии.

В зависимости от энергии атома, достигающего подложки, возможны различные варианты его взаимодействия с ее поверхностью от встраивания в кристаллическую структуру до отражения или даже вторичного распыления ее атомов для особо энергетических частиц. Рассмотрим процесс переноса распыленных энергетических атомов от мишени к подложке.

Пусть атом испущенный из мишени имеет массу M радиус R и энергию E . В результате столкновения с атомом рассеивающего газа, имеющего массу m и радиус r , его энергия $[10]$ уменьшится до величины

$$E' = E \frac{(M^2 + m^2 + 2M \cdot m \cos \theta)}{(M + m)^2}, \quad (3)$$

где θ — угол разлета в системе координат центра тяжести сталкивающихся частиц.

Угол отклонения частицы от ее первоначального направления α может быть вычислен по формуле

$$\text{tg } \alpha = \frac{m \sin \theta}{(M + m \cos \theta)}. \quad (4)$$

Точное вычисление углов рассеивающихся при случайных столкновениях атомов требует знания неизвестного, вообще говоря, потенциала

взаимодействия сталкивающихся частиц. Поэтому была использована простейшая модель определения угла разлета при случайном столкновении, основанная на допущении, что угол θ линейно зависит от расстояния между вектором направления полета частицы и центром тяжести рассеивающего атома. При случайном характере столкновений угол тогда можно вычислить по формуле

$$\theta = (1 - \sqrt{\delta}) \cdot \pi, \quad (5)$$

где δ — случайная величина, принимающая значения равномерно распределенные в интервале 0-1.

Расстояние, которое проходит частица между двумя столкновениями, называется длиной свободного пробега и может быть вычислено по формуле

$$\lambda = -\frac{\ln \delta}{n \cdot \sigma} = -\bar{\lambda} \ln \delta, \quad (6)$$

где σ — сечение столкновения, равное $\sigma = \pi(R + r)^2$; n — концентрация атомов рассеивающего газа; $\bar{\lambda}$ — средняя длина свободного пробега, равная $\bar{\lambda} = 1/(n \cdot \sigma)$.

На рис. 3 представлены статистические кривые распределения атомов иттрия, рассеивающихся на атомах аргона, полученные с помощью разработанной программы, позволяющей на основании приведенных формул определять расстояние, пройденное атомом до момента термализации, когда его энергия окажется меньше наперед заданного значения, и величину его отклонения от направления первоначального движения. В отличие от модели, изложенной в [11], когда все столкновения приводят к максимальной потере энергии и расстояние термализации определяется

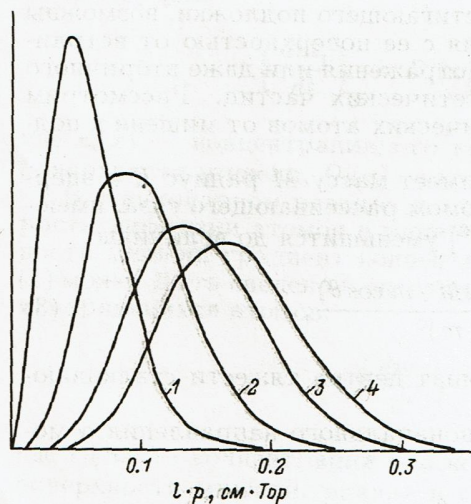


Рис. 3. Статистические кривые приведенных расстояний, пройденных атомами иттрия в аргоне до момента потери 90 (1), 99 (2), 99.9 (3), 99.98% (4) от первоначальной энергии.

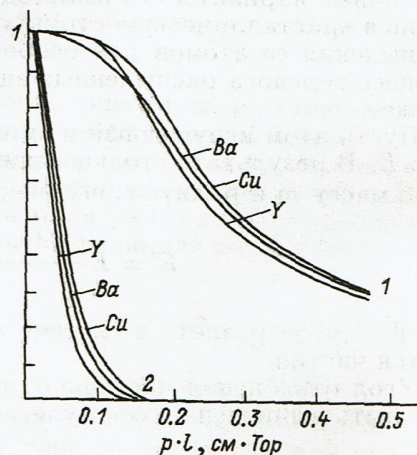


Рис. 4. Зависимость коэффициентов переноса (1) и долей атомов, потерявших не более 90% первоначальной энергии (2), при магнетронном распылении от приведенного расстояния.

по формуле

$$L_{\min} = \frac{\bar{\lambda}}{2} \frac{\lg(E_{\text{терм}}/E_{\text{нач}})}{\lg((M-m)/(M+m))}, \quad (7)$$

в нашем случае при учете нелобовых столкновений среднее расстояние термализации составляет 4–6 L_{\min} , а полная термализация происходит на расстоянии 12–14 L_{\min} .

После термализации перенос атомов происходит по законам диффузии и в случае модели двух бесконечных параллельных плоскостей мишени и подложки вероятность осаждения атома на одной из них обратно пропорциональна расстоянию от положения термализации. Тогда вероятность переноса атома, выпущенного из мишени на подложку, равна

$$P_n = \frac{l_{\text{терм}}}{L}. \quad (8)$$

где $l_{\text{терм}}$ — расстояние, пройденное атомом до термализации, L — расстояние между мишенью и подложкой.

Используя формулы (3)–(6) и (8), можно рассчитать коэффициенты переноса атомов различного сорта для условий, характерных для реального осаждения.

Согласно [11], в результате бомбардировки ионами аргона атомам мишени передается 5–10% энергии бомбардирующих ионов. При напряжении разряда 150 В энергия распыляемых атомов оценивается величиной 10–20 эВ при энергии их теплового движения при 500 К, характерной температуры в области разряда, равной 0.02 эВ (10⁻¹% от первоначальной энергии).

На рис. 4 представлена зависимость величины коэффициентов переноса атомов Y, Ba, Cu для данных условий в зависимости от приведенного к давлению расстояния подложки от мишени. На этом же рисунке даны кривые, характеризующие доли атомов Y, Ba, Cu потерявших не более 10% первоначальной энергии (≈ 1 эВ), в зависимости от приведенного расстояния. Характерное расстояние, на котором отсутствуют частицы с такой высокой энергией, совпадает с высотой светящегося факела над магнетроном во время разряда.

В зависимости от приведенного расстояния мишень–подложка можно описать следующие характерные случаи напыления пленок из мишени $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$.

В области существования энергетических атомов $L < 0.3$ см. Тор напыляются пленки, демонстрирующие наличие сверхпроводимости, но с величиной T_c не выше 70–75 К на подложках из SrTiO₃. Согласно приведенным расчетам, на таком расстоянии происходит близкий к 100% перенос всех атомов из мишени на подложку, однако высокая энергия значительной части атомов, достигающих подложки, приводит либо к появлению дефектов пленки, либо к их отражению и удалению без встраивания в растущую пленку, нарушая тем самым стехиометрию переноса.

При приведенном расстоянии $L > 1$ см. Тор все атомы, достигающие подложки, являются термализованными и могут встраиваться в пленку, которая растет в случае стехиометрического переноса в виде бездефектных кристаллов. Коэффициенты переноса различных атомов с некоторой точностью вычислены по формуле

$$КП_i = \frac{\bar{L}_i}{L}, \quad (9)$$

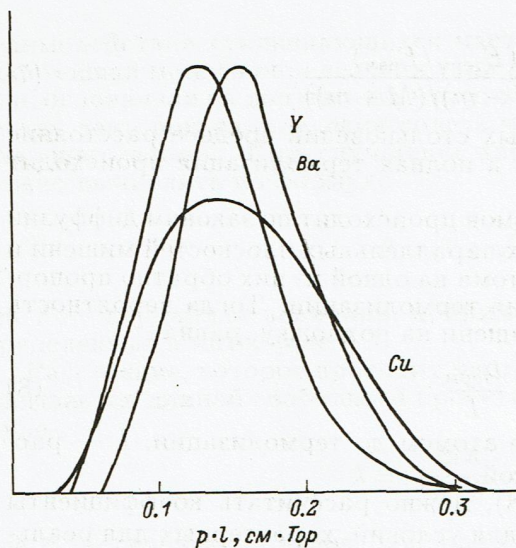


Рис. 5. Статистические кривые приведенных расстояний, пройденных атомами мишени $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ до момента потери 99.9% первоначальной энергии.

где \bar{L}_i — среднее расстояние термализации i -го атома, которое может быть определено, исходя из данных по функциям распределения термализованных атомов Y, Ba, Cu, приведенных для $(E_{\text{терм}}/E_{\text{нач}}) = 10^{-3}$ на рис. 5.

С ростом расстояния мишень-подложка отношение коэффициентов переноса для разных атомов становится постоянной величиной. Для стехиометрической мишени $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ в таком режиме должен перенестись состав, который можно выразить формулой $\text{YBa}_{2.4}\text{Cu}_{3.3}\text{O}_x$. Соответственно для получения пленки стехиометрического состава процесс можно проводить из подшихтованной мишени состава $\text{Y}_{1.2}\text{Ba}_2\text{Cu}_{3.25}\text{O}_x$.

Проведение распыления из подшихтованной мишени с помощью магнетрона постоянного тока имеет тот недостаток, что в случае отклонения состава мишени от стехиометрического падает ее проводимость и может нарушаться стабильность разряда. Кроме того, при таком рассмотрении не учитывается неизбежное появление потоков распыляющих и реакционных газов, которые могут значительно воздействовать на реально наблюдаемые коэффициенты переноса, характерные для данной конкретной конструкции распылительной системы и геометрии напыления.

Хорошие результаты дает схема напыления, при которой подложка расположена параллельно направлению движения энергетических атомов [12]. При такой ориентации подложки удается избежать ее бомбардировки нетермализованными атомами и в случае, если подложка расположена на расстоянии, меньшем, чем \bar{L}_i , величина КП_{*i*} окажется близкой к 100%. Поскольку величины \bar{L}_i для атомов разного сорта в нашем случае различаются не более чем на 20%, то при расположении подложки на расстоянии в пределах $L_{\text{min}} - \bar{L}$ от мишени можно ожидать близкого к стехиометрическому переносу состава мишени.

В случае если скорость газовых потоков в области диффузионного переноса термализованных атомов оказывается сопоставимой со скоростью термического движения атомов, выражение, определяющее вероятность достижения термализованным атомом подложки для случая потока ско-

рости $V_{\text{пот}}$, направленного от мишени к подложке, принимает вид

$$p_i = \frac{l_{\text{терм}}}{L} \left[1 + \frac{V_{\text{пот}}}{D} (L - l_{\text{терм}}) \right], \quad (10)$$

где D_i — коэффициент диффузии i -го атома, который приближенно равен

$$D_i = \frac{1}{3} \bar{V}_i \bar{\lambda}_i, \quad (11)$$

где \bar{V}_i — средняя скорость термического движения атомов i -го сорта в газе, равная

$$\bar{V}_i = \left(\frac{2}{3} kT \frac{(M_i + m)}{M_i m} \right)^{1/2}. \quad (12)$$

С ростом величины потока газа $V_{\text{пот}}$ возрастает вероятность осаждения атомов на подложку p_i . Начиная с определенного значения $V_{\text{пот}}$ величина p_i для минимального расстояния термализации L_{min} становится равной 100%, а следовательно, и $K\Pi_i$ равен 100%, что свидетельствует о переходе от диффузионного режима переноса к аэродинамическому. Для условий эксперимента при давлении 0.3 Тор и эффективной температуре 500 К и L_{min} , вычисленным по формуле (7), скорость потока, обеспечивающая 100%-ный перенос всех атомов, $V_{\text{аэп}} = D/L_{\text{min}} = 10^4$ см/с.

Для меньших значений $V_{\text{пот}}$ осуществляется промежуточный режим, при котором состав переносимой фазы может варьироваться в достаточно широких пределах, приближаясь с ростом скорости потока $V_{\text{аэп}}$ к стехиометрическому переносу. Для реализации аэродинамического режима определяющим является скорость потока вблизи от магнетрона на расстоянии L_{min} . В случае если анодное кольцо расположено на расстоянии L_{min} , скорость напуска аргона, достаточная для осуществления аэродинамического режима, может быть определена по формуле

$$\frac{dp}{dt} = \frac{p \cdot S \cdot V_{\text{аэп}}}{v}, \quad (13)$$

где dp/dt — скорость изменения давления в камере после выключения вакуумного насоса, v — объем камеры, S — площадь сечения анодного кольца.

В нашем случае при $v = 1.2 \cdot 10^5$ см³, $S = 6.5$ см² и $p = 0.3$ Тор величина скорости напуска аргона, обеспечивающая аэродинамический перенос, составляет ≈ 0.15 Тор/с, что совпадает с экспериментальными данными о величине скорости потока аргона, обеспечивающего получение качественных сверхпроводящих покрытий.

Для получения качественных пленок помимо достижения стехиометрического переноса атомов мишени на подложку необходимо проведение процесса при таких характеристиках термодинамических параметров, при котором напыляемое соединение является стабильным или по крайней мере находится в метастабильном состоянии с низкой скоростью фазового превращения или реакции с материалом подложки.

На рис. 6 показаны изолинии равных значений равновесного содержания кислорода в соединении $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$ для разных значений парциального давления кислорода и температуры, а также положения границ устойчивости перовскитной структуры и фазового перехода между

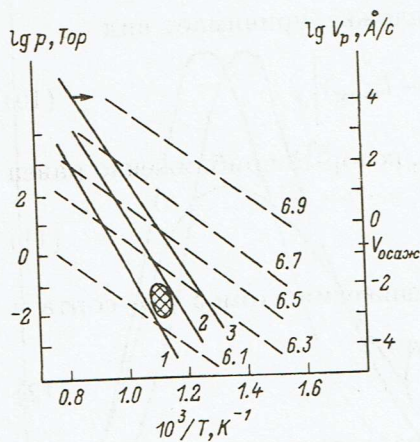


Рис. 6. Температурные зависимости парциального давления кислорода, определяющие границу устойчивости перовскитной фазы (1) и фазового перехода тетрагонально и орторомбической модификации (2), скоростей роста кристаллов (3).

Штриховые линии — значения x равного содержания кислорода в формуле $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, заштрихованная область — значения давления кислорода и температуры подложки при магнетронном распылении.

тетрагональной и орторомбическими модификациями, полученные для массовых образцов по данным [13,14]. Как видно из рис. 6, с ростом температуры экспоненциально растет парциальное давление кислорода, обеспечивающее образование перовскитоподобной структуры.

Минимальная температура, при которой происходит рост кристаллической пленки, определяется исходя из требования превышения линейной скорости роста кристаллов скорости нанесения покрытия. Поскольку прямое измерение температурной зависимости линейной скорости роста кристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ наталкивается на труднопреодолимые экспериментальные проблемы, то в качестве первого приближения можно использовать полуэмпирическую формулу

$$V_{\text{крист}} = 3 \cdot 10^{17} \exp\left(-\frac{3.6 \cdot 10^4}{T}\right), \quad (14)$$

где $V_{\text{крист}}$ — линейная скорость роста оксидных кристаллов из паровой фазы в области высокого переохлаждения ($\text{Å}/\text{с}$), предлагаемую на основе данных по температурным зависимостям скоростей роста кристаллов в оксидных расплавах [14–16].

Для скорости напыления $0.3 \text{ Å}/\text{с}$, как видно из графика на рис. 6, полностью кристаллический слой образуется при температуре подложки выше 600°C . При более низкой температуре образующийся слой оказывается частично аморфным в тем большей степени, чем больше разница между скоростями нанесения покрытия и роста кристаллов. При температуре ниже 450°C , когда скорость роста кристаллов меньше $3 \cdot 10^{-4} \text{ Å}/\text{с}$, можно говорить о росте практически полностью аморфных пленок, которые, как это и происходит в эксперименте, показывают диэлектрические свойства.

Поскольку, с одной стороны, парциальное давление кислорода, чтобы не нарушать характеристики разряда, не может превышать 30% общего давления аргон-кислородной смеси, а с другой, не может быть ниже необходимого для обеспечения термодинамической устойчивости растущего соединения, то область монофазного роста $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с помощью магнетронного напыления оказывается достаточно узкой и находится в пределах $600\text{--}650^\circ \text{C}$ и $10^{-1}\text{--}10^{-2}$ Торр парциального давления кислорода. Подача кислорода в непосредственной близости к подложке существенно

увеличивает эффективное парциальное давление кислорода, не нарушая стабильности разряда магнетрона, что позволяет несколько расширить область температур, при которых происходит монофазный рост качественных пленок, в область более высоких температур, что может быть важно для ускорения процесса напыления.

Существует ярко выраженная зависимость между качеством пленки и материалом, из которого изготовлена подложка. В случае если при температуре напыления или кислородного отжига наблюдается заметная скорость химической реакции между материалом пленки и подложкой, сопоставимая со скоростью роста $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ при данной температуре, образуются многофазные пленки, имеющие в лучшем случае низкие значения T_c , а чаще не демонстрирующие вообще свойств сверхпроводника.

Для химически инертных к материалу покрытия подложек, таких как $SrTiO_3$, ZrO_2 , $LaAlO_3$, $LaGaO_3$, или подложек с защитными буферными слоями, определяющим для их качества является первоначальная стадия охлаждения, во время которой происходит формирование центров роста кристаллов охлаждаемой фазы на подложке. В случае монокристаллов $SrTiO_3$, имеющих перовскитную структуру и практически совпадающими с $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ параметрами кристаллической решетки, в зависимости от ориентации подложки по отношению к кристаллографическим осям монокристалла происходит преимущественное образование зародышей $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с соответствующей ориентацией и растут текстурированные пленки, демонстрирующие для ориентации (100) максимальные значения критического тока.

Помимо ориентирующего эффекта структуры подложки морфология осаждающейся пленки определяется соотношением следующих параметров: $V_{осаж}$ — скорость осаждения на подложку, $I_{п}$ — скорость поверхностного зародышеобразования, $I_{об}$ — скорость объемного зарождения в аморфном слое, $V_{\perp p}$ и $V_{\parallel p}$ — нормальная и тангенциальная составляющие скорости роста закритических зародышей (\bar{V}_p — средняя скорость роста).

Рассмотрим некоторые случаи соотношения приведенных величин, для которых возможно привести приближенные аналитические решения, указывающие на основные закономерности формирования кристаллической структуры осадки.

При $V_{осаж} < V_{\perp p}$ напыленная пленка толщиной d имеет аморфную матрицу и поликристаллический слой, растущий от подложки, с толщиной, равной

$$\bar{V}_p = \left(\frac{d}{V_{осаж}} - \frac{1}{I_{пов}} \right).$$

В аморфной основе существуют также кристаллы, концентрация которых возрастает в зависимости от расстояния x от поверхности пленки и равна $(I_{об} \cdot x)/V_{осаж}$. Максимальный размер кристаллов может быть определен из формулы $(\bar{V}_p x)/V_{осаж}$.

Полностью закристаллизованный слой, образующийся за счет объемного зарождения, располагается на глубине

$$x_{кр} = \frac{V_{осаж}}{\sqrt[4]{I_{об} \cdot \bar{V}_p^3}} \quad (15)$$

от поверхности пленки. Таким образом, если выполняются условия, что $x_{кр} > d$ и время напыления $t < 1/I_{пов}$, то образуется пленка, у которой не существует полностью закристаллизованных областей и ее свойства определяются свойствами аморфной фазы.

При $V_{осаж} < V_{\perp p}$ на подложке растет сплошной кристаллический слой с кристаллами, имеющими средний размер в тангенциальном направлении, равный

$$r_{ср} = \frac{1}{\sqrt[3]{I_{пов} \cdot V_{\parallel p}^2}}. \quad (16)$$

Поскольку скорости зародышеобразования и роста экспоненциально падают с уменьшением температуры, как следует из формулы (16), то при низких температурах возможно получение пленок, представляющих собой один кристаллит.

В случае, если зародившиеся кристаллиты имеют одинаковые ориентации, их скорости роста в нормальном к подложке направлении оказываются равными и образуются гладкие пленки с хорошо сформированной структурой. При отсутствии ориентирующего воздействия подложки или в случае больших переохлаждений при низких температурах, когда ориентирующий эффект подложки при зарождении слабо выражен, нормальная составляющая скорости роста каждого кристаллита зависит от его случайной ориентации и может варьироваться в широких пределах, в результате чего растут пленки с шероховатой поверхностью.

Список литературы

- [1] Данилин Б.С. // Обзоры по высокотемпературной сверхпроводимости. 1991. Вып. 1(15). С. 55–99.
- [2] Seliger T.I., Larson G., Helmersson U. // *Supercond. Sci. and Technol.* 1991. Vol. 4. N 1. P. 379–395.
- [3] Seliger T.I., Larson G., Helmersson U. // *J. Appl. Phys.* 1991. Vol. 69. N 1. P. 390–395.
- [4] Yang Senzu, Wu Peiheng, Ji Zhemgining // *J. Appl. Phys.* 1990. Vol. 68. N 5. P. 2308–2310.
- [5] Uchiyama Tomoyuki, Suzuki Mitsumasa, Takahashi Kunii // *Cryog. Eng.* 1990. Vol. 25. N 5. P. 46–52.
- [6] Li H.C., Linker G., Ratzel F. // *Appl. Phys. Lett.* 1988. Vol. 52. N 13. P. 1098–1100.
- [7] Lee W.Y., Salem J., Lee V. // *Appl. Phys. Lett.* 1988. Vol. 52. N 26. P. 2363–2365.
- [8] Иванов А.А., Сахаров Л.Г. // Проблемы механики и машиноведения. Тез. конф. молодых ученых ЛФИМАН АН. 1989. Вып. 3. С. 13.
- [9] Ерофеева Н.Т., Сахаров Л.Г. Нагревательный элемент для вакуумных установок. Л., 1991. № 215-91. 3 с.
- [10] Готт Ю.В., Явлинский Ю.Н. Взаимодействие медленных частиц с веществом и диагностика плазмы. М., 1973. 129 с.
- [11] Данилин Б.С. Применение низкотемпературной плазмы для нанесения тонких пленок. М., 1989. 328 с.
- [12] Eom C.B., Sun J.Z., Lairson B.M. // *Phys. C.* 1990. Vol. 171. P. 354–382.
- [13] Borman R., Nolting J. // *Appl. Phys. Lett.* 1991. Vol. 54. N 24. P. 2148–2150.
- [14] Yoshimi Kubo, Yokinobu Nakabayashi, Junji Tabuchi // *Jap. J. Appl. Phys.* 1987. Vol. 26. N 11. P. L1887–L1891.
- [15] Сахаров Л.Г. Процессы кристаллизации в системах анортит–геленит и геленит–двухкальцевый силикат. Дис. Л., 1984. 20 с.
- [16] Румянцев П.Ф., Сахаров Л.Г. // Строение и свойства силикатных и оксидных систем. Тез. докл. Братислава, 1986. С. 89–91.

Институт проблем машиноведения РАН
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
2 июня 1992 г.