

Установлено, что при нанесении покрытия на поверхность, имеющую 6 класс шероховатости, сопротивление покрытия коррозии возрастает, достигая значений для $\Delta m = 2 \cdot 10^{-4}$ кг/(м²·с), тогда как при повышении шероховатости до 2 класса коррозия возрастает до $5 \cdot 10^{-4}$ кг/(м²·с). Это может быть связано с увеличением адгезии материала нанесенной пленки с основой, повышением сплошности покрытия, понижением уровня пористости.

При продолжении выдержки в активной среде образца с покрытием вплоть до полного исчезновения покрытия оказалось, что скорость коррозии материала основы, на который наносилось покрытие и исходного материала, различна: $0,6 \cdot 10^{-1}$ - $0,8 \cdot 10^{-1}$ кг/(м²·с) и $1 \cdot 10^{-1}$ кг/(м²·с), соответственно, что, по-видимому, связано с прорастанием покрытия в основу и с азотированием пограничной фазы основа – покрытие

Результаты измерений скорости коррозии трех партий образцов представлены на рисунке. Видно, что скорость коррозии исходного материала (без защитного покрытия)

постоянна и составляет 0,1 кг/(м²·с). Для образцов третьей партии за время до 20 минут пребывания в растворе коррозия не происходит, а затем идет с заметно меньшей скоростью, чем у исходного образца

Коэффициент защиты образцов с 2-ым классом шероховатости в начальные моменты времени равнялся 7, в конце коррозии опускаясь 1,25. У образцов с 6 классом шероховатости до полного корродирования участков покрытия коэффициент защиты в среднем равнялся 50, опускаясь до 2. Как уже говорилось, это объясняется тем, что повышение класса поверхности увеличивает адгезию покрытия к основе, уменьшает пористость и несплошность покрытия.

Библиографический список

- 1 Барвинок В А Управление напряжённым состоянием и свойства плазменных покрытий – М Машиностроение, 1990 С 246-247
2. Маринин В Г Стойкость покрытий на основе нитрида титана при действии кавитации Труды 3-го международного симпозиума «Вакуумные технологии и оборудование» – Харьков ННЦ ХФТИ, 1999 – Т 2 С 180-183

РАДИАЦИОННЫЕ, ИОННО-ПЛАЗМЕННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

УДК 533.9

МОЛЕКУЛЯРНО-ДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СТРУКТУРЫ И СВОЙСТВ АМОРФНЫХ УГЛЕРОДНЫХ ПЛЕНОК

А. С. Бакай, М. И. Братченко, М. П. Фатеев

Институт теоретической физики Национального научного центра «Харьковский физико-технический институт»

Методом молекулярной динамики с использованием классического потенциала Герсоффа исследованы процессы роста углеродных пленок, полученных осаждением энергетических атомов углерода на кристаллическую подложку. На микроскопическом уровне проведено изучение физических свойств моделированных пленок в зависимости от энергии осаждения. Показано, что классическое молекулярно-динамическое моделирование адекватно описывает структурные и физические свойства углеродных пленок, получаемых в

экспериментах. Как оказалось, значения плотности и упругих модулей становятся близкими к таковым для алмаза при энергиях осаждения около 50 эВ, при этом концентрация четырех-координированных (алмазоподобных) атомов равна приблизительно 40%. Обнаружен резкий переход от графито-подобных структур к алмазоподобным, когда координационное число достигает значения $Z_c \approx 3.3$. Обсуждается возможное условие появления этого перехода в процессе роста аморфных углеродных конденсатов.

Известно, что макроскопические свойства углеродных пленок, полученных при осаждении потоков быстрых частиц, сильно зависят от соотношения sp^2/sp^3 -связей между атомами. Их количество, в свою очередь, определяется энергиями частиц пучка и его составом. Ранее, в рамках мезоскопического подхода, было установлено несколько феноменологических соотношений между механическими и электрическими свойствами этих пленок и их структурным состоянием [1]. Однако зависимость отношения sp^2/sp^3 -связей от энергии и состава пучка не может быть установлена с помощью феноменологического описания. Необходимо проводить систематическое компьютерное моделирование реальных аморфных углеродных структур на микроскопическом уровне, для того чтобы выяснить физические основы механизмов образования, стабильности и свойства этого класса материалов. Это открывает возможность контроля и оптимизации макроскопических характеристик аморфных углеродных пленок путем оптимизации условий осаждения. В работе методом молекулярной динамики (МД) исследовался процесс роста аморфных углеродных пленок на микроскопическом уровне. При этом использовался многочастичный потенциал Терсоффа [2]. Затем было проведено систематическое теоретическое исследование структурных, колебательных и упругих свойств конденсатов, выращенных при разных энергиях осаждаемых атомов, с целью отыскания оптимальных условий осаждения пленок с заданными требуемыми физическими свойствами. Проведено сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными.

Моделирование процессов роста углеродных пленок. Функциональная фор-

ма энергии системы E для потенциала Терсоффа имеет вид [2]:

$$E = \sum_i E_i = \frac{1}{2} \sum_{(ij)} V_{ij},$$

$$V_{ij} = f_c(r_{ij}) [f_r(r_{ij}) + b_{ij} f_A(r_{ij})], \quad (1)$$

$$f_r(r) = A \exp(-\lambda_1 r),$$

$$f_A(r) = -B \exp(-\lambda_2 r)$$

где $f_c(r)$ – функция обрезания, которая ограничивает действие потенциала только ближайшими соседями, и b_{ij} есть функция состояния связи ij . Функция b_{ij} имеет вид:

$$b_{ij} = (1 + \beta^n \zeta_{ij}^n)^{1/2n},$$

$$\zeta_{ij} = \sum_{(ik)} f_c(r_{ik}) g(\theta_{ijk}) \exp(\lambda_3 (r_{ij} - r_{ik})^3), \quad (2)$$

$$g(\theta) = 1 + c^2/d^2 - c^2/[d^2 + (h - \cos\theta)^2],$$

где θ_{ijk} – угол между связями ij и ik , r_{ik} – длина связи между атомами i и k .

Эмпирический межатомный потенциал (1-2) дает удобное и относительно точное описание структурных свойств и энергетике различных политипов углерода, а также упругих свойств, фононных состояний, энергии образования и миграции точечных дефектов в алмазе и графите и, таким образом, может быть использован для моделирования неупорядоченных углеродных структур.

Методом МД – моделирования мы провели исследование процессов роста аморфных углеродных пленок при осаждении атомов углерода на кристаллическую алмазную подложку. В качестве подложки мы использовали идеальную пленку кристалла алмаза ориентации (100), которая состояла из двенадцати атомных слоев по 50 атомов в каждом, так что общая численность атомов равнялась $N=600$. Атомы трех первых слоев жестко фиксировались в своих равновесных положениях, образуя полуограниченный кристалл. Атомам последних девяти

слоев разрешалось двигаться по законам полной динамики Ньютона. При численном интегрировании уравнений движения для атомов использовался алгоритм Верлетта. При этом, временной шаг был выбран порядка 0.3 фс (1 фс = 10^{-15} секунды), что гарантировало сохранение полной энергии системы в течение цикла моделирования.

Рост аморфных пленок исследовался при осаждении частиц вдоль нормали к поверхности подложки Z, а также при случайном осаждении, когда полярный угол θ вектора скорости падающего атома выбирался случайно в пределах $(0, \pi/3)$. Вдоль направлений (X) и (Y) накладывались периодические граничные условия.

Слои углеродных пленок наращивались осаждением атома за атомом с фиксированной энергией E_{beam} . Количество временных шагов между попаданиями атомов на подложку выбиралась достаточно большой, чтобы энергия, внесенная предыдущим атомом, успевала диссипировать раньше, чем следующий атом достигал поверхности. Температура системы контролировалась методом скейлинга скоростей атомов. В этой схеме [3] скорости всех атомов в системе, за исключением последних 15 атомов, периодически изменялись каждые $n\Delta t$ шагов ($n=4$), для того чтобы привести температуру системы к температуре подложки T_s . Для каждой энергии пучка общая численность осажденных атомов достигала приблизительно 1500, что соответствует 16 слоям алмазной подложки. После роста пленки система отжигалась при постоянной температуре подложки T_s , в течение 10 пс, при постоянном объеме.

Характеристики моделированных углеродных пленок. После выполнения моделирования роста пленок изучались основные физические характеристики образцов, полученных при энергиях пучка от 1 до 70 эВ. Исследованы плотность, радиальная и угловая функции распределения, статистика колец, константы упругости и плотность колебательных состояний углеродных пленок.

На рис. 1 показана средняя плотность ρ/ρ_0 аморфной углеродной пленки как

функция энергии пучка (где $\rho_0 = 3.51 \text{ г*см}^{-3}$ – плотность кристалла алмаза).

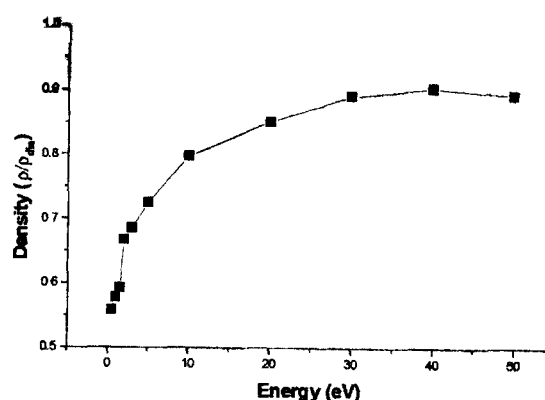


Рис 1

Из рисунка видно, что наибольшая плотность $\rho/\rho_0 \geq 0.9$ достигается для энергий пучка между 40 и 70 эВ. Пленки, полученные с низкими энергиями пучка $E_{beam} \approx 1 \text{ эВ}$, имеют «графитовую» макроскопическую плотность $\rho/\rho_0 \approx 0.6$ (где $\rho_0 = 0.65$ – плотность графита).

Экспериментальные значения плотности обычно изменяются от 2.2 до 2.9 г*см^{-3} в зависимости от условий осаждения и применяемых для этого устройств [4]. Недавно Мак-Кензи [5] определил, что аморфные углеродные пленки, полученные осаждением ионов углерода C^+ , имели максимальную плотность для энергии пучка между 30 и 70 эВ.

Таким образом, плотность моделированных углеродных пленок определяется энергией пучка и неплохо согласуется с экспериментальными данными. Аналогичные результаты были получены в работе [6].

Радиальные и угловые функции распределения полученных образцов были найдены непосредственно из анализа координат атомов путем построения гистограммы расстояний между всеми парами атомов и углов между ближайшими парами. Структура пленок анализировалась также путем подсчета ближайших соседей, расположенных в сфере радиуса 1.9 \AA возле каждого атома. При этом число ближайших соседей определяет состояние гибридизации данного атома. На рис. 2 показаны результаты вычислений для радиальной и угловой функ-

ций распределения $g(r)$ и $g(\theta)$ аморфных углеродных пленок полученных для разных энергий пучка. Средняя длина связей во всех образцах почти одинакова, однако средний квадрат ширины функции распределения растет с увеличением энергии пучка, что указывает на рост деформаций связей. С целью получения более детальной информации об угловой функции распределения $g(\theta)$ мы выполнили разложение $g(\theta)$ на вклады, связанные с разными типами локальной координации атомов.

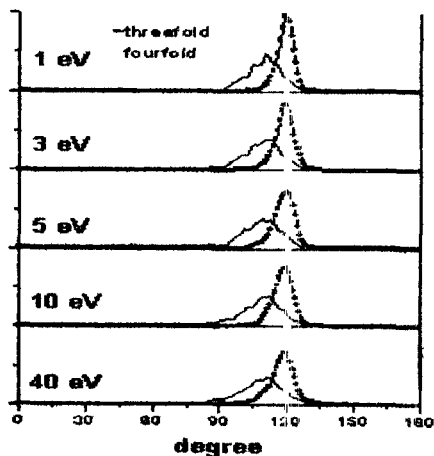
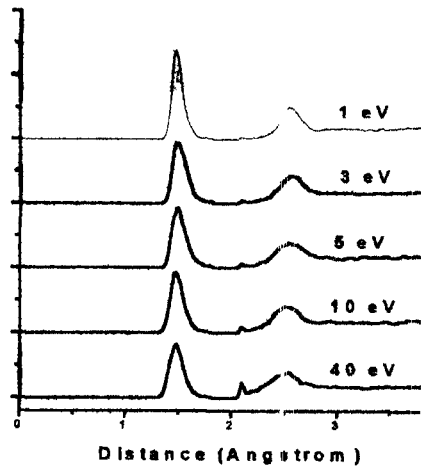
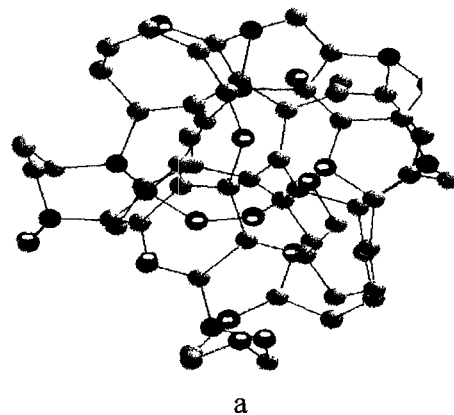


Рис. 2. Радиальная и угловая функции распределения для пленок, полученных при $E_{beam} = 1, 1.5, 10, 40$ эВ.

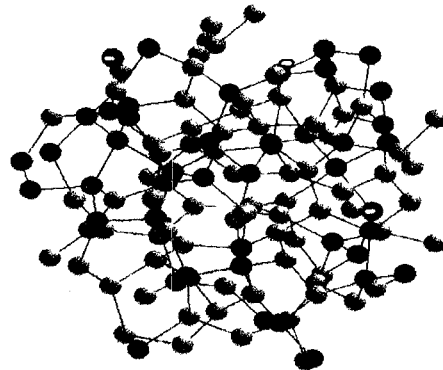
На рис. 3 изображена функция распределения углов между связями. Трехкоординированные конфигурации имеют четкий пик около парного угла графита (для графита он равен 120°). У четырехкоординированных конфигураций пик распределения по углам лежит вблизи 109° , что соответствует алма-

зоподобной структуре. Как и в случае распределения длин связей, функция распределения углов имеет наибольшую полуширину для высоких энергий осаждения.

Конечные структуры двух аморфных углеродных пленок, полученных при энергии пучка 1 и 40 эВ, изображены на рис. 3. Графитоподобные атомы (светлые) являются доминирующим компонентом в этих структурах. Имеется также небольшая фракция двухкоординированных атомов (темные с отметкой). Доля четырехкоординированных атомов (темные) наибольшая в пленках, полученных при энергиях 40 и 70 эВ, при максимуме 41% при 40 эВ. 1 эВ пленка имеет 12% sp^1 , 73% sp^2 и только 15% sp^3 координированных атомов. Как показано на рис. 3, атомы с разным типом координации расположены случайным образом, образуя структуру без существенных корреляций в связях. Это согласуется с экспериментальными результатами Ли и Ланина [7], которые не нашли ни одного доказательства существования плоских графитоподобных sp^2 кластеров в аморфных углеродных конденсатах.



а



б

Рис. 3.

В дополнение к радиальной и угловой функциям распределения структура аморфных ковалентных материалов традиционно характеризуется их статистикой колец. Однако простой подсчет всех колец в структуре несет мало информации, потому что, как правило, число колец монотонно увеличивается с ростом их размера. Поэтому необходимо ввести критерий ограничения в подсчете числа колец, чтобы устранить кольца с самопересечениями (SP критерий, предложенный Франзблау [8]). На рис. 4 изображена статистика колец моделированных пленок углерода для разных энергий пучка.

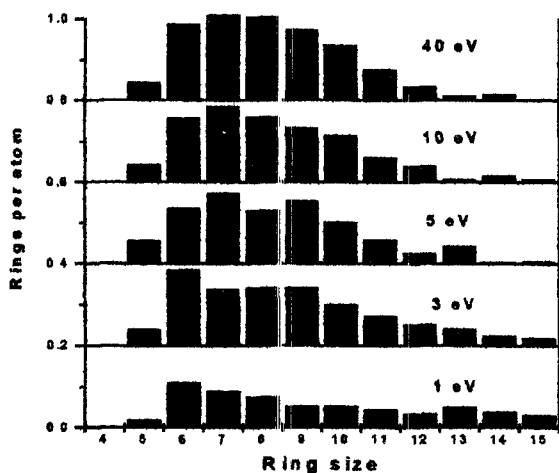


Рис. 4.

Из рис. 4 видно, что кольца размером $N > 9$ преимущественно образуются в пленках, осажденных при энергиях в несколько эВ, что является типичным для полимероподобных структур. Малая доля шести и семизвенных колец соответствует потере графитоподобного упорядочения sp^2 -связей. С увеличением энергии осаждения атомов углерода количество пяти-, шести- и семизвенных колец увеличивается, достигая максимума при энергии 40 эВ. Одновременно с этим количество многозвенных колец уменьшается. Это поведение неплохо согласуется с данными нейтронного рассеивания [7].

Упругие модули определялись путем задания различных внешних деформаций образца и последующей релаксации полностью связанных атомов в новые равновесные положения. При этом поверхностные атомы (которые имеют хотя бы одну нена-

сыщенную связь) фиксировались. Модуль сдвига, μ , находился двумя способами:

i) осуществлением чистой деформации сдвига ($\epsilon_{12} = \epsilon_{21} = \epsilon/2$), при которой:

$$E = \frac{1}{2} \mu \epsilon^2 V;$$

ii) достижением деформации растяжения вдоль одной оси $+\epsilon$ и сжатия вдоль другой $-\epsilon$ ($\epsilon_{11} = \epsilon_{22} = \epsilon$). При этом $E = 2\mu \epsilon^2 V$, где V – объем, и E – полная энергия системы.

Итоговое среднее значение μ находилось для разных деформаций (i) и (ii), приложенных вдоль разных осей образца. Объемный модуль K определялся с помощью приложения гидростатического сжатия:

$$E = \frac{9}{2} K \epsilon^2 V.$$

Для того чтобы найти твердость, мы определяли для каждого образца модуль Юнга (прямое теоретическое вычисление твердости невозможно, так как твердость определяется в терминах пластического течения), используя тот факт, что твердость пропорциональна упругим модулям [9]. Результаты расчетов упругих модулей и твердости (модуль Юнга) относительно алмаза в зависимости от плотности аморфных углеродных пленок показаны на рис 5. Для высоких энергий получение пленки имеет сильно неупорядоченную структуру со значительной долей sp^3 -связей и твердостью (упругие модули), близкой к твердости алмаза.

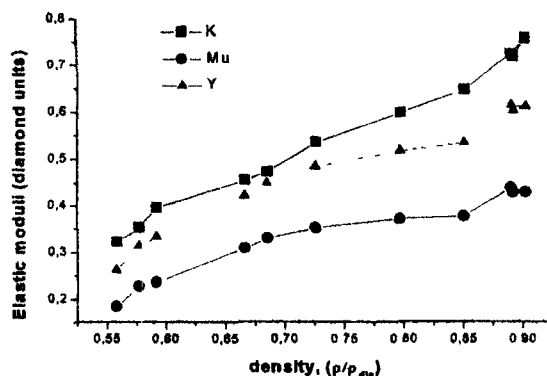
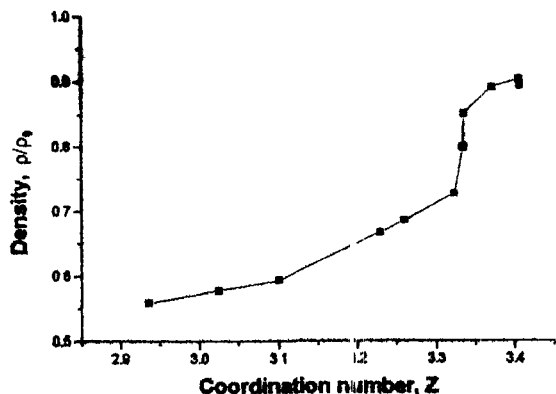


Рис. 5.

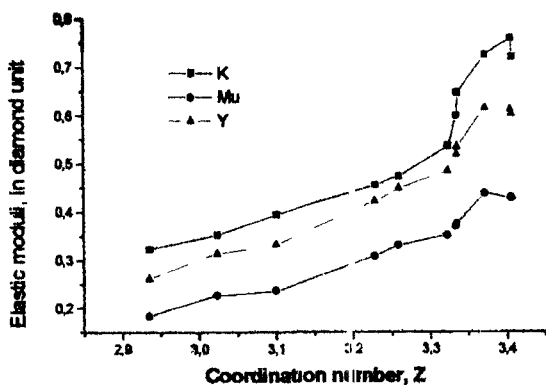
Пленки, полученные при низких энергиях осаждения, состоят преимущественно из sp^2 -связей, образуя полимероподобную струк-

туру с низким значением твердости и упругих модулей.

Дополнительную информацию о структуре аморфных углеродных пленок можно получить, рассматривая зависимость плотности и упругих модулей от среднего координационного числа Z . Как видно из рис. 6, имеет место резкое увеличение плотности и упругих модулей около $Z=3.3$, что напоминает фазовый переход первого рода, который, например, наблюдается в графите при высоком внешнем давлении [10].



а

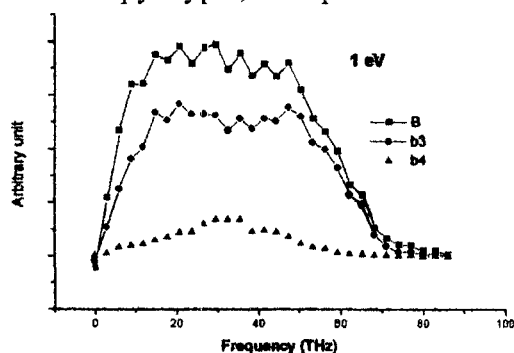


б

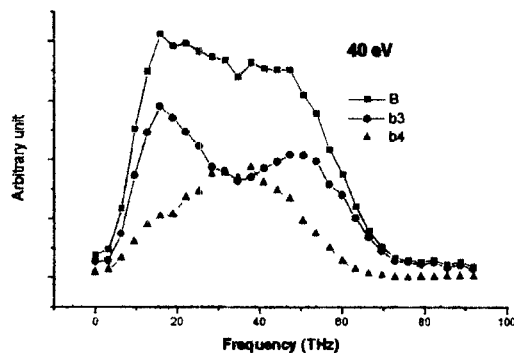
Рис. 6. Плотность а) и упругие модули б) как функции координационного числа Z .

Трансформированная форма графита (лонсдейлит) имеет плотность 2.35-2.4 г*см⁻³, что несколько больше, чем у обычного графита (2.25 г*см⁻³), и значительные значения электрического сопротивления [11]. Образование лонсдейлита можно пояснить в рамках модели «дефектного графита» [12], где этот фазовый переход связан с образованием дополнительных связей пересечения между графитовыми плоскостями и, как следствие, локализацией π -электронов. Однако в исследуемых алмазоподобных аморфных пленках, где sp^2 - и sp^3 -связи распределены почти случайно, и реализуется случайная сеть связей, смены фаз (в обычном термодинамическом смысле) не происходит. При увеличении координационного числа происходит изменение топологии случайной сети. Как и координационное число, топология сети атомов определяется кинетикой формирования и, таким образом, мы имеем дело с топологическим переходом, который контролируется кинетикой роста и релаксации пленки. Большая величина твердости и упругих модулей объясняется значительной плотностью пленок, обусловленной образованием неплоских пересекающихся колец sp^2 и sp^3 -связей. Дополнительная связанность, благодаря наличию sp^3 -атомов, также увеличивает твердость. Как следствие, оба компонента связей вносят примерно равный вклад в жесткость углеродных пленок. Таким образом, результаты моделирования обнаруживают существование топологического перехода, связанного с изменением упаковки трехкоординированных атомов с образованием плотной структуры, которая имеет макро-

двумя алмазоподобными аморфными пленками, где sp^2 - и sp^3 -связи распределены почти случайно, и реализуется случайная сеть связей, смены фаз (в обычном термодинамическом смысле) не происходит. При увеличении координационного числа происходит изменение топологии случайной сети. Как и координационное число, топология сети атомов определяется кинетикой формирования и, таким образом, мы имеем дело с топологическим переходом, который контролируется кинетикой роста и релаксации пленки. Большая величина твердости и упругих модулей объясняется значительной плотностью пленок, обусловленной образованием неплоских пересекающихся колец sp^2 и sp^3 -связей. Дополнительная связанность, благодаря наличию sp^3 -атомов, также увеличивает твердость. Как следствие, оба компонента связей вносят примерно равный вклад в жесткость углеродных пленок. Таким образом, результаты моделирования обнаруживают существование топологического перехода, связанного с изменением упаковки трехкоординированных атомов с образованием плотной структуры, которая имеет макро-



а



б

Рис. 7. Плотность колебательных состояний пленок для энергий 1 и 40 эВ

скопические свойства, близкие к свойствам алмазной структуры [12,13].

Анализ колебательных свойств углеродных пленок, полученных при энергиях от 1 до 40 эВ, был проведен путем вычисления корреляционной функции скоростей атомов в процессе моделирования при температуре образца $T=5K$.

Как видно из рис. 7, на плотности состояний просматриваются два широких максимума около 20 и 50 ТГц, соответственно. Это отвечает вкладам сил сгиба и сил растяжения в колебание атомов. При снижении энергии осаждения углеродных пленок спектр фононов слабо смещается в сторону меньших частот. Недавно, был получен Рамановский спектр рассеяния тонкой углеродной пленки, которая имела высокую плотность sp^3 -связей [14]. Спектр Рамана алмазоподобной пленки имел широкие пики в областях частот, которые отличались от спектра алмаза. Полученная нами колебательная плотность демонстрирует подобное поведение, хотя спектр Рамана не вполне идентичен спектру фононов.

Заключение

Проведенное моделирование методом молекулярной динамики (с использованием классического потенциала Терсоффа) исследование роста аморфных углеродных пленок позволило на микроскопическом уровне изучить структурные, механические и колебательные свойства пленок в зависимости от энергии пучка. Установлено, что значения плотности и упругих модулей становятся близкими к таковым для алмаза при энергиях осаждения около 50 эВ, при этом concentra-

ция четырехкоординированных (алмазоподобных) атомов равна приблизительно 40%. Пленки, полученные при энергиях равных нескольким эВ, имеют графито-подобные свойства. Они содержат преимущественно sp^2 -связи, имеют низкие значения плотности и твердости. Обнаружено существование резкого перехода от графитоподобных структур к алмазоподобным, когда среднее координационное число достигает значения $Z_c \approx 3.3$. Этот переход имеет топологическую природу и связан с образованием неплоских колец атомов с sp^2 -связями, что приводит к образованию структуры с высокой плотностью и твердостью 12.

Библиографический список

1. A. S. Bakay, V. Yu. Gonchar, S. V. Krikun., G. Ya. Lubarsky // *Functional Materials* 2, 222 (1995.)
2. J. Tersoff, *Phys. Rev. B* 37, 6991 (1988)
3. W. D. Luedtke and U. Landman, *Phys. Rev. B* 40, 11733 (1989)
4. Th. Frauenheim, P. Blaudeck, U. Stephan, and G. Jungnickel, *Phys. Rev. B* 48, 4823 (1993).
5. D. R. McKenzie, D. Muller, and B. A. Pailthorpe, *Phys. Rev. Lett.* 67, 773 (1991).
6. H. P. Kaukonen, and R. M. Nieminen, *Phys. Rev. Lett.* 68, 620 (1992)
7. F. Li and J. S. Lannin, *Phys. Rev. Lett.*, 65, 1905 (1990).
8. D. S. Franzblau, *Phys. Rev. B* 44, 4925 (1991).
9. J. J. Gilman, *J. Appl. Phys.*, 46, 5110 (1975)
10. H. Drickamer, in *Solid State Physics*, edited by F. Seitz and D. Turnbull (Academic, New York, 1965), Vol. 17, p. 1.
11. F. B. Bundy and J. S. Kasper, *J. Chem. Phys.* 46, 3437 (1967).
12. M. A. Tamor and C. H. Wu, *J. Appl. Phys.* 67, 1007 (1990).
13. P. C. Kelires, *Phys. Rev. B* 47, 1829 (1993)
14. W. S. Bacsa, J. S. Lannin, D. L. Pappas, and J. J. Cuomo, *Phys. Rev. B* 47, 10931 (1993)

УДК 533.9

ФИЗИКА ЭФФЕКТА ДАЛЬНОДЕЙСТВИЯ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ВИДАХ ВОЗДЕЙСТВИЙ НА ПОВЕРХНОСТЬ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

Д. И. Гетельбаум, Е. В. Курильчик, А. Ю. Азов, М. В. Гуткин
*Научно-исследовательский физико-технический институт
Нижегородского государственного университета им. Н. И. Лобачевского*

Радиационное упрочнение металлов и сплавов методом ионной имплантации осуществляется обычно при весьма больших дозах облучения ($> 10^{17}$ см⁻²). Это требует

обработки в течение длительного времени при использовании установок с непрерывным пучком, либо применения мощных импульсных ионных пучков. Нами на протяжении ряда лет исследуется альтернативный метод — ионное облучение непрерывным (сканирующим) пучком при малых дозах (10^{13} - 10^{16} см⁻²) [1-6]. При этом длительность облучения составляет от нескольких секунд до нескольких минут. Преимущество данного метода состоит не только в сокращении длительности обработки, но и в том, что исключается значительный нагрев образцов и связанные с ним нежелательные побочные следствия (коробление, диффузия, окисление и т.д.). На примере фольг ряда металлов установлено, что такое облучение для структурно несовершенных металлов и сплавов приводит к далекодействующему изменению микротвердости (H), вплоть до противоположащих сторон фольг с толщинами, по крайней мере, 20-100 мкм. Это явление мы назвали малодозным эффектом далекодействия (МЭД). Действие облучения в МЭД проникает через границы раздела стопок фольг, что позволяет свести к минимуму загрязнение их поверхности при облучении в невысоком вакууме.

Нами установлено, что закономерности МЭД обладают удивительной универсальностью. Для всех исследуемых материалов — *Cu*, *Al*, *Ta*, сплав пермаллоя, аморфного сплава *Fe-P-B-Ni* далекодействие имеет место при энергиях ионов выше пороговой, причем энергетический порог далекодействия практически одинаков ($\sim 30 \pm 5$ кэВ) и не зависит от дозы или плотности ионного тока. Доза, при которой эффект максимален (10^{15} см⁻²), также постоянна с точностью до множителя два. Такая универсальность является одним из важных преимуществ метода, поскольку она исключает дополнительные затраты на нахождение оптимальных режимов обработки. Недостаток МЭД заключается в сравнительно малых величинах достигаемого упрочнения (H возрастает для разных материалов от 10 до 30%), а также в сильной зависимости результата от исходного структурного состояния вещества. МЭД заметно выражен лишь

в далеких от равновесного состояния материалах. Заметим, что к ним относится большинство конструкционных материалов.

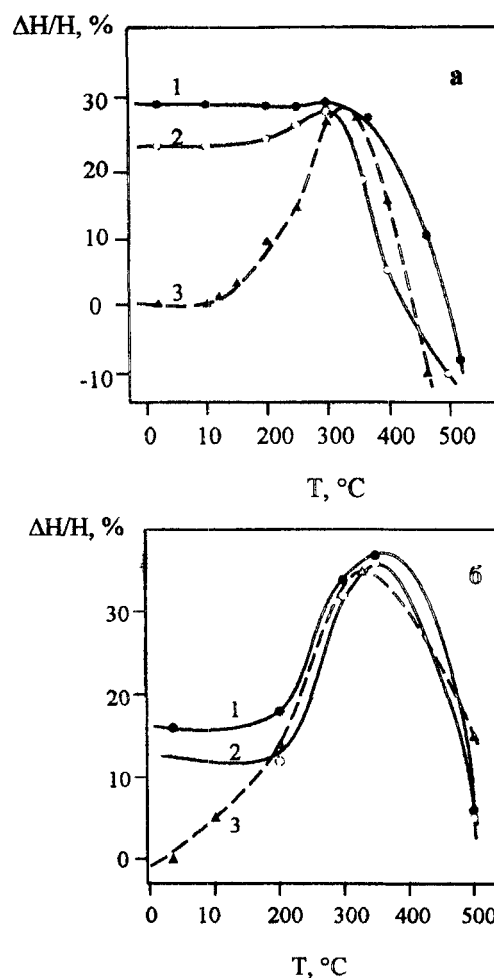


Рис 1 Зависимость относительного изменения микротвердости фольг пермаллоя-79 толщиной 20 мкм от температуры отжига а — облучение при комнатной температуре, б — облучение при температуре жидкого азота, 1 — облученная сторона фольги, 2 — необлученная сторона фольги, 3 — необлученная фольга

Изменения H отсчитываются относительно исходной (необлученной и неотожженной) фольги, на рис а) и б) кривые 3 относятся к разным сериям опытов

В данной работе на примере прокатанных фольг пермаллоя исследовано влияние температурного фактора в МЭД. Установлено, что термический отжиг при $T = 150$ - 300°C (без облучения) приводит к возрастанию H . При более высоких температурах отжига H уменьшается до исходного и даже более низкого уровня (рис. 1). Облучение при комнатной температуре ионами Ar^+

(энергия $E = 40$ кэВ, доза $\Phi = 10^{15}$ см⁻²), как и низкотемпературный отжиг, вызывает повышение H . При этом с облученной стороны H достигает значения $H_{\text{МАКС}}$, полученного при отжиге необлученного образца. С необлученной стороны повышение H несколько меньше, но последующий отжиг при 300°C доводит H до величины $H_{\text{МАКС}}$, после чего изменение микротвердости с температурой отжига почти повторяет ее ход для необлученного образца (рис. 1а). Качественно такое же поведение наблюдается и в случае облучения при температуре жидкого азота (рис. 1б).

Хотя под действием ионного пучка температура фольги несколько повышается, можно утверждать, что увеличение H при облучении не связано с нагревом. В пользу этого свидетельствуют данные для облучения при температуре жидкого азота. В этом случае достигается такое же повышение H , как при 200-градусном отжиге необлученного образца (рис. 1б), т.е. соответствует увеличению температуры ΔT под действием ионного пучка на 400°C. В наших условиях это исключено: прямые измерения показали, что ΔT не превышает 100°C. Таким образом, эти данные указывают на то, что изменения структуры при облучении идут в том же направлении, что и при низкотемпературном отжиге.

Однако облучение вызывает увеличение H не во всех случаях. Так, при облучении прокатанных, а затем отожженных фольг меди было обнаружено снижение микротвердости (таб. 1). Такое различие в поведении H указывает на влияние предистории образцов. Образцы пермаллоя перед облучением хранились в течение нескольких

лет. В случае прокатанных фольг меди, выдержанных в течение ряда лет, облучение также вызывает рост H , как сообщалось ранее [4,6]. В данной же работе образцы подвергались облучению либо сразу после прокатки, либо после низкотемпературного отжига прокатанных фольг.

Из табл. 1 видно, что величина и знак $\Delta H/H$ после облучения зависят от вида предрадиационной обработки. Из этой же таблицы следует, что не только облучение, но и химическое травление может вызывать изменение H . Интересно, что относительно «мягкая» обработка (химическое травление) приводит к более сильным изменениям по сравнению с более «жестким» воздействием (прокаткой).

Ранее [1-6] нами предложена модель, согласно которой за МЭД ответственны упругие волны (УВ), генерируемые в каскадах смещений. Установлено, что сорт иона не оказывает существенного влияния на величину эффекта: например, ионы He^+ , теряющие энергию преимущественно на электронное возбуждение, и ионы Kr^+ , для которых доминируют потери на упругие (атомные) столкновения, оказывают практически одинаковое действие.

Более того, МЭД имеет место и при облучении электронами с подпороговыми, т.е. не вызывающими смещения атомов, энергиями [6]. Следовательно, если в МЭД основную роль играет УВ, то они должны возникать не только непосредственно при передаче энергии бомбардирующих частиц атомам, но и при возбуждении электронной подсистемы, которое затем передается атомной подсистеме.

Таблица 1

Влияние различных видов обработок на микротвердость фольг меди М1.
Изменение отсчитано от значения H до соответствующего вида обработки

Вид обработки	1	2	3	4	4'	5	5'	6	6'
$\Delta H/H, \%$	12	0	15	-10	-10	-18	-17	-4	0

1 - утоньшение с 300 до 50 мкм путем химического травления, 2 - утоньшение с 300 до 50 мкм путем холодной прокатки; 3 - отжиг после прокатки (200° С, 30 мин); 4 - облучение после прокатки (Ag^+ , 40 кэВ, 2×10^{15} см⁻²), лицевая сторона фольги; 4' - то же, обратная сторона фольги; 5 - облучение после прокатки и последующего отжига (Ag^+ , 40 кэВ, 10^{15} см⁻²), лицевая сторона фольги; 5' - то же, обратная сторона фольги; 6 - облучение после химического утоньшения (Ag^+ , 40 кэВ, 10^{15} см⁻²), лицевая сторона фольги; 6' - то же, обратная сторона фольги.