

02;05;11;12

©1995 г.

## ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ВЫХОД ТЕПЛОВОГО ЭФФЕКТА И ИНТЕНСИВНОСТЬ ЯДЕРНЫХ ПРОЦЕССОВ В ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ Pd/PdO : H(D)

А.Г.Липсон, В.А.Кузнецов, Б.Ф.Лятов,  
Т.С.Иванова, Б.В.Дерягин

Институт физической химии РАН,  
117915, Москва, Россия  
(Поступило в Редакцию 3 августа 1994 г.)

В предположении о наличии в гетероструктуре Pd/PdO : H(D) дискретных кластеров конденсированного состояния водорода (дейтерия) рассчитаны энергетический выход теплового эффекта и интенсивность генерации ядерных излучений.

### Введение

В работах [1-5] было обнаружено аномальное импульсное тепловыделение в гетероструктурах типа Pd/PdO (или Au/Pd/PdO) толщиной от 20 мкм до 1 мм, насыщенных водородом или дейтерием. Для тонких образцов Pd/PdO (20-50 мкм), насыщенных водородом (дейтерием) электрохимическим путем, воспроизводимость эффекта весьма высока и составляет 150-200 тепловых вспышек подряд, каждая из которых происходит после соответствующей процедуры наводороживания образца [3-5]. При этом тепловая энергия вспышки примерно в 2-5 раз превосходит энергию, подведенную к образцу при электролизе. Кроме того, процесс сопровождается сильными пластическими деформациями образцов. Несмотря на наличие отдельных вспышек нейтронов, достигающих интенсивности  $5 \cdot 10^2$  нейтронов на вспышку и предшествующих тепловому эффекту, корреляции между тепловыми и ядерными процессами не было обнаружено. Данные работ [4,5] указывают на то, что тепловой эффект в системе Pd/PdO : H(D) имеет не ядерную природу, по крайней мере не является следствием обычных термоядерных dd-реакций с выходом нейтронов и трития.

В [3-5] были исследованы также некоторые электрофизические свойства гетероструктур Pd/PdO : H(D), в частности температурные

зависимости их электропроводности. Эти данные позволили высказать предположение о возможности образования на межфазной границе Pd-PdO при наводороживании гетероструктур кластеров метастабильной конденсированной фазы квазиметаллического водорода (дейтерия), при дезинтеграции которой и происходит выделение тепла. В настоящей работе мы покажем, что предположение о наличии в гетероструктуре Pd/PdO:H(D) дискретных кластеров квазиметаллического водорода позволяет оценить энергетический выход теплового эффекта и пластической деформации образцов, а также интенсивность генерации ядерных излучений в данной системе, которые соответствуют экспериментальным значениям [1-5]. Это предполагает в свою очередь, что аномальный тепловой эффект в гетероструктуре данного типа обусловлен не ядерным, а "атомным" синтезом водорода (дейтерия). Вместе с тем предложенная модель не исключает наличия флуктуаций упругой энергии, ведущих к единичным стохастическим актам слияния ядер дейтерия. В основу этой модели положен развитый в [6] квантовый подход к поглощению упругой энергии кристаллическими частицами достаточно малых размеров (кластеры, домены), которая может подводиться к системе частиц либо извне, либо за счет фазовых переходов. При этом в соответствии с [7] предполагается, что ядерные процессы могут стимулироваться путем перераспределения и трансформации упругой энергии, запасенной кристаллической решеткой.

### Взаимодействие потока упругой энергии с высокодисперсной кристаллической средой и холодный ядерный синтез

Будем предполагать, что при достижении кристаллическими частицами достаточно малого размера ( $r_{\min}$ ) и определенной скорости подвода энергии к частице при импульсном механическом нагружении поглощение упругой энергии приобретает квантовый характер. Это означает, что вся порция упругой энергии, подводимой к частице, будет поглощаться каждым ее атомом не равномерно, а концентрироваться в отдельных микрообластях частиц, которые мы ранее назвали суперконденсатами (СК) [8].

Для описания упругих процессов, происходящих внутри частиц, введем коэффициент  $\beta$ , представляющий собой долю упругой энергии, поглощенной частицей, от всей подводимой к ней энергии  $E_{el} = \beta E_t$ , где  $E_t$  — полная мощность механического воздействия, подводимая к единице массы кристаллов, или удельная подводимая мощность. С физической точки зрения коэффициент  $\beta$  представляет собой вероятность возбуждения фоновой подсистемы в частице, подвергаемой механическому воздействию. Для описания процессов концентрирования упругой энергии введем коэффициент  $\alpha$  трансформации упругой энергии в энергию оптических фононов решетки с дебаевской частотой  $\omega_D$ , который представляет собой вероятность возбуждения в частице фононных мод с частотой  $\omega_D$ . В первом приближении этот коэффициент можно рассматривать так же, как вероятность концентрирования оптических фононов в СК в частице с размером  $r < r_{\text{crit}}$  ( $r_{\text{crit}} \sim 10^{-5} - 10^{-4}$  см) в условиях ее сферически симметричного сжатия. При достижении частицами размеров  $r \leq r_{\text{crit}}$  (когда создаются условия для всестороннего

сжатия частиц) передаваемая частице упругая энергия преобразуется в энергию фононов с частотой  $\omega_D$ , которые концентрируются к центру симметрии частицы в виде сходящейся упругой волны [6-8].

На основе предложенного подхода условия концентрирования упругой энергии в кристаллических частицах с размером  $r < r_{\text{crit}}$ , в частности, для случая "жесткого" концентрирования (т. е. при  $E_{el} \leq E_{ph}(\omega_D)$ ), где  $E_{ph}(\omega_D)$  — плотность энергии оптических фононов с частотой  $\omega_D$ ), когда величина  $\alpha$  близка к 1, можно записать в виде

$$E_{el} = \alpha^2 E_{ph}(\omega_D),$$

$$\alpha E_{ph}(\omega_D) V_r = W_s, \quad (1)$$

откуда  $\alpha = W_s / E_{ph}(\omega_D) V_r$ , где  $V_r$  — объем частицы,  $W_s$  — энергия СК.

Исходя из энергетического баланса процесса концентрирования (1), выраженного через параметры упругой волны в частице размером  $r_{\text{min}}$ , получим для  $r_{\text{min}}$  следующее соотношение:

$$r_{\text{min}} \simeq \frac{\omega_D^2 (2r_0)^3 \rho}{\alpha B_0} \simeq \frac{\omega_D^2}{\alpha L}, \quad (2)$$

где величина  $L = B_0 / \rho (2r_0)^3$ ,  $B_0$  — равновесный модуль всестороннего сжатия кристалла с решеткой типа NaCl;  $\rho$  — плотность кристалла;  $(2r_0)^3$  — объем элементарной ячейки.

Введенная в (2) величина  $L$  ( $L$ -фактор) имеет смысл предельно возможной плотности упругой энергии, концентрируемой в частице в условиях ее всестороннего сжатия. Грубая оценка энергии СК для частиц размером  $r_{\text{min}}$  приводит к величине  $W_s \approx 10^7$  эВ, что позволяет рассматривать СК как виртуальное электромагнитное возбуждение некоторого ядра, находящегося в центре симметрии кристаллической частицы размером  $r_{\text{min}}$ . В этом случае энергия СК, приходящаяся на один нуклон ( $W'_s$ ), может быть найдена из уравнения состояния вырожденного нейтронного газа [9] с учетом того, что давление в СК определяется  $L$ -фактором,

$$W'_s = \frac{3}{5} (3\pi^2)^{2/5} \frac{\hbar^{6/5}}{m_n^{3/5}} (\alpha L)^{2/5}, \quad (3)$$

где  $m_n$  — нейтронная масса,  $\hbar$  — постоянная Планка.

При  $r \leq r_{\text{crit}}$  предполагается, что при уничтожении СК его энергия в виде виртуальных  $\gamma$ -квантов передается ионам окружающей решетки. В этом случае эффективный процесс разрыва связей в частице становится возможным лишь на поверхности сферы радиуса  $r_{\text{min}}$ , окружающей СК,

$$r_{\text{min}} \simeq c\hbar / \alpha U_0, \quad (4)$$

где  $U_0$  — когезионная энергия кристалла.

Выражения (2) и (4) при  $\alpha \rightarrow 1$  представляют собой квантовый предел измельчения кристаллов.

Из условия “жесткого” концентрирования (1) можно получить выражение для вероятности концентрирования упругой энергии в частице размером  $r \leq r_{\text{crit}}$

$$\alpha \simeq \frac{1}{\pi^{5/2}} \frac{m_n c^2}{(\hbar \omega_D)^2} (\hbar m_n)^{1/2} E_{el}^{1/2}. \quad (5)$$

При этом коэффициент  $\beta$ , представляющий собой долю упругой энергии от всей подведенной ( $E_{el} = \beta E_t$ ), выражается как

$$\beta \simeq \frac{300 \hbar^3 \omega_D^4}{E_t m_n^3 c^4}. \quad (6)$$

Полученные энергетические зависимости коэффициентов  $\alpha$  и  $\beta$  позволяют дать достаточно строгое описание процессов взаимодействия потока упругой энергии с высокодисперсной кристаллической средой, в данном случае с кластерами метастабильной конденсированной фазы квазиметаллического водорода (дейтерия), локализованными на межфазной границе Pd/PdO.

### Энергетический выход теплового эффекта

Рассмотрим наводороженные (дейтерированные) электрохимически гетероструктуры Au/Pd/PdO толщиной 30 мкм и площадью  $S \simeq 4 \text{ см}^2$  со временем насыщения  $\tau = 30$  мин при плотности тока  $j = 10 \text{ мА/см}^2$ . Этим параметрам электролиза соответствует концентрация водорода в образце  $c_H \simeq 1.1 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$  [3-5]. В процессе электролиза в тонких образцах Au/Pd/PdO:H(D) наблюдается растущий со временем односторонний изгиб, достигающий за 30 мин величины  $\xi = 5 \text{ мм}$  при длине образца  $l = 4.5 \text{ см}$  и площади  $S = 4 \text{ см}^2$  (рис. 1, а, б). Будем полагать, что на момент  $\tau = 0$  (после окончания электролиза) весь водород находится в приповерхностном слое образца на межфазной границе Pd/PdO, образуя кластеры конденсированного метастабильного состояния (КВ) радиусом  $r_H = 2 \cdot 10^{-6} \text{ см}$  с диэлектрическими свойствами [4]. Начало процесса энерговыделения целесообразно связать с моментом начала пластических деформаций, которые инициируются в образце с момента начала его контакта с кислородом атмосферы, т. е. после высыхания образца [3-5] (рис. 2).

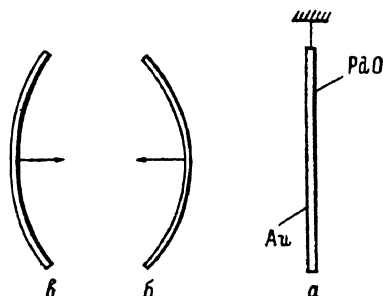


Рис. 1. Динамика пластических деформаций исходного (а) образца Au/Pd/PdO:H(D) в результате электролитического наводороживания (б), а также одно из его мгновенных положений в период спонтанных деформаций, предшествующих тепловой вспышке (в). Стрелками указаны направления дислокационного транспорта водорода (дейтерия).

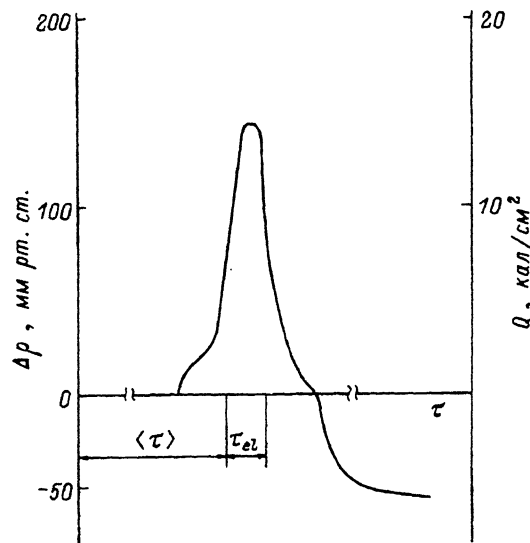


Рис. 2. Кинетика тепловой вспышки на образце Pd/PdO:H ( $j = 10 \text{ мА/см}^2$ ,  $\tau = 30 \text{ мин}$ ).

Рассмотрим поэтапно динамику водородного транспорта в образце Au/Pd/PdO в период времени, предшествующий тепловой вспышке.

1) При подаче кислорода происходит потеря стабильности кластеров KB за счет снижения давления окружающего их электронного газа при акцептировании электронов молекулами кислорода на поверхности образца. Однако массивный выброс водорода с поверхности PdO невозможен, поскольку результирующая сила, приложенная к атомам водорода, направлена в объем образца (рис. 1,б). Это приводит к движению дислокаций, а следовательно, и транспортируемых ими атомов водорода в объем образца (в сторону Au покрытия). Данный процесс влечет за собой разгибание образца. Уменьшение концентрации водорода в поверхностном слое Pd/PdO приводит к резкому уменьшению параметра решетки в этом слое (при переходе  $\text{PdH}_x \rightarrow \text{Pd}$ ), где сосредоточены кластеры KB. При этом стохастически будут создаваться условия для всестороннего обжатия кластеров KB, локализованных в местах, где произошло резкое уменьшение концентрации водорода. Этот процесс во многом эквивалентен процессу диспергирования больших кластеров KB до кластеров меньших размеров, ограниченных окрестностями ядер дислокаций. Поскольку в ядрах дислокаций давление водорода может быть весьма велико (несколько Мбар <sup>[10]</sup>), то можно предположить, что процесс диспергирования кластеров KB сопровождается также фазовым переходом от диэлектрического конденсированного состояния к неравновесному металлическому (MB). Таким образом, описанный выше процесс диспергирования кластеров KB заключается по сути в "растаскивании" их дислокациями, размножающимися в приповерхностном слое Pd-PdO по ядрам этих дислокаций, и образовании там неравновесных кластеров MB меньшего размера. Дезинтеграция кластеров MB, как будет показано ниже, приводит к выделению энергии, которая и служит источником пластической деформации. В результате при уходе неравновесного водорода из слоя Pd-PdO произойдет выравнивание параметров решетки на поверхности и в объеме.

2) При достижении дислокациями, транспортирующими атомы водорода, противоположной поверхности образца (Au покрытия) в результате отражения их от жесткой непрозрачной границы происходит смена знака деформации (рис. 1, в). Это означает также смену знака дислокаций и соответственно изменение направления транспорта водорода на противоположное, т. е. к поверхности Pd-PdO. При этом начинается изгиб образца в противоположную сторону.

3) После смены знака дислокаций происходят их обратное движение к межфазной границе Pd-PdO и повторная сборка водорода на поверхности образца в кластеры KB. Сопровождающий этот процесс повторный рост параметра решетки в приповерхностном слое Pd-PdO приводит к рождению новых дислокаций, диспергированию кластеров KB, образованию MB, его дезинтеграции, движению водорода к противоположной поверхности и, таким образом, к новому изгибу. Данный циклический процесс может повторяться неоднократно.

Отметим, что в моменты интенсивных пластических деформаций, когда дислокации и транспортируемый ими водород находятся большую часть времени в объеме образца, можно считать приближенно, что энергия кластеров KB (MB) распределена равномерно внутри объема всего образца, т. е. это означает, что избыточная поверхностная энергия "размазывается" по всему образцу.

4) По мере возрастания количества циклов изгиба (циклов транспорта водорода между противоположными поверхностями образца) происходит возрастание концентрации дефектов на межфазной границе Pd-PdO. В результате жесткость образца растет и энергия начинает сосредотачиваться в поверхностном слое, а не в объеме образца. Кроме того, по мере ликвидации изгиба, приобретенного при электролизе, ликвидируется препятствие для выхода атомов водорода в среду. Поэтому при достижении в приповерхностном слое Pd-PdO концентрации дислокаций выше критической (наклепа) происходит его разрушение. В результате диспергирование больших кластеров KB до кластеров MB заканчивается дезинтеграцией последних с выходом сконцентрированной в них энергии в окружающую среду, т. е. процессом тепловыделения, длящимся до полной потери водорода образцом Pd-PdO.

Таким образом, среднее время энерговыделения в образце  $\langle \tau \rangle \approx 60$  с. Полную потенциальную энергию  $W$ , способную выделиться при дезинтеграции всех кластеров с учетом возможности их перехода в металлическое состояние, можно оценить по следующей формуле:

$$W = W_c + W_{H_2} + W_{H_2O}, \quad (7)$$

где  $W_c$  — когезионная энергия металлического водорода ( $W_c \approx 660$  ккал/моль),  $W_H$  — энергия молизации ( $H + H \rightarrow H_2$ ) атомов водорода ( $W_{H_2} = 104$  ккал/моль) и  $W_{H_2O}$  — теплота окисления молекул  $H_2$  ( $W_{H_2O} = 57.8$  ккал/моль).

При концентрации водорода  $c_H = 1.1 \cdot 10^{20}$  см<sup>-2</sup> максимальное значение выделяемой энергии составит  $W = 80$  ккал/см<sup>2</sup>. Рассмотрим возможные каналы усвоения этой энергии.

а) Первым каналом усвоения являются пластические деформации в образцах Pd/PdO, начинающиеся с момента контакта поверхности гетероструктуры с кислородом, т. е. с момента начала десорбции водорода [2]. Процесс идет за время  $\langle \tau \rangle \approx 60$  с.

б) Вторым главным каналом являются упругие деформации образца. При этом можно предположить, что именно упругая энергия, запасенная в решетке гетероструктуры в процессе электролиза [5], выделяется в виде тепла, т.е.  $W_{el} = Q$ . Тепловыделение происходит за короткое время  $\tau_{el} \simeq 4$  с (рис. 2) и отвечает процессу прямого взаимодействия кластеров конденсированного водорода с упругой энергией слоя.

в) И наконец, третьим (неосновным) каналом усвоения энергии должны быть ядерные взаимодействия дейтерия, в результате чего могут наблюдаться продукты ядерных реакций.

Для оценки величин теплового эффекта  $Q$  и выхода ядерных процессов будем рассматривать соответственно две различные модели трансформации полной энергии  $W$ , запасенной в решетке гетероструктуры Pd/PdO.

Согласно сделанному выше предположению (б), для оценки величины  $Q$  необходимо вычислить долю упругой энергии от полной энергии системы  $W$ , т.е. величину  $W_{el} = \beta W = Q$ , которая и выделяется в виде тепловой вспышки в течение короткого времени  $\tau_{el} = 4$  с (рис. 2). Для этого необходимо вычислить значение коэффициента  $\beta$  для процесса тепловыделения. Следует отметить, что в рамках рассматриваемой модели данному процессу должно соответствовать пиковое значение плотности мощности энерговыделения единицей поверхности гетероструктуры  $E_t$ , поскольку предполагается, что процесс наиболее интенсивного взаимодействия упругой энергии  $W$  с кластерами конденсированного водорода происходит исключительно в интервале времени  $\tau_{el}$ , т.е.  $E_t = W/m\tau_{el}$ . Здесь  $W = \text{const}$ , определяемая соотношением (7), является фактически энергоресурсом всего образца массой  $m = 3.3 \cdot 10^{-2}$  г. Отсюда при  $\tau_{el} = 4$  с и  $W = 3.4 \cdot 10^9$  эрг/см<sup>2</sup> имеем  $E_t = 2.5 \cdot 10^{10}$  эрг/г·с. К моменту времени  $\tau_{el}$  на поверхности образца происходит резкое увеличение плотности дислокаций. При этом процессы взаимодействия дислокаций с кластерами конденсированного состояния водорода радиусом  $r_H$  эквивалентны процессам диспергирования кристаллических частиц от некоторого критического размера до минимально возможного  $r_{\min}$  [8], поскольку увеличение плотности дислокаций в приповерхностном слое приводит, как указывалось выше, к уменьшению радиуса кластеров. Данный процесс можно рассматривать так же, как прохождение всех кластеров конденсированного состояния водорода в приповерхностном слое через стадию металлического состояния, непосредственно предшествующую его дезинтеграции с выделением тепла. Полагая, что диспергирование кластеров конденсированного водорода происходит в условиях "жесткого" концентрирования в них упругой энергии  $W_{el}$ , величина коэффициента  $\beta$  в соответствии с уравнением (6), где  $\omega_D = 4.7 \cdot 10^{14}$  с<sup>-1</sup> [11], составит  $\beta \simeq 0.2$ . В уравнении (6) величина  $\omega_D$  приравнена дебаевской частоте МВ. Отсюда имеем для  $Q = W_{el} = \beta W \simeq 16$  кал/см<sup>2</sup>, что удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными [3-5].

Таким образом, в предположении об образовании кластеров МВ в гетероструктуре запасенная в них упругая энергия практически эквивалентна наблюдающемуся тепловому выходу с образца Pd/PdO. Отметим, что полная энергия  $W$  в системе может быть и несколько ниже (при условии, что в металлическое состояние переходит не весь водо-

род, а только его часть). Основная же часть энергии, соответствующая разности  $(W - W_{el})$ , будет расходоваться на пластические деформации и создание дефектов структуры (по каналу а) и запасается в образце в процессе электролиза.

### Оценка выхода продуктов ХЯС

Для оценки выхода ядерных продуктов в системе Pd/Pd:D нам необходимо вычислить средние значения коэффициентов  $\langle\alpha\rangle$  и  $\langle\beta\rangle$ , которые реализуются в образце за время процесса  $\langle\tau\rangle$  с момента начала пластических деформаций до окончания тепловыделения (рис. 3), поскольку экспериментально большая часть ядерных излучений и пластических деформаций наблюдаются до начала тепловыделения [3-5].

Нетрудно убедиться, что если в течение времени  $\langle\tau\rangle$  положить энергию системы равномерно распределенной по всему образцу и считать, как показано выше, что упругая часть энергии гетероструктуры может запасаться в кластерах МВ, то  $\langle\beta\rangle$  выразится следующим образом:

$$\langle\beta\rangle = \frac{4\pi r_H^3 N_D}{3sd}, \quad (8)$$

где  $N_D$  — число дислокаций на единице площади, соответствующее числу кластеров МВ [4];  $d$  — толщина образцов.

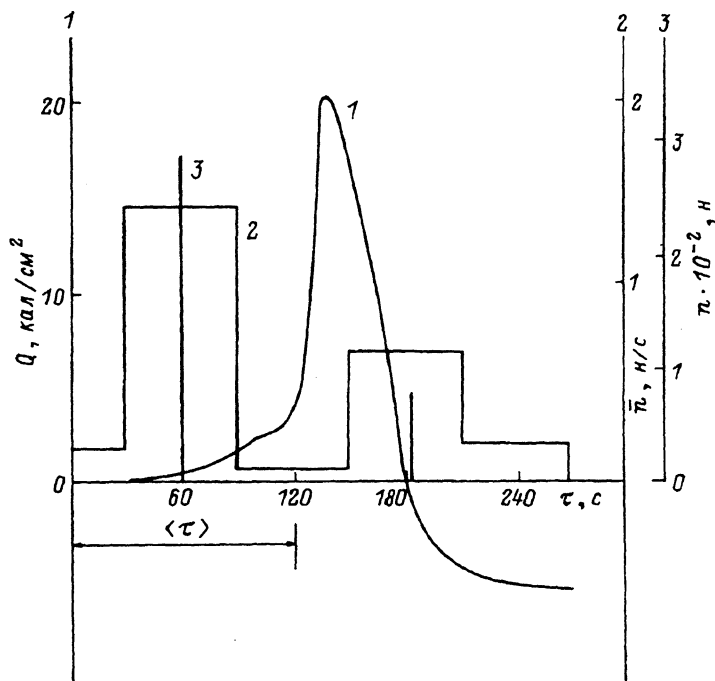


Рис. 3. Параллельная регистрация теплового эффекта (1) и эмиссии нейтронов (2, 3) на образце Au/Pd/PdO:D.

Гистограммы, соответствующие кривой 2, представляют собой временное распределение средних значений интенсивности эмиссии нейтронов за 100 экспериментов (шкала  $\bar{n}$ ). Усредненные по времени положения нейтронных вспышек с высокой множественностью ( $n > 10^2$  нейтрон) обозначены вертикальными линиями (3) (шкала  $n \cdot 10^{-2}$ ).



При  $N_D = 2.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  величина  $\langle \beta \rangle \simeq 2.7 \cdot 10^{-3}$ . Аналогично для нахождения  $\langle \alpha \rangle$ , т. е. среднего значения коэффициента концентрирования упругой энергии, воспользуемся соотношением (5) для  $\langle \alpha \rangle$ , выраженным через средние значения  $\langle \beta \rangle$  и  $\langle E_n \rangle = W/m \cdot \langle \tau \rangle$ , где  $\langle \tau \rangle \sim 120 \text{ с}$  (рис. 3, кривая 1). Отметим, что теперь в выражении (5) под  $\omega_D$  понимается дебаевская частота металлического дейтерия. Согласно соотношению Бома-Ставера [12], полагаем  $\omega_D(D) = \omega_D(H)/\sqrt{2}$ .

Подставляя  $\langle \beta \rangle$  и значение  $\langle E_t \rangle$  в соотношение (5), за время  $\langle \tau \rangle$  получим  $\langle \alpha \rangle \simeq 0.1$ .

С целью проведения оценок выхода нейтронов и трития в процессе энерговыделения на образцах Pd/PdO:D воспользуемся результатами [13,14]. В этих работах было показано, что при концентрировании упругой энергии в микрообластях размерами  $r < r_{\text{crit}}$ , содержащих дейтроны, создаются условия для протекания  $dd$ -реакций с ярко выраженной асимметрией каналов, так что отношение выходов нейтронов и трития  $n/T \simeq 10^{-7} - 10^{-9}$ . Предполагалось, что наработка трития происходит в процессе образования гигантских флуктуаций упругой энергии — суперконденсатов, уничтожение которых в свою очередь влечет за собой формирование виртуальных  $\gamma$ -квантов (рассеяние упругой энергии), взаимодействующих с дейтеронами решетки и, таким образом, генерирующих нейтроны.

Энергию СК, образованных в кластерах МВ, определим из уравнения (3) с учетом значения  $\langle \alpha \rangle \simeq 0.1$  и величины  $L$ -фактора для МВ  $L = 1.7 \cdot 10^{35} \text{ эрг/г} \cdot \text{см}^3$ :  $W_s = 7 \cdot 10^{-5} \text{ эрг}$ .

Средняя упругая энергия за все время процесса, которая пошла на создание СК, определится из следующего соотношения:

$$\langle W_{el} \rangle = \langle \beta \rangle \langle E_t \rangle m. \quad (9)$$

С учетом найденных выше величин  $\langle \beta \rangle = 2.7 \cdot 10^{-3}$  и  $\langle E_t \rangle = 8.3 \times 10^8 \text{ эрг/г} \cdot \text{с}$  ( $\langle E_t \rangle$  определена как средняя плотность мощности энерговыделения образца, обусловленная потенциальной энергией кластеров МВ) величина  $\langle W_{el} \rangle \simeq 7.5 \cdot 10^4 \text{ эрг/см}^2$  за все время процесса. Здесь, как и ранее, мы предполагаем, что полная энергия системы равномерно распределяется по всему образцу за время  $\langle \tau \rangle$ , в то время как непосредственно в слое, в котором образуются кластеры МВ, упругая энергия сосредоточивается лишь в интервале времени  $\tau_{el}$ . Количество СК ( $N_s$ ) (в расчете на  $1 \text{ см}^2$  поверхности гетероструктуры), которое может быть образовано при взаимодействии  $\langle W_{el} \rangle$  с кластерами МВ за время процесса  $\langle \tau \rangle$ , согласно условию (1), составит

$$N_s = \frac{\langle W_{el} \rangle}{\langle \alpha \rangle W_s} \simeq 1.0 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}. \quad (10)$$

Эта величина, как показано в [13,14], приравнивается к числу атомов трития, генерируемых при слиянии дейтронов в гетероструктуре, поскольку внутри СК заведомо выполняются условия слияния ядер дейтерия ( $W_s \simeq 30 \text{ МэВ/нуклон}$ ). С учетом площади образца  $s = 4 \text{ см}^2$  количество наработанных за все время процесса атомов трития составит  $N_{T3} \simeq 4 \cdot 10^{10}$ .

Для расчета интегрального выхода нейтронов за время  $\langle \tau \rangle$  (рис. 3) воспользуемся результатами [13,14], где процесс генерации нейтронов рассматривается как вторичный, идущий при уничтожении СК внутри кластеров МВ в результате взаимодействия виртуального  $\gamma$ -кванта с окружающими СК дейтеронами на поверхности сферы радиуса  $R_c \approx ch/\alpha\varepsilon$ , где  $\varepsilon$  — энергия виртуального  $\gamma$ -кванта порядка 100 КэВ, соответствующая в данной модели максимальному выходу нейтронов. С учетом  $R$  и значения  $\alpha = \langle \alpha \rangle$  величина  $s = 4.8 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ . Число  $dd$ -связей  $n_d$  на  $1 \text{ см}^2$  МВ в грубом приближении кубической структуры МВ с постоянной решетки  $a_H = 0.53 \cdot 10^{-8} \text{ см}$  [15] будет  $n_d = 10^{16} \text{ см}^{-2}$ . Количество дейтеронов  $N_d$  на поверхности сферы  $s$ :  $N_d = s \cdot n_d = 4.8 \cdot 10^{-1}$ . И наконец, общее число дейтеронов с энергией 100 КэВ для всех СК в образце за все время процесса ( $N_\varepsilon$ ):  $N_\varepsilon = N_d \cdot N_s = 4.8 \cdot 10^9$ .

С учетом сечения  $dd$ -реакции при энергии дейтеронов  $\varepsilon = 100 \text{ КэВ}$  (20 мбарн) выход нейтронов в данном случае за все время процесса составит  $N_n = 40 \text{ нейтрон/см}^2$ , или с учетом площади образца  $N_n \approx 1.6 \cdot 10^2$  нейтронов, что согласуется с экспериментальными средними значениями выхода нейтронов (рис. 3, кривая 2), полученными при параллельной регистрации эмиссии нейтронов и теплового эффекта в образцах гетероструктуры Pd/PdO:D [3-5].

Отметим, что при наличии быстрых осцилляций изгиба тонких образцов Pd/PdO:D, охватывающих весь образец, время генерации ядерных излучений, в частности нейтронов, будет лимитироваться временем дислокационного транспорта (временем пробега дислокаций) через поперечное сечение Pd пластинки. Это утверждение относится к особо чистым образцам, не содержащим дефектов (стопоров дислокаций). Кроме того, для достижения данного условия необходимо, чтобы начало контактов с кислородом (т.е. высыхание образца) наступало одновременно по всей поверхности слоя PdO. В этом случае весь нейтронный поток излучается образцом в процессе пластических деформаций за время  $\Delta t \approx h/v_D$ , (где  $h$  — толщина образца,  $v_D$  — средняя скорость дислокаций). При  $h = 3 \cdot 10^{-3} \text{ см}$  и  $\langle v_D \rangle \approx 10-100 \text{ см/с}$  в бездефектных, т.е. хорошо отожженных, холоднокатанных образцах палладия [3,4]  $\Delta t$  составит величину порядка  $10^{-4} \text{ с}$ . Поэтому большие всплески эмиссии нейтронов ( $1-5 \cdot 10^2$  нейтронов на вспышку) могут наблюдаться в течение вышеуказанных коротких временных интервалов, что и имеет место в некоторой части экспериментов с гетероструктурами Pd/PdO:D в процессе их пластической деформации, предшествующей тепловой вспышке (рис. 3, кривая 3).

Полученные выше значения выхода ядерных излучений позволяют оценить максимальный вклад ядерных процессов без учета экзотических реакций  $d(d, \text{Ho}^4)\gamma$ , протекание которых в дейтерированных твердых телах строго не доказано. Полагая наработку трития в образцах гетероструктуры Pd/PdO:D  $N \approx 10^{10}$  атомов T<sup>3</sup>/см<sup>2</sup>, получим с учетом энергии реакции  $d(d, T)p$   $q = 4.1 \text{ МэВ}$  для величины теплового вклада этих реакций значение  $Q_n \approx 10^{-3} \text{ кал/см}^2$ . Вклад реакции  $d(d, \text{Ho}^3)n$  в нашем случае по крайней мере на 8 порядков меньше и по-

этому не учитывается. Приведенные оценки показывают, что вклад ядерных процессов в тепловыделение на образцах гетероструктуры Pd/PdO:D не превосходит  $10^{-4}$ – $10^{-3}$  от экспериментально наблюдаемых значений ( $Q = 15$ – $20$  ккал/см<sup>2</sup>) [<sup>1-5</sup>].

## Заключение

В связи с полученными выше результатами становится очевидным, что энергия ядерных реакций, протекающих в гетероструктуре Pd/PdO:D, пренебрежимо мала для того, чтобы обеспечить наблюдаемые экспериментально количества избыточного тепла. Поэтому мы попытаемся истолковать избыточную энергию, выделяемую в гетероструктурах Au/Pd/PdO, насыщенных водородом (дейтерием) с более тривиальных позиций, базирующихся на представлениях об особых свойствах тонких слоев воды вблизи гидрофильных поверхностей [<sup>16</sup>].

Известно, что электрохимическая энергия, затрачиваемая на разложение воды ( $2\text{H}_2\text{O} \rightarrow 2\text{H}_2 + \text{O}_2$ ), включает в себя только энергию (теплоту) окисления молекулярного водорода (57.7 ккал/моль) с обратным знаком. Эта энергия соответствует напряжению 1.23 В на электролитической ячейке, к которому обычно добавляются неконтролируемые омические потери (0.3–0.7 В). Это означает, что в энергетическом аспекте в обратном процессе синтеза  $\text{H}_2\text{O}$  на атомной (ионной) формы водорода, поглощенного Pd катодом, стадии атомизации протона и рекомбинации атомов водорода (молизация) являются “лишними” по отношению к затратам энергии на электролиз. В этой связи возникает вопрос, откуда берется та “избыточная” энергия, которая позволяет осуществить диссоциацию молекул  $\text{H}_2\text{O}$  без видимых усилий таким образом, что энергия, выделяемая водородом при “атомном” синтезе на выходе из Pd катода (последовательные стадии атомизации, молизации и окисления), превосходит энергию электролиза.

Одним из возможных источников “избыточной” энергии, выделяемой образцами Pd в процессе электролиза [<sup>17</sup>] или образцами Pd/PdO в послеэлектролизный период [<sup>3-5</sup>], может служить избыточная энергия структурированной воды, формирующейся в капиллярах на достаточно развитой поверхности Pd(PdO) в процессе деформации образца при наводороживании. Это утверждение исходит из факта наличия избыточной свободной энергии в граничных слоях воды вблизи гидрофильных поверхностей, в частности в тонких  $\sim 10$  Å капиллярах [<sup>16</sup>]. В нашем случае такими капиллярами могут являться выходы дислокаций на поверхность Pd(PdO). Вода, протекающая при электролизе под действием электроосмоса через такие капилляры, образует ассоциаты типа  $(\text{H}_2\text{O})_n$ , в которых отдельные молекулы соединены водородными связями с энергией  $\sim 5$ – $10$  ккал/моль. Тогда избыточная энергия этих ассоциатов будет являться источником непрерывной диссоциации находящихся в капиллярах молекул  $\text{H}_2\text{O}$  с отщеплением  $\text{H}^+$  даже при малой подводимой энергии (напряжение разложения воды). Этот процесс фактически должен обусловить накачку в Pd катод энергии, избыточной по отношению к энергии электролиза, т.е. получение непосредственно протонов из молекул  $\text{H}_2\text{O}$ , несмотря на низкое напряжение, приложенное к электрической ячейке. В данном случае избыточное

тепловыделение из Pd будет осуществляться при накоплении водорода в приповерхностных слоях образца с образованием метастабильных сверхстехиометрических кластеров MB, запасаемых в них энергии и последующей их дезинтеграцией с последовательным присоединением электрона к протону, молизацией H и окислением H<sub>2</sub> до H<sub>2</sub>O. Действительно, согласно вышеприведенным рассуждениям (с учетом уравнения (7)), энергобаланс процессов электролиза и тепловыделения можно выразить как

$$2eV + F_c = W_H + W_{H_2} + W_{H_2O}, \quad (11)$$

где  $e$  — заряд электрона,  $V$  — напряжение на ячейке,  $F_c$  — свободная (“избыточная”) энергия структурированной воды в капиллярах на поверхности Pd,  $W_H$  — энергия атомизации H<sup>+</sup> ( $W_H = W_c$ ).

Поскольку  $2eV \approx W_{H_2O}$ , то  $F_c = W_H + W_{H_2}$ . Следовательно, свободная энергия капиллярной воды высвобождается в виде теплот атомизации и молизации водорода, которые могут быть выделены в виде избыточного тепла и/или пластических деформаций Pd образца.

В рассматриваемой выше системе Pd/PdO:H величина теплового эффекта (тепловая вспышка на воздухе с разогревом образца до 900 °C, воспроизводимая 150–200 раз подряд на одном образце) составила  $Q_e = 15.1 \pm 3.0$  кал/см<sup>2</sup> при подводимой энергии  $E_{эл} = 7.7$  кал/см<sup>2</sup> и умеренной концентрации водорода в Pd  $C_H = 1.1 \cdot 10^{20}$  атомов H/см<sup>2</sup>. Поскольку для отщепления от одной молекулы воды двух протонов необходима энергия 50–100 водородных связей, то, как несложно убедиться, для достижения избыточной энергии  $\Delta E = 7.4$  кал/см<sup>2</sup> достаточно, чтобы за время электролиза расход прошедшего через капилляры электролита составил 0.003–0.006 мл H<sub>2</sub>O/см<sup>2</sup> в предположении о наличии в среднем одной водородной связи на молекулу H<sub>2</sub>O в ассоциате. Аналогичные значения расхода воды через капилляры можно получить, если принять, что число молекул H<sub>2</sub>O, прошедших через капилляры, равно числу молекул воды, разложившихся под действием тока  $j = 10$  мА/см<sup>2</sup> за время  $\tau = 30$  мин. Существенно, что, согласно правой части уравнения (11), максимальная энергия, которая может быть выделена образцом при  $C_H = 1.1 \cdot 10^{20}$  атомов H/см<sup>2</sup>, составит  $Q_{max} \approx 80$  кал/см<sup>2</sup>. Это значение более чем на порядок превосходит величину энергии, подведенной при электролизе, и является предельным значением энергии на выходе, которое может быть еще объяснено в предположении исключительно об “атомном” синтезе водорода.

Таким образом, в рассматриваемой модели дефектная поверхность Pd является уникальным устройством для съема свободной поверхностной энергии капиллярной системы, преобразуемой в энергию водородных связей структурированной воды. В результате энергозатраты на диссоциацию молекул H<sub>2</sub>O в процессе электролиза минимизируются. Это в свою очередь приводит к выигрышу в энергии в обратном процессе синтеза воды из водорода, сконцентрированного в приповерхностном слое Pd(PdO). В таком случае именно капиллярная вода непосредственно является топливом в энергетических ячейках типа Флейшманна-Понса [18].

Итак, учет представлений о концентрировании и трансформации упругой энергии в образцах гетероструктуры Pd/PdO:D(H) в предположении об образовании на межфазной границе Pd-PdO кластеров конденсированного (квазиметаллического) водорода позволяет удовлетворительно оценить энергетический выход и интенсивность ядерных излучений, наблюдающихся при аномальном импульсном тепловыделении, а также природу "избыточного" тепловыделения (эффект Флейшманна-Понса). Развитый в работе подход позволяет толковать наблюдаемые в системе Pd/PdO:D(H) аномальные тепловые эффекты с позиций не ядерного, а "атомного" синтеза водорода (дейтерия), не исключая и появления условий для стохастических единичных актов слияния ядер дейтерия.

#### Список литературы

- [1] *Yamaguchi E., Nishioka T.* // Jap. J. Appl. Phys. 1990. Vol. 29. P. L666.
- [2] *Yamaguchi E., Nishioka T.* // Anomalous Nuclear Effects in Deuterium / Solid Systems / Ed. S.E. Jones et al. AIP Conf. Proc. N 228. New York, 1991. P. 354.
- [3] *Липсон А.Г., Лятов Б.Ф., Саков Д.М., Дерягин Б.В.* // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. Вып. 20. С. 58.
- [4] *Лятов Б.Ф., Липсон А.Г., Саков Д.М., Явич А.А.* // ЖФХ. 1993. Т. 67. № 3. С. 545.
- [5] *Липсон А.Г., Лятов Б.Ф., Дерягин Б.В., Саков Д.М.* // ДАН. 1993. Т. 331. № 36. С. 39.
- [6] *Липсон А.Г., Кузнецов В.А.* // ДАН. 1993. Т. 332. № 2. С. 172.
- [7] *Hagelstein P.L.* // Anomalous Nuclear Effects in Deuterium / Solid Systems / Ed. S.E. Jones et al. AIP Conf. Proc. New York, 1991. N 228. P. 734.
- [8] *Кузнецов В.А., Липсон А.Г., Саков Д.М.* // ЖФХ. 1993. Т. 67. № 4. С. 782.
- [9] *Ландау Л.Д., Лившиц Е.М.* Статистическая физика. М.: Наука, 1964. 526 с.
- [10] *Subramaniam P.K.* // Comprehensive Treatise of Electrochemistry. New York: Plenum Press, 1981. Vol. 4. P. 411.
- [11] *Ashcroft N.W.* // Phys. Rev. Lett. 1968. Vol. 11. P. 1748.
- [12] *Ашкрофт Н., Мермин Н.* Физика твердого тела. М.: Мир, 1979. С. 399.
- [13] *Липсон А.Г., Кузнецов В.А., Дерягин Б.В.* // ДАН СССР. 1991. Т. 318. № 3. С. 636.
- [14] *Липсон А.Г., Кузнецов В.А., Саков Д.М., Дерягин Б.В.* // ДАН. 1992. Т. 323. № 6. С. 1097.
- [15] *Бровман Е.Г., Казан Ю., Холас А.* // ЖЭТФ. 1972. Т. 62. Вып. 4. С. 1492.
- [16] *Derjaguin B.V.* // Chemica Scripta. 1976. Vol. 9. P. 97.
- [17] *Yamaguchi E., Nishioka T.* // Jap. J. Appl. Phys. 1990. Vol. 29. P. L166.
- [18] *Eleischmann M., Pons S.* // J. Electroanal. Chem. 1989. Vol. 261. P. 301.