

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

05; 12

Журнал технической физики, т. 59, в. 5, 1989

РАДИАЦИОННОЕ УПРОЧНЕНИЕ МЕТАЛЛОВ,
ОБЛУЧЕННЫХ ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИА. Ю. Дидык, В. Р. Регель,¹ В. А. Скуратов, Н. Ю. Михайлова

Актуальной задачей физики радиационных повреждений является исследование низко-температурного радиационного упрочнения металлов и сплавов. Такие исследования проводятся в нейтронных потоках [1, 2], кроме того, осуществляется моделирование нейтронного воздействия на пучках различных заряженных частиц: электронов [2], легких ионов (альфа-частиц и протонов [3]) и тяжелых ионов различных энергий [2, 4-6]. Использование нейтронов и легких заряженных частиц в изучении радиационного упрочнения встречает значительные трудности, поскольку облучение исследуемых образцов в высокопоточных каналах реакторов затруднено из-за высокой температуры, а облучение в периферийных каналах требует длительных времен экспозиции, кроме того, образцы сильно активируются. Облучение материалов на пучках легких заряженных частиц из-за низкой дефектообразующей способности ($\sim 10^{-19}$ с. н. а./частицу) вызывает необходимость высокой плотности потока частиц, что в конечном счете приводит к длительным временам облучения и создает проблемы со снятием выделяемого тепла.

Выше перечисленные трудности в значительной степени упрощаются при изучении низко-температурного радиационного упрочнения с использованием пучков тяжелых ионов с энергиями от 1 до 10 МэВ/нуклон, что дает ряд преимуществ: во-первых, тяжелые ионы имеют более высокую скорость дефектообразования; во-вторых, пробег таких ионов в материалах составляет от 5 до 100 мкм, что позволяет считать исследуемые образцы макроскопическими [7] и использовать для изучения радиационного упрочнения традиционные методы, например получивший широкое распространение метод измерения микротвердости [1, 4, 5]; в-третьих, условия облучения (температуру, плотность потока ионов) можно надежно контролировать.

Целью настоящей работы является исследование дозовых зависимостей изменения механических свойств и микроструктуры ряда чистых металлов, облученных ионами ксенона с энергией 124 МэВ, а также изучение влияния температуры облучения на степень радиационного упрочнения металлов.

Методика эксперимента

В работе были использованы образцы Al (99.99 %), V (99.6 %), Ni (99.96 %) и Cu (99.99 %). После механической шлифовки и электролитической полировки все образцы отжигались в вакууме 10^{-3} Па при температурах 300 °C (Al), 1100 °C (V), 700 °C (Ni и Cu). Облучение образцов осуществлялось ионами Xe^{129} с энергией 124 МэВ при температурах, близких к комнатной, за исключением случая изучения радиационного упрочнения в зависимости от температуры облучения при постоянной дозе повреждений. Плотности по-

¹ Институт кристаллографии АН СССР

токов ионов при облучении V, Ni и Cu составляла 2×10^9 ион/см² с и 2.5×10^{11} ион/см² с при облучении Al.

Величина радиационного упрочнения определялась методом измерения микротвердости при нагрузках, приводящих к проникновению индентора в материал не более чем на 3.5 мкм (см. также [4, 5]). Поскольку глубина внедрения индентора во всех случаях была в несколько раз меньше длины пробега ионов, можно считать, что измерявшаяся микротвердость характеризовала механические свойства слоя, упрочненного облучением.

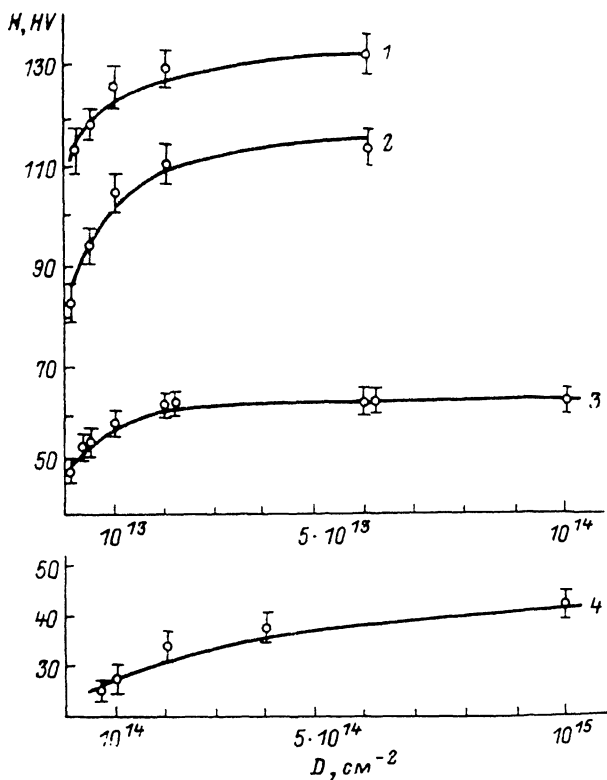


Рис. 1. Зависимости прироста микротвердости ванадия (1), никеля (2), меди (3) и алюминия (4), облученных ионами ксенона с энергией 124 МэВ, от флюенса.

Наряду с изучением механических свойств было проведено исследование микроструктуры облученных до различных доз повреждений образцов меди с использованием просвечивающего электронного микроскопа JСХ-100 (эта работа выполнена в лаборатории структурных исследований радиационных дефектов ИЯФ АН КазССР).

Результаты и обсуждение

На рис. 1 приведены зависимости изменения микротвердости Al, V, Ni и Cu с дозой облучения, которые достаточно хорошо описываются выражением вида

$$\Delta H = H_0 \cdot (1 - \exp(-\alpha D))^{1/2} \quad (1)$$

для случаев V, Ni и Cu и выражением

$$\Delta H = H_0 \cdot (1 - \exp(-\alpha D)), \quad (2)$$

для Al. В формулах (1), (2) D — доза облучения в единицах ион/см²; H_0 — предельная величина, к которой стремится прирост микротвердости ΔH при дозах $D \gg 1/\alpha$. В таблице приведены величины α и H_0 , полученные при обработке экспериментальных данных по ме-

тоту наименьших квадратов. Точки на рис. 1 — экспериментальные значения, а кривые получены при использовании выражений (1) и (2) с параметрами из таблицы.

Из рис. 1 видно, что величины пороговых доз, т. е. доз, начиная с которых наблюдается значительное изменение микротвердости, близки для V, Ni, Cu и составляют $\sim 10^{12}$ ион/см²,

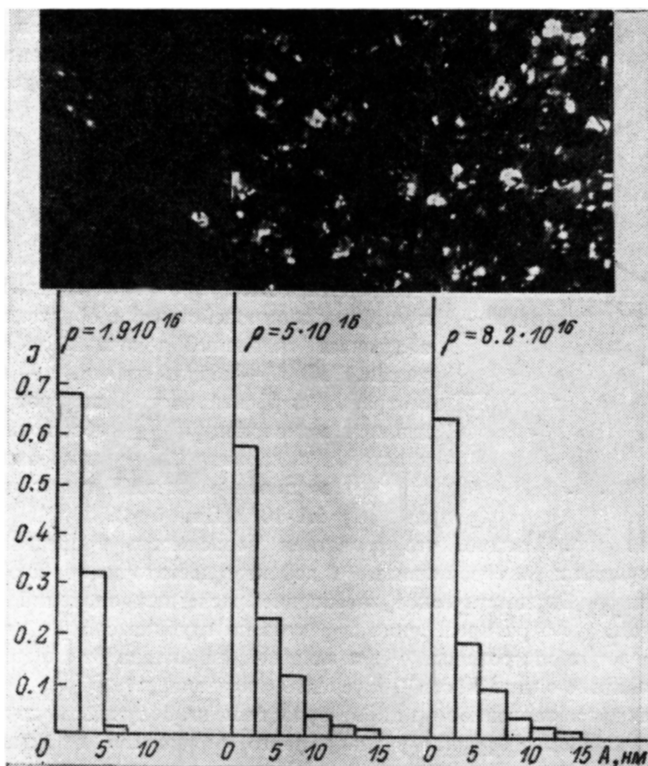


Рис. 2. Зависимости относительных концентраций кластеров от их диаметра при флюенсах 10^{12} , 2.2×10^{13} и 6×10^{13} ион/см² и соответствующие им микроструктуры, полученные методами просвечивающей электронной микроскопии ($\times 300\,000$).

в то же время для Al величина пороговой дозы $\sim 9 \times 10^{13}$ ион/см². Абсолютная величина прироста прочностных свойств имеет наибольшее значение для Ni.

Облученные образцы меди были просмотрены методами просвечивающей микроскопии. При исследовании были обнаружены дислокационные петли и тетраэдры дефектов упаковки

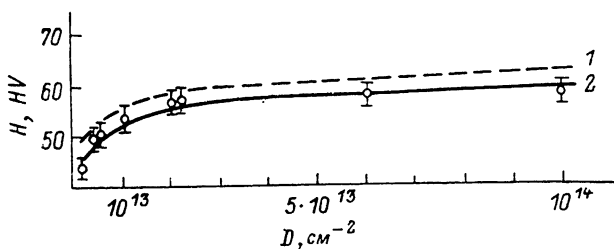


Рис. 3.

(см. также [8]). На рис. 2 видны кластеры точечных дефектов, возникшие в материале под действием облучения. Кроме того, приведены распределения относительных концентраций кластеров по их размерам и абсолютные концентрации кластеров при трех различных уровнях повреждений: в области максимального прироста микротвердости и на участке насыщения эффекта радиационного упрочнения. Дефектная структура изучалась на глубине 1 мкм от

облученной поверхности. Для расчета распределения точечных радиационных дефектов по пробегу ионов Хе использовалась программа ЕДЕР-1 [9] (версия 1985 года). Ошибка в определении концентраций дефектных кластеров не превышала $\pm 20\%$. Из анализа микроструктуры облученных образцов можно сделать вывод о преобладании кластеров с размерами до 5 нм. Определяющий вклад кластеров с подобными размерами в изменения механических свойств материалов, облученных при температурах до $0.3 T_{\text{пл}}$, характерен и в случае облучения легкими ионами и нейтронами [3].

На рис. 3 показаны экспериментальная (2) и расчетная (1) зависимости микротвердости меди с дозой облучения. Расчет выполнялся по формуле (см., например, [1])

$$\Delta H = \frac{\sqrt{3} G b}{3.27\beta} \left(\sum_i \rho_i d_i \right)^{1/2}, \quad (3)$$

полученной в рамках «барьерной» модели, объясняющей радиационное упрочнение твердых тел контактными и упругими взаимодействиями образовавшихся во время облучения скоплений точечных дефектов с дислокациями. В (3) G — модуль сдвига, b — вектор Бюргера, β отражает эффективность кластеров как стопоров при движении дислокаций, ρ_i — абсолютная концентрация кластеров с характерными размерами d_i .

Для меди эти величины имеют следующие значения: $G=4.1 \cdot 10^4$ МПа, $b=2.558 \cdot 10^{-8}$ см, β выбира-

лось равным 4. Из рис. 3 видно, что расчетная зависимость в пределах точности определения концентрации и размеров скоплений дефектов достаточно хорошо описывает экспериментальные данные. Систематическое завышение расчетных значений H , по-видимому, связано с неоднородностью распределения дефектов по глубине слоя, в который внедрялся индентор при измерении микротвердости, и завышенном вкладе от кластеров с размерами менее 2.5 нм, связанным с неточностью измерения их размеров.

На рис. 4 приводится зависимость микротвердости меди, облученной до дозы 10^{14} ион/см², соответствующей насыщению эффекта радиационного упрочнения, от температуры облучения. Видно, что в области температур до 200 °С радиационное упрочнение не изменяется с температурой, а с дальнейшим увеличением температуры происходит понижение степени упрочнения вплоть до температур 400 °С, когда, по данным авторов, определяющую роль в процессах формирования дефектной структуры начинают играть вакансионные поры (процессы радиационного распухания). Такая температурная зависимость микротвердости меди согласуется с экспериментальными данными по изменению концентрации и размеров кластеров дефектов в меди, облученной ионами меди с энергиями 14 МэВ в области температур от $0.2 \times T_{\text{пл}}$ до $0.6 \times T_{\text{пл}}$ [8].

Выводы

1. Для ряда чистых металлов (Al, V, Ni и Cu) показано, что дозовая зависимость степени радиационного упрочнения имеет тенденцию к насыщению (интервал доз повреждений 10^{-4} – 10^{-2} с. н. а.).
2. Определена температурная зависимость радиационного упрочнения меди при дозе, соответствующей насыщению эффекта упрочнения. Показано, что уменьшение радиационного упрочнения наблюдается начиная с температур выше 200 °С, что согласуется с ходом температурной зависимости концентрации и размеров кластеров дефектов [9] и, по-видимому, объясняется возрастанием подвижности вакансий.
3. Электронно-микроскопические исследования показали, что при облучении тяжелыми ионами, как и другими частицами (нейтронами и легкими ионами), радиационное упрочнение обусловлено кластерами радиационных дефектов с размерами до 5 нм.

Авторы благодарят академика Г. Н. Флерова и профессора Ю. Ц. Оганесяна за полезные обсуждения и С. П. Вагина, В. Ф. Реутова и П. В. Чакрова за помощь, оказанную в работе.

Литература

- [1] Panayotou N. F. // J. Nucl. Mater. 1982. N 108—109. P. 456—462.
- [2] Альтовский И. В. // В кн.: Итоги науки и техники. Сер. Металловедение и термическая обработка. М., 1987. Т. 21. С. 3—52.

- [3] Ибрагимов Ш. Ш., Реутов В. Ф., Фархутдинов Г. Г. // Атомн. энергия. 1983. Т. 54. Вып. 5. С. 339—342.
 [4] Дидык А. Ю., Кузнецов В. И., Регель В. Р. и др. // Сообщение ОИЯИ 14-86-410. Дубна, 1986.
 [5] Гомозов Л. И., Воинов С. Н., Дидык А. Ю. и др. // Сообщение ОИЯИ 14-86-409. Дубна, 1986.
 [6] Хаванчак К., Скуратов В. А., Сенеш Д. и др. // ФММ. 1986. Т. 62. С. 390—395.
 [7] Miyazaki S., Shibata K., Fujita H. // Acta Metallurgica. 1979. N 27. P. 855—862.
 [8] Zinkle S. J., Kulcinski G. L., Knoll R. W. // J. Nucl. Mater. 1986. N 138. P. 46—56.
 [9] Davisson C. M., Manning I. // Comp. Phys. Commun. 1986. N 42. P. 137—147.

Объединенный институт
 ядерных исследований
 Дубна

Поступило в Редакцию
 3 февраля 1988 г.

06; 07; 12

Журнал технической физики, т. 59, в. 5, 1989

ОБ ОБЛАСТИ ПРИМЕНЕНИЯ МАЛОИНЕРЦИОННЫХ ОХЛАЖДАЕМЫХ ДО $T=77$ К ДЕТЕКТОРОВ СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ n -InSb

С. Д. Ганичев, С. А. Емельянов, Я. В. Терентьев, И. Д. Ярошецкий

В настоящее время для решения ряда задач (диагностика плазмы, нелинейная спектроскопия твердых тел и др.) применяются мощные импульсные перестраиваемые лазеры с оптической накачкой, генерирующие излучение с длиной волны в области 30—2000 мкм, длительностью импульса 10^{-7} — 10^{-9} с и мощностью вплоть до 10 МВт (см., например, [1]). Для детектирования такого излучения используются, в частности, малоинерционные охлаждаемые до $T=77$ К приемники на основе n -InSb [2]. Их принцип действия основан на эффекте внутризонной фотопроводимости, которая в n -InSb наблюдалась в [3]. Инерционность этого эффекта определяется временем внутризонной релаксации по энергии, которое составляет величину $\sim 10^{-10}$ — 10^{-11} с. С появлением мощных импульсных лазеров с оптической накачкой указанные приемники наряду с приемниками на основе эффекта увлечения и разогретой фотопроводимости в Ge [4, 5] стали использоваться для регистрации коротких импульсов лазерного излучения, причем как малой интенсивности, так и с интенсивностью вплоть до 1 МВт/см².

С другой стороны, недавно было обнаружено, что в условиях возбуждения n -InSb при $T=77$ К достаточно интенсивным субмиллиметровым лазерным излучением проявляется световая ударная ионизация [6]. Этот процесс приводит к появлению неравновесных носителей в полупроводнике и соответственно концентрационной фотопроводимости наряду с внутризонной. Амплитуда сигнала концентрационной фотопроводимости экспоненциально возрастает с ростом интенсивности света I и вследствие этого при достаточно больших I превышает амплитуду сигнала внутризонной фотопроводимости. Кинетика сигнала концентрационной фотопроводимости определяется временем жизни неравновесных носителей τ , которое в n -InSb при $T=77$ К составляет величину $\sim 10^{-6}$ — 10^{-7} с. Так как длительность лазерного импульса τ_L , как правило, много меньше времени жизни τ , то кинетика наблюдаемого сигнала

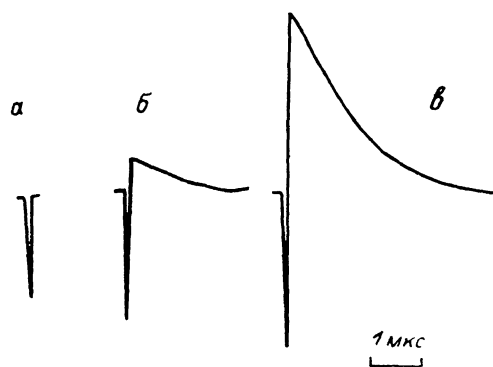


Рис. 1. Осциллограммы сигнала фотопроводимости, полученные на образце n -InSb ($n=9.3 \cdot 10^{12}$ см⁻³) при $T=77$ К в условиях возбуждения излучением с $\lambda=90.55$ мкм при $I=10$ (а), 20 (б) и 60 кВт/см² (в).