

05;11;12

Высокотемпературное полевое испарение рения

© О.Л. Голубев, В.Н. Шредник

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: V.Shrednik@pop.ioffe.rssi.ru

(Поступило в Редакцию 21 января 2002 г.)

С помощью полевых эмиссионных методов изучалось высокотемпературное полевое испарение Re, а также Pt, Ta и W. Ионы металлов испарялись в основном с вершин термополевых микровыступов, возникающих на поверхности эмиттера под воздействием высоких электрических полей и температур. В полях напряженностью до $F = 1-2 \text{ V/\AA}$ и температурах T до 1500–2000 К регистрировались ионные токи i со всей поверхности эмиттера от долей нА до нескольких нА. С использованием графиков Аррениуса $\lg i = f(1/T)$ были определены энергии активации процесса полевого испарения, которые оказались заметно меньше полученных расчетным путем на основе модели обмена зарядом при известных параметрах процесса испарения и испаряемого металла. Обсуждаются причины подобного различия энергий активации и механизм явления испарения ионов при высоких F и T .

Введение

Изучению высокотемпературного полевого испарения посвящено относительно немного работ, общее число публикаций не превышает двух десятков, тогда как полювому испарению при криогенных температурах посвящено более тысячи публикаций. Еще более ограничен круг исследованных материалов, это в основном металлы Ir, W, Pt, Au и некоторые сплавы W–Hf, Mo–Hf, W–Si, хотя интерес к этому явлению очевиден как с научной, так и с практической точек зрения. Высокотемпературное полевое испарение реализуется при одновременном воздействии сильных электрических полей (обычно напряженностью F для тугоплавких металлов до $1-2 \text{ V/\AA}$) и высоких температур, создающих активную поверхностную самодиффузию металла. При этом на поверхности кристаллов-острий происходят весьма нетривиальные физические явления. Например, именно при таких условиях было обнаружено явление полевого кристаллического роста: образование больших кристаллических наростов-макронаростов на плотноупакованных гранях острия [1], а также малых микровыступов на вершинах и ребрах ограниченного кристалла-острия. В этих же условиях были выявлены интересные особенности динамического роста и испарения макронаростов, которые на изображении поверхности острия в собственных испаряющихся ионах обеспечивали эффект схлопывания колец [2]. С практической же точки зрения испарение ионов при высоких T и F позволяет создать точечные источники ионов и электронов непрерывного действия с достаточно большим ресурсом и хорошей воспроизводимостью. Такие источники перспективны при решении задач нанотехнологии, диагностики поверхности и создания электронных приборов и устройств принципиально нового типа.

Техника эксперимента

Основные результаты, представленные в данной работе, получены при изучении Re; ряд экспериментов проводился также с Ta, W и Pt. Острия с радиусом в доли микрон получались методом обычного электролитического травления в соответствующих растворах [3]. Эксперименты проводились как на отпаянных диодах-микроскопах, содержащих острия-объекты из соответствующего металла и люминесцентные экраны-коллекторы, так и на установке, позволявшей совмещать режимы работы полевого электронного, ионного и десорбционного микроскопов, содержащий микроканальный усилитель яркости изображения. Температура острия T определялась методами оптической пирометрии с точностью 20° , а напряжения и токи регистрировались цифровыми вольтметрами с точностью 0.5–1%. Напряженность электрического поля F определялась из наклона характеристик Фаулера–Нордгейма [4] в предположении, что работа выхода $\phi = 5.0 \text{ eV}$ для Re, 4.4 eV для W, 5.32 eV для Pt и 4.1 eV для Ta [5]. Поскольку при испарении ионов под воздействием сильных полей и высоких температур на поверхности эмиттера происходят сложные процессы полевой поверхностной самодиффузии и полевого кристаллического роста, поле сложным образом зависит от приложенного напряжения U и T . При этом существенны две величины F , характеризующие процесс формоизменения острия: первичное поле, которое необходимо приложить к эмиттеру, чтобы вызвать его формоизменение при заданной T за фиксированное время, и конечное F , которое получается после достижения эмиттером какой-либо стационарной формы. Первичное поле назовем полем обработки $F_{\text{пр}}$, а результирующее поле назовем стационарным $F_{\text{ст}}$. Стационарное поле может вызывать

либо не вызывать полевое испарение. В том случае, когда при достижении F_{st} наблюдается полевое испарение, будем называть F_{st} испаряющим полем F_{ev} . Статические электронные изображения регистрировались фотографически, а быстро меняющиеся во времени десорбционные — с помощью видеокамеры. Вакуум в отпаянных приборах был 10^{-10} – 10^{-11} Торр по адсорбирующимся газам, а в случае установки с усилителем яркости — 10^{-8} Торр.

Результаты эксперимента

Примененная в экспериментах методика давала возможность одновременно измерять ионные токи острия-эмиттера, определять величины F_{ev} и наблюдать состояние поверхности эмиттера с разрешением, близким к атомарному. На рис. 1 показаны зависимости ионного тока i со всей поверхности Re острия от температуры эмиттера T при различных величинах приложенного между острием и экраном напряжения U , а на рис. 2 — температурные зависимости величины F_{ev} , при этом каждая кривая $F_{ev}(T)$ соответствует различным величинам i , но одной и той же величине U . Из рис. 1 видно, что повышение T эмиттера приводит к значительному росту ионного тока, рост T на $\sim 15\%$ приводит к росту величины i в 10–15 раз. При этом на зависимостях $i(T)$ видны два участка роста i : более пологий при низких T и резкий, крутой при высоких T . При этом необходимо отметить, что величина i довольно сильно флуктуирует при неизменных T и U , величины флуктуаций могут быть значительными, i может меняться от десятков % до нескольких единиц и измеренные i являются средними во времени величинами.

На рис. 2 показана зависимость $F_{ev}(T)$ при различных U . Обращает на себя внимание относительно слабое изменение величины F с изменением T и немонотонный

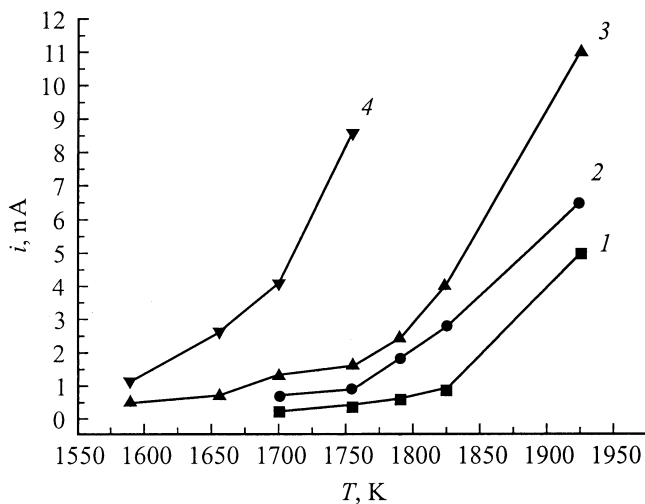


Рис. 1. Зависимости величин ионных токов со всей поверхности Re острия от температуры эмиттера. U , kV: 1 — 10, 2 — 11, 3 — 12, 4 — 13.

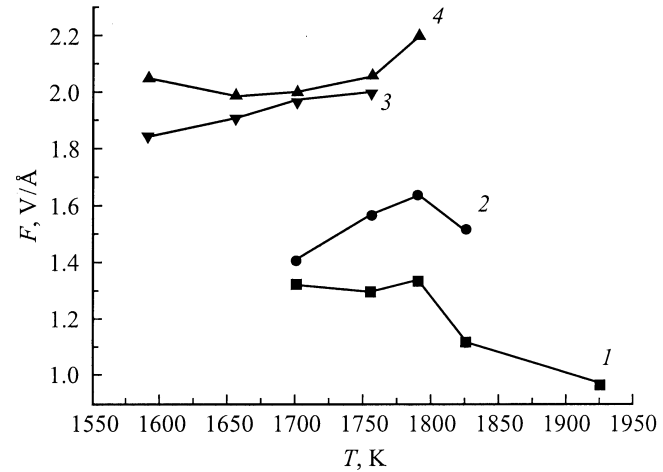


Рис. 2. Температурные зависимости величин испаряющих полей. Значения U те же, что и на рис. 1.

характер этого изменения, наибольшие изменения F наблюдаются, как правило, не при крайних, а при средних значениях диапазона изменения T , хотя общий интервал изменения F и невелик. Если принять величину F_{ev} как среднюю между максимальным и минимальным значениями F во всем диапазоне его изменения, то при $U = 10$ kV величина $F_{ev} = 1.15 \pm 0.18$ V/Å, при $U = 11$ kV эта же величина $F_{ev} = 1.52 \pm 0.12$ V/Å и в случае $U = 13$ kV $F_{ev} = 1.92 \pm 0.08$ V/Å. При этом видно, что величина F_{ev} возрастает непропорционально росту приложенного напряжения U .

Ответ на вопрос о причинах подобных зависимостей i и F_{ev} дают эмиссионные изображения поверхности Re острия в процессе воздействия высоких F и T , представленные на рис. 3. Исходная поверхность Re обычной ориентации острия $\{11\bar{2}0\}$ показана на рис. 1, a , где на поверхности выявляются грани типа $\{11\bar{2}0\}$, $\{10\bar{1}0\}$, $\{10\bar{1}1\}$ и $\{11\bar{2}2\}$, наиболее плотноупакованные грани $\{0001\}$ находятся сверху и снизу изображения. Подобное острие формы отжига в случае тугоплавких металлов при обычно используемых величинах $F_{tr} \sim 0.3$ – 0.6 V/Å давать эмиссию ионов не может. Однако одновременное воздействие высоких T и F на острие приводит к хорошо известному явлению термополевого формоизменения острия [6]. Рис. 3, b показывает форму острия, перестроенного в поле, а рис. 3, c — полностью перестроенного острия, когда поверхность состоит только из расширившихся плотноупакованных граней и разделяющих их ребер и углов. В случае формы полностью перестроенного острия уже наблюдается эмиссия ионов, поскольку действующее поле при этом возрастает от $t_{tr} = 0.41$ V/Å для формы отжига до $F_{ev} = 0.95$ V/Å для полностью перестроенной формы. При таких величинах F уже возможно испарение ионов Re при $T \sim 1800$ К. На начальном участке зависимости $i(T)$ наблюдается эмиссия именно с эмиттера в форме полностью перестроенного острия либо близкой

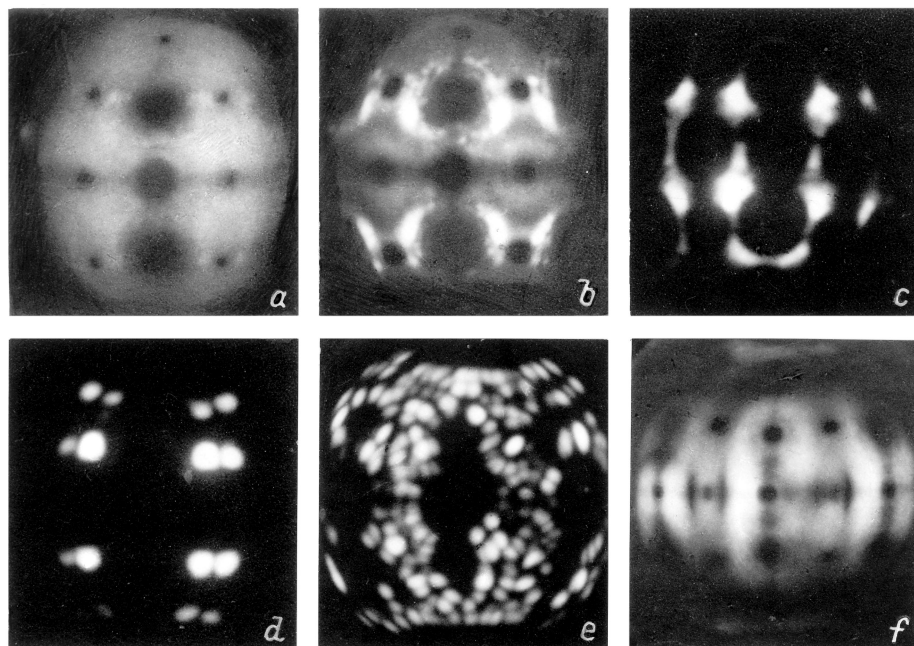


Рис. 3. Полевые электронные изображения поверхности Re острия в процессе одновременного воздействия высоких T и F . a — исходная форма отжига; b — форма острия, перестроенного в поле; c — форма полностью перестроенного острия; d — форма перестроенного острия с несколькими микровыступами; e — форма острия с большим количеством микровыступов, выросших на углах и ребрах макронаростов; f — форма острия после термического сглаживания микровыступов при $T \sim 1000$ К, видны макронаросты на плотноупакованных гранях Re.

к ней формы или полностью перестроенной формы с несколькими микровыступами Рис. 3, d . При больших значениях i наблюдается уже следующая стадия термополевого формоизменения острия — образование макронаростов на плотноупакованных гранях, углы и ребра которых покрыты микровыступами. На рис. 3, e показана именно такая форма острия, а последний в серии рис. 3, f — поверхность острия после термического сглаживания микровыступов кратковременным прогревом при невысоких $T \sim 1000$ К. Видны макронаросты на всех плотноупакованных гранях поверхности. При этом, как было показано в работе [2], макронаросты, несмотря на их вполне макроскопические размеры, не являются неизменными образованиями, они испаряются через эмиссию ионов с вершин микровыступов и затем вырастают вновь. Подобный процесс периодического роста и испарения макронаростов с микровыступами и приводит к значительным флуктуациям ионного тока. Таким образом, эмиссионные изображения показывают, что эмиссия ионов в основном происходит с поверхности эмиттера, покрытой макронаростами и микровыступами. Такие формы, получающиеся при разных T и одном и том же U , мало отличаются друг от друга геометрически, этим и объясняется слабое изменение F_{ev} при изменении T на рис. 2. Резкий рост F с ростом T при неизменном U происходит лишь при переходе от исходной сглаженной формы отжига острия к перестроенным формам.

Такая же картина характерна и для других изученных металлов. На рис. 4, a показана исходная форма отжига Ta острия, а на рис. 4, b — форма с микровыступами на вершинах макронаростов. Подобные микровыступы и дают ток ионов Ta $i = 0.5$ нА при $T = 1800$ К и $F_{ev} = 1.27$ В/Å. При этом исходный фактор поля острия $\beta = F/U$ возрастает от $\beta = 4995$ 1/см для формы отжига (рис. 4, a) до $\beta = 12\,656$ 1/см (рис. 4, b), соответственно возрастает и F от исходного для формы отжига $F_{tr} = 0.51 \pm 0.02$ В/Å до $F_{ev} = (1.24 - 1.27) \pm 0.02$ В/Å для формы, показанной на рис. 4, b . В случае экспериментов с W острием удалось измерить величину i с единичного микровыступа. При величинах

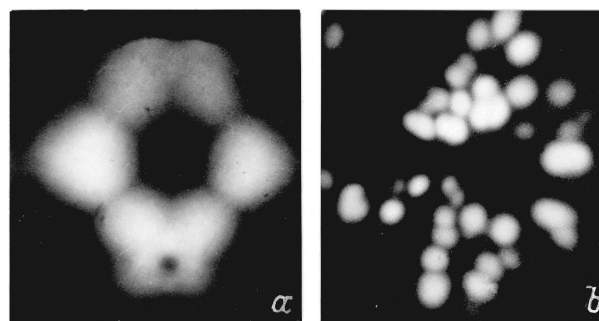


Рис. 4. Полевые электронные изображения поверхности Ta острия в процессе одновременного воздействия высоких T и F . a — исходная форма отжига, b — форма с микровыступами на вершинах макронаростов.

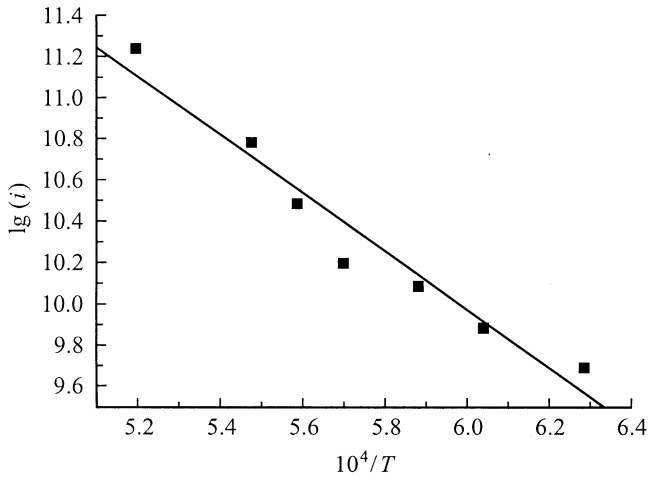


Рис. 5. График Аррениуса $\lg i = f(1/T)$ для высокотемпературного полевого испарения Re при напряжениях $U = 12$ kV. Величины ионных токов i измерены не в пА, а в числе испаряемых ионов в секунду (T — в К).

$T = 1600$ К и $F \sim 1.5$ V/Å ионные токи составляли обычно $i \sim 10^{-13} - 10^{-12}$ А.

Измеряя величину i при разных T и одной и той же величине U , можно определить и кинетические параметры процесса высокотемпературного полевого испарения — энергию активации Q_n и предэкспоненциальный множитель ν_0 . Согласно Форбсу [7], величина ионного тока определяется выражением

$$i = n_{\text{nr}} \nu_0 \exp(-Q_n/kT), \quad (1)$$

где n_{nr} — число атомов на поверхности, находящихся в положении „высокого риска“ испарения (high risk), иначе говоря, число активных эмиссионных центров на поверхности.

В случае полевого испарения при низких T это число атомов в положении kink, а в нашем случае — число микровыступов на поверхности, поскольку именно с вершин микровыступов и испаряются ионы. Наклон графика Аррениуса $\lg i = f(1/T)$ дает величину Q_n , а отсечка — величину $n_{\text{nr}} \nu_0$. Для получения такого графика измерялись величины i при различных T и одном и том же приложенном U , поскольку именно величина i характеризует скорость испарения атомов в виде ионов с поверхности острия. На рис. 5 представлен график Аррениуса для Re острия при $U = 12$ kV. При этом во всем диапазоне изменения T величина F_{ev} меняется от 1.9 до 2.1 V/Å, т.е. $F_{\text{ev}} = 2.0 \pm 0.1$ V/Å, что лежит в пределах погрешности определения F при значительных флуктуациях i . Наклон графика дает величину $Q_n = 2.6 \pm 0.34$ eV и предэкспоненту $n_{\text{nr}} \nu_0 = 7 \cdot 10^{17}$ 1/s. Величина частотного множителя в этом случае $\nu_0 = 7 \cdot 10^{15}$ 1/s, поскольку число микровыступов на поверхности эмиттера n_{nr} обычно около 10^2 . Величины $\nu_0 \sim 10^{15} - 10^{16}$ 1/s являются обычными для

процесса полевого испарения, на это указывал Мюллер много лет назад [8]. Подобный же график Аррениуса, полученный для Re при $U = 13$ kV и $F_{\text{ev}} = 1.92 \pm 0.08$ V/Å, дает величины $Q_n = 2.6 \pm 0.18$ eV и $n_{\text{nr}} \nu_0 = 6 \cdot 10^{20}$ 1/s, $\nu_0 \sim 10^{18}$ 1/s, а при $U = 10$ kV — $Q_n = 3.7 \pm 0.75$ eV и $\nu_0 \sim 10^{18}$ 1/s.

Такой же график Аррениуса, полученный при полевым испарением Pt острия в интервале $T = 1400 - 1700$ К и величине $F = 1.1 \pm 0.14$ V/Å, дал величины $Q_n = 3.05 \pm 0.1$ eV и частотный множитель $\nu_0 = 3 \cdot 10^{15}$ 1/s.

Обсуждение результатов

Прежде всего обращают на себя внимание относительно низкие величины Q_n , получающиеся из эксперимента. Согласно модели обмена зарядом [9], общепринятой в настоящее время, величина Q_n определяется выражением

$$Q_n = \lambda_0 + \Sigma_n I_n - n\phi - 3.8 \sqrt{nF} + 0.0345 \alpha F^2, \quad (2)$$

где λ_0 — теплота испарения элемента, $\Sigma_n I_n$ — суммарный потенциал ионизации n -кратно заряженного иона, n — заряд иона и α — поляризуемость атома.

При такой записи выражения величина Q_n получается в eV, если F определяется в V/Å и α — в Å³. Подставив известные для Re табличные величины λ_0 , I_1 и ϕ , а также приняв величину $\alpha = (8 \pm 1)$ Å³, определенную для атома Ir на грани {110} W [10], поскольку величина α для атома Re неизвестна, мы получим величины $Q_n = 7.64$ eV для случая $F_{\text{ev}} = 1$ V/Å и $Q_n = 7.05$ eV для случая $F_{\text{ev}} = 2.0$ V/Å, т.е. величины, значительно большие экспериментально измеренных $Q_n = 2.6 - 3.6$ eV.

Определение расчетной величины Q_n было проведено в предположении, что испаряются только однозарядные ионы Re, т.е. $n = 1$. Вообще говоря, какова зарядность испаряемых при высоких T ионов — вопрос малоизученный, экспериментально установленным фактом является лишь замеченное быстрое падение зарядности иона с ростом T [11]. Здесь можно высказать следующие соображения. Соотношение токов ионов разной зарядности определяется соотношением соответствующих величин Q_n . Сама по себе температура не влияет на зарядность иона, поскольку не влияет на величины, входящие в Q_n , если пренебречь температурной зависимостью ϕ , которая, во-первых, мала, а во-вторых, одинакова для ионов разной зарядности, так как характеризует не ион, а поверхность, с которой он испаряется. Просто рост T вызывает необходимость понизить F для сохранения той же скорости испарения, а снижение F и вызывает понижение зарядности иона согласно выражению (2). В отсутствие внешнего поля (случай чистой поверхностной ионизации) всегда испаряются практически только однозарядные ионы, поскольку для этого случая значение $Q_1 = \lambda_0 + I_1 - \phi$, $Q_2 = \lambda_0 + I_1 + I_2 - 2\phi$

и $Q_2 - Q_1 = I_2 - \varphi$. Величины Q_1 всегда меньше Q_2 для всех элементов, поскольку $I_2 > 10$ eV, а φ , наоборот, всегда меньше 10 eV. Именно наличие внешнего поля и шоттковского члена в выражении (2) и создает многозарядные ионы, причем чем выше F , тем выше и зарядность испаряемого иона. Если при полевом испарении Pt в случае $T = 78$ К и $F = 4.8$ V/Å наблюдаются ионы Pt⁺², Pt⁺³ и Pt⁺ в порядке падения интенсивности [3], то при испарении той же Pt при $T > 1000$ К и $F_{cv} = 1.2$ V/Å испаряются практически только однозарядные ионы Pt [12]. Правда, для образования многозарядных ионов существует еще механизм постioniизации. Однако расчеты, выполненные для этого случая [13], показали, что в случае полей $F \sim 1.0$ V/Å доля двузарядных ионов Re составляет десятки доли процента и даже при $F \sim 2.0$ V/Å — менее 10% от общего тока, при $F \sim 1$ V/Å заметную долю двузарядных ионов в токе дают только Ba, Ca, V, La и некоторые редкоземельные элементы. Кроме того, в предположении испарения двузарядных ионов Re при величине второго потенциала ионизации $I_2 = 24.5$ eV значения энергий активации станут совсем уже нерелевантными $Q_n = 25-26$ eV.

Если подставить величины $Q_n = 7.64$ и 7.04 eV в выражение (1), то соответствующие величины токов в случае $T = 1700$ К должны быть $i \sim 10^{-24}$ и $\sim 10^{-22}$ А вместо измеренных $i \sim 10^{-9}$ А при той же предэкспоненте, т. е. на много порядков меньше. С чем же может быть связано столь большое различие расчетных и экспериментально измеренных значений величин i и Q_n ? В работе [14], также обнаружившей подобное различие при испарении W, предполагается, что величины потенциалов ионизации I_n могут быть меньше табличных значений, поскольку в малых кластерах величины I_n могут быть меньше, чем для одиночного атома. Действительно, в работе [15], изучавшей ионизацию малых кластеров Sb, было показано, что величина I_n падала от 7.6 до 7.1 eV с ростом числа атомов в кластере от 4 до 36, при этом для одиночного атома Sb величина $I_n = 8.7$ eV. Если бы испарение Re и других металлов носило бы кластерный характер, то тогда действительно встал бы вопрос о потенциале ионизации кластера и еще более неясный вопрос о теплоте испарения кластера. В работе [16] наблюдалось при $T \sim 1000$ К и $F \sim 1.8$ V/Å импульсное испарение димеров W₂⁺³, Re₂⁺³ и Mo₂⁺³. Димеры были только трехзарядными, тогда как атомарные ионы были в основном однозарядными, при этом число димеров было много меньше числа однозарядных ионов. Для Pt, Ni и Rh кластерные ионы не наблюдались вообще. Только для Si наблюдалось заметное количество кластерных ионов. Так что кластерное испарение скорее всего не дает какого-либо заметного вклада в ионный ток и в обсуждаемом случае, а сами микровыступы рассматривать как малые кластеры некорректно.

Можно рассмотреть и возможное изменение величины φ под действием сильного поля. Как указывалось в работе [9], поле положительной полярности, проникая в глубь металла, вызывает уменьшение электронной

плотности вблизи поверхности, что приводит к росту φ , согласно данной работе,

$$\varphi_F = \varphi_0 + neFk, \quad (3)$$

где k — глубина проникновения поля.

Однако в предположении справедливости выражения (3), в случае $F = 1.0-2.0$ V/Å и $k \sim 0.5$ Å увеличение φ составит 0.5–1.0 eV, что значительно меньше различия расчетных и измеренных величины Q_n .

Рассмотрим также возможность ошибки в определении величины поля F . Действительно, мы определяем эту величину исходя из теории Фаулера–Нордгейма, которая подразумевает однородное поле у поверхности эмиттера. Однако в ряде работ, например в [17], указывалось, что электрон, тунелирующий с поверхности эмиттера, „видит“ эту поверхность плоской начиная с радиусов острий $r > 500$ Å. При меньших r случай однородного поля уже не реализуется, а типичные r для микровыступов — гораздо меньше. Поэтому, применяя теорию Фаулера–Нордгейма для микровыступов, мы заменяем реальный эмиттер с неоднородным полем неким эффективным эмиттером с однородным полем. При этом величины F и плотности тока i для эффективного эмиттера всегда меньше таковых для реального [18]. В упоминавшейся работе [17] показано, что j реального эмиттера с $r = 100$ Å превышает j эффективного эмиттера в 10–20 раз. Но это означает, учитывая экспоненциальную зависимость j от F , что реальное F может быть больше на 15–20% при $\varphi = 5.0$ eV для Re, что окажет несущественное влияние на величину Q_n .

Остается рассмотреть последнюю в выражении (2) величину λ_0 . Величина λ_0 — это теплота испарения материала, которая всегда соответствует испарению атома из положения kink, т. е. из положения в изломе ступени. Если мы теперь определим величину λ_0 из выражения (2), то при измеренных величинах $Q_n = 3.42, 2.64$ и 3.70 eV в случае $U = 12, 13$ и 10 kV соответственно получим величины $\lambda_0 = 4.75, 4.35$ и 4.8 eV, которые значительно меньше теплоты испарения Re — $\lambda_0 = 8.3$ eV. Чем же определяется такое уменьшение λ_0 почти вдвое? Это не может быть связано с влиянием сильного поля на величину λ_0 , хотя такое предположение и было сделано в работе [9], в которой даже приводится примерное выражение для такой зависимости

$$\lambda_F = \lambda_0 - bF, \quad (4)$$

где b — некая константа.

Объясняется такая возможная зависимость также проникновением поля в глубь металла и уменьшением электронной плотности вблизи поверхности, что приводит к уменьшению энергии связи атома с поверхностью. Однако экспериментального подтверждения такое предположение не нашло. Существует всего одна работа [19], подтверждающая зависимость λ_0 от F , однако в этом случае при испарении Rh в поле $F = 4.8$ V/Å

и $T = 78$ К полученная величина λ_F оказалась не меньше, а, наоборот, заметно больше теплоты испарения родия — на $0.7\text{--}1.2$ eV для разных граней Rh. Но в последующих работах [20,21], в которых изучалось криогенное полевое испарение Pt, Rh, Fe, Ni, Co, W при $F = 3.5\text{--}5.7$ V/Å с помощью атомного зонда высокого разрешения, подобной зависимости λ_0 от F обнаружено не было, всегда получалось $\lambda_0 = \lambda_F$. В нашем же случае при гораздо более низких полях $F \sim 1.0\text{--}2.0$ V/Å ожидать зависимость λ_0 от F , да еще такую сильную, было бы тем более странно.

Теплота испарения λ_0 , как уже указывалось, всегда для любых кристаллов определяется испарением атома из положения kink, где атом Re, имеющий гексагональную плотноупакованную структуру, имеет 6 соседей первого и 3 соседа второго порядка дальности [22]. В случае же высокотемпературного полевого испарения атомы испаряются не из положения kink непосредственно, а с вершин термополевых микровыступов, где атом имеет только 3 соседа первого и 3 второго порядка, т.е. энергия связи атома на вершине микровыступа должна быть примерно вдвое меньше λ_0 . При стационарном процессе испарения атомы непрерывно доставляются на вершину микровыступа механизмом поверхностной миграции. Таким образом, измеряемые на опыте Q_n содержат вместо λ_0 величину λ_0^* , существенно меньшую той, которая соответствует энергии связи в изломе ступени. Поддержание процесса испарения с вершин микровыступов может лимитироваться также энергией активации для миграции в электрическом поле Q_M^F (сторого говоря, эта лимитирующая энергия может быть связана не только с миграцией, но и с самим построением микровыступа как кристаллического тела, а для простоты рассмотрим только Q_M^F). Если $\lambda_0^* < Q_M^F$, но $Q_M^F < \lambda_0$, акт испарения с вершин будет лимитироваться величиной Q_M^F . Корректного определения величины Q_M^F для Re не существует, однако можно привести величины Q_M^F для металлов, близких по свойствам к Re: так, для W эта величина составляет 2.36 eV [23], для Mo — 2.0 eV [24] и в случае Ta — 1.9 eV [25] при величинах полей $F = 0.1\text{--}0.8$ V/Å. И в нашем случае величина Q_M^F , по-видимому, меньше λ_0^* и, следовательно, испарение с вершин микровыступов, скорее всего, и является „узкими воротами“ процесса высокотемпературного полевого испарения и определяет скорость испарения, т.е. ионный ток. Поэтому в величину энергии активации данного процесса Q_n , которая определяется с помощью графика Аррениуса должна входить не величина λ_0 , а заметно меньшая величина λ_0^* . Заменяв в выражении (2) λ_0 на λ_0^* , мы устраним различия в расчетных и экспериментально измеренных величинах Q_n и соответственно ионных токах i . Подобным же образом можно объяснить и такие же различия для случая испарения Pt, где на опыте также получается величина $\lambda_F = 2.90$ eV вместо табличной величины теплоты испарения $\lambda_0 = 5.3$ eV.

Таким образом, процесс высокотемпературного полевого испарения состоит, по-видимому, в испарении атомов с вершин термополевых микровыступов в основном в виде однозарядных ионов доставляемых на эти вершины посредством поверхностной миграции. При этом экспериментально определяемая с помощью графика Аррениуса $\lg i = f(1/T)$ величина энергии активации Q_n характеризуется не теплотой испарения материала λ_0 , а лишь энергией связи атома на вершине микровыступа, т.е. теплотой испарения с микровыступа — λ_0^* .

Выводы

Изучено высокотемпературное полевое испарение Re, а также Pt, Ta, W в интервале $T = 1500\text{--}2000$ К и $F = 1\text{--}2$ V/Å. При таких величинах T и F получают ионные токи металлов i от долей nA до нескольких nA со всей поверхности эмиттера.

Ионы испаряются в основном с вершин термополевых микровыступов, вырастающих на поверхности эмиттера при одновременном воздействии высоких T и F .

Величины испаряющих полей F_{cv} сложным образом зависят от T и приложенного напряжения U в процессе термополевого воздействия на эмиттер вследствие сложного характера происходящего при этом изменения формы острия.

По температурным зависимостям $i = f(T)$ определены энергии активации процесса высокотемпературного полевого испарения Q_n , которые оказались заметно меньше величин Q_n , полученных расчетным путем на основе модели обмена зарядом.

Различия расчетных и экспериментально полученных величин Q_n можно объяснить тем, что при высокотемпературном полевом испарении в выражении для величины Q_n должна входить не полная теплота испарения металла λ_0 , соответствующая энергии связи атома в изломе ступени, а значительно меньшая величина λ_0^* , соответствующая энергии связи атома на вершине малого микровыступа, откуда и испаряются ионы.

Список литературы

- [1] Шредник В.Н., Павлов В.Г., Рабинович А.А., Шайхин Б.М. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1974. Т. 38. № 2. С. 296–301.
- [2] Бутенко В.Г., Голубев О.Л., Конторович Е.Л., Шредник В.Н. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. Вып. 8. С. 86–91.
- [3] Миллер М., Смит Г. Зондовый анализ в автоионной микроскопии. М.: Мир, 1993. 301 с.
- [4] Ненакаливаемые катоды. / Под. ред. М.И. Елинсона. М.: Сов. радио, 1974. Гл. 6. С. 165–169.
- [5] Фоменко В.С. Электронные свойства материалов. Справочник. Киев: Наукова думка, 1981.
- [6] Шредник В.Н. // Проблемы современной кристаллографии. М.: Наука, 1975. С. 150–171.
- [7] Forbes R.G. // Appl. Surf. Sci. 1995. Vol. 87/88. P. 1–11.
- [8] Мюллер Э.В. // УФН 1962. Т. 77. С. 481–523.

- [9] *Gomer R., Swanson L.W.* // J. Chem. Phys. 1963. Vol. 39. N 11. P. 2813–2836.
- [10] *Bardou J., Audiffren M.* // J. De Phys. Coll. C9 suppl. 1984. Vol. 45. N 12. P. C245–C249.
- [11] *Мюллер Э.В., Цонь Т.* Автоионная микроскопия. М.: Металлургия, 1972. 360 с.
- [12] *Vanselow R., Schmidt W.A.* // Zs. fur Naturfor. 1966. Bd 21a. S. 1690–1696.
- [13] *Kingham D.R.* // Surf. Sci. 1982. Vol. 116. P. 273–301.
- [14] *Vu Thien Binh, Garcia N.* // Ultramicroscopy. 1992. Vol. 42–44. P. 80–90.
- [15] *Rayane D., Milinon P., Trobollet B. et al.* // J. Chem. Phys. 1989. Vol. 91. P. 3100–3110.
- [16] *Kellog G.L.* // Surf. Sci. 1982. Vol. 120. P. 319–333.
- [17] *Jun H., Cutler P.H., Miskowsky N.N.* // J. Appl. Phys. 1981. Vol. 52. P. 5320–5329.
- [18] *Rabinovich A.A.* // Surf. Sci. 1978. Vol. 70. P. 181–185.
- [19] *Ernst N., Jentsch Th.* // Phys. Rev. B. 1981. Vol. 24. N 11. P. 6234–6241.
- [20] *Lui J., Wu Chung-wu, Tsong T.T.* // Surf. Sci. 1991. Vol. 246. P. 157–162.
- [21] *Lui J., Wu Chung-wu, Tsong T.T.* // Phys. Rev. B. 1991. Vol. 42. N 14. P. 11 595–11 604.
- [22] *Чернов А.А.* // Современная кристаллография. М.: Наука, 1980. Гл. 1. С. 8–232.
- [23] *Bettler P.C., Sharbonnier F.M.* // Phys. Rev. 1960. Vol. 119. N 1. P. 85–93.
- [24] *Сокольская И.Л., Нойманн Х., Клозе Э.* // ФТТ. 1964. Т. 6. Вып. 5. С. 1439–1448.
- [25] *Паутов Д.М., Сокольская И.Л.* // ФТТ. 1968. Т. 10. Вып. 8. С. 2473–2479.