

ВЫДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ ПРИ КУЛОНОВСКОМ ВЗРЫВЕ В ТОНКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СТРУНАХ*

Н. П. Калашников, А. С. Ольчак

В работе проведены оценки пороговой величины избыточного заряда, при котором начинается разрушение ионных структур или их поверхностей за счет кулоновского отталкивания ионов. Оказалось, что необходимый избыток заряда зависит не от объема ионной структуры, а от площади ее поверхности. Особо анализируется случай заряжения тонких струн. Проводится сравнение с экспериментами по нетермическому разрушению тонких проволок под действием постоянного тока.

Ключевые слова: кулоновский взрыв, ионная структура, электроны проводимости, дефицит электронной плотности, тонкая проволока.

Введение

Большинство известных химических элементов являются металлами, структура которых определяется ионами, расположенными в узлах кристаллической решетки, и электронами проводимости, принадлежащими всему кристаллу. Свободные электроны, образующие в металлах электронный газ, по своим свойствам отличны от молекул обычного газа. Металл сохраняет свои свойства и форму вследствие динамического равновесия между электростатическими силами взаимодействия ионов друг с другом и электронным газом, играющим роль клея, обеспечивающего устойчивость ионной решетки. Искусственно созданный дефицит электронной плотности в части объема вещества может привести к потере устойчивости ионной структуры и ее разрушению за счет кулоновского отталкивания положительных ионов. Это явление известно в научной литературе как «кулоновский взрыв» [1, 2].

Явление кулоновского взрыва больших металлических объектов, в частности, привлека-

ло к себе внимание как возможное объяснение аномально большого энерговыделения при падении на поверхность Земли быстрых метеоритов, а также увеличенного энерговыделения при торможении снарядов из ураново-свинцовых сплавов в броне [3, 4]. Авторы работ [3, 4] даже рассматривают металл как возможный перспективный источник получения энергии.

В недавних работах [1, 2, 5, 6] были получены оценки порогового значения величины дефицита электронной плотности, при которой обнуляется энергия связи между ионными ячейками простых металлов и происходит потеря устойчивости металлической структуры по всему ее объему. Было показано, что этот эффект наступает при удалении ~ 10–20% электронов проводимости. Для микроскопических ионных кластеров (~ 10–100 ионов) это составит всего несколько электронов, что может быть достигнуто, например, мощным сфокусированным лазерным импульсом [7, 8]. Для структур большего масштаба потребуется многократное по-

* Работа выполнена при финансовой поддержке по проекту № РНП 2684 «Исследование устойчивости кристаллической решетки при локальном нарушении режима электронейтральности» аналитической ведомственной целевой программы «Развитие научного потенциала высшей школы (2009–2010 годы)».

падение лазерным импульсом в один и тот же микрокластер, что представляет определенные технические трудности.

В то же время, оценки [1, 2, 5, 6] не учитывали возможности начала разрушения приповерхностных заряженных слоев ионной структуры, а также возможность ее раскола на малое число фрагментов при значительно более низком уровне заряжения за счет ограниченной механической прочности материала. Особенно это может проявиться в некомпактных структурах, типа струн или игл. Экспериментальные исследования М.К. Марахтанова и других авторов, описанные в монографии [9], указывают на возможность возникновения избыточного кулоновского заряда на тонких проволоках при пропускании электрического тока, что приводит к нетермическому разрушению этих проволок.

Настоящая статья содержит оценки для случаев поверхностного и объемного заряжения как для компактных ионных структур, так и для заряженных струн.

Оценка уровня заряжения поверхности проводящей ионной структуры для начала ее кулоновского разрушения

Для простых оценок рассмотрим сферическую проводящую структуру (например, фрагмент кристаллической решетки какого-либо металла), из которой удалено некоторое количество электронов N_s (рис. 1). В соответствии с законами электростатики избыточный положительный заряд сферы будет равномерно распределен по ее поверхности с плотностью

$$\sigma = eN_s / 4\pi R^2, \quad (1)$$

где $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл – элементарный электрический заряд; R – радиус сферы.

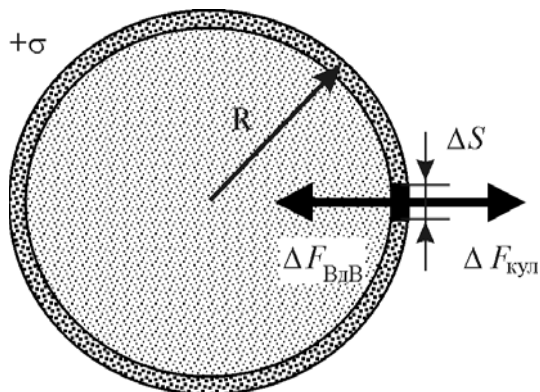


Рис. 1. Металлическая сфера. Силы, действующие на элементы поверхностного слоя

Внутри сферы, под слоем поверхностного заряда, напряженность электрического поля равна нулю. Однако в самом заряженном слое на каждый элемент заряженной поверхности с малой площадью ΔS действует кулоновская сила отталкивания со стороны всех остальных избыточных зарядов, направленная от центра сферы (см. рис. 1)

$$\Delta F_{\text{кул}} = (\sigma \Delta S)(\sigma 4\pi R^2) / 4\pi \epsilon_0 R^2 = \sigma^2 \Delta S / \epsilon_0, \quad (2)$$

где $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м – электрическая постоянная.

Кулоновской силе (2) противостоят близкодействующие притягивающие силы Ван-дер-Вальса $\Delta F_{\text{ВдВ}}$ со стороны ниже лежащих электронейтральных слоев атомов. Величину этой силы $\Delta F_{\text{ВдВ}}$ можно оценить с помощью известной экспериментальной константы E_{max} , характеризующей некоторые предельные напряжения материала:

$$\Delta F_{\text{ВдВ}} \sim E_{\text{max}} \Delta S. \quad (3)$$

В качестве константы E_{max} для оценки прочности свойств материалов в дальнейшем будем использовать стандартную характеристику – временное сопротивление (предел прочности) σ_b . Так, для наиболее применяемых конструкционных материалов величина $E_{\text{max}} (\sigma_b)$ составляет для сталей 400–1800 МПа, для алюминиевых сплавов – 220–500 МПа, для титановых сплавов – 500–1200 МПа и т.д.

Следует ожидать, что разрушение поверхности начнется при превышении кулоновской отталкивающей силы (2) величины удерживающей силы (3):

$$\sigma^2 \Delta S / \epsilon_0 > E_{\text{max}} \Delta S. \quad (4)$$

Отсюда находим пороговое значение приповерхностной плотности заряжения

$$\sigma_{\text{кр}} \sim (\epsilon_0 E_{\text{max}})^{1/2}. \quad (5)$$

Для меди, например $\sigma_{\text{кр}} \sim 0,05$ Кл/м², что соответствует примерно одному удаленному электрону на сотню атомных ячеек поверхностного слоя. Общее число электронов, которые нужно удалить из сферы радиусом R , составит

$$N_s \sim 4\pi \sigma_{\text{кр}} R^2 / e, \quad (6)$$

что для $R \sim 50$ нм составит $\sim 10^4$ электронов. Это всего $\sim 0,001\%$ от общего числа электронов проводимости данного металлического кластера.

Отделившись от подлежащих нейтральных слоев атомов, заряженные приповерхностные фрагменты ионной структуры продолжают расталкиваться и разлетаться, набрав суммарную кинетическую энергию, равную начальной энергии взаимного кулоновского отталкивания ионов приповерхностного слоя:

$$E_{\text{кин}} \sim (eN_{\delta})^2 / 4\pi\epsilon_0 R \sim 4\pi E_{\text{max}} R^3. \quad (7)$$

Характерно, что энергия разлета поверхностного заряженного слоя пропорциональна объему заряженной структуры, а не площади ее поверхности.

Для большей наглядности переформулируем оценку (6), введя два параметра W_1 и W_2 с размерностью энергии, характеризующие микроструктуру ионной решетки и возможность ее разрушения:

$$W_1 = e^2 / 4\pi\epsilon_0 d, \quad (8)$$

$$W_2 = E_{\text{max}} d^3, \quad (9)$$

где d – среднее расстояние между ионами (период кубической кристаллической решетки).

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

Энергия W_2 имеет физический смысл средней энергии связи двух соседних атомных ячеек за счет близкодействующих сил, удерживающих их от разрыва. Такую энергию (в среднем, с учетом разных дефектов кристаллической структуры) надо приложить в расчете на площадь поверхности контакта атомных ячеек $\sim d^2$, чтобы развести их на расстояние $\sim d$. Для меди, например $W_2 \sim 0,01$ эВ. Для материалов с более прочными кристаллическими структурами, имеющими большие значения E_{max} , величина W_2 может быть больше.

С помощью величин (8) и (9) можно выразить пороговое число электронов (6), которое нужно удалить из объекта (сферы или пластины) для начала разрушения поверхности. Пренебрегая численными коэффициентами, получаем

$$N_{\delta} \sim (S/d^2)(W_2/W_1)^{1/2}, \quad (10)$$

что соответствует примерно одному удаленному электрону на несколько десятков атомных ячеек поверхностного слоя.

Разрушение ионных структур при объемном зарядении

Рассмотрим теперь случай зарядения компактной непроводящей твердотельной структуры с характерными линейными размерами $\sim L$ (рис. 2). Для того, чтобы разорвать такую структуру по какой-либо плоскости (примерно пополам), надо приложить силу, определяемую величиной E_{max} для данного кристаллического вещества и площадью поверхности разрыва:

$$F \sim E_{\text{max}} L^2. \quad (11)$$

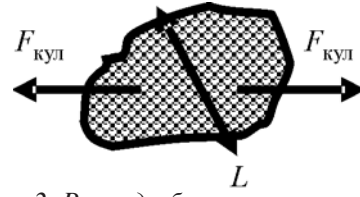


Рис. 2. Распад объемно заряженной ионной структуры

Это может быть кулоновская сила расталкивания избыточных зарядов, накопленных на двух половинках структуры:

$$F_{\text{кул}} \sim (eN_{\delta}/2)^2 / 4\pi\epsilon_0 (L/2)^2 \sim e^2 N_{\delta}^2 / 4\pi\epsilon_0 L^2 \sim E_{\text{max}} L^2. \quad (12)$$

Отсюда находим пороговое число электронов, которое нужно удалить из объекта:

$$N_{\delta} \sim (4\pi\epsilon_0 E_{\text{max}})^{1/2} L^2 / e \sim (L^2/d^2)(W_2/W_1)^{1/2}, \quad (13)$$

что с точностью до замены S (площадь пластины или поверхности сферы) на L^2 (площадь поверхности разрыва объемно заряженного объекта) совпадает с оценкой (10). Характерно, что для объемного зарядения пороговая величина N_{δ} пропорциональна не объему, а площади поверхности объекта, как и для случаев поверхностного зарядения. Критическая объемная плотность заряда $N_{\delta}/L^3 \sim 1/L$ оказывается тем меньше, чем больше размеры объекта. В результате, образовавшиеся небольшие осколки большого кластера будут иметь плотность зарядения ниже критической (для них) и далее не будут разрушаться.

После разрушения объемно заряженного кластера образовавшиеся фрагменты разлетаются, набирая кинетическую энергию за счет потенциальной энергии кулоновского расталкивания. По порядку величины кинетическая энергия разлетающихся фрагментов (с учетом (13)) составит

$$W_{\text{кин}} \sim (1/4\pi\epsilon_0)(eN_{\delta}/2)^2 / (L/2) \sim (L/d)^3 W_2. \quad (14)$$

Энергетический эффект кулоновского взрыва оказывается пропорциональным объему распадающегося кластера и для крупных кластеров может оказаться весьма значительным.

Особенности кулоновского взрыва в заряженных струнах

Для вытянутых структур, когда диаметр поверхности разрыва существенно меньше длины объекта, можно ожидать, что пороговое значение величины зарядения будет ниже, чем оценка (13). Рассмотрим объект типа тонкой струны длиной L и радиусом поперечного се-

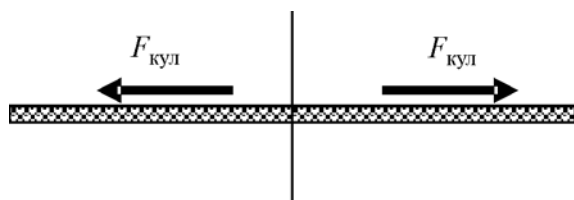


Рис. 3 Распад вытянутого заряженного объекта

чения R , заряженный с линейной плотностью $\lambda = eN_\delta/L$ (рис. 3). Две половины струны расталкиваются с кулоновской силой

$$F_{\text{кул}} = \lambda^2/4\pi\epsilon_0 \cdot \int_0^R dx \cdot \int_{-L/2}^{L/2} dx'/(x+x')^2 = \\ = (e^2 N_\delta^2/4\pi\epsilon_0 L^2) \ln(L/4R). \quad (15)$$

Здесь нижний предел одного из интегралов полагаем равным примерно радиусу сечения струны для устранения нефизической логарифмической расходимости. Разрыв струны может произойти при превышении кулоновской силы (15) над Ван-дер-Вальсовой силой, скрепляющей соседние слои атомов в сечении разрыва $F \sim E_{\text{max}} \pi R^2$. Отсюда находим пороговое число электронов, которое нужно удалить из объекта:

$$N_\delta \sim (\epsilon_0 E_{\text{max}})^{1/2} 2\pi RL / (e \ln(L/4R))^{1/2} \sim \\ \sim (S/d^2)(W_2/W_1)^{1/2} / (4\pi \ln(L/4R))^{1/2}, \quad (16)$$

где $S = 2\pi RL$ – площадь поверхности струны.

По сравнению с оценками (10) и (13), в цилиндрической геометрии появляется дополнительный фактор в знаменателе $(4\pi \ln(L/4R))^{1/2} \gg 1$ при $L \gg R$. Отметим, что оценка (16) в принципе не зависит от характера заряжения струны – объемного или поверхностного.

Заметим также, что при распаде заряженной струны на две части, средняя линейная и поверхностная плотность заряжения в обеих частях струны остаются практически неизменными. Каждая половина заряда распределяется по половине длины первоначальной струны. С точностью до незначительных поправок в логарифмическом факторе критическая плотность заряжения для половин распавшейся струны остается неизменной. То есть, образовавшиеся осколки струн могут продолжать взрывным образом распадаться далее (в отличие от компактных объемно заряженных объектов, что описывалось ранее). Или заряженная до критической плотности заряда струна может взрывообразно разрушиться одновременно во многих точках.

После разрушения струны образовавшиеся заряженные фрагменты разлетаются, набирая кинетическую энергию за счет потенциальной энергии кулоновского расталкивания. Суммарный энергетический эффект этого разлета можно оценить с помощью интеграла, аналогичного интегралу (15):

$$W_{\text{кин}} \sim \lambda^2/4\pi\epsilon_0 \cdot \int_{-R}^L dx \cdot \int_{-R}^{L-x} dx'/x' \sim \\ \sim (e^2 N_{\text{кр}}^2/4\pi\epsilon_0 L) (\ln(L/R) - 1). \quad (17)$$

Здесь нижние пределы интегралов полагаем примерно равными радиусу поперечного сечения струны для устранения нефизической логарифмической расходимости. Подставляя величину из (16), находим:

$$W_{\text{кин}} \sim E_{\text{max}} V (\ln(L/R) - 1), \quad (18)$$

где $V = \pi R^2 L$ – объем струны (проволоки).

Заметим, что энергетический эффект кулоновского взрыва в данном случае опять пропорционален объему распадающейся проволоки, но умноженному на логарифмический фактор $\sim \ln(L/R) \gg 1$ при $L \gg R$.

Удельное энерговыделение на единицу массы вещества струны составит

$$W_{\text{уд}} \sim E_{\text{max}} \ln(L/R)/\rho, \quad (19)$$

где ρ – плотность материала струны.

Для разных металлов величина удельного энерговыделения может составить от 10^4 до 10^6 Дж/кг.

Возможные последствия эффекта накопления заряда при разрушении металлических струн

В монографии [9] описываются эксперименты с разрушением тонкой металлической проволоки при пропускании постоянного тока. В частности, в эксперименте использовались обычные лампочки накаливания, где вольфрамовая нить крепится к никелевым контактам. Оказалось, что при пропускании постоянного тока вольфрамовая нить разрушается непосредственно около крепления к никелевому контакту. Причем разрушение не связано с термическим перегоранием нити, поскольку около крепления ее температура не достигает температуры плавления ($T = 3680$ К), а «закачанная» энергия за время до разрушения (по мнению авторов [9]) не достигает величин, необходимых для термического разрушения. С другой стороны, разность температур между средней частью вольфрамовой нити и никелевым креплением составляла порядка 2000 градусов Кельвина, по

измерениям [9]. При таком значительном градиенте температур в области контакта должна сильно (в разы) меняться проводимость нити, что может привести к накоплению в приконтактной части вольфрамовой нити заметного положительного объемного заряда.

Следует отметить, что механизм накопления объемного заряда в металлической тонкой проволоке в экспериментах [9] не совсем понятен. Можно предположить, что, «выдавливание» части электронов из приконтактной области в зону никелевого держателя связано с колоссальной разностью давлений электронного газа на «холодном» контакте и в горячей вольфрамовой проволоке

$$\Delta p = nk\Delta T, \quad (20)$$

где n – плотность числа свободных электронов; k – постоянная Больцмана; ΔT – разность температур на проволоке (~ 2900 К) и на контакте (~ 450 К).

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

$$F_{\text{кул}} \sim e^2 N_\delta^2 / 4\pi\epsilon_0 l^2, \quad (21)$$

где l – характерная длина области сильного градиента температуры.

Приравняв силы теплового давления $F = nk\Delta T\pi r^2$ (20) и силу Кулона (21) для равновесного состояния, получаем оценку величины дефицита заряда, который может образоваться в приконтактной области

$$eN_\delta \sim 2\pi l r (\epsilon_0 nk\Delta T)^{1/2}. \quad (22)$$

Для значений, характерных для эксперимента [9] с вольфрамовой проволокой, величина (22) составляет порядка (или более) 10 нКл. Оценка критической плотности заряжения (16), при которой должно начинаться кулоновское разрушение металла, для тех же параметров (вольфрам, $l \sim 1$ мм, $r \sim 0,1$ мм) составляет также порядка 10 нКл.

Отметим также, что градиент температур формируется на двух контактах вольфрамовой нити с держателем симметрично. Это объясняет, во-первых, почему накопленный заряд не компенсируется притоком электронов с противоположной стороны, а во-вторых, почему проволока рвется на обоих контактах сразу. Разрыв вызывает не сам ток, а градиент температуры и накопленный объемный заряд.

В ходе проведения авторами [9] другой

группы экспериментов, связанных с пропусканием тока по тонким танталовым и стальным проволокам, наблюдалось образование на проволоках капель жидкого металла, несмотря на то, что температура не достигала точки плавления. Далее следовал взрывообразный распад проволоки на несколько фрагментов.

В отношении этих экспериментов можно также предположить влияние объемного заряда. Удельная энергия, необходимая для расплавления единицы объема металла, составляет

$$W_{\text{плав}} = \lambda \rho, \quad (23)$$

где λ – удельная теплота плавления, Дж/кг; ρ – плотность металла, кг/м³.

По порядку величины для тантала и вольфрама эта удельная энергия составляет $\sim 4 \cdot 10^9$ Дж/м³, что примерно соответствует величине энергии критического кулоновского заряжения для начала распада металла. Расталкивая ионы решетки, кулоновский заряд действует так же как и температура – разрушая решетку еще более целенаправленным образом. Можно предположить, что действие подкритического заряжения совместно с нагреванием может привести к образованию жидкой фазы металла при температурах заметно ниже точки плавления. Кроме того, кулоновское расталкивание направлено от оси симметрии проволоки к периферии, что объясняет выдавливание жидкой фазы металла от оси проволоки и образование капель большего диаметра, чем сечение проволоки.

В любом случае, механизм образования объемного заряда в экспериментах с пропусканием тока по тонким проволокам требует дополнительного анализа.

Заключение

В работе были проведены оценки критической величины нескомпенсированного положительного заряда для металлических тонких стержней, при котором начинается разрушение ионных структур за счет кулоновского отталкивания ионов. Было выяснено, что за счет градиента температуры на контактах различных металлических структур возникает градиент плотности электронов проводимости. Для экспериментов [9] с вольфрамовой проволокой было обнаружено удовлетворительное согласие для критической плотности заряжения, при которой должно начинаться кулоновское разрушение металла (взрывообразный распад проволоки на фрагменты).

Список литературы

1. Энергии связи и размер ячейки одновалентных металлов в модели заряженных шаров / К.М. Ерохин, Н.П. Калашников, Ю.Е. Нестерихин, А.С. Ольчак // Доклады Академии наук. 2010. Т. 432. № 4. С. 1–4.
2. Ерохин К.М., Калашников Н.П., Ольчак А.С. Разрушение металла при нарушении условия суммарной нейтральности зарядов // Машиностроение и инженерное образование. 2010. № 1 (22). С. 22–30.
3. Марахтанов М.К. Металл как источник энергии // Известия РАН. Энергетика. 2009. № 1. С. 79–91.
4. Некоторые особенности взаимодействия металлического снаряда с металлической преградой / М.К. Марахтанов, В.А. Велданов, М.А. Максимов, М.А. Тарасов // Известия РАН. 2009. № 1 (59). С. 43–53.
5. Изменение свойств простых металлов при нарушении зарядовой устойчивости их решетки / В.М. Дубовик, К.М. Ерохин, Н.П. Калашников, Д.Ю. Корнеева, А.И. Олинов // Тр. VIII Межд. науч.-практич. конф. ЮНЕСКО, Москва, МГИУ, 2009. С. 116–121.
6. Ерохин К.М., Калашников Н.П. Устойчивость кристаллической решетки в условиях дефицита электронов проводимости // Тез. докл. научн. сес. НИЯУ МИФИ, Москва, 2010. Т. 2. С. 167–168.
7. Растунков В.С., Крайнов В.П. Релятивистские эффекты взаимодействия сверхсильного фемтосекундного лазерного импульса с атомными кластерами // Квантовая электроника, 2005. Т. 35. № 6. С. 489–494.
8. Rusek M., Lagadec H, Blenski T. Cluster explosion in an intense laser pulse: Thomas – Fermi model // Phys. Rev. 2000. A 63. 013203.
9. Марахтанов М.К., Марахтанов А.М. Неожиданные квантовые явления в известных электрических процессах. Опыт и теория. – М.: КРАСАНД, 2010. – 312 с.

Материал поступил в редакцию 30.05.2010

КАЛАШНИКОВ Николай Павлович

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

Доктор физ.-мат. наук, профессор, действительный член Международной академии наук высшей школы (МАН ВШ), Академии транспорта России, Образовательной академии знаний, заслуженный деятель науки РФ. 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, более 15 монографий, 10 авторских свидетельств и открытия, более 30 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
Тел. +7 (495) 324-34-14

Кандидат физико-математических наук, доцент. 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 около 40 научных трудов.