

Кинетика радиационных повреждений и мартенситные превращения в сплаве TiNi в процессе облучения нейтронами

© С.П. Беляев*, А.Е. Волков*, Р.Ф. Коноплева, И.В. Назаркин, А.И. Разов*, В.Л. Соловей, В.А. Чеканов

Петербургский институт ядерной физики Российской академии наук,
188300 Гатчина, Ленинградская обл., Россия

* Научно-исследовательский институт математики и механики им. акад. В.И. Смирнова
Санкт-Петербургского государственного университета,
198904 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: spb@smel.math.spbu.ru

(Поступила в Редакцию 9 апреля 2001 г.)

Изучались закономерности изменения температурной кинетики мартенситных превращений и скорость радиационного повреждения в сплавах TiNi при облучении нейтронами реактора. Облучение производили при температурах 120 и 335 К. В процессе облучения непрерывно измеряли электрическое сопротивление образцов сплава и производили термоциклирование через интервал мартенситных переходов. Показано, что температуры превращений в сплаве TiNi с разным темпом снижаются по мере увеличения флюенса. Электросопротивление независимо от температуры облучения линейно возрастает с флюенсом нейтронов до дозы $6.7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$. Отклонение от линейной зависимости имеет место только в том случае, когда облучение инициирует изменение фазового состояния сплава. Скорость возрастания электросопротивления слабо зависит от температуры облучения. В мартенсите она в 2–4 раза больше, чем в аустените. Обсуждаются механизмы радиационной модификации структуры сплавов TiNi, объясняющие полученные экспериментальные данные.

Работа выполнена при содействии государственной программы "Нейтронные исследования конденсированного состояния" (контракт № 107) и Программы поддержки ведущих научных школ (гранты Российского фонда фундаментальных исследований № 00-15-96027 и 00-15-96023).

Сплав TiNi равноатомного состава претерпевает при изменении температуры два термоупругих мартенситных превращения. В процессе охлаждения высокотемпературная кубическая решетка B2, упорядоченная по типу CsCl, превращается последовательно в ромбоэдрическую R-фазу, а затем — в орторомбическую кристаллическую структуру с моноклинным искажением B19'. Нагревание из низкотемпературного состояния вызывает переходы в обратной последовательности: B19' → R → B2. Часто превращение идет непосредственно из B19' структуры в B2, минуя промежуточное R-состояние.

Последовательность мартенситных превращений в сплаве TiNi и характеристические температуры переходов определяются многими факторами: химическим составом основы и содержанием легирующих элементов, механическим напряжением, условиями технологического передела, термомеханической обработкой [1]. Среди них отметим также нейтронное облучение, действие которого на свойства и структуру никелида титана интенсивно изучается в последнее время [2–12]. Интерес исследователей к этой задаче связан не только с необходимостью прогнозирования свойств сплава, демонстрирующего эффект памяти формы и являющегося перспективным для решения ряда проблем, возникающих при строительстве, эксплуатации и ремонте атомных и термоядерных установок [13–15]. Важной является сама возможность управления мартенситными переходами и функционально-механическими свойствами сплава TiNi путем легко контролируемого и дозируемого облучения частицами высокой энергии.

К настоящему времени установлено, что в результате облучения нейтронами температуры мартенситных переходов смещаются в низкотемпературную область [2–8]. Так, по данным работ [2–5], температура M_s начала перехода $R \rightarrow B19'$ уменьшается более чем на 200 К после облучения быстрыми нейтронами ($E > 1 \text{ MeV}$) флюенсом $\Phi = 8 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$ при температуре $T_{ir} = 323 \text{ K}$. Температура T_R начала превращения $B2 \rightarrow R$ понижается лишь незначительно на 1–20 К. Эти наблюдения находятся в противоречии с результатами работы [7], в которой отмечалось одинаковое смещение температур T_R и M_s в процессе отжига облученных ($\Phi = 8 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$, $T_{ir} = 340 \text{ K}$) образцов никелида титана. Как показано в [2–5], при повышенных температурах облучения (520 К) смещения M_s и T_R не наблюдается до дозы $1.1 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$. Этот факт указывает на резкую интенсификацию процессов отжига радиационных дефектов в сплаве TiNi вблизи 500 К. Фактически, как подчеркивается в [3–5], кинетика мартенситных переходов перестает зависеть от дозы нейтронов при весьма низких гомологических температурах облучения $T_{ir}/T_m = 0.33$, где T_m — температура плавления.

Измерения, выполненные нами непосредственно в процессе облучения при $T_{ir} = 170 \text{ K}$, показали, что в области малых флюенсов (до $\Phi = 6.7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$) понижение температур мартенситных превращений в сплаве TiNi описывается зависимостью

$$\Delta T_{ir} = d[\exp(-\Phi/\Phi_0) - 1], \quad (1)$$

где ΔT_{ir} — приращение температуры фазового перехода, Φ — флюенс нейтронов, d и Φ_0 — константы [6].

Сдвиг температур превращений происходит с различным темпом. Точки начала и окончания перехода $R \rightarrow B19'$ (M_s и M_f соответственно) понижаются на 80 К при флюенсе $6.7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$, тогда как T_R и A_f (температура окончания превращения $B19' \rightarrow B2$) изменяются на 18 и 30 К соответственно.

В целом имеющиеся данные убеждают в том, что нейтронное облучение при температурах, меньших 500 К, приводит к существенному изменению температурной кинетики мартенситных превращений в никелиде титана. По эффективности влияния на температуры превращений радиационное воздействие может быть сравнимо лишь с варьированием химического состава сплава или его легированием третьим компонентом [16].

Большинство исследователей связывает наблюдаемые изменения с радиационным разупорядочением кристаллической структуры сплава [5–9]. В работах [7,9–11] методом дифракции нейтронов непосредственно наблюдали уменьшение интенсивности сверхструктурных отражений в монокристалле $\text{Ti}_{49}\text{Ni}_{51}$. Относительное изменение интенсивности сверхструктурных максимумов значительно превышало величину подобного изменения структурных рефлексов, что позволило сделать вывод об уменьшении степени дальнего порядка при облучении. В опытах от отжига облученных образцов удалось установить эмпирическую связь между температурами мартенситных превращений и степенью дальнего порядка в TiNi [7]. Однако радиационная модификация структуры сплава TiNi не ограничивается лишь уменьшением степени дальнего порядка. В работах [9–11] обнаружена аморфизация никелида титана при облучении быстрыми нейтронами. В поликристаллах, например, по данным [1], объемная доля аморфной фазы составляет около 90% после облучения флюенсом нейтронов $6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$ при 340 К. Авторы работы [12] интерпретируют результаты структурного анализа облученного сплава TiNi с точки зрения процессов радиационно-стимулированного старения, при котором в сплаве создаются локальные неоднородности химического состава. Старение, как предполагается, стимулируется γ -излучением высокой интенсивности, которое всегда сопровождает облучение в атомном реакторе. Кроме того, утверждается, что в области каскадов атомных столкновений возникают упругие искажения решетки, способствующие непрерывному развитию мартенситных превращений в широком температурном диапазоне от 300 до 4.2 К.

В настоящей работе изучались мартенситные превращения и кинетические особенности радиационно-стимулированной модификации свойств сплавов TiNi, облучаемых нейтронами реактора при различных температурах. В отличие от большинства работ, где исследования выполнялись на предварительно облученных образцах, здесь измерения проводились непосредственно в процессе облучения в специально оборудованном канале реактора. Использовался метод измерения электрического сопротивления. Эта физическая характеристика, как известно, является структурно-чувствительной как по отношению к радиационным дефектам, так и к мартенситным превращениям.

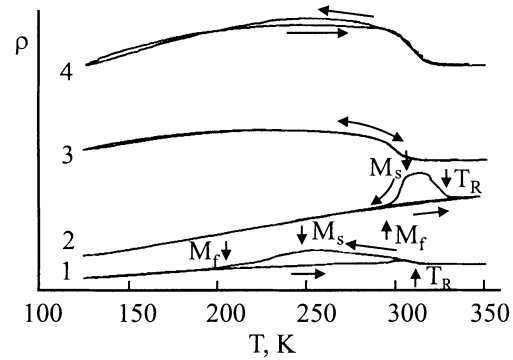


Рис. 1. Температурные зависимости электросопротивления исследуемых сплавов в необлученном состоянии. Цифры у кривых соответствуют номеру образца.

1. Материалы и методика эксперимента

В экспериментах использовали проволочные образцы равноатомного никелида титана различных производителей. Образцы имели диаметр 0.5 и длину 30 мм. В состоянии поставки проволока была деформирована в результате последнего передела при вытяжке на 20–25% по сужению. Часть образцов подвергали облучению без дополнительной термообработки, другую часть отжигали при 770 К в течение 2 h в атмосфере Ar. Образцы перед измерениями многократно термоциклировали через интервал температур превращений с целью стабилизации свойств. Непосредственно перед установкой в канале реактора производили измерения температурной зависимости электросопротивления, по которой определяли температуры мартенситных переходов. Данные по четырем испытанным образцам представлены в табл. 1 и на рис. 1. На рисунке стрелками показаны температуры, соответствующие различным превращениям в никелиде титана. Температуре T_R начала перехода $B2 \rightarrow R$ при охлаждении будем сопоставлять момент начала аномального подъема электросопротивления, температуре M_s начала перехода $R(B2) \rightarrow B19'$ — максимум на зависимости $\rho(T)$, температуре M_f окончания превращения в $B19'$ –мартенсит — выход на линейную зависимость сопротивления от температуры.

Как видно из рис. 1, ход температурных зависимостей сопротивления существенно различается для термообработанных и не обработанных образцов. В образцах

Таблица 1. Режимы термообработки исследуемых образцов и температуры мартенситных превращений

№ образца	Режим термообработки	T_R	M_s	M_f	A_s
1	770 К–2 h	315 К	250 К	195 К	295 К
2	770 К–2 h	335 К	305 К	295 К	—
3	Состояние поставки	310 К	—	—	—
4	» »	320 К	250 К	205 К	—

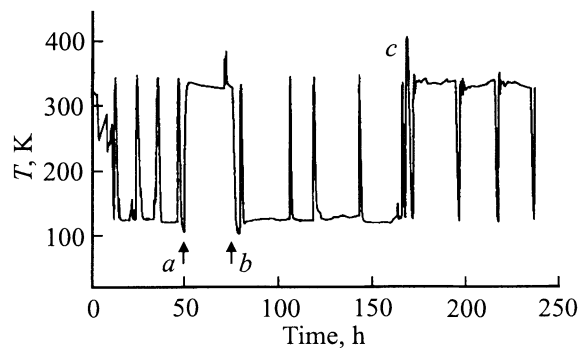


Рис. 2. График изменения температуры в канале реактора.

№ 1 и 2 при охлаждении реализуется последовательность превращений $B2 \rightarrow R \rightarrow B19'$, а при нагревании, по-видимому, мартенсит $B19'$ превращается сразу в $B2$ -аустенит.

У деформированных образцов № 3 и 4 стадия подъема электросопротивления при охлаждении сильно растянута по температуре, а температурный гистерезис выражен слабо (сопротивление при нагреве и охлаждении изменяется сходным образом). Можно полагать, что в образцах без термообработки в интервале исследуемых температур реализуется главным образом переход $B2 \leftrightarrow R$, обладающий малым температурным гистерезисом в 2–5 К. Превращение $R \rightarrow B19'$, очевидно, в значительной степени подавлено.

Облучение проводили в низкотемпературной гелиевой петле, размещенной в одном из вертикальных каналов исследовательского реактора ВВР-М Петербургского института ядерной физики РАН. Гелий, охлаждаемый криогенной системой, циркулировал в канале по замкнутому контуру, отводя тепло, выделяющееся на образцах вследствие радиационного разогрева. Температуру в петле поддерживали постоянной или изменяли по заданной программе путем изменения скорости циркуляции гелия и степени его охлаждения. Теплоизоляция стенок гелиевой петли от теплоносителя реактора обеспечивалась вакуумной рубашкой. При мощности реактора 15 MW плотность потока быстрых нейтронов с энергией более 1 MeV составляла $1 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$.

Электросопротивление измеряли четырехзондовым методом, а температуру — с помощью медь-константановой термопары. Все измерения выполняли непрерывно на протяжении всего эксперимента. Каждое значение электросопротивления определялось как среднее из четырех измерений, отличающихся полярностью токовых и потенциальных сигналов. Это позволяло устранить влияние термо-эдс, возникающих при контакте разнородных проводников.

Облучение до флюенса быстрых нейтронов $5.5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ осуществляли при температуре $T_{ir} = 120 \pm 7 \text{ K}$ (в мартенситном состоянии сплавов), после чего температуру повышали, и дальнейшее облучение происходило при $335 \pm 10 \text{ K}$ (в аустенитном состоянии). В течение всего эксперимента измеряли

температурные зависимости электросопротивления, производя промежуточное термоциклирование через интервал температур мартенситных превращений, не прерывая облучения. Скорость изменения температуры при термоциклах составляла 2–3 K/min. График изменения температуры в ходе всего эксперимента представлен на рис. 2. Промежуток времени a – b на рисунке соответствует остановке реактора, во время которой циркуляция гелия в канале была прекращена, и температура установилась на уровне 330 K с кратковременным подъемом до 380 K при возобновлении облучения. Перед началом периода облучения при $T_{ir} = 335 \text{ K}$ температура образцов была повышена до 400 K в течение 20 min (температурный пик c на рис. 2).

2. Результаты экспериментов и их обсуждение

Температурные зависимости электросопротивления, полученные при термоциклировании, позволяют анализировать как изменение температурной кинетики мартенситных превращений, так и кинетику процессов радиационно-стимулированного изменения структуры материалов. Несколько таких зависимостей показано на рис. 3 для образца № 2. Легко видеть, что с нарастанием флюенса нейтронов происходят существенные изменения формы и положения кривых на диаграммном поле. Прежде всего заметим, что температуры мартенситных превращений понижаются по мере облучения. Этот процесс начинается с первых часов радиационного воздействия на материал и развивается в соответствии с выражением (1) с разным темпом для различных температурных точек. Температуры M_s и M_f уменьшаются с большей скоростью, чем T_R . Так, при максимальном полученном в эксперименте флюенсе $6.7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ T_R снижается на 15–20 K, тогда как M_s — на 70–80 K. В результате температурная область существования R -фазы расширяется, а мартенситные переходы после облучения происходят в гораздо более широком диапазоне температур по сравнению с исходным необлученным состоянием. После облучения превращение $R \rightarrow B19'$ при охлаждении может вообще не реализоваться до 120 K, и в исследуемом интервале термоциклирования будет наблюдаться только возрастание электросопротивления, связанное с переходом $B2 \rightarrow R$. Примером такого поведения является сплав № 1 (рис. 4), который после набора флюенса $3.5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$, демонстрирует безгистерезисную зависимость $\rho = f(T)$ практически без стадии снижения электросопротивления при охлаждении, соответствующей переходу $R \rightarrow B19'$.

Одновременно с изменением формы температурных зависимостей электросопротивления в ходе облучения происходит их смещение вверх по оси ρ . Согласно закону Матиссена, зависимость $\rho(T)$ должна сдвигаться параллельно самой себе с ростом концентрации радиационных дефектов. Однако измерения показывают, что

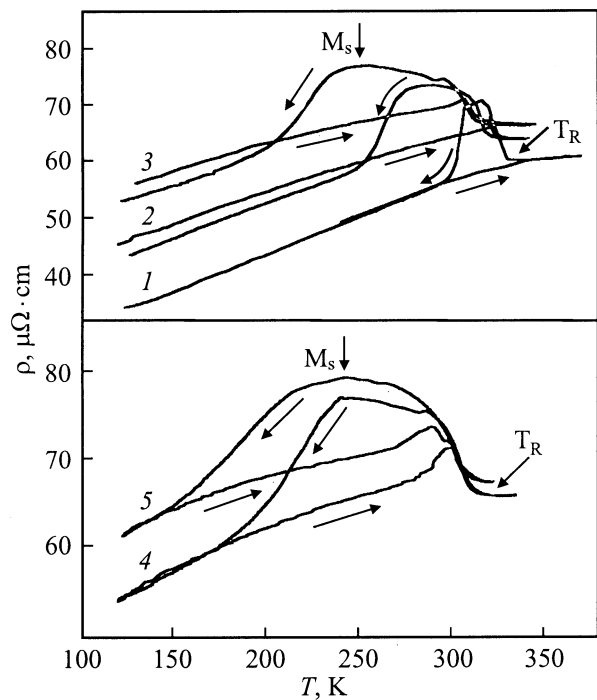


Рис. 3. Температурные зависимости электропроводности образца № 2 в необлученном состоянии (1) и после облучения при температуре 120 (2,3) и 335 К (4,5) флюенсом $1.3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ (2), $3.6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ (3), $5.4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ (4), $6.7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ (5).

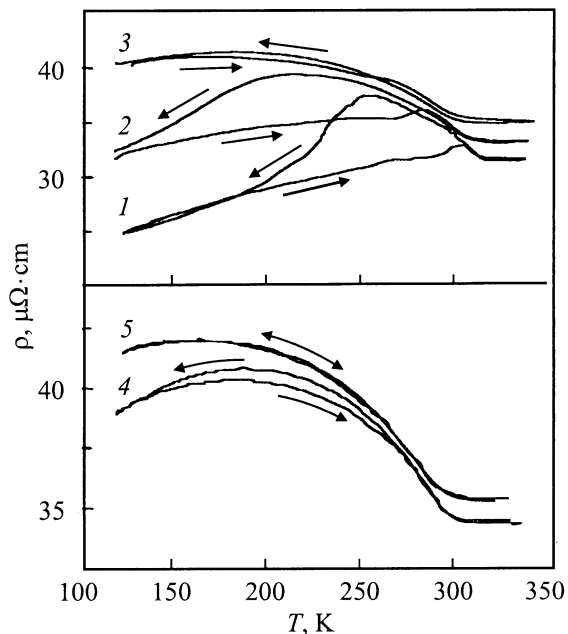


Рис. 4. Температурные зависимости электропроводности образца № 1 в необлученном состоянии (1) и после облучения при температуре 120 (2,3) и 335 К (4,5) флюенсом $1.3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ (2), $3.6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ (3), $5.4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ (4), $6.7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ (5).

сдвиг происходит неравномерно на всем интервале термоциклирования (рис. 3, 4). Высокотемпературная ветвь зависимости $\rho(T)$ смещается с меньшей скоростью по сравнению с низкотемпературной. Это обстоятельство можно было бы отнести на счет частичного отжига радиационных дефектов при повышении температуры во время термоциклирования. Но данные, представленные на рис. 3 и 4, убеждают в том, что незамкнутость кривых "нагрев-охлаждение" в термоцикле либо очень мала, либо вообще отсутствует. Это означает, что возврат электросопротивления, связанный с увеличением температуры, незначителен. Кроме того, неравномерный сдвиг зависимостей $\rho(T)$ имеет место и при $T_{ir} = 335 \text{ K}$ (рис. 3, 4), когда термоциклирование сопряжено не с повышением температуры, а с ее уменьшением относительно температуры облучения. Вообще, важно подчеркнуть, что характер изменения кинетики мартенситных превращений и электросопротивления почти не зависит от температуры облучения, а следовательно, и от структурного состояния (мартенситного или аустенитного), в котором производили облучение.

С помощью полученных данных легко дать количественную оценку обсуждаемым закономерностям, используя следующую процедуру. Если на рис. 3, 4 провести прямые, параллельные оси ρ , то точки пересечения таких изотерм с зависимостями $\rho(T)$ дадут картину изменения электросопротивления с нарастанием флюенса нейтронов при некоторой постоянной температуре. Указанные построения были выполнены для изотерм 130 и 335 К. Такие значения температур были выбраны для того, чтобы при анализе скорости накопления радиационных повреждений по возможности исключить фактор изменения фазового состояния сплавов TiNi, связанного с облучением нейтронами. Действительно, температура 335 К для всех образцов на протяжении всего периода облучения соответствовала однофазному аустенитному состоянию, а температура 130 К — мартенситному состоянию с моноклинной структурой $B19'$ для образца № 2 и ромбоэдрической структурой R для образцов № 3 и 4. Сплав № 1, как можно заключить из рис. 4, при 130 К в начале облучения имел $B19'$ -структуру, а после набора флюенса $3.5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ — в основном ромбоэдрическую.

Рис. 5 иллюстрирует кинетику радиационного повреждения образцов № 1 и 2. Точки на графиках включают в себя все пересечения зависимостей $\rho(T)$ с соответствующей изотермой, имеющие место как при нагревах и охлаждениях во время термоциклов, так и при изотермическом облучении. Изображенные на рисунке линии разделяются на несколько участков: ab — начальное облучение при $T_{ir} = 120 \text{ K}$, bc — частичный возврат электросопротивления вследствие остановки реактора (рис. 2), cd — продолжение облучения при 120 К, de — возврат электросопротивления, связанный с кратковременным нагреванием образца в процессе перехода к облучению при 335 К (температурный пик C на рис. 2), ef — облучение при 335 К. Изменение сопротивления с

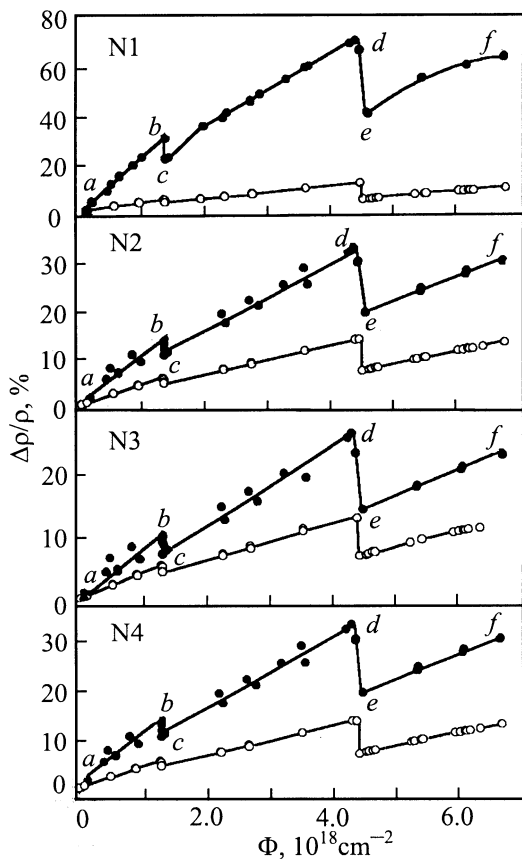


Рис. 5. Зависимости относительного электросопротивления при температуре 130 (темные точки) и 335 К (светлые точки) от флюенса нейтронов для образцов № 1–4 сплава TiNi.

флюенсом на всех участках удовлетворительно аппроксимируется прямыми линиями, наклон которых характеризует скорость радиационно-стимулированного изменения структуры сплавов TiNi. Исключение представляет лишь материал образца № 1 при $T = 130$ К. Результаты измерений величины $d\rho/d\Phi$ сведены в табл. 2.

При анализе результатов неожиданным оказалось то, что повышение температуры облучения на 215 К весьма незначительно сказывается на характеристике $d\rho/d\Phi$. В среднем скорость прироста электросопротивления уменьшается лишь в 1.2 раза. В то же время величина $d\rho/d\Phi$ сильно зависит от температуры, при которой ее измеряют. Как видно из табл. 2, скорость изменения сопротивления, оцениваемая при 130 К, в 2–4 раза превышает таковую при 335 К. Иными словами, реакция мартенситной фазы сплавов TiNi на нейтронное облучение является более резкой по сравнению с аустенитной фазой независимо от температуры облучения. Несомненно, это обусловлено особенностями кристаллического строения сплавов в различных фазовых состояниях.

Рассмотрим возможные физические причины наблюдаемых явлений. В чистых металлах скорость роста электрического сопротивления при нейтронном облучении пропорциональна скорости возрастания концентрации точечных дефектов: $d\rho/d\Phi = \rho_p dC/d\Phi$, где C —

концентрация дефектов, ρ_p — приращение электросопротивления на единицу концентрации. Для сплава TiNi необходимо учитывать, кроме того, вклады в сопротивление, обусловленные разупорядочением твердого раствора [7–11] и аморфизацией кристалла [9–11] при облучении. Все эти механизмы радиационной модификации структуры сплава реализуются как в мартенситной, так и в аустенитной кристаллических решетках. Однако отличительной особенностью мартенситных фаз в материалах с термоупругими мартенситными превращениями является их доменное строение. Поэтому логично предположить, что в мартенситном состоянии действует еще один дополнительный фактор, связанный с рассеянием носителей заряда на двойниковых границах и границах, разделяющих структурные домены различной кристаллографической ориентации. Это утверждение основано на следующих соображениях. При низкотемпературном облучении в области локализации теплового пика может реализоваться мартенситное превращение по схеме: "мартенсит → аустенит → мартенсит другой ориентации". В результате образуются новые структурные домены, размеры которых сопоставимы с размерами области тепловой вспышки. Кроме того, упругие искажения решетки, возникающие вблизи пиков смещения, могут являться причиной гетерогенного зарождения кристаллов мартенсита. Поскольку число пиков смещения нарастает с увеличением флюенса, возрастает и количество центров зарождения новой фазы при переходах аустенит → мартенсит. Понятно, что перечисленные выше процессы сопровождаются увеличением плотности междоменных границ при облучении и приводят к дополнительному вкладу в сопротивление.

Следовательно, в предположении аддитивности вкладов отдельных видов дефектов [17] можно записать

$$\frac{d\rho}{d\Phi} = \rho_p \frac{dC}{d\Phi} + \rho_a \frac{dV_a}{d\Phi} + \rho_d \frac{dS}{d\Phi} + \rho_b \frac{dD}{d\Phi}, \quad (2)$$

где V_a — объемная доля аморфной фазы, S — степень дальнего порядка, D — плотность междоменных и двойниковых границ, ρ_b — приращение сопротивления на единицу плотности границ, ρ_a и ρ_d — коэффициенты, характеризующие изменение сопротивления при аморфизации и разупорядочении соответственно.

Таблица 2. Скорость изменения электросопротивления на разных этапах облучения образцов сплава TiNi

№ образца	Скорость изменения сопротивления, $d\rho/d\Phi \cdot 10^{18}$					
	$T = 130$ К			$T = 335$ К		
	$T_{ir} = 120$ К		$T_{ir} = 335$ К	$T_{ir} = 120$ К		$T_{ir} = 335$ К
	ab	cd	ef	ab	cd	ef
1	6.1	4.1	2.5	1.4	0.9	0.8
2	8.8	6.0	5.6	3.1	1.6	1.3
3	5.7	4.6	3.2	3.3	2.3	2.0
4	12	8.6	6.0	5.2	3.7	3.3

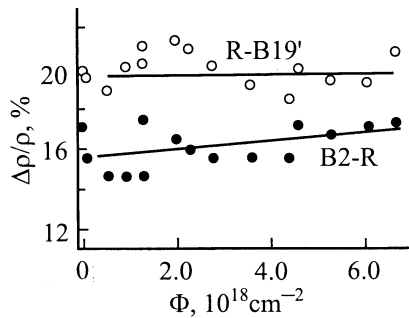


Рис. 6. Приращение сопротивления при $B2 \rightarrow R$ и $R \rightarrow B19'$ превращениях в зависимости от флюенса для образца № 2.

Из данных, полученных в настоящей работе, представляется возможным оценить вклад аморфизации в полное значение электросопротивления. Степень аморфизации оценивали из измерения величины особенностей на температурных зависимостях электрического сопротивления, связанных с мартенситными переходами (возрастание сопротивления при $B2 \rightarrow R$ и падение при $R \rightarrow B19'$ превращениях). Полагали, что аморфизация должна вызывать уменьшение величин указанных особенностей вследствие того, что мартенситные переходы происходят только в кристаллических областях материала, а аморфная компонента исключается из процесса превращения. Рис. 6 иллюстрирует тот факт, что $\Delta\rho_{B2 \rightarrow R}$ и $\Delta\rho_{R \rightarrow B19'}$ практически не изменяются при облучении образца № 2. Подобные закономерности получены и для других образцов. Поэтому можно утверждать, что в выбранных условиях опытов аморфизации не происходит до флюенса $7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$.

Таким образом, второй член в выражении (2) может быть отброшен. Заметим также, что последнее слагаемое не равно нулю только в двухфазном или мартенситном состоянии сплава и не вносит вклад в сопротивление аустенита. Это объясняет различие в скорости возрастания ρ , соответствующего мартенситу и аустениту, при облучении. В целом картина радиационной модификации структуры никелида титана является комплексной, связанной с изменением нескольких структурных параметров.

В заключение особо обратим внимание на различие функциональных связей температур мартенситных превращений в TiNi и электросопротивления с флюенсом нейтронов. Экспоненциальное снижение температур фазовых переходов и линейный рост электрического сопротивления требуют согласованного объяснения на основе анализа структурных механизмов модификации свойств облучаемых сплавов, что является задачей дальнейших исследований.

Авторы выражают благодарность Г.В. Колобанову за участие в подготовке и выполнении экспериментов, а также группе обслуживания криогенной установки ПИЯФ за техническое обеспечение работы.

Список литературы

- [1] Материалы с эффектом памяти формы: Справочное издание / Под ред. В.А. Лихачева. Изд-во НИИХ СПбГУ, СПб (1997).
- [2] T. Hoshiya, F. Takada, Y. Ichihashi. Mater. Sci. Eng. **A130**, 2, 185 (1990).
- [3] T. Hoshiya, F. Takada, Y. Ichihashi. Mater. Sci. Forum **56–58**, 577 (1990).
- [4] T. Hoshiya, S. Shimakawa, Y. Ichihashi, M. Nishikawa, K. Watanabe. J. Nucl. Mater. 1119 (1991).
- [5] T. Hoshiya, S. Den, H. Ito, S. Takamura, Y. Ichihashi. J. Japan Inst. Metals **55**, 10, 1054 (1991).
- [6] С.П. Беляев, А.Е. Волков, Р.Ф. Коноплева, И.В. Назаркин, А.И. Разов, В.Л. Соловей, В.А. Чеканов. ФТГ **40**, 9, 1705 (1998).
- [7] С.Ф. Дубинин, С.Г. Теплоухов, В.Д. Пархоменко. ФММ **78**, 2, 84 (1994).
- [8] A. Kimura, S. Miyazaki, H. Horikawa, K. Yamauchi. Proc. Int. Conf. on Martensitic Transformation (ICOMAT'92). Montrey, CA, 935.
- [9] С.Ф. Дубинин, С.Г. Теплоухов, В.Д. Пархоменко. ФММ **82**, 3, 136 (1996).
- [10] С.Ф. Дубинин, В.Д. Пархоменко, С.Г. Теплоухов. ФММ **85**, 3, 119 (1998).
- [11] С.Ф. Дубинин, В.Д. Пархоменко, С.Г. Теплоухов. ФММ **88**, 2, 111 (1999).
- [12] С.Ф. Дубинин, С.Г. Теплоухов, В.Д. Пархоменко. ФММ **87**, 1, 75 (1999).
- [13] M. Nishikawa, S. Toda, E. Tachibana, T. Hoshiya, M. Kawai, S. Goto, K. Watanabe. Fusion Eng. Design **10**, 509 (1989).
- [14] M. Nishikawa, E. Tachibana, K. Watanabe, T. Narikawa, S. Toda. Fusion Eng. Design **5**, 401 (1988).
- [15] Р.Р. Ионайтис, М.А. Тукторов. Атомная техника за рубежом **2**, 3 (1997).
- [16] В.Н. Хачин, В.Г. Пушин, В.В. Кондратьев. Никелид титана. Структура и свойства. Наука, М. (1992). 160 с.
- [17] М. Томпсон. Дефекты и радиационные повреждения в металлах. Мир, М. (1971). 367 с.