

УДК 621

Физические основы обработки материалов вещества в контакте с материалом вещества другой природы

Ю. К. Бобров, Е. И. Остапенко

Всероссийский электротехнический институт им. В. И. Ленина, Москва, Россия

В. А. Джангиров

Энергетический институт им. Г. М. Кржижановского, Москва, Россия

Ю. Ю. Бобров, К. З. Рухадзе

Московский институт радиотехники, электроники и автоматики, Москва, Россия

Показана единая физическая основа для объяснения явления трения и резания (как предельной формы трения) и обработки одного материала другим в широко распространенных технологических методах обработки материалов. Предложен метод расчета поверхностных энергий связи металлического иона и теоретически обоснована возможность его отрыва от металла-анода при заданном большом экспериментальном значении внешнего электрического поля (полевое испарение или кулоновский взрыв поверхности анода). Показана определяющая роль сильных электрических полей в тонких контактных слоях на границе раздела разнородных твердых тел в процессе переноса вещества-анода в этих слоях для широкого круга природных и технологических явлений и процессов.

Общие сведения об особенностях взаимодействия различных материалов веществ в контактных микрослоях и актуальность проблемы

В самом общем виде технология любой обработки одного материала другим обычно представляется процессом разрушения [1], частным случаем которого является разрушение резанием.

Согласно работе [1] разрушение пластичного (вязкого) материала (например, волосы рогового пластично-упругого вещества) может эффективно осуществляться ударным воздействием с относительно высокой скоростью порядка $v \sim 10^{-1}$ м/с и временем воздействия на расстояниях от бритвенного лезвия до волоса $\delta \sim 10^{-8}$ м порядка $\tau^* \sim 1$ нс с большой удельной нагрузкой, характерными для активного упругопластического нагружения волос при их разрушении резанием.

Вместе с тем разрушение резанием имеет непосредственное отношение к наиболее общим и всеобъемлющим взаимодействиям в контакте разнородных веществ, которые могут рассматриваться как процессы трения. Трение как физическое явление к настоящему времени не имеет ясного физического толкования. Очевидно, что трение должно рассматриваться как взаимодействие двух

разнородных веществ при их сближении и взаимном перемещении в контакте на атомно-молекулярных расстояниях. Определяющими факторами в понимании природы трения становятся при этом наличие контактной разности электрического потенциала $\Delta U \leq 1$ В и возникновение в контактном слое $\delta \geq 10^{-10}$ м чрезвычайно высокой напряженности электрического поля $F_\delta \approx 10^{10}$ В/м = 10^8 В/см = 1 В/Å, меньших, но соизмеримых с атомным полем $F_a \approx 5 \cdot 10^9$ В/см, в основном за счет малых расстояний δ между трущимися веществами. Наличие таких сильных полей всегда приводит к существованию сил притяжения веществ, а следовательно, к необходимости их преодоления и составляет содержание физического явления и понятия "трение".

Исходя из такого представления о "трении" можно объяснить практически все другие физические процессы взаимодействия двух или более инородных тел.

Например, все процессы резания в настоящее время определяются различными физико-химическими явлениями.

1. Возникает сложное напряженное и деформированное состояние материалов в зоне резания. Имеют место все виды упругих и пластических деформаций — сжатие, растяжение и сдвиг. Плас-

тические деформации и напряжения достигают очень больших величин. Происходит хрупкое и вязкое разрушение материала.

2. Создается неоднородное температурное поле. В зоне контакта температура достигает $10^3 \div 1,5 \cdot 10^3$ °С. Имеют место сложные схемы теплопередачи и теплообмена.

3. Помимо сухого и граничного трения в контактных областях происходит трение неокисленных (чистых, ювенильных, т. е. свежесозданных) поверхностей при очень больших удельных давлениях и высокой температуре.

4. В определенных условиях на передней поверхности инструмента происходит образование нароста.

5. После обработки поверхности слой деталей имеет различную высоту микронеровностей, возникают упрочнение (наклеп) материала и остаточные напряжения.

6. Применение смазочно-охлаждающих веществ сопровождается сложными физико-химическими явлениями: окислением, конвективным теплообменом, образованием пленки, адсорбцией, диспергированием, коррозией и т. п.

7. Появляются вибрации в технологической схеме – вынужденные и автоколебания.

Все вышеперечисленные явления находятся в определенной взаимозависимости. Для управления различными видами механической обработки необходимо иметь четкое качественное и количественное описание всех перечисленных явлений и создать механическую и физическую модели процесса резания, как обычно указывается в современных обзорах работ по физико-техническим проблемам резания. Описание резания остается феноменологическим, т. е. констатируется совокупность экспериментальных данных при отсутствии интерпретации на основе какой-либо физической модели процесса резания вплоть до настоящего времени.

Обычно подчеркивается пионерская роль русского ученого И. А. Тиме с его монографией 1870 г. "Сопротивление металлов и дерева резанию", где резание объясняется процессом последовательного скалывания отдельных элементов по "плоскости скалывания". С учетом того, что вся деформация концентрируется в очень узкой области, в ней происходит мгновенное разрушение материала — скалывание, причем силы трения отсутствуют, и деформирования подрезцового слоя не происходит.

Несмотря на дальнейшие уточнения представлений И. А. Тиме многими отечественными и зарубежными учеными, в его теорию были внесены существенные изменения (К. А. Зворыкин, 1893 г.; А. А. Брикс, 1896 г.; А. В. Гадолин, 1886—1890 гг.). С учетом развития физической теории резания

металлов, родоначальником которой считается Я. Г. Усачов ("Явления, происходящие при резании металлов", 1915 г.), представления о физических процессах резания металлов соответствуют и сейчас феноменологии, указанной в пунктах 1—7. В них отражен также большой вклад в теорию резания работ российских ученых: акад. В. Д. Кузнецова, профессоров А. М. Розенберга, С. Ф. Глебова, В. А. Кривовухова, Н. Н. Зорева, Г. И. Грановского.

С учетом всех указанных выше явлений при резании металлов можно считать, что физическое явление трения не учитывалось в его физических моделях. Это выглядит весьма странным, поскольку саму деформацию металла и его скалывание можно рассматривать как некоторые предельные режимы трения, и, следовательно, все силы, возникающие при резании, должны иметь единое физическое основание сил огромных напряженностей электрического поля в контактном слое реза и воспринимающего его режущее воздействие металла. При таком подходе все перечисленные в пунктах 1—7 особенности резания становятся следствием одного главного физического процесса воздействия сильного электрического поля в микроконтактном слое реза—металл.

Все виды электроэрозионной обработки металлов также связаны прежде всего с механическим разрывом контактных слоев между электродом-инструментом и обрабатываемым металлом. При удалении от металла электрод-инструмент непременно имеет молекулярно-атомные расстояния порядка $\delta \approx (1-10) \cdot 10^{-10}$ м, в пределах которых действуют напряженности электрического поля порядка долей атомного поля $\sim 5 \cdot 10^{11}$ В/м, что всегда достаточно для автоэлектронной эмиссии из катода и, что более существенно, приводит к "полевому испарению" анода [2], т. е. к переносу ионов материала анода в микропромежутки и на катод. В плотном контакте возникает контактная разность потенциалов за счет практически мгновенного переноса электронов металла с большим химическим потенциалом в металл с меньшим химическим потенциалом, и в таком контактном слое остается только электрическое поле без какого-либо переноса электронной компоненты, который уже состоялся. В контакте с микрозазором такой электронный перенос осуществляется механизмом автоэлектронной эмиссии так же практически мгновенно по сравнению с временем переноса ионов металла анода на катод.

Таким образом, всякий электрод-инструмент как катод внешнего источника питания обеспечивает эрозию металла-анода при касании и размыкании с ним катода-инструмента, т. е. перенос металла-анода в направлении катода, что, собственно, и выражает смысл "обработки материала".

Такой же перенос наблюдается при покрытиях одного металла другим. Например, ряд металлов Вольта по величине контактной разности потенциалов характеризуется следующей последовательностью: Al, Zn, Sn, Cd, Pb, Sb, Bi, Hg, Fe, Cu, Ag, Au, Pt, Pd. Каждый предыдущий металл при контакте с одним из последующих электризуется положительно, т. е. становится анодом в контакте с металлом-катодом. Плотное сближение любых веществ обуславливает взаимную диффузию одного вещества в другое, пропорциональную градиенту концентрации атомов этих веществ на границе их раздела. С учетом сильного электрического поля в контактном слое "диффузия" должна приобретать полярный характер за счет дрейфа ионов материала анода под действием электрического поля в контакте. Например, в контакте Zn и Fe при чистой диффузии цинк диффундирует в железо, а железо — в цинк. Однако с учетом контактной разности потенциалов и сильного электрического поля в контактном слое при положительно заряженном цинке относительно железа необходимо прежде всего учитывать перенос ионов цинка в железо под действием сильной напряженности электрического поля в контактном слое.

Это означает, что "диффузия" (перенос) должна иметь полярный характер. Алюминий переносится в любой стоящий справа металл ряда Вольта, цинк — во все металлы справа, а также и следующие металлы. Например, используемое в автостроении цинковое покрытие железа корпуса автомобиля обуславливает перенос цинка в железо, что означает получение не только хорошей адгезии цинка на поверхности железа и его защиту от коррозии, но и дальнейшее продвижение ионов цинка в объеме железа. Оловом можно лудить свинец, железо, медь, серебро и т. д. Кадмировать можно также все металлы справа от Cd в ряду металлов Вольта. Интересно, что использование контрольных кабелей с алюминиевыми жилами с их плотным монтажом на стальных клеммных сборках цепей вторичной коммутации электрических станций и подстанций приводит к неизбежному ослаблению крепления жил из-за расхода алюминия при его переносе в железо. Специальные инструкции по способу такого рода монтажа алюминиевых жил на стальных клеммах с использованием фигурных шайб и особых смазок, очевидно, не приведут к полному решению проблемы, и ослабление контактов алюминий—сталь обусловит понижение надежности работы релейной защиты и автоматики различных присоединений станций и подстанций. Эти же проблемы возникают везде и всегда, если в электрической цепи предусматривается контакт разнородных металлов. Наоборот, при покры-

тии медью железа окажется, что покрытие неустойчиво из-за переноса железа в медное покрытие.

Непосредственное нанесение золотого покрытия на железный купол храма также приведет к "изнашиванию" золотого покрытия и потере "священно-привлекательного" вида. Это же явление можно наблюдать на "эрозии" золотых покрытий стальных зубов у людей, когда в действительности золото теряет свой привлекательный вид из-за переноса железа в золото. Такого явления не произойдет, если основной зуб будет изготовлен, например, из платины. При этом золото будет переноситься в платину. В технологии покрытия куполов церквей золотом предусматривается нанесение на сталь промежуточного защитного слоя, иначе покрытые золотом купола быстро превратятся почти в железные, что будет воспринято как эрозия золота под действием внешней среды.

Свинцовые герметизирующие оболочки контрольных и силовых кабелей без защитных покрытий, проложенных в открытом грунте, оказываются изъязвленными многочисленными мелкими отверстиями, нарушающими герметичность кабелей и делающими их непригодными для дальнейшей работы. Поскольку химически инертный свинец в определенных случайных местах находится в контакте с грунтом в точках, обладающих отрицательным относительно свинца электрическим потенциалом, свинец в этих точках будет подвергаться электрической эрозии, т. е. будет осуществляться перенос свинца в грунт с возникновением сквозного отверстия в оболочке. То же происходит с любой металлической конструкцией, находящейся в грунте и тем самым подвергающейся ускоренному "старению" (эрозии, коррозии). В том и другом случаях используют так называемую "катодную защиту" от электрической эрозии, осуществляемую путем подключения к конструкции отрицательного полюса внешнего источника питания и соединения его положительного полюса — с дополнительным вспомогательным электродом, закапываемым при удалении в грунт. В этом случае подвергается интенсивной электрической эрозии вспомогательный электрод (анод), материал которого переносится в грунт, а конструкция, наоборот, воспринимает на свою поверхность материалы положительно заряженного грунта, т. е. остается свободной от эрозии, чем обеспечивается функциональная длительная устойчивость конструкции устройства.

Можно также заведомо утверждать, что при электролитическом полировании металлическая деталь в электролите должна иметь положительную полярность, а при нанесении покрытия из электролита — отрицательную полярность. Кроме

того, оказывается, что при так называемом "электроискровом легировании" легирующий электрод также должен быть анодом, что доказывается спектрами излучения такой искры при контактно-периодическом отмыкании анода из твердых и теплостойких металлов с переносом их ионов на сравнительно мягкую и нетвердую сталь-катод типа Ст. 3 [3]. При этом температурными эффектами можно полностью пренебречь.

Возвращаясь к физико-химическим процессам резания согласно пунктам 1—7, следует добавить к ним в качестве п. 8 существенный фактор сильного электрического поля в контактном слое. С учетом такого п. 8 и возможности усиления поля внешним источником питания, подобно технологии электроискрового легирования [3], можно радикальным образом влиять на любой процесс резания произвольных материалов.

Некоторые теоретические особенности переноса материала-анода в вакуумный микрозазор с полевым испарением анода

В тонком слое δ контактного микрозазора действует сильное электрическое поле и отсутствует какая-либо структура твердого тела. Тонкий слой δ можно также рассматривать как вакуум очень низкой плотности газа, поскольку всегда $\delta \ll \lambda$, где λ — среднее расстояние между частицами среды, окружающей слой. Поэтому можно рассматривать перенос ионов анода в контактном слое исключительно как процесс полевого испарения металла-анода [2].

Физическое состояние поверхности металла в сильном электрическом поле рассмотрено в [4] квантово-механическим методом Тамма—Блохинцева [5] дополнительно к другим выполненным работам [6—10].

Основываясь на результатах работы [4], можно рассмотреть вопрос энергии связи иона на поверхности металла, полагая, что поверхность металла-анода находится в условиях действия сильного электрического поля в вакуумном промежутке контактного слоя δ .

В теоретических моделях полевого испарения металла (иначе называемого "кулоновским взрывом металла") важное место занимает понятие энергии связи иона и удаления из металла поверхностного иона на бесконечность в отсутствие внешнего электрического поля [2, 6, 7]. Для оценки этой энергии, называемой далее просто энергией связи, может быть использован применяемый в [4] метод расчета распределения электростатического потенциала вблизи границы металла с привлечением экспериментальных данных о значениях напряженностей электрических полей.

При смещении иона относительно поверхности ($x = 0$), рассматриваемом как квазистатический процесс, на ион действуют силы различного происхождения. Одной из них является электрическая сила, обусловленная наличием поверхностного двойного электрического слоя вследствие экспоненциально удаляющегося от поверхности металла электронного "хвоста" и остающегося дефицита электронов в кристаллической решетке металла у его непосредственной поверхности. Эту силу можно условно разделить на две составляющие, если считать в одном случае, что удаление иона не приводит к возникновению индуцированного заряда; при этом ион будет лишь выталкиваться из металла полем невозмущенного двойного слоя, а за его пределами — внешним ненулевым положительным полем. В другом случае, наоборот, можно пренебречь квантово-механическим разделением зарядов (двойным электрическим слоем) на поверхности металла и полагать, что электронный газ имеет такую же четкую границу, как и ионный фон в модели "желе". Тогда благодаря существенно локальному характеру волновой функции иона его взаимодействие с индуцированным зарядом с хорошим приближением описывается классической силой изображения, действующей на ион со стороны его зеркального отражения относительно границы электронного газа (изображающей плоскости) и притягивающей ион к поверхности металла.

В соответствии с этим потенциальная энергия положительного металлического иона с зарядовым числом Z в суммарном поле обеих составляющих электрической силы как функция его удаления от поверхности $x = 0$ представляется в виде

$$U_i^{(el)}(x) = Z \cdot \phi(x) - \frac{eZ^2}{16\pi\epsilon_0(x+\xi)}, \quad (1)$$

где ϕ — невозмущенный электрический потенциал, рассчитываемый по формулам работы [4];

ξ — смещение изображающей плоскости в металл, по порядку величины совпадающее с дебаевской длиной $\xi_D = \left(2\epsilon_0 E_F / 3e^2 n_{e0}\right)^{1/2}$ экранирования потенциала иона в электронном газе, где E_F — энергия Ферми ($\epsilon_0 = (4\pi \cdot 9 \cdot 10^9)^{-1}$ Ф/м — диэлектрическая постоянная, $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл — заряд электрона, n_{e0} — концентрация электронов в металле), рассматриваемое в линейном приближении модели Томаса—Ферми [2].

Несмотря на то что модель "желе" предполагает непрерывное распределение зарядов валентных электронов и ионных остовов в узлах решетки металла, при записи потенциала сил изображения (1)

удаляемый ион металла рассматривается как дискретный точечный заряд. Для иона, который находится в крайнем решеточном положении на границе металла или около нее, приближение точечного заряда само по себе оказывается недостаточным. Дальнейший отход от модели связан с необходимостью учитывать силу отталкивания, действующую на поверхностный ион, главным образом со стороны ионного остова в ближайшем к нему узле соседнего слоя решетки. Отталкивание ионных остовов обусловлено принципом Паули, который запрещает перекрытие локализованных волновых функций электронов ионных остовов при их сближении. Силы отталкивания являются весьма короткодействующими, быстро падают с увеличением межостовного расстояния и могут быть учтены некоторой потенциальной диаграммой поверхностного иона, например функцией потенциальной энергии отталкивания типа модельного потенциала Леннарда—Джонса [11]

$$U_i^{(rp)}(x) = \frac{D}{(x+d)^{12}}, \quad (2)$$

где d — половина расстояния между поверхностным ионом металла и его ближайшим соседом;

D — параметр, определяемый, например, из табл. 3.2 в работе [11].

Безразмерная величина $\Theta_i = (3\pi^2 \epsilon_0 / ek_F) U_i$,

(где U_i — потенциальная энергия иона вблизи поверхности металла; k_F — волновое число электрона на уровне Ферми); выражаемая суммой составляющих (1) и (2), имеет вид

$$\Theta_i(u) = Z\Theta(u) + \frac{\Delta}{(u+\delta)^{12}} - \frac{\Theta_0}{u+\zeta}, \quad (3)$$

где $\Delta = (3\pi^2 \epsilon_0 k_F^{11} / e) D$; $\Theta_0 = 3\pi Z^2 / 16$; $\delta = k_F d$

и $\zeta = k_F \xi$.

При нулевой температуре металла энергия Θ_i равна полной энергии иона, состояние устойчивого равновесия которого на границе металла при отсутствии внешнего поля соответствует положению иона на дне потенциальной ямы, т. е. минимуму функции $\Theta_i(u)$ в точке $u = 0$, где $u = x - s$, s — сдвиг по координате x потенциальной функции

$$\left. \frac{d\Theta_i}{du} \right|_{u=0} = 0; \quad \left. \frac{d^2\Theta_i}{du^2} \right|_{u=0} > 0 \quad \text{при } f_0 = 0. \quad (4)$$

Положительная напряженность внешнего поля понижает высоту потенциального барьера, который необходимо преодолеть поверхностному иону

для выхода из металла. В пренебрежении термической активацией иона его отрыв от поверхности в испаряющем поле f_{0d} означает, что при этом высота барьера в точности обращается в нуль. В этом случае функция $\Theta_i(u)$ при $u = 0$ должна иметь перегиб (минимум), удовлетворяя в этой точке условиям

$$\left. \frac{d\Theta_i}{du} \right|_{u=0} = 0; \quad \left. \frac{d^2\Theta_i}{du^2} \right|_{u=0} = 0; \quad \left. \frac{d\Theta_i}{du} \right|_{u=\pm\delta u} < 0$$

при $f_0 = f_{0d}$, (5)

где δu — модуль приращения аргумента функции Θ_i в малой окрестности точки $u = 0$.

Параметры ζ и δ функции (3) принимают в (4) и (5) различные значения. Если ввести обозначения $\zeta(f_0 = 0) = \zeta_0$, то при $f_0 = f_{0d}$ следует полагать, что $\zeta = \zeta_0 + \sigma_d$, где σ_d — абсолютное значение сдвига электронного распределения в металл, который отвечает значению испаряющего поля. Аналогично, если $\delta(f_0 = 0) = \delta_0$, то $\delta(f_0 = f_{0d}) = \delta_0 + \delta_d > \delta_0$ вследствие растяжения внешним полем поверхностных слоев решетки металла, которое здесь рассматривается как удаление от поверхности ближайшего к ней слоя решетки к началу полевого испарения на расстояние $2(\delta_d - \delta_0)$ по сравнению со случаем, когда внешнее поле равно нулю, причем пренебрегается деформацией решетки полем двойного слоя на поверхности незагрязненного металла. При этом в равенстве $\delta_0 = k_F d_0$ значение d_0 в расчетах считается равным половине постоянной решетки в объеме металла.

Используя также соотношения $f(u) = -d\Theta/du$ и $\gamma(u) = -d^2\Theta/du^2$ для безразмерных напряженности поля и плотности заряда, равенства (4) и (5) можно записать в виде

$$\frac{\Theta_0}{\zeta_0^2} - \frac{12\Delta}{\delta_0^{13}} = Zf_{sn}; \quad \frac{\Theta_0}{(\zeta_0 + \sigma_d)^2} - \frac{12\Delta}{\delta_d^{13}} = Zf_{sd};$$

$$\frac{\Theta_0}{(\zeta_0 + \sigma_d)^3} - \frac{78\Delta}{\delta_d^{14}} = \frac{Z\gamma_{sd}}{2}, \quad (6)$$

где значение f_{sn} берется согласно формуле (7.5) в работе [4], а именно $f_{sn} = \sigma_{en} = \frac{C}{\kappa} = \frac{3\pi}{32}$,

$\Theta_{sn} = \Theta_{0a}^{(n)} = \frac{3\pi}{8} - \frac{5}{4}$, или в размерных единицах

$\phi_{sn} = -0,439k_F$ и $F_{sn} = 1,798k_F^2$ (ϕ_{sn} , D , F_{sn} , В/Å; k_F , 1/Å); причем потенциал отсчитывается от его уровня в глубине металла (6).

При известных значениях ζ_0 и Δ энергия связи иона на поверхности металла находится из выражения

$$\Theta_{ic} = \frac{\Theta_0}{\zeta_0} - \frac{\Delta}{\delta_0^{12}} - Z\Theta_{sn}. \quad (7)$$

При этой записи учтено, что потенциальная энергия (3) иона при условии $f_0 = 0$ должна обращаться в нуль на бесконечном удалении от поверхности, что обеспечивается новым уровнем отсчета потенциала Θ , при котором его значения определяются как $\Theta(u) - \Theta_0$ с использованием формул раздела 5 работы [4]. Тогда $\Theta_{sn} = 0,25$.

На рисунке, *a* приведены кривые потенциальной энергии для одно- и двухзарядных ионов меди ($d_0 = 1,8 \text{ \AA}$), рассчитанные в отсутствие внешнего поля согласно (3), параметры $\zeta = \zeta_0$ и Δ которой даны в приложении 2 работы [4]. Им отвечают значения энергии связи (7), равные $\Theta_{ic}^{(1)} = 0,512$ и $\Theta_{ic}^{(2)} = 1,461$, или в размерных единицах 3,9 и 11,2 эВ, соответственно, для одно- ($Z = 1$) и двухзарядных ($Z = 2$) ионов. Эти значения оказываются значительно меньшими используемых в известной модели полевого испарения [2], в которой энергия связи включает, помимо энергии сублимации, совпадающей с энергией химической связи атома в металле (3,5 эВ/атом для меди [11]), также энергию Z -кратной ионизации изолированного атома за вычетом работы выхода соответствующего числа электронов.

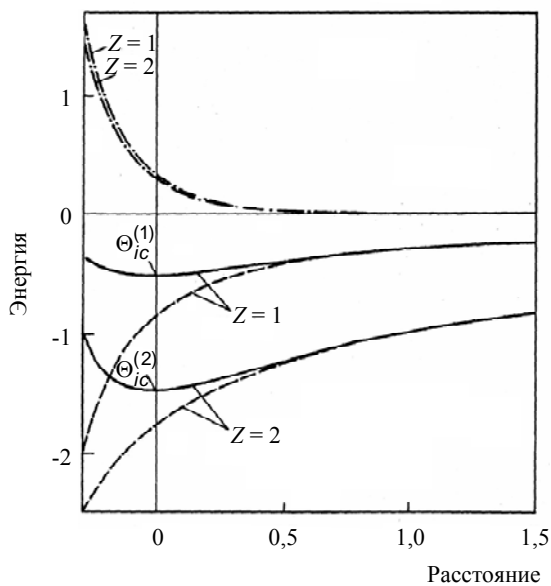
Возможной причиной такого расхождения является то, что атомы на поверхности металла следует рассматривать как находящиеся в некотором "частично ионизованном" состоянии, причем энергия, которую необходимо затратить на образование этого состояния, по порядку величины уже равна электрической энергии разделения зарядов в поверхностном слое.

Как показывает ход кривых на рисунке, *b*, высота потенциального барьера для ионов Cu^+ , Cu^{++} продолжает оставаться ненулевой при напряженности внешнего электрического поля $F_{0d} = 3 \text{ В/\AA}$, которая в приближении точечных частиц является теоретически недостаточной для испарения ионов обоих зарядовых чисел. Однако необходимо иметь в виду, что, во-первых, используемая в данных расчета напряженность испаряющего поля получена в опыте при температуре $T = 78 \text{ К}$, а для испарения ионов меди при $T = 0 \text{ К}$ потребовалось бы поле с более высокой напряженностью, сильнее понижающей высоту потенциального барьера. Во-вторых, при $T = 78 \text{ К}$ ионы Cu^+ , Cu^{++} испаряются одинаково эффективно [2], вследствие чего можно видеть, что расстояние от границы металла

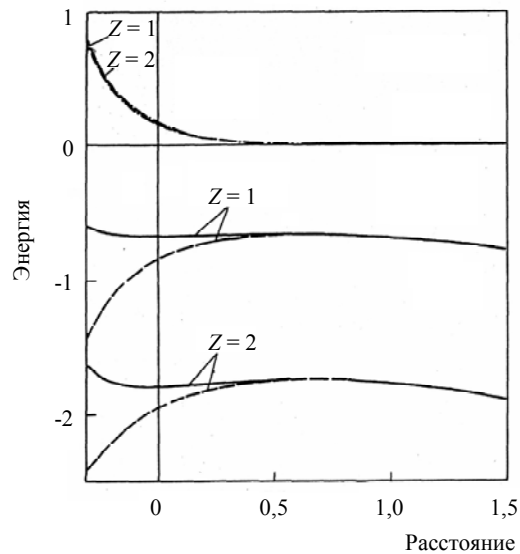
до вершины потенциального барьера для обеих кривых не превышает $0,5 \text{ \AA}$ (см. рисунок, *b*), и соизмеримо с радиусами ионов меди Cu^+ , равными приблизительно $0,96 \text{ \AA}$ [11], для которых потенциальный барьер уже теряет какой-либо смысл. При таких соизмеримых размерах потенциального барьера и испускаемого поверхностного иона, вероятно, целесообразнее ввести другой механизм полевого испарения в виде туннельного эффекта или подбарьерного перехода иона из связанного поверхностью состояния в свободное состояние, для чего может потребоваться меньшее внешнее электрическое поле, нежели поле, при котором следует преодолевать потенциальный барьер на его предельной высоте.

Экспериментально обнаруженное убывание относительного числа испаряющихся двухзарядных ионов ряда металлов для всех $T > 78 \text{ К}$ дало основание исследователям с использованием существующих моделей полевого испарения прогнозировать эффект преимущественного испарения этих ионов при более низких температурах. Данный прогноз не подтверждается результатами проведенных расчетов [4], согласно которым потенциальный барьер для иона Cu^{++} имеет большую высоту, чем для иона Cu^+ (см. рисунок, *b*). Вместе с тем, как показывает предварительный анализ, при учете потенциальной энергии иона в дополнение к (1) и (2), положительного вклада поляризационной энергии связи $0,5(\alpha_a - \alpha_i)F^2$ [2] отмеченный эффект может быть описан исходя из того, что разность $(\alpha_a - \alpha_i)$ поляризуемостей атома и двухзарядного иона больше, чем та же разность при однозарядном ионе. Вследствие этого при одних и тех же значениях напряженности электрического поля вблизи поверхности металла потенциальный барьер для $Z = 2$ может стать ниже, чем для иона с зарядом $Z = 1$, вследствие чего вероятность испарения многозарядных ионов окажется значительно выше вероятности испарения ионов с малым зарядовым числом, что и наблюдается экспериментально.

К сожалению, корректный учет вклада поляризационной энергии не представляется возможным в рамках используемого в работе [4] подхода, поскольку при этом во втором равенстве (5) должна была бы фигурировать производная плотности заряда на границе металла, претерпевающая разрыв второго рода в этой точке при описании металла моделью "желе".



a



b

Безразмерная потенциальная энергия $\Theta_i = 0,13 U_i$ (эВ) однократно ($Z = 1$) и двукратно ($Z = 2$) заряженного иона меди в зависимости от выраженного в единицах $k_F^{-1} = 0,794 \text{ \AA}$ расстояния от поверхности металла при:

a — нулевой напряженности внешнего электрического поля $F_0 = 0$.

— — — полная энергия; - - - - энергия в поле суммарного потенциала изображения и двойного слоя;

- · - · - · — энергия в поле потенциала отталкивания ионных остовов решетки;

b — напряженности внешнего поля, равной значению испаряющего поля $F_0 = F_{0d} = 3 \text{ В/\AA}$, эксперимент [2]

Заключение

Результаты решения задачи о двойном электрическом слое на поверхности положительно заряженного металла [4], полученные итерационным методом Тамма—Блохинцева и самосогласованным методом Хартри—Фока с отысканием минимума функционала полной энергии электронов металла, позволяют констатировать:

1. Решение вариационной задачи при сильном электрическом поле на границе металла $F_0 \rightarrow +\infty$ показывает, что при нулевой температуре металла разность U_0 потенциальной энергии электронов в глубине положительно заряженного металла и вблизи его поверхности, рассматриваемая как эффективная высота граничного потенциального барьера для электронов и равная энергии Ферми электронного газа, как раз достаточна для того, чтобы электроны удерживались в металле при произвольной крутизне потенциального барьера вне металла.

2. Этот результат совпадает с полученным в работе [5] в отсутствие внешнего электрического поля $F_0 = 0$. Это означает, что избыточный положительный заряд сообщается металлу за счет сдвига электронного профиля вглубь относительно границы металла. Электронный профиль оказывается существенно обедненным в запрещенной области косоугольного потенциального барьера и

вдавленным в металл сильным внешним полем — таким полем, напряженность которого имеет порядок напряженности F_{sn} в двойном слое на поверхности металла.

3. Деформация поверхностного двойного слоя напряженностью $F_0 = F_{sn}$ сопровождается усилением поля напряженностью F_s на границе металла по сравнению с его значением F_{sn} с $F_0 = 0$ и увеличением разности электрических потенциалов в глубине металла и на его поверхности. Вплоть до начала полевого испарения поверхностных ионов, происходящего при $F_0 \geq F_{sn}$, напряженность F_s заметно превышает напряженность внешнего поля. Это показывает, что в усилении поля на границе металла как разделенными, так и избыточными зарядами металла вблизи его границы, эти заряды играют важную роль в достижении пороговых для начала полевого испарения значений напряженности F_s . Так как условие $F_s \cong F_0$ начинает выполняться лишь при значениях напряженности внешнего поля, существенно превосходящих значение F_{sn} , то во всем диапазоне значений F_0 , при которых можно говорить о поверхности металла как об устойчивом ее состоянии, понятие проникновения в металл собственно внешнего поля в квантово-механической модели Хартри—Фока представляется лишенным определенности (в отличие от линейаризованной статистической модели Томаса—Ферми, в которой глубина проникновения электрического поля в металл имеет порядок его деба-

евской длины экранирования внешнего поля и не зависит от значения его напряженности).

4. Вычисление распределения электрического потенциала на границе металла позволяет рассчитать энергии связи ионов в поверхностном слое решетки металла в модели, в которой состояние равновесия поверхностного иона определяется условием равенства нулю суммы действующих на него сил в поле двойного слоя и отталкивания ионных остовов решетки по Леннард—Джонсу, вырывающих ион из металла, и сил зеркального изображения, притягивающих ион к поверхности. При этом значение энергии связи в отсутствие внешнего поля для однократно заряженного иона, который при $T = 0$ К находится в состоянии устойчивого равновесия на дне потенциальной ямы, имеющей минимальную глубину, оказывается весьма близким по значению к энергии химической связи атомов в металле и отличается в меньшую сторону от обычно принимаемых в моделях полевого испарения [2].

5. Показано, что при экспериментальных значениях напряженности испаряющего электрического поля F_{0d} поверхностный потенциальный барьер для одно- и многозарядных ионов практически исчезает, и состояние ионов как точечных зарядов очень близко к неустойчивому равновесию, т. е. энергия их связи при $F_0 = F_{0d}$ стремится к нулю, что соответствует в пренебрежении термической активацией ионов порогу полевого испарения.

6. Показано также, и это имеет большое прикладное значение, что сильные электрические поля можно рассматривать как один из самых существенных и важных факторов различных физико-химических превращений природного и технологического происхождения в тонких слоях на границе разнородных веществ, о которых уже шла речь в начале этой статьи.

Можно только дополнительно прокомментировать физическую основу электроискрового легирования металлов [3]. Полевое испарение лежит в основе этого технологического процесса, осуществляемого при периодическом касании инструментом-анодом, выполненным из тугоплавкого твердого металла (W, Mo, Cr, V, Nb), легируемой детали-катода. В работе [3] показано, что наличие контакта между электродами является необходимым условием переноса материала-анода на катод. По данным спектрального анализа, в излучении сильно неравновесной искровой плазмы, возникающей при разрыве контакта между электродами в воздухе, наблюдаются только линии ионов материала-анода, причем при одновременной осциллографической регистрации разности потенциалов между электродами и тока, протекающего в ис-

кромом канале, обнаруживаются короткие импульсы перенапряжения большой амплитуды и малой длительности ($\tau \sim 1\text{—}5$ нс), в течение которых и осуществляется перенос материала анода на катод. Перенапряжение усиливает электрическое поле в промежутке, гарантируя тем самым надежность полевого испарения анода, что и определяет высокую эффективность технологии. Эксперимент свидетельствует о совершенно незначительной роли выделяющегося в искровом промежутке тепла, которого явно недостаточно для плавления и испарения легирующего электрода-анода. Необходимо отметить, что такой физический механизм полевого испарения металла-анода в технологии электроискрового легирования металлов предлагается вниманию широкой аудитории читателей впервые.

Работа [3] была выполнена по просьбе А. Д. Верхотурова, докторская диссертация которого посвящена исследованию режимов технологии электроискрового легирования металлов, в которой, однако, отсутствуют указания на действительно определяющую роль полевого испарения материала-анода в сильном электрическом поле контакта легирующего металла-анода с легируемым материалом-катодом.

В введении и заключении работы [4] указаны широкие области применения переноса материалов в микроразорах различных возможных устройств, в том числе бытового назначения, такие как улучшение комфортности бритья станками безопасных бритв, увеличение ресурса работы и восстановление режущих способностей бытовых приборов самыми простыми способами, использующими знание о контактных процессах в микроразорах и т. п.

Л и т е р а т у р а

1. Карзов Г. П., Марголин Б. З., Швецова В. А. Физико-механическое моделирование процессов разрушения. — СПб.: Политехника, 1993. — 391 с.
2. Мюллер Э. В., Цонг Т. Т. Полевая ионная микроскопия, полевая ионизация и полевое испарение. — М.: Наука, Глав. ред. физ.-мат. лит.-ры, 1980. — 224 с.
3. Алексанян В. Д., Бобров Ю. К., Верхотуров А. Д., Чуплик В. Н., Шостак В. А. Спектральная диагностика температуры и электронной плотности плазмы при электроискровом легировании в воздухе//Физика и химия обработки материалов. 1984. № 2. С. 41—45.
4. Бобров Ю. К., Сорokin А. В. Испарение металла и поверхностные процессы в сильных полях. Физико-технические проблемы передачи электрической энергии// Сб. научн. ст. Вып. 1/ Под ред. А. Ф. Дьякова. — М.: Изд-во МЭИ, 1998. — 328 с. С. 254—315.
5. Тамм И. Е., Блохинцев Д. И. О работе выхода электронов из металла//В кн. Тамм И. Е. Собр. научн. тр.: В 2-х т. Т. 1. — М.: Наука, 1975. С. 227—255.

6. Мюллер Э. Полевой ионный микроскоп с атомным зондом// В кн. Методы анализа поверхностей. — М.: Мир, 1979. С. 401—463.

7. Блок Дж., Зандерна А. Применение полевой ионной масс-спектрометрии при исследовании поверхности// Там же. С. 464—541.

8. Партенский М. Б. Самосогласованная электронная теория металлической поверхности// УФН. 1979. Т. 128. Вып. 1. С. 69—106.

9. Партенский М. Б., Смородинский Я. Г. Проникновение электрического поля в металл и его влияние на величину поверхностного барьера// ФТТ. 1974. Т. 16. № 3. С. 644—647.

10. Усов В. Ф., Кобелева Р. М., Дедков Г. В., Темроков А. И. Электронно-статистическая теория металлов и ионных кристаллов. — М.: Наука, 1982. — 160 с.

11. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. — М.: Наука, 1978. — 792 с.

Статья поступила в редакцию 30 января 2007 г.

Principal physics of handling the materials of the matter in contact to a material of a matter of other nature

Yu. K. Bobrov, E. I. Ostapenko

All-Russian Electrotechnical Institute, Moscow, Russia

V. A. Jangirov

Krzhizhanovsky's Power Institute, Moscow, Russia

Yu. Yu. Bobrov, K. Z. Rukhadze

Moscow Institute for Radio Engineering, Electronics and Automatics, Moscow, Russia

The single physical base was accepted to realize the contact friction and cutting as the limit form of friction and one matter processing another matter as to the technology procedures wide expanded all over the material processing. The method for calculation to surface metallic ion cohesive energy is proposed and the possibility of the metal-anode ion break-out by the external evaporating field derived experimentally found its theoretical background. The determining role of high electric fields arising in the thin contact transitive layers at the interfaces of the various nature matters? Which these fields play for the mass transport through the layers, is shown for wide range of natural and technological phenomena and processing.

УДК 537.312.62

Управляемый формирователь гармоник на основе поликристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$

Н. Д. Кузьмичев

Мордовский государственный университет им. Н. П. Огарева, г. Саранск, Россия

В. В. Славкин

Саранский кооперативный институт Центросоюза РФ, г. Саранск, Россия

А. И. Головашкин

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

На основе выполненных исследований нелинейных магнитных свойств поликристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ разработан управляемый формирователь гармоник (УФГ). С помощью данного устройства можно управлять постоянным магнитным полем или током амплитудами формируемых гармоник. УФГ конструктивно прост, имеет в спектре большое количество высших гармоник, обладает широким динамическим диапазоном и надежен практически при любых амплитудах входного сигнала.

Высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) благодаря своим уникальным свойствам остаются привлекательными в качестве материала для при-

менений в различных областях слаботочной прикладной сверхпроводимости [1—6]. Открытие ВТСП-материалов и совершенствование техники