

УДК 622.765+621.385.6+533.1

**В.А. Чантурия, И.Ж. Бунина, А.Т. Ковалева**

**К ТЕОРИИ ДЕЗИНТЕГРАЦИИ ПОЛИДИСПЕРСНЫХ  
МИНЕРАЛЬНЫХ СРЕД ПРИ НЕТЕПЛОМ  
ВОЗДЕЙСТВИИ МОЩНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ  
ИМПУЛЬСОВ (О КОНЦЕНТРАЦИИ ЭНЕРГИИ  
И РАЗВИТИИ ПРОЦЕССА ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ  
РАЗРЯДОВ МЕЖДУ ЧАСТИЦАМИ СУЛЬФИДНЫХ  
МИНЕРАЛОВ) \***

*Рассмотрена модель развития процесса электрических разрядов между частицами сульфидных минералов (пирита) при воздействии наносекундных импульсов высокого напряжения. Показано, что в сквозных разрядах в слое частиц пирита происходит концентрация энергии в малых областях контакта между частицами, достаточная для локального разрушения (дизинтеграции) минеральных комплексов.*

*Ключевые слова: мощные наносекундные электромагнитные импульсы, сульфидные минералы, электрические разряды, автоэлектронная эмиссия, дезинтеграция минеральных комплексов*

Семинар № 22

**V.A. Chanturija, I.ZH. Bunin,  
A.T. Kovaleva**

**TO THE DECOMPOSITION THEORY  
ON-LIDISPERSNYH MINERAL  
ENVIRONMENTS AT NOT THERMAL  
VOZDEJ-STVII POWERFUL THE  
ELECTROMAGICIAN-NITNYH OF  
IMPULSES (ABOUT KONTSEN-TRATSII  
ENERGY AND DEVELOPMENT OF  
PROCESS OF ELECTRIC TIMES-  
NUMBERS BETWEEN PARTICLES SUL-  
FIDNYH OF MINERALS)**

*The model of electrical discharges process between semiconducting sulfide mineral (pyrite) particles under high-power nanosecond pulses is considered. It was shown, that energy concentration takes place in the local contact regions between the pyrite particles under throughout discharge conditions in the particles layer. This energy is enough for the local fracture (disintegration) of mineral complexes.*

*Key words: powerful nanosecond electromagnetic impulses, sulphide th minerals, electric categories, autoelectronic issue, decomposition of mineral complexes*

В.А.Чантурия» НШ-4918.2006.5 и РФФИ (грант № 08-05-00244-а).

**В** настоящее время в России и в мире проводятся исследования по применению мощных источников электромагнитного излучения [1-3] для нетеплового воздействия на естественные и искусственные среды различной природы [4-9]. В ИРЭ РАН (Москва) и ИСЭ СО РАН (Томск) проводятся работы по изучению нетеплового воздействия на биообъекты, в том числе на живые организмы, наносекундными микроволновыми импульсами (радиоимпульсами) [6]. Показано, что основную роль в реакции биообъектов играют клеточные мембраны, так как величина напряженности электрического поля в них сопоставима с величиной поля воздействующей волны. Электромагнитное импульсное воздействие активизирует иммунную систему животных, влияет на эмбриональную стадию

\*Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ «Научная школа акад.

развития насекомых и др. Из-за большой сложности биообъектов механизмы воздействия остаются во многом неясными [4].

Облучение наносекундными электромагнитными импульсами с напряженностью электрической компонентой поля  $\sim 10^7$  В/м, длительностью импульсов 0.5 нс, амплитудой 8 кВ, мощностью в одном импульсе 1 МВт, частотой повторения импульсов 1 кГц использовалось для обработки расплавов цветных металлов [7], в результате которой происходило существенное изменение их структуры и свойств: повышалась жидкотекучесть расплавов, уменьшалось поверхностное натяжение и краевой угол смачивания; прочность на разрыв и относительное удлинение сплавов увеличивались на 10-15%. В монографии [8] приводятся результаты экспериментальных исследований по влиянию мощных наносекундных электромагнитных импульсов (МЭМИ) на физико-химические свойства воды и водных растворов различных веществ, расплавов цветных металлов, низкоуглеродистых и специальных сталей, облучаемых в растворах электролитов, нефтепродуктов и других веществ.

Энергетические воздействия данного типа относятся к так называемым *нетепловым воздействиям*, так как энергия каждого импульса не способна существенно изменить общую температуру объекта. В [4] дано определение условий нетеплового воздействия МЭМИ на естественные и искусственные среды различной природы:

1) температура  $T$  среды в целом, а также температура ее характерных сравнительно однородных элементов практически не изменяется,  $T_{\text{средн}}$  (до взаимодействия)  $\sim T_{\text{средн}}$  (после взаимодействия);

2) амплитуда напряженности электрического поля импульса  $E$  много

больше амплитуды статического пробоя среды,  $E_{\text{макс. имп.}} \gg E_{\text{стат. проб.}}$ ;

3) длительность импульса  $\Delta t$  много меньше времени тепловой релаксации среды,  $\Delta t \ll \Delta t_{\text{тепл. рел. ср.}}$ . При этом в течение времени, много меньшего характерных времен установления теплофизических свойств материалов, составляющих среду, локальная температура в процессе воздействия может быть высокой.

Основная идея применения энергетических воздействий при переработке упорного благороднометалльного минерального сырья с целью селективного раскрытия сростков и направленного изменения физико-химических свойств поверхности сульфидов, как основных носителей микро- и наночастиц благородных металлов, состоит в создании условий для максимально возможной концентрации механических напряжений или энергии, способствующей дезинтеграции тонкодисперсных минеральных комплексов, достаточной для эффективного раскрытия ценных компонентов [9-10].

В ИПКОН РАН, ИРЭ РАН и ЦНИГРИ разработана и испытана на упорных золотосодержащих рудах и промпродуктах различных месторождений высокоэффективная, энергосберегающая и экологически безопасная технология нетепловой обработки материалов, содержащих благородные металлы, мощными наносекундными электромагнитными импульсами [9-11]. Было установлено, что данный вид энергетического воздействия применительно к процессам переработки тонкодисперсного минерального сырья позволяет за счет образования каналов электрического пробоя и микротрещин получить стабильный прирост ценных компонентов при уменьшении энергозатрат и снижения себестоимости готовой

продукции: прирост извлечения золота при цианировании составил: из упорных руд 4–12%, из концентратов (гравитационных – 10–30%, флотационных – 5–45%), из хвостов ОФ – 30–80%.

Для обеспечения эффективности электроимпульсной обработки потребовалось применение источников электромагнитных импульсов с коротким (~1 нс) фронтом, длительностью порядка 1–50 нс и напряженностью электрической компоненты поля на уровне  $10^7$  В/м [11]. Воздействия представляли собой либо видеоимпульсы ( $\lambda \sim 10^{-6}$  м,  $f \sim 5 \cdot 10^{14}$  Гц), либо радиоимпульсы, т.е. импульс имел высокочастотное наполнение (диапазон длин волн – порядка нескольких десятков сантиметров,  $f \sim 10^9$  Гц). Радиоимпульсы дают определенные преимущества благодаря простоте и разнообразию возможностей подвода энергии электромагнитного излучения СВЧ-диапазона к обрабатываемому веществу [12]. Такие источники радиоимпульсов были разработаны ранее [1-3] и имеют мощность до  $10^{10}$  Вт. Оценка плотности мощности, необходимой для реализации данного способа воздействия при напряженности электрического поля  $10^7$  В/м, дает величину  $\sim 100$  ГВт/м<sup>2</sup>, что вполне реализуемо с помощью приборов релятивистской сильноточной электроники [1-2].

В данной работе, в дополнение к ранее рассмотренным моделям [13-16], представлены результаты теоретических исследований процесса развития электрических разрядов между частицами полупроводниковых сульфидных минералов размером от 10 мкм до 1 мм при воздействии наносекундных МЭМИ ( $E \sim 10^7$  В/м) с учетом технологических условий электроимпульсной обработки минерального сырья. Совокупность мине-

ральных частиц плотно заполняют межэлектродное пространство генератора импульсов высокого напряжения, под действием которых между частицами возможны электрические разряды. Разряды между соседними частицами могут образовывать последовательные цепочки, перекрывающие весь разрядный промежуток.

В работе [16] рассматривались условия, при которых хотя бы один из электродов системы изолирован от слоя порошка, и пробой этого изолирующего слоя невозможен. В этом случае если длительность фронта импульса напряжения  $t_f$  больше времени релаксации заряда в полупроводнике  $\tau_p$  ( $\tau_p = \epsilon \epsilon_0 / \sigma$ , где  $\sigma$  – электропроводность), поле с заметной напряженностью в полупроводниковых частицах существует только на фронте импульса.

При линейном фронте импульса высокого напряжения  $E(t) = E_0 t / t_f$  это поле равно  $E_{осм} = E_0 \tau_p / t_f \ll E_0$ , и электрическое поле в основном концентрируется на промежутках между частицами, а также на диэлектрическом слое, изолирующем электроды. После того, как произойдут разряды между частицами, поле сконцентрировано на изолирующем слое. В условиях отсутствия сквозного тока через электроды «работает» только фронт импульса, обеспечивающий создание поляризационных зарядов и протекание переходных токов.

Если же возможен сквозной разряд, например, в случае малого воздушного промежутка между электродом и слоем порошкообразного материала, то распределение поля определяется как переносом заряда в слое частиц, так и падением напряжения в канале пробоя изолирующего слоя.

Пусть на плотный слой минеральных частиц действует импульсное

электрическое поле с временем нарастания  $t_f \sim 1-5$  нс, длительностью 10-50 нс и полем в импульсе  $E_0 = U_0/L \sim 10^7$  В/м ( $U_0$  – амплитуда импульса напряжения,  $L$  – расстояние между электродами). Вследствие конечной проводимости частиц заряд в них переносится к поверхности, ослабляя поле внутри частиц и усиливая его на границах. Разряд между частицами начинается с тока автоэмиссии (АЭ) после достижения достаточной напряженности электрического поля [16].

Баланс заряда на поверхности  $i$ -й частицы в линейной цепочке частиц расположенных между электродами определяется уравнениями

$$\frac{\partial}{\partial t} Q_s^{(i)}(t) = j_s^{(i)} - j_a^{(i)} \frac{S_a}{S_0}, \quad \frac{\partial}{\partial t} Q_a^{(i)}(t) = j_a^{(i)} \frac{S_a}{S_0}, \quad (1)$$

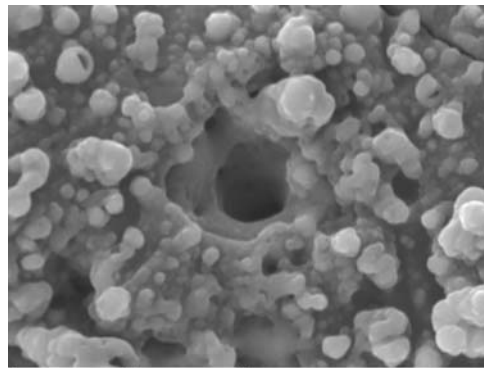
$$\begin{aligned} \varepsilon \varepsilon_0 E_s^{(i)} &= \varepsilon_0 E_a^{(i)} - Q_s^{(i)}, \\ \varepsilon_0 E_a^{(i+1)} &= \varepsilon \varepsilon_0 E_s^{(i)} - Q_a^{(i+1)}. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь  $Q_s(t)$  – заряд на единицу площади частицы,  $Q_a(t)$  – заряд на единицу площади частицы, который переносится к поверхности соседней частицы,  $j_s, j_a$  – плотность тока внутри частицы и между частицами соответственно,  $S_s, S_a$  – поперечное сечение частицы и площадь области, в которой генерируется ток АЭ,  $E_s, E_a$  – напряженность поля внутри частицы и в промежутке между частицами. Ток внутри частицы есть ток проводимости  $j_s = E_s \sigma$ , а между частицами – эмиссионный ток или ток разряда. Граничные условия (2) задаются плотностью поверхностного заряда на электродах  $Q_s(t)$ , источником которого является накопительная емкость генератора высоковольтных импульсов.

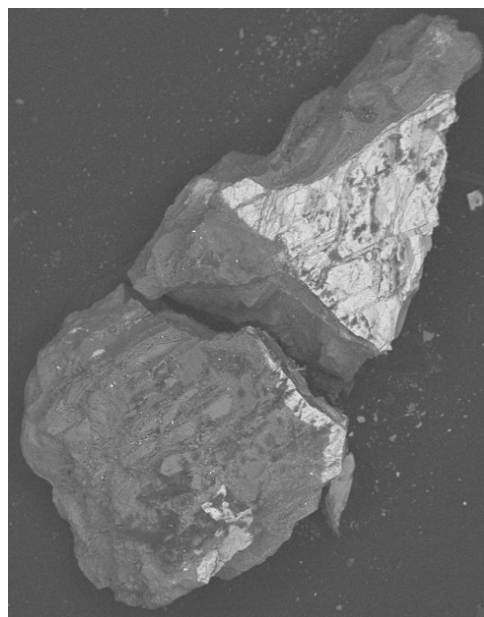
Обычно между соседними частицами сульфидов существует точечный «неплотный» контакт так, что частицы разделены тонким слоем диэлектрика (например, поверхностными микроноростами оксидов железа, образующимися при электроимпульсной обработке, рис. 1, а) или очень коротким ( $< 1$  мкм) воздушным промежутком. Для выхода электрона с поверхности частицы в области контакта существует энергетический барьер типа полупроводник-вакуум или полупроводник-диэлектрик-вакуум. Разрядный ток между частицами вначале появляется как ток АЭ электронов с поверхности частицы. В коротких (микронных) промежутках, меньших длины свободного пробега электрона, даже в плотном окружающем газе электронная эмиссия с катода играет определяющую роль в развитии пробоя [17]. Увеличение эмиссионного тока возможно в двух процессах. В первом электроны АЭ с отрицательно заряженной поверхности (катода) могут, достигая соседней частицы (анода), выбивать ионы, которые в свою очередь, достигая катода, выбивают вторичные электроны. Однако электрон-ионная эмиссия на аноде, так же как и вторичная ион-электронная эмиссия на катоде эффективна при энергии бомбардирующих частиц порядка и более 1 кэВ. В вакуумных разрядных промежутках условия для ускорения электронов и ионов легко создаются [18]. В условиях, когда приложенное напряжение распределяется между многими зазорами, падение напряжения в зазоре, даже при высокой напряженности поля, может быть сравнительно небольшим, в сотни или десятки вольт. Поэтому роль ионного тока на катод, возможно, сводится к дополнительному нагреву катода.

Другой процесс заключается в нагреве катода в области эмиссии током

**Рис. 1. Образование микронаростов оксидов железа на поверхности халькопирита (а) и селективная дезинтеграция минерального комплекса «халькопирит (светлый) – алюмосиликат» (б) в результате нетеплового воздействия наносекундных МЭМИ, отраженные электроны (масштабная линейка ~10 мкм (а), размер частицы ~1 мкм (б))**



а



б

АЭ и переходе в термоавто- или взрывную эмиссию. Пусть эмиттер имеет форму усеченного конуса с ми-

нимальным радиусом  $R_a$  равным радиусу области АЭ, т.е. выступа на поверхности частицы, наиболее близко примыкающего к соседней частице. Разогрев эмиттера на расстоянии  $x$  вдоль оси конуса, пренебрегая разницей температур электронов и решетки можно описать уравнением

$$\rho c_p s(x) \frac{\partial T(x)}{\partial t} = \lambda \frac{\partial}{\partial x} \left( s(x) \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{s^2(0) j_a^2(T)}{s(x) \sigma(x, T)} \quad (3)$$

Здесь  $j_a$  – плотность тока АЭ,  $s(x)$  – площадь сечения конуса в точке  $x$ ,  $x=0$  соответствует поверхности частицы,  $\rho$  – плотность материала частицы,  $c_p$  – теплоемкость,  $\lambda$  – теплопроводность,  $\sigma(x, T)$  – проводимость в сечении  $x$ . Зависимость проводимости от температуры и координаты  $x$  удобно выбрать в виде

$$\sigma(x, T) = A_0 \exp(\alpha/kT) \left[ 1 + \frac{\Delta n}{n_0} \exp(-x/l_D) \right] \quad (4)$$

Здесь учтена зависимость проводимости от температуры, а также изменение числа носителей в поверхностном слое  $\Delta n = \frac{Q}{e l_D} \exp\left(\frac{-x}{l_D}\right)$ , где  $Q$  – плотность заряда на поверхности,  $l_D = \sqrt{\varepsilon \varepsilon_0 kT / e^2 n_0}$  – дебаевская длина,

$n_0$  – равновесная концентрация носителей. Зависимость (4) позволяет записать решение уравнения (3), если пренебречь теплопроводностью и считать независимыми от времени эмиссионный ток и плотность заряда:

$$T(x, t) = \frac{a}{k} \left[ \log \left( \exp(-\alpha/kT_0) - \frac{a}{k} \left( \frac{s(0)j_a}{s(x)} \right)^2 \frac{t}{\rho c_p A(x)} \right) \right]^{-1}$$

$$A(x) \equiv A_0 \left[ 1 + \frac{\Delta n}{n_0} \exp(-x/l_D) \right].$$

В расчетах электрическое поле на острие эмиттера задавалось постоянным и равным  $2 \cdot 10^9$  В/м, проводимость материала частицы при  $T = 300$  К  $\sigma_0 = 1$  См/м, равновесная концентрация носителей –  $10^{18}$  см<sup>-3</sup>, угол при вершине конуса –  $60^\circ$ . Предполагалось, что вырождение в области сильного поля не происходит, и ток АЭ вычислялся по формуле [19, 20]

$$j_a = n_0 \exp(\Delta E_r / kT) \left( \frac{kT}{2\pi m} \right)^{1/2} \times \exp\left( -\frac{8\pi\sqrt{2m}}{3he} \frac{\varphi^{3/2}}{E} \theta(y) \right),$$

где  $E$  – электрическое поле на поверхности,  $y \equiv \sqrt{\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+1}} \frac{e\sqrt{eE}}{\varphi}$ ,  $\theta(y)$  – функция Нордгейма,  $\varphi$  – работа выхода электрона из полупроводника,  $\varepsilon$  – относительная диэлектрическая проницаемость,  $\Delta E_r$  – изгиб дна зоны проводимости на поверхности. Проводимость расплава пирита при температуре выше 1700 К задавалась равной 20 См/м и не зависящей от температуры.

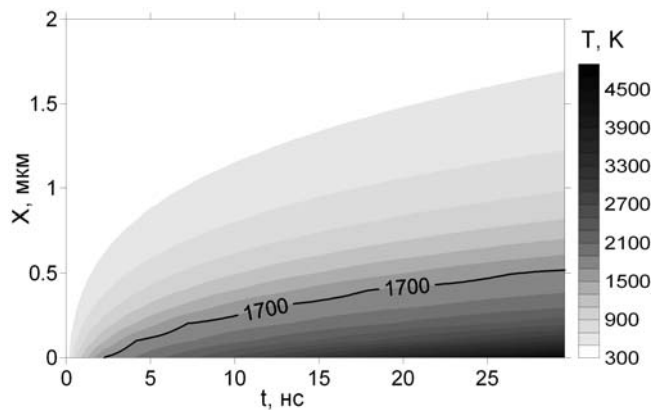
На рис. 2, а представлено численное решение уравнения (3) в виде зависимости от времени температуры на расстоянии  $x$  от вершины острия. Линией обозначена граница расплавленного вещества. Плавление начинается после 2 нс и к 30 нс расплавленным оказывается слой в 0.5 мкм, масса расплавленного вещества равна  $3 \cdot 10^{-10}$  г. На рис. 2, б показано аналогичное распределение температуры при меньшей концентрации носителей ( $10^{16}$  см<sup>-3</sup>), меньшей проводимости (0.1 См/м) и той же напряженности электрического поля. В этом случае плавление начинается раньше 1 нс, а глубина расплавленного слоя больше 1 мкм. С уменьшением угла

при вершине конуса нагрев резко возрастает. На распределение температуры по глубине  $x$ , в отличие от металлов, в меньшей степени влияет теплопроводность и в большей – зависимость проводимости от температуры, изменение концентрации носителей в полупроводнике вблизи границы, эффект проникновения поля в полупроводник.

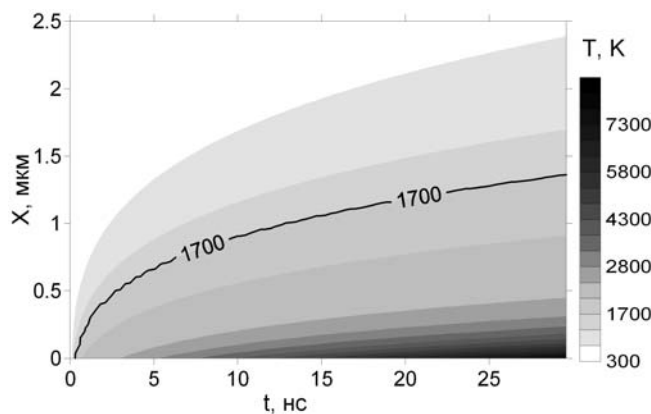
Плотность тока АЭ очень сильно зависит от напряженности электрического поля. При уменьшении поля на 30 процентов существенного нагрева уже не происходит, а увеличение поля на 15 процентов приводит к нагреву до температуры более чем  $10^4$  К, т.е., практически, к взрыву эмиттера уже через 2-3 нс. Поля с напряженностью  $10^9$  В/м и более вполне достижимы на границах между частицами сульфидов [16], поэтому механизм взрывоэмиссионного (эктонного [21]) разряда между частицами представляется вполне обоснованным.

В соответствии с (1), (2) на примере пирита ( $\text{FeS}_2$ ) рассмотрено развитие разрядов между минеральными частицами, расположенными цепочкой (всего 50 частиц) между электродами источника импульсного напряжения. В отличие от [16] частицы не изолированы от электродов, и допускается возможность сквозного разряда между электродами и частицами пирита. Амплитуда импульса напряжения равна 50 кВ,  $t_f = 3$  нс, расстояние между электродами 0.5 см, размер частиц 100 мкм. Диаметр области эмиссии задан случайно распределенным между 0.5 и 1.5 мкм.

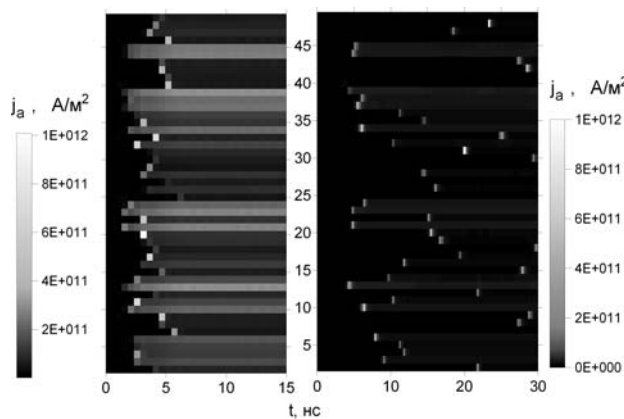
Зависимость плотности тока разряда между частицами показана на рис. 2, в для частиц с проводимостью 1 См/м (слева) и 0.1 См/м (справа). В случае  $\sigma_0 = 1$  См/м поле быстро концентрируется на границах частиц.



а



б



в

**Рис. 2**

Последовательность разрядов пере-

**Рис. 2. Распределение температуры вблизи внутри остррия эмиттера и ее изменение во времени (а, б) и изменение плотности тока разряда  $j_a$  на границах между частицами пирита (в) при воздействии единичного МЭМИ ( $n_0 = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ,  $\sigma_0 = 1 \text{ См/м}$  (а);  $n_0 = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ,  $\sigma_0 = 0.1 \text{ См/м}$  (б);  $\sigma = 1 \text{ См/м}$  - слева и  $\sigma = 0.1 \text{ См/м}$  - справа (в))**

крывает весь промежуток между электродами за время 5-7 нс. Различия в

плотности установившегося тока разряда обусловлены заданным разбросом площади поверхности эмиссии. После перекрытия промежутка напряженность поля внутри частиц близка к начальной ( $E \sim 10^7 \text{ В/м}$ ), а плотность тока  $\sim 10^7 \text{ А/м}^2$ . В случае меньшей проводимости,  $\sigma_0 = 0.1 \text{ См/м}$ , полное перекрытие промежутка происходит за время порядка 30 нс, а установившийся ток внутри частиц уменьшается до  $10^6 \text{ А/м}^2$ . В обоих случаях средний нагрев частицы за один импульс – порядка или менее 0.1 К, что свидетельствует о высокой степени концентрации энергии в малых областях контакта между минеральными частицами и о нетепловом характере воздействия МЭМИ на образец в целом.

Таким образом, в

сквозных разрядах в плотном слое частиц пирита между электродами источника импульсного высоковольтного напряжения происходит концентрация энергии в малых областях контакта между частицами. Это сопровождается сильным локальным нагревом, плавлением и испарением вещества в области контакта. Термомеханические напряжения, возникающие при этом, локализованы и невелики (до  $10 \div 30$  МПа [13]) по сравнению с теоретической прочностью вещества. Однако при многократном воздействии они достаточны для возникновения и развития микротрещин по границам компонентов минерального комплекса (рис. 1, б), приводящих к наруше-

нию сплошности минерального вещества [13]. Кроме этого сквозные разряды обеспечивают поддержание больших значений напряженности электрического поля и плотности тока внутри самих частиц не только на фронте импульса, но в течение всего импульса напряжения. Совместно с сильной пространственной неоднородностью тока вблизи контактов с соседними частицами и наличием неоднородностей структуры внутри частиц это увеличивает вероятность развития электротепловой неустойчивости, контракции тока и электрических пробоев внутри частиц с выходом на поверхность в области контактов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бугаев С.П., Канавец В.И., Кошелев В.И., Черепенин В.А. Релятивистские микроволновые СВЧ-генераторы. – Новосибирск: Наука, 1991. – 296 с.
2. Месяц Г.А. Импульсная энергетика и электроника. – М.: Наука, 2004. – 704 с.
3. Пичугина М.Т. Мощная импульсная техника. – Томск: Изд-во ТПУ, 2005. – 98 с.
4. Черепенин В.А. Релятивистские микроволновые генераторы и их возможное применение // УФН, 2006, Т. 176, № 10, С.1124-1130.
5. Слюсар В.И. Генераторы супермощных электромагнитных импульсов в информационных войнах // Электроника: Наука, техника, бизнес, 2002, № 5, С.60-67.
6. Девятков Н.Д., Плетнев С.Д., Чернов З.С. и др. Воздействие низкоэнергетического импульсного КВЧ и СВЧ-излучения наносекундной длительности с большой пиковой мощностью на биологические структуры // Доклады АН, 1994, Т. 336, № 6, С.826-828.
7. Сарычева Н.А., Корягин Ю.Д., Крымский В.В. Изменение характеристик цветных металлов под воздействием наносекундных электромагнитных импульсов // Химия твердого тела и современные микро- и нанотехнологии: Труды V международной конференции. – Кисловодск–Ставрополь: Изд-во СевКавГТУ, 2005, <http://science.ncstu.ru/conf/past/2005/nano/01>.
8. Белкин В.С. Бухарин В.А., Дубровин В.К. и др. Наносекундные электромагнитные импульсы и их применение / под ред. В.В. Крымского. – Челябинск: Издатель Татьяна Лурье, 2001. – 110 с.
9. Чантурия В.А., Бунин И.Ж. Нетрадиционные высоко-энергетические методы дезинтеграции и вскрытия тонкодисперсных минеральных комплексов // Физико-технические проблемы обогащения полезных ископаемых, 2007, № 3, С. 107-128.
10. Чантурия В.А., Трубетской К.Н., Викторов С.Д., Бунин И.Ж. Наночастицы в процессах разрушения и вскрытия геоматериалов. – М.: ИПКОН РАН, 2006. – 216 с.
11. Chanturiya V.A., Gulyaev Yu.V., Bunin I.J., Lunin V.D., Sedelnikova G.V. Non-traditional Highly Effective Breaking-up Technology for Resistant Gold-Containing Ores and Benefication Products // Proceedings: XXII International Mineral Processing Congress, Chief Editors: L.Lorenzen and D.J.Bradshaw, Cape Town, South Africa, 29 September – 3 October 2003. Cape Town: Document Transformation Technologies, 2003, Vol.1, PP.232-241.
12. Вловин В.А., Корженевский А.В., Черепенин В.А. Компактный низко импе-



данный ускоритель для генерации мощных импульсов электромагнитного излучения // Известия РАН. Серия «Физическая», 1997, Т. 61, № 12, С.2276-2279.

13. Чантурия В.А., Бунин И.Ж., Ковалев А.Т. Механизмы дезинтеграции минеральных сред при воздействии мощных электромагнитных импульсов // Известия РАН. Серия «Физическая», 2004, Т. 68, № 5, С.629-631.

14. Чантурия В.А., Бунин И.Ж., Ковалев А.Т. Селективная дезинтеграция тонковкрапленных минеральных комплексов при высокоимпульсном воздействии // Известия АН. Серия. «Физическая», 2005, Т. 69, № 7, С.1058-1060.

15. Чантурия В.А., Бунин И.Ж., Ковалев А.Т. О пинч-эффекте в сульфидных минералах при импульсном наносекундном воздействии // Известия АН. Серия. «Физическая», 2006, Т. 70, № 7, С.1061-1064.

16. Чантурия В.А., Бунин И.Ж., Ковалев А.Т. Об автоэмиссионных свойствах сульфидных минералов при воздействии

мощных наносекундных импульсов // Известия РАН. Серия «Физическая», 2007, Т. 71, № 5, С.670-673.

17. Добрецов Л.Н., Гомоюнова М.В. Эмиссионная электроника. – М.: Наука, 1966. – 564 с.

18. Месяц Г.А., Королев Ю.Д. Физика импульсного пробоя газа. – М.: Наука, 1993. – 224 с.

19. Бугаев С.П., Литвинов Е.А., Месяц Г.А., Проскуровский Д.И. Взрывная эмиссия электронов // УФН, 1975, Т. 115, Вып. 1, С.101-120.

20. Литвинов Е.А., Месяц Г.А., Проскуровский Д.И. Автоэмиссионные и взрывоэмиссионные процессы при вакуумных разрядах // УФН, 1983, Т. 139, Вып. 2, С. 265-302.

21. Месяц Г.А. Эктоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга. – М.: Наука, 2000. – 424 с. **ИДБ**

### Коротко об авторах

Чантурия В.А. – академик РАН, директор ИПКОН РАН, профессор,  
 Бунин И.Ж. – кандидат физико-математических наук, ведущий научный сотрудник ИПКОН РАН, старший научный сотрудник,  
 Ковалев А.Т. – кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник ИДГ РАН и ИПКОН РАН, info@ipkonran.ru



### ДИССЕРТАЦИИ

#### ТЕКУЩАЯ ИНФОРМАЦИЯ О ЗАЩИТАХ ДИССЕРТАЦИЙ ПО ГОРНОМУ ДЕЛУ И СМЕЖНЫМ ВОПРОСАМ

Автор	Название работы	Специальность	Ученая степень
<b>ЮРГИНСКИЙ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ (ФИЛИАЛ) ТОМСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО УНИВЕРСИТЕТА</b>			
КАЗАНЦЕВ	Повышение эффективности передачи	05.05.06	к.т.н.

Антон Александрович	энергии ударных импульсов по стволу станка при бурении скважин малых диаметров		
------------------------	--	--	--