

СИНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ВАКУУМНОМ ПРОБОЕ В ГЕРКОНАХ

И.А. Зельцер, Е.Н. Моос*, д.т.н., В.А. Саблин, Е.Б. Трунин, к.т.н.
390027, ул. Новая 51В, г. Рязань, Россия, ОАО «РЗМКП»
*390000, ул. Свободы 46, г. Рязань, Россия,
Рязанский государственный университет им. С.А. Есенина

Рассмотрены роль аномальной термоэлектронной эмиссии в возникновении вакуумного пробоя и само явление вакуумного пробоя с позиции синергетики.

A role of the anomalous thermal electron emission in the onset of vacuum breakdown and the vacuum breakdown phenomenon itself from the standpoint of synergy are investigated.

Введение

Явление вакуумного пробоя (ВП) изучается около 100 лет, однако, до настоящего времени теория ВП находится в стадии построения ввиду сложности и многообразия процессов, происходящих в вакуумном межэлектродном промежутке, на поверхности и в объеме самих электродов при увеличении напряжения между ними. Существующие теоретические модели [1 – 4] противоречивы и не могут однозначно объяснить целый ряд экспериментальных результатов. Это обстоятельство негативно сказывается на решении целого ряда прикладных задач, например, на разработке методов повышения электрической прочности вакуумной изоляции высоковольтных приборов.

Целью данной работы является рассмотрение роли аномальной термоэлектронной эмиссии (АТЭ) в возникновении ВП и самого явления ВП с позиции синергетики.

Эксперимент

В качестве образцов использовались герметизированные магнитоуправляемые контакты (герконы) МКА-40142 [5]. Контакт-детали герконов изготовлены из пермаллоя и покрыты молибденом толщиной 6–8 мкм методом вакуумного плазменно-дугового напыления [6]. Герконы обезгаживались, откачивались и герметизировались при давлении 5×10^{-6} Торр. Давление в герконах не превышало 5×10^{-4} Торр. После вакуумной герметизации штенгеля в каждом герконе измерялось напряжение пробоя, затем производилась его тренировка и повторное измерение напряжения пробоя. Коммутационные испытания проводились выборочно для отдельных партий герконов. Поверхности контактных пружин исследовались методом оптической микроскопии.

Как известно [7], цель тренировки – устранить с поверхности контактов неровности и острия, образованные при напылении покрытия и при термическом обезгаживании до и во время откачки. Она достигается за счет использования процесса переноса материала электродов при пробоях [7]. Однако, поскольку пробой способствует в одних случаях устранению уже имеющихся, а в других – образованию новых неровностей на поверхностях электродов, выбор режима тренировки в принципе должен быть таким, при котором интенсивность разрушения неровностей больше интенсивности их образования. Нельзя ничего сказать о том, с какой скоростью надо повышать напряжение на электродах и какова должна быть оптимальная мощность одиночных разрядов. Все зависит от конструкции геркона, режима откачки, предварительной подготовки деталей материала, толщины и метода нанесения покрытия, а также многих других факторов. Поэтому режим тренировки герконов МКА-40142 подбирался по результатам оптико-микроскопических исследований поверхностей контакт-деталей герконов и измерений напряжения пробоя до и после тренировки.

Для тренировки использовалось устройство, изготовленное по типовой схеме [7] и обеспечивающее подачу на контакты электродов постоянного напряжения величиной до 30 кВ, а также фиксацию момента и величины напряжения пробоя. При тренировке напряжение

изменялось в ручном режиме периодически от 6 до 30 кВ в течение нескольких десятков секунд. Общее количество пробоев не фиксировалось. При этом об окончании тренировки судят по прекращению роста напряжения пробоя в герконе. Поскольку распыление микронеоднородностей, происходящее при тренировке, ухудшает вакуум в приборе, время тренировки выбиралось минимально возможным.

Результаты измерений напряжения пробоя до и после тренировки представлены на рис. 1. Из рассмотрения графиков, приведенных на рис. 1, можно сделать некоторые выводы. Во-первых, у большинства герконов после откачки и обезгаживания напряжение пробоя имеет величину около 6 кВ, а после тренировки может достигать приблизительно 14 кВ. Во-вторых, поскольку в производстве герконов всегда имеются технологические разбросы (например, разброс по величине межконтактного зазора), а при тренировке – неопределенности в выборе частоты и количества пробоев, то и на графиках, изображенных на рис. 1, наблюдаются некоторые разбросы в напряжениях пробоя до и после тренировки. В-третьих, по приведенным зависимостям можно определить оптимальный режим обезгаживания при откачке. В данном случае это откачка, производимая при температуре отжига 440 °С.

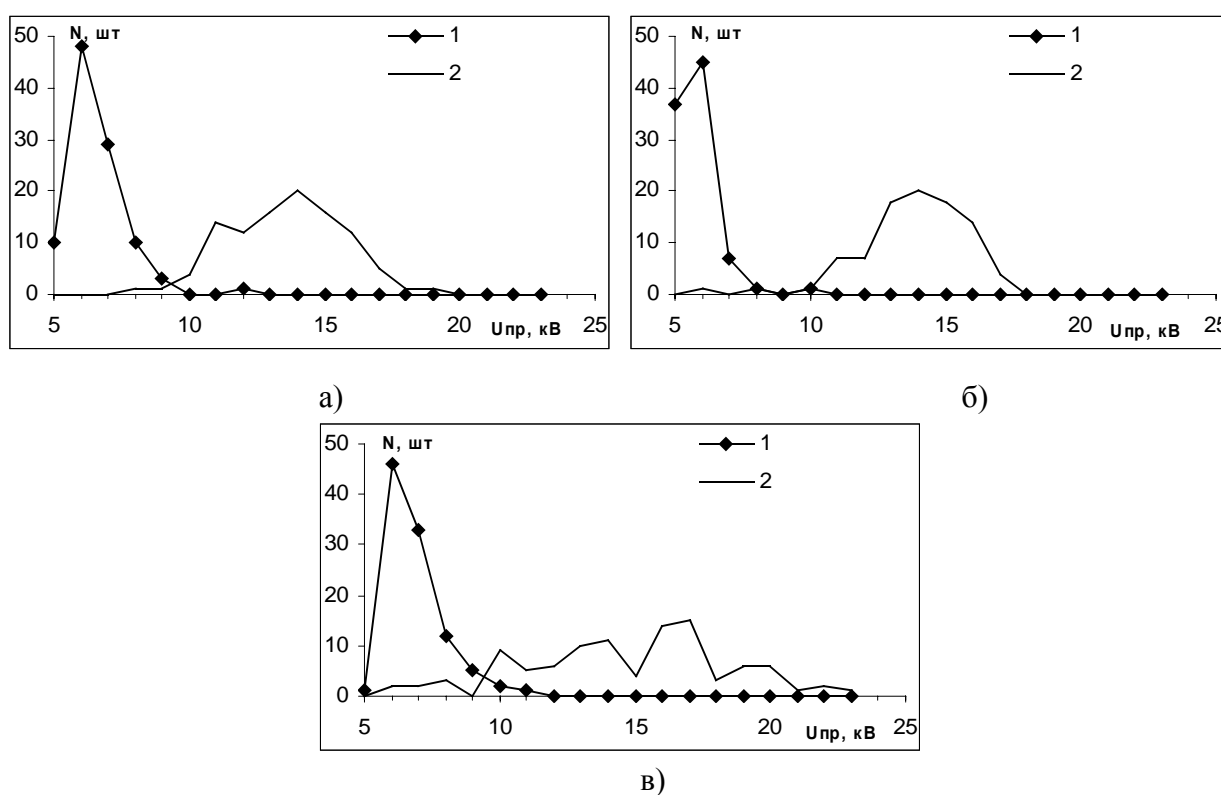


Рис. 1. Распределения количества герконов N по напряжениям пробоя $U_{пр}$ до (1) и после тренировки (2) при различных температурах обезгаживания, °С: а) 420; б) 440; в) 460. Общее количество герконов в каждой партии (а, б, в) – 120 шт.

Изображения контактных поверхностей оттренированных герконов и герконов после коммутационных испытаний как с покрытием из молибдена, так и без покрытия (пермаллой), приведены на рис. 2–8. Видно, что изучаемые поверхности контактов имеют характерные особенности.

1. В области пробоя образуется кратер со следами выплескивания материалов покрытия по краю (рис. 2). Размеры и глубина кратера зависят от параметров материала поверхности и вида обработки. В случае коммутационных испытаний (рис. 8) точный размер кратеров определить сложно из-за частичного и многократного наложения их друг на друга. Так, на герконах без покрытия средний диаметр единичного кратера составляет 65 мкм, а для молибденового покрытия – 40 мкм.

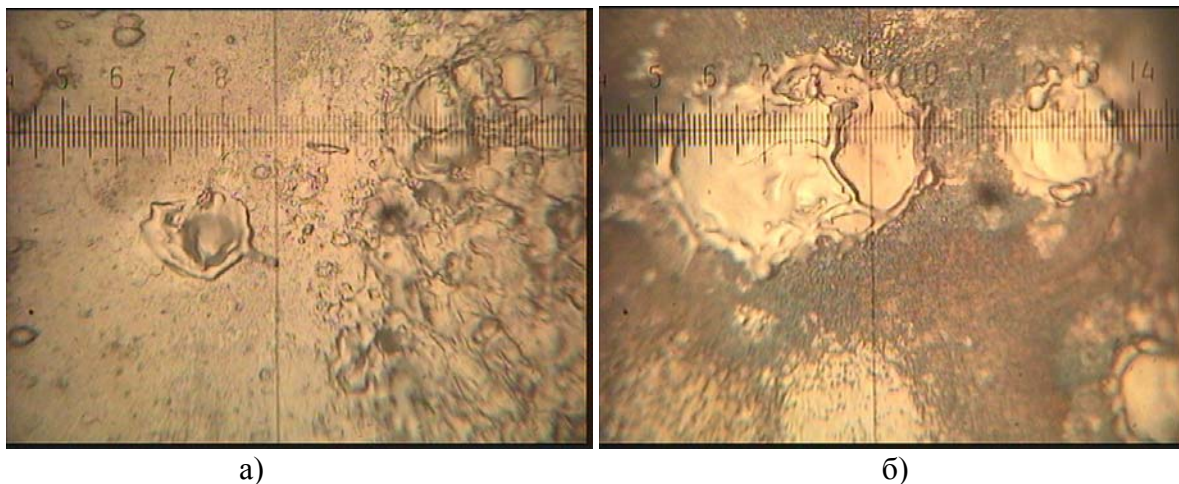


Рис. 2. Изображения отдельных кратеров в оптическом микроскопе при $300\times$ увеличении: а) молибденовое покрытие; б) пермаллоевая поверхность. Цена деления – 3 мкм

2. Кратер обладает гладким дном без существенных загрязнений (рис. 3), (например, в виде сплошных окисных пленок) даже после многочисленных последующих пробоев или коммутаций на других участках поверхности контакт-детали.

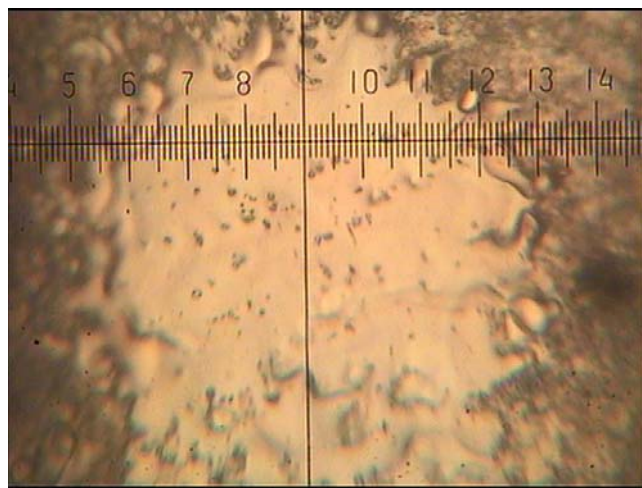


Рис. 3. Кратер на пермаллоевой поверхности при $1000\times$ увеличении после многочисленных пробоев на других участках поверхности контакт-детали.
Цена деления – 1 мкм

3. Поверхность контакт-деталей герконов без покрытия, не подвергаясь переплавке вследствие пробоев или коммутаций, покрыта разноцветными окисными пленками. В герконах с покрытием пленки наблюдаются на молибдене только далеко за областью перекрытия (рис. 4).

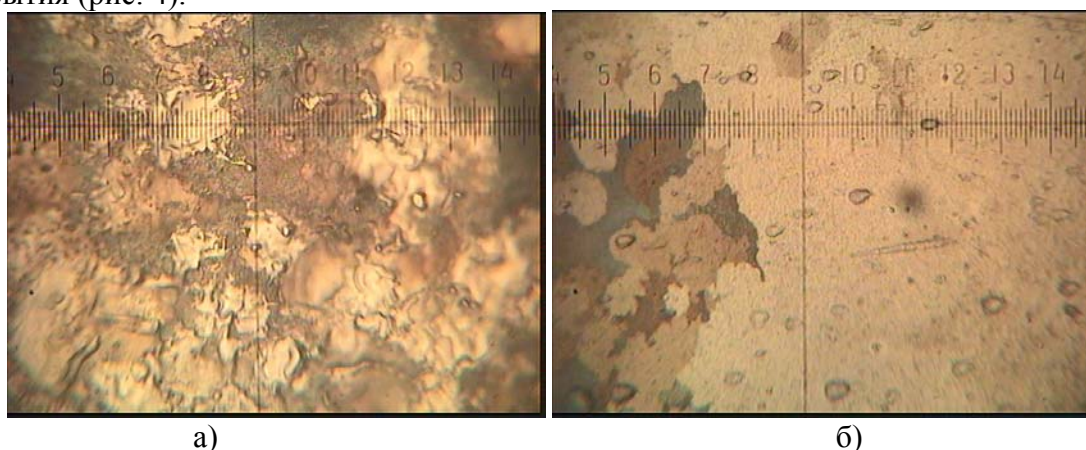


Рис. 4. Изображение пленочных загрязнений в оптическом микроскопе после тренировки: а) пермаллоевая поверхность в области концентрации пробоев; б) молибденовое покрытие.

Увеличение – $300\times$, цена деления – 3 мкм

4. Существует область преимущественных пробоев, т.е. наблюдается концентрирование кратеров, хотя единичные кратеры могут встречаться в любой точке, даже за пределами перекрытия (но не слишком далеко от границы перекрытия) (рис. 5, 6). Одна из областей преимущественных пробоев всегда располагается на краю одной из контакт-детали.

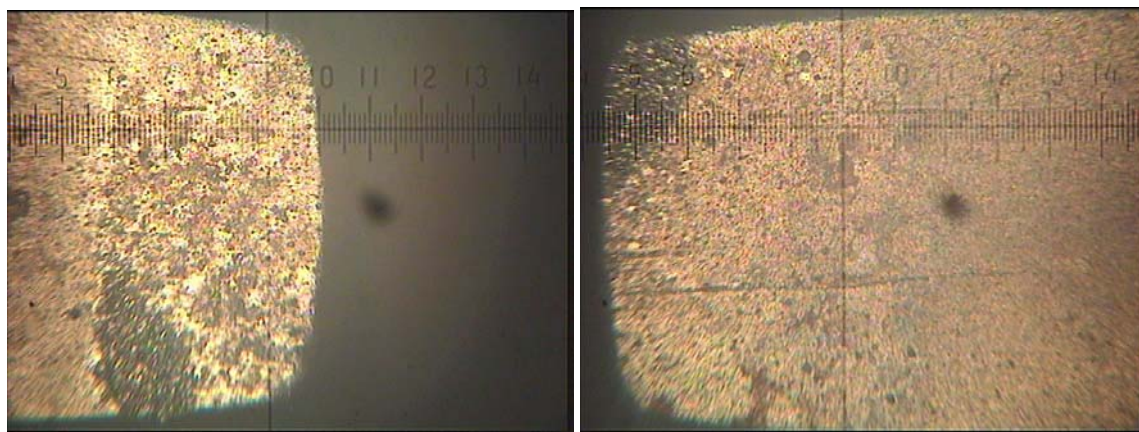


Рис. 5. Общий вид двух контакт-деталей одного геркона с молибденовым покрытием при $50\times$ увеличении. Цена деления – 20 мкм

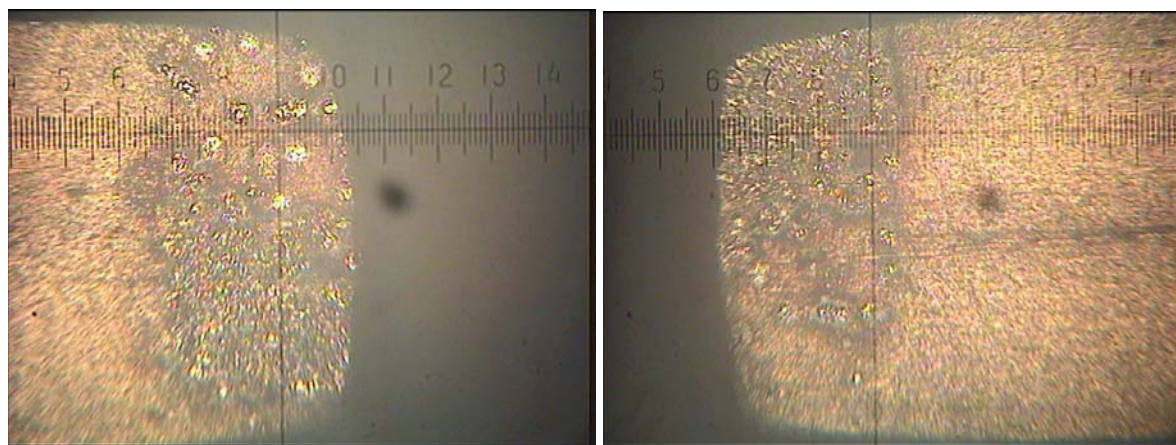


Рис. 6. Общий вид двух контакт-деталей одного геркона без покрытия при $50\times$ увеличении. Цена деления – 20 мкм

5. На некоторых участках контакт-детали вблизи края области концентрации пробоев наблюдается организованная структура расположения кратеров. Вариант сотовой диссипативной структуры приведен на рис. 7.

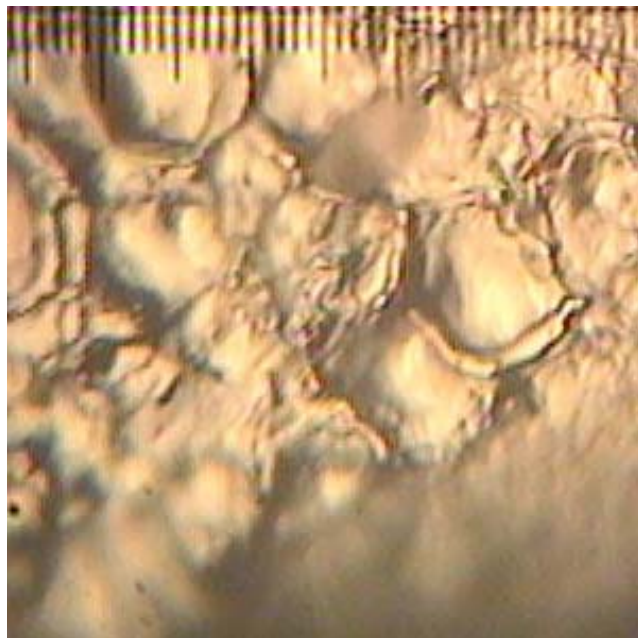


Рис. 7. Сотовая структура на поверхности молибденового покрытия. Увеличение $300\times$, цена деления – 3 мкм

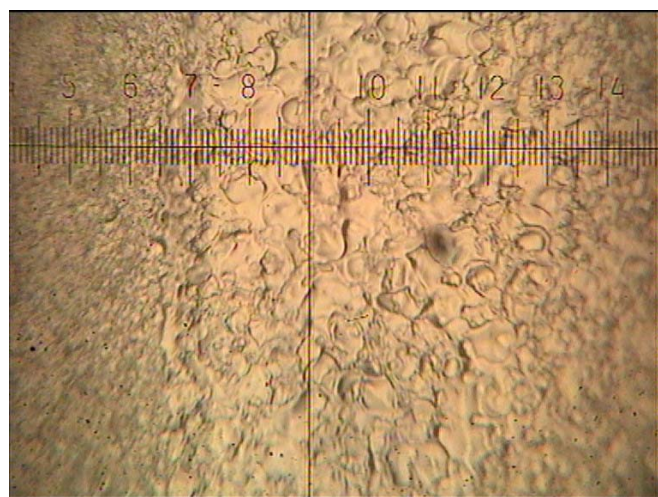


Рис. 8. Следы пробоев на поверхности молибденового покрытия после $4.5 \cdot 10^5$ коммутаций в режиме 3 кВ, 2 мА, 50 Гц. Увеличение $300\times$, цена деления – 3 мкм

Многочисленные переплавки приводят к образованию участка чистой поверхности с измененной плотностью и структурой. Выделяющиеся газы и прочие загрязнения адсорбируются на окружающих низкотемпературных участках поверхности контактов и баллона геркона.

Выплескивание материала покрытия сопровождается образованием многочисленных микроскопических частиц материала и микронеровностей, которые могут являться инициаторами последующих пробоев в данной области.

Термодинамический анализ

По терминологии Пригожина [8], диссипативными структурами мы называем организованные в пространстве, времени или как в пространстве, так и во времени состояния, которые возникают и существуют за счет диссипативных процессов, характеризующихся отличным от нуля производством энтропии.

Синергетический аспект неравновесных состояний в объеме твердого тела и на его поверхности при градиентных полевых воздействиях впервые был рассмотрен в работе [9]. Особое внимание в той работе уделялось «фасетированию» поверхности в продольных электрических и температурных полях.

Проведенные электронно-микроскопические и металлографические исследования монокристаллов и проволок вольфрама, предварительно прокаленных в вакууме и водороде постоянным током (рис. 9-11), указывают, что возникновение ступенчатой структуры поверхности связано с взаимодействием поверхностной и объемной диффузионных подсистем при сильном отклонении системы от равновесия.

Экспериментально и теоретически показано [9], что исследуемая структура относится к классу диссипативных структур, поэтому для построения модели явления целесообразно использовать синергетический подход. При этом макроструктура поверхности кристаллов при наличии в них сверхкритических электрического или температурного градиентов заключается в том, что поверхность кристалла принимает такую форму, при которой полный поток энтропии, выходящий через нее, максимален.

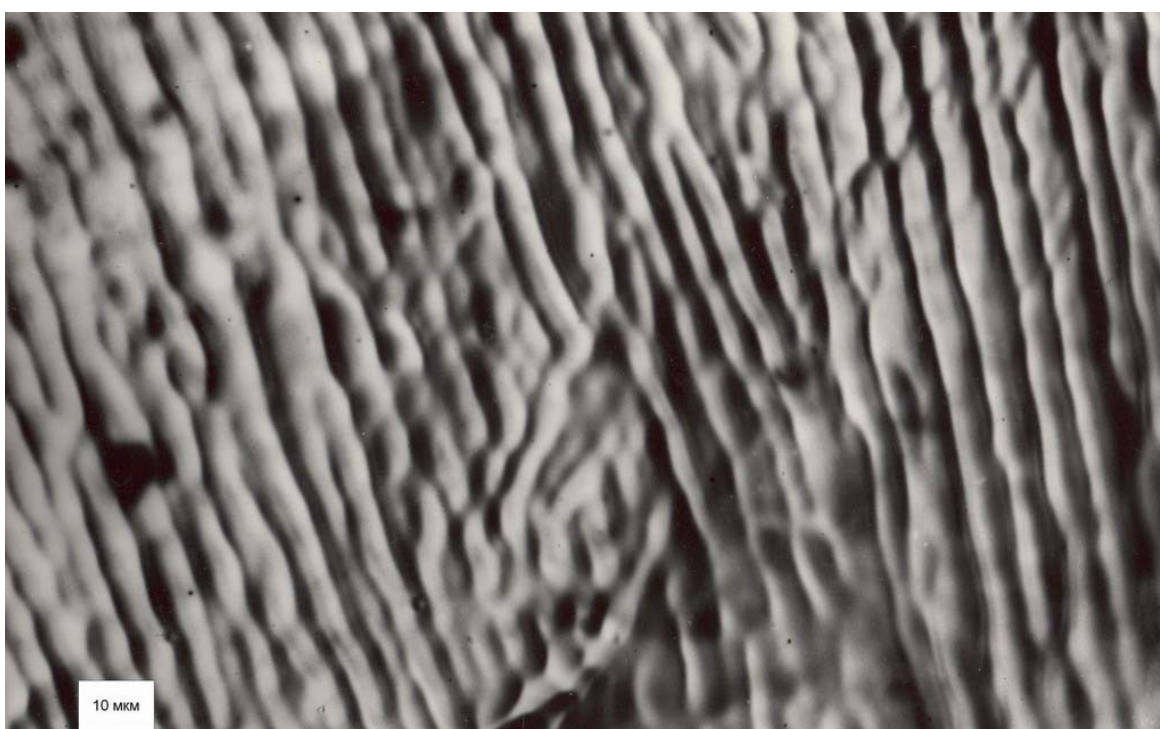


Рис. 9. Монокристаллическая вольфрамовая фольга, прокаленная в вакууме постоянным током ($P = 10^{-8}$ - 10^{-9} Торр, $T = 2100$ К, $t = 10$ ч) при наблюдении в оптическом микроскопе



a)



б)

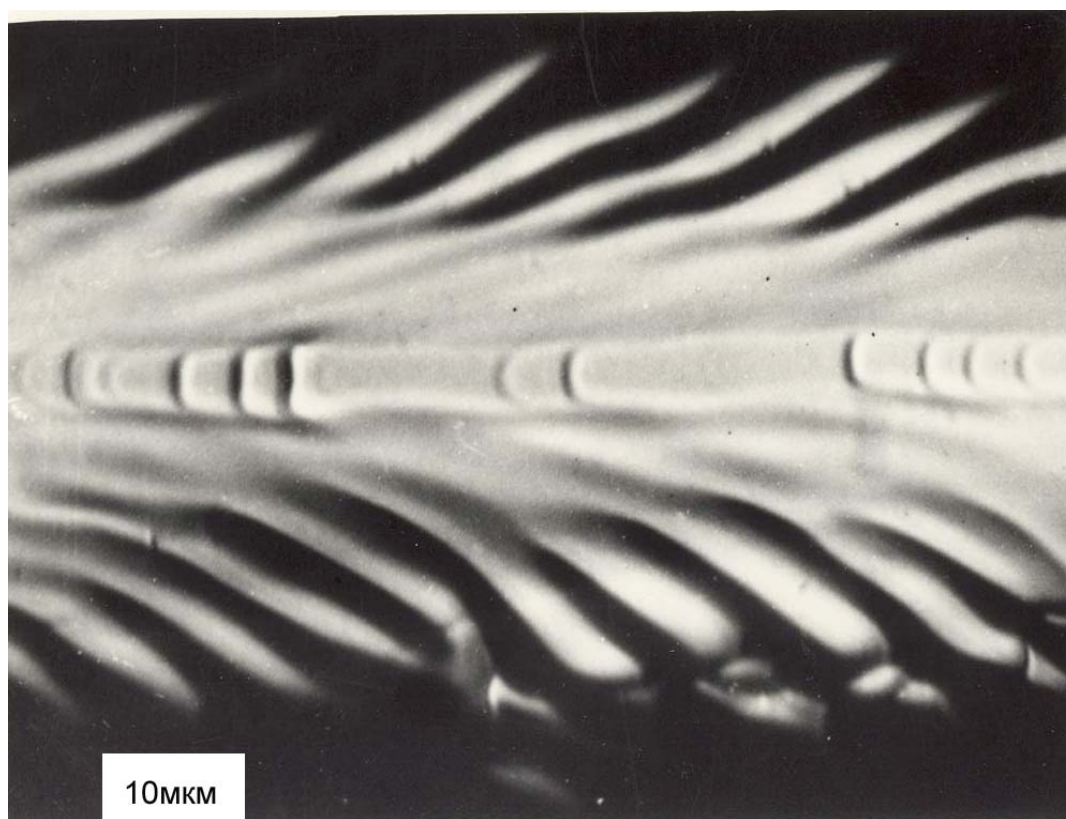


в)

Рис. 10. Монокристаллическая вольфрамовая фольга, прокаленная в вакууме постоянным током ($P = 10^{-8}-10^{-9}$ Торр, $T = 2100$ К, $t = 10$ ч) при наблюдении в электронном микроскопе: а) дефекты вблизи поверхностной структуры; б) электронограмма данного участка поверхности; в) форма рефлекса (110)



а)



б)

Рис. 11. Поверхность вольфрамовой проволоки, прокаленной в водороде ($P = 760 \dots 1520$ Торр, $T = 2800$ К) постоянным током, при наблюдении в оптическом микроскопе: а) поверхность проволоки после отжига длительностью 1 час и следующего за ним электрохимического травления; б) поверхность проволоки после отжига 10-15 ч

Основные идеи этой статьи [9] получили дальнейшее развитие в работах в [10 – 14]. Так, например, в работе [12] с использованием атомно-силовой микроскопии изучено изменение морфологии поверхности гальванопокрытий контакт-деталей герконов при

осаждении в условиях, близких к термодинамическому равновесию и существенно неравновесных.

В неравновесных случаях наблюдается некая форма супермолекулярной организации, свойственная диссипативным структурам.

С точки зрения нелинейной термодинамики и теории возникновения диссипативных структур, растущая пленка является термодинамически открытой системой, т.е. может обмениваться веществом и/или энергией со средой.

Поэтому на ее поверхности, когда отклонение от равновесия превысит критическое значение, а микроскопические процессы образования и роста новой фазы, в силу наличия особых связей, обусловленных нелинейностью системы, начнут происходить кооперативно (согласованно), возможно формирование нового динамического состояния – диссипативной структуры.

Важно отметить, что в этом случае процесс формирования структуры происходит под действием поперечного (перпендикулярного к поверхности растущей пленки) электрического поля. Такая же направленность поля имеет место и при вакуумном пробое.

Известно, что диссипативные структуры могут возникать во всех случаях, когда выполняются следующие четыре необходимых условия [8]:

- 1) система является термодинамически открытой, т.е. может обмениваться веществом и/или энергией со средой;
- 2) динамическое уравнение системы нелинейное;
- 3) отклонение от равновесия превышает критическое значение;
- 4) микроскопические процессы происходят кооперативно (согласованно).

Покажем, что процессы, происходящие при ВП, удовлетворяют этим условиям.

Известно [15], что пробой вакуумной электроизоляции развивается за время $\leq 10^{-7}$ с, как только разность потенциалов между электродами превысит некоторое характерное для данных условий пороговое значение, называемое напряжением пробоя. При ВП в зазоре образуется плазменный канал с высокой проводимостью, однако, механизм формирования плазмы при ВП до настоящего времени остается неясным [15, 16].

Исследования плазмы ВП [15, 17] показали, что: 1) при ВП сгустки плотной плазмы возникают на локальных участках макроповерхности катода – катодный факел (КФ) и анода – анодный факел; 2) первоначально образуется КФ и затем напротив КФ с временной задержкой порядка 10^{-8} с возникает анодный факел; 3) средние энергии ионов и электронов в плазме КФ составляют $3 \div 5$ эВ; 4) скорость распространения фронта КФ равна $(1 \div 3) \cdot 10^6$ см/с.

Экспериментально [18, 19] установлено также, что инициирование ВП обусловлено присутствием на макроповерхности катода отдельных микронеоднородностей, которые имеют форму микрокристаллов (МК) (вискеров) высотой порядка единиц мкм. Зависимость предпробойного тока эмиссии с поверхности катода от напряжения хорошо аппроксимируется уравнением Фаулера [15].

Из приведенных в [3] данных следует, что наиболее вероятной причиной инициирования ВП (образования КФ) являются процессы, протекающие на вершине МК и на границе МК с вакуумом при интенсивной электронной эмиссии. Одним из таких процессов, по мнению автора [3], является нагрев вершины МК током термополевой эмиссии за счет выделения тепла Джоуля и Ноттингама. В результате поверхность МК при высоких плотностях тока электронной эмиссии теряет устойчивость и одновременно становится эффективным эмиттером нейтральных атомов, необходимых для образования КФ.

Таким образом, образование плазмы КФ при инициировании ВП является результатом неустойчивости и самораспыления поверхности вершины МК, развивающихся в условиях интенсивной электронной эмиссии [3].

Известно также [17, 29], что одновременно с образованием плазмы КФ происходит резкий рост (в $10^1 - 10^2$ раз) тока эмиссии (микроразряд). В рамках развитых в [31 – 40]

представлений резкий рост тока эмиссии является проявлением аномалий электронной эмиссии.

Аномалии электронной эмиссии, возникающие при нагревании металла отдельными импульсами тока большой плотности ($j > 10^6$ А/см²), были обнаружены в [32, 36] и в дальнейшем исследовались в [31, 37–40]. Эти аномалии проявляются в необычно большой величине эмиссии, а также в ее неравновесном характере.

В [38, 39] предполагалось, что возникновение аномально большой термоэлектронной эмиссии связано с уменьшением работы выхода электронов из металла в условиях его нагревания током большой плотности. В этом случае не только термоэлектронная, но и автоэлектронная эмиссия (если в толще автоэммиттера создается большая плотность тока) также должна быть аномально большой, поскольку автоэмиссия сильно возрастает при уменьшении работы выхода.

В соответствии с гипотезой о неравновесных дефектах [38, 39] решетки металла можно представить себе следующий простейший механизм уменьшения работы выхода электронов вблизи точки плавления. Равновесная концентрация вакансий в металле, которая сильно возрастает с ростом температуры, не успевает установиться во время быстрого импульсного нагревания. Это связано с тем, что основная масса вакансий зарождается на поверхности металла, а также на других границах монокристаллических зерен и сравнительно медленно диффундирует в его толщу. Пока диффузия не завершилась, в объеме кристалла вследствие недостатка вакансий должна появиться избыточная (по сравнению с равновесной) концентрация междоузельных атомов, поскольку уменьшается аннигиляция этих атомов с вакансиями. Междоузельные атомы могут возникать в более быстром процессе путем их выхода из узлов решетки, т.е. с одновременным появлением вакансий. Предполагается, что избыточная концентрация междоузельных атомов создает деформацию решетки, вследствие которой изменяется состояние электронов в металле (повышается уровень Ферми). В результате этого уменьшается работа выхода электронов и, соответственно, увеличивается эмиссия.

При ВП наблюдаются не только аномалии электронной эмиссии, но и происходит перестройка поверхностей электродов. Под воздействием разрядов на поверхности анода и катода образуются кратеры (рис. 2, 3, 5 – 7). Можно наблюдать как одиночные кратеры, так и их скопления (области повышенной концентрации кратеров) (рис. 2, 5, 6). При возникновении кратера происходит выплескивание материала в прилегающую к кратеру область электрода, которое сопровождается образованием многочисленных микроскопических частиц материала и микронеровностей, провоцирующих возникновение в этой области очередного кратера при последующем пробое. Поэтому при тренировке герконов наблюдаются области повышенной концентрации кратеров (рис. 5, 6) и области с периодическим рельефом поверхности, образованным близлежащими кратерами (рис. 7). Подобного рода структуру (рис. 7) можно отнести к диссипативным, так как во время тренировки пробоями выполняются все четыре вышеперечисленных необходимых условия образования диссипативных структур.

Заключение

Таким образом, в итоге анализа механизма пробоя можно прийти к обобщающему выводу: обязательным фактором для развития вакуумного пробоя должно быть существование неравновесного состояния системы, при этом отклонение от равновесия должно превышать критическое значение. При достижении концентрации термических дефектов в материале катода сверхкритического неравновесного значения уровень Ферми повышается, электронная эмиссия резко (аномально) возрастает, одновременно происходит подъем температуры и перестройка поверхности катода. Образуются катодный, а затем и анодный плазменные факелы, и происходит ВП. При определенной частоте и продолжительности пробоев в результате кратерообразования происходит перестройка поверхности электродов, приводящая к образованию на их поверхности диссипативных структур (рис. 7).

Эта гипотеза находит экспериментальное подтверждение при облучении поверхности электродов ионами гелия или аргона с энергиями около 20 кэВ, после которого напряжение пробоя вакуумного межэлектродного промежутка возрастает в полтора - два раза [4]. В этом случае образованию неравновесной концентрации вакансий при быстром нагреве катода препятствуют структурные дефекты, возникшие в результате ионной имплантации. Поэтому интенсивность АТЭ уменьшается, а напряжение пробоя соответственно возрастает. Неравновесность и сверхкритичность явления ВП подтверждаются также многочисленными ВАХ (вольт-амперными характеристиками), измеренными другими авторами в различных высоковольтных приборах и макетах, например [1, 2, 4].

Важно отметить, что ВП так же, как эффект «постоянного тока» (рис 9 – 11), [9-11] происходит под действием электрического поля, когда концентрация вакансий достигает неравновесного сверхкритического значения. В обоих случаях диссипативные структуры развиваются на поверхности металлов, находящихся под действием электрических полей, градиенты которых превышают некоторые пороговые, характерные для данной физической системы, значения.

Таким образом, полученные результаты указывают, что из известных теорий ВП [1-4] наиболее достоверной является модель, предложенная автором [3], с поправкой на определяющую роль в формировании катодного плазменного факела АТЭ, а не термополевой эмиссии. В прикладном аспекте полученные данные указывают на возможность повышения электрической прочности вакуумных герконов МКА-40142 путем подавления АТЭ. Например, при облучении поверхности контакт-деталей герконов ионами гелия или аргона.

Литература:

1. Тарасова Л.В. Успехи физических наук. Т. 58. Вып. 2. 1956. – С. 321.
2. Сливков И.Н, Михайлов В.И., Сидоров Н.И., Настюха А.И. Процессы при высоком напряжении в вакууме. – М.: Энергоатомиздат, 1966.
3. Птицын В.Э. Письма в журнал экспериментальной и теоретической физики. – Т. 55. Вып. 6. 1992. – С. 32.
4. Татаринова Н.В. Вакуумная техника и технология. Т. 13. 2003. – № 1. – С. 3.
5. Майзельс Р.М. Сборник трудов первой Международной научно-практической конференции «Магнитоуправляемые контакты (герконы) и изделия на их основе», 11–14 октября 2005 г. / Под ред. д.т.н. С.М. Карабанова. – Рязань: Изд. Поверенный, 2006. – С. 3.
6. Ананьин В.В. Сборник трудов первой Международной научно-практической конференции «Магнитоуправляемые контакты (герконы) и изделия на их основе», 11–14 октября 2005 г. / Под ред. д.т.н. С.М. Карабанова. – Рязань: Изд. Поверенный, 2006. – С. 102.
7. Черепнин Н.В. Сорбционные явления в вакуумной технике. – М.: Советское радио, 1973.
8. Эбелинг В. Образование структур при необратимых процессах. – М.: Мир, 1979.
9. Зельцер И.А., Шуппе Г.Н. Вакуумная и газоразрядная электроника // Межвуз. сб. науч. трудов, МВ и ССО РСФСР, – Рязань: РРТИ, 1982. – С. 96.
10. Зельцер И.А., Моос Е.Н. Материалы 8-й Международной конференции «Структурные основы модификации материалов методами нетрадиционных технологий (МНТ-VIII)». – Обнинск: ИАТЭ, 2005. – С. 91.
11. Зельцер И.А., Карабанов А.С., Моос Е.Н. Физика твердого тела. – Т. 47. Вып. 11. 2005. – С. 1921.
12. Гололобов Г.П., Зельцер И.А. Сборник трудов первой Международной научно-практической конференции «Магнитоуправляемые контакты (герконы) и изделия на их основе», 11–14 октября 2005 г. / Под ред. д.т.н. С.М. Карабанова. – Рязань: Изд. Поверенный, 2006. – С. 125.
13. Зельцер И.А., Кукушкин А.С., Саблин В.А., Моос Е.Н. Материалы 9-й Международной конференции «Структурные основы модификации материалов методами нетрадиционных технологий (МНТ-IX)». – Обнинск: ИАТЭ, 2007. – С. 38.

14. Гололобов Г.П., Зельцер И.А., Кукушкин С.А., Моос Е.Н.. Материалы 9-й Международной конференции «Структурные основы модификации материалов методами нетрадиционных технологий (МНТ-IX)». – Обнинск: ИАТЭ, 2007. – С. 68.
15. Сливков И.Н. Процессы при высоком напряжении в вакууме. – М.: Энергоатомиздат, 1986.
16. Физическая энциклопедия, – М.: Сов. энциклопедия, Т. 1. 1988. – С. 237.
17. Месяц Г.А., Проскуровский Д.И. Импульсный электрический разряд в вакууме. – Новосибирск: Наука, 1984.
18. Little R.P., Whitney W.F. J. Appl. Phys. V. 34, 1963. P. 2430.
19. Little R.P., Smith S.T., Trans, on Electron Devices ED-12, 1965. P. 77.
20. Swanson L.W., Bell A.E. Adv. Elect., and Electron Phys. V. 32, 1973. P. 193.
21. Гегузин Я.Е., Когановский Ю.С. Диффузионные процессы на поверхности кристалла. – М.: Энергоатомиздат, 1984.
22. Ptitsin V.E. // Proc. of XIVth. Intern. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, 1990, Santa Fe, USA, 77, 269.
23. Ptitsin V.E. // Surf. Sci. V. 246, 1991. P. 373.
24. Ptitsin V.E. // In Abstr. 38th Int. Field Emission Symp. 1991, Vienna, 3-33, 3-34.
25. Птицын В.Э. Препринт ИАП РАН N 52, 1992.
26. Радциг А.А., Смирнов Б.М. Параметры атомов и атомных ионов. Справочник. – М.: Энергоатомиздат, 1986.
27. Векслер В.И. Вторичная ионная эмиссия металлов. – М.: Наука, 1978.
28. Распыление твердых тел ионной бомбардировкой / Под ред. Р.Бериша. – М.: Мир, 1984.
29. Dyke W.P., Dolan W.W. Adv. Electron and Electron Phys. V. 8, 1953. P. 89.
30. Птицын В.Э., Фурсей Г.Н., Егоров Н.В. Письма в журнал экспериментальной и теоретической физики. – Т. 31. 1980. – С. 733.
31. Бородовская Л.Н., Лебедев С.В. Журнал экспериментальной и теоретической физики. – Т. 28. 1955. – С. 96.
32. Лебедев С.В., Хайкин С.Э. Журнал экспериментальной и теоретической физики. – Т. 26. 1954. – С. 723.
33. Месяц Г.А., Проскуровский Д.И. Письма в журнал экспериментальной и теоретической физики. – Т. 13. 1971. – С.7.
34. Бугаев С.П., Литвинов Е.А., Месяц Г.А., Проскуровский Д.И. Успехи физических наук. – Т. 115. 1975. – С. 101.
35. Литвинов Е.А., Месяц Г.А., Проскуровский Д.И. Успехи физических наук. – Т. 139. 1983. – С. 265.
36. Лебедев С.В. ЖЭТФ. Т. 27. 1954. – С. 487.
37. Иванцова И.Л., Лебедев С.В. Теплофизика высоких температур. – Т. 9. 1971. – С. 1168.
38. Лебедев С.В. Теплофизика высоких температур. – Т. 11. 1973. – С. 986.
39. Лебедев С.В., Степанова Н. В. Поверхность. – 1982. – № 5. – С. 101.
40. Лебедев С.В. Теплофизика высоких температур. – Т. 19. 1981. – С. 203.