РАЗРУШЕНИЕ МЕТАЛЛОВ ПРИ НАРУШЕНИИ УСЛОВИЯ СУММАРНОЙ НЕЙТРАЛЬНОСТИ ЗАРЯДОВ

К. М. Ерохин, Н. П. Калашников, А. С. Ольчак

В работе, на основе предложенной модели электрон-ионного взаимодействия, дается количественная оценка среднего числа электронов, удаление которых из отдельной ячейки, дает нулевое значение энергии связи, что приводит к нарушению устойчивости кристаллической решетки и кулоновскому взрыву. Расчеты были выполнены для одновалентных металлов Li, K, Na, Cu, Rb, Ag, Cs, Au. Сравнение результатов модельных расчетов по энергиям связи и размерам ячеек с экспериментальными данными показало хорошее согласие. Расчетные значения энергий связи и радиусов ячеек были использованы для расчета дефицита электронов проводимости. В свою очередь, информация об электронном дефиците позволила оценить критическое время развития кулоновского взрыва и его энергетические и пространственные характеристики для структур разного масштаба.

Ключевые слова: кулоновский взрыв, ионная структура, электроны проводимости, дефицит электронной плотности, энергия связи, радиус ячейки, удельное энерговыделение, время разрушения.

Введение

В молекулах и твердых телах положительные заряды ядер и отрицательные заряды электронных оболочек в нормальных условиях уравновешивают друг друга, обеспечивая среднюю электронейтральность и стабильность ионных структур. Если удалить или сместить какимлибо способом часть электронов, можно создать дефицит электронной плотности в части объема вещества, достаточный для потери устойчивости ионной структуры и ее разрушения. Это явление известно в научной литературе как «кулоновский взрыв». В последние годы этот эффект исследовался в приложении к таким объектам, как простые молекулы, фуллерены, нанотрубки, атомные кластеры, приповерхностные структуры и ионные остовы металлов и др. (см. например [1-6]).

Нарушение электронейтральности, при которой происходит потеря устойчивости простых молекул, достигается путем выбивания одного–двух электронов. Такой дефицит электронов имеет место при действии мощного лазерного импульса или облучении мишени пучком релятивистских заряженных частиц (тех же электронов).

Возможные технические приложения кулоновского взрыва

Практическое применение эффекта кулоновского взрыва простых молекул рассматривалось в работе [3]. Представим себе, что пучок молекулярных ионов, все еще устойчивых, направляется в кристалл параллельно кристаллографическим плоскостям. При определенных условиях ионы захватываются в режим межплоскостного каналирования. Двигаясь в канале, за счет взаимодействия с ионным остовом кристалла электронные оболочки молекулярного иона могут потерять 1-2 электрона, после чего происходит его быстрый распад. Образовавшиеся ионы могут остаться в режиме каналирования. В результате на выходе из кристалла получаем мононаправленный (вдоль кристаллографических плоскостей) пучок атомарных ионов.

Распад более крупных атомных кластеров, содержащих десятки или сотни атомов, также возможен под действием облучения мощным лазерным импульсом [4, 5] или пучком быстрых электронов. Динамика развития кулоновского взрыва в сферических кластерах (типа фуллеренов) устроена так, что в результате разлета кластера все ионы приобретают одинаковые энергии. Таким образом, этот эффект можно использовать как источник моноэнергетических ионов, что представляет большой интерес для ускорительной физики.

Оригинальное применение явления кулоновского взрыва для распрямления нанотрубок предложено в работе [6]. Идея состоит в создании мощным лазерным импульсом некоторого дефицита электронов в запутанном «клубке» нанотрубок, недостаточного для их разрушения, но достаточного для заметной электризации отдельных трубок. В результате происходит «кулоновский взрыв» клубка, при котором трубки распрямляются и расходятся друг от друга подобно отклонению «лепестков» электроскопа.

Еще одно возможное применение кулоновского взрыва связано с обработкой поверхностей металлов. Воздействуя мощными лазерными импульсами или пучком быстрых электронов, можно создать заметный дефицит электронной плотности в плоских приповерхностных слоях металла или выступах на его поверхности. Это приводит к кулоновскому взрыву фрагментов металла, в которых создан критический дефицит электронов, что может быть использовано для уменьшения средних значений отклонений профиля от базовой линии на ограниченной площади поверхности металла.

Для создания кулоновского взрыва, особенно в случае кластеров, а также приповерхностных слоев металлов, важно знать наименьшее (критическое) число удаленных электронов, а также характерные времена развития взрыва, поскольку быстрый возврат из объема металла недостающих электронов может затормозить или остановить развитие неустойчивости.

Постановка задачи

В теории твердого тела ключевым является вопрос, почему в течение длительного времени металлы остаются твердыми. Другими словами, необходимо показать, что по мере сближения отдельных атомов газа происходит перераспределение их внутренней энергии, в результате которого и образуется твердое тело. Задача вычисления внутренней энергии включает много аспектов и, в целом, является весьма сложной. Но можно изучать некоторые отдельные ее подзадачи. В частности, можно пытаться вычислить энергию связи кристалла, отсчитывая ее от некоторого уровня системы изолированных атомов. Особый интерес представляет зависимость энергии кристалла от различных параметров решетки, что позволяет предсказать макроскопические свойства твердого тела.

При образовании металла его ионы формируют правильную кристаллическую решетку, которая сама по себе является неустойчивым образованием. Пространство между узлами кристаллической решетки заполнено почти свободными электронами, которые играют роль клея, скрепляющего решетку. В такой ситуации решетка оказывается устойчивой за счет возникающей металлической связи между частицами. В целом металл содержит одинаковое число электронов и ионов и является электронейтральным. В свою очередь, нарушение электронейтральности даже небольшой области металла приведет к нарушению его устойчивости и он не будет твердым телом. Возникает вопрос, какое количество электронов надо удалить, чтобы разрушить кристаллическую решетку. Для ответа на этот вопрос надо знать, как меняется энергия связи (или энергия сцепления) в зависимости от числа удаленных электронов. Как только энергия связи станет равной нулю, происходит сублимация и металл разрушается.

Для расчета энергии связи необходимо решать многочастичную задачу взаимодействующих между собой ионов и электронов. Численное решение такого типа задач ограничено числом участвующих частиц *N*~100 [7]. Поэтому, приходится использовать различные приближения, которые позволяют рассчитывать только отдельные параметры решетки. В качестве такого приближения в настоящей работе использовался метод Вигнера – Зейца [8, 9]. В этом методе элементарная ячейка гранецентрированной и объемноцентрированных кубических решеток, которая имеет вид пра-



Рис. 1. Кубическая ячейка и аппроксимирующая сфера равного объема

вильного многогранника, заменяется сферой, объем которой равен объему элементарной ячейки (рис. 1).

Вычисление энергии связи и критических параметров устойчивости ионной решетки

Вычисления энергии связи проводились в квазиклассическом и квантовом приближениях. На их основе делались количественные оценки числа электронов проводимости, удаление которых приводит к необратимому разрушению кристаллической решетки одновалентных металлов. Способы удаления не рассматривались.

Квазиклассический подход основан на модели Вайскопфа [9], в которой влияние ионного остова на электрон описывается с помощью псевдопотенциала *V*.

В настоящей модели предполагается, что распределение заряда остова обладает центральной симметрией и вне остова определяется потенциалом кулоновского поля положительного заряда +e, внутри остова – потенциалом шара радиуса r_0 , равномерно заряженного по объему:

$$V(r,r_{0}) = \begin{cases} \frac{e}{4\pi\varepsilon_{0}r_{0}} \left\{ \frac{3}{2} - \frac{r^{2}}{2r_{0}^{2}} \right\}, \ 0 \le r \le r_{0}; \\ \frac{e}{4\pi\varepsilon_{0}r_{0}}, r_{0} \le r \end{cases}$$
(1)

где ε_0 – электрическая постоянная; *r* – расстояние до центра шара.

В модели учитывались результаты работы [10], в которой использовался потенциал, соз-

даваемый сферой радиуса r_0 . При этом r_0 – это радиус области, в которой потенциальная энергия постоянна. Такой псевдопотенциал позволяет учесть принцип Паули внутри ионного остова, в котором электрон может занимать только свободные квантовые состояния. Параметр r_0 находился из условия, что энергия ионизации валентного электрона равна ее экспериментальному значению E_{exp} посредством минимизации функции $G(r_0)$ по этому параметру

$$G(r_0) = \int_{r_1}^{r_2} \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} \left(E_{exp} - eV(r, r_0) \right)} - \frac{\left(l + \frac{1}{2}\right)^2}{r^2} dr - \pi,$$
(2)

где \hbar – постоянная Планка; l – орбитальное квантовое число, характеризующее момент импульса валентного электрона; m – его масса; r_1 и r_2 – точки поворота траектории, в которых подынтегральная функция обращается в ноль.

Следует отметить, что формула (2) соответствует квазиклассическому правилу квантования Бора – Зоммерфельда. Согласно [1], полная энергия электрона проводимости и радиус ячейки рассчитывалась путем минимизации функции

$$E(r) = 2,21 \frac{\hbar^2}{2mr^2} - \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r} \left\{ \frac{3}{2} - \frac{r_0^2}{2r^2} \right\}, \quad (3)$$

где первое слагаемое определяется средней кинетической энергией электрона проводимости $3E_F/5$ (E_F – энергия Ферми), находящегося на расстоянии *r* от центра ячейки, а параметр r_0 во втором слагаемом – формулой (2). Результат расчета энергии связи E_B (в единицах Ридберга Ry \approx 13,6 эВ) для ряда элементов периодической системы показан на рис. 2.



Как и следовало ожидать, использованная модель, аналогично модели Томаса – Ферми для атома, дает средние значения, не учитывающие индивидуальных особенностей распределения валентных электронов в отдельных элементах.

В легких металлах дефицит электронов η может приводить к нарушению устойчивости (рис. 3, *a*). Именно для этих элементов *Z* расчетные энергии связи получились близкими к экспериментальным значениям. Как видно из рис. 3, *a*, удаление примерно 20% электронов приводит к нарушению устойчивости металлов. В частности, полученные результаты для одновалентных металлов Na и Cu совпадают с расчетными значениями, полученными в работе [1] для этих элементов.

С целью проверки полученных результатов были проведены расчеты энергии связи, радиуса ячейки и дефицита электронов на основе другой модели - модели равномерно заряженных шаров. В этом подходе ионный остов рассматривался как шар, радиус которого определялся размером ионного остова в предположении о равномерном распределении положительного заряда. Аналогично, электрон проводимости считался равномерно распределенным зарядом по объему ячейки. Подгоночным параметром служит радиус остова, который рассчитывался путем решения уравнения Шредингера для валентного электрона с энергией связи, равной ее экспериментальному значению. Энергия дна зоны проводимости определялась так же из решения уравнения Шредингера, волновая функция которого на границе ячейки r удовлетворяла теореме Блоха и имела нулевое значение производной. Энергия связи Е_в электрона проводимости определялась из формулы

$$E_{B}(\eta) = \frac{3}{5} \eta^{2/3} E_{F} + E_{\min}(\eta, r_{c}) - E_{a}, \qquad (4)$$

где E_{\min} – наименьшее значение энергии дна зоны проводимости; r_c – радиус ячейки, при котором эта энергия будет минимальной; E_a – энергия связи валентного электрона нейтрального атома металла.

Значение параметра η , при котором энергия связи становится равной нулю ($E_B = 0$), определяло величину дефицита электронов η . Использование экспериментальных значений энергий связи позволило более корректно учесть индивидуальные особенности элементов. На рисунке 3, δ результаты расчетов зависимости доли электронов η , удаление которой приводит к нарушению устойчивости данного металла представлены для ряда элементов. Как видно из рисунка, дефицит электронов меняется в более широком диапазоне значений – от 12 до 26%, но, в среднем, составляет примерно 20%, что совпадает с результатами, полученными в квазиклассическом приближении (рис. 3).

Отсутствие экспериментальных данных по электронному дефициту создает трудности при анализе результатов расчетов. Поэтому представляет интерес поиск эмпирических зависимостей η от различных параметров ячейки, которые могли бы быть проверены на опыте. Эксперименты могут проводиться для элементов с различными значениями валентности, со своими значениями радиусов и энергий связи. Поэтому важно найти закономерности без относительно конкретного элемента, параметры которых могут быть экспериментально измерены. В общем случае число удаленных электронов η , необходимое для нарушения устойчивости решетки, радиус ячейки r_c и энергия связи



Рис. 3. Зависимость дефицита электронов, приводящего к нарушению устойчивости ячейки, от атомного номера элемента: а – расчет в квазиклассическом приближении; б – расчет в модели заряженных шаров



Рис. 4. Отсутствие корреляции: а – между дефицитом электронов и размерами ячейки; б – между дефицитом электронов и энергией связи



Рис. 5. Линейная аппроксимация зависимости среднего дефицита электронов п от размеров ячейки r_c (a) и энергии связи E_R (б)

 E_{B} являются некоррелируемыми величинами, что иллюстрирует рис. 4. На этом рисунке и следующем значения энергии приведены в Ry, а радиусы – в единицах боровского радиуса ($a_{B} = 4\pi\varepsilon_{0}\hbar^{2}/e^{2}m \approx 5.3 \cdot 10^{-11}$ м).

Однако, если учесть, что для ячеек с относительно большим радиусом электрон проводимости находится, в среднем, далеко от ионного остова, энергия связи будет небольшой, то удаление небольшой части электронов приведет к нарушению устойчивости ячейки. Следовательно, можно предположить, что зависимость числа удаленных электронов от радиуса ячейки будет иметь вид $\eta \sim (r_c)^p$ (рис. 5, *a*). Аналогично, если энергия связи электрона проводимости достаточно мала, то электрон большую часть времени находится на больших расстояниях от ионного остова, и зависимость числа удаляемых электронов от энергии связи должна иметь вид $\eta \sim (E_B)^{-s}$, где *p* и *s* – некоторые действительные числа больше нуля рис. 5, *б*.

Пунктирная линия на рис. 5 соответствует линейной зависимости, полученной методом наименьших квадратов. Как видно из рисунков, может существовать простая зависимость между соответствующими параметрами.

Хотя полученные результаты требуют экспериментальной проверки, из них следует, что дефицит электронов 15–20% должен создавать необратимые нарушения кристаллической решетки металлов, и, как следствие, поглощение металлом энергии будет приводить к нарушению его электронейтральности и разрушению [11]. Для малых ионных структур (например, микронеровностей на поверхности металла) создание нужного дефицита электронной плотности, возможно, например, с помощью облучения интенсивными пучками быстрых электронов или позитронов.

Оценка времени разрушения ионной структуры с надкритическим дефицитом электронной плотности

Для такой оценки рассмотрим случай сферического ионного кластера радиусом *R*. Плотность массы ионного остова р_{т0} составляет $\rho_{m0} = M/V$, где M – масса иона, примерно равная массе его ядра; V - объем ионного остова. Будем считать, что каждая атомная ячейка обладает средним положительным зарядом *пе*, где *е* – элементарный заряд электрона, а η – коэффициент, характеризующий степень нескомпенсированности зарядов. При отсутствии дефицита электронов, очевидно, $\eta = 0$. Далее, будем считать, что $\eta = 0$ также и тогда, когда дефицит заряда ниже порога устойчивости. При превышении порога коэффициент η становится больше нуля, и ионы начинают разлетаться за счет кулоновского отталкивания. Для дальнейших оценок будем считать, что порог превышен незначительно и коэффициент $\eta \sim 0.1$ и сфера равномерно заряжена с объемной первоначальной плотностью заряда ρ_{e0}=ηe/V. Согласно классической электростатике на заряд элемента объема dV, находящийся первоначально на расстоянии r₀ от центра сферы, будет действовать сила, пропорциональная количеству заряда, расположенного ближе к центру сферы, и обратно пропорциональная квадрату текущего расстояния от элемента до центра сферы r(t). Под действием этой силы элемент вещества dV приобретает ускорение

$$a(r,t) = \ddot{r}(t) = \rho_{e0} r_0^3 / 3\varepsilon_0 \rho_{m0} r^2(t).$$
 (5)

В начале разлета, пока $r(t) \sim r_0$, по мере движения каждого данного элемента вещества его ускорение остается почти постоянным, поскольку не меняется величина заряда, остающегося ближе к середине сферы, а радиус сферы пока почти не изменился. При таком режиме разлета средняя плотность вещества будет меняться обратно пропорционально объему расширяющейся сферы:

 $\rho_m(t) = \rho_{m0} / (1 + a(r_0, t)t^2/2r_0).$ (6)

При малых временах после начала разлета этот процесс может быть обратимым. Если вдруг вернутся недостающие электроны и дефицит заряда будет скомпенсирован, разлет будет приостановлен и ионный остов может вновь собраться в устойчивую конфигурацию. Должен быть, однако, некий предел расширения, за которым разлет становится необратимым. Этот предел зависит от структуры потенциалов взаимодействия. межионного Естественно предположить, что если относительная энергия разлетающихся соседних ионов превосходит энергию их потенциальной связи после возвращения валентных электронов, дальнейший разлет будет необратим. Критическую скорость «невозврата» v_{er} (речь идет об относительной скорости разбегания соседних ионов) можно оценить из уравнения

 $Mv_{cr}^2/2 = \varepsilon$, $v_{cr} = a(d)t = (2\varepsilon / M)^{1/2}$, (7) где ε – энергия связи соседних ионов при наличии электронов проводимости (и при некотором уже увеличении межатомного расстояния).

Выбрав значение энергии связи є ~0,2–0,3 эВ, можно оценить значение v_{cr} , например, для железа ₂₈Fe: v_{cr} ~ 10³ м/с. Время «разгона» до этой скорости составит

τ

$$= v_{ad} / a(d) = \sim 3.10^{-14} \text{ c.}$$
 (8)

Характерно, что оценка (8) не зависит от начального радиуса кластера. Более того, оценки для времени необратимого разрушения объектов плоской (тонкая пластина толщиной *R*) или цилиндрической (тонкий цилиндр радиусом *R*) геометрии отличаются от полученных для сферы лишь численными коэффициентами.

Энерговыделение при кулоновском взрыве ионных кластеров

Оценим теперь ожидаемые энергетические характеристики кулоновского взрыва небольших сферических ионных кластеров с достаточным дефицитом электронной плотности. Дифференциальное уравнение (4) для ускорения отдельных элементов *dV* заряженной сферы легко решить, преобразовав в систему

$$\dot{r}(t) = u(t); \quad \dot{u}(t) = A r^{-2}(t), \quad (9)$$

где $A = \rho_{e0}^2 r_0^3 / 3 \varepsilon_0 \rho_{m0}$.

Для оценки энерговыделения достаточно найти конечную кинетическую энергию элемента вещества. Избавляясь в системе (9) от переменной *t*, получаем уравнение

 $du/dr = A / ur^2$. (10) Его решение имеет вид

$$u^2 = 2A(1/r_0 - 1/r), \tag{11}$$

из которого находим скорость элемента вещества

$$u^{2}(r \to \infty; r_{0}) = u_{\infty}^{2}(r_{0}) = 2 A / r_{0}$$

и его кинетическую энергию на бесконечном удалении от центра разлета

$$dE_{_{\rm KHH}} = \rho_{m0} dV \ u_{\infty}^2(r_0) \ / \ 2 = \rho_{e0}^2 r_0^2 \ dV \ 3\varepsilon_0 \ (12)$$

Интегрируя (12) по первоначальному объему сферы радиусом R, находим полную энергию разлетающихся фрагментов кластера

$$E_{_{\rm KHH}} = (4\pi/3\varepsilon_0) \rho_{e0}^2 \int r_0^4 dr_0^2 = (4\pi/15\varepsilon_0) \rho_{e0}^2 R^5.$$
(13)

Поделив полученную энергию разлетающихся фрагментов (13) на массу сферы, находим удельное энерговыделение на единицу массы взрывающегося кластера

$$E/m = \rho_{e0}^2 R^2 / 5\varepsilon_0 \rho_{m0} \sim R^2 \sim m^{2/3}.$$
 (14)

Заметим, что удельное энерговыделение на единицу массы растет с увеличением размеров кластера.

Замедление кулоновского взрыва для крупных объектов

В нашей постановке задачи дефицит электронной плотности в металле создается мгновенно, вдруг, не важно, каким способом. Оценка (8) показывает, что после этого ионный остов должен в течение $\tau \sim 3 \cdot 10^{-14}$ с разрушиться в результате кулоновского взрыва [12].

Посмотрим, однако, на эту задачу с другой стороны. До удаления электронов ионы взаимодействовали фактически только с ближайшими «соседями» и электронами проводимости. Взаимодействия между удаленными атомными ячейками не было в виду их усредненной электронейтральности. Вдруг электронейтральность нарушается и появляется возможность «дальнодействия». Мы знаем, однако, что никакое взаимодействие в природе не может передаваться быстрее скорости света $c = 3 \cdot 10^8$ м/с. Следовательно, за время $\tau \sim 3 \cdot 10^{-14}$ с теоретически могут провзаимодействовать только заряды, расстояние между которыми не превышает $r \sim c\tau \sim 10^{-5}$ м. Вероятно, все происходит даже не так быстро. В работе [13] приводятся оценки, указывающие на то, что взаимодействие зарядов по закону Кулона формируется в результате усреднения отдельных квантовых взаимодействий, происходящих со средним временным интервалом $\Delta \tau \sim \alpha r/c$, где r – расстояние между зарядами, $\alpha \approx 1/137$ – постоянная тонкой структуры. Из оценок, приведенных в работе [13], следует, что скорость расширения «сферы кулоновского взаимодействия» v фактически заметно ниже скорости света и не превышает нерелятивистской величины боровской скорости $v_{B}=e^{2}/4\pi\varepsilon_{0}\hbar$ $\approx 2,2.10^{6}$ м/с. Таким образом, за время т ~ 3.10^{-14} с кулоновское взаимодействие устанавливается на расстояниях, не превышающих $r \sim \tau v_{R} \sim 70$ нм, что соответствует всего нескольким сотням межатомных расстояний.

Оценив время полного распада ионного кластера из (9) как время расширения распадающегося объекта примерно в 2 раза и подставляя в (14) значение критического радиуса $r \sim \tau v_B$, можно оценить удельную энергию распада для сферического ионного кластера с критическим радиусом ~70 нм:

$$E/m < \sim v_B^2 . \tag{15}$$

Примечательно, что результат (15) фактически не зависит от состава и свойств ионного кластера. Он определяется скоростью расширения сферы кулоновского взаимодействия и зависит только от мировых констант. Именно до этой скорости могут максимально разогнаться ионы при кулоновском взрыве. Численное значение максимальной удельной энергии распада (15) составляет не менее 10¹¹ Дж/кг, что на несколько порядков выше, чем для химического взрыва. Хотя суммарное энерговыделение за счет малых размеров кластеров будет невелико.

Распад более крупных объектов, чем $R > r \sim \tau_{R}$, будет начинаться с приповерхностных слоев, поскольку в глубине объекта в начале процесса силы взаимодействия зарядов внутри расширяющейся сферы будут компенсировать друг-друга, пока граница этой сферы не достигнет поверхности объекта. Полный распад ионного остова определяется временем, необходимым для установления кулоновского взаимодействия между зарядами на границе объекта и в его глубине. Остается открытым вопрос каким образом создать в достаточно большом образце требуемый дефицит электронной плотности (~15-20% от количества валентных электронов) и как удержать его в течение нужного времени τ?

Заключение

На основе подхода Вигнера – Зейца для изолированной ячейки были рассчитаны энергии связи электронов проводимости и размеры ячейки с использованием квазиклассического и квантового приближений в модели равномерно заряженных шаров одновалентных металлов. Хорошее согласие расчетных и экспериментальных значений позволило использовать модель для оценки параметров устойчивости металлов. Было получено, что удаление 15-20% электронов приводит к возникновению неустойчивости ячейки, что соответствует нулевой энергии связи электронов проводимости. В результате возникновения дефицита электронов оставшиеся в металле электроны не в состоянии обеспечить устойчивость кристаллической решетки, что приводит к ее кулоновскому взрыву. Полученные оценки динамики развития кулоновского взрыва ряда ионных структур показали, что для наноструктур с характерными размерами менее ~70 нм время развития кулоновского взрыва слабо зависит от геометрии и размеров кластера и составляет ~3·10⁻¹⁴ с. Энерговыделение на единицу массы разрушающегося кластера имеет значение ~10¹¹ Дж/кг и определяется скоростью расширения кулоновской сферы.

Значительный интерес представляет экспериментальная проверка расчетных параметров, таких как дефицит электронов, приводящий к нарушению устойчивости металлов, энерговыделение и временные характеристики развития кулоновского взрыва. Однако такая проверка требует выбора физического механизма удаления электронов из объектов в широком диапазоне их размеров и оценку его реализуемости.

Список литературы

- 1. Евсеенко В.А., Калашников Н.П. Моделирование кулоновского взрыва металла // Известия МГИУ. 2006. № 1(2). С. 41–44.
- Бучаченко А.Л. Современная химическая физика. Цели и пути прогресса // Усп. химии.

1987. 56. № 10. C. 1593–1638.

- The Coulomb explosion of swift C⁺₂ molecules under channeling conditions / R. Gonzalez-Arrabal, V.A. Khodyrev, N. Gordillo, G. Garci, D.O. Boerma // Nucl. Instr. and Meth. Phys. Res. 2006. B. 249. P. 65–68.
- Rusek M., Lagadec H., Blenski T. Cluster explosion in an intense laser pulse: Thomas – Fermi model // Phys. Rev. 2000. A63. 013203.
- Растунков В.С., Крайнов В.П. Релятивистские эффекты взаимодействия сверхсильного фемтосекундного лазерного импульса с атомарными кластерами // Квантовая электроника. 2005. 35. № 6. С. 489–495.
- Coulomb explosion: a novel approach to separate single-walled carbon nanotubes from their bundle / Liu Guangtong, Zhao Yuanchun, Zheng Kaihong et al. // Nano Letters. 2009. 9(1). P. 239–245.
- 7. Кон В. Электронная структура вещества волновые функции и функционалы плотности // УФН. 2002. 172. № 3. С. 336–348.
- Займан Дж. Принципы теории твердого тела – М.: Мир, 1974. – 422 с.
- 9. Ашкрофт Н., Мермин Н. Физика твердого тела. Т. 2. М.: Мир, 1979. –399 с.
- 10.Weisskopf V.F. Metallic bonding // Amer. J. Phys. 1985. V. 53. No. 10. P. 940–948.
- Евсеенко В.А., Ерохин К.М., Калашников Н.П. Нарушение устойчивости кристаллической решетки проводника в сильном электрическом поле // Известия МГИУ. 2006. № 1(2). С. 34–40.
- 12.Калашников Н.П., Ольчак А.С. Оценка времени распада ионной решетки при надкритическом дефиците электронной плотности // Молодые ученые – промышленности, науке и профессиональному образованию: проблемы и новые решения. Сб. науч. докл. VIII Международной научно-практической конференции. – М.: МГИУ. 2009. С. 126–128.
- Ольчак А.С. Связь квантовой электродинамики и закона Кулона // Естественные и технические науки. 2009. Т. 1. С. 21–23.

Материал поступил в редакцию 19.12.2009

ЕРОХИН	Кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник. Доцент
Константин	кафедры физики Московского государственного индустриального университе-
Михайлович	та (МГИУ). Сфера научных интересов – квантовая механика, атомная и ядер-
E-mail: ekm1@mail.msiu.ru	ная физика, физика твердого тела, взаимодействие пучков заряженных частиц
Тел. 8 (495) 677 2825	с веществом. Автор около 30 печатных трудов.
КАЛАШНИКОВ Николай Павлович E-mail: kalash@mephi.ru Тел. 8 (495) 324 3414	Доктор физмат. наук, профессор, действительный член Международной ака- демии наук Высшей школы (МАН ВШ), Академии транспорта России, Общеоб- разовательной академии знаний, заведующий кафедрой общей физики Наци- онального исследовательского ядерного университета МИФИ (НИЯУ МИФИ). Известный ученый в области теоретической ядерной физики, автор теории жесткого электромагнитного излучения быстрых заряженных каналированных частиц в монокристаллах, квантовой механики, физике твердого тела. Автор более 230 печатных научных работ и более 12 монографий, 10 авторских сви- детельств и открытия, более 25 учебных пособий. Вел специальные курсы по ядерной физике и физике твердого тела в вузах Италии, Египта, Югославии, Дании, Испании.
ОЛЬЧАК	Доцент, кандидат физико-математических наук. Доцент кафедры физики
Андрей	Национального исследовательского ядерного университета МИФИ. Сфера
Станиславович	научных интересов – квантовая и классическая электродинамика, взаимодей-
E-mail: Olczak@rbcmail.ru	ствие пучков быстрых заряженных частиц с веществом. Автор около 40 печат-
Тел. 8 (495) 677 2825	ных трудов.

Уважаемые читатели!

Журнал «Машиностроение и инженерное образование» входит в Перечень ведущих рецензируемых научных журналов и изданий, в которых должны быть опубликованы основные научные результаты диссертаций на соискание ученых степеней доктора или кандидата наук.