

$$W_0 = (n\Omega_0) \frac{2\pi\Pi_2}{\tilde{F}(E_0)} \frac{1}{N_2^+} \sum_{j=1}^{N_2^+} \hat{F}_{2j}(x_0)$$

и начальным корреляционным весом

$$W_B = \sum_{j=1}^{N_2^+} \hat{F}'_{2j}(x_0) / \sum_{j=1}^{N_2^+} \hat{F}_{2j}(x_0) \approx M \frac{F'_2(x_0)}{F_2(x_0)}.$$

8. Аналогично выбираются начальные координаты, веса и прослеживаются N_{G_2} траекторий частиц, которые моделируют компонент потока $F_{G_2}(x)$.

9. Разыгрываются обычным образом из объемного источника $S_{V_2}(x)$ и прослеживаются прямым блужданием траектории N_{V_2} частиц, которые моделируют компонент потока $F_{V_2}(x)$.

10. По алгоритму 1 обрабатывается возмущенный объем V_1 , причем объем V_2 заменяется черным телом. В результате моделируются компоненты потока $F_{G_1}(x)|_{V_2}$ и $F_{V_2}(x)$ на $N_{G_1} + N_{V_1}$ траекториях.

Искомое возмущение функционала L оценивается на $N_{G_2} + N_{V_2} + N_{G_1} + N_{V_1}$ траекториях частиц методом корреляционных весов.

УДК 621.039.51

Распределение пористости в никеле при облучении ионами аргона

ЛЕБЕДЕВ С. Я., РУДНЕВ С. И.

Исследовано распределение пористости по глубине предварительно отожженных образцов никеля (99,9 ат.%) при облучении их ионами Ar^+ с энергией 1 МэВ при температуре 625 °С. Доза облучения составляла $7 \cdot 10^{16}$ ион/см², плотность тока 4–6 мкА/см². После облучения с поверхности образцов методом виброполировки снимали слои определенной толщины, затем с обратной стороны образцы электролитически утоняли и просматривали на электронном микроскопе.

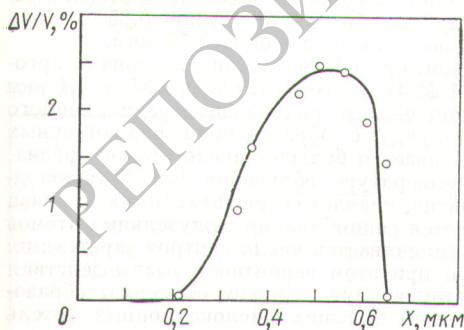
При исследовании облученной поверхности образцов блистеры не были обнаружены, так как критическая

В зависимости от характера конкретного возмущения и возмущаемого функционала нетрудно сконструировать адекватную вычислительную схему на основе приведенных алгоритмов.

Поступило в Редакцию 11. I. 78

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Михайлов Г. А. «Журн. вычисл. мат. и мат. физ.», 1967, т. 7, № 4, с. 915.
2. Золотухин В. Г. В кн.: Вопросы физики ядерных реакторов. Вып. 1. Обнинск, изд. ФЭИ, 1968, с. 140.
3. Хисамутдинов А. И. «Журн. вычисл. мат. и мат. физ.», 1968, т. 8, № 2, с. 467.
4. Kalos M. «Nucl. Sci. and Engng», 1968, v. 33, p. 284.
5. Irving D. «Nucl. Engng and Design», 1971, v. 15, p. 273.
6. Полевой В. Б. «Атомная энергия», 1973, т. 34, вып. 4, с. 296.
7. Полевой В. Б. В кн.: Ядерные константы. Вып. 20, ч. 2. М., Атомиздат, 1975, с. 176.
8. Lindauer E. «Ber. Forschungsarb. Inst. Kerntechn. Techn. Univ. Berlin», 1973, N 29 (Реф. журн. «Ядерная физика», 1975, вып. 4, № B724).



Р и с. 1. Распределение объема полостей по глубине облученного образца

доза образования блистеров при указанных условиях составляет $(1,5 \div 2) \cdot 10^{17}$ ион/см² [1]. Электронно-микроскопическое исследование показало, что поры образуются на глубине 0,2–0,65 мкм. Начиная с глубины 0,45 мкм наряду с порами наблюдались дислокационные петли. График распределения объема полостей представлен на рис. 1. Согласно расчету, проведенному по известной методике [2], ионы аргона с энергией 1 МэВ пробегает $\sim 0,6$ мкм, а наибольшая плотность радиационных повреждений возникает на глубине $\sim 0,5$ мкм и для данной дозы облучения в пике повреждения составляет ~ 40 смещ./атом. Если принять во внимание, что все атомы аргона локализируются в довольно узком слое ($\sim 0,2$ мкм) в конце пробега, то концентрация газа здесь достигает 3–4 ат.%. Если даже предположить, что весь аргон находится в порах, то на одну пору приходится всего три атома аргона, т. е. наблюдаемые поры являются вакансионными с незначительным количеством газа. На микрофотографии структуры облученных образцов никеля (рис. 2) видно, что концентрация пор на глубине 0,55 мкм примерно в 13 раз выше, а их средний диаметр в два раза меньше, чем на глубине 0,35 мкм.

На рис. 3 представлены экспериментально полученные распределения пор по размерам на различной глубине от поверхности облученных образцов, а в таблице приведены вычисленные параметры. Видно, что набухание на глубине 0,55 мкм вызвано в основном высокой концентрацией пор, а на глубине 0,35 мкм — размерами этих пор.

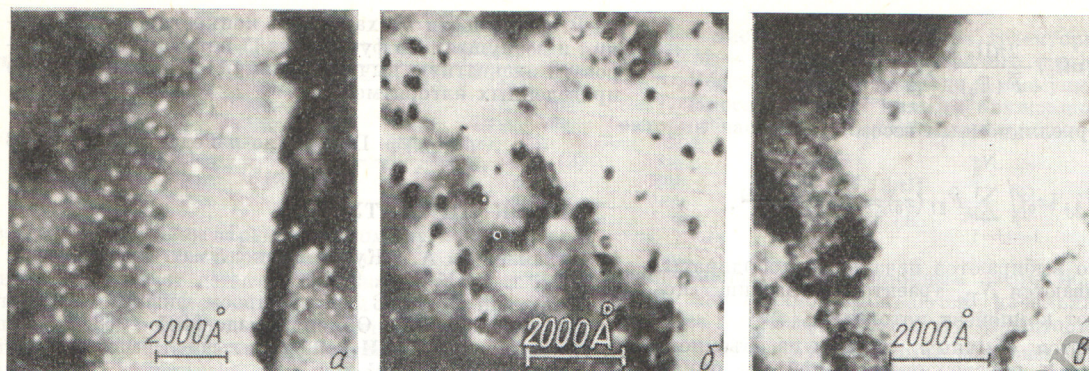


Рис. 2. Микроструктура облученного никеля на глубине 0,25 мкм (а) и 0,55 мкм (б, в)

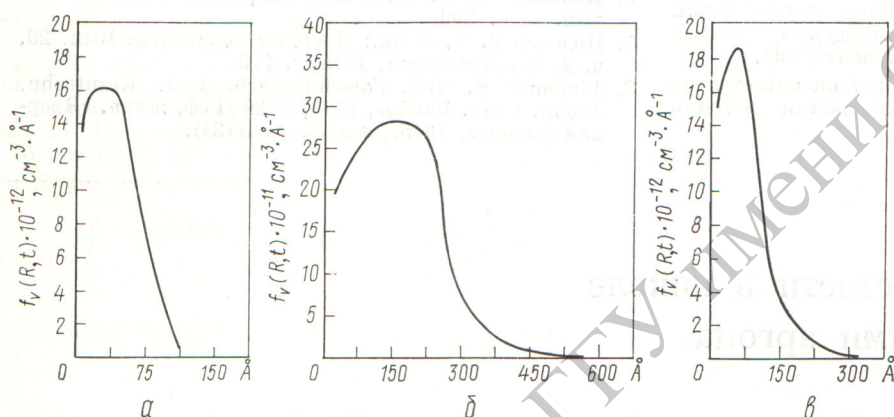


Рис. 3. Функции распределения полостей по размерам на глубине 0,2 мкм (а), 0,35 мкм (б) и 0,55 мкм (в)

Такое различие между размерами и концентрациями пор на глубине 0,35 и 0,55 мкм объясняется прежде всего высокой (3—4 ат. %) концентрацией атомов аргона на глубине 0,55 мкм. Как известно, газ, введенный в образец перед облучением, влияет на концентрацию и размер пор, ускоряет процесс образования пор, ста-

Результаты обработки облученных образцов

Расстояние от облученной поверхности, мкм	Доза облучения, смещ./атом	N_V , см ⁻³	$\langle d_V \rangle$, Å	$\frac{\Delta V}{V}$, %	N_l , см ⁻³	$\langle d_l \rangle$, Å
0,2	5	$1,4 \cdot 10^{15}$	50	0,02	—	—
0,35	20	$1,5 \cdot 10^{15}$	210	1,7	—	—
0,55	40	$2 \cdot 10^{16}$	110	2,5	$6 \cdot 10^{14}$	300

Обозначения: N_V , N_l — концентрация пор и петель; $\langle d_V \rangle$, $\langle d_l \rangle$ — средний диаметр пор и петель; $\Delta V/V$ — объем пор.

билизируя их на ранних стадиях [3]. Изменение химического состава также может приводить к изменению таких важных параметров, как энергия дефектов упаковки, коэффициенты диффузии, поверхностная энергия и т. п. В свою очередь различие между распределением и набуханием пор может объясняться неодинаковой скоростью создания смещений и изменением общей дозы облучения по глубине образца: на глубине 0,35 мкм они в два раза меньше, чем на глубине 0,55 мкм.

Таким образом, при облучении никеля ионами аргона с энергией 1 МэВ в слое на глубине $0,55 \pm 0,1$ мкм (что соответствует области наибольшего радиационного повреждения) наряду с образованием радиационных дефектов накапливается большое число атомов аргона, которые при температуре облучения 625 °С малоподвижны, и, вероятно, улавливаются вакансиями. В связи с этим уменьшается рекомбинация межузельных атомов и вакансий и увеличивается число центров зарождения пор. Возросшая при этом вероятность взаимодействия межузельных атомов друг с другом объясняет образование сравнительно больших дислокационных петель 300 Å (см. рис. 2, б).

Поступило в Редакцию 2.II.78

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дубинский В. Е., Лебедев С. Я., Руднев С. И. Тезисы докладов VII Международной конференции по атомным столкновениям в твердом теле. М. Изд. ИЯФ МГУ, 1977, ч. II, с. 136.

2. Lindhard J., Nielsen V., Scharff M. «Mat. Fys. Medd.», 1968, v. 36., N 10, p. 64.

3. Лебедев С. Я., Панин С. Д., Руднев С. И. «Атомная энергия», 1975, т. 38, вып. 6, с. 426.

УДК 539.172.12

Выходы ^{135m}Ba в ядерных реакциях $^{133}\text{Cs}(\alpha, pn)^{135m}\text{Ba}$ и $^{139}\text{La}(p, \alpha n)^{135m}\text{Ba}$

ДМИТРИЕВ П. П., ПАНАРИН М. В.

Весьма эффективным медицинским радионуклидом является ^{135m}Ba ($T_{1/2} = 28,7$ ч). Путем изомерного γ -перехода ($E_\gamma = 268,24$ кэВ) ^{135m}Ba распадается в основном состоянии ^{135}Ba (см. таблицу). Данные, приведенные в таблице, получены из работы [1].

В настоящей работе измерены зависимости выхода ^{135m}Ba от энергии бомбардирующих частиц при облучении цезия α -частицами и лантана протонами. Облучали соединение CsCl ; коэффициент пересчета выхода ^{135m}Ba на чистый цезий равен 1,4; лантан облучали в виде металлических образцов. Энергию бомбардирующих частиц варьировали алюминиевыми тормозящими фольгами. Методика облучения образцов, измерения активности ^{135m}Ba и интегрального заряда пучка с помощью мониторинной медной фольги аналогична описанной в работе [2]. Активность ^{135m}Ba измеряли по фотопику γ -линий 268,24 кэВ. Результаты измерения выходов ^{135m}Ba приведены на рисунке. Погрешность экспериментальных значений выходов составляет $\pm 10-12\%$ и в основном обусловлена систематическими погрешностями при измерении активности ^{135m}Ba и интегрального заряда пучка.

Измеренные кривые выхода наглядно показывают роль кулоновского барьера для протона и α -частицы, испускаемых в реакциях (α, pn) и $(p, \alpha n)$. Эффективный порог реакции $A(a, bxn)B$ можно рассчитать по формуле $E_{\pi}^{\Phi} = (-Q + U_B) \frac{A+a}{A}$, где Q — тепловой

эффект реакции; $U_B = 0,96 \frac{Z_B Z_a}{B^{1/3} + a^{1/3}}$ — кулоновский барьер вылетающей частицы. В данном случае $E_{\pi}^{\Phi} = 22,6$ МэВ для реакции (α, pn) и $E_{\pi}^{\Phi} = 18,8$ МэВ

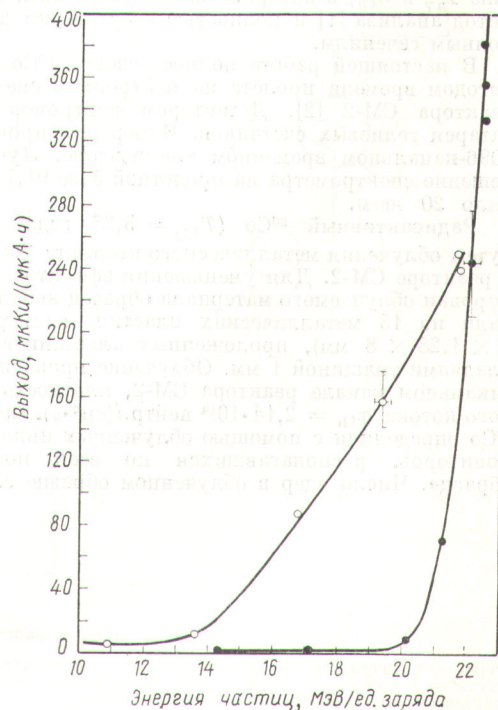
Характеристика квантового излучения ^{135m}Ba

Энергия излучения, кэВ	Вероятность перехода, %	Квантовый выход, %
γ 268,24	100	15,6
K_α 32,06	49,9	44,4
K_β 36,56	11,2	9,9
L_X 4,47	74,1	11,4

Примечание: Для γ -излучения $\alpha_K = 3,91$; $\alpha_L = 1,23$ и $\alpha_n = 5,42$.

для реакции $(p, \alpha n)$. Именно при этих значениях энергии α -частиц и протонов начинается быстрый рост выхода (см. рисунок), хотя энергетические пороги этих реакций равны соответственно 15,5 и 2,66 МэВ.

Особый интерес представляет получение ^{135m}Ba при облучении лантана протонами. Этот способ впервые предложен в настоящей работе. На циклотроне ФЭИ при максимальной энергии частиц выход ^{135m}Ba для способа $\text{La} + p$ в 4 раза выше, чем для способа $\text{CsCl} + \alpha$, и, кроме того, в условиях промышленного получения ^{135m}Ba мишень из металлического лантана может выдержать большую (в 4–5 раз) мощность пучка по сравнению с мишенью с хлористым цезием. Это означает, что производительность способа получения $\text{La} + p$ оказывается примерно в 15–20 раз выше по сравнению



Зависимость выхода ^{135m}Ba от энергии частиц при облучении толстых мишеней цезия α -частицами (○) ($\times 2$) и лантана протонами (●)