

УДК 01:539.9 : 538.9

# ИЗМЕНЕНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МЕТАЛЛОВ В ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ УСЛОВИЯХ ПРИ ЛОКАЛЬНОМ НАРУШЕНИИ ЭЛЕКТРОНЕЙТРАЛЬНОСТИ

Н. П. Калашников, А. С. Ольчак

*В статье предлагается объяснение эффекта расплавления и разрушения металла при относительно невысоких температурах, наблюдавшегося в экспериментах при пропускании тока по тонким проволокам из тугоплавких металлов. Показано, что разрушение происходит в области высокого градиента температуры и связано с локальным нарушением электронейтральности металла. Выводы подтверждаются сравнением с результатами экспериментов.*

**Ключевые слова:** кулоновский взрыв, ионная структура; электроны проводимости, дефицит электронной плотности, тонкая проволока, градиент температуры, температура плавления, удельная теплота плавления.

## Введение

В недавних работах ученых МГТУ им. Н.Э. Баумана, обобщенных в монографии [1], описываются наблюдавшиеся в многочисленных экспериментах необычные эффекты, связанные с разрушением тонких металлических пленок [2] и проволок при пропускании относительно небольших токов и, соответственно, при относительно низких температурах. В частности, наблюдалось разрушение тонких металлических проволок (диаметром 0,1–0,5 мм) из тугоплавких материалов (Mo, Ni, W, Ta, сталь) одновременно во многих местах по всей длине, сопровождающееся предварительным оплавлением относительно холодных наружных слоев проволоки и/или ее приконтактных участков при температурах, заметно меньших табличной температуры плавления.

Трудно объяснить эти эффекты обычными термическими процессами аналогично объяснению экспериментов по взрыву тонких проволок сильными импульсными токами (см. напри-

мер [3]). В экспериментах [1] было установлено в частности, что разрушение и оплавление происходят не в самых нагретых частях металла, а в области высокого градиента температуры на переходе между холодными и нагретыми участками. Однако конкретный механизм разрушения и оплавления оставался не вполне понятным. В настоящей статье предлагается возможное объяснение этого механизма.

## Градиент температуры – причина локального заряжения металла

В работах [4, 5] высказывалось предположение, что разрушение относительно холодных металлов может быть связано с локальным нарушением электронейтральности металла в области высокого градиента температуры. В этой области происходит «выдавливание» части электронов из «горячей» области в «холодную», что связано с разностью давлений электронного газа на переходном участке

$$\Delta p = nk\Delta T, \quad (1)$$

где  $n$  – плотность числа свободных электронов ( $\approx 10^{29} \text{ м}^{-3}$ );  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж/К – постоянная Больцмана;  $\Delta T$  – разность температур между горячей и холодной зонами, которая, например в экспериментах [1] на вольфрамовой проволоке (в приконтактной области), достигала 2000 К.

Термическому «выдавливанию» электронов должно противостоять кулоновское притяжение со стороны образующегося положительно-го объемного заряда  $q = eN_\delta$  в переходной области, силу которого можно оценить как

$$F_{\text{кул}} \approx e^2 N_\delta^2 / (4\pi\epsilon_0 l^2), \quad (2)$$

где  $l$  – характерный размер области градиента температуры (области с дефицитом электронов);  $N_\delta$  – число электронов, смещенных из этой области;  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл – элементарный электрический заряд;  $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$  – электрическая постоянная.

В области образовавшегося дефицита электронной плотности проявляется кулоновское взаимное «расталкивание» положительно заряженных ионов остова металла. При достаточно большой величине избыточного заряда это отталкивание приводит к разрушению ионного остова в результате так называемого кулоновского взрыва. Качественная иллюстрация действия сил в области высокого градиента температуры показана на рис. 1.

В работе [6] было показано, что при удалении  $\approx 10\text{--}20\%$  электронов проводимости наступает эффект обращения в нуль энергии связи между ионными ячейками, и происходит распад ионной решетки на отдельные атомы. Однако фактическое разрушение ионного остова может начинаться при значительно более низких степенях нарушения электронейтральности. В ра-

ботах [4, 7] были получены оценки критической степени заряжения, при которой напряжения, обусловленные кулоновским отталкиванием ионов остова металла, превосходят его максимально допустимые механические прочностные характеристики. Эту величину можно записать в виде:

$$N_\delta \approx (l^2/d^2)(W_2/W_1)^{1/2}, \quad (3)$$

$$W_1 = e^2/(4\pi\epsilon_0 d); \quad (4)$$

$$W_2 = \sigma_{\text{бр}} d^3, \quad (5)$$

где  $d$  – среднее расстояние между ионами (период кристаллической решетки);  $W_1$  и  $W_2$  – параметры, характеризующие микроструктуру ионной решетки и возможность ее разрушения;  $\sigma_{\text{бр}}$  соответствует временному сопротивлению разрыву (пределу прочности при растяжении), характеризующему максимально допустимые напряжения, которые способен выдержать тот или иной металл на разрыв. Величины  $\sigma_{\text{бр}}$  для разных металлов можно найти, например в справочнике [8]. Для тугоплавких вольфрама и tantalа (отожженного) предел временного сопротивления разрыву  $\sigma_{\text{бр}}$  составляет  $\approx 400\text{--}500 \text{ МПа}$ , что соответствует,  $W_2 \approx 0,05 \text{ эВ}$ .

Величина  $W_1$  соответствует энергии, необходимой для удаления электрона, находящегося первоначально на расстоянии  $d$  от ионного остова, на бесконечное расстояние. Типичные для металлов значения  $d \approx 10^{-10} \text{ м}$ ,  $W_1 \approx 12 \text{ эВ}$ .

Энергия  $W_2$  имеет физический смысл средней энергии связи двух соседних атомных ячеек за счет близкодействующих межатомных сил, удерживающих их от разрыва. Энергия  $W_2$  характеризует энергию, которую необходимо приложить в расчете на площадь поверхности контакта атомных ячеек  $\approx d^2$ , чтобы развести их на расстояние  $\approx d$ .

Возвращаемся к экспериментам [1] с проволоками. Приравнивая силу теплового давления на сечение проволоки в области высокого градиента температуры  $F = nk\Delta T r^2$  (1), где  $r$  – радиус проволоки, и силу кулоновского взаимодействия (2), получаем оценку максимальной величины дефицита заряда, который может образоваться в области сильного градиента температуры с характерными размерами  $\approx l$ :

$$eN_\delta \approx 2\pi lr(\epsilon_0 nk\Delta T)^{1/2} \quad (6)$$

Величина  $eN_\delta$  соответствует порядку величины критической плотности заряжения (3), при которой должно начинаться кулоновское разрушение вольфрамовой проволоки в экспериментах [1].

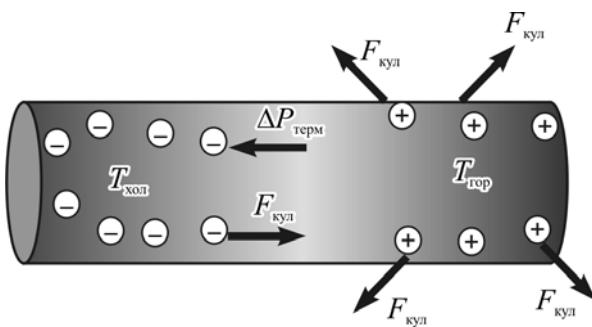


Рис. 1. Силы, приводящие к разделению зарядов в области высокого градиента температуры:  
 $\Delta P_{\text{терм}}$  – разность давлений;  $T_{\text{гор}}$  ( $T_{\text{хол}}$ ) – температура горячей (холодной) области;  $F_{\text{кул}}$  – сила кулоновского взаимодействия

## Плавление металла при локальном нарушении электронейтральности

В экспериментах [1] при пропускании тока по тонким тугоплавким проволокам (Ta, Mo, сталь и др.) наблюдалось образование на проволоке капель жидкого металла, хотя температура не достигала точки плавления, а внутренняя часть проволоки сохранялась в твердой фазе. Затем следовал взрывообразный распад проволоки на большое число фрагментов.

Как было показано ранее в настоящей статье, именно в области наиболее заметного градиента температуры должно происходить нарушение электронейтральности, которое может способствовать расплавлению и разрушению ионного остова металла. Характерно, что в экспериментах [1] с tantalовыми проволоками градиент температуры был радиален (ось проволоки наиболее нагрета током, а периферийные слои, контактирующие с окружающим воздухом, нагреты слабее). С этим может быть связано образование гирлянды капель расплава, «нанизанных» на сохраняющую еще некоторое время твердость осевую часть проволоки.

Удельная энергия  $W_{\text{плав}}$  [Дж/м<sup>3</sup>], необходимая для расплавления единицы объема металла, составляет

$$W_{\text{плав}} = q\rho, \quad (7)$$

где  $q$  – удельная теплота плавления, Дж/кг;  $\rho$  – плотность металла, кг/м<sup>3</sup>.

По порядку величины для tantalа и вольфрама эта удельная энергия составляет  $\approx 4$  Дж/м<sup>3</sup>, что примерно соответствует величине энергии критического кулоновского заряжения для начала разрушения металла [4, 7]. Растворяя ионы решетки, некомпенсированный электрический заряд действует так же, как и температура, целенаправленно разрушая решетку. Таким образом, действие заряжения совместно с нагреванием может привести к образованию жидкой фазы металла при температурах заметно ниже табличной температуры плавления. Фактически это означает, что температура плавления заряженного металла оказывается ниже, чем в электронейтральном состоянии.

В экспериментах [1] с tantalовыми проволоками измерялась энергия, «закачиваемая» в проволоку электрическим током до момента ее расплавления и полного разрушения. Отмечалось [1, 5], что эта энергия оказывается заметно меньше (десятка процентов) энергии, необходимой для полного расплавления проволоки под термическим воздействием, и даже иногда

меньше, чем нужно только для ее нагревания до температуры плавления.

Энергия, необходимая для термического нагревания и плавления проволоки массой  $m$ , составляет

$$E_{\text{пл}} = m \int_{T_0}^{T_{\text{пл}}} c_p(T) dT + mq = m(\langle c_p \rangle \Delta T + q), \quad (8)$$

где  $\langle c_p \rangle$  – средняя удельная теплоемкость металла при его нагреве от начальной (комнатной) температуры  $T_0$  до температуры, близкой к температуре плавления  $T_{\text{пл}}$ ;  $\Delta T = T_{\text{пл}} - T_0$ ;  $q$  – удельная теплота плавления.

Если при заряжении металла температура плавления снижается, то уменьшается и энергия  $E_{\text{пл}}$ , причем не только за счет первого слагаемого в формуле (8), но и за счет изменения удельной теплоты плавления.

## Оценка изменений температуры и удельной теплоты плавления металла

Известно уравнение Клапейрона – Клаузиуса [8, 9], описывающее изменение температуры плавления металла  $\Delta T_{\text{пл}}$  под действием окружающего его внешнего давления  $\Delta P$ :

$$\Delta T_{\text{пл}}/T_{\text{пл}} = \Delta P \Delta V/q, \quad (9)$$

где  $T_{\text{пл}}$  – табличная температура плавления (криSTALLизации) металла;  $\Delta V = V_{\text{ж}} - V_{\text{тв}}$  – изменение молярного объема металла при переходе из твердой фазы в жидкую;  $q$  – удельная теплота плавления.

Из уравнения (9) видно, что  $\Delta T_{\text{пл}}$  зависит от знака  $\Delta V$  и величины  $q$ . На рисунке 2 показана зависимость удельной теплоты плавления для металлов от их температуры плавления при нормальных условиях (нормальное давление,

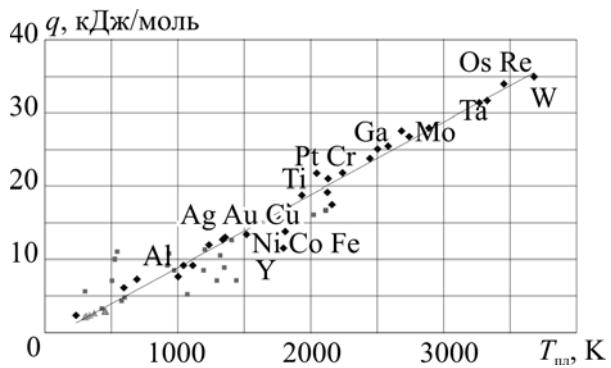


Рис. 2. Зависимость удельной теплоты плавления простых металлов от их температуры плавления:  $\blacklozenge$  – основные двухвалентные металлы;  $\blacktriangle$  – одновалентные металлы;  $\blacksquare$  – другие металлы

электронейтральность).

Для обширной группы простых металлов, включающей в себя все двухвалентные металлы (кроме некоторых редких и нестабильных лантаноидов и актиноидов), в том числе тантал и вольфрам, наблюдается прямо пропорциональная зависимость

$$q(T_{\text{пл}}) = T_{\text{пл}}/a, \quad (10)$$

где  $a = 108 \pm \approx 10\% \text{ К}\cdot\text{моль}/\text{кДж}$ .

Учитывая зависимость (10), получаем связь изменения температуры плавления и удельной теплоты плавления

$$\Delta T_{\text{пл}}/T_{\text{пл}} = \Delta q/q. \quad (11)$$

Можно предположить, что эта прямо пропорциональная зависимость сохранится и для  $\Delta q$  и  $\Delta T_{\text{пл}}$  при нарушении электронейтральности. Как следствие, при снижении температуры плавления тантала, например до 2200 К, энергия, необходимая для расплавления, уменьшится примерно в 1,5 раза.

Величину  $\Delta V$  [м<sup>3</sup>/моль] (9) можно выразить с помощью некоторого безразмерного коэффициента  $b$  как некоторую долю от объема твердой фазы:

$$\Delta V = bV_{\text{тв}} = b\mu/\rho, \quad (12)$$

где  $\rho$  – плотность твердой фазы, г/см<sup>3</sup>;  $\mu$  – молярная масса металла, г/моль.

При нормальном давлении, а также при нагружении металла внешним давлением величина  $b$  мала [8]. Однако при нарушении электронейтральности в металле возникает внутреннее давление, связанное с кулоновским расталкиванием ионов остова. В этом случае величина  $b$  совсем необязательно должна быть мала. Таблицных данных для этого случая в справочниках нет, однако в экспериментах [1] было замечено, что объем образующихся рыхлых капель расплава заметно больше объема расплавившейся твердой фазы.

Подставляя уравнение (12) и аппроксимацию (10) в уравнение (9) и преобразуя к удобным единицам измерения  $\Delta p$  [ГПа],  $\mu$  [г/моль] и  $\rho$  [г/см<sup>3</sup>], можно переписать его в приближенном виде:

$$\Delta T_{\text{пл}} \approx ab\Delta p\mu/\rho. \quad (13)$$

При заряжении, близком к критическому (6), избыточное внутреннее давление  $\Delta p$  соизмеримо с величиной  $\sigma_{\text{вр}}$  для металла. Если подставить в (13)  $\Delta p = \sigma_{\text{вр}}$  и табличные параметры для некоторых тугоплавких металлов, использованных в экспериментах [1], получим снижение температуры плавления, указанное в таблице.

Учитывая, что кулоновское заряджение и создаваемое им давление может в течение некоторого времени превышать предел прочности на разрыв, снижение температуры плавления может составлять десятки процентов, что согласуется с экспериментами [1].

### **Заключение**

В работе было установлено, что давление электронного газа в области высокого градиента температур (например, при пропускании тока через тонкие проволоки) приводит к локальному нарушению электронейтральности в металле. В области нарушенной электронейтральности возникает избыточное напряжение (внутреннее давление), связанное с кулоновским расталкиванием ионов остова. Разрушение относительно холодных металлов может быть связано именно с локальным нарушением электронейтральности металла в области высокого градиента температур. Разрушение ионного остова начинается тогда, когда напряжения, обусловленные кулоновским расталкиванием ионов при удалении части электронов, превосходят его механические прочностные характеристики. Еще раньше начинаются синхронные изменения теплофизических характеристик металла – снижение температуры и удельной теплоты плавления. Фактически это означает, что температура плавления заряженного металла оказывается заметно ниже, чем в электронейтральном состоянии (табличных значений). Приведенные выше теоретические результаты подтверждаются результатами экспериментальных исследований [1].

*Параметры для некоторых тугоплавких материалов*

Металл	$T_{\text{пл}}$ , К [8]	$\mu$ , г/моль [8]	$\rho$ , кг/дм <sup>3</sup> [8]	$\sigma_{\text{вр}}$ , ГПа [8]	$\approx \Delta T_{\text{пл}}$ , К
W	3693	184	19,35	0,5–1,0	475–950
Ta	3269	181	16,7	0,50–0,95	540–1000
Mo	2893	96	10,22	0,67	630
Ni	1728	58,7	8,91	0,4	265

**Список литературы**

1. Марахтанов М.К., Марахтанов А.М. Неожиданные квантовые явления в известных электрических процессах. – М.: КРАСАНД, 2010. – 312 с.
2. Marakhtanov M.K., Marakhtanov A.M. Electrical explosion of cold thin metal films // Thin Solid Films. 2000. Vol. 359. P. 127–135.
3. Бурцев В.А., Калинин Н.В., Лучинский А.В. Электрический взрыв проводников и его применение в электрофизических установках. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 288 с.
4. Калашников Н.П., Ольчак А.С. Выделение энергии при кулоновском взрыве в тонких металлических струнах // Машиностроение и инженерное образование. 2010. № 3(24). С. 25–30.
5. Кулоновский взрыв тонкой проволоки / Д.В. Духопельников, Н.П. Калашников, А.М. Марахтанов, М.К. Марахтанов, А.С. Ольчак // Ядерная физика и инжиниринг. 2010. Т. 1. № 4. С. 339–346.
6. Энергии связи и размер ячейки одновалентных металлов в модели заряженных шаров / К.М. Ерохин, Н.П. Калашников, Ю.Е. Нестерихин, А.С. Ольчак // Докл. АН РАН. 2010. Т. 432. № 4. С. 1–4.
7. Калашников Н.П., Ольчак А.С. Кулоновский взрыв в ионных микроструктурах // Ядерная физика и инжиниринг. 2010. Т. 1. № 2. С. 143–150.
8. Физические величины. Справочник / под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. – М.: Энергоатомиздат, 1991. С. 48–49.
9. Рейф Ф. Берклевский курс физики. В 5 т. Т. 5: Статистическая физика. – М.: Наука, 1977. – 352 с.

*Материал поступил в редакцию 12.01.2011*

**КАЛАШНИКОВ  
Николай Павлович**

E-mail: [kalash@mephi.ru](mailto:kalash@mephi.ru)  
Тел. +7 (495) 324-34-14

Доктор физ.-мат. наук, профессор, заслуженный деятель науки РФ, действительный член Международной академии наук высшей школы (МАН ВШ), Академии транспорта России, Общеобразовательной академии знаний, заведующий кафедрой общей физики Национального исследовательского ядерного университета «МИФИ» (НИЯУ МИФИ). Известный ученый в области теоретической ядерной физики, теории жесткого электромагнитного излучения быстрых заряженных частиц в монокристаллах, квантовой механики, физики твердого тела. Автор более 250 научных трудов, 14 монографий, 10 авторских свидетельств и открытия, более 27 учебных пособий. Читал специальные курсы по ядерной физике и физике твердого тела в университетах Италии, Египта, Югославии, Дании, Испании.

**ОЛЬЧАК  
Андрей Станиславович**

E-mail: [olczak@rbcmail.ru](mailto:olczak@rbcmail.ru)  
Тел. +7 (495) 324-34-14

Доцент, кандидат физико-математических наук. Доцент кафедры Физики Национального исследовательского ядерного университета «МИФИ» (НИЯУ МИФИ). Сфера научных интересов – квантовая и классическая электродинамика, физика твердого тела, взаимодействие пучков заряженных частиц с веществом. Автор более 45 научных трудов.