

Аномальное поглощение тепловых нейтронов в меди в присутствии сильных механических напряжений

© А.Г. Липсон, И.И. Бардышев, В.А. Кузнецов, Б.Ф. Ляхов

Институт физической химии Российской академии наук,
117915 Москва, Россия

(Поступила в Редакцию 11 июля 1997 г.)

Изучен процесс взаимодействия ультраслабого потока тепловых нейтронов ($I_n = 20 \text{ n/s} \cdot \text{cm}^2$) с медным катодом при электролизе в 1-молярном растворе КОН в H_2O . Обнаружен эффект генерации значительных упругих и пластических деформаций в меди, выражающийся в появлении поперечного изгиба медной пластины и разрушении ее поверхности. Показано, что среднее эффективное сечение поглощения тепловых нейтронов в меди увеличивается примерно в 20 раз по сравнению с его равновесным значением.

В [1,2] было установлено, что в неравновесных сегнетоэлектриках, находящихся в состоянии фазового перехода сегнетоэлектрик–параэлектрик под действием ультраслабого потока тепловых нейтронов ($0.1\text{--}100.0 \text{ n/s} \cdot \text{cm}^2$), наблюдается генерация значительных механических напряжений, ведущих к дефектообразованию и появлению микротрещин, а также аномальное поглощение тепловых нейтронов. При этом действие ультраслабых потоков тепловых нейтронов по своим последствиям (подавление спонтанной деформации и смещение точки Кюри (T_C) на 3–4 К в область низких температур) эквивалентно облучению кристаллов γ -излучением дозой 5 Mrad [3]. Предполагалось [1], что столь эффективное взаимодействие тепловых нейтронов с кристаллом происходит при неупругом рассеянии нейтронов на неравновесных фононах, генерируемых в процессе фазового перехода благодаря весьма эффективной конверсии упругой энергии, запасаемой решеткой, в энергию пластических деформаций. В связи с этим наличие фазового перехода второго рода или сильных механических напряжений в кристалле, облучаемом тепловыми нейтронами, является необходимым условием для возбуждения неравновесных фононов, трансформация энергии которых в неупругий канал осуществляется в процессе диффузии нейтронов.

Аналогичные эффекты в кристаллах можно было бы наблюдать, создавая в них сильно неравновесные условия, например, путем введения механических напряжений в процессе наводороживания металлов, пассивных по отношению к растворению водорода, при одновременном облучении их ультраслабым потоком тепловых нейтронов. В этом случае за счет малой глубины проникновения водорода и высокой скорости генерации поверхностных дефектов под действием облучения [4] генерация механических напряжений будет происходить в тонком приповерхностном слое, что приведет к их концентрации в малом объеме.

В частности, взаимодействие водорода с медью может протекать на уровне замещения и лишь в тонком приповерхностном слое толщиной $\leq 10 \text{ nm}$ [5,6]. Накопление атомов водорода происходит преимущественно внутри скоплений точечных дефектов и дислокаций, а также вблизи двойниковых границ. Процесс внедрения водорода

да в медь (по аналогии с инъекцией низкоэнергетических ионов аргона [6]) должен приводить к образованию дислокационных скоплений в виде параллельных рядов на поверхности кристалла. Это в свою очередь влечет за собой создание сильных боковых сжимающих напряжений на экранах, ориентированных в направлениях $\{112\}$ и $\{110\}$. Как показано далее, поверхностные напряжения при электролизе меди могут достигать значений, соизмеримых с величиной ее модуля всестороннего сжатия [7]. Отметим, что создание столь значительных механических напряжений на длительные временные промежутки другим способом (отличным от электролиза) представляется проблематичным. Вместе с тем наличие именно динамических напряжений с величиной порядка модуля всестороннего сжатия является необходимым условием генерирования сильно неравновесной оптической фононной ветви в кристалле, поскольку при действии таких напряжений весь спектр нормальных мод возбуждается до дебаевской частоты. С другой стороны, известно [8], что при введении в кристалл оптической фононной моды эффективное сечение захвата тепловых нейтронов может быть увеличено по сравнению с кристаллами, содержащими лишь акустическую фононную ветвь. Однако до сих пор считается, что воздействие электромагнитных колебаний решетки, находящейся в равновесии со средой, не может привести к существенному (в несколько раз) увеличению сечения поглощения тепловых нейтронов в ней [9].

Однако в настоящей работе мы покажем, что в сильно неравновесных условиях взаимодействия водорода с медью (в присутствии ультраслабого потока тепловых нейтронов), сопровождаемого сильными механическими напряжениями в приповерхностном слое образца, среднее эффективное сечение захвата тепловых нейтронов ядрами Cu^{63} и Cu^{65} в кристаллическом окружении может быть увеличено в 20 раз.

1. Методика эксперимента

С целью создания сильных механических напряжений в приповерхностный слой меди с помощью электролиза вводился водород. Внедрение водорода в медь

осуществлялось электрохимическим методом. Использовались образцы электролитической холоднокатаной технической меди площадью $S = 6 \text{ cm}^2$ и толщиной $d = 2 \cdot 10^{-2} \text{ cm}$. Согласно данным микронзондового рентгеноспектрального анализа, основной примесью в образцах является кремний ($2.5 \cdot 10^{-1} \text{ mol.}\%$), вводимый в медь с целью улучшения ее упругих свойств.

Электролиз осуществлялся в стеклянной ячейке объемом 100 ml, заполненной 1-молярным раствором КОН в H_2O . В качестве катодов использовались медные образцы. В качестве анодов использовалась платина. Процесс осуществлялся на постоянном токе $j = 40 \text{ mA/cm}^2$ при комнатной температуре. Продолжительность электролиза τ в одном цикле составляла $\tau = 2000\text{--}10000 \text{ s}$. Перед каждым циклом экспериментов медные образцы подвергались процессу обезжиривания. Измерение концентрации водорода в меди после электролиза осуществлялось методом термодиффузии в вакууме [10].

Ячейка помещалась внутри пассивной защиты из полиэтиленовых (ПЭ) блоков "nuetrostop" (Co) толщиной 6 см. Объем защиты, включая свободное пространство внутри нее, составил $V = 0.4 \text{ m}^3$. Внутри защиты на расстоянии $r = 8 \text{ cm}$ от Cu-катода размещался Cf^{252} -источник нейтронов (интенсивностью $I_n = 200 \text{ n/s}$ в телесный угол 4π), находящийся в свинцовой капсуле, защищенной ПЭ-оболочкой толщиной 2.5 см. С целью регистрации изменения потоков нейтронов и/или γ -квантов внутри установки (рис. 1) в непосредственной близости от ячейки размещались нейтронный детектор, представляющей собой блок пропорциональных счетчиков

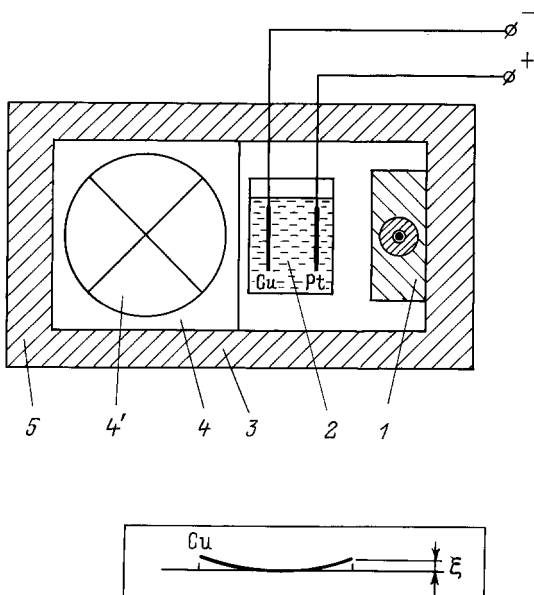


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. 1 — свинцовая капсула с Cf^{252} -источником нейтронов, 2 — электролитическая ячейка, 3 — Cu(Pd)-катод, 4 — нейтронный детектор (в серии экспериментов 1), 4' — γ -детектор (в серии экспериментов 2), 5 — пассивная защита из полиэтилена (Co). На вставке — профиль Cu-катода после электролиза в течение времени $\tau = 10000 \text{ s}$; ξ — величина поперечного изгиба катода.

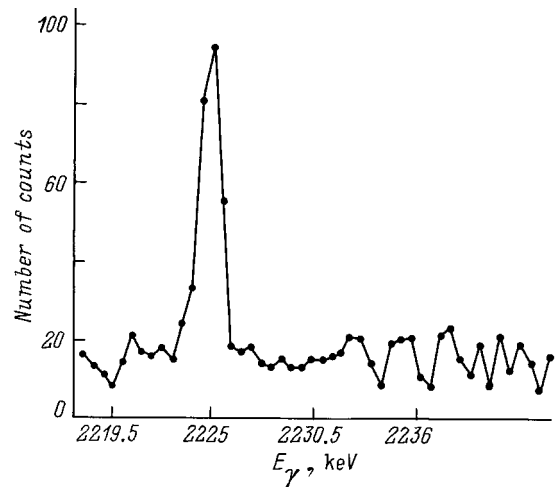


Рис. 2. Полный спектр γ -излучения, образующийся при захвате термализованных нейтронов от источника в водородсодержащих материалах установки (рис. 1). Время экспозиции $\tau = 10000 \text{ s}$.

нейтронов NWI-62 (7 штук), покрытых кадмиевым листом [1,2], либо низкофоновый γ -детектор GEM-20180P (особо чистый германий в составе сверхчувствительного γ -спектрометра) фирмы EG&G ORTEC [11]. Эффективность детектора нейтронов (по отношению к нейтронам с энергией $E_n > 0.1 \text{ eV}$) в используемой геометрии измерений составила, согласно калибровочным измерениям с Cf^{252} -источником, составила $\varepsilon_n = 2.0 \cdot 10^{-2}$. Эффективность γ -регистрации, согласно калибровочным измерениям с γ -источником Na^{22} , составила $\varepsilon_\gamma = 1.5 \cdot 10^{-3}$ при собственной эффективности γ -детектора 24.1%. Сравнение величины "эффекта" и фона при γ -спектральных измерениях, а также обработка γ -пиков осуществлялись с помощью программы MAESTRO-11 и мультифункциональной системы SIG, ориентированной на работу с цифровой информацией (пакет программ Soft Service Ltd.).

Величина потока тепловых нейтронов, пересекающих Cu-катод, контролировалась путем измерения интегральной интенсивности γ -пика с энергией $E_\gamma = 2225 \text{ keV}$ (рис. 2), наблюдавшегося при регистрации захватного γ -излучения в реакции $p+n \rightarrow d+\gamma$ (2.22 MeV), протекающей в материале ПЭ-защиты и электролите при захвате в них тепловых нейтронов. При этом величина потока тепловых нейтронов внутри установки определялась по формуле [9]

$$I_n = \frac{\Delta N_\gamma v_t}{3\varepsilon_\gamma [1 - \exp(-N_H \sigma_H L)] V}, \quad (1)$$

где ΔN_γ — суммарное число отсчетов в пике $E_\gamma = 2225 \text{ keV}$ за вычетом непрерывного фона, включая фон комптоновского рассеяния, ε_γ — эффективность γ -детектора с учетом геометрии измерений, v_t — скорость теплового нейтрона, n_H — концентрация водорода в ПЭ-защите, σ_H — эффективное сечение реакции $n(p, d)\gamma$ для тепловых нейтронов, L — толщина защиты,

V — объем установки, ограниченный ПЭ-защитой. Эксперименты с γ -детектором показали, что в используемой установке средняя величина потока тепловых нейтронов (при $I_n = 200 \text{ n/s}$ в 4π) на единицу площади катода составляет $I_n = 20.0 \pm 1 \text{ n/s} \cdot \text{cm}^2$.

В качестве контрольных экспериментов во всех сериях опытов использовали а) эксперименты при $j = 40 \text{ mA/cm}^2$ в отсутствие источника нейтронов (в условиях космического фона тепловых нейтронов, т.е. при $I_n < 0.1 \text{ n/cm}^2$); б) эксперименты при $I_n = 20 \text{ n/s} \cdot \text{cm}^2$, но без включения тока электролиза, т.е. при $j = 0$; в) эксперименты при $j = 40 \text{ mA/cm}^2$ и $I_n = 20 \text{ n/s} \cdot \text{cm}^2$ с использованием в качестве катода палладиевой пластины ($S = 4 \text{ cm}^2$, $d = 50 \mu\text{m}$). Контрольные эксперименты серии в) проводились с целью доказательства преимущественной активности катода по сравнению с другими материалами, подвергающимися действию электролиза при $I_n = 20 \text{ n/s} \cdot \text{cm}^2$ (электролит, анод, материалы ячейки и т.д.).

2. Экспериментальные результаты

Эксперименты показали, что при электролизе в присутствии ультраслабого потока тепловых нейтронов $I_n = 20 \text{ n/s} \cdot \text{cm}^2$ в течение $10\,000 \text{ s}$ ($j = 40 \text{ mA/cm}^2$) на поверхности медного катода активно протекает процесс разрушения. При этом наблюдается почернение поверхности медного образца, тогда как раствор электролита окрашивается в синий цвет, что обусловлено процессом выкрашивания меди (через несколько часов на дне ячейки образуется осадок высокодисперсной меди). Кроме того, после окончания электролиза образец оказывается поперечно деформированным (изогнутым). Величина поперечного изгиба составляет $\xi = 1 \text{ mm}$ (рис. 1). В то же время в условиях космического фона тепловых нейтронов $I_n = 0.1 \text{ n/s} \cdot \text{cm}^2$ (в отсутствие Cf^{252} -источника нейтронов) в процессе электролиза при $j = 40 \text{ mA/cm}^2$ и $\tau = 10\,000 \text{ s}$ никаких видимых изменений на катоде не происходит. Эксперименты показали, что концентрация водорода в образцах после электролиза ($\tau = 10\,000 \text{ s}$) составляет $n_H \approx 10^{-3} \text{ cm}^3/\text{g}$ меди. С учетом максимальной глубины проникновения водорода в медь ($H = 10^{-6} \text{ cm}$) можно заключить, что в приповерхностном слое катода образуется соединение вида CuH_x , где $x \approx 0.1$.

Таким образом, облучение медного катода тепловыми нейтронами $I_n = 20 \text{ n/s} \cdot \text{cm}^2$ в процессе электролиза приводит к запасанию в нем энергии упругих и пластических деформаций, что выражается в поперечном изгибе и поперечном разрушении образца. Это свидетельствует о мощных упругих напряжениях, действующих в приповерхностном слое катода (в который проникает водород). Такие механические напряжения, как показано далее, способны генерировать неравновесные оптические фононы, наличие которых могло бы изменить эффективное сечение поглощения тепловых нейтронов в катоде.

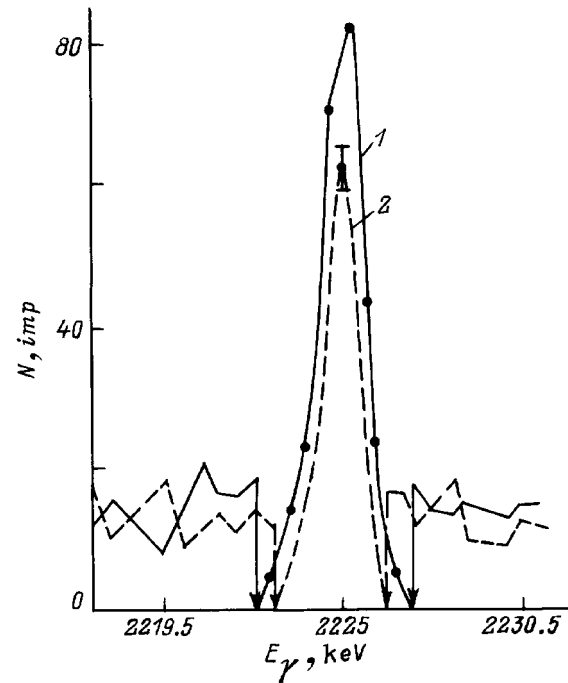


Рис. 3. γ -пики (за вычетом непрерывного фона, включая фон комптоновского рассеяния), образующиеся при захвате термализованных нейтронов водородом в материале установки. 1 — в отсутствие электролиза (время экспозиции $\tau = 8\,000 \text{ s}$), 2 — при электролизе ($j = 40 \text{ mA/cm}^2$) в течение времени $\tau = 8\,000 \text{ s}$. Геометрия измерений в экспозициях 1 и 2 одинакова. Стрелки ограничивают область γ -спектров, в которых произведено вычитание непрерывного фона.

Эксперименты показали, что практически в каждом из двадцати одночасовых интервалов измерений интенсивности потоков нейтронов или γ -квантов захвата величина фоновых отсчетов превосходит значения, полученные при измерениях в режиме электролиза с Cu-катодом (кривые 1, 2 на рис. 3). В то же время при аналогичном электролизе в той же ячейке с использованием Pd-катода изменения интенсивности потока тепловых нейтронов не зарегистрировано. Сводные данные по изменению интенсивности потока тепловых нейтронов при электролизе Cu и Pd представлены в таблице. Отметим, что с целью увеличения точности анализа сравнение γ -линий ($E_\gamma = 2225 \text{ keV}$) в эффекте и фоне проводилось после вычитания непрерывного фона (включая фон комптоновского рассеяния) из спектральной области $2220\text{--}2230 \text{ keV}$, соответствующей γ -пику, образующемуся при захвате нейтрона протоном. Как следует из таблицы, наличие процесса электролиза меди приводит к уменьшению скорости счета нейтронов с энергией $E_n > 0.2 \text{ eV}$ примерно на 2.5%. В то же время скорость счета тепловых нейтронов ($E_n \sim kT$) уменьшается приблизительно на 12% по сравнению с фоновым значением. Поскольку при регистрации γ -излучения γ -кванты с энергией $E_\gamma = 2.225 \text{ MeV}$ образуются исключительно в результате захвата тепловых нейтронов окружающим де-

Изменение скоростей счета ΔN нейтронов с энергией $E_n > 0.2 \text{ eV}$ и γ -квантов в пике $E_\gamma = 2.225 \text{ MeV}$ при электролизе с медным и палладиевым катодами ($j = 40 \text{ mA/cm}^2$) по сравнению с фоновыми измерениями ($j = 0$)

Вид регистрации	$\langle N_b \rangle$, counts/s	$\langle N_{eb} \rangle$, counts/s	ΔN , counts/s	Δn , neutr.(γ)/s
Нейтроны ($E_n > 0.2 \text{ eV}$, Cu-катод)	1.402 ± 0.006	1.370 ± 0.007	$-(3.2 \pm 0.9) \cdot 10^{-2}$	$-(2.5 \pm 0.5)$
γ -кванты ($E_\gamma > 2.225 \text{ MeV}$, Cu-катод)	$(2.41 \pm 0.03) \cdot 10^{-2}$	$(2.10 \pm 0.04) \cdot 10^{-2}$	$-(3.1 \pm 0.5) \cdot 10^{-3}$	$-(3.0 \pm 0.5)$
Нейтроны (Pd-катод)	1.328 ± 0.005	1.330 ± 0.006	$+(2.0 \pm 7.0) \cdot 10^{-3}$	—
γ -кванты (Pd-катод)	$(2.45 \pm 0.04) \cdot 10^{-2}$	$(2.46 \pm 0.05) \cdot 10^{-2}$	$+(1.0 \pm 6.0) \cdot 10^{-3}$	—

П р и м е ч а н и е. $\langle N_b \rangle$ — средняя скорость счета в фоне ($j = 0$) за вычетом непрерывного спектра, $\langle N_{eb} \rangle$ — средняя скорость счета в "эффекте" ($j = 40 \text{ mA/cm}^2$) за вычетом непрерывного спектра, $\Delta N = \langle N_{eb} \rangle - \langle N_b \rangle$, $\Delta n = \Delta N/\varepsilon$, где ε — эффективность детектора.

тектор водородом, недостаток таких γ -квантов при электролизе (по сравнению с фоном) может быть однозначно объяснен поглощением $\sim 12\%$ тепловых нейтронов в материале катода (Cu), т. е. их захватом, а не процессами неупругого рассеяния с увеличением энергии нейтрона. В последнем случае вновь произошло бы неизбежное замедление нейтронов и их последующий захват в полиэтилене. В результате интенсивность пика $E_\gamma = 2225 \text{ keV}$ осталась бы одинаковой и в эффекте, и фоне. Более же низкая величина относительного изменения счета $\Delta N/\langle N_b \rangle$ при регистрации нейтронов ($E_n > 0.2 \text{ eV}$) по сравнению с аналогичным отношением для γ -квантов (см. таблицу) указывает на тот факт, что лишь примерно 1/5 часть термализованных нейтронов может иметь энергию выше кадмиевой. Это обусловлено распределением нейтронов внутри полиэтиленовой защиты, близким к максвелловскому [8]. Поэтому для более корректной оценки эффективного сечения (σ) возможного поглощения тепловых нейтронов в медном катоде целесообразно использовать данные по регистрации γ -квантов, поскольку они непосредственно отвечают изменению потока тепловых нейтронов внутри полиэтиленовой защиты. Эффективное сечение поглощения тепловых нейтронов, усредненное по объему используемого медного образца в процессе электролиза, определится по формуле [1]

$$\sigma = \frac{1}{nd} \ln \left(\frac{\langle N_b \rangle}{\langle N_{eb} \rangle} \right), \quad (2)$$

где n — концентрация ядер меди, d — толщина катода, $\langle N_b \rangle$ — средняя скорость γ -счета в фоне, $\langle N_{eb} \rangle$ — средняя скорость γ -счета в процессе электролиза (см. таблицу). Отсюда, согласно данным таблицы, имеем $\sigma = 71.5 \text{ barn}$. Полученное значение σ почти в 20 раз превышает известное значение эффективного сечения захвата тепловых нейтронов в стехиометрической изотопной смеси Cu.

В случае если захват тепловых нейтронов ядрами Cu^{63} и Cu^{65} носит радиационный характер, то в наблюдаемом γ -спектре должна присутствовать жесткая компонента, отвечающая энергии связи нейтронов в ядрах Cu^{64} (7.91 MeV) и Cu^{66} (7.060 MeV). С целью проверки этого предположения нами исследован жесткий участок γ -спектра ($2.4 < E_\gamma < 8.5 \text{ MeV}$) и проведено его сравнение с фоновыми измерениями. Результаты, однако, показали, что в пределах ошибки измерений различия в

интенсивности спектров при электролизе Cu и фона в указанной области отсутствуют. Это свидетельствует о том, что захват нейтронов ядрами меди носит не радиационный характер, а, по-видимому, аналогичен эффекту Мессбауэра, т. е. энергия связи нейтрона в ядрах Cu^{64} и Cu^{66} передается преимущественно на решетку меди в виде фононов и/или генерации структурных дефектов [12,13].

Таким образом, двумя независимыми методами установлено, что в сильно неравновесном медном катоде в процессе электролиза (т. е. в присутствии значительных упругих деформаций, усиленных действием ультраслабого потока тепловых нейтронов) происходит возрастание эффективного сечения поглощения тепловых нейтронов примерно 20 раз.

3. Обсуждение результатов

Наличие измеримого поперечного прогиба медной пластины ($\xi = 1 \text{ mm}$) в процессе электролиза в присутствии ультраслабого потока тепловых нейтронов (интенсивностью $I_n = 20 \text{ n/s} \cdot \text{cm}^2$) позволяет рассчитать величину механических напряжений, действующих в приповерхностном слое образца (катода) при наводороживании. Как показано нами в [10], свободная энергия упругих деформаций, запасаемая в образце в процессе наводороживания, может быть приближенно оценена по формуле [14]

$$W_F = Ed(\xi/l)^4 S, \quad (3)$$

где E — модуль Юнга медной пластины, d — толщина образца, l — длина образца, которая в условиях поперечного изгиба приравнивается к его ширине, S — площадь Cu-катода. Отсюда на единицу площади катода имеем $W_F = 2 \cdot 10^{-2} \text{ J/cm}^2$. Таким образом, коэффициент преобразования энергии, подведенной при электролизе $W_{el} = jU\tau$ (где $U \simeq 2 \text{ V}$ — напряжение на ячейке), в упругую энергию, запасенную в образце, составляет $\beta = W_F/jU\tau = 2.5 \cdot 10^{-5}$. Оставшаяся часть подведенной энергии расходуется преимущественно на пластические деформации и разрушение поверхностного слоя катода (выкрашивание меди в раствор электролита), а также на электрохимическую диссоциацию молекул воды.

Для оценки напряжений, действующих в образце, необходимо оценить объем, в который проникает водород в процессе электролиза. Принимая глубину проникновения водорода в катод равной $H = 10^{-7} - 10^{-6}$ см [6], получим значения механических напряжений $\sim 10^{10} - 10^{11}$ Па, что близко по величине к значению модуля всестороннего сжатия меди [15]. Эти напряжения имеют динамический характер, обусловленный одновременными процессами поглощения и десорбции водорода в приповерхностном слое образца. Поэтому следует ожидать интенсивной генерации неравновесных оптических фононов и когерентных многофононных возбуждений [16,17] в медном катоде в процессе электролиза в присутствии ультраслабого потока тепловых нейтронов. Действительно, величина равновесного модуля всестороннего сжатия (B) может быть выражена через энергию фононной подсистемы (W) кристалла и объем (V), занимаемый возбуждаемыми колебаниями в k -пространстве, как $B = 10W/9V$ [18]. В этом случае величина W в расчете на одну элементарную ГЦК-ячейку запишется как $W = 3k\hbar\omega_D$ (где k — число атомов в элементарной ячейке, \hbar — постоянная Планка, ω_D — дебаевская частота меди). Данной энергии соответствует объем $V = r_0^3$ (где r_0 — расстояние между ближайшими соседями в решетке). Отсюда

$$B = \frac{10}{3} \frac{k\hbar\omega_D}{r_0^3}. \quad (4)$$

Значение B для меди, полученное из формулы (4), удовлетворительно совпадает со справочными данными [15]. Поэтому из вида выражения (4) следует, что необходимым условием генерации неравновесной оптической фононной ветви является достижение механических напряжений, соизмеримых с величиной B , поскольку лишь в данном случае в кристалле возбуждается весь спектр нормальных мод с предельной частотой ω_D . И наоборот, из (4) ясно, что при значениях механических напряжений в кристалле, много меньших величины B , вероятность генерации неравновесных мод с частотой ω_D пренебрежимо мала.

Вместе с тем резкое возрастание интенсивности оптической фононной моды в кристалле способно привести к увеличению эффективного сечения поглощения тепловых нейтронов [8,9]. Так, в [13] описан процесс генерации и концентрирования (суммирования по амплитудам) неравновесных оптических фононов и когерентных многофононных возбуждений (КМВ) при насыщении некоторых металлов водородом. При этом показано, что в сильно неравновесных условиях (аналогичных условиям, созданным в приповерхностном слое медного катода при электролизе и облучении тепловыми нейтронами) энергия "сборки" оптических фононов (КМВ) может стать соизмеримой с энергией связи нейтронов в ядре [19]. Процесс подобного типа реально может увеличить и эффективное сечение захвата тепловых нейтронов, особенно в областях с высокой концентрацией упругой

энергии, в частности в приповерхностном слое медного катода. В связи с этим отсутствие эффекта аномального поглощения тепловых нейтронов в Pd-катоде обусловлено, очевидно, достаточно равномерным распределением водорода в образце вследствие его высокой растворимости в палладии [20]. Наличие такого распределения делает маловероятным образование в Pd-катоде областей с высокой плотностью упругой энергии и, следовательно, не приводит к генерации интенсивной оптической моды [17].

Таким образом, в настоящей работе изучены процессы электрохимического наводороживания меди в присутствии ультраслабого потока тепловых нейтронов ($I_n = 20 \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s}$). Показано, что в данных условиях в тонком приповерхностном слое медного катода действуют значительные механические напряжения, достигающие величины 10^{11} Па, приводящие к изгибу образца и его поверхностному разрушению. В отсутствие облучения катода ультраслабым потоком тепловых нейтронов измеримого изгиба и поверхностного разрушения медного образца не наблюдается. Понимание механизма стимуляции процессов пластической деформации ультраслабым потоком тепловых нейтронов в настоящее время отсутствует. Можно предположить, однако, что поток тепловых нейтронов, диффундирующих в медном катоде, взаимодействует с неравновесными фононами, генерируемыми в кристалле под действием наводороживания поверхностного слоя. При этом должен с высокой эффективностью осуществляться процесс переноса энергии неравновесных фононов, т.е. упругой энергии катода, в энергию пластических деформаций за счет неупругого рассеяния нейтронов, получивших энергию от неравновесных фононов, на несовершенства кристаллической решетки меди. Данный процесс приведет к появлению сильных пластических деформаций и разрушению поверхности катода, которого не наблюдается в условиях космического нейтронного фона. Наличие столь значительных деформаций медного катода влечет за собой и аномальное увеличение эффективного сечения поглощения падающего от источника потока тепловых нейтронов, что обусловлено, по видимому, генерацией неравновесных оптических фононов и многофононных возбуждений [1]. В этом случае аномальное увеличение сечения поглощения предотвращает дальнейшее разрушение поверхности образца за счет регулирования величины (уменьшения) самого потока тепловых нейтронов ("отрицательная обратная связь").

Авторы благодарны А.В. Стрелкову и В.Б. Беляеву (ОИЯИ, г.Дубна) за интерес к работе и полезные обсуждения.

Работа выполнена при поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований 94-02-04895 и 95-03-08014.

Список литературы

- [1] А.Г. Липсон, Д.М. Саков, Е.И. Саунин. Письма в ЖЭТФ **62**, 10, 805 (1995).
- [2] А.Г. Липсон, Д.М. Саков, Е.И. Саунин. Письма в ЖТФ **22**, 2, 8 (1995).
- [3] Т.Р. Волк, И. Рахимов, В.М. Сарнацкий и др. ФТТ **27**, 12, 3613 (1985).
- [4] А.Г. Липсон, Б.Ф. Ляхов, Е.И. Саунин и др. Письма в ЖТФ **22**, 15, 42 (1996).
- [5] М. Томпсон. Дефекты и радиационные повреждения в металлах. Мир, М. (1971).
- [6] Л.Н. Беграмбеков, А.А. Пустобаев. Изв. РАН. Сер. физ. **60**, 4, 218 (1996).
- [7] М.И. Молоцкий. ФТТ **20**, 6, 1651 (1978).
- [8] И.И. Гуревич, Л.В. Тарасов. Физика нейтронов низких энергий. Наука, М. (1965).
- [9] Neutron Physics. Springer Tract. Mod. Phys. Springer-Verlag, Berlin (1977). V. 80. N 1.
- [10] А.Г. Липсон, Б.Ф. Ляхов, В.А. Кузнецов и др. ЖФХ **69**, 11, 1989 (1995).
- [11] А.Г. Липсон, И.И. Бардышев, Д.М. Саков. Письма в ЖТФ **20**, 23, 53 (1994).
- [12] Н. Kozima. Nuovo Cim. **A27**, 1781 (1994).
- [13] P.L. Hagelstein. Trans. Fusion Tech. **26**, 4T, 461 (1994).
- [14] Л.Д. Лифшиц, Е.М. Ландау. Теория упругости. Наука, М. (1965).
- [15] Физические величины. Справочник / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Майлихова. Энергоатомиздат, М. (1991).
- [16] J. Harris. Surf. Sci. **221**, 1/2, 335 (1989).
- [17] P.L. Hagelstein. Bull. APS **40**, 808 (1995).
- [18] Н. Ашкрофт, Н. Мермин. Физика твердого тела. Мир, М. (1979).
- [19] J. Schwinger. Prog. Theor. Phys. **85**, 4, 711 (1991).
- [20] А.Г. Липсон, Б.Ф. Ляхов, Д.М. Саков, В.А. Кузнецов. ФТТ **38**, 6, 1657 (1996).